

# ETUDE D'UN GYROTRON A CAVITE CYLINDRIQUE INFLUENCE DES REFLEXIONS DE PUISSANCE ET DE L'OSCILLATION D'UN MODE PROPAGEANT

THESE No 964 (1991)

PRESENTEE AU DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

PAR

PATRICK MUGGLI

Ingénieur physicien diplômé EPFL  
originaire de Sursee (LU)

acceptée sur proposition du jury :

Dr M.Q. Tran, rapporteur  
Dr R.J. Temkin, corapporteur  
Dr T.M. Tran, corapporteur  
Prof. F. Troyon, corapporteur

Lausanne, EPFL  
1991



*"Je ne m'intéresse pas à la vérité mais à la lucidité"*

Paul Valéry



## Avant-propos

Cette étude s'inscrit dans le cadre du développement de sources micro-ondes de haute puissance pouvant être utilisées comme système de chauffage ou de génération de courant pour les plasmas de fusion thermonucléaire de tokamaks. Pour ces applications, la puissance délivrée par chaque gyrotron doit être supérieure à 500 kW. Bien que de nombreux succès aient été enregistrés dans la réalisation de telles sources, un nombre considérable d'inconnues demeurent quant aux paramètres du faisceau d'électrons, quant au comportement multimode et à l'apparition de modes parasites dans les cavités à bas facteur de qualité, quant à la stabilité du mode d'oscillation lorsque le gyrotron délivre sa puissance à une charge désadaptée, etc. La réalisation de gyrotrons pouvant satisfaire aux exigences de la fusion nécessite l'étude préalable de tous ces sujets. C'est dans cette optique, et dans celle de son utilisation éventuelle pour la génération de courant non-inductive dans le tokamak FTU, que l'étude et le développement d'un gyrotron à 8 GHz et à cavité cylindrique ont été entrepris. Le but de ce projet, auquel le département EKR de ASEA Brown Boveri apporte sa collaboration technique, est d'identifier les problèmes relatifs au développement d'un gyrotron pouvant produire une puissance de 500 kW, en impulsion longue (~1 s) et à une efficacité proche de 50%. Le mode principal d'oscillation de la cavité est conservé pour tous les gyrotrons, ce qui a permis l'utilisation du même canon à électrons avec chacun des prototypes. A l'exception de quelques composantes mineures, seule la cavité a changé d'un gyrotron à l'autre. Avec cette contrainte de mode, la puissance délivrée par le gyrotron, à efficacité maximale, est augmentée en diminuant le facteur de qualité diffractif des cavités successives. En dehors de l'étude "classique" des gyrotrons, les sujets physiques étudiés sont en relation directe avec cette diminution de facteur de qualité : l'oscillation de modes longitudinaux supérieurs et d'un mode parasite gyro BWO, la suppression de ce mode parasite et la mesure du rapport de vitesse des électrons grâce à sa fréquence, ainsi que l'effet des réflexions de puissance sur les caractéristiques d'oscillation du gyrotron.

L'équipement et le savoir-faire nécessaires à l'opération et à la caractérisation de gyrotrons ont dû être développés et acquis au cours de ce projet et de son projet frère, celui du gyrotron quasi-optique. De grands efforts et beaucoup de temps ont été consacrés à la résolution de problèmes de jeunesse que peuvent rencontrer tant les systèmes expérimentaux que les expérimentateurs eux-mêmes. Rien de tout ceci n'apparaît directement dans les pages qui suivent. Bien que pour des raisons industrielles, ce projet n'ait pas débouché sur l'utilisation effective d'un gyrotron sur le tokamak FTU, les performances atteintes par l'un des prototypes, ainsi que les résultats physiques obtenus, attestent de son succès.



## Résumé

Le facteur de qualité et le mode d'oscillation de la cavité d'un gyrotron sont des paramètres essentiels afin d'obtenir une source de micro-ondes de haute puissance (supérieure à 500 kW) à haute efficacité (environ 50%) et oscillant de manière stable sur le mode principal de la cavité. L'étude et le développement d'un gyrotron oscillant à 8 GHz, dont la cavité résonante est formée par un guide d'onde cylindrique de rayon lentement variable, ont été entrepris. L'étude s'est principalement portée sur les phénomènes associés au bas facteur de qualité du mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité.

La puissance à efficacité optimale d'un mode résonant donné ( $TE_{011}^{\circ}$ ) est augmentée en diminuant son facteur de qualité diffractif ( $Q_{diff}$ ). Les expériences réalisées lorsque le gyrotron délivre sa puissance à une charge adaptée montrent qu'au cours de cette démarche, l'oscillation du mode choisi est perturbée par l'apparition d'oscillations de modes parasites de la cavité : les composantes longitudinales supérieures du mode principal ( $TE_{01q}^{\circ}$ ,  $q=2,3$ ) et d'un mode propageant ( $TE_{21}^{\circ}$ , gyro BWO), correspondant à une instabilité absolue du système. Ces modes limitent la puissance et l'efficacité du mode principal en oscillant soit simultanément avec lui soit à sa place. Lorsque le mode gyro BWO oscille, même à basse puissance (quelques kilowatts), l'efficacité du mode principal de la cavité  $Q_{diff}=160$  ne dépasse pas 25%. L'oscillation de ce mode parasite peut être supprimée à l'aide d'un gradient de champ magnétique le long de la zone d'interaction. L'efficacité maximale du mode principal est alors supérieure à 40% mais la puissance délivrée reste inférieure à celle de la cavité  $Q_{diff}=225$ . L'étude de l'influence des réflexions de puissance sur les caractéristiques d'oscillation du gyrotron révèle que la baisse du facteur de qualité de la cavité augmente la sensibilité de l'oscillateur gyrotron à la puissance réfléchiée par une charge désadaptée. Un gyrotron dont la cavité est à trop bas facteur de qualité ne peut délivrer sa puissance maximale qu'à une charge adaptée. En présence de réflexions de puissance, le mode d'oscillation change ou l'impulsion micro-ondes est interrompue par un arc à l'intérieur du gyrotron. Bien que la puissance maximale obtenue soit de 310 kW à une efficacité de 35% avec la cavité  $Q_{diff}=225$ , la sensibilité de ce gyrotron aux réflexions de puissance limite ses possibilités d'utilisation comme source de génération de courant ou de chauffage d'un plasma, par exemple. Ces résultats montrent

qu'il y a une limite inférieure au facteur de qualité de la cavité d'un gyrotron. Cette limite se situe entre 410 et 225 pour le mode  $TE_{011}^o$  à 8 GHz. En dessous de cette limite, la puissance de ce mode diminue, son oscillation est perturbée ou supprimée par l'oscillation de modes parasites concurrents, et sa sensibilité aux réflexions de puissance le rendent pratiquement inutilisable .

Une détermination de la valeur moyenne du rapport de vitesse  $\alpha$  des électrons du faisceau ( $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$ ) a été réalisée par la mesure de la fréquence d'oscillation du mode gyro BWO. Les résultats obtenus à partir d'une simulation non-linéaire de l'interaction montrent que la valeur de  $\alpha$  à l'entrée de la cavité correspond à celle que le canon à électrons est supposé produire. Ils semblent par contre indiquer la présence de dispersions de vitesse plus importantes que celles attendues. Cette méthode de mesure originale peut être appliquée au faisceau de toutes les sources dans lesquelles un mode gyro BWO est observé, ou directement comme méthode de caractérisation du faisceau généré par un canon à électrons donné.

## Abstract

The quality factor and oscillating mode of a gyrotron cavity are essential parameters to consider when trying to obtain a high power (>500 kW), high efficiency (~50%) microwave source, which oscillates in a stable manner in the principal mode of the cavity. The study and development of an 8 GHz gyrotron whose resonant cavity is formed by a cylindrical waveguide of slowly varying radius, is undertaken. The study is principally concerned with the phenomena associated with the low quality factor of the  $TE_{011}^{\circ}$  mode of the cavity.

The power at optimal efficiency of a given resonant mode ( $TE_{011}^{\circ}$ ) is increased when the diffractive quality factor ( $Q_{diff}$ ) of the mode is decreased. Experiments performed with the gyrotron delivering power into a matched load show that during the process of decreasing  $Q_{diff}$ , the chosen mode of oscillation is perturbed by the appearance of oscillations in parasitic modes of the cavity; composed of higher order longitudinal modes ( $TE_{01q}^{\circ}$ ,  $q=2,3$ ), and a propagating mode ( $TE_{21}^{\circ}$ , gyro BWO), corresponding to an absolute instability of the system. These modes limit the power and efficiency of the principal mode by either oscillating simultaneously with, or in place of, the principal mode. When the gyro BWO mode oscillates, even at low power (several kilowatts), the efficiency of the principal mode of a cavity with  $Q_{diff}=160$  is limited to less than 25%. This parasitic oscillation can be eliminated by the addition of a gradient in the magnetic field over the length of the interaction region. The maximum efficiency of the principal mode is then greater than 40%; however, the power delivered remains lower than that of the cavity with  $Q_{diff}=225$ . The study of the influence of power reflections on the oscillation characteristics of the gyrotron reveals that the lowering of the quality factor of the cavity increases the sensitivity of the gyrotron to power reflections due to mismatched loads. A gyrotron with a quality factor which is too low can only deliver its maximum power to a matched load. In the presence of power reflections, the mode of oscillation changes, or the pulse is interrupted by an arc in the interior of the gyrotron. Even though a maximum power of 310 kW at an efficiency of 35% is obtained by the cavity with  $Q_{diff}=225$ , the sensitivity of this gyrotron to power reflections could limit the possibility of its use as a source for current generation or heating in a plasma, for example. These results show that there is a lower limit to the quality factor of a gyrotron

cavity. This limit is situated between 410 and 225 for the  $TE_{011}^o$  mode at 8 GHz. Below this limit the power in the mode decreases, the oscillation is perturbed or eliminated by the simultaneous oscillation of parasitic modes, and the sensitivity to power reflections could render the tube unusable for practical applications.

A determination of the average velocity ratio  $\alpha$  of the electrons in the electron beam ( $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$ ) is made by measuring the oscillation frequency of the gyro BWO mode. The results obtained using a non-linear simulation of the interaction between the gyro BWO and the electron beam show that the value of  $\alpha$  at the entrance of the cavity corresponds to the  $\alpha$ -value which the electron gun is supposed to produce. It seems, however, to indicate the presence of a larger velocity dispersion than expected. This original method of measuring the  $\alpha$  of an electron beam can be applied to any source in which a gyro BWO mode is observed, or directly as a method of characterising the beam generated by a given electron gun.

## Avertissement

Un certain nombre de précisions sont utiles à la compréhension du texte :

- La langue dans laquelle se font les publications scientifiques étant l'anglais, certains termes sont donnés entre guillemets, dans cette langue, afin de préciser le sens de la traduction française utilisée.
- Le mot "cavité" est parfois utilisé au lieu du mot "guide d'onde". Le système considéré ici est un gyrotron, oscillant sur le mode  $TE_{011}^{\circ}$ , dont la partie principale est une cavité résonante. Le mode  $TE_{21}^{\circ}$  est également observé, mais pour ce mode propageant, la cavité du mode gyrotron se comporte comme un guide d'onde de longueur finie et non comme une cavité. Ainsi le mot "cavité" est parfois utilisé en parlant du mode  $TE_{21}^{\circ}$  pour désigner l'objet matériel dans lequel le mode se propage, même si cet objet ne se comporte pas comme une cavité résonante pour ce mode.
- Les références à chacune des cavités étudiées se font par leur facteur de qualité diffractif pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$  à environ 8 GHz, donné dans la table (cf. table 2.2.1).
- Les notions introduites dans la partie du texte ne décrivant pas les expériences sont toujours illustrées par des exemples en rapport avec les situations expérimentales rencontrées au cours de ce travail.
- Chaque fois que la valeur d'un paramètre n'est pas explicitement mentionnée, la valeur considérée est celle donnée dans l'annexe 2.
- Le système d'unités utilisé est le système MKSA. Les valeurs de certaines grandeurs (champs magnétiques, distances, ...) sont cependant données en unités plus naturelles pour cette expérience.



## Table des matières

	Page	
1.	Introduction	1
1.1	Le gyrotron	1
1.2	L'instabilité cyclotronique	3
2.	Cavités micro-ondes	9
2.1	Modes propres d'un guide d'onde	9
2.2	Cavités cylindriques	11
2.3	Choix du mode d'oscillation	18
2.4	Autres types de cavités	21
3.	Interaction entre l'onde et le faisceau d'électrons	23
3.1	Théorie linéaire	24
3.1.1	Relation de dispersion linéaire	24
3.1.2	Nature de l'instabilité	31
3.2	Théorie non-linéaire	37
3.2.1	Traitement non-auto-cohérent	42
3.2.1.1	Description en variables réduites	43
3.2.1.2	Interaction dans la cavité vide	49
3.2.2	Traitement auto-cohérent	54
3.2.2.1	Cavité gyrotron à bas facteur de qualité	55
3.2.2.2	Mode gyro BWO dans la cavité du gyrotron	58
4.	Description du montage expérimental et méthodes de mesure	63
4.1	Description du montage expérimental	63
4.1.1	Le canon à électrons et le champ magnétique	63
4.1.2	La cavité	67
4.1.3	Le collecteur	68
4.1.4	La fenêtre	69
4.1.5	La charge	70
4.1.6	L'alimentation électrique	71
4.2	Méthodes de mesure	72
4.2.1	Le mode d'oscillation	72
4.2.2	La fréquence	73
4.2.3	La puissance	73

5.	Caractéristiques des quatre gyrotrons	75
5.1	Cavités $Q_{diff}=2375$ et $Q_{diff}=406$	77
5.2	Cavité $Q_{diff}=225$	81
5.3	Cavité $Q_{diff}=160$	85
5.3.1	Mode $TE_{01}^o$ gyrotron	87
5.3.2	Mode $TE_{21}^o$ gyro BWO	91
5.3.3	Suppression du mode $TE_{21}^o$ gyro BWO	95
5.3.4	Les modes longitudinaux supérieurs $TE_{01q}^o$ de la cavité	105
5.4	Discussion et conclusions	107
6.	Influence des réflexions de puissance sur les caractéristiques d'oscillation du gyrotron	109
6.1	Oscillateur de Van der Pol et diagramme de Rieke	110
6.2	Calcul des diagrammes de Rieke pour le gyrotron	111
6.3	Technique expérimentale	117
6.4	Influence des réflexions de puissance sur les cavités à bas facteur de qualité	117
6.4.1	Mesures avec la cavité $Q_{diff}=225$	117
6.4.2	Mesures avec la cavité $Q_{diff}=160$	121
6.5	Effet de longue ligne	123
6.6	Effets de longue ligne engendrés par la fenêtre	129
6.7	Conclusions	130
7.	Caractérisation du faisceau d'électrons par la fréquence du mode gyro BWO	133
7.1	Caractérisations de faisceaux d'électrons	133
7.2	Calcul de $\omega_{BWO}$ en fonction de $\alpha$	136
7.3	Technique expérimentale	137
7.4	Résultats et discussion	137
7.5	Conclusions	145
8.	Conclusions générales	147
	Annexe 1 Modes TE dans un guide d'onde circulaire	151
	Annexe 2 Paramètres standards	155
	Références	157
	Constantes et symboles utilisés	164
	Curriculum vitae et remerciements	167

## 1. Introduction

La réalisation de gyrotrons à cavité cylindrique de haute puissance et d'efficacité élevée se heurte aux problèmes engendrés par le bas facteur de qualité diffractif du mode d'oscillation et par la forte densité de charge et d'énergie du faisceau d'électrons. Ces problèmes sont rencontrés dans tous les gyrotrons, quels que soient leur fréquence ou leur mode d'oscillation. Les problèmes relatifs au bas facteur de qualité sont abordés sur quatre gyrotrons pour lesquels le facteur de qualité de la cavité est diminué afin d'augmenter la puissance de sortie à efficacité maximale.

Les modèles théoriques décrivant la cavité du gyrotron et l'interaction entre le faisceau d'électrons et un mode d'oscillation de cette cavité sont présentés dans les chapitres 2 et 3. Ces modèles sont utilisés pour réaliser les différents gyrotrons et les résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux. L'environnement expérimental est présenté au chapitre 4. Dans le chapitre 5 sont discutés les résultats expérimentaux généraux (fréquences et modes d'oscillation, puissance délivrée ...) obtenus avec les quatre gyrotrons étudiés. Le chapitre 6 est consacré à l'étude de l'influence des réflexions de puissance sur les caractéristiques d'oscillation des deux gyrotrons à bas facteur de qualité. Le chapitre 7 présente une méthode originale qui permet de déterminer le rapport de vitesses  $\alpha$  des électrons du faisceau, ainsi que les résultats obtenus avec le faisceau du gyrotron dont la cavité a le plus bas facteur de qualité. Les conclusions générales sont exposées au chapitre 8.

### 1.1 Le gyrotron

Depuis la première expérience dans laquelle des ondes ont été produites en utilisant l'instabilité cyclotronique (Pantell, 1959), une grande variété de sources ont été développées à partir de cette instabilité. Elles sont regroupées sous le nom de MASER à effet cyclotronique ("Electron Cyclotron MASER" ou ECM). Les gyrotrons forment une classe de sources qui utilisent l'interaction, à travers l'instabilité cyclotronique, entre un faisceau d'électrons immergés dans un champ magnétique statique  $B_0$  et un mode d'une cavité résonante, pour produire de l'énergie sous forme d'onde EM dans le domaine des

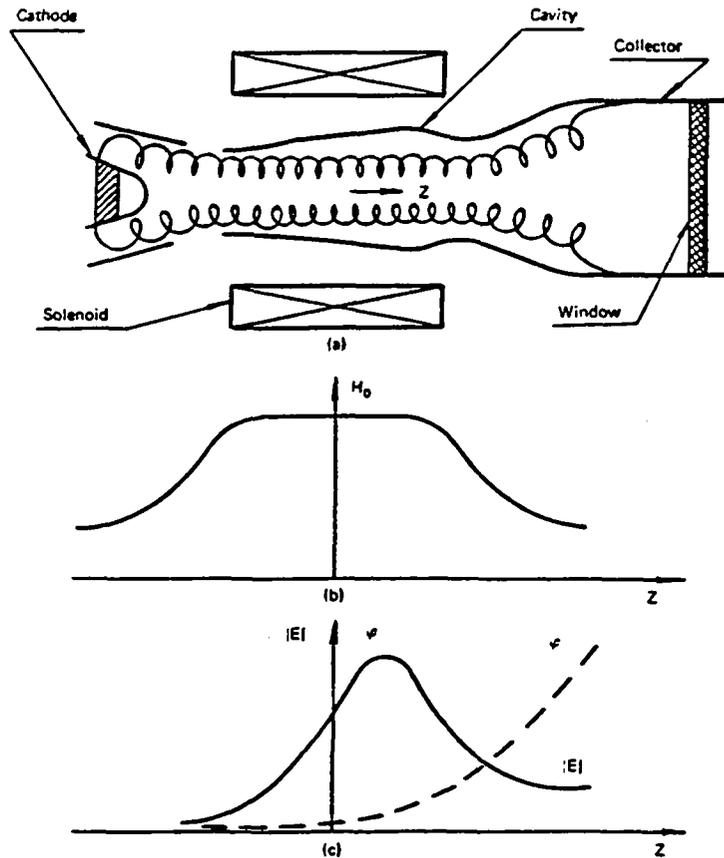


Figure 1.1.1 : Schéma de principe d'un gyrotron à cavité cylindrique (a), profil du champ magnétique statique  $B_0$  (ou  $H_0$ ) (b) et profil longitudinal du champ électrique du mode résonant de la cavité,  $E = |E| \exp[-i\omega t + \varphi(z)]$  (c) (extrait de Flyagin, 1984).

longueurs d'onde centimétriques ou millimétriques. Les gyrotrons à cavité cylindrique (fig. 1.1.1) ont bénéficié du plus grand effort de recherche et de développement, alors que les gyrotrons à résonateur quasi-optique n'ont pas encore réussi à démontrer la possibilité d'obtenir de hautes puissances à haute efficacité. Le spectre de performances atteint par les gyrotrons à cavité cylindrique est très grand. Le domaine de fréquences s'étend de 8 GHz (Muggli, 1990) à 140 GHz (Kreisher, 1990) pour les systèmes résonant sur la fondamentale de la fréquence cyclotronique, et jusqu'à plus de 500 GHz pour ceux résonant sur la seconde harmonique (Spira-Hakkarainen, 1990). La fréquence de gyrotrons de faible puissance peut être accordée en passant d'un mode à l'autre de la cavité, de 100 à 300 GHz à la fondamentale de la fréquence cyclotronique et jusqu'à 500 GHz avec la seconde harmonique (Brand, 1990). Une puissance de sortie d'un mégawatt est atteinte en continu à 8 GHz (Garin, 1990) et en impulsions courtes, de quelques microsecondes, à 148 GHz (Xu, 1990). Les efficacités sont supérieures à 30% à puissance maximale, alors que des efficacités de 63% sont atteintes à 100 kW avec une cavité complexe (Carmel, 1983). Des versions commerciales de gyrotrons entre 28 et 140 GHz délivrant entre 100 et 200 kW de

puissance continue sont aujourd'hui disponibles sur le marché (Felch, 1990). Dans une cavité cylindrique, le mode d'interaction est un mode  $TE_{mp}^0$ . Alors qu'à basse fréquence les modes de volume,  $m \approx p \approx 1$ , sont choisis, à haute fréquence il est nécessaire de choisir un mode de surface,  $m \gg p \approx 1$ .

Le développement spectaculaire des gyrotrons a été motivé par la fusion thermonucléaire qui a besoin de sources de haute puissance, plus d'un mégawatt en continu, à des fréquences pouvant atteindre 280 GHz. A ces niveaux de puissance et à ces fréquences, les sources conventionnelles, klystrons, magnétrons, tubes à onde progressive ou rétrograde, etc., ne peuvent supporter les contraintes thermiques imposées par les pertes ohmiques dans la structure d'interaction. Les dimensions caractéristiques de ces structures sont typiquement de l'ordre de la longueur d'onde générée. Cette contrainte est moins sévère pour le gyrotron puisque la cavité peut être largement surmodée. Les gyrotrons de fréquence supérieure à 70 GHz sont utilisés pour le chauffage cyclotronique électronique du plasma ("Electron Cyclotron Resonant Heating" ou ECRH) (Chu, 1985). L'énergie EM peut être déposée sur une couche résonante du plasma en ajustant la fréquence du gyrotron ou le champ magnétique du tokamak, ce qui permet également de stabiliser certaines instabilités en contrôlant les profils de courant et de densité du plasma. Les gyrotrons de fréquence intermédiaire, entre 28 et 70 GHz environ, sont utilisés pour la pré-ionisation du plasma (Pochelon, 1990) et pour le chauffage à la fréquence hybride supérieure. Les gyrotrons à plus basse fréquence sont utilisés pour la génération de courant non-inductive ("current drive") à la fréquence hybride inférieure (Antonsen, 1985). La fréquence des gyrotrons étudiés lors de ce travail est de 8 GHz et correspond à la fréquence hybride inférieure du plasma du tokamak FTU (Andreani, 1990). C'est une des applications possibles pour ces gyrotrons.

Les principaux problèmes physiques généralement rencontrés lors du développement d'un gyrotron sont des problèmes de compétition de modes, principalement dans les cavités largement surmodées, des problèmes de charge d'espace, qui dégradent la qualité du faisceau et limitent les puissances maximales, des problèmes d'oscillation de modes parasites, qui diminuent l'efficacité du mode d'oscillation principal, des problèmes de réflexion de puissance par une composante désadaptée de la ligne de transmission ou de la charge, ainsi que la réalisation des coupleurs permettant d'obtenir le mode de sortie requis pour une application spécifique. Les problèmes technologiques sont principalement thermiques et liés à la haute fréquence du gyrotron : les pertes ohmiques dans la paroi de la cavité, l'absorption de puissance EM par la fenêtre et l'impact du faisceau sur le collecteur.

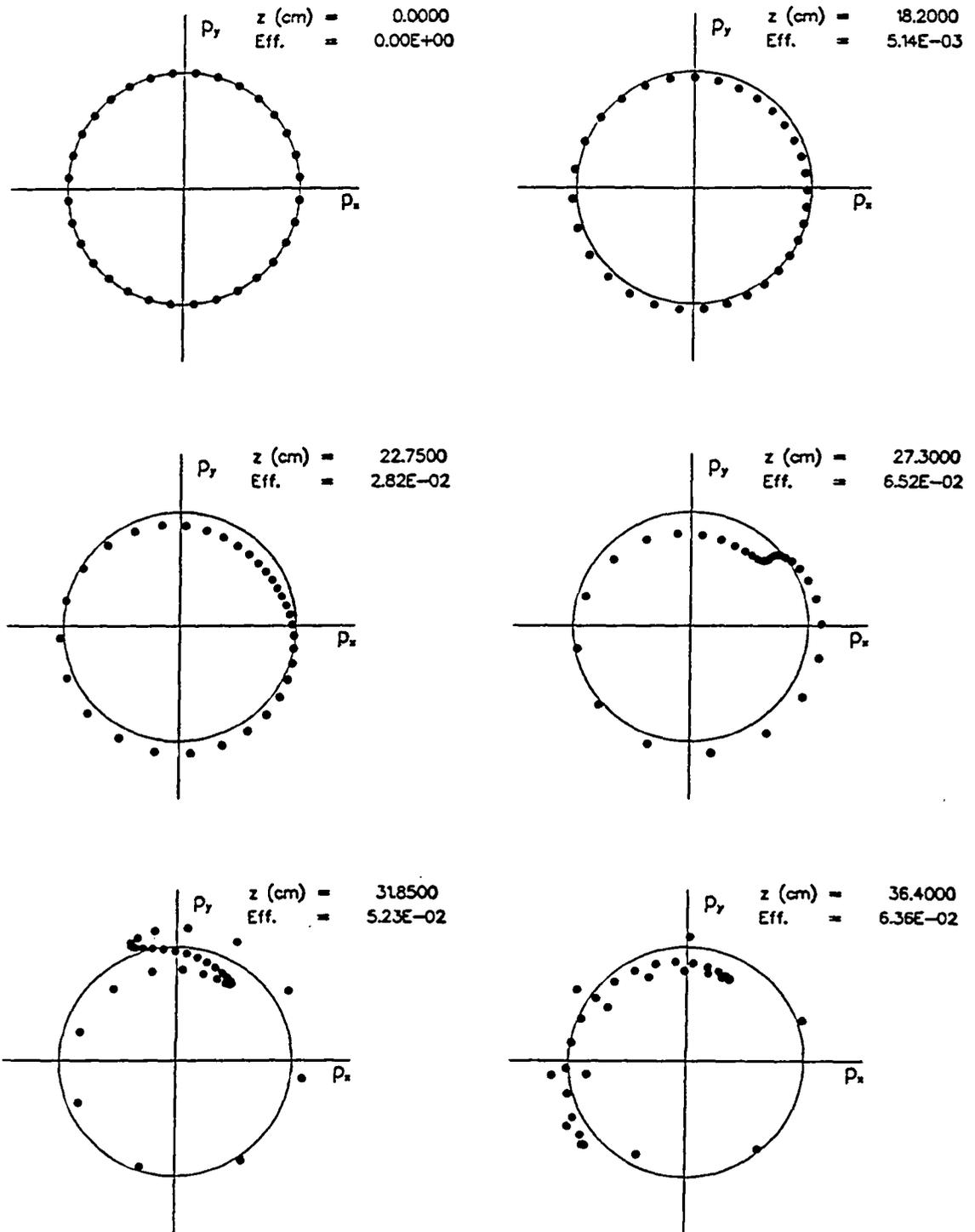


Figure 1.1.1 : Phase des électrons dans l'espace  $(p_x, p_y)$ , le long du profil de la cavité  $Q_{diff}=160$ . Les dessins correspondent environ aux temps 0, 20, 25, 30, 35 et 40 fois la période de l'onde :  $2\pi/\omega$ . Les particules se regroupent,  $z=18.2$  cm et 22.75 cm, puis en moyenne perdent une partie de leur énergie.

## 1.2 L'instabilité cyclotronique

R.Q. Twiss (1958) a le premier postulé la possibilité d'amplification d'ondes à la  $s^{\text{ième}}$  harmonique de la fréquence cyclotronique,  $\omega \approx s\Omega_c$ , par les particules libres d'un milieu ionisé, pour expliquer la présence de certaines fréquences et polarisations dans le spectre d'émission d'ondes radio lors des irrptions solaires de type I. Il a également avancé la nécessité d'une inversion de population et d'une non-équidistance des niveaux d'énergie entre lesquels se font les transitions électroniques pour que l'émission se produise. Ce sont ensuite Schneider (1959), avec une théorie quantique, et Gaponov (1959), avec un théorie classique, qui, de manière indépendante, ont décrit le phénomène d'émission cyclotronique stimulée dans un faisceau d'électrons faiblement relativistes immergés dans un champ magnétique. Dans la théorie quantique, les solutions de l'équation de Dirac donnent les niveaux d'énergie  $E_n$  d'un électron relativiste de charge  $e$  et de masse  $m_0$  immergé dans un champ  $B_0$  uniforme (Schneider, 1959, Itzykson, 1985 pour la dérivation) :

$$E_n^2 = m_0^2 c^4 + p_{\parallel}^2 c^2 + (2n + 1 - \alpha) \hbar e B_0 / m_0$$

où  $p_{\parallel}$  est l'impulsion de l'électron parallèle à  $B_0$ ,  $n=0,1,2,\dots$  et  $\alpha=-1,+1$  une des valeurs propres de la matrice de Pauli  $\sigma_z$ . Ces niveaux ont une dégénérescence discrète,  $(n,\alpha=-1)$  et  $(n+1,\alpha=+1)$ , et une dégénérescence continue en  $p_{\parallel}$ . L'effet relativiste,  $\gamma > 1$ , les rend non-équidistants, les probabilités d'absorption et d'émission stimulées à partir d'un niveau quelconque ne sont donc pas égales. Dans le cas d'un électron non-relativiste,  $\gamma=1$ , ces niveaux sont appelés niveaux de Landau et sont équidistants. Les deux probabilités de transition sont égales, et il n'y a, en moyenne, ni amplification ni amortissement d'une perturbation initiale. L'inversion de population, qui est la seconde condition nécessaire pour qu'il y ait amplification, est obtenue en préparant les électrons avec une grande énergie perpendiculaire de rotation. La théorie quantique décrit le phénomène physique mais n'est pas nécessaire pour décrire les systèmes expérimentaux puisque l'on a :

$$n \hbar \Omega_c \ll m_0 c^2$$

où  $\Omega_c = eB_0 / \gamma m_0$  est la fréquence cyclotronique relativiste des électrons. La théorie classique est dès lors suffisante.

Si l'on observe le comportement des électrons en présence d'une onde de fréquence  $\omega$  ( $\omega \approx \Omega_c$ ,  $s=1$ ), l'instabilité cyclotronique est engendrée par un effet relativiste de

masse négative. A l'entrée de la zone d'interaction, les électrons ont sur leur orbite de Larmor, qu'ils parcourent à la fréquence  $\Omega_c$ , une phase arbitraire par rapport à celle du champ électrique de l'onde de fréquence  $\omega \approx \Omega_c$ . Pour un ensemble d'électrons, la différence de phase est distribuée uniformément entre 0 et  $2\pi$ . La représentation des électrons dans l'espace  $(p_x, p_y)$  (fig. 1.2.1) montre que les électrons ayant une vitesse initiale dont le sens est opposé à celui du champ électrique vont gagner de l'énergie sur une période de l'onde, leur facteur relativiste  $\gamma$  et donc leur masse  $\gamma m_0$  vont augmenter. Leur fréquence cyclotronique va diminuer et ils vont accumuler un retard de phase par rapport à la phase de l'onde. Au contraire, les électrons ayant leur vitesse dans le même sens que celui du champ électrique vont perdre de l'énergie, leur facteur  $\gamma$  va diminuer et ils vont accumuler une avance de phase par rapport à la phase de l'onde. Les électrons ont donc tendance à se regrouper autour d'une certaine valeur de phase ("phase bunching"). L'énergie gagnée ou perdue par les particules est prise ou donnée à l'onde. Dans le cas d'un synchronisme exact entre l'onde et les particules,  $\omega = \Omega_c$ , elles se regroupent autour d'une phase telle qu'il y a autant de particules qui gagnent que de particules qui perdent de l'énergie, le bilan net est nul. Dans le cas où la fréquence de l'onde est légèrement supérieure à celle des électrons,  $\omega > \Omega_c$ , les particules se regroupent autour d'une phase telle que le bilan d'énergie est positif. Il y a amplification du champ électrique initial de l'onde (bruit). Le faisceau est instable, on parle d'instabilité cyclotronique. Après un certain nombre de périodes de l'onde, les particules ont accumulé un trop grand retard de phase et ont une phase telle qu'en moyenne elles gagnent à nouveau de l'énergie, la distance d'interaction est alors trop longue ("overbunching"). Symétriquement, le mécanisme peut fonctionner en accélérateur de particules si l'on choisit  $\omega < \Omega_c$ , c'est le principe du chauffage cyclotronique électronique ("ECRH"). L'instabilité cyclotronique a été étudiée pour des faisceaux électroniques annulaires se trouvant entre deux plaques conductrices infinies (Sprangle, 1977) ou dans un guide d'onde cylindrique (Chu 1980a) et comparée à l'instabilité Weibel (Weibel, 1959) (Chu, 1978a). Elle peut être de type convectif ou absolu (cf. §3.1.2). Le taux de croissance de l'instabilité est proportionnel à  $(\beta_{\perp 0}^2 / \gamma_0)^{1/3}$  et la largeur d'instabilité est faible (cf. §3.1.1). Les résultats obtenus s'appliquent plus particulièrement aux sources utilisant des ondes propageantes, gyro BWO ou TWA, CARM.

Pour un gyrotron destiné à produire de la puissance sous forme d'ondes, le faisceau doit être placé dans une cavité résonante afin que l'instabilité convective puisse atteindre une grande amplitude. Le profil de champ électrique le long de la zone d'interaction qui conduit à une grande efficacité se compose d'une zone de faible amplitude où se réalise le regroupement en phase des électrons, puis d'une zone à grande amplitude, où se fait l'extraction non-linéaire d'une fraction importante de leur énergie perpendiculaire de rotation (cf. fig. 2.2.1 et 3.2.1.2.1). Le long de toute la zone d'interaction, la phase de l'onde

doit rester constante afin de conserver la relation de résonance  $\omega \approx \Omega_c$ . L'interaction est ensuite interrompue, soit en désaccordant le champ magnétique  $B_0$ , soit en rendant l'onde propageante. Ce profil de champ électrique est obtenu à travers la variation lente du rayon de la cavité en fonction de  $z$ . Pour un système oscillant à l'harmonique  $s=1$  de la fréquence cyclotronique et avec un faisceau faiblement relativiste,  $\gamma_0 \approx 1.147$ , le rapport entre la fréquence de l'onde et la fréquence cyclotronique  $\omega/\Omega_c$  pour lequel l'efficacité d'interaction est maximale est d'environ 1.1 dans le régime linéaire et d'environ 1.08 dans le régime non-linéaire. La largeur d'instabilité ou largeur de résonance peut être définie comme la largeur à mi-hauteur de la courbe d'efficacité linéaire, elle est d'environ 3% (fig. 1.2.2).

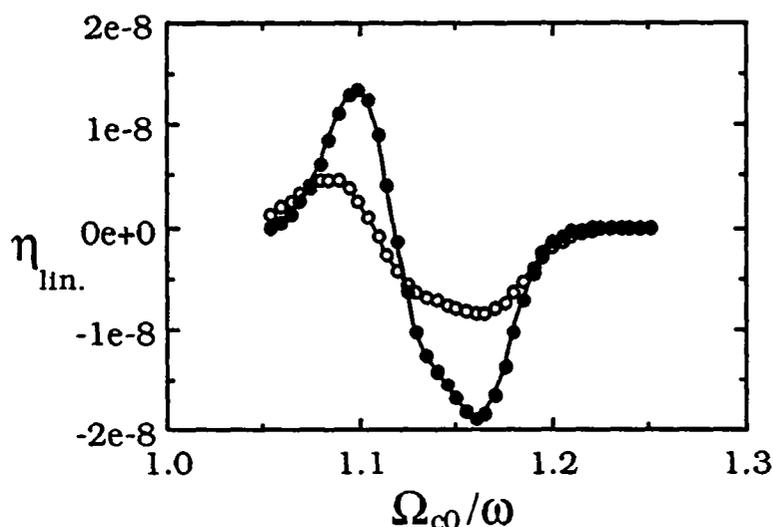


Figure 1.2.2 : Efficacité linéaire du transfert d'énergie du faisceau d'électrons vers le mode  $TE_{011}$  de la cavité vide  $Q_{diff}=160$ , en fonction de  $\Omega_{c0}/\omega$  pour  $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle = 1.25$  (cercles vides) et 1.75 (cercles pleins). Le domaine de fonctionnement du gyrotron est donné par :  $\Omega_{c0}/\omega \leq \gamma_0 = 1.1468$  dans ce cas. Le système peut en principe fonctionner en accélérateur de particules si  $\Omega_{c0}/\omega \geq \gamma_0$  puisqu'alors  $\eta_{el} < 0$ . Paramètres :  $U_{cath} = 75$  kV,  $E_0 = 10$   $Vm^{-1}$ .



## 2. Cavités micro-ondes

La composante de l'instabilité cyclotronique utilisée dans un gyrotron,  $k_{\parallel} > 0$ , étant convective, elle a besoin d'une rétroaction ("feedback") extérieure au faisceau pour être observée. Cette rétroaction est apportée par une cavité résonante dans laquelle s'établit une structure d'onde stationnaire de grande amplitude. C'est cette dernière qui permet d'extraire jusqu'à plus de 70% de l'énergie perpendiculaire des électrons. Les cavités généralement utilisées dans les gyrotrons sont de type guide d'onde. Les cavités considérées ici sont formées par un guide d'onde de rayon lentement variable. Plusieurs autres géométries permettant d'augmenter la sélection de mode et l'efficacité d'interaction sont brièvement discutées dans le paragraphe 2.4. L'efficacité d'un gyrotron, sa stabilité d'oscillation et son comportement multimode sont en partie contrôlés par la géométrie de la cavité, le choix du mode résonant et de son facteur de qualité.

### 2.1 Modes propres d'un guide d'onde

Un guide d'onde est un domaine uniforme et infini dans une direction ( $z$ , la direction longitudinale ou parallèle) et limité par une surface métallique dans le plan transverse (généralement  $(x,y)$  ou  $(r,\theta)$ ). On considère le cas du métal parfait, c'est-à-dire de conductivité électrique  $\sigma$  infinie ( $\sigma \rightarrow \infty$ ). Dans le guide d'onde, les champs E.M. satisfont les équations de Maxwell homogènes :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \wedge \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 & \nabla \wedge \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

où l'on considère le cas où le milieu diélectrique emplissant le guide d'onde est le vide ( $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ ,  $\epsilon_r = 1$ ). Le champ électrique  $\mathbf{E}(r,t)$  (ou magnétique  $\mathbf{B}(r,t)$ ) satisfait l'équation d'onde obtenue à partir des équations (2.1.1) :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.1.2)$$

Le système étant homogène en t, les équations peuvent s'écrire pour une seule composante de Fourier temporelle de fréquence  $\omega$  :

$$\mathbf{E}(r, t) \rightarrow \mathbf{E}(r) \exp\{-i\omega t\} + \text{c.c.} . \quad (2.1.3)$$

Dans le cas d'un guide d'onde de section transverse rectangulaire ou circulaire, l'équation (2.1.2) est résolue de manière simple par la méthode de séparation des variables. Elle s'écrit alors :

$$\nabla_{\perp}^2 \mathbf{E} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = 0. \quad (2.1.4)$$

où  $\nabla_{\perp}^2$  est la partie transverse, (x,y) ou (r,θ), du Laplacien. Les conditions au bord que doivent satisfaire les champs EM sur les parois du guide d'onde sont données par :

$$\mathbf{n} \wedge \mathbf{E} = 0 \quad \text{et} \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.5)$$

où  $\mathbf{n}$  est le vecteur unitaire normal à la paroi orienté vers l'extérieur du guide d'onde. Le champ électrique tangent à la paroi s'annule si la conductivité  $\sigma$  est infinie :  $\sigma \rightarrow \infty$ . La partie transverse de l'équation (2.1.4) a pour solution les modes propres Transverses Electriques (modes TE ou H,  $\mathbf{E}_z=0$ ) et Transverses Magnétiques (modes TM ou E,  $\mathbf{B}_z=0$ ). Ces modes forment une base orthogonale complète. Dans le cas du guide d'onde circulaire, les champs s'expriment sous forme de combinaison de fonctions de Bessel radiales de première espèce  $J_m(x)$  et de fonctions azimutales périodiques. Le champ électrique d'un mode  $TE_{mp}^0$  peut s'écrire (cf. Annexe 1) :

$$\mathbf{E}(r,\theta,z,t) = \frac{E(z)}{2} \left[ \left( \frac{-im}{k_{\perp} r} \right) J_m(k_{\perp} r) \mathbf{r} + J'_m(k_{\perp} r) \boldsymbol{\theta} \right] \exp\{-i(\omega t - m\theta)\} + \text{c.c.} \quad (2.1.6)$$

où  $k_{\perp} = v_{mp}/r_w$  est le vecteur d'onde perpendiculaire,  $r_w$  est le rayon du guide d'onde et  $v_{mp}$  est le  $p$ ème zéro de  $J'_m$ ,  $J'_m(v_{mp})=0$  avec  $J'_m(x) = \frac{d}{dx} J_m(x)$ ,  $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$  est l'indice azimutal du mode et  $p=1, 2, \dots$  son indice radial. Le signe  $\pm$  de l'indice  $m$  correspond aux deux polarisations gauche et droite du mode. Le vecteur d'onde perpendiculaire est toujours réel et indépendant de la constante diélectrique du milieu qui remplit le guide d'onde. La partie longitudinale de l'équation d'onde s'écrit alors pour  $E(z)$  :

$$\left[ \frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2 \right] E(z) = 0. \quad (2.1.7)$$

Cette équation permet de déterminer le profil longitudinal du champ électrique,  $f(z)$ , dont l'amplitude est normalisée à 1. Le champ  $E(z)$  peut alors s'écrire :

$$E(z) = E_0 f(z) \quad (2.1.8)$$

où  $E_0$  est l'amplitude du champ électrique. Dans un guide d'onde de section uniforme et de longueur infinie  $E(z)$  s'écrit simplement :

$$E(z) = \frac{E_0}{2} (\exp\{ik_{\parallel} z\} + c.c.) \quad (2.1.9)$$

où  $k_{\parallel} = (\omega^2/c^2 - k_{\perp}^2)^{1/2}$  est le nombre d'onde parallèle. La fréquence de coupure  $\omega_c$  d'un mode  $TE^o$  du guide d'onde est définie par :

$$\omega_c = k_{\perp} c = v_{mp} c / r_w \quad (2.1.10)$$

En dessus de la coupure,  $\omega > k_{\perp} c$ ,  $k_{\parallel}$  est purement réel et l'onde est propagante, en dessous de la coupure,  $\omega < k_{\perp} c$ ,  $k_{\parallel}$  est purement imaginaire et l'onde est évanescente.

## 2.2 Cavités cylindriques

On appelle cavité fermée une section de guide d'onde de longueur  $L$  terminée à ses deux extrémités par une surface conductrice perpendiculaire à l'axe du guide d'onde et donc totalement réfléchissante :

$$|p_1| = |p_2| = 1 \quad (2.2.1)$$

où  $p_1$  et  $p_2$  sont les coefficients de réflexion en amplitude aux deux extrémités. Dans ce cas, seules les fréquences satisfaisant :

$$k_{\parallel} = \left[ \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2 \right]^{1/2} = \frac{q\pi}{L} \quad q = 1, 2, \dots \quad (2.2.2)$$

peuvent exister. L'indice  $q$  est l'indice longitudinal du mode  $TE_{mpq}^o$  de la cavité. Les profils longitudinaux  $f(z)$  sont sinusoïdaux et le spectre en  $\omega$  et  $k$  est discret. On appelle cavité ouverte, une section de guide d'onde dont l'une au moins des extrémités possède un coefficient de réflexion inférieur à 1 :

$$0 < |\rho_1 \cdot \rho_2| < 1 . \quad (2.2.3)$$

Une cavité gyrotron est, en général, formée d'une section de guide d'onde de rayon constant (dans le cas cylindrique) précédée d'une section où le rayon diminue jusqu'à un rayon inférieur au rayon de coupure  $r_c$ , afin d'isoler le canon de la cavité, et suivie d'une section où le rayon augmente jusqu'au rayon du guide d'onde de sortie en général largement surmodé,  $r \gg r_c$  (cf. fig. 2.2.1). La partie en coupure de la première section de la cavité se comporte comme une réflexion totale ( $|\rho_1|=1$ ). La section située après la section à rayon constant, dont le rayon et donc l'impédance varient lentement le long de  $z$ , se comporte comme un miroir semi-transparent ( $|\rho_2|<1$ ). La fraction de puissance réfléchie fournit la rétroaction externe ("external feedback") nécessaire à la croissance de l'instabilité convective (cf. §3.1.2). Lorsque la longueur de la section à rayon constant de la cavité est supérieure à son rayon,  $L \gg r_w$ , la fréquence de résonance de la cavité est proche de la fréquence de coupure du mode considéré dans cette section :

$$f_{rés} \approx f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{c}{2\pi} \frac{v_{mp}}{r_w} \quad (2.2.4)$$

Ce n'est que pour une fréquence légèrement supérieure à cette fréquence de coupure,  $f \gtrsim f_c$ , qu'un lent changement de rayon du guide d'onde peut représenter un coefficient de réflexion non nul et permettre d'obtenir un facteur de qualité significatif. Dans un guide d'onde de rayon variable le long de  $z$ , les modes TE-TM ne forment plus une base orthogonale. Le champ EM doit s'écrire localement comme une somme de modes propres TE-TM d'un guide d'onde de section constante. Lorsqu'un mode  $TE_{mp}^o$ , excité dans la section à rayon constant, se propage dans une section à rayon variable, il se couple aux autres modes  $TE_{mp}^o$  et  $TM_{mp}^o$  : c'est la conversion de mode en  $k$ . Dans cette section, seule une superposition de ces modes peut satisfaire les conditions (2.1.5) sur tout le bord du domaine. Le terme de couplage de modes s'exprime comme fonction de  $\partial E / \partial z$  (Fliflet, 1981, Solymar, 1959). Il reste faible et peut être négligé dans le cas d'un guide d'onde de rayon lentement variable le long de  $z$  (Vlasov, 1969), c'est-à-dire si :

$$\left| \frac{dk_{\perp}(z)}{dz} \right| \ll k_{\perp}^2(z) = (v_{mp} / r_w(z))^2 \quad (2.2.5)$$

qui peut s'écrire :

$$\frac{1}{v_{mp}} \left| \frac{dr_w}{dz} \right| = \text{tg}\theta / v_{mp} \ll 1 . \quad (2.2.6)$$

L'inégalité (2.2.6) dépend du mode  $TE_{mp}^{\circ}$  considéré et impose une condition sur l'angle  $\theta$  des sections de la cavité afin de minimiser la conversion de mode en  $k$  (cf. §2.3). Dans une cavité formée par des sections de guide d'onde dont le rayon varie lentement avec  $z$  au sens de (2.2.6), l'équation d'onde (2.1.7) pour  $f$  se ramène à :

$$\left[ \frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2(z) \right] f(z) = 0. \quad (2.2.7)$$

et les modes TE et TM peuvent être considérés comme approximativement orthogonaux. Le profil  $f(z)$  est associé à un seul mode  $TE_{mp}^{\circ}$ . Il est décomposé en un produit d'une amplitude et d'une phase à variation lente :

$$f(z) = |f_+(z)| \exp\left\{i \int_0^z dz' k_{\parallel}(z')\right\} + |f_-(z)| \exp\left\{-i \int_0^z dz' k_{\parallel}(z')\right\} \quad (2.2.8)$$

où  $|f_+(z)|$  et  $|f_-(z)|$  sont les amplitudes des composantes progressive et rétrograde de l'onde stationnaire de la cavité. Le vecteur d'onde parallèle qui est donné par :

$$k_{\parallel}(z') = \left[ \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2(z') \right]^{1/2} \quad (2.2.9)$$

est petit dans la cavité :  $k_{\parallel} \approx 0$ . A l'entrée de la cavité,  $z=0$ ,  $r_w < r_c$ , la cavité est en coupure, l'onde est purement rétrograde, il n'y a pas de source du côté du canon :  $f_+(z=0)=0$ , et son impédance est adaptée à celle du guide d'onde. Le champ électrique satisfait :

$$\left. \frac{df}{dz} \right|_{z=0} = -i k_{\parallel} f \Big|_{z=0}. \quad (2.2.10a)$$

A cet endroit, l'onde est évanescente et  $k_{\parallel}(z=0)$  est purement imaginaire. A l'autre extrémité,  $z=L$ , la puissance doit être parfaitement couplée au guide d'onde de sortie qui est connecté à une charge sans réflexion :  $f_-(z=L)=0$ . L'onde est purement progressive et adaptée au guide d'onde :

$$\left. \frac{df}{dz} \right|_{z=L} = +i k_{\parallel} f \Big|_{z=L}. \quad (2.2.10b)$$

L'équation (2.2.7) est résolue numériquement en tenant compte de la géométrie de la cavité :  $r_w=r_w(z)$ . Elle est intégrée de  $z=0$  à  $z=L$  avec comme paramètre la pulsation complexe :  $\omega=\omega_r+i\omega_l$ ,  $\omega_l<\omega_r$ , la valeur initiale de  $f$ ,  $f(z=0)$  arbitraire, et sa dérivée  $df/dz$  qui satisfait (2.2.10a). Les valeurs de  $\omega_r$  et  $\omega_l$  sont variées afin de satisfaire (2.2.10b). En pratique, c'est la norme du coefficient de réflexion  $\rho$  qui est minimisée par rapport à  $\omega_r$  et  $\omega_l$  :

$$\rho = \frac{Z_{\text{onde}} - Z_{\text{guide}}}{Z_{\text{onde}} + Z_{\text{guide}}} \quad (2.2.11)$$

où  $Z_{\text{onde}}$  et  $Z_{\text{guide}}$  sont les impédances de l'onde et du guide d'onde (cf. Annexe 1). On obtient ainsi le profil longitudinal  $f(z)$  complexe du mode considéré, sa fréquence de résonance:  $f_{\text{rés}}=2\pi/\omega_r$  ( $|\rho|=0$ ) et son facteur de qualité diffractif  $Q_{\text{diff}}$  :

$$Q_{\text{diff}} = \frac{\omega_r}{2\omega_l} \Big|_{\text{résonant}} \quad (2.2.12)$$

Cette définition de  $Q_{\text{diff}}$  est équivalente à (cf. par exemple Jackson, 1975) :

$$Q_{\text{diff}} = \frac{\omega E_{\text{stockée}}}{P_{\text{diff}}} \quad (2.2.13)$$

où  $\omega=\omega_r$  est la pulsation de résonance de la cavité,  $E_{\text{stockée}}$  l'énergie EM stockée dans la cavité et  $P_{\text{diff}}$  la puissance perdue par diffraction à sa sortie. Aux pertes par diffraction est associé un temps de décroissance de l'énergie stockée dans la cavité,  $\tau=2\pi/\omega_l$ . Lorsque le métal qui constitue la paroi de la cavité possède une conductivité finie,  $\sigma=3.0 \cdot 10^7$  ( $\Omega\text{m}$ )<sup>-1</sup> pour le cuivre OHFC à 250°C, les pertes ohmiques s'ajoutent aux pertes par diffraction et le facteur de qualité total  $Q_T$  est donné par :

$$\frac{1}{Q_T} = \frac{1}{Q_{\text{diff}}} + \frac{1}{Q_\Omega} \quad (2.2.14)$$

où

$$Q_\Omega = \frac{\omega E_{\text{stockée}}}{P_\Omega} \quad (2.2.15)$$

est le facteur de qualité ohmique, et  $P_\Omega$  est la puissance dissipée par effet Joule dans la paroi. Pour un mode  $TE_{mp}^o$ , la moyenne temporelle de la puissance ohmique dissipée par unité de surface de la paroi peut s'écrire :

$$\frac{dP_{\Omega}}{ds} = \operatorname{Re} \left[ \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{E} \wedge \mathbf{B}^*}{2\mu_0} \right] = \frac{\omega\delta}{4} |B_{\parallel}|^2 = \frac{\delta}{4\omega} J_m^2(v_{mp}) \left[ (m^2/v_{mp}^2) \left| \frac{dE}{dz} \right|^2 + k_{\perp}^2 |E|^2 \right] \quad (2.2.16)$$

où  $\delta$  est l'épaisseur de peau du métal de conductivité électrique  $\sigma$  et  $\mathbf{n}$  la normale extérieure à la cavité. Dans les cavités en guide d'onde les pertes ohmiques sont généralement faibles par rapport aux pertes par diffraction,  $P_{\Omega}/P_{\text{diff}} \ll 1$ , les valeurs de  $Q_{\Omega}$  obtenues pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$  à 8 GHz sont supérieures à 20'000 (cf. §3.2.1.1) et donc  $Q_T \approx Q_{\text{diff}}$ . La valeur maximale de  $dP_{\Omega}/ds$  peut devenir importante pour les modes de surface ( $m \gg p \approx 1$ ) et empêcher l'utilisation de certains modes d'oscillation.

Le mode résonant possède un troisième indice, l'indice longitudinal  $q$ . Pour une cavité ouverte de longueur donnée, la valeur de  $q$  est obtenue en comptant le nombre de maxima longitudinaux du profil de champ électrique  $f(z)$ . La figure (2.2.1) montre les profils d'amplitude  $|f(z)|$  et de phase calculés numériquement pour les trois modes d'indices  $q=1,2,3$  de deux cavités  $TE_{011}^{\circ}$  à 8 GHz avec  $Q_{\text{diff}}(TE_{011}^{\circ})=2375$  et 160. Ces profils sont appelés profils de cavité vide. La table (2.2.1) donne les fréquences de résonance et les facteurs de qualité des quatre cavités qui ont été réalisées. Dans la suite du texte, les références aux différentes cavités se font par rapport à leur facteur de qualité diffractif pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$  à environ 8 GHz. La fréquence de résonance et le facteur de qualité mesurés pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{\text{diff}}=225$  sont :  $f_{\text{rés}}=8.000 \pm 0.002$  GHz et  $Q_{\text{diff}} \approx 220$ , et sont très proches des valeurs calculées. Le facteur de qualité diffractif d'une cavité peut s'écrire (Flyagin, 1984) :

$$Q_{\text{diff}} = \frac{\omega L}{v_g(1 - |p_1 p_2|)} \quad (2.2.17)$$

où  $v_g$  est la vitesse de groupe de l'onde :

$$v_g = \frac{\pi q c^2}{\omega L}. \quad (2.2.18)$$

La vitesse de groupe de l'onde augmente avec  $k_{\parallel}$  et le coefficient de réflexion à la sortie de la cavité  $|p_2|$  diminue lorsque  $k_{\parallel}$  augmente. En général les cavités sont telles que  $|p_1|=1$  afin d'éviter que les ondes ne puissent atteindre le canon à électrons. On obtient une dépendance de  $Q_{\text{diff}}$  en  $q^{-2}$  (Vlasov, 1969). Le profil du mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité à haut facteur de qualité,  $Q_{\text{diff}}=2375$ , est proche d'un profil gaussien à phase constante le long de  $z$  :

$$f(z) = \exp\{-(k_{\parallel}(z-z_0))^2\} \quad (2.2.19)$$

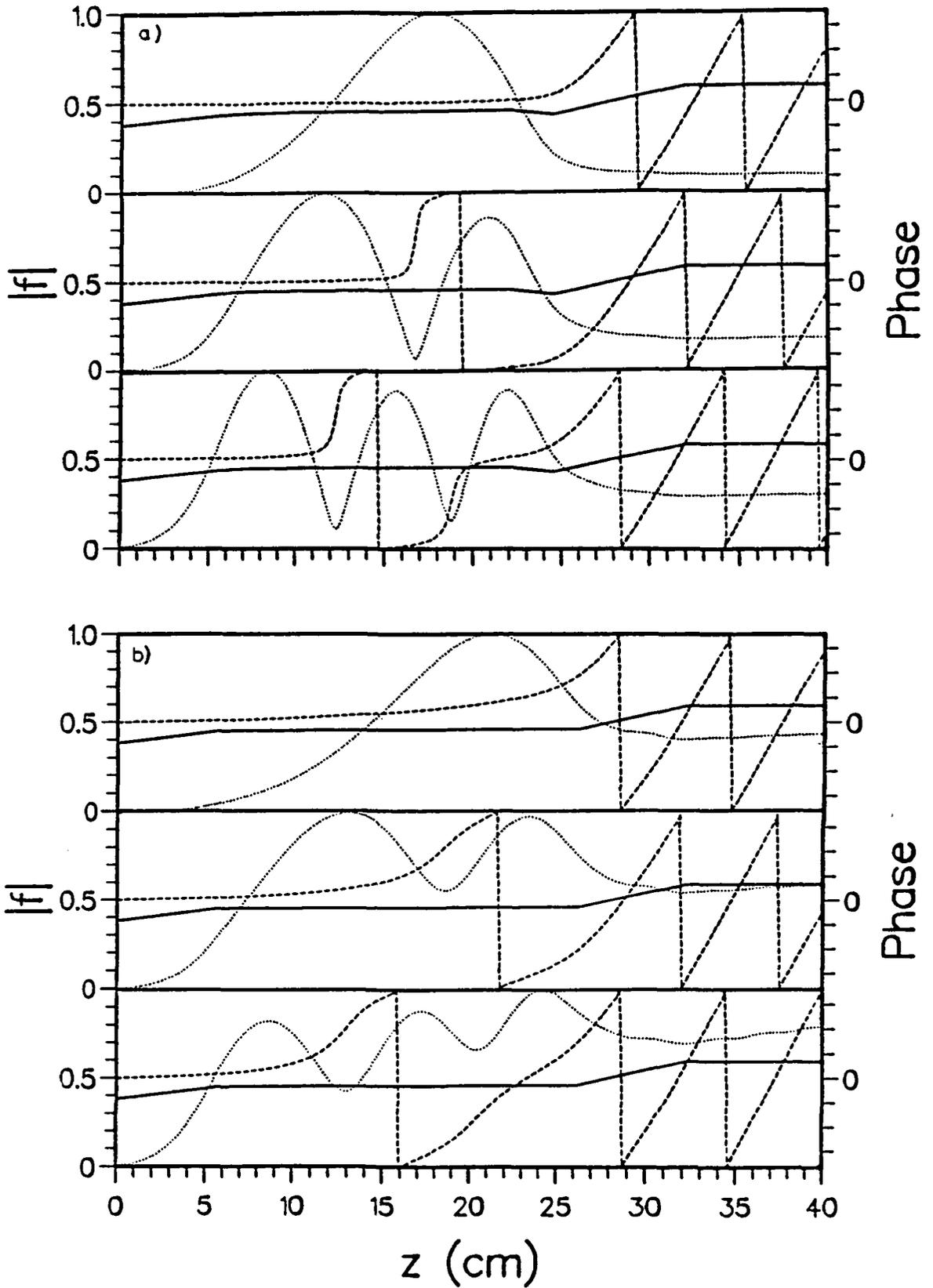


Figure 2.2.1 : Profils d'amplitude,  $|f(z)|$  (lignes pointillées), et de phase (lignes traitillées) des trois modes longitudinaux résonant  $TE_{01q}$ ,  $q=1,2,3$  des cavités a)  $Q_{diff}=2375$  et b)  $Q_{diff}=160$ . Les fréquences de résonance et facteurs de qualité respectifs sont donnés dans la table (2.2.1). Les profils des cavités sont indiqués par la ligne continue.

où  $k_{||}=2/L$  est le vecteur d'onde longitudinal correspondant à une certaine longueur de cavité  $L$  et  $z_0$  la coordonnée du maximum de  $|E(z)|$ . Pour une cavité à bas facteur de qualité, la valeur de  $L$  est obtenue en ajustant une gaussienne sur l'amplitude du profil de cavité vide  $|f(z)|$ . Les cavités de la table (2.2.1) ont une longueur d'environ 14 cm pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$ ,  $L/\lambda \approx 3.8$  à 4.5. L'approximation gaussienne du profil (2.2.19), avec une phase constante le long de  $z$ , est souvent utilisée dans les calculs d'efficacité électronique (cf. §3.2.1.1). Cette approximation devient mauvaise lorsque la valeur du facteur de qualité s'approche du facteur de qualité minimum défini par (Vlasov, 1969) :

$$Q_{\min} = 4\pi(L/\lambda)^2 \quad (2.2.20)$$

obtenu en considérant, cette fois-ci, un profil sinusoïdal tel que  $k_{||}=q\pi/L$ . Le profil  $|f|$  devient asymétrique, et, vers la sortie de la cavité, la phase devient celle d'une onde propageante (cf. fig. 2.2.1b).

$TE_{011}^{\circ}$		$TE_{012}^{\circ}$		$TE_{013}^{\circ}$	
$f_{\text{rés}}$ (GHz)	$Q_{\text{diff}}$	$f_{\text{rés}}$ (GHz)	$Q_{\text{diff}}$	$f_{\text{rés}}$ (GHz)	$Q_{\text{diff}}$
8.0673*	2375	8.2010	805	8.3515	311
8.0531*	406	8.1751	185	8.3082	98
8.0049*	225	8.0993*	160	8.2160	103
8.0064*	160	8.1143*	137	8.2320*	90

Table 2.2.1 : Fréquences de résonance,  $f_{\text{rés}}$ , et facteurs de qualité diffractifs,  $Q_{\text{diff}}$ , pour les trois premiers modes longitudinaux  $TE_{01q}^{\circ}$ ,  $q=1,2,3$  des cavités des quatre prototypes étudiés. Ces valeurs sont obtenues en résolvant numériquement l'équation d'onde (2.2.7). Les modes qui sont observés expérimentalement ont leur fréquence signalée par un astérisque (\*).

D'une cavité à l'autre, les facteurs de qualité des modes  $TE_{01q}^{\circ}$  diminuent principalement parce que le coefficient de réflexion à la sortie de chaque cavité  $|p_2|$  est diminué. La première cavité,  $Q_{\text{diff}}=2375$ , possède un iris à sa sortie (cf. fig. 2.2.1a) qui représente une zone en coupure de, respectivement, 3.23, 2.17 et 1.02 cm pour les trois composantes  $q=1,2,3$  du mode  $TE_{01q}^{\circ}$ . Le rôle de l'iris est d'augmenter le facteur de qualité du mode d'indice  $q=1$  plus fortement que celui des modes d'indices  $q=2,3$ . La cavité  $Q_{\text{diff}}=406$  est obtenue à partir de la cavité  $Q_{\text{diff}}=2375$ , en supprimant l'iris. Le facteur de

qualité du mode d'indice  $q=1$  chute d'un facteur 6, alors que ceux des deux modes d'indices  $q=2$  et  $3$  chutent de facteurs 4 et 3 seulement.

Avec cet iris, les facteurs de qualité des modes  $TE_{02q}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{diff}=2375$  sont extrêmement élevés (cf. table 2.2.2). Cependant, le facteur de qualité ohmique du mode d'indice  $q=1$ , évalué à partir de l'expression (2.2.16), est d'environ 30'300 et le décalage de la fréquence de résonance associé, évalué par  $\Delta f_{\Omega} \approx -f_{rés}/Q_{\Omega}$  (Jackson, 1975), est d'environ  $2.5 \cdot 10^{-5}$  GHz. Le facteur de qualité total de ce mode est donc d'environ 20'200. Un mode  $TE_{02q}^{\circ}$  peut résonner sur la seconde harmonique ( $s=2$ ) de la fréquence cyclotronique des électrons du faisceau d'un gyrotron à 8 GHz :  $\omega \approx 2\Omega_c$ . Une des composantes  $q=1$  ou  $2$  de ce mode, sans qu'il soit possible de déterminer laquelle, est observée expérimentalement avec la cavité  $Q_{diff}=2375$  (cf. §5.1). Ce mode n'est plus observé avec la cavité  $Q_{diff}=406$ . La suppression de l'iris fait chuter le facteur de qualité diffractif du mode d'indice  $q=1$  d'un facteur environ 60 (cf. table 2.2.2).

$TE_{011}^{\circ}$	$TE_{021}^{\circ}$		$TE_{022}^{\circ}$		$TE_{023}^{\circ}$	
	$Q_{diff}$	$f_{rés}$ (GHz)	$Q_{diff}$	$f_{rés}$ (GHz)	$Q_{diff}$	$f_{rés}$ (GHz)
2375	14.708	60'585	14.845	14'911	14.972	6'742
406	14.691	1'453	14.803	405	14.920	289

Table 2.2.2 : Fréquences de résonance,  $f_{rés}$ , et facteurs de qualité diffractifs,  $Q_{diff}$ , pour les trois premiers modes longitudinaux  $TE_{02q}^{\circ}$ ,  $q=1,2,3$  des deux cavités à haut facteur de qualité  $Q_{diff}(TE_{011}^{\circ})=2375$  et 406. Ces valeurs sont obtenues en résolvant numériquement l'équation d'onde (2.2.7). La fréquence observée expérimentalement avec la cavité  $Q_{diff}(TE_{011}^{\circ})=2375$  est de 14.770 GHz et pourrait correspondre à l'une des composantes  $q=1$  ou  $q=2$  du mode  $TE_{02q}^{\circ}$ .

### 2.3 Choix du mode d'oscillation

Le couplage linéaire d'un faisceau faiblement relativiste,  $\beta_0^2 = 1 - 1/\gamma_0^2 \ll 1$ , aux modes TM d'un guide d'onde étant beaucoup plus faible que le couplage aux modes TE (Uhm, 1978), seuls les modes  $TE_{mpq}^{\circ}$  sont considérés. Le choix de l'indice longitudinal  $q$  est naturel puisque la valeur de  $Q_{diff}$  décroît comme  $q^{-2}$  et par conséquent, le courant d'accrochage devrait augmenter avec  $q$  (cf. §3.2.1). Le mode d'indice  $q=1$  devrait donc être excité avant les modes d'indice  $q=2$  ou  $3$ . De plus, un  $k_{||}$  non nul dans la cavité rend l'efficacité de l'interaction plus sensible aux dispersions du faisceau puisque (cf. éq. 3.1.1.2) :

$$\omega \cong s\Omega_c \pm k_{\parallel} \langle v_{\parallel} \rangle .$$

L'indice choisi est  $q=1$ . Dans les cavités à bas facteur de qualité, le courant d'accrochage et l'efficacité non-linéaire du mode d'indice  $q=2$  peuvent cependant être comparables à ceux du mode fondamental  $q=1$  (cf. chapitre 5). Le choix des indices transverses du mode  $TE_{mp}^{\circ}$  se fait selon deux critères principaux. Le premier est le risque d'oscillation multimode. La largeur en fréquence typique de l'instabilité cyclotronique est de 2 à 5%, les modes se trouvant dans cette bande autour de la fréquence du mode choisi et ayant un  $Q_{diff}$  non négligeable peuvent donc potentiellement tous osciller simultanément. Le mode choisi doit donc appartenir à une partie peu dense du spectre de modes du guide d'onde (cf. fig. A1.1). Lorsque le nombre de modes d'oscillation possibles est élevé, la sélection se fait à travers les caractéristiques d'interaction. Le second critère est associé aux problèmes de charge d'espace dans le faisceau et de pertes ohmique dans la paroi de la cavité. Pour un mode  $TE_{mp}^{\circ}$  donné, le rayon de la cavité  $r_w$ , donc le rayon maximum du faisceau d'électrons décroît approximativement comme la fréquence de résonance de la cavité (cf. éq. 2.2.4). Le maximum radial du coefficient de couplage linéaire du faisceau aux modes de volume,  $m \cong p \cong 1$ , est proche de  $r_w/2$  alors que celui des modes de surface,  $m \gg p \cong 1$  ("whispering gallery modes"), est proche de la paroi de la cavité (cf. éq. 3.1.1.12). Le faisceau étant généralement placé aux alentours de ce maximum, le choix d'un mode de surface permet, à fréquence fixe, d'augmenter le rayon du faisceau par rapport à celui de la cavité et donc de diminuer la densité de charge à l'intérieur du faisceau d'électrons. Placer le faisceau proche des parois permet également de diminuer la chute de potentiel associée au champ électrostatique radial engendré par les électrons (cf. éq. 4.1.1.5). Certains des modes de surface sont exclus à cause des pertes ohmiques qu'ils engendrent (cf. §3.2.1.1).

Dans un système parfaitement axisymétrique, le choix du signe  $\pm m$  se fait par le rayon du faisceau dans la cavité. Le coefficient de couplage linéaire entre l'onde et le faisceau indique que les électrons se couplent plus favorablement à l'une ou l'autre des polarisations  $\pm m$  du mode suivant la position de leur centre de guidage dans la cavité (cf. §3.1.1). Si la cavité possède un élément qui brise sa symétrie azimutale, le mode sera en général une superposition des deux polarisations  $TE_{+mp}^{\circ}$  et  $TE_{-mp}^{\circ}$ . L'efficacité d'un tel mode stationnaire est inférieure à celle d'un mode tournant,  $+m$  ou  $-m$  seulement, puisque le faisceau interagit avec un mode azimutalement non-symétrique (Luchinin, 1975).

A 8 GHz le mode  $TE_{01}^{\circ}$  ( $\nu_{01}=3.8317$ ) est choisi car il se trouve dans une région du spectre du guide d'onde très peu dense (cf. fig. A1.1). Ses plus proches voisins sont les modes  $TE_{21}^{\circ}$  ( $\nu_{21}=3.05424$ ) et  $TE_{31}^{\circ}$  ( $\nu_{31}=4.20119$ ). Pour un rayon de cavité correspondant à la

coupure du mode  $TE_{01}^{\circ}$  à 8 GHz,  $r_c=2.29$  cm, la fréquence de coupure du mode  $TE_{21}^{\circ}$  est de 6.380 GHz ce qui signifie que ce mode ne peut osciller qu'avec un grand  $k_{||}$  négatif et donc avec un très bas facteur de qualité (cf. §3.2.2.2). La courbe de dispersion du mode  $TE_{31}^{\circ}$  n'a pas d'intersection avec celle du faisceau, il n'y aura donc pas d'interaction entre ce mode et le faisceau (cf. fig. 3.1.1.1). Le mode  $TE_{02}^{\circ}$  a une fréquence de coupure d'environ 14.65 GHz dans une cavité  $TE_{01}^{\circ}$  à 8 GHz et pourrait accrocher sur la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique. Il est observé avec la cavité  $Q_{diff}=2375$  (cf. §5.1).

Le mode  $TE_{01}^{\circ}$  étant symétrique,  $m=0$ , le risque d'oscillation sur un mode stationnaire n'existe pas. Dans la partie conique de la cavité, un mode  $TE_{0p}^{\circ}$  ne peut se coupler qu'à un autre mode symétrique. Il ne se couple en principe ni aux modes asymétriques,  $m \neq 0$ , puisque l'axe du système est droit, ni aux modes TM, puisque ses champs  $E_r$  et  $E_z$  sont nuls. Le taux de conversion du mode  $TE_{01}^{\circ}$  au mode  $TE_{02}^{\circ}$  dans la partie conique, dont l'angle au sommet est de  $6^\circ$ , située à la sortie de la cavité est évalué à environ -35 dB (Doane, 1982). Les facteurs de couplage aux autres modes symétriques sont plus faibles. Du point de vue de la propagation de l'onde, ce mode est celui qui a la plus faible constante d'atténuation  $\alpha_a$  de tous les modes TE. Elle est définie par le taux de décroissance de la puissance le long du guide d'onde,  $P(z)=P(z=0)\exp\{-2\alpha_a z\}$  et s'écrit pour un mode symétrique à la fréquence  $f$  (Collin, 1966) :

$$\alpha_a = \frac{R_m}{r_w Z_0} \frac{f_c^2}{f(f^2 - f_c^2)^{1/2}} \quad (2.3.1)$$

où  $R_m=(\sigma\delta)^{-1}$  est l'impédance de surface d'un métal de conductibilité électrique  $\sigma$  et de profondeur de peau  $\delta$ ,  $Z_0$  est l'impédance du vide et  $f_c$  la fréquence de coupure du mode dans le guide d'onde (cf. éq. 2.2.4). Pour un mode  $TE_{01}^{\circ}$  dans un guide d'onde C18,  $r_w=5.735$  cm, avec  $\sigma=3.0 \cdot 10^7$  ( $\Omega m$ ) $^{-1}$ , on obtient  $\alpha_a=2.6 \cdot 10^{-4}$  nepers/m, ce qui correspond à un affaiblissement de  $2.3 \cdot 10^{-3}$  dB/m. Un seul convertisseur de mode suffit pour convertir le mode  $TE_{01}^{\circ}$  en un mode linéairement polarisé  $HE_{11}^{\circ}$  (Doane, 1982). A 8 GHz le rayon de la cavité et donc celui du faisceau sont suffisamment grands, même dans le cas d'un mode de volume, pour que les effets de charge d'espace ne soient pas un critère décisif dans le choix du mode d'oscillation (cf. §4.1.1). Les pertes ohmiques dans la paroi de la cavité ne sont généralement pas non plus un critère décisif à basse fréquence (cf. §3.2.1.1).

Les caractéristiques de l'interaction onde-faisceau jouent un rôle très important dans le choix du mode d'oscillation. C'est à travers l'interaction que la sélection ou au contraire la génération de modes peut se produire (cf. §3.1.1).

## 2.4 Autres types de cavités

La géométrie de la cavité est optimisée de manière à obtenir un profil longitudinal de champ électrique optimum pour l'efficacité d'interaction et de sorte que le facteur de qualité diffractif  $Q_{diff}$  du mode désiré soit plus élevé, et donc son courant d'accrochage plus faible, que celui de tous les autres modes. En général, l'excitation du mode principal avant celle des autres modes est suffisante pour obtenir un état final monomode (Nusinovich, 1974). Le type de cavité décrit dans les paragraphes précédant de ce chapitre est le plus simple et le plus couramment utilisé. Il peut être réalisé aussi bien en guide d'onde rectangulaire (Ahn, 1982, 1984) que circulaire. Les fréquences de résonances et les facteurs de qualité mesurés correspondent parfaitement aux valeurs calculées pour autant que la condition (2.2.5) soit vérifiée (Fliflet, 1981). Un iris ou un resserrement du rayon de la cavité situé à la fin de la section droite de la cavité permet d'augmenter substantiellement le facteur de qualité du mode d'indice  $q=1$  (le plus proche de la coupure) et d'augmenter l'écart avec les facteurs de qualité des modes longitudinaux  $q=2,3,\dots$  (cf. tables 2.2.1 et 2.2.2). La cavité  $Q_{diff}=406$  est obtenue en supprimant l'iris de la cavité  $Q_{diff}=2375$ .

La section droite unique de la cavité peut être remplacée par deux sections droites reliées par un saut de rayon, dont les modes résonants, c'est-à-dire proches de la coupure, diffèrent entre eux d'un entier  $l$  dans leur indice radial :  $TE_{mp}^{\circ} + TE_{mp+l}^{\circ}$  (Gaponov, 1981, Carmel, 1983). Le rayon de la première section droite correspond alors au rayon du p<sup>l</sup>ème zéro radial du mode de la seconde section. Dans une telle cavité, seul le mode complexe  $TE_{mp}^{\circ} + TE_{mp+l}^{\circ}$  a un facteur de qualité global significatif et peut osciller. La sélection de mode est obtenue par le couplage de deux cavités dont les spectres de mode ne coïncident que pour le mode complexe.

La sélection de mode est augmentée en donnant à la cavité une symétrie correspondant à celle du mode désiré et qui va défavoriser tous les modes de symétrie différente. Ainsi l'oscillation d'un mode non-symétrique,  $TE_{mp}^{\circ}$   $m \neq 0$ , est imposée en creusant  $2m$  fentes longitudinales dans les parois de la section droite. Le mode ainsi imposé par les conditions au bord sur le champ électrique est stationnaire,  $TE_{+mp}^{\circ} + TE_{-mp}^{\circ}$ . L'efficacité d'interaction avec un mode stationnaire est seulement d'environ 0.7 fois celle de l'interaction avec un mode tournant (Read, 1985). Elle est augmentée en segmentant azimuthalement le faisceau électronique (Gaponov, 1981). On enlève ainsi du faisceau les électrons situés en face des fentes, là où le champ électrique EM est faible, et qui contribuent donc peu à la puissance totale.

Lorsque le mode d'oscillation choisi est un mode de surface, les modes de volume sont défavorisés en plaçant une tige conductrice sur l'axe de la cavité (Vlasov, 1976). Les

modes de surface ne sentent pas la tige alors que les modes de volume sont perturbés. La sélection entre les modes de surface eux-mêmes est obtenue en donnant un profil résistif longitudinal à la tige centrale.

A très haute fréquence,  $f > 90$  GHz, les cavités de type quasi-optique offrent une alternative aux cavités en guide d'onde. La cavité est formée de deux miroirs sphériques circulaires faisant face (résonateur Fabry-Pérot). L'axe de la cavité est placé perpendiculairement au faisceau d'électrons et  $k_{\parallel} = 0$ . Les modes propres de la cavité sont les modes Transverses Electro-Magnétiques,  $TEM_{mpq}$ . Les dimensions de la cavité et donc son facteur de qualité diffractif peuvent être augmentés indépendamment de la longueur d'onde du mode d'oscillation : distance entre les miroirs  $d > 200\lambda$  et rayon des miroirs  $r > 20\lambda$ . Cela permet de diminuer la densité de pertes ohmiques sur les parois de la cavité (miroir) et de stabiliser le mode grâce à son très haut facteur de qualité,  $Q_{diff} \approx 35'000$  (Alberti, 1990). Le rayon du faisceau d'électrons devient également indépendant de la longueur d'onde générée. Le couplage de la puissance vers l'extérieur de la cavité se fait soit par diffraction autour des miroirs, soit en remplaçant l'un des miroirs par un réseau diffractif (Hogge, 1990). Le mode d'oscillation choisi est un mode symétrique  $TEM_{00q}$  dont le profil de champ transverse à la cavité est gaussien. Les modes longitudinaux ...,  $q-1$ ,  $q$ ,  $q+1$ , ... de la cavité sont séparés en fréquence de  $\Delta f \approx c/2d$ . Lorsque l'indice  $q$  devient grand,  $q > 200$ , plusieurs de ces modes se trouvent dans la largeur de l'instabilité cyclotronique. Le risque est alors que la compétition entre ces modes aboutisse à un état stationnaire multimode. L'efficacité globale du système est alors inférieure à celle d'un état stationnaire monomode. Il semble expérimentalement que dans la plupart des cas le système évolue naturellement vers un état stationnaire monomode. Lors de la croissance temporelle de l'onde, le mode d'oscillation peut en principe se déplacer du mode linéairement le plus instable à un mode à grande efficacité non-linéaire. La fréquence d'oscillation du gyrotron peut être accordée sur une bande  $\Delta f \approx c/2d$  en changeant la distance entre les miroirs, et sur une bande plus large, en passant d'un mode du résonateur à l'autre en changeant par exemple le champ magnétique statique ou la tension d'accélération des électrons.

### 3. Interaction entre l'onde et le faisceau d'électrons

Le calcul de l'interaction entre un faisceau d'électrons spiralant dans un champ magnétique  $B_0$  et un mode de guide d'onde  $TE_{mp}^o$ , ou  $TM_{mp}^o$ , peut se faire selon deux méthodes. La première est la méthode de calcul linéaire. La perturbation apportée à la fonction de distribution d'équilibre  $f^{(0)}(v)$  des électrons par un faible champ EM, donné par  $E^{(1)}$  et  $B^{(1)}$ , est calculée en linéarisant les équations de Maxwell et l'équation de Vlasov. Les zéros complexes de la relation de dispersion linéaire en milieu infini obtenue donnent les fréquences d'oscillation et les taux de croissance des différentes composantes de l'instabilité cyclotronique. Le courant d'accrochage peut être calculé de manière auto-cohérente ou en fonction d'un profil de champ EM donné. Pour un mode gyro BWO dans un milieu de longueur finie, le profil longitudinal et la longueur d'accrochage peuvent être obtenus en utilisant une transformation de Laplace plutôt qu'une transformation de Fourier comme dans le cas infini. Les résultats linéaires permettent essentiellement de comprendre la physique de l'instabilité et de calculer les grandeurs de seuil. La seconde est la méthode de calcul non-linéaire. Les équations du mouvement des particules et les équations de Maxwell sont résolues numériquement avec des approximations qui dépendent de la situation à décrire. Le nombre de particules doit alors être suffisant pour représenter toutes les caractéristiques du système physique : distribution de phases, dispersions de vitesse et d'énergie, etc. Les équations sont intégrées soit dans un formalisme de temps rapide,  $\tau \equiv 1/\omega$ , c'est-à-dire en intégrant réellement la trajectoire de chaque particule dans l'espace  $(x(t), v(t), t)$  soit dans un formalisme en temps lent où les temps caractéristiques sont donnés par  $\tau \sim 1/|\omega - s\Omega_c| \ll 1/\omega \equiv 1/s\Omega_c$  pour la  $s^{\text{ème}}$  harmonique de la fréquence cyclotronique. Ce formalisme permet de diminuer les temps de calcul.

Pour les cavités à haut facteur de qualité diffractif, l'équation d'onde et les équations du mouvement des particules peuvent être découplées et traitées indépendamment (traitement non-auto-cohérent). Les propriétés de la cavité (fréquence de résonance,  $Q_{\text{diff}}$ , profil longitudinal du champ électrique) ne dépendent pas de la présence du faisceau dans la cavité. Pour les cavités à bas facteur de qualité diffractif ou pour les modes propageants (gyro BWO, gyro TWA), il est nécessaire d'intégrer simultanément ces équations couplées (traitement auto-cohérent). La présence du faisceau affecte ou

même crée le profil de champ électrique et modifie les propriétés de résonance de la cavité.

Lors du choix des paramètres pour la réalisation d'une source (gyrotron, gyro BWO ou autre), il est nécessaire de commencer par la première méthode et de gravir ensuite chacun des niveaux de complication de la seconde. A chaque pas le système décrit rapproche du système expérimental, mais à chaque pas le calcul devient plus laborieux et surtout plus coûteux en temps. Le formalisme du temps lent a été choisi dans ce travail.

### 3.1 Théorie linéaire

La théorie linéaire présentée dans ce paragraphe est utilisée afin d'obtenir la fréquence d'interaction entre le faisceau et la composante rétrograde du mode  $TE_{21}^0$  (gyro BWO) de la cavité à partir de la relation de dispersion de l'instabilité cyclotronique dans un guide d'onde (cf. §7.2). Le formalisme général brièvement présenté au paragraphe 3.1.2 permet d'obtenir les perturbations spatiales ou temporelles des grandeurs physiques décrivant le système ainsi que la relation de dispersion, et permet de déterminer la nature de l'instabilité : convective ou absolue. Il a été utilisé pour calculer la longueur minimale d'accrochage auto-cohérente d'un gyro BWO (Park, 1984). Dans le cas du gyrotron, le faisceau interagit avec la structure d'onde stationnaire d'une cavité résonante. La théorie linéaire est alors généralement utilisée pour calculer le produit du facteur de qualité diffractif et du courant d'accrochage ( $Q_{diff} I_{start}$ ) correspondant à un profil longitudinal de champ électrique fixe (gaussien), d'une cavité à haut facteur de qualité (Nusinovich, 1988). Le facteur de qualité est introduit pour décrire les pertes de la cavité. Dans les chapitres suivants, les courants d'accrochage des cavités à bas facteur de qualité sont calculés en intégrant les équations non-linéaires décrivant le système dans le domaine linéaire ( $E_0 \neq 0$ ) (cf. §3.2).

#### 3.1.1 Relation de dispersion linéaire

Soit un guide d'onde circulaire de rayon  $r_w$  dans lequel se propage un faisceau annulaire d'électrons immergé dans un champ magnétique statique  $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{z}$ . La densité du faisceau est supposée suffisamment faible pour que la structure transverse des modes propres du guide d'onde vide ne soit pas modifiée par sa présence. Seuls les mode TE sont considérés puisque le couplage de l'instabilité cyclotronique d'un faisceau faiblement relativiste,  $\beta_0 = 1 - 1/\gamma_0^2 < 1$ , aux modes TE (couplage électromagnétique) est beaucoup plus fort que le couplage aux modes TM (couplage électrostatique) (Uhm, 1978). De plus le

faisceau est supposé n'interagir qu'avec un seul mode  $TE_{mp}^{\circ}$ . Un mode de guide d'onde dont la fréquence satisfait :

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 c^2 + k_{\perp}^2 c^2 \quad (3.1.1.1)$$

n'interagit avec le faisceau que si sa fréquence correspond approximativement à une harmonique  $s$  de la fréquence cyclotronique relativiste des électrons :  $\Omega_c = eB_0/\gamma_0 m_0$ , décalée par l'effet Doppler engendré par le mouvement parallèle des électrons (cf. fig. 3.1.1.1) :

$$\omega \equiv s\Omega_c + k_{\parallel} v_{\parallel 0} \quad (3.1.1.2)$$

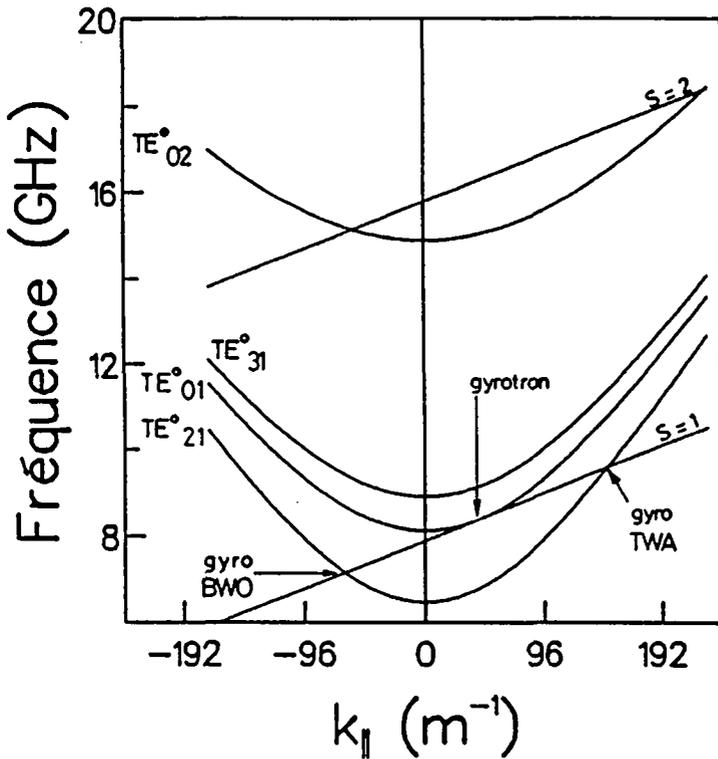


Figure 3.1.1.1 : Courbes de dispersion pour le mode de faisceau (éq. 3.1.1.2) à la fondamentale ( $s=1$ ) et à la seconde harmonique ( $s=2$ ) de la fréquence cyclotronique, et pour les modes  $TE_{21}^{\circ}$ ,  $TE_{01}^{\circ}$ ,  $TE_{31}^{\circ}$  et  $TE_{02}^{\circ}$  du guide d'onde (éq. 3.1.1.1). Les quatre modes d'oscillation possibles : gyrotron ( $TE_{01}^{\circ}(s=1)$  et  $TE_{02}^{\circ}(s=2)$  résonant à plus bas  $B_0$ ), gyro BWO et gyro TWA ( $TE_{21}^{\circ}$  propageants) sont susceptibles d'être observés dans ce guide d'onde et avec les paramètres choisis.

La dynamique du faisceau d'électrons est décrite par l'équation de Vlasov relativiste :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B})) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) f = 0 \quad (3.1.1.3)$$

où  $f=f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)$  est la fonction de distribution des électrons du faisceau et  $\mathbf{E}=\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ ,  $\mathbf{B}=\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$  sont les champs EM de l'onde. Cette équation peut être linéarisée en remplaçant :

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r},\mathbf{v},t) &\rightarrow f^{(0)}(\mathbf{v}) + f^{(1)}(\mathbf{r},\mathbf{v},t) \\ \mathbf{E}(\mathbf{r},t) &\rightarrow \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r},t) \\ \mathbf{B}(\mathbf{r},t) &\rightarrow \mathbf{B}^{(1)}(\mathbf{r},t) \end{aligned} \quad (3.1.1.4)$$

où les indices <sup>(0)</sup> se rapportent aux grandeurs d'équilibre ( $\mathbf{E}^{(0)}=\mathbf{B}^{(0)}=0$ ) et <sup>(1)</sup> à leur perturbation linéaire ( $f^{(1)} \ll f^{(0)}$ ,  $\mathbf{E}^{(1)}, \mathbf{B}^{(1)}$  suffisamment faibles pour que l'énergie de l'onde soit faible par rapport à celle des électrons) pour obtenir :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{eB_0}{m} (\mathbf{v} \wedge \mathbf{z}) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) f^{(1)} = \frac{e}{m} (\mathbf{E}^{(1)} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}^{(1)}) \cdot \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{p}}. \quad (3.1.1.5)$$

La perturbation  $f^{(1)}$  de la fonction de distribution crée une densité de courant :

$$\mathbf{j}^{(1)} = -e \int d^3p f^{(1)} \mathbf{v} \quad (3.1.1.6)$$

qui agit comme source dans l'équation d'onde pour le champ magnétique :

$$\nabla^2 \mathbf{B}^{(1)} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}^{(1)}}{\partial t^2} = -\mu_0 \nabla \wedge \mathbf{j}^{(1)}. \quad (3.1.1.7)$$

La fonction de distribution d'équilibre  $f^{(0)}$  s'écrit comme fonction des constantes du mouvement du système,  $p_{\perp}$  et  $p_{\parallel}$ , les quantités de mouvement perpendiculaire et parallèle du faisceau, et  $P_{\theta}$ , le moment angulaire canonique :

$$P_{\theta} = \gamma_0 m_0 r^2 \dot{\theta} - \frac{1}{2} e B_0 r^2. \quad (3.1.1.8)$$

Pour un faisceau annulaire axisymétrique et froid,  $f^{(0)}$  se ramène à :

$$f^{(0)} = \delta\left(r_L^2 - \frac{2P\theta}{eB_0} - R_g^2\right) \frac{1}{2\pi\rho_{\perp}} \delta(\rho_{\perp} - \rho_{\perp 0}) \delta(\rho_{\parallel} - \rho_{\parallel 0}) \quad (3.1.1.9)$$

où  $R_g$  est le rayon du centre de guidage des électrons (rayon du faisceau),  $r_L$  le rayon de Larmor des électrons et  $\delta(x)$  la fonction de Dirac. Le nombre  $N$  d'électrons par unité de longueur est donné par :

$$N = 2\pi \int_0^{r_w} r dr \int_0^{+\infty} dp_{\perp} \int_{-\infty}^{+\infty} dp_{\parallel} f^{(0)}. \quad (3.1.1.10)$$

Introduisant les champs EM, (cf. Annexe 1) qui ont une dépendance en  $\exp\{-i(\omega t - k_{\parallel} z)\}$ , dans (3.1.1.5) on obtient  $f^{(1)}$  et  $j^{(1)}$ , grâce à (3.1.1.6), qui est introduite dans (3.1.1.7) linéarisée. Les intégrales sont effectuées pour la fonction de distribution (3.1.1.9), et la relation de dispersion s'écrit finalement (Chu, 1980a) :

$$\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2 - k_{\perp}^2 c^2 = \frac{-4v c^2}{\gamma_0 r_w K_{mp}} \cdot \left[ \frac{(\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2) \beta_{\perp 0}^2 H_{sm}(k_{\perp} R_g, k_{\perp} r_{L0})}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel 0} - s\Omega_{c0}/\gamma_0)^2} - \frac{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel 0}) Q_{sm}(k_{\perp} R_g, k_{\perp} r_{L0})}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel 0} - s\Omega_{c0}/\gamma_0)} \right] \quad (3.1.1.11)$$

où

$$H_{sm}(x, y) = (J_{s-m}(x) J_s'(y))^2 \quad (3.1.1.12)$$

$$Q_{sm}(x, y) = 2H_{sm}(x, y) + y \left[ J_{s-m}^2(x) J_s'(y) J_s''(y) + \frac{1}{2} J_{s-m-1}^2(x) J_s'(y) J_{s-1}'(y) - \frac{1}{2} J_{s-m+1}^2(x) J_s'(x) J_{s+1}'(y) \right] \quad (3.1.1.13)$$

$$K_{mp} = J_m^2(v_{mp}) (1 - m^2/v_{mp}^2), \quad (3.1.1.14)$$

$v = Nr_e$  et  $r_e = 2.8 \cdot 10^{-15}$  m le rayon classique de l'électron. Le premier terme du membre de droite de (3.1.1.11) est le terme de source de l'instabilité alors que le second est un terme qui la stabilise. Le couplage du faisceau au mode  $TE_{mp}^0$  est optimisé en choisissant le rayon du centre de guidage des électrons,  $R_g$ , de manière à maximiser le coefficient de couplage géométrique  $H_{sm}(k_{\perp} R_g, k_{\perp} r_{L0})$  (fig. 3.1.1.2). Le second terme est généralement faible par

rapport au premier et peut souvent être négligé. En approximant de plus  $(\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)$  par  $k_{\perp}^2 c^2$  l'équation (3.1.1.11) peut s'écrire :

$$(\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2 - k_{\perp}^2 c^2)(\omega - s\Omega_{c0}/\gamma_0 - k_{\parallel} v_{\parallel 0})^2 + \varepsilon = 0 \quad (3.1.1.15)$$

où

$$\varepsilon = \frac{4v c^4 v_{mp}^2 \beta_{\perp 0}^2 H_{sm}(k_{\perp} R_g, k_{\perp} r_L)}{\gamma_0 r_w K_{mp}} \quad (3.1.1.16)$$

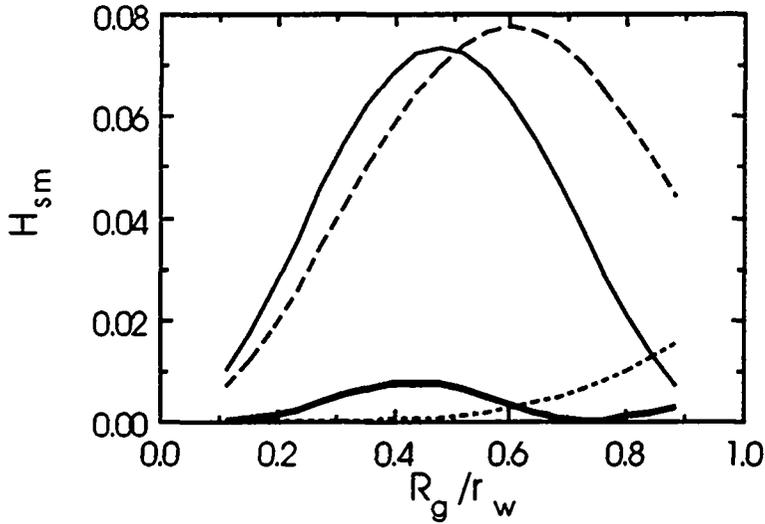


Figure 3.1.1.2 : Coefficients de couplage géométriques linéaires  $H_{sm}(k_{\perp} R_g, k_{\perp} r_L)$  (éq. 3.1.1.12) pour le mode  $TE_{01}$  (ligne continue), les deux polarisations du mode  $TE_{21}$  :  $TE_{+21}$  (ligne traitillée) et  $TE_{-21}$  (ligne pointillée) et le mode  $TE_{02}$  à la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique,  $s=2$  (ligne continue épaisse). Le faisceau dont le centre de guidage est placé au centre de la cavité (couplage optimum pour le mode  $TE_{01}$ ) se couple également à la composante gauche ( $m=+2$ ) du mode  $TE_{21}$  et faiblement au mode  $TE_{02}$ . Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha_{EGUN}\approx 1.75$ ,  $B_0=3.3$  kG,  $r_w=2R_g=2.2487$  cm.

Lors de la dérivation de la relation (3.1.1.11) seule la composante de Fourier résonante du courant  $(\omega \approx s\Omega_{c0}/\gamma_0)$ , source dans l'équation (3.1.1.7), a été retenue. Les taux de croissances donnés par la partie imaginaire des solutions de (3.1.1.11) ne sont donc corrects que pour des fréquences satisfaisant approximativement (3.1.1.1) et (3.1.1.2), c'est-à-dire au voisinage des intersections des courbes de dispersions de la figure (3.1.1.1). On peut donc substituer  $\omega = \omega_0 + \delta\omega$  et  $k_{\parallel} = k_{\parallel 0}$  où  $(\omega_0, k_{\parallel 0})$  est la solution de (3.1.1.1) et (3.1.1.2) et  $\delta\omega \ll \omega_0$ . En ne retenant que les termes jusqu'en  $\delta\omega^3$ , une évaluation de  $\delta\omega = \delta\omega_r + i\delta\omega_i$  est obtenue où la largeur de la résonance  $\delta\omega_r$  est donnée par :

$$\delta\omega_r = \left( \frac{\varepsilon}{16\omega_0} \right)^{1/3} \quad (3.1.1.17)$$

et le taux de croissance maximum de l'instabilité  $\delta\omega_i$  par :

$$\delta\omega_i = \sqrt{3} \delta\omega_r \quad (3.1.1.18)$$

Pour le mode  $TE_{01}^{\circ}$ , avec  $B_0=3.3$  kG, on obtient  $f_0=8.370$  GHz,  $\delta f_r=\delta\omega_r/2\pi\approx 84$  MHz ( $\delta f_r/f_r\approx 1\%$  pour ce mode propageant) et  $\delta f_i=\delta\omega_i/2\pi\approx 149$  MHz, et  $f_0=6.704$  GHz,  $\delta f_r=\delta\omega_r/2\pi\approx 82$  MHz,  $\delta f_i=\delta\omega_i/2\pi\approx 143$  MHz pour la composante rétrograde du mode  $TE_{21}^{\circ}$ , avec  $B_0=2.97$  kG.

Les équations (3.1.1.11) ou (3.1.1.15) sont résolues numériquement pour  $\omega$  complexe comme fonction de  $k_{\parallel}$  réel. Une instabilité correspond alors à deux solutions complexes conjuguées. Les courbes de dispersion (fig. 3.1.1.3), les fréquences d'interaction et les taux de croissance sont obtenus pour un ensemble de paramètres :  $\gamma_0, \beta_{\perp 0}, v_{\parallel 0}, \Omega_{c0}, s, R_g, r_w$  déduits de  $U_{cath}, \alpha, l_b, B_0$  et pour le mode choisi. Dans le cas d'un oscillateur, la fréquence d'oscillation est celle associée au plus fort taux de croissance et dans le cas d'un amplificateur c'est le taux de croissance linéaire en fonction de la fréquence d'excitation qui est obtenu. L'équation peut également être résolue pour  $k_{\parallel}$  complexe en fonction de  $\omega$  réel, mais  $\omega_i=Im(\omega)$  et  $k_i=Im(k_{\parallel})$  sont reliés par :

$$k_i = \omega_i \left( \frac{\partial \omega_r}{\partial k} \right)^{-1} = \frac{\omega_i}{v_g} \quad (3.1.1.19)$$

où  $v_g$  est la vitesse de groupe de l'onde. Les figures (3.1.1.3) montrent qu'il existe des taux de croissance non-nuls à des fréquences telles que  $\omega/k_{\parallel} < c$ ,  $\omega = \Omega_{c0}/\gamma_0 + k_{\parallel} v_{\parallel}$ . Cette instabilité est appelée instabilité Weibel (Weibel, 1959) et est associée au regroupement axial des électrons, alors que l'instabilité cyclotronique ( $\omega/k_{\parallel} > c$ ) est associée au regroupement en phase des électrons. Les deux phénomènes de regroupement sont toujours présents simultanément, mais dominant dans leurs domaines respectifs ( $\omega/k_{\parallel} \lesseqgtr c$ ) (Chu, 1978a). L'instabilité cyclotronique est engendrée par le terme  $\omega_{\perp 0}^2$  du premier terme du membre de gauche de (3.1.1.11) qui provient de la dérivation de  $\gamma$  par rapport à  $p_{\perp}$  et  $p_{\parallel}$  lors de l'établissement de cette relation. Ce terme n'existe pas lorsque la théorie est non-relativiste dès le départ ( $\gamma=1$ ), mais subsiste dans la limite  $\gamma \rightarrow 1$  de la théorie relativiste. Cela confirme l'origine purement relativiste de l'instabilité cyclotronique.

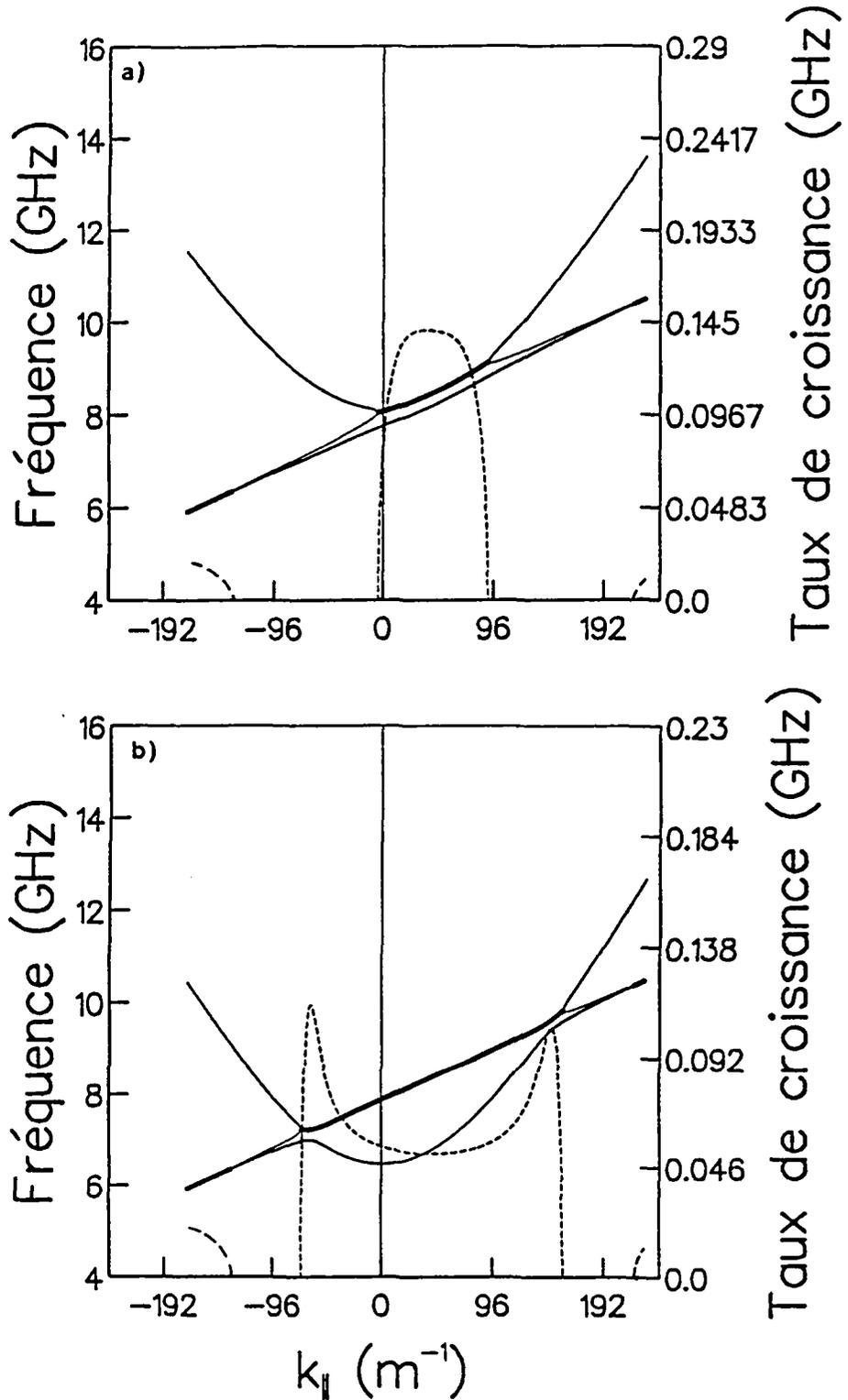


Figure 3.1.1.3 : Courbes de dispersion pour le mode de faisceau et les modes de guide d'onde (lignes continues) et taux de croissances (lignes traitillées) : a)  $TE_{01}^o$  et b)  $TE_{21}^o$  obtenues en résolvant numériquement l'équation (3.1.1.11). Les taux de croissances à  $\omega/k_{||} > c$  correspondent à l'instabilité cyclotronique électronique alors que ceux à  $\omega/k_{||} < c$  correspondent à l'instabilité Weibel. Au voisinage des intersections des courbes de dispersion, la courbe correspondante au faisceau (éq.3.1.1.2) se sépare en un mode lent et un mode rapide. La fréquence d'oscillation est indiquée par le trait gras.

### 3.1.2 Nature de l'instabilité

Suivant la démarche de Briggs (1964), les solutions de la relation de dispersion (3.1.1.11) ou (3.1.1.15) peuvent correspondre à deux types d'instabilités : convectif ou absolu. Deux critères généraux peuvent être énoncés afin de les distinguer. Pour cela il est nécessaire de faire appel à la causalité, c'est-à-dire qu'il faut calculer la réponse d'un système à une perturbation localisée. Pour obtenir la relation de dispersion, les transformations de Fourier en temps et en espace sont utilisées. Les ondes qui peuvent exister dans le système sont données par les zéros de la relation (3.1.1.11) qui peut s'écrire :

$$D(k, \omega) = 0 \quad \text{ou} \quad \omega(k) = 0. \quad (3.1.2.1)$$

Elles sont instables si  $\text{Im}(\omega) < 0$ . La réponse d'un système, uni-dimensionnel homogène en  $z$  et  $t$ , à une perturbation dont la source est  $s(z, t)$  est donnée par :

$$\psi(z, t) = \int_V dz' dt' G(z-z', t-t') s(z', t') \quad (3.1.2.2)$$

où  $G(z-z', t-t')$  est la fonction de Green du problème, c'est-à-dire la réponse du système en  $(z, t)$  à une perturbation de la forme  $\delta(z')\delta(t')$ , et  $V$  est le volume de l'espace-temps occupé par la source  $s(z', t')$ . La fonction  $\psi(z, t)$  représente n'importe quelle grandeur physique du système. Dans l'espace réciproque  $(k, \omega)$  (3.1.2.2) s'écrit :

$$\tilde{\psi}(k, \omega) = \tilde{G}(k, \omega) \tilde{g}(k) \tilde{f}(\omega). \quad (3.1.2.3)$$

où  $s(z, t) = g(z)f(t)$  et  $\tilde{g}(k)$  et  $\tilde{f}(\omega)$  sont respectivement les transformées de Fourier et de Laplace de  $g(z)$  et  $f(t)$ , définies par :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(g(z)) = \tilde{g}(k) &= \int_{-\infty}^{\infty} dz g(z) \exp\{+ikz\} & \mathcal{F}^{-1}(\tilde{g}(k)) = g(z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dz \tilde{g}(k) \exp\{-ikz\} \\ \mathcal{L}(f(t)) = \tilde{f}(\omega) &= \int_0^{\infty} dt f(t) \exp\{-i\omega t\} & \mathcal{L}^{-1}(\tilde{f}(\omega)) = f(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty - i\zeta}^{+\infty - i\zeta} d\omega \tilde{f}(\omega) \exp\{+i\omega t\} \end{aligned} \quad (3.1.2.4)$$

La valeur de  $\zeta$  est choisie telle que :

$$\mathcal{L}\mathcal{L}^{-1}(f) = f \quad \forall t < 0. \quad (3.1.2.5)$$

L'expression (3.1.2.3) est calculée grâce aux équations qui gouvernent le système, et la réponse de celui-ci obtenue en inversant les transformations :

$$\psi(z,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty - i\zeta}^{+\infty - i\zeta} d\omega \tilde{F}(z,\omega) \tilde{f}(\omega) \exp\{+i\omega t\} \quad (3.1.2.6)$$

où

$$\tilde{F}(z,\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \tilde{G}(k,\omega) \tilde{g}(k) \exp\{-ikz\}. \quad (3.1.2.7)$$

La fonction  $\tilde{F}(z,\omega)$  est analytique pour  $\omega_I = \text{Im}(\omega) < \zeta$ , et donc  $\psi(z,t < 0) = 0$ . Considérons une excitation de la forme :

$$f(t) = \exp\{+i\omega_0 t\} \quad \text{donc} \quad \tilde{f}(\omega) = \frac{1}{i(\omega - \omega_0)}. \quad (3.1.2.8)$$

localisée en  $|z| < d$ . La réponse asymptotique du système est obtenue en déplaçant le contour de Laplace vers  $\omega_I = 0$ . Pour  $t \rightarrow +\infty$  seul le mode correspondant à la singularité ayant le  $\omega_I$  maximum mais inférieur à zéro subsistera. C'est donc l'analyticité de  $\tilde{F}(z, \omega)$  dans le demi-plan  $\omega_I < 0$  qui permet de déterminer le mode dominant pour  $t \rightarrow +\infty$ . Les pôles de  $\tilde{G}(k,\omega)$  qui sont les zéros de la relation de dispersion (3.1.2.1) sont répartis dans le plan  $(k_r, k_i)$ . Lorsque le contour de Laplace est déplacé vers le haut, ceux-ci vont se déplacer dans le plan  $(k_r, k_i)$  et peuvent traverser l'axe des  $k$  réels. Les sauts de  $\tilde{F}$  associés aux pôles qui changent de demi-plan sont évités en prolongeant par continuité la fonction  $\tilde{F}(z,\omega)$  dans le plan complexe  $(k_r, k_i)$  :

$$\tilde{F}_C = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma} dk \tilde{G}(k, \omega) \tilde{g}(k) \exp\{-ikz\} \quad (3.1.2.9)$$

où le contour  $\Gamma$  est refermé dans le demi-plan  $k_i < 0$  pour  $z > 0$  et  $k_i > 0$  pour  $z < 0$ . Lorsque la fréquence passe de  $\omega = \omega_{rS} - i\zeta$  à  $\omega_{rS}$  quatre situations peuvent se présenter qui conduisent à déformer le contour  $\Gamma$  (fig. 3.1.2.1) :

- A) Un pôle avec  $k_r > 0$  et  $k_i < 0$  passe dans le demi plan  $k_i > 0$
- B) Un pôle avec  $k_r < 0$  et  $k_i > 0$  passe dans le demi plan  $k_i < 0$
- C) Deux pôles provenant d'un même demi-plan coalescent en un pôle du second ordre.
- D) Deux pôles provenant de demi-plans opposés ( $k_i \gtrless 0$ ) coalescent en un pôle du second ordre pour une certaine valeur de  $\omega$ ,  $\omega_S = \omega_{rS} - i\omega_{iS}$ .

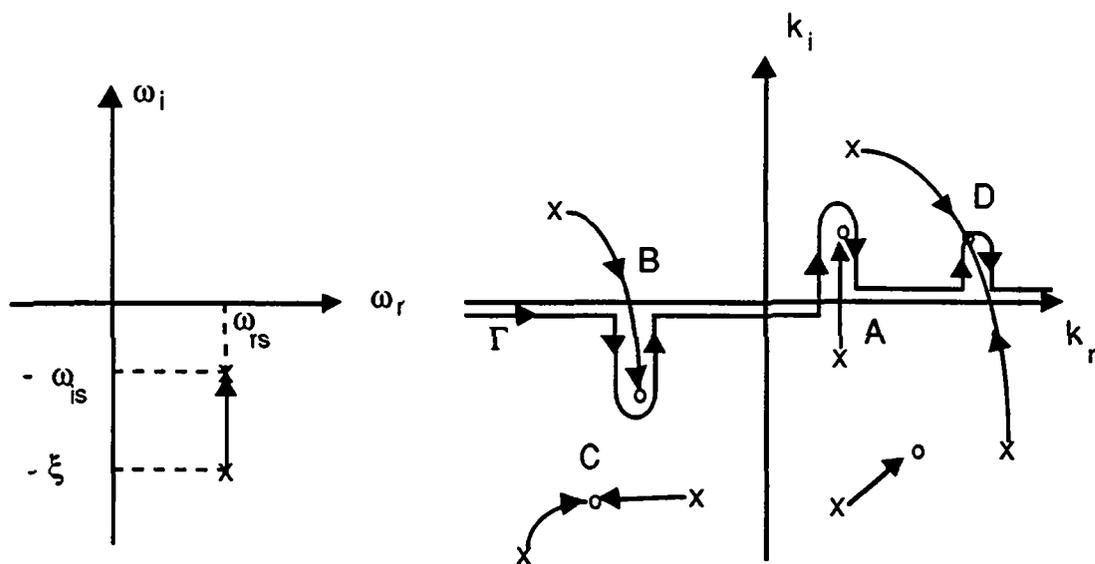


Figure 3.1.2.1 : Mouvement dans le plan  $(k_r, k_i)$  des pôles de la fonction de Green du système. Lorsque la fréquence atteint  $\omega_s = \omega_{rs} - i\omega_{is}$  deux pôles (D) provenant de deux demi-plans différents coalescent et donnent lieu à une instabilité absolue.

Les conséquences sur la nature des instabilités sont les suivantes :

- A,B) Un pôle qui correspondait à une onde évanescente pour  $z > 0$ ,  $z < 0$  respectivement, c'est-à-dire une onde qui disparaît pour  $t \rightarrow +\infty$  et dont l'amplitude décroît avec  $|z|$ , correspond maintenant à une onde qui croît en  $|z|$ , l'onde est amplifiée le long de  $|z|$ , mais dont l'amplitude asymptotique en un  $z$  donné reste finie. Ces instabilités sont convectives. La perturbation est évacuée par le système à la vitesse  $v_g = \partial\omega_r / \partial k$ .
- C) Ce cas se ramène aux cas A ou B pour un pôle double. Puisque le contour  $\Gamma$  ne se trouve pas entre les deux pôles,  $\tilde{F}(z, \omega)$  reste finie lorsque  $\omega \rightarrow 0$ .
- D) Il existe un  $\omega_s = \omega_{rs} + i\omega_{is}$ ,  $\omega_{is} < 0$  pour lequel le contour  $\Gamma$  est "coincé" entre deux pôles. Il y a une singularité de  $\tilde{F}(z, \omega)$  en  $\omega_s$  :  $\lim_{\omega \rightarrow \omega_s} \tilde{F}(z, \omega) \rightarrow \infty$ . Cette singularité est associée à un pôle double de  $\tilde{G}(k, \omega)$  en  $(k_s, \omega_s)$ . La relation (3.1.2.1) a donc un zéro double en  $(k_s, \omega_s)$  et :

$$D(k_s, \omega_s) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial D}{\partial k}(k_s, \omega_s) = 0 \quad (3.1.2.10)$$

ou

$$\omega(k_s) = 0 \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{k=k_s} = 0. \quad (3.1.2.11)$$

La vitesse de groupe de la perturbation est nulle en  $(k_s, \omega_s)$  (cf. éq. 3.1.2.11), la perturbation  $\psi(z, t)$  croit exponentiellement avec le temps en chaque  $z$ . L'instabilité est absolue.

Les autres pôles correspondent à des ondes qui restent évanescentes.

Deux critères doivent être vérifiés pour que l'instabilité soit absolue (Briggs, 1964) :

Critère 1 : Il existe un couple  $(k_s, \omega_s)$  avec  $\text{Im}(\omega_s) < 0$  (onde instable) pour lequel

$$D(k_s, \omega_s) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial D}{\partial k_s}(k_s, \omega_s) = 0,$$

$(k_s, \omega_s)$  est un point de selle de  $D(k, \omega) = 0$  (théorème de Cauchy).

Critère 2 : Les deux zéros doivent provenir de deux demi-plans  $\text{Im}(k) \gtrless 0$  différents, c'est-à-dire que pour  $\omega$  tel que  $\omega_j \rightarrow -\infty$  les deux zéros se séparent et leurs parties imaginaires  $k_{j1}$  et  $k_{j2}$  sont de signes opposés.

Ces deux critères ne sont valables qu'en milieu infini (en  $z$ ) et sont souvent difficiles à vérifier. De manière générale, on peut dire qu'il y a instabilité absolue lorsque les vitesses de groupe des deux ondes interagissant sont de signes opposés (Briggs, 1964). La perturbation qui est évacuée par une des ondes est ramenée par l'autre et une rétroaction interne est ainsi assurée. Une telle instabilité n'a pas de seuil, elle existe dès que les deux ondes peuvent interagir.

La figure (3.1.1.1) montre qu'il y a au maximum deux intersections entre la courbe de dispersion du faisceau et celle d'un mode de guide d'onde. Le critère 2 ci-dessus, appliqué à (3.1.1.15) donne :

$$k_{\parallel}^2 c^2 (\omega - s\Omega_{c0} / \gamma_0 - k_{\parallel} v_{\parallel 0}) + v_{\parallel 0} (\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2 - k_{\perp}^2 c^2) = 0 \quad (3.1.2.12)$$

qui est introduite dans (3.1.1.15) pour obtenir la seconde condition de selle pour  $D(k, \omega) = 0$ :

$$k_{\parallel}^2 c^2 (\omega - s\Omega_{c0} / \gamma_0 - k_{\parallel} v_{\parallel 0})^3 - v_{\parallel 0} \varepsilon = 0. \quad (3.1.2.13)$$

Les solutions de (3.1.1.15) sont obtenue en introduisant :

$$k_{\parallel} = k_{\parallel\pm} + \delta k_{\parallel\pm} \quad \text{et} \quad \omega = \omega_{\pm} + \delta\omega_{\pm} \quad (3.1.2.14)$$

où  $(k_{\parallel\pm}, \omega_{\pm})$  sont les solutions de (3.1.1.1) et (3.1.1.2) simultanément :

$$k_{\parallel\pm} = \frac{\beta_{\parallel 0} b \pm \left[ \beta_{\parallel 0}^2 b^2 - b_0 (1 - b^2) \right]^{1/2}}{b_0} k_{\perp} \quad \text{et} \quad \omega_{\pm} = s\Omega_{c0}/\gamma_0 + v_{\parallel} k_{\parallel\pm} \quad (3.1.2.15)$$

où  $b = s\Omega_{c0}/\gamma_0 k_{\perp} c$  et  $b_0 = (1 - \beta_{\parallel}^2)^{1/2}$ . Lorsque  $b$  est égal à  $b_0$  les deux solutions  $\pm$  de (3.1.2.15) sont confondues ("grazing condition"). Les expressions pour  $\delta\omega_{\pm}$  et  $\delta k_{\parallel\pm}$  sont alors :

$$(\delta\omega_{\pm})^3 = -\frac{27}{8} (k_{\perp} c)^4 \frac{k_{\parallel}^2 c^2 \beta_{\parallel 0}^2 \varepsilon}{(\beta_{\parallel 0} \omega - k_{\parallel} c)^3} \quad \text{et} \quad \delta k_{\parallel\pm} = \frac{k_{\parallel} c + 2\beta_{\parallel 0} \omega}{3\beta_{\parallel 0} k_{\perp} c} \quad (3.1.2.16)$$

La nature des solutions est déterminée par le comportement de  $\text{Im}(\delta k_{\parallel\pm})$  lorsque  $\text{Im}(\delta\omega_{\pm})$  devient grand. Introduisant (3.1.2.14) dans (3.1.1.15) et ne retenant que les termes à l'ordre le plus bas en  $(\delta k_{\parallel\pm}, \delta\omega_{\pm})$  on obtient :

$$2(\omega_{\pm} \delta\omega_{\pm} - k_{\parallel\pm} \delta k_{\parallel\pm} c^2) (\omega_{\pm} - \delta k_{\parallel\pm} v_{\parallel 0})^2 - \varepsilon = 0 \quad (3.1.2.17)$$

qui, pour  $\text{Im}(\delta\omega_{\pm})$  grand, fournit les deux solutions :

$$\text{Im}(\delta k_{\parallel\pm}) = \frac{\omega_{\pm}}{k_{\parallel\pm}} \text{Im}(\delta\omega_{\pm}) \quad \text{et} \quad \text{Im}(\delta k_{\parallel\pm}) = \frac{\text{Im}(\delta\omega_{\pm})}{v_{\parallel 0}} \quad (3.1.2.18)$$

Pour  $v_{\parallel} > 0$  l'instabilité avec  $\text{Im}(\delta\omega_{\pm}) < 0$  est absolue si  $k_{\parallel\pm}$  et  $\omega_{\pm}$  sont de signes opposés :  $k_{\parallel\pm} < 0$  puisque  $\omega_{\pm} > 0$ . La figure (3.1.1.1) montre qu'avec les paramètres choisis, il n'y a qu'une intersection avec le mode  $TE_{01}^0$ . Cette interaction se produit à  $k_{\parallel} > 0$  dans une région où les vitesses de groupe du faisceau et de l'onde sont positives. Elle correspond donc à une instabilité convective. Cette instabilité est utilisée dans les gyro TWA ("gyrotron Travelling Wave Amplifier",  $k_{\parallel}, \gamma$  faibles). L'onde ne fait qu'un passage dans la cavité. Si le signal initial est le bruit thermique du faisceau, l'amplitude du signal à la sortie du tube reste très faible malgré des gains linéaires typiques calculés de 34 dB (Chu, 1979), et mesurés de 17 dB sur 17 cm et à 35 GHz (Seffor, 1979). Dans le cas du mode  $TE_{21}^0$  il y a deux intersections (cf. fig. 3.1.1.1). La première à  $k_{\parallel} > 0$  est également convective et est utilisée dans les CARM

("Cyclotron Auto Resonance Maser",  $k_{\parallel} > 0$ ,  $\gamma > 1$ ). La seconde, à  $k_{\parallel} < 0$ , correspond à une instabilité absolue puisque  $k_{\parallel} \omega < 0$  et puisque la vitesse de groupe du mode  $TE_{21}^{\circ}$ ,  $v_g < 0$ , est opposée à celle du mode de faisceau,  $v_g > 0$ . Elle est utilisée dans les gyro BWO ("gyrotron Backward Wave Oscillators"). A cause de sa nature absolue, elle est souvent observée comme oscillation parasite dans les gyrotrons (cf. §5.3 et Muggli, 1991, Xu, 1990), les gyro TWA (Barnett, 1989) et les CARM (Bekefi, 1989).

Ce sont les instabilités convectives qui sont utilisées dans les amplificateurs. Cependant, à partir d'une telle instabilité, un oscillateur est obtenu en créant une rétroaction extérieure à l'aide d'une cavité résonante (réflexion de l'onde EM à la sortie de la cavité). Chacun des systèmes amplificateurs donnés ci-dessus peut être opéré en oscillateur lorsque le facteur de qualité de la cavité est suffisamment élevé. La version en oscillateur du gyro TWA est appelée gyrotron ( $k_{\parallel} = 0$ ,  $\gamma = 1$ ).

Les critères d'instabilité absolue énoncés ci-dessus s'appliquent aux milieux de longueur infinie. Dans les milieux de longueur finie, les instabilités de type absolu ne sont observées que lorsqu'un seuil est dépassé. Ce seuil s'exprime en général par (Bers, 1983) :

$$|\text{Im}(\omega)| \cdot L_i > \text{Cst} \quad (3.1.2.19)$$

où  $\text{Im}(\omega)$  est le taux de croissance de l'instabilité en milieu infini (qui dépend, par exemple, du courant du faisceau d'électrons dans le cas d'une source micro-ondes) et  $L_i$  de la longueur d'interaction). La constante Cst peut elle-même dépendre des paramètres du système. Le taux de croissance de l'instabilité en milieu fini est généralement inférieur au taux en milieu infini.

La relation (3.1.1.11) décrit l'interaction entre une onde propageante et un faisceau d'électrons. Elle est en général utilisée pour définir les caractéristiques linéaires des amplificateurs et pour évaluer les fréquences et les taux des instabilités absolues. Les effets des dispersions de vitesse des électrons et de la résistivité finie de la paroi du guide d'onde peuvent être inclus lors de la dérivation de (3.1.1.11) (Lau, 1981). Elle est utilisée au cours de ce travail pour déduire la fréquence d'oscillation du mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO ( $\omega \approx \Omega_{c0} / \gamma_0 - k_{\parallel} v_{\parallel 0}$ ) en fonction des paramètres expérimentaux (cf. chapitre 7). Elle ne permet pas de décrire l'interaction entre un mode de cavité résonante et le faisceau. Dans ce cas, il faut tenir compte de l'interaction du faisceau avec les deux composantes, progressive et rétrograde, du mode de guide d'onde (Chu, 1978b).

### 3.2 Théorie non-linéaire

Après la première phase de croissance exponentielle de l'instabilité, décrite dans le paragraphe précédent par le traitement linéaire des équations, le système va en général évoluer vers un état de saturation dû aux effets non-linéaires. Les équations différentielles qui régissent l'interaction doivent être résolues numériquement. Ce traitement non-linéaire est nécessaire pour décrire les sources micro-ondes avec lesquelles le but est d'obtenir une efficacité maximale pour le transfert d'énergie des électrons vers l'onde,  $\eta_{\omega} > 50\%$ .

L'interaction entre un faisceau d'électrons immergés dans un champ magnétique statique extérieur  $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{z}$  et un mode TE de guide d'onde est décrite par les équations relativistes du mouvement pour l'impulsion  $\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v}$  et l'énergie  $\mathcal{E} = \gamma m_0 c^2$  de chaque particule du faisceau:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e \left( \mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B} + \mathbf{B}_b) \right) \quad (3.2.1)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -e \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} \quad (3.2.2)$$

Dans  $\mathbf{E}$  sont inclus le champ électrique de l'onde EM et les champs ES oscillants ou statiques engendrés par le faisceau non-neutre, le champ  $\mathbf{B}$  est celui des ondes EM et  $\mathbf{B}_b$  est le champ magnétique engendré par le courant de faisceau  $I_b$ . Ces champs satisfont les équations de Maxwell non-homogènes :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \nabla \cdot (\mathbf{B} + \mathbf{B}_b) &= 0 \\ \nabla \wedge \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 & \nabla \wedge \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu_0 \mathbf{j} \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

où les densités de charge et de courant s'écrivent en fonction de la densité d'électrons  $n_e$  :

$$\rho = -e n_e \quad \text{et} \quad \mathbf{j} = -e n_e \mathbf{v} = \rho \mathbf{v}. \quad (3.2.4)$$

Ce système d'équations peut être résolu pour une source micro-ondes si l'on fait un certain nombre d'hypothèses et d'approximations valables dans son domaine d'opération.

Le rapport entre le champ magnétique azimuthal engendré par un faisceau dont le rayon est égal à la moitié du rayon d'une cavité proche de la coupure d'un mode  $TE^0$  ( $R_0 = r_w/2$ ), et le champ magnétique statique  $B_0$  est donné par :

$$\frac{B_b}{B_0} \cong \frac{\mu_0 e}{\pi m_0 c} \frac{s}{\gamma_0 v_{mp}} \cong 1.17 \cdot 10^{-4} \frac{sl_b}{\gamma_0 v_{mp}} \quad (3.2.5)$$

Ce champ  $B_b$  peut donc être négligé par rapport au champ  $B_0$  pour la plupart des gyrotrons ( $R_g/r_w > 0.5$ ,  $s \leq 2$ ,  $l_b \leq 50A$ ,  $\gamma > 1.0$ ,  $v_{mp} > 2$  donc  $B_b/B_0 < 1.2 \cdot 10^{-2}$ ).

La présence du faisceau non neutre dans le guide d'onde engendre un champ ES radial  $E_{ES}$  indépendant du temps en régime stationnaire (cf. §4.1.1). Dans la cavité ce terme ne contribue à (3.2.1) que par une vitesse de dérive azimutale  $v_D = (E_{ES} \wedge B_0) / B_0^2$ , et sa moyenne sur une période non perturbée s'annule dans (3.2.2). La vitesse de dérive n'affecte pas l'efficacité d'interaction si l'interaction se fait avec un mode tournant du guide d'onde,  $+m$  ou  $-m$ . Négliger la partie statique de  $\rho$ , et donc le champ ES associé,  $E_{ES} = 0$ , dans les équations ci-avant est une bonne approximation lorsque le faisceau est enfermé dans un guide d'onde de section lentement variable. Elle s'avère par contre mauvaise dans le cas d'un gyrotron quasi-optique où les conditions au bord dans la région d'interaction sur le champ électrique  $E_{ES}$  radial sont repoussées à l'infini.

Dans un guide d'onde proche de la coupure,  $v_\phi \gg c$ , le regroupement spatial longitudinal des électrons, associé à l'instabilité Weibel (Weibel, 1959), est dominé par le regroupement en phase des électrons associé à l'instabilité cyclotronique (Chu, 1978a). On peut donc supposer qu'il n'y aura pas de variation longitudinale de la densité de charge. Le regroupement en phase des électrons crée dans le faisceau une variation de densité de charge oscillante. Dans le régime linéaire, cet effet de charge d'espace oscillante augmente l'efficacité linéaire du système lorsque la densité du faisceau est faible ( $\omega_{pe}/\Omega_{c0})^2 < 0.01$ , ou forte  $0.03 < (\omega_{pe}/\Omega_{c0})^2 < 0.045$ , ou la rend négative, c'est-à-dire empêche l'accrochage du mode, si  $0.01 < (\omega_{pe}/\Omega_{c0})^2 < 0.03$  (Kleva, 1988, Bratman, 1989). Dans le régime non-linéaire, l'effet est toujours de diminuer l'efficacité de l'interaction. Dans cette expérience, le faisceau est caractérisé par  $(\omega_{pe}/\Omega_{c0})^2 \cong 0.0024$  à 10 A. Ces effets peuvent donc être négligés.

En négligeant tous les effets électrostatiques et le champ magnétique propre associés au faisceau, les équations du mouvement (3.2.1) et (3.2.2) se ramènent à :

$$\frac{dp}{dt} = -e \left( E + v \wedge (B_0 + B) \right) \quad (3.2.6)$$

$$\frac{dE}{dt} = -e v \cdot E \quad (3.2.7)$$

et les équations de Maxwell (3.2.3) se réduisent à l'équation d'onde avec source :

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial j}{\partial t} \quad (3.2.8)$$

Seuls les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  des modes  $TE_{mp}^{\circ}$  seront considérés (Uhm, 1978).

Considérons l'état stationnaire d'interaction entre un faisceau d'électrons, représenté par  $N_{part}$  particules, et un mode  $TE^{\circ}$  d'une cavité cylindrique à rayon lentement variable. Les dérivées temporelles dans les équations précédentes peuvent être remplacées par des dérivées le long de  $z$  :

$$\frac{d}{dt} \rightarrow v_{\parallel} \frac{d}{dz}. \quad (3.2.9)$$

Le mouvement des électrons dans le champ magnétique  $\mathbf{B}_0$  est représenté comme une oscillation à la fréquence cyclotronique autour de leur centre de guidage (cf. fig. A1.1) :

$$\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{R}_g + \mathbf{r}_L = \mathbf{R}_g + \frac{\mathbf{v}_L}{\Omega_C} \quad (3.2.10)$$

ce qui permet, à l'aide du théorème de Graf pour l'addition des fonctions de Bessel (Abramowitz, 1964), de décomposer le mouvement de chaque électron dans le champ EM de l'onde comme une somme de mouvement harmoniques à tous les multiples de la fréquence cyclotronique:  $s\Omega_C$ ,  $s=1,2,\dots$ . Supposons que l'interaction ne se fasse qu'entre une seule harmonique  $s$  de la fréquence cyclotronique et un seul mode  $TE_{mp}^{\circ}$  de la cavité,  $\omega \approx s\Omega_C$ . Ce régime d'oscillation monomode, qui est obtenu à travers le choix du mode  $TE_{mp}^{\circ}$  (cf. §2.3) et par la position du centre de guidage des électrons dans la cavité (cf. §3.1.1.), permet d'obtenir une haute efficacité. On définit pour chaque particule une phase lente  $\psi$  (cf. Annexe 1) :

$$\psi = \omega t - s\Omega_C t + s\phi_0 - (m - s)\theta_g. \quad (3.2.11)$$

Les équations sont résolues dans le formalisme du temps lent, c'est-à-dire pour  $\psi$  plutôt que pour  $s\Omega_C t$ . Le temps caractéristique est :

$$\tau = \frac{2\pi}{|\omega - s\Omega_C|} \gg \frac{2\pi}{\omega} \equiv \frac{2\pi}{s\Omega_C}. \quad (3.2.12)$$

Cela permet de réduire le nombre de pas nécessaires pour l'intégration numérique des équations. Dans ce formalisme, le terme de source de l'équation d'onde (3.2.8) est une moyenne, en un  $z$  donné, sur l'ensemble des  $N_{part}$  particules. Avec les expressions pour le champ EM d'un mode  $TE_{mp}^{\circ}$  données dans l'annexe 1, les équations (3.2.6) à (3.2.8) sont :

$$\frac{dp_{\perp}}{dz} = - \left(\frac{k_{\perp}}{k}\right)^{s-1} J_{m-s}(k_{\perp}Rg) \left(\frac{p_{\perp}^{s-1}}{p_{\parallel}}\right) \left[ \gamma \operatorname{Re} \left( \mathcal{E} \exp\{-i\psi\} \right) - p_{\parallel} \operatorname{Im} \left( \frac{d\mathcal{E}}{dz} \exp\{-i\psi\} \right) \right] + \frac{k}{2} g p_{\perp} \quad (3.2.13a)$$

$$\frac{dp_{\parallel}}{dz} = \left(\frac{k_{\perp}}{k}\right)^{s-1} J_{m-s}(k_{\perp}Rg) \left(\frac{p_{\perp}^s}{p_{\parallel}}\right) \operatorname{Im} \left( \frac{d\mathcal{E}}{dz} \exp\{-i\psi\} \right) - \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \frac{dp_{\perp}}{dz} \quad (3.2.13b)$$

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{\gamma - \frac{s\Omega_c}{\omega}}{p_{\parallel}} - s \left(\frac{k_{\perp}}{k}\right)^{s-1} J_{m-s}(k_{\perp}Rg) \left(\frac{p_{\perp}^{s-2}}{p_{\parallel}}\right) \left( \gamma \operatorname{Im} \left( \mathcal{E} \exp\{-i\psi\} \right) + p_{\parallel} \operatorname{Re} \left[ \frac{d\mathcal{E}}{dz} \exp\{-i\psi\} \right] \right) \quad (3.2.13c)$$

$$\left[ \frac{d^2}{dz^2} + (1 + (k_{\perp}/k)^2) - (k_{\perp}/k)^2 (1 - \delta) \frac{\delta}{r_w} \right] \mathcal{E} = i \frac{eZ_0 b}{m_0 c^2 C_{mps}} \frac{1}{\left(\frac{k_{\perp}}{k}\right)^{s+1}} \frac{1}{N_{part}} \sum_{j=1}^{N_{part}} J_{m-s}(k_{\perp}Rg) \frac{p_{\perp}^s}{p_{\parallel}} \exp\{-i\psi_j\} \quad (3.2.13d)$$

où  $p_{\perp} = p_{\perp}/m_0c$  et  $p_{\parallel} = p_{\parallel}/m_0c$  sont les impulsions perpendiculaire et parallèle de chaque particule,  $j=1, \dots, N_{part}$ , normalisées à  $m_0c$ .  $z = kz$  est la distance normalisée.

$$\mathcal{E} = \frac{e}{m_0 c^2} \frac{s^s}{2^{s|s|}} \left( \frac{\omega}{s\Omega_c} \right)^{s-1} \frac{E}{k_{\perp}} \quad (3.2.14)$$

est le champ électrique normalisé, et

$$C_{mps} = \frac{\pi}{2} (v_{mp}^2 - m^2) J_m^2(v_{mp}) \left( \frac{2^{s|s|} \gamma^2}{s^s} \right)^2 \left( \frac{s\Omega_c}{\omega} \right)^{2(s-1)} \quad (3.2.15)$$

est une constante de normalisation. Dans ces équations est incluse la possibilité d'un gradient linéaire du champ magnétique  $B_0$  de la forme :

$$B_0(z) = B_0 \left( 1 + (z - z_0) \frac{\Delta B_0}{L_B B_0} \right) = B_0 \left( 1 + (z - z_0) g \right) \quad (3.2.16)$$

où  $L_B$  est la longueur sur laquelle le champ magnétique varie de  $\Delta B_0$ . La composante radiale du champ magnétique est négligée et la variation de  $B_0$  supposée adiabatique :  $\gamma m_0 v_{\perp}^2 / 2B_0 = \text{cst}$ . A l'entrée de la cavité,  $z=0$ , les conditions initiales de chaque particule sont données par son énergie  $\gamma_0$  et son rapport de vitesse  $\alpha = v_{\perp 0} / v_{\parallel 0}$ . Le rayon du centre de guidage de tous les électrons d'un faisceau annulaire est  $R_G$ . Dans le cas d'un faisceau entrant dans la cavité sans modulation de phase initiale ("gyromonotron"), la phase lente des particules à l'entrée de la cavité est uniformément distribuée sur l'intervalle  $(0; 2\pi)$ . Cette distribution initiale pourrait être celle d'un faisceau ayant déjà subi un regroupement de phase dans une cavité précédente ("prebunched beam" d'un gyrokystron). A partir des valeurs de  $p_{\perp}$  et  $p_{\parallel}$  à la sortie de la cavité on calcule l'efficacité électronique en  $z=kL$  :

$$\eta_{\text{él}} = \frac{\gamma_0 - \langle \gamma \rangle}{\gamma_0 - 1} \quad \text{où} \quad \langle \gamma \rangle = \frac{1}{N_{\text{part}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{part}}} \gamma_j \Big|_{z=kL} \quad (3.2.17)$$

Le champ électrique normalisé satisfait les conditions au bord (2.2.10a) en  $z=0$  et (2.2.10b) en  $z=kL$  :

$$\left. \frac{d\mathcal{E}}{dz} \right|_{z=0} = -i \frac{k_{\parallel}}{k} \mathcal{E} \quad \text{et} \quad \left. \frac{d\mathcal{E}}{dz} \right|_{z=kL} = +i \frac{k_{\parallel}}{k} \mathcal{E} \quad (3.2.18)$$

A la sortie de la cavité, la puissance transportée par l'onde est  $P_{\text{rf}}$  (cf. éq. A1.10). Dans le cas où l'on considère la conductivité  $\sigma$  de la paroi de la cavité infinie, la puissance perdue par les particules se retrouve, par conservation, dans la puissance de l'onde :

$$\eta_{\text{él}} U_{\text{cath}} I_b = P_{\text{rf}} \quad (3.2.19)$$

Dans le cas où l'on considère que  $\sigma$  est finie, la différence des deux puissances donne la puissance ohmique dissipée dans la paroi de la cavité :

$$P_{\Omega} = (\eta_{\text{él}} U_{\text{cath}} I_b - P_{\text{rf}}) \quad (3.2.20)$$

Pour obtenir les équations (3.2.13a) à (3.2.13d), la seule approximation nécessaire est, à part les termes  $ES$  et  $B_b$  qui sont négligés, de négliger le terme  $J_{m+s}(k_{\perp} r_L)$  par rapport au terme  $J_{m-s}(k_{\perp} r_L)$  dans l'expression en somme d'harmoniques issue du théorème de Graf, et de développer la fonction  $J_{m-s}(k_{\perp} r_L)$  pour de petits arguments. Cela revient à supposer que :

$$k_{\perp} r_L = \frac{k_{\perp}}{\Omega_c} \equiv \omega_c \frac{\beta_{\perp}}{\Omega_c} \equiv s\beta_{\perp} < 1 \quad (3.2.21)$$

où  $\omega_c = k_{\perp} c$  est la fréquence de coupure de la section à rayon constant de la cavité. Ce système d'équations auto-cohérent décrit aussi bien les gyrotrons ( $k_{\parallel} \equiv 0, \gamma \equiv 1$ ), les tubes à onde propageante, gyro BWO et gyro TWA ( $k_{\parallel} \neq 0, \gamma \equiv 1$ ), que les systèmes relativistes, CARM ( $k_{\parallel} \neq 0, \gamma \gg 1$ ). Pour le cas particulier du gyrotron, ce système peut parfois être simplifié afin d'obtenir soit une vue globale de la physique qu'il renferme (cf. §3.2.1.1), soit un système d'équations plus facile à résoudre numériquement (cf. §3.2.1.2). Mais lorsque le facteur de qualité de la cavité vide devient trop bas, il est nécessaire de résoudre le système complet. Des dérivations explicites de systèmes d'équations équivalents à celui présenté ci-dessus se trouvent par exemple dans les travaux de Fliflet *et al.* (1982), Ganguly *et al.* (1982), Salop *et al.* (1986).

### 3.2.1 Traitement non-auto-cohérent

Lorsque le facteur de qualité diffractif d'une cavité est élevé,  $Q_{\text{diff}} \gg Q_{\text{min}}$ , l'énergie EM stockée dans la cavité est grande par rapport à l'énergie perdue par diffraction dans le guide d'onde de sortie (2.2.13) :

$$Q_{\text{diff}} = \frac{E_{\text{stockée}}}{P_{\text{diff}}/\omega}$$

Les pertes de la cavité étant compensées par le faisceau, l'énergie que le faisceau cède au mode TE est faible par rapport à l'énergie de ce mode stockée dans la cavité. La fréquence d'oscillation, le profil longitudinal du champ électrique et le facteur de qualité peuvent être considérés comme étant ceux du mode en cavité vide et comme indépendants de l'interaction avec le faisceau. Le terme de courant, source dans l'équation d'onde (3.2.13d) peut être négligé, l'équation se découple des équations du mouvement et se ramène à l'équation d'onde homogène discutée au chapitre 2. Les équations du mouvement sont intégrées avec comme paramètres la fréquence de résonance, le facteur de qualité et le profil longitudinal de champ électrique de la cavité vide : c'est le traitement non-auto-cohérent ("non-self-consistent"). Dans une cavité ouverte à haut  $Q_{\text{diff}}$ , le nombre d'onde parallèle correspondant à une onde proche de la coupure et quasi-stationnaire, est très faible :

$$0 \equiv k_{\parallel} \ll k_{\perp} \equiv k. \quad (3.2.1.1)$$

L'influence du champ magnétique de l'onde sur les particules est donc beaucoup plus faible que celle de son champ électrique puisque, en norme :

$$vB = v \frac{E}{v_\phi} = \frac{v}{\omega/k_{\parallel}} E \ll \frac{v}{c} E < E. \quad (3.2.1.2)$$

Le terme  $v \wedge B$  peut donc être négligé par rapport à  $E$  et (3.2.6) se réduit à :

$$\frac{dp}{dt} = -e (E + v \wedge B_0) \quad (3.2.1.3)$$

dont la composante z fournit, pour un mode TE ( $E_z=0$ ):

$$p_{\parallel} = \text{cst}. \quad (3.2.1.4)$$

Les équations (3.2.13a) et (3.2.13c) deviennent alors :

$$\frac{dp_{\perp}}{dz} = \left(\frac{k_{\perp}}{k}\right)^{s-1} J_{m-s}(k_{\perp}Rg) (p_{\perp}^{s-1}/p_{\parallel}) \gamma \text{Re}\{\mathcal{E} \exp(-i\psi)\} \quad (3.2.1.5a)$$

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{\gamma - \frac{s\Omega_c}{\omega}}{p_{\parallel}} - s \left(\frac{k_{\perp}}{k}\right)^{s-1} J_{m-s}(k_{\perp}Rg) (p_{\perp}^{s-2}/p_{\parallel}) \gamma \text{Im}\{\mathcal{E} \exp(-i\psi)\} \quad (3.2.1.5b)$$

pour un champ magnétique  $B_0$  constant le long de z.

### 3.2.1.1 Description en variables réduites

A partir des équations (3.2.7) et (3.2.1.3) pour un système à haut facteur de qualité, un formalisme a été développé par Nusinovich *et al.* (1972) et Bratman *et al.* (1981), puis explicité par Danly *et al.* (1986), qui permet de réécrire les équations (3.2.1.5a) et (3.2.1.5b), et d'exprimer les principales caractéristiques d'opération en régime stationnaire d'un gyrotron, en fonction de seulement trois variables réduites (pour une harmonique s) :

$$F = \frac{E_0 \beta_{\perp 0}^{s-4}}{B_0 c} \left( \frac{s^{s-1}}{2^{s-1} s!} \right) J_{mTs}(k_{\perp}Rg) \quad (3.2.1.1.1)$$

l'amplitude normalisée du champ électrique,

$$\mu = \pi (\beta_{\perp 0}^2 / \beta_{\parallel 0}) (L/\lambda) \quad (3.2.1.1.2)$$

la longueur d'interaction, ou de la cavité, L normalisée,

$$\Delta = 2 \left( 1 - \frac{s\Omega_c}{\omega} \right) / \beta_{\perp 0}^2 \quad (3.2.1.1.3)$$

le paramètre de désaccord en fréquence ("detuning") et de  $\beta_{\perp 0}$ . Le signe  $\pm$  dans l'expression (3.2.1.1.1) correspond aux deux polarisations  $\pm m$  du mode  $TE_{mp}^0$ . En supposant que les électrons sont faiblement relativistes,  $\beta_{\perp 0}^2 \ll 1$ , la dépendance en  $\beta_{\perp 0}$  peut être supprimée dans les équations du mouvement. Pour une cavité dont le profil de champ électrique longitudinal est supposé gaussien et centré en  $z_0=0$  (éq. 2.2.19) :

$$E(z) = E_0 f(z) = E_0 \exp\{-(k_{\parallel} z)^2\} \quad (3.2.1.1.4)$$

où  $k_{\parallel}=2/L$ , et dans laquelle l'interaction se produit de  $z=-\sqrt{3}L/2$  à  $z=+\sqrt{3}L/2$ , les diagrammes  $\eta_{\perp}=\eta_{\perp}(F,\mu)$  où :

$$\eta_{\perp} = \frac{2}{\beta_{\perp 0}} (1 - \langle \gamma \rangle / \gamma_0) \quad \text{et} \quad \eta_{\parallel} = \frac{\gamma_0 \beta_{\perp 0}}{2(\gamma_0 - 1)} \eta_{\perp} = \frac{\gamma_0 - \langle \gamma \rangle}{\gamma_0 - 1} \quad (3.2.1.1.5)$$

sont obtenus numériquement (fig. 3.2.1.1.1). La valeur de  $\eta_{\perp}$  est optimisée par rapport à  $\Delta$  pour chaque couple  $(F, \mu)$  du diagramme  $\eta_{\perp}(F,\mu;\Delta_{opt})$ . A l'équilibre, l'énergie perdue par les électrons est donnée à l'onde et diffractée vers l'extérieur de la cavité (éq. 2.2.13) :

$$\eta_{\parallel} I_b U_{cath} = \frac{\omega E_{stockée}}{Q_{diff}} \quad (3.2.1.1.6)$$

L'énergie stockée dans la cavité par un mode  $TE_{mp}^0$  dont le profil longitudinal est donné par (3.2.1.1.4) est :

$$E_{stockée} = \epsilon_0 E_0^2 \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} (L/2k_{\perp})^2 (v_{mp}^2 - m^2) J_m^2(v_{mp}) \quad (3.2.1.1.7)$$

La relation (3.2.1.1.6) s'écrit en variables réduites :

$$F^2 = \eta_{\perp} I \quad (3.2.1.1.8)$$

où  $I$  est le courant normalisé nécessaire pour compenser les pertes d'une cavité de facteur de qualité  $Q_{diff}$ . Il s'exprime à partir du courant de faisceau  $I_b$  :

$$I = 0.238 \cdot 10^{-3} \left( \frac{Q_{diff} I_b}{\gamma_0} \right) \beta_{\perp 0}^{2(s-3)} \left( \frac{\lambda}{L} \right) \left( \frac{s^s}{2^s s!} \right) \frac{J_{m \pm s}^2(k_{\perp} R_0)}{(v_{mp}^2 - m^2) J_m^2(v_{mp})} \quad (3.2.1.1.9)$$

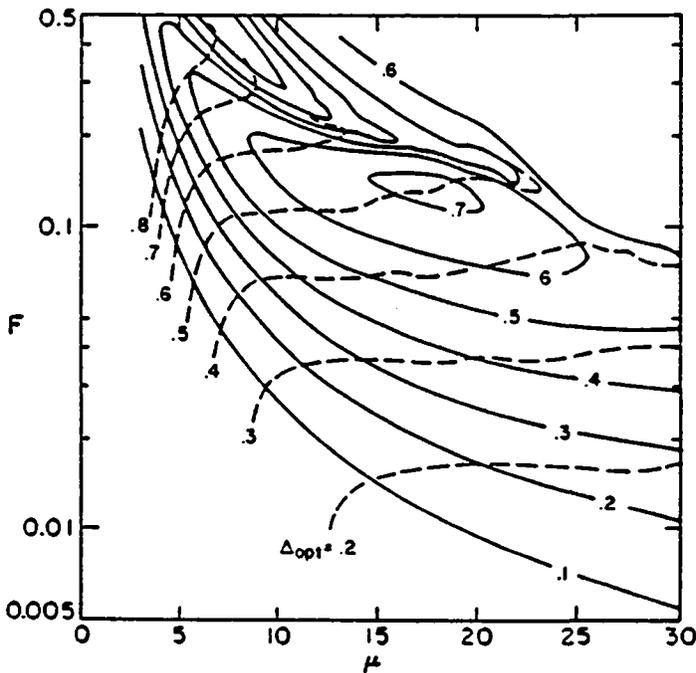


Figure 3.2.1.1.1 : Courbes équi-efficacité perpendiculaire  $\eta_{\perp}$  (lignes continues) optimisées par rapport à  $\Delta$ , et courbes de  $\Delta_{opt}$  (lignes traitillées) correspondantes, en fonction de la longueur normalisée  $\mu$  et de l'amplitude du champ électrique normalisé  $F$  (extrait de (Kreisher, 1985b)).

L'efficacité perpendiculaire peut également être représentée sur des diagrammes  $\eta_{\perp}(I, \mu; \Delta_{opt})$  et la valeur de  $F$  déterminée à l'aide de (3.2.1.1.1). Il y a un courant en dessous duquel le système n'accroche pas, c'est-à-dire en dessous duquel l'oscillation en régime linéaire ne démarre pas. Ce courant d'accrochage  $I_{start}$  est défini par :

$$I_{start} = \lim_{F \rightarrow 0} \frac{F^2}{\eta_{\perp}} \quad (3.2.1.1.10)$$

La valeur minimale de  $I_{start}$ ,  $I_{min}$ , est obtenue en cherchant la valeur de  $\Delta$  qui donne le courant minimum pour que le système oscille. A partir des diagrammes  $\eta_{\perp}(F, \mu; \Delta_{opt})$  (cf. fig. 3.2.1.1.1), les valeurs optimales des variables réduites sont, avec  $s=1$  :

$$F \cong 0.14 \quad 16 \leq \mu \leq 17 \quad \Delta_{opt} \cong 0.5 \quad \text{d'où } \eta_{\perp} \cong 0.7. \quad (3.2.1.1.11)$$

Les grandeurs physiques correspondantes sont alors :

$$E_0 \cong 1.73 \cdot 10^6 \text{ Vm}^{-1} \quad L/\lambda \cong 6.8 \quad B_0 \cong 3.13 \text{ kG} \quad \text{d'où } \eta_{\theta 1} \cong 0.5. \quad (3.2.1.1.12)$$

La limite inférieure imposée pour la valeur du facteur de qualité diffractif de la cavité est, en supposant un profil gaussien (cf. éq. 3.2.1.1.4) de longueur optimale (cf. éq. 2.2.20):

$$Q_{diff} \gg Q_{min} = 4\pi (L/\lambda)^2 \cong 581. \quad (3.2.1.1.13)$$

Parmi les profils des quatre cavités étudiées expérimentalement, celui de la cavité  $Q_{diff}=2375$  est celui qui se rapproche le plus d'un profil gaussien (cf. fig. 2.2.1a). A ce profil correspond approximativement une gaussienne de longueur  $L \cong 14.23$  cm, telle que  $L/\lambda \cong 3.8$ . Dans ce cas la valeur de  $Q_{min}$  est 181. Bien que la longueur équivalente de la cavité soit inférieure à la longueur optimale, les calculs en cavité vide (cf. §3.2.1.2) indiquent que l'efficacité perpendiculaire maximale,  $\eta_{\perp}=0.7$ , peut être atteinte avec cette cavité.

Dans le formalisme en variables réduites, la densité de puissance dissipée par pertes ohmiques sur la paroi de la cavité s'écrit :

$$\rho_{ohm} (\text{Wm}^{-2}) = 5.10 \cdot 10^{15} \sigma^{-1/2} \omega^{5/2} F^2 \beta_{\perp 0}^6 \gamma_0^2 \left( \frac{J_m(v_{mp})}{J_{m \pm s}(k_{\perp} R_g)} \right)^2 \left( 1 - \beta_{\perp 0}^2 \frac{\Delta}{2} \right)^2 \quad (3.2.1.1.14)$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique du métal de la paroi. Avec les paramètres qui conduisent à l'efficacité optimale pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$  à 8 GHz (cf. éq. 3.2.1.1.11 et fig. 3.1.1.2) et avec  $\sigma=3.0 \cdot 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$  on obtient  $\rho_{ohm}=3.5 \text{ Wcm}^{-2}$ , et une puissance dissipée totale de 2.2 kW, toutes deux indépendantes de la puissance de sortie du gyrotron! Pour une cavité  $TE_{011}^{\circ}$  de gyrotron à haute puissance, c'est-à-dire à bas facteur de qualité, la valeur du facteur de qualité total est donc fixée par celle du facteur de qualité diffractif puisque dans ce cas :  $P_{\Omega} \ll P_{diff}$ . A une fréquence donnée, la valeur de  $\rho_{ohm}$  dépend du mode d'oscillation choisi et du rayon du faisceau  $R_g$ . Cette dépendance est forte pour les modes de volume

( $m \approx p \approx 1$ ). A haute fréquence, le mode d'oscillation choisi est généralement un mode de surface ( $m \gg p \approx 1$ ). Le faisceau est placé près du maximum du coefficient de couplage  $H_{sm}$  (éq. 3.1.1.12) le plus proche de la paroi de la cavité afin de minimiser les effets de charge d'espace (cf. 4.1.1). La valeur de  $\rho_{ohm}$  est alors pratiquement indépendante du mode d'oscillation choisi.

Avec un faisceau dont les paramètres sont fixés et à efficacité optimale (cf. éq. 3.2.1.1.11), la valeur de  $\rho_{ohm}$  augmente fortement avec la fréquence :  $\rho_{ohm} \sim \omega^{5/2}$ . A haute fréquence,  $f > 100$  GHz, le mode d'oscillation choisi doit permettre de maintenir la densité de pertes ohmiques en dessous d'environ  $2 \text{ kWcm}^{-2}$ . Utilisant les relations (2.2.13), (3.2.1.1.7), (3.2.1.1.2) et (3.2.1.1.14) on peut écrire :

$$(v_{mp}^2 - m^2) = \frac{2704 \mu \beta_{||0} P_{diff}(\text{MW}) v^{5/2}(\text{GHz})}{\beta_{\perp 0}^2 (1 - |p2|) \rho_{ohm}} \quad (3.2.1.1.15)$$

Pour une densité de puissance  $\rho_{ohm}$  maximale donnée, l'ordre du mode doit être augmenté à haute puissance et à haute fréquence. Les modes tels que  $v_{mp}^2 \gg m^2$  ( $m \gg p \approx 1$ ) sont favorables, alors que les modes tels que  $v_{mp}^2 \approx m^2$  sont à éviter. Un mode d'ordre élevé est également nécessaire pour un gyrotron oscillant en continu, même à basse fréquence.

Le choix du facteur de qualité  $Q_{diff}$  de la cavité fixe le courant  $I_b$  avec lequel l'efficacité maximale est atteinte :  $I_b \sim 1/Q_{diff}$  (cf. éq. 3.2.1.1.9). Pour les deux valeurs extrêmes de  $Q_{diff}$  (cf. table 2.2.1) les courants correspondant à l'efficacité optimale sont :

$$\eta_L \approx 0.7 \Rightarrow I_b(Q_{diff} = 2375) \approx 0.37 \text{ A} \quad \text{et} \quad I_b(Q_{diff} = 160) \approx 5.25 \text{ A.} \quad (3.2.1.1.16)$$

et des courants d'accrochage minimaux sont :

$$I_{min}(Q_{diff} = 2375) \approx 0.015 \text{ A} \quad \text{et} \quad I_{min}(Q_{diff} = 160) \approx 0.220 \text{ A.} \quad (3.2.1.1.17)$$

Les valeurs des courants  $I_b$  et  $I_{min}$  obtenues dans les paragraphes suivants sont plus élevées que celles calculées ici. Dans cette description, la valeur de  $Q_{diff}$  est indépendante du profil longitudinal du champ électrique, supposé gaussien à phase constante. A bas  $Q_{diff}$ , le profil  $f(z)$  d'une cavité réelle devient très asymétrique par rapport à son maximum (cf. fig. 2.2.1b). La cavité est elle-même asymétrique puisque les coefficients de réflexion aux deux

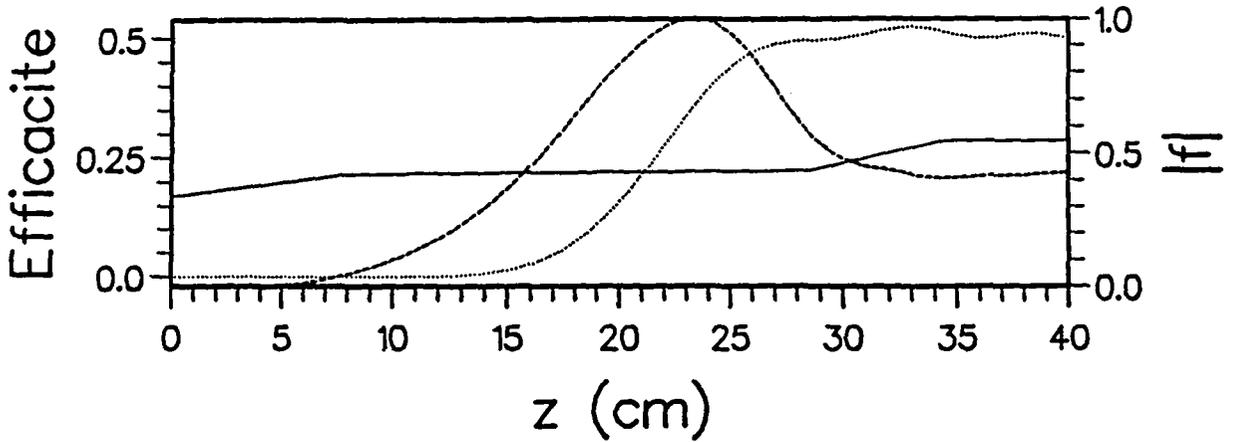


Figure 3.2.1.2.1 : Courbe d'efficacité électronique  $\eta_{el}$  (éq. 3.2.17) (ligne pointillée) le long du profil d'amplitude de champ électrique  $|f|$  (ligne traitillée) de la cavité vide  $Q_{diff}=160$ . L'efficacité est faible et négative dans la première partie de la cavité, là où, en moyenne, les particules absorbent de l'énergie pour leur regroupement en phase. Elle sature une fois le maximum de l'amplitude du champ électrique dépassé. Paramètres :  $f_{rés}=8.006$  GHz,  $U_{cath}=75$  kV,  $I_b=11.2$  A,  $\alpha=1.75$ ,  $B_0=3.079$  kG qui donnent  $\eta_{el}=0.49$ .

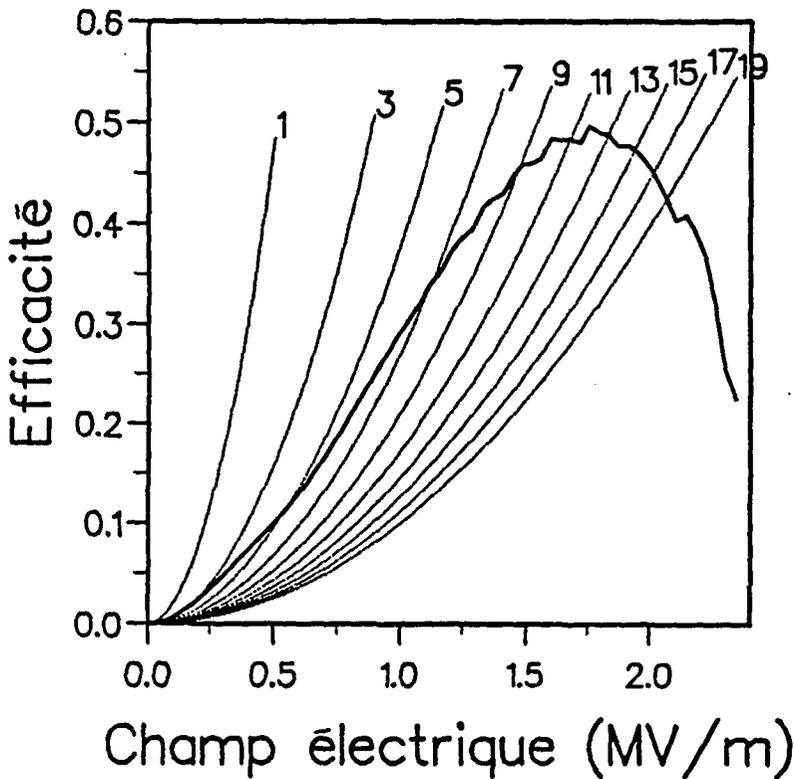


Figure 3.2.1.2.2 : Courbe d'efficacité électronique  $\eta_{el}$  (ligne continue) (éq. 3.2.17) et courbes  $\eta_{cav}=(\omega E_{stockée})/(U_{cath}I_b Q_{diff})-E_0^2/I_b$  (lignes traitillées) nécessaires pour compenser les pertes de la cavité  $Q_{diff}=160$ , en fonction de l'amplitude du champ électrique dans la cavité. A bas champ électrique la courbe  $\eta_{el}$  se confond avec une parabole de  $\eta_{cav}$ , définissant ainsi le courant d'accrochage  $I_{start}$ . Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha=1.75$ ,  $B_0=3.079$  kG.

extrémités sont très différents :  $|\rho_1| \approx 1$ ,  $|\rho_2| < 1$ . Les diagrammes  $\eta_{\perp}(F, \mu; \Delta_{opt})$  peuvent être recalculés pour des profils asymétriques constitués de deux demi-gaussiennes de paramètre L différents (Kreisher, 1985). La zone d'efficacité optimale de ces diagrammes est plus étendue et décalée vers des valeurs de  $(F, \mu)$  plus basses que celle du diagramme calculé pour une gaussienne symétrique (cf. fig. 3.2.1.1.1).

Cette description en variables réduites s'applique particulièrement aux cavités cylindriques à très haut facteur de qualité ainsi qu'aux cavités quasi-optiques dans lesquelles le profil  $f(z)$  d'un mode  $TEM_{00q}$  satisfait exactement (3.2.1.1.4). Elle donne une excellente évaluation des paramètres physiques nécessaires pour atteindre une haute efficacité, ainsi que des contraintes associées à chaque mode d'oscillation. Cependant, pour décrire une réalisation expérimentale spécifique en cavité cylindrique, il est nécessaire de tenir compte des caractéristiques réelles de la cavité. Le facteur de qualité de la cavité d'un gyrotron de haute puissance est proche du facteur de qualité minimum. Le profil longitudinal réel du champ électrique joue alors un rôle important lors du calcul des paramètres de fonctionnement optimaux.

### 3.2.1.2 Interaction dans la cavité vide

Le profil longitudinal de champ électrique dans la cavité d'un gyrotron de haute puissance, c'est-à-dire à relativement bas facteur de qualité,  $Q_{diff} \leq Q_{min}$ , diffère d'un profil gaussien à phase constante tel que celui considéré dans le paragraphe précédent (cf. fig. 2.2.1 b)). Afin de tenir compte de ce profil réel, les équations du mouvement (3.2.1.5a) et (3.2.1.5b) sont intégrées le long du profil de cavité vide, obtenu au paragraphe 2.2. La fréquence d'interaction est fixée à la valeur de la fréquence de résonance de la cavité. Le profil d'efficacité électronique  $\eta_{\parallel}(z)$  le long de la cavité vide (fig. 3.2.1.2.1, cf. 5.3.3.1) montre que le regroupement en phase des particules ("phase bunching") se fait dans la première partie de la cavité. L'efficacité  $\gamma$  est faible et négative. Les particules regroupées entrent ensuite dans la zone de fort champ électrique où se fait l'extraction de leur énergie. L'efficacité électronique sature une fois le maximum de l'amplitude du champ électrique dépassé. Elle oscille ensuite autour de sa valeur de saturation. Dans cette zone, l'onde devient propageante ( $k_{\parallel} \neq 0$ ) et la résonance se perd ( $\omega = \Omega_c + k_{\parallel} v_{\parallel} \neq \Omega_c$ ), les particules sont alors tantôt en phase avec l'onde et perdent de l'énergie, tantôt en contre-phase et en gagnent. Au profil de champ est associée une valeur de  $Q_{diff}$  qui permet d'obtenir, pour une amplitude de champ électrique  $E_0$  donnée, le courant  $I_b$  nécessaire pour compenser les pertes de la cavité (cf. éq. 3.2.1.1.6). Les points d'opération correspondent donc à l'intersection de la courbe d'efficacité électronique  $\eta_{\parallel}$  avec les courbes d'efficacité

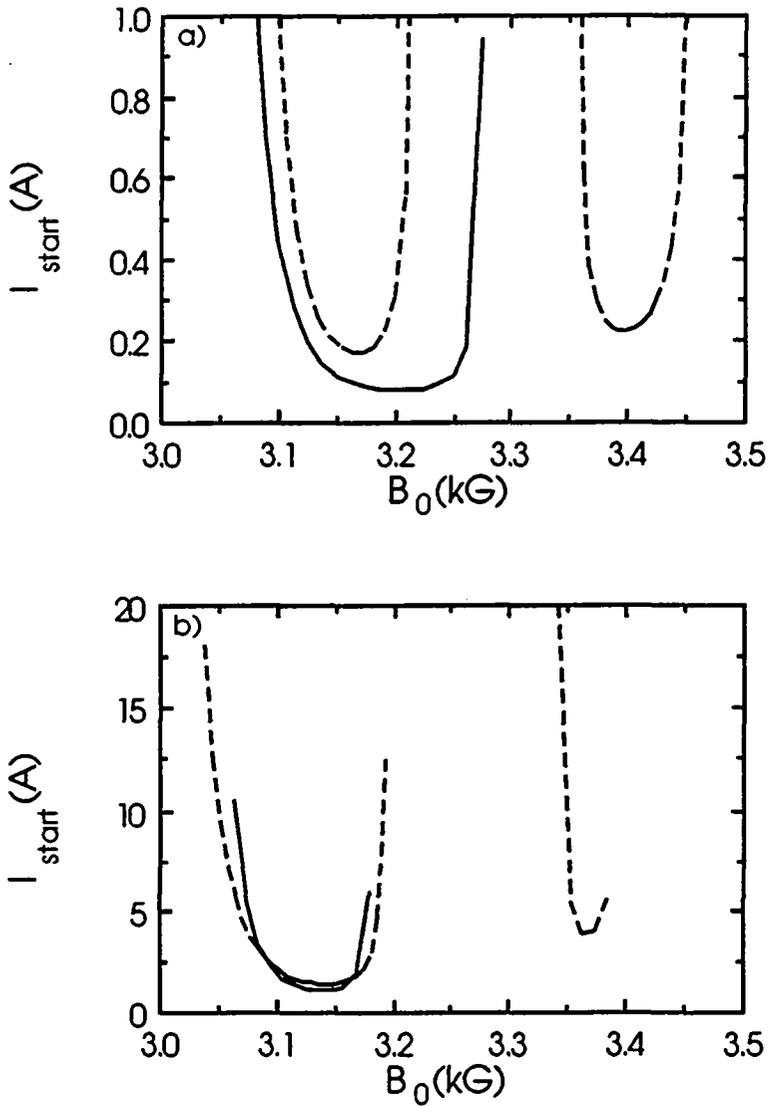


Figure 3.2.1.2.3 : Courants d'accrochage obtenus en résolvant les équations non-linéaires le long d'un profil de cavité vide de très faible amplitude  $E_0$ , pour les cavités a)  $Q_{diff}=2375$  et b)  $Q_{diff}=160$  et pour les modes  $TE_{01q}^o$   $q=1$  (lignes continues) et  $q=2$  (lignes traitillées). Le mode  $q=2$  possède deux minima, donc deux domaines d'oscillation, correspondant à l'accrochage sur l'un ou l'autre de ses maxima longitudinaux de champ électrique. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha=1.75$ .

nécessaire, à un courant fixe, pour atteindre l'équilibre (fig. 3.2.1.2.2). A faible champ électrique, dans la zone linéaire, la courbe  $\eta_{\text{el}}$  se confond avec la parabole de perte de la cavité correspondant au courant d'accrochage (éq. 3.2.1.1.10). La courbe  $\eta_{\text{el}}$  passe ensuite par un maximum au-delà duquel les effets non-linéaires la font chuter.

Les équations non-linéaires peuvent être utilisées dans le régime linéaire pour calculer le courant d'accrochage  $I_{\text{start}}$  en utilisant numériquement un champ électrique d'amplitude  $E_0$  faible. Le nombre de particules doit alors être augmenté :  $N_{\text{part}} > 1024$ , alors que  $N_{\text{part}} = 32$  suffit dans le régime non-linéaire, afin que l'énergie par particule ne soit pas trop élevée par rapport à l'énergie EM contenue dans la cavité. La figure (3.2.1.2.3) donne les courants d'accrochage obtenus avec les profils de cavité vide des modes longitudinaux  $q=1$  et 2 des cavités  $Q_{\text{diff}} = 2375$  et 160. Le recouvrement des domaines d'oscillation des modes longitudinaux  $q=1$  et  $q=2$  devient grand lorsque leurs facteurs de qualité sont bas, laissant présager une compétition entre ces modes.

Pour des paramètres donnés de faisceau  $U_{\text{cath}}$  et  $\alpha = v_{\perp} / v_{\parallel}$  à l'entrée de la cavité, le champ magnétique  $B_0$  peut être ajusté à chaque courant  $I_b$ , afin de trouver le désaccord  $\Delta$  conduisant à une efficacité maximale (fig. 3.2.1.2.4). La courbe de puissance optimale (cf. fig. 3.2.2.1.2) montre qu'il y a un courant, dépendant de  $Q_{\text{diff}}$ , pour lequel l'efficacité maximale est atteinte,  $\eta_{\text{el}} \approx 0.5$  avec  $\alpha = 1.75$ . Au-delà de cette valeur, la puissance continue à croître, malgré la décroissance de l'efficacité. Le champ magnétique doit être diminué, c'est-à-dire le désaccord  $\Delta$  augmenté, afin que l'efficacité optimale soit conservée en fonction de  $I_b$ . Pour les paramètres de la figure (3.2.1.2.4), l'efficacité optimale en fonction de  $I_b$  se trouve toujours à l'intérieur de la zone d'oscillation définie par  $I_{\text{start}}$ . La figure (3.2.1.2.4 a)) confirme que pour la cavité  $Q_{\text{diff}} = 160$  et avec  $\alpha = 1.75$ , tous les points sont accessibles et se trouvent dans la zone d'excitation dite douce ("soft excitation region") : pour un champ magnétique donné, tous les points d'opération correspondent à un courant supérieur au courant d'accrochage obtenu lorsque  $E_0 \rightarrow 0$ . Si les paramètres extérieurs  $U_{\text{cath}}$ ,  $I_b$  et  $\alpha$  sont fixés, le système peut donc démarrer linéairement du bruit,  $E_0 \approx 0$ , et évoluer vers son efficacité à saturation. Par contre avec  $\alpha = 2.25$  (fig. 3.2.1.2.4 b)), tout un domaine d'opération se trouve dans la zone d'excitation dite dure ("hard excitation region"). Il n'y a pas d'évolution linéaire pour passer de  $E_0 = 0$  à la valeur d'opération, l'efficacité optimale ne peut être atteinte. Les points appartenant à cette zone sont caractérisés par  $I_b(E_0 \gg 0) > I_{\text{start}}$ . La limite entre les zones d'excitation douce et dure est donnée pour chaque courant par :

$$\left. \frac{dB_0}{dE_0} \right|_{I_b = \text{cst}, E_0 = 0} = 0. \quad (3.2.1.2.1)$$

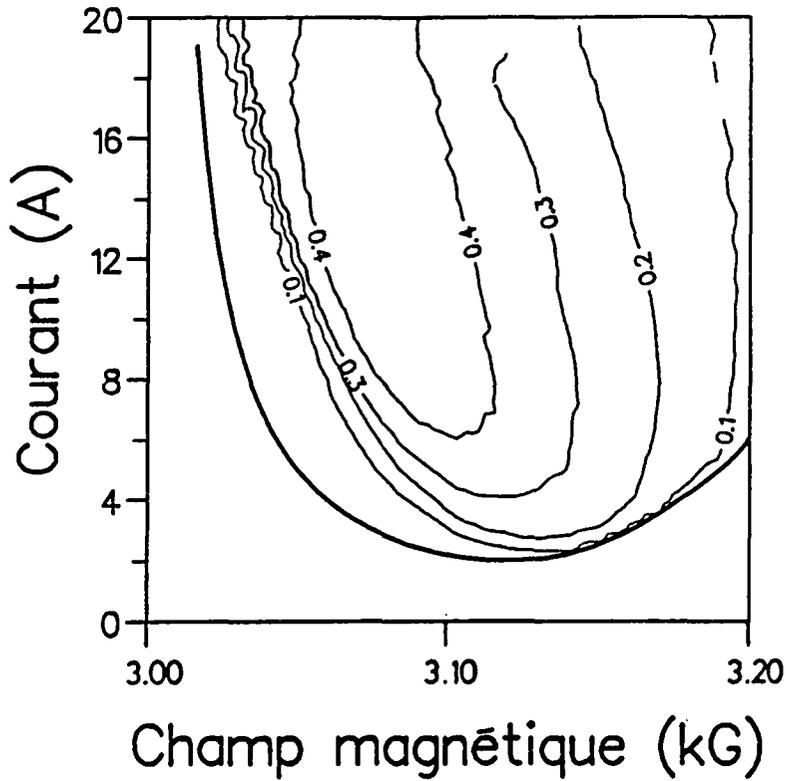


Figure 3.2.1.2.4 : Courbes d'équi-efficacité en fonction du champ magnétique  $B_0$  et du courant  $I_b$  pour la cavité  $Q_{diff}=160$ . Avec un courant inférieur au courant d'accrochage  $I_{start}$  (ligne épaisse) le système n'oscille pas. Lorsque le courant  $I_b$  augmente, le champ magnétique  $B_0$  doit être diminué afin de garder une efficacité optimale. Numériquement, le calcul de  $I_{start}$  ( $\eta_{el} \rightarrow 0$ ) devient mauvais à haut courant. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha=1.75$ .

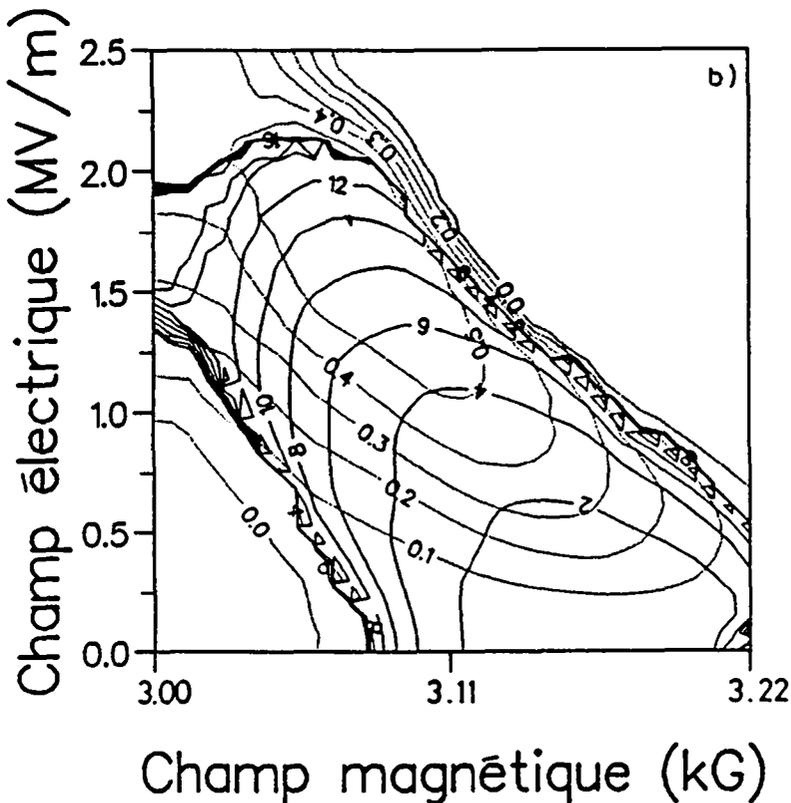
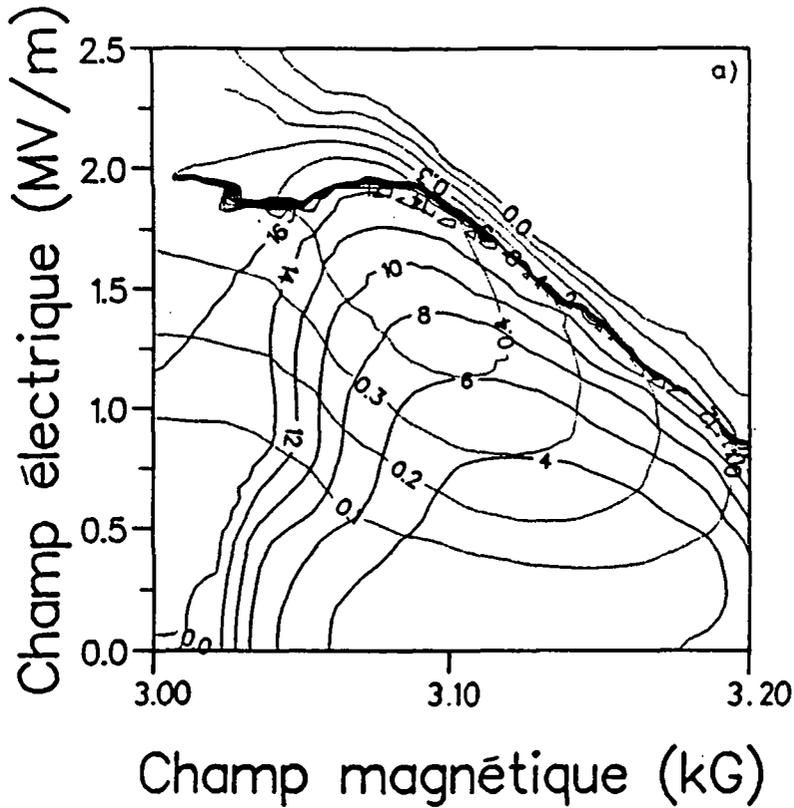


Figure 3.2.1.2.5 : Courbe d'équi-efficacité et de points d'opération a courant fixe en fonction du champ magnétique  $B_0$  et du champ électrique  $E_0$  pour la cavité  $Q_{diff}=160$  : a)  $\alpha=1.75$ , il n'y a pas de zone d'excitation dite dure, b)  $\alpha=2.25$ , tous les points de haute efficacité se trouvent dans la zone d'excitation dite dure pour  $I_b > 4A$ . La limite est définie par :  $(dB_0/dE_0) |_{I_b=cst, E_0=0} = 0$ . Paramètre :  $U_{cath}=75$  kV.

Cette résolution des équations du mouvement le long du profil de la cavité vide conduit à des paramètres pour l'efficacité maximale qui sont en bon accord avec ceux obtenus à partir des diagrammes  $\eta_{\perp}(F, \mu, \Delta_{opt})$  du paragraphe précédent (cf. 3.2.1.1.12) :

$$E_0 \cong 1.75 \cdot 10^6 \text{ Vm}^{-1} \quad B_0 \cong 3.07 \text{ kG} \quad \text{d'où } \eta = 0.5 \quad \text{avec } \alpha = 1.75, \eta_{\perp} \cong 0.7. \quad (3.2.1.2.2)$$

Par contre, les paramètres dépendant du profil spécifique du champ électrique sont différents (cf. 3.2.1.1.16 et 3.2.1.1.17) :

$$\eta_{\perp} \cong 0.7 \quad \Rightarrow \quad I_b(Q_{diff} = 2375) \cong 0.48 \text{ A} \quad \text{et} \quad I_b(Q_{diff} = 160) \cong 10\text{-}11 \text{ A} \quad (3.2.1.2.3)$$

et

$$I_{min}(Q_{diff} = 2375) \cong 0.077 \text{ A} \quad \text{et} \quad I_{min}(Q_{diff} = 160) \cong 1.317 \text{ A}. \quad (3.2.1.2.4)$$

Les puissances de sortie obtenues ici sont donc, pour les mêmes efficacités, deux fois supérieures à celles obtenues avec les variables réduites, ce qui montre la nécessité des calculs non-auto-cohérents avec un profil de champ électrique réel. Dans cette description, la caractérisation complète d'une cavité est rapidement obtenue puisque la partie numérique la plus importante se situe dans la recherche des paramètres permettant de satisfaire les conditions pour le champ électrique aux extrémités de la cavité (cf. éq. 2.2.10a et 2.2.10b). Ce problème est résolu une seule fois pour chaque cavité puisque l'on résout l'équation d'onde homogène. Lorsque la résolution est auto-cohérente (paragraphe suivant), les conditions au bord dépendent également des particules à travers le terme de source de l'équation d'onde. La recherche doit être effectuée chaque fois que les équations du mouvement sont intégrées.

### 3.2.2 Traitement auto-cohérent

Deux situations se présentent, dans lesquelles le terme de source de l'équation d'onde ne peut être négligé. La première est celle d'un gyrotron dont la cavité est à très bas facteur de qualité,  $Q_{diff} \cong Q_{min}$ . Le profil longitudinal du champ électrique et la fréquence de résonance du système ainsi que toutes ses caractéristiques dépendent alors fortement du couplage entre l'onde et le faisceau. La seconde est celle d'un oscillateur utilisant une instabilité absolue ou celle d'un amplificateur, dans lesquels le profil longitudinal du champ électrique est créé par l'interaction. Les équations du mouvement et l'équation d'onde non-homogène (3.2.13a) à (3.2.13d) doivent être résolues simultanément : c'est la résolution auto-cohérente ("self-consistent"). Le programme TWA résout ce système de  $3N_{part}+4$  équations différentielles réelles du premier ordre, avec comme paramètres initiaux les

caractéristiques des électrons, le champ électrique à l'entrée de la cavité et la fréquence réelle de l'onde. Les conditions au bord que doit satisfaire l'équation d'onde dépendent du mode d'oscillation envisagé, gyrotron, gyro BWO ou gyro TWA.

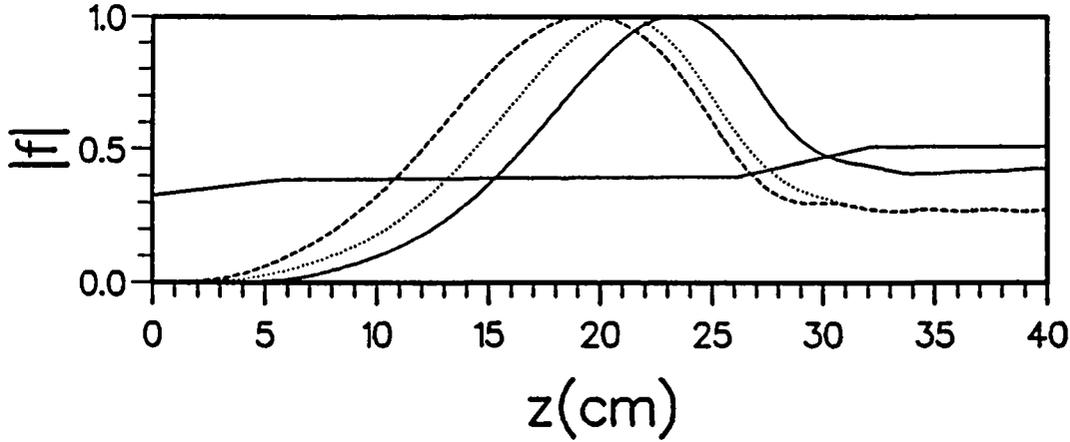


Figure 3.2.2.1.1 : Profils longitudinaux de champ électrique du mode  $TE_{011}^0$  dans la cavité  $Q_{diff}=160$  obtenus en résolvant l'équation d'onde dans la cavité vide,  $Q_{diff}=160$ ,  $f_{rés}=8.006$  GHz (ligne continue), et en résolvant le système d'équations auto-cohérent dans la même cavité, avec  $I_b=3$  A d'où  $f=8.012$  GHz,  $Q_{load}=229.3$ ,  $\eta_{el}\approx 0.35$  (ligne pointillée) et  $I_b=9$  A d'où  $f=8.067$  GHz,  $Q_{load}\approx 264.3$ ,  $\eta_{el}\approx 0.28$  (ligne traitillée). Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=3.127$  kG

### 3.2.2.1 Cavité gyrotron à bas facteur de qualité

Dans le cas du gyrotron, les conditions au bord que doit satisfaire l'équation d'onde sont données par les relations (3.2.18). La figure (3.2.2.1.1) montre que plus le courant  $I_b$  augmente, plus le maximum du profil longitudinal du champ électrique se décale vers l'entrée de la cavité. Simultanément, la fréquence d'interaction et le facteur de qualité chargé :

$$Q_{load} = \frac{\omega E_{stockée}}{\eta_{el} U_{cath} I_b} \quad (3.2.2.1.1)$$

augmentent. Dans (3.2.2.1.1) les valeurs auto-cohérentes de  $\omega$ ,  $E(z)$  et  $\eta_{el}$  sont utilisées pour chaque valeur de  $I_b$ ,  $B_0$ , ... . Le système se comporte comme si le facteur de qualité de la cavité était supérieur à  $Q_{diff}$ . La courbe d'efficacité optimale est décalée vers des valeurs de courant légèrement plus basses que celles obtenues lors de la résolution en cavité vide (effet auto-cohérent, fig. 3.2.2.1.1). Lorsque le courant  $I_b$  augmente, il y a une transition continue de la fréquence et du profil de champ électrique du mode  $TE_{011}^0$  vers ceux

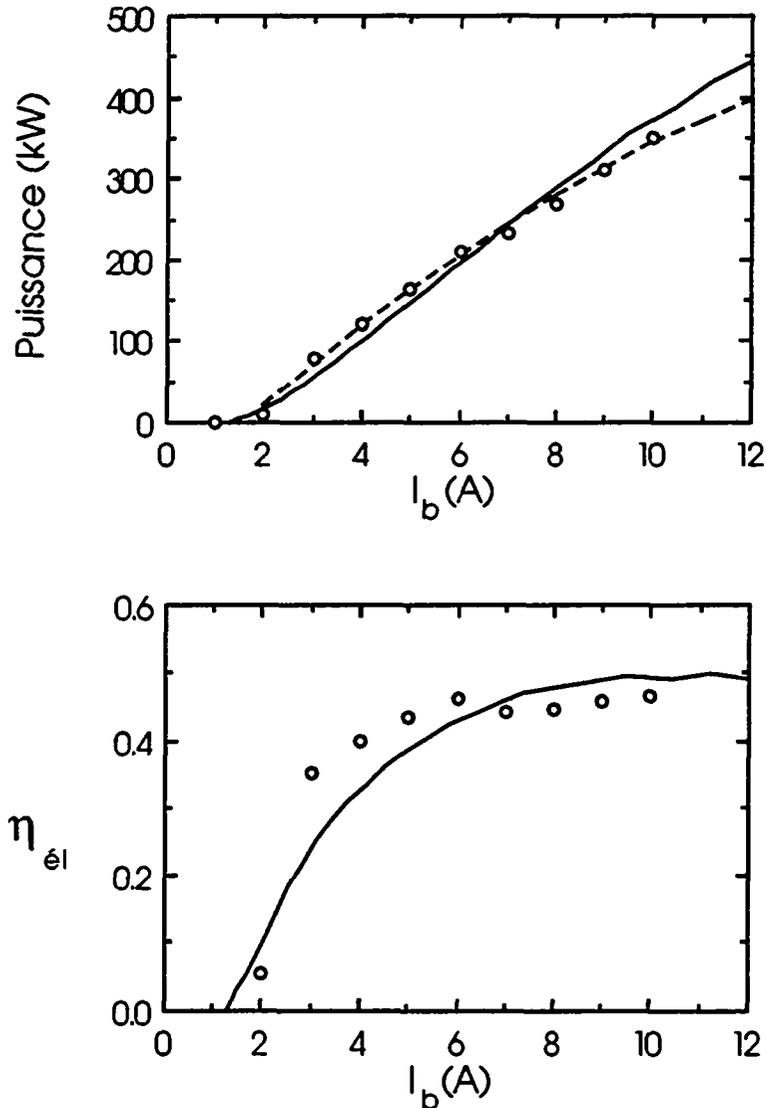


Figure 3.2.2.1.2 : Courbes de puissance et d'efficacité électronique optimales en fonction de  $I_b$  pour la cavité  $Q_{\text{diff}}=160$ , obtenues avec le traitement non-auto-cohérent (lignes continues) et le traitement auto-cohérent (cercles). La ligne traitillée joint les cercles vides sur le graphe de puissance. Le facteur de qualité chargé est toujours supérieur à celui de la cavité vide,  $Q_{\text{load}} > Q_{\text{diff}}$ . L'efficacité maximale est obtenue à plus bas courant lors du calcul auto-cohérent que lors du calcul non-auto-cohérent. Paramètres :  $U_{\text{cath}}=75$  kV,  $\alpha_{\text{EGUN}}=1.75$ .

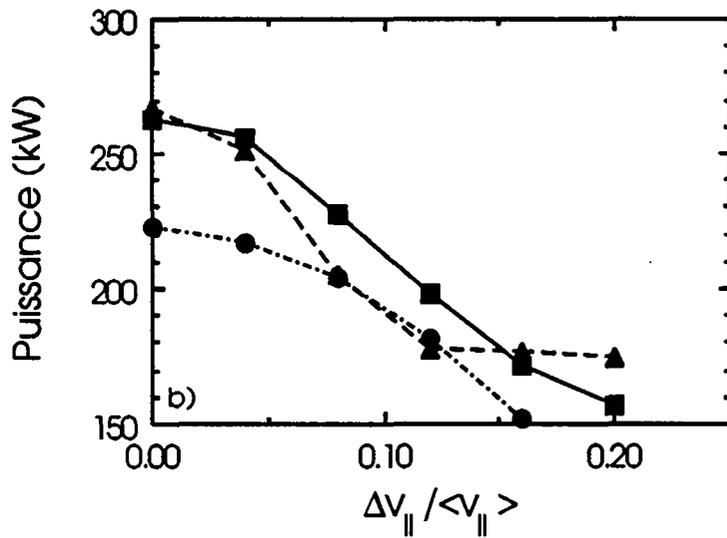
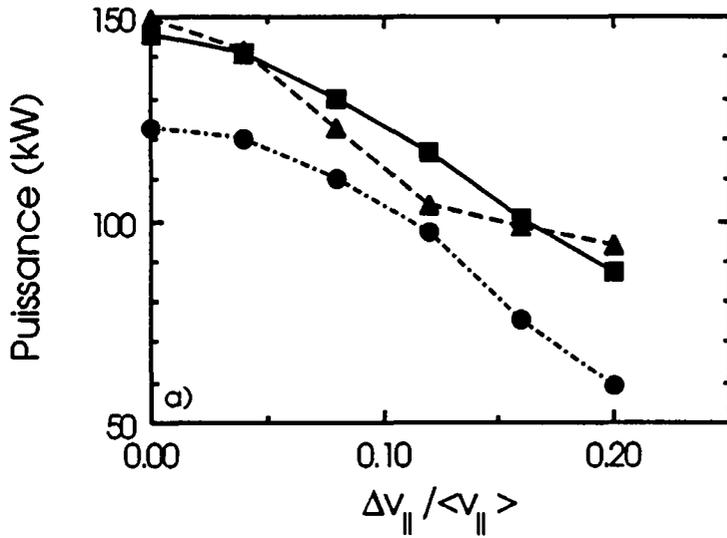


Figure 3.2.2.1.3 : Puissance du mode  $TE_{011}^0$  de la cavité  $Q_{diff}=160$  en fonction des dispersions de vitesse du faisceau pour  $\alpha=1.5$  (cercles),  $\alpha=1.75$  (carrés),  $\alpha=2.0$  (triangles) avec a)  $I_b=5$  A et  $B_0=3.127$  kG et b)  $I_b=8$  A et  $B_0=3.095$  kG. On considère un faisceau tel que  $\Delta\gamma/\langle\gamma\rangle\approx 0$  et donc  $\Delta v_{\perp}/\langle v_{\perp}\rangle=(1/\alpha^2)\Delta v_{||}/\langle v_{||}\rangle$ . Paramètre :  $U_{cath}=75$  kV.

du mode longitudinal supérieur  $TE_{012}^{\circ}$ . La distinction entre les modes longitudinaux de la cavité vide (cf. table 2.2.1) n'existe plus, à haut courant ( $I_b > 10$  A) et à haut champ magnétique. Dans ce travail, cette résolution auto-cohérente des équations pour le mode gyrotron est principalement utilisée pour décrire les effets de la réflexion de puissance par une charge désadaptée sur la fréquence d'oscillation et la puissance du gyrotron (cf. diagramme de Rieke, chapitre 6). Le code TWA permet de calculer l'effet de dispersions initiales des paramètres du faisceau en distribuant les  $N_{part}$  particules de simulation selon des fonctions de distributions gaussiennes. La figure (3.2.2.1.3) montre qu'une dispersion en vitesse parallèle  $\Delta v_{||} / \langle v_{||} \rangle$  (cf. éq. 4.1.1.4) de 0.05, valeur typique pour le faisceau donnée par le code EGUN (cf. tables 4.1.1.1 et 7.4.1), diminue la puissance du mode d'environ 6.5%. Les dispersions de vitesse font baisser la fréquence d'oscillation, sa variation maximale est de -5 MHz, avec  $\Delta v_{||} / \langle v_{||} \rangle = 0.2$ , quel que soit  $\alpha$ .

### 3.2.2.2 Mode gyro BWO dans la cavité du gyrotron

Les courbes de dispersion (cf. fig. 3.1.1.1) montrent que le faisceau peut interagir avec la composante rétrograde du mode  $TE_{21}^{\circ}$ . Pour décrire un mode propageant (gyro BWO mais aussi gyro TWA ou CARM), le système d'équations auto-cohérent doit être résolu en tenant compte du champ magnétique de l'onde car  $k_{||} \neq 0$  (cf. éq. 3.2.1.2). Le profil longitudinal du champ électrique est purement auto-cohérent puisque ce mode n'utilise pas une résonance de la cavité. La fréquence d'interaction linéaire du mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO, dans la section droite de la cavité du gyrotron, est donnée par les relations (3.1.1.1), (3.1.1.2) et correspond à environ 6.915 GHz. Elle est loin de sa fréquence de coupure,  $f_c = 6.480$  GHz. Le mode se propage dans la cavité avec une valeur de  $|k_{||}|$  d'environ  $50 \text{ m}^{-1}$ , son facteur de qualité très bas :  $Q_{load} \approx 60$  (éq. 3.2.2.1.1). En présence du faisceau, l'onde à vitesse de groupe négative naît vers la sortie de la cavité ( $E_0 \approx 0$ ) et se propage en croissant vers son entrée. Dans un système gyro BWO, la puissance peut être extraite à l'entrée de la zone d'interaction à l'aide d'un coupleur directionnel. Dans un gyrotron, la partie en coupure de la cavité, située à son entrée, réfléchit l'onde rétrograde qui voyage alors sans interaction avec le faisceau (puisque :  $\omega = s\Omega_c - |k_{||}| v_{||} < s\Omega_c + |k_{||}| v_{||}$ ) vers le guide d'onde de sortie. A l'entrée de la cavité, l'onde est purement rétrograde et adaptée au guide d'onde. A la sortie de la cavité, le champ doit s'annuler en un  $z=L_1$  et rester nul pour  $L_1 < z \leq L$ , où  $L_1$  est la longueur d'interaction entre l'onde et le faisceau. L'interaction s'interrompt dans la zone où la cavité s'ouvre ("up-taper"). La valeur de  $|k_{||}|$  augmente, la condition d'interaction (3.1.1.2) n'est plus satisfaite. L'amplitude du champ électrique passe alors par zéro et définit ainsi la longueur  $L_1$ . Dans les calculs, la coordonnée  $z_{BWO}$ , où la condition

(3.2.18) est imposée, est placée sur le premier angle de la cavité (fig. 3.2.2.2.1). Lorsque l'onde rétrograde se propage en  $z < z_{BWO}$ , elle rencontre le point  $z_D$  où le désaccord en fréquence défini par (3.1.1.2) :

$$D = \omega - s\Omega_{c0} / \gamma_0 + |k_{||}| v_{||0} \quad (3.2.2.2.1)$$

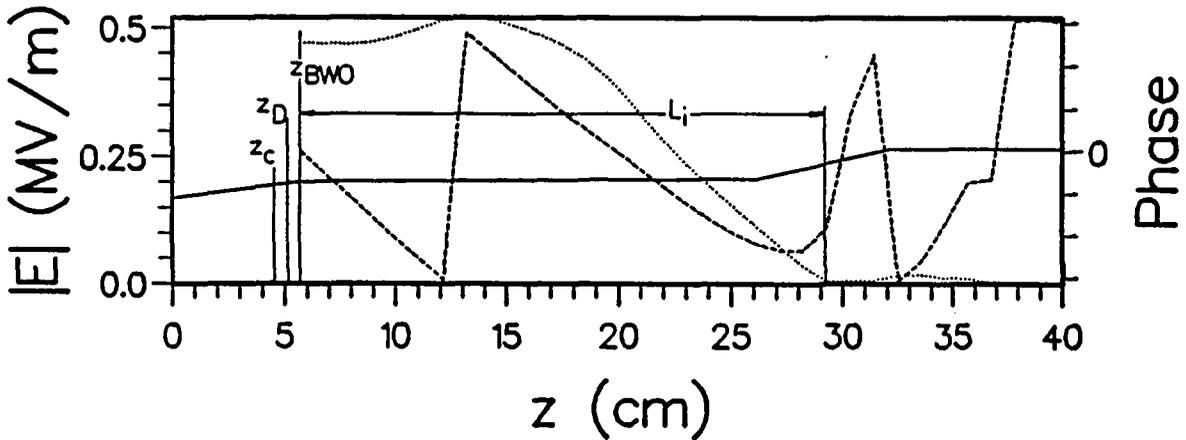


Figure 3.2.2.2.1 : Profil de champ électrique longitudinal du mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO (ligne pointillée) dans la cavité  $Q_{diff}=160$ . L'onde rétrograde ( $k_{||}<0$ ) naît en  $z=30.5$  cm et se propage vers l'entrée de la cavité. Elle rencontre un point où son désaccord en fréquence (cf. équ. 3.2.2.2.1) s'annule ( $z_D=5.1$  cm) puis elle est réfléchiée par la zone en coupure ( $z < z_c=4.6$  cm) et voyage sans interaction avec le faisceau vers le guide d'onde de sortie. Pour  $z > 30.5$  cm, l'amplitude du champ électrique (ligne continue) est faible, le flux de puissance faible et positif ( $k_{||}>0$ ). La phase de l'onde (ligne traitillée) n'a pas de signification au-delà de ce point, le champ électrique est trop faible et les erreurs numériques trop grandes. L'intégration numérique commence en  $z=z_{BWO}=5.7$  cm. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha_{EGUN}=1.75$ ,  $B_0=2.97$  kG, d'où  $f=6.8559$  GHz,  $P_{rf}=20.57$  kW et  $\eta=6.9\%$ .

s'annule et ensuite le point  $z_c$  correspondant à la coupure pour ce mode à la fréquence  $\omega$ ,  $z_c < z_D < z_{BWO}$ . Les simulations indiquent que pour le mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO dans une bande de fréquences de 6.8 à 7.3 GHz, le désaccord en fréquence  $D$  dans la section à rayon constant de la cavité correspond à environ +200 MHz, ce qui correspond à  $z_{BWO}-z_D \approx 1.5$  cm. Imposer la condition (3.2.18) en  $z=z_{BWO}$  n'induit qu'une faible erreur sur la longueur d'interaction, qui est de 23 à 25 cm suivant les paramètres, et sur les caractéristiques du mode gyro BWO. La condition  $E(z > L_i) \approx 0$  est obtenue en imposant que l'onde soit progressive ( $k_{||}>0$ ) et adaptée (cf. équ. 3.2.18) en un point le long de la cavité. Juste avant ce point,  $z=L_i$ , la valeur de  $k_{||}$  change de signe, l'amplitude du champ électrique s'annule. Elle reste faible au-delà (cf. fig. 3.2.2.2.1). Le flux de puissance reste faible et positif

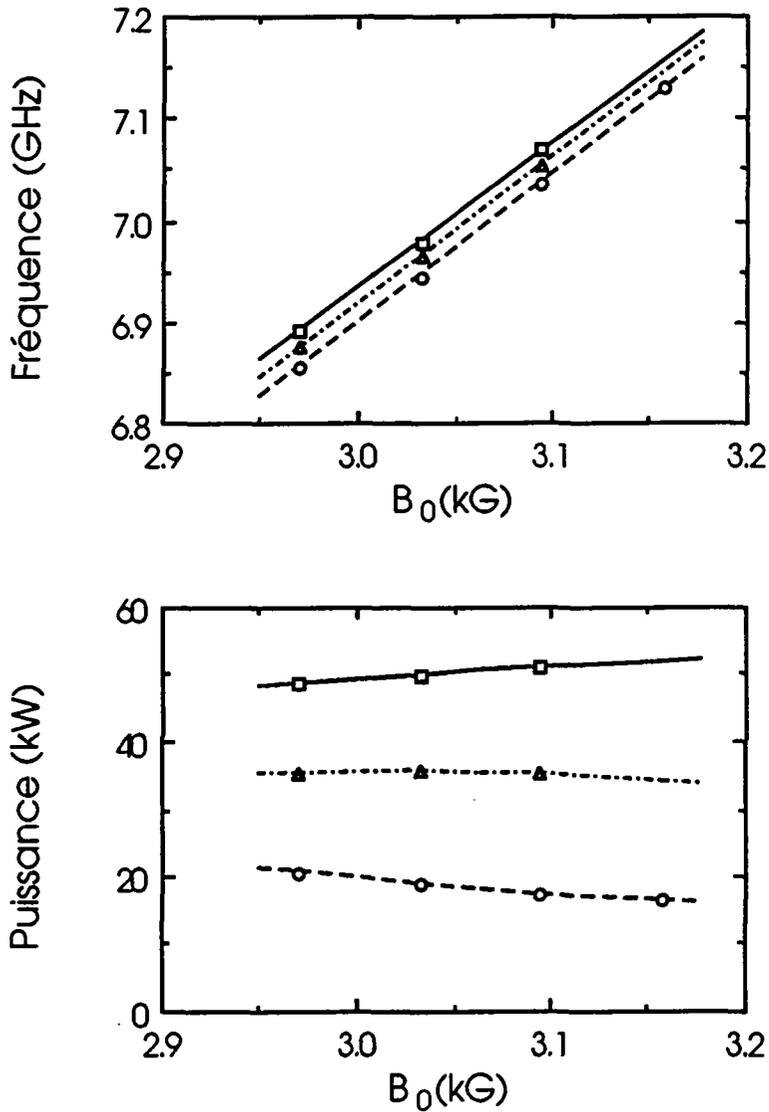


Figure 3.2.2.2.2 : Fréquence d'oscillation et puissance de sortie du mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO en fonction du champ  $B_0$  pour  $I_b=4$  A (cercles),  $I_b=6$  A (triangles) et  $I_b=8$  A (carrés). Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha_{EGUN}=1.75$ .

pour  $z > L_1$ . Imposer la condition (3.2.18) équivaut à imposer qu'il n'y ait pas de source d'onde rétrograde située en  $z \gg L_1$  qui serait alors la source de l'oscillation dans la cavité. Le maximum de l'amplitude du champ électrique se situe vers l'entrée de la cavité, là où les particules ne sont pas regroupées en phase. Ce mode ne bénéficie pas d'un profil de champ favorable à l'extraction de l'énergie des électrons et son efficacité reste faible :  $\eta_{\max} < 10\%$  pour  $I_b$  jusqu'à 8 A, comparée à  $\eta_{\max} = 50\%$  pour le gyrotron.

L'attrait d'un oscillateur gyro BWO réside dans la possibilité d'accorder sa fréquence à puissance de sortie constante, soit sur une échelle de temps lente ( $\tau \approx 1$  s,  $\Delta f/f \approx 13\%$ ) à travers le champ magnétique  $B_0$  (fig. 3.2.2.2.2), soit sur une échelle de temps rapide ( $\tau \approx 1$  ms,  $\Delta f/f \approx 3\%$ ) à travers la tension d'accélération du faisceau, c'est-à-dire à travers  $\gamma_0$  (Park, 1990). Pour un  $B_0$  et un  $\gamma_0$  fixés, la fréquence d'oscillation de ce mode dépend également du rapport des vitesses des électrons du faisceau  $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$ . Sa fréquence d'oscillation peut donc être utilisée pour déterminer la valeur de  $\alpha$ , tant dans les sources gyro BWO que dans les sources où les modes rétrogrades sont observés comme oscillations parasites. Le mode  $TE_{21}^0$  de la cavité  $Q_{\text{diff}} = 160$  est observé, les résultats de la détermination de la valeur de  $\alpha$  sont présentés dans le chapitre 7.

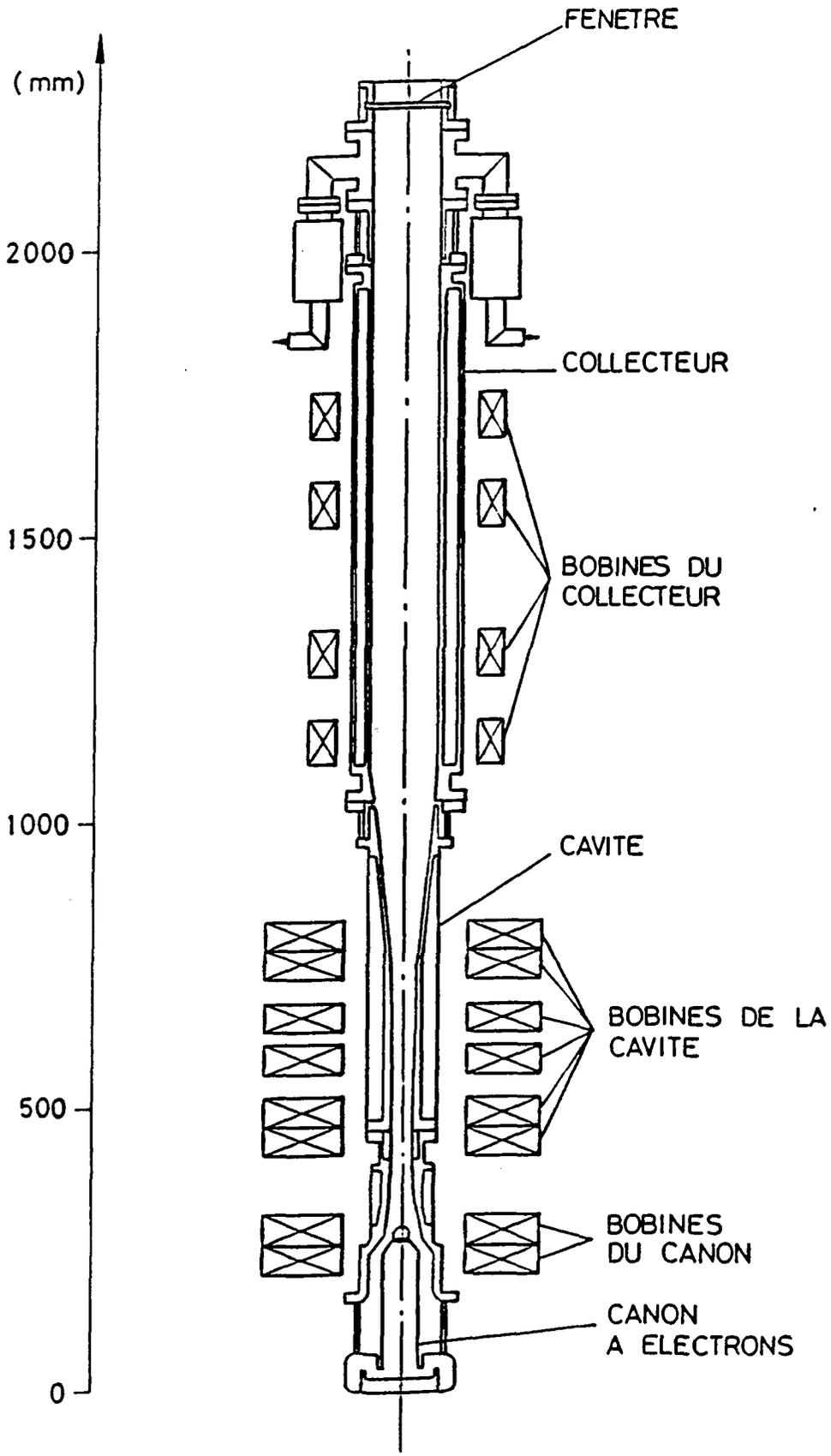


Figure 4.1.1 : Schéma général du gyrotron. Le  $k$ -spectromètre (en guide d'onde C18) et la charge sont situés après la fenêtre.

#### 4. Description du montage expérimental et méthodes de mesure

Ce chapitre introduit l'environnement expérimental, c'est-à-dire le gyrotron et ses différentes parties, ainsi que les méthodes de mesure utilisées pour caractériser son fonctionnement. Les résultats expérimentaux sont exposés dans les trois chapitres suivants.

##### 4.1 Description du montage expérimental

La figure (4.1.1) montre un schéma général des gyrotrons sur lesquels les expériences sont effectuées. A l'exception de quelques éléments mineurs, seule la cavité change d'un prototype à l'autre. Les caractéristiques générales des principales composantes du gyrotron et leurs contraintes particulières, ainsi que quelques alternatives aux choix qui ont été faits, sont présentées dans les paragraphes suivants.

##### 4.1.1 Le canon à électrons et le champ magnétique

Afin d'interagir efficacement avec un mode  $TE_{mp}^0$  de la cavité du gyrotron, le faisceau d'électrons doit être annulaire. Son rayon dans la cavité doit correspondre approximativement à un maximum du coefficient de couplage géométrique  $H_{sm}$  (cf. équ. 3.1.1.12) du mode oscillant à l'harmonique  $s$  de la fréquence cyclotronique considérée. Les canons à électrons permettant de produire un faisceau, ayant de plus un grand rapport de vitesse  $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$  et de faibles dispersions  $\Delta v_{\perp} / \langle v_{\perp} \rangle$ ,  $\Delta v_{\parallel} / \langle v_{\parallel} \rangle$  et  $\Delta \gamma / \langle \gamma \rangle$  sont de type MIG ("Magnetron Injection Gun") (fig. 4.1.1.1) (Baird, 1986). Les électrons sont émis par une surface annulaire avec une vitesse perpendiculaire initiale :

$$v_{\perp C} = -v_D = -\frac{\mathbf{E}_C \wedge \mathbf{B}_C}{B_C^2} \quad (4.1.1.1)$$

où  $\mathbf{E}_C$  est le champ électrique d'accélération évalué sur la surface de la cathode,  $E_C \approx 40 \text{ kVcm}^{-1}$  typiquement, et  $\mathbf{B}_C$  est le champ magnétique statique au même endroit. Le rayon de Larmor initial des électrons est :  $r_L = m_0 v_{\perp C} / e B_C$ . Le faisceau est ensuite comprimé

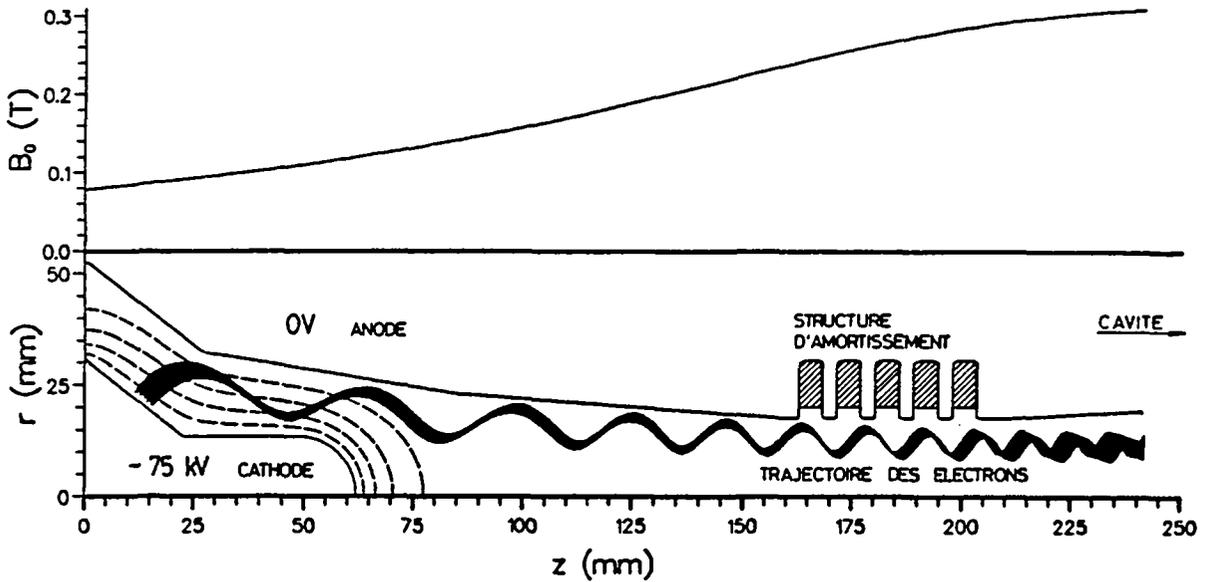


Figure 4.1.1.1 : Géométrie du canon à électrons et profil du champ magnétique  $B_0$  : les électrons sont émis par la cathode polarisée à -75 kV ( $U_{cath}$ ) et située dans une région de faible champ magnétique ( $\sim 0.85$  kG), l'anode est mise à terre (structure de diode). Les électrons sont accélérés et le faisceau est comprimé adiabatement par le champ magnétique. Les lignes équi-potential (une ligne traitillée tous les 15 kV) et les trajectoires des électrons sont calculées de manière auto-cohérente par le code EGUN. Une structure d'amortissement est placée dans la partie en coupure pour le mode  $TE_{01}^0$  à 8 GHz, située entre le canon et la cavité ( $z > 241$  mm). Le système est axisymétrique.

adiabatement par le champ magnétique qui augmente jusqu'à sa valeur dans la cavité,  $B_0$ . On appelle rapport de compression du canon le rapport  $B_0/B_c$ . Cette compression permet d'obtenir un faisceau ayant une grande partie de son énergie dans son mouvement de rotation perpendiculaire. Le canon utilisé dans cette expérience est de type diode, une seule différence de potentiel est utilisée pour accélérer les électrons. La valeur du rapport de vitesses des électrons  $\alpha$  ne peut être modifiée, à énergie constante, qu'en changeant le rapport de compression, à travers le terme  $B_c$  de (4.1.1.1). Dans un canon de type triode on utilise une anode de contrôle supplémentaire afin de contrôler la valeur de  $\alpha$ , à énergie constante, à travers le terme  $E_c$  de (4.1.1.1). Le courant  $I_b$  délivré par le canon pour une tension d'accélération fixée est limité par la température de la surface émettrice ("temperature limited gun"). A l'entrée de la cavité le faisceau, accéléré par la tension  $U_{cath}$  et dont le courant est  $I_b$ , est caractérisé par son énergie totale :

$$\mathcal{E}_{\text{tot}} = I_b U_{\text{cath}} \quad (4.1.1.2)$$

par le rapport de ses vitesses moyennes :

$$\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle \quad (4.1.1.3)$$

par les dispersions de ses vitesses autour de leur valeur moyenne :

$$\frac{\Delta v}{\langle v \rangle} = \frac{1}{\langle v \rangle} \sqrt{\frac{1}{N_{\text{part}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{part}}} v_i^2 - \langle v \rangle^2} \quad (4.1.1.4)$$

pour un faisceau de  $N_{\text{part}}$  particules dont la vitesse moyenne est  $\langle v \rangle$ , et par la fraction de l'énergie totale qui est stockée sous forme d'énergie potentielle électrostatique. Pour un faisceau annulaire de densité de charge  $\rho$ , de rayon moyen  $R_g$  et d'épaisseur  $2\Delta r$ , dans un cylindre conducteur infiniment long de rayon  $r_w$ , la chute de potentiel électrostatique radiale  $\Delta V$  peut s'écrire, si le faisceau est mince,  $2\Delta r \ll R_g$  (Ganguly, 1984, Kreischer, 1985) :

$$\Delta V = \frac{Z_0 I_b G(R_g, \Delta r)}{4\pi\beta_{\parallel 0}} \quad \text{où} \quad G(R_g, \Delta r) \cong 0.75 \frac{\Delta r}{R_g} + 2 \ln\left(\frac{r_w}{R_g + \Delta r}\right) \quad (4.1.1.5)$$

et où  $Z_0$  est l'impédance du vide. Pour un faisceau idéal,  $R_g$  est le rayon centre de guidage commun à tous les électrons, et  $\Delta r = r_L = v_{\perp} / \Omega_c$  est le rayon de Larmor des électrons dans le champ  $B_0$ . Le premier terme de  $G(R_g, \Delta r)$  provient de la chute de potentiel à travers le faisceau et le second, de la chute de potentiel entre le faisceau et le guide d'onde. La charge d'espace diminue la valeur moyenne du facteur relativiste du faisceau :  $\langle \gamma \rangle = 1 + e(U_{\text{cath}} - \Delta V) / m_0 c^2$ . En l'absence d'onde  $\gamma_{\perp}$  est une constante du mouvement du faisceau. Lorsque  $\langle \gamma \rangle$  diminue, la valeur moyenne de  $\beta_{\perp}$  augmente légèrement. La plupart de l'énergie est prise au mouvement parallèle des électrons,  $\langle \beta_{\parallel} \rangle$  diminue. A ce phénomène de charge d'espace est associé un courant maximal qui peut s'écouler à travers le guide d'onde :

$$I_{\text{max}}(\text{A}) = \frac{1.71 \cdot 10^{-4} \gamma_0 (1 - (1 - \beta_{\parallel 0}^2)^{1/3})^{3/2}}{G(R_g, \Delta r)} \quad (4.1.1.6)$$

La dépression de potentiel  $\Delta V$  est diminuée et la limite de courant maximale  $I_{max}$  augmentée lorsque le faisceau est placé près de la paroi de la cavité. Dans les cavités étudiées, la chute de potentiel est d'environ 1.4 kV à 10 A selon (4.1.1.5) et le courant maximal d'environ 453 A, alors que les courants typiques dans l'expérience sont inférieurs à 15 A. Le faisceau se propage donc sans problème à travers la cavité. Les forces électrostatiques dans le faisceau restent inférieures à la force de Laplace qu'exerce le champ  $B_0$  sur les électrons tant que la fréquence plasma reste inférieure à la fréquence cyclotronique :  $\omega_{pe}^2 / \Omega_c^2 \ll 1$ . Dans cette expérience, ce rapport est d'environ  $3.1 \cdot 10^{-3}$  à 10 A. La table (4.1.1.1) donne les caractéristiques du faisceau à l'entrée de la cavité, obtenues à l'aide du code EGUN (Hermannsfeldt, 1979) qui a été utilisé pour la conception du canon. Les valeurs des dispersions de vitesse sont associées uniquement aux effets d'optique électronique et de charge d'espace. Ces valeurs ne sont que des bornes inférieures, les valeurs réelles pourraient être beaucoup plus élevées à cause des effets de rugosité de la surface de la cathode par exemple (cf. chapitre 7). Selon les résultats du code EGUN, le faisceau reste de bonne qualité avec  $\alpha=1.75$  et jusqu'à 15 A puisque (table 4.1.1.1) :  $(\Delta v_{\perp} / \langle v_{\perp} \rangle) < 2\%$ ,  $(\Delta v_{\parallel} / \langle v_{\parallel} \rangle) < 5\%$ ,  $(\Delta \gamma / \langle \gamma \rangle) \cong 0$  et  $\Delta V / U_{cath} < 2.5\%$ . Les paramètres du faisceau, déduits des conditions expérimentales, donnés dans les chapitres suivants sont évalués à l'aide du code EGUN, à l'entrée de la cavité, là où commencent les calculs d'interaction avec le mode gyrotron et, par défaut, pour un courant  $I_b$  de 5 A.

$I_b$ (A)	$\alpha$	$\langle v_{\parallel} \rangle$	$\frac{\Delta v_{\parallel}}{\langle v_{\parallel} \rangle}$	$\langle v_{\perp} \rangle$	$\frac{\Delta v_{\perp}}{\langle v_{\perp} \rangle}$	$\langle \gamma \rangle$	$\frac{\Delta \gamma}{\langle \gamma \rangle}$	$\Delta V$ (kV)
0.5	1.75	0.243	0.030	0.425	0.010	1.1468	0.0000	0.00
5.0	1.76	0.241	0.044	0.424	0.015	1.1455	0.0002	0.65
10.0	1.76	0.240	0.056	0.422	0.017	1.1442	0.0002	1.31
20.0	1.80	0.235	0.076	0.420	0.024	1.1415	0.0007	2.71
50.0	1.95	0.218	0.145	0.414	0.042	1.1323	0.0020	7.39

Table 4.1.1.1 : Paramètres du faisceau à l'entrée de la cavité, en fonction de son courant  $I_b$ , calculés avec le code EGUN. La chute de potentiel  $\Delta V$  est engendrée par les phénomènes de charge d'espace, les valeurs obtenues ici sont en accord avec les valeurs obtenues avec l'équation (4.1.1.5). Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=3.127$  kG.

Le long de la trajectoire du faisceau, plusieurs instabilités qui n'ont pas besoin de cavité sont susceptibles de se développer, comme par exemple les modes de Bernstein (Bondeson, 1986) ou l'instabilité diocotron (Levy, 1965). Ces instabilités pourraient également contribuer à dégrader ou même à détruire le faisceau. L'apparition de telles instabilités est cependant peu probable dans un faisceau tel que celui utilisé ici, qui a une faible densité de charge et qui ne se propage que sur de très courtes distances, de quelques longueurs d'onde cyclotronique  $2\pi c/\Omega_{c0}$ .

Le profil de champ magnétique est créé par un ensemble de treize bobines de cuivre (cf. fig. 4.1.1). Deux d'entre elles permettent de fixer la valeur et le gradient du champ magnétique  $B_c$  dans la région du canon. Six bobines génèrent le champ dans la région de la cavité. Leur grand nombre permet d'obtenir facilement des gradients de champ (fig. 4.1.1.2). Les bobines restantes sont utilisées pour augmenter et uniformiser la surface d'impact des électrons sur le collecteur.

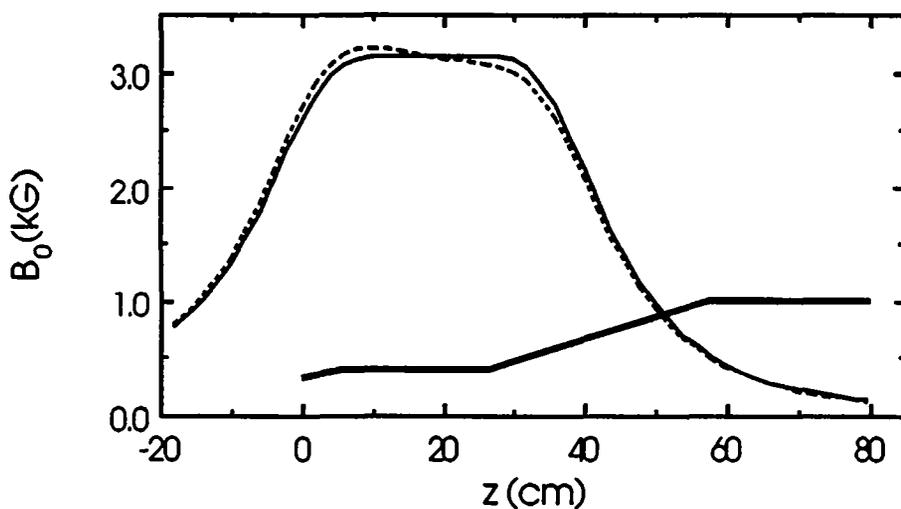


Figure 4.1.1.2 : Profil du champ magnétique sur l'axe de la cavité en champ constant :  $B_0=3.127$  kG (ligne continue), et avec le gradient négatif maximum :  $g=\Delta B_0/L_B B_0=-0.286$  (cf. éq. 3.2.16) (ligne traitillée), où  $L_B$  est la distance sur laquelle  $B_0$  est uniforme ( $\pm 1\%$ ) en champ constant.

#### 4.1.2 La cavité

Les caractéristiques des différentes cavités étudiées sont présentées dans le chapitre 2 ainsi que dans les différents chapitres suivant celui-ci.

### 4.1.3 Le collecteur

Après que le faisceau a cédé une partie de son énergie aux ondes lors de l'interaction dans la cavité, il doit être collecté et son énergie restante dissipée sous forme de chaleur. En général, dans un gyrotron à cavité cylindrique, le collecteur est également utilisé comme guide d'onde de sortie. Son rayon doit être aussi grand que possible afin de supporter la charge thermique imposée par le faisceau :

$$P_{\text{thermique}} = (1 - \eta_{\text{él}}) U_{\text{cath}} I_b . \quad (4.1.3.1)$$

La structure de champ magnétique dans cette zone permet d'obtenir une surface d'impact maximale et une charge thermique aussi uniforme que possible. Le rayon du guide d'onde de sortie doit lui aussi être aussi grand que possible afin de minimiser l'atténuation du mode (cf. éq. 2.3.1), mais ne peut être trop grand car il serait alors trop surmodé, c'est-à-dire trop sensible à la conversion de mode en  $k$  engendrée par ses imperfections géométriques. Le choix s'est porté sur un guide d'onde C18 :  $r_w=5.735$  cm,  $f_c=3.19$  GHz pour le mode  $TE_{01}^0$ . Le code EGUN montre que, sans tenir compte de l'interaction, la surface d'impact est d'environ  $2200$  cm<sup>2</sup>, ce qui correspond à une charge thermique maximale moyenne de  $341$  Wcm<sup>-2</sup> avec  $U_{\text{cath}}=75$  kV,  $I_b=10$  A et  $\eta_{\text{él}}=0$ .

Dans les systèmes à plus haute fréquence, le rayon du guide d'onde est plus petit et la charge thermique plus importante. Le faisceau d'électrons et les ondes doivent alors être séparés, afin de rendre l'aire de la surface de collection indépendante de la fréquence de la source. Cela peut être réalisé en utilisant un coupleur de Vlasov, puis un système de propagation quasi-optique. Cette solution résout également le problème du mode de sortie puisque le mode obtenu est alors directement gaussien et linéairement polarisé. Une autre solution consiste à laisser un espace annulaire libre dans la paroi du guide d'onde de sortie, ce qui permet au faisceau de s'en échapper (Felch, 1990). Avec un système fonctionnant en continu, la charge moyenne peut être diminuée en utilisant dans la région du collecteur un champ magnétique oscillant qui permet au faisceau de balayer au cours du temps une plus grande surface. L'efficacité totale d'une source peut être augmentée en polarisant négativement le collecteur par rapport à la cavité ("depressed collector") (Read, 1990a), ou en polarisant positivement la cavité par rapport au collecteur, afin que l'énergie cinétique des électrons dans la zone d'interaction soit supérieure à l'énergie qui circule effectivement dans l'alimentation électrique.

#### 4.1.4 La fenêtre

La fenêtre d'un gyrotron est l'élément qui permet d'isoler l'intérieur du tube, maintenu sous haut vide ( $p < 10^{-8}$  mbar), de la ligne de transmission qui peut être soit elle-même sous vide, soit remplie d'un gaz dans lequel le champ électrique de claquage rf est élevé ( $\text{SF}_6$ ,  $\text{CO}_2$ , ...). Elle doit représenter un coefficient de réflexion minimum pour l'onde incidente, afin de ne pas perturber l'oscillateur, et ne doit absorber qu'une faible fraction de la puissance EM qui la traverse, afin d'éviter de trop grandes contraintes mécaniques internes. Le matériaux constituant la fenêtre est choisi avec, à la fréquence considérée, une constante diélectrique relative  $\epsilon_r$  aussi proche que possible de 1, afin d'obtenir une large bande de fréquence de transmission, et un angle de perte  $\text{tg}(\delta) = \epsilon_r / \epsilon_i$  minimum. Les principaux matériaux satisfaisant ces conditions pour les micro-ondes sont l'alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) polycristallin ou monocristallin (saphir), et l'oxyde de béryllium ( $\text{BeO}$ ). La fenêtre la plus simple est formée d'un disque d'épaisseur  $w$  inséré dans le guide d'onde de sortie. Pour obtenir l'adaptation, l'épaisseur de la fenêtre doit satisfaire la condition d'interférence destructive des ondes incidentes et réfléchiées,  $w = n\lambda_{\parallel d} / 2$ ,  $n = 1, 2, \dots$  où  $\lambda_{\parallel d}$  est la longueur d'onde parallèle dans le diélectrique. Le choix de l'entier  $n$  se porte sur la valeur minimale permettant à la fenêtre de supporter la contrainte imposée par la différence de pression entre ses deux faces. A 8 GHz, pour l'alumine  $\epsilon_r = 9.43$ ,  $\text{tg}(\delta) = 0.9 \cdot 10^{-4}$ , et la longueur d'onde parallèle dans un disque inséré dans un guide d'onde C18 est de 1.23 cm. Une épaisseur de 0.615 cm est suffisante. La fenêtre représente, pour le mode  $\text{TE}_{01}^{\circ}$ , un coefficient de réflexion de puissance  $|p|^2$  inférieur à  $6 \cdot 10^{-4}$  entre 7.96 et 8.045 GHz (cf. fig. 5.3.3.4). Une fenêtre adaptée pour un mode à une fréquence peut représenter un coefficient de réflexion important pour d'autres modes à d'autres fréquences. Cette fenêtre adaptée au mode  $\text{TE}_{01}^{\circ}$  à 8 GHz représente pour le mode  $\text{TE}_{21}^{\circ}$  par exemple, une réflexion  $|p|^2$  de 0.13 à 0.32 entre 6.8 et 7.3 GHz et plus de 0.32 aux alentours de 10 GHz. Ces réflexions importantes vont favoriser l'oscillation dans la cavité de la composante rétrograde (gyro BWO) de ce mode aux alentours de 7 GHz et même permettre l'oscillation de la composante progressive (gyro TWA) aux alentours de 10 GHz (cf. §5.3.2). A part ces effets sur les modes d'oscillation de la cavité, lorsque la fenêtre n'est pas adaptée la condition d'interférence destructive,  $w = n\lambda_{\parallel d} / 2$ , n'est pas satisfaite. Le champ électrique à l'intérieur de la fenêtre et la puissance qu'elle absorbe peuvent être très importants et la détruire. Afin d'obtenir une fenêtre adaptée pour plusieurs modes et sur une large bande de fréquence, la surface plane du disque peut être remplacée par un grand nombre de petites pyramides en creux ou en bosse (Ma, 1983). Ces fenêtres en oeil de mouche ("moth eye window") sont surtout appropriées pour les systèmes destinés à osciller sur plusieurs modes simultanément ou successivement car leur coefficient de réflexion est relativement bas,  $|p|^2 \approx 0.05-0.10$ , sur une

large bande de fréquence (100-300 GHz, p.ex.). Pour un système à mode d'oscillation unique, une fenêtre très bien adaptée à ce mode particulier,  $|\rho|^2 < 6 \cdot 10^{-4}$ , est préférable.

Le rapport entre la puissance absorbée dans la fenêtre d'alumine adaptée au mode  $TE_{01}^o$  à 8 GHz et la puissance incidente est d'environ  $1.4 \cdot 10^{-4}$ . Avec un gyrotron qui délivre 500 kW en impulsions courtes,  $\tau_{imp} = 10$  ms, et faible taux de répétition,  $\tau_{min} \approx 15$  s, la puissance absorbée pendant l'impulsion est de 70 W (0.7 Joules) alors que la puissance moyenne n'est que de  $4.6 \cdot 10^{-2}$  W dans un volume de  $63.4 \text{ cm}^3$ . Ces faibles puissances de crête et moyenne peuvent être naturellement évacuées par les parois du guide d'onde. Pour un système continu, la fenêtre doit être refroidie, soit par le bord ("edge cooled window"), soit en faisant circuler un fluide caloporteur entre deux disques de diélectrique qui constituent alors la fenêtre ("double disc liquid or gas cooled window"). C'est alors le système total disques+fluide qui doit être adapté à l'onde. Le fluide peut être un gaz ou un liquide (FC-75). L'option retenue à haute fréquence,  $f = 280$  GHz, et haute puissance,  $P \approx 1$  MW en continu, semble être celle du disque de saphir refroidi sur le bord par un liquide cryogénique (Felch, 1990). Dans ce dernier cas, le matériau est utilisé dans une gamme de température où ses pertes diélectriques sont très faibles et sa conductibilité thermique beaucoup plus grande qu'à température ambiante.

La fenêtre pourrait être supprimée et remplacée par un système de pompage différentiel et de vannes rapides situés dans la ligne de transmission entre le gyrotron et la charge, ce qui permettrait par exemple également de supprimer la fenêtre située à l'entrée d'un tokamak. Dans ce cas cependant, conserver une fenêtre permet de limiter les problèmes de contamination par le tritium du réacteur à fusion.

#### 4.1.5 La charge

La puissance produite par le gyrotron doit être absorbée par une charge adaptée afin d'éviter les effets négatifs qu'engendrerait la puissance réfléchie vers l'oscillateur (cf. chapitre 6). Cette charge doit être d'autant mieux adaptée que le facteur de qualité de la cavité est bas. Trois géométries sont couramment utilisées pour les charges adaptées à un guide surmodé. La première utilise un cône placé directement dans le guide d'onde. Ce cône peut être lui-même absorbant ou réfléchir la puissance vers la paroi du guide d'onde qui dans ce cas, est absorbante. L'avantage de cette géométrie est que la surface absorbante peut être très grande et que l'adaptation d'une telle charge ne dépend que peu du mode incident et de sa fréquence. Tous les modes sont absorbés par réflexions multiples entre le cône et la paroi du guide d'onde. Dans la deuxième géométrie, le guide d'onde est rendu absorbant sur une grande distance de sorte que

l'onde continue à se propager tout en s'atténuant. L'inconvénient d'une telle charge est sa taille, surtout à basse fréquence. Dans la troisième géométrie, un liquide absorbant ayant une faible constante diélectrique relative  $\epsilon_r$  et grand angle de perte  $\text{tg}(\delta)$  est placé directement dans le guide d'onde. L'adaptation entre le guide d'onde vide et le guide d'onde rempli de liquide se fait à l'aide d'un disque de diélectrique dont la constante relative est comprise entre 1 et celle du liquide et, idéalement, sans perte. L'avantage d'une telle charge à "fond plat" est que le volume de liquide et le volume de la charge elle-même sont relativement faibles, ce qui permet de l'utiliser comme calorimètre (cf. §4.2.3). De plus, en changeant l'épaisseur du disque diélectrique ou le liquide absorbant, on obtient une charge dont la désadaptation peut être contrôlée (cf. chapitre 6). L'inconvénient de cette géométrie est que le coefficient de réflexion de la charge dépend fortement du mode incident et de sa fréquence. Les trois géométries n'engendrent, en principe, qu'une faible conversion de mode en  $k$  lors de la réflexion (cf. fig. 6.3.2).

Une charge à cône réfléchissant avec de l'eau comme liquide absorbant est en général utilisée comme charge adaptée. Son coefficient de réflexion de puissance mesuré est inférieur à 3% ( $|\rho| \leq 0.173$ ). Plusieurs charges à fond plat sont utilisées comme charge adaptée et comme calorimètre. Dans ce cas le disque de diélectrique est en téflon,  $\epsilon_r=2.09$ ,  $\text{tg}(\delta)=2.6 \cdot 10^{-4}$  à 8 GHz, et le liquide de l'octanol,  $\epsilon_r=2.59$ ,  $\text{tg}(\delta)=0.12$  à 8 GHz, choisit pour sa température d'ébullition élevée,  $T_{\text{ébullition}}=195^\circ\text{C}$ . On évite ainsi l'ébullition à l'interface solide-liquide avec le téflon qui pourrait changer la valeur du coefficient de réflexion de la charge et fausser la mesure calorimétrique. Des charges semblables sont utilisées comme charges désadaptées. La désadaptation est obtenue en changeant l'épaisseur du disque diélectrique ou en utilisant un liquide absorbant de constante diélectrique supérieure, de l'eau, ou encore un mélange d'eau et d'éthanol. Dans le cas d'un mélange, la constante diélectrique et l'angle de pertes résultants sont les moyennes volumiques des valeurs de chacun des constituants.

#### 4.1.6 L'alimentation électrique

Le gyrotron est alimenté électriquement par un système modulateur-régulateur qui fournit un courant maximal de 10 A sous une tension de 80 kV. La durée maximale de l'impulsion est de 10 s avec un taux de répétition de 1:10. Le gyrotron est protégé contre les sur-tensions ou les sur-courants qui peuvent apparaître lors d'un arc par des systèmes d'interruption rapide de l'impulsion.

## 4.2 Méthodes de mesure

Pour un ensemble de conditions expérimentales fixes, le fonctionnement du gyrotron peut être caractérisé par les valeurs de trois paramètres : les modes d'oscillations, les fréquences d'oscillation et les puissances de sortie. Un certain nombre de méthodes de mesure sont utilisées pour obtenir ces différents paramètres.

### 4.2.1 Le mode d'oscillation

Le spectre en nombre d'onde, *k*-spectre, d'une onde monochromatique se propageant dans un guide d'onde surmodé peut être obtenu à partir du diagramme angulaire de rayonnement d'une structure d'antenne formée d'une série de trous situés sur la paroi du guide d'onde, parallèlement à son axe. Sur le diagramme angulaire du spectromètre de nombre d'onde (Kasperek, 1988), *k*-spectromètre, un mode TE ou TM de fréquence  $\omega$  apparaît à un angle  $\theta$  égal à l'angle de propagation de l'onde dans le guide d'onde,  $\sin\theta = k_{\perp}/k$  où  $k = \omega/c$  est le nombre d'onde total et  $k_{\perp}$  le nombre d'onde perpendiculaire du mode dans le guide d'onde. Sur l'antenne réceptrice se trouve une diode de redressement qui fournit une tension continue proportionnelle à la puissance collectée. Le couplage entre un mode de guide d'onde et l'extérieur où se trouve l'antenne se fait par l'intermédiaire du champ magnétique de l'onde sur la surface intérieure du guide et la polarisation de l'onde incidente sur l'antenne lui est perpendiculaire. Les modes TE symétriques ( $H_{\theta} = 0$ ) rayonnent donc avec un champ électrique perpendiculaire à l'axe du guide d'onde, polarisation  $\mathbf{E}\perp\mathbf{k}$ , alors que les modes asymétriques rayonnent avec les deux polarisations,  $\mathbf{E}\parallel\mathbf{k}$  et  $\mathbf{E}\perp\mathbf{k}$ . Pour ce spectromètre, le rapport mesuré entre la puissance collectée par l'antenne et celle circulant dans le guide d'onde C18 est d'environ -76 dB pour le mode  $TE_{01}^{\circ}$  à 8 GHz avec la polarisation  $\mathbf{E}\perp\mathbf{k}$ . Le *k*-spectromètre peut être utilisé dans une large bande de fréquence qui, dans ce cas, inclut le mode  $TE_{01}^{\circ}$  à 8 GHz aussi bien que le mode  $TE_{21}^{\circ}$  à environ 7 GHz. Certains modes apparaissent cependant à des angles trop faibles pour pouvoir être atteints par l'antenne réceptrice. Ainsi à 8 GHz, si les modes  $TE_{11}^{\circ}$  et  $TM_{11}^{\circ}$  étaient présents dans le spectre, ils ne pourraient pas être détectés. La symétrie azimutale d'un mode stationnaire peut être déterminée par rotation du *k*-spectromètre autour de l'axe du guide d'onde. Du point de vue de l'interaction entre l'onde et le faisceau, il y a la plupart du temps correspondance univoque entre la fréquence et le mode d'oscillation. Le *k*-spectromètre est donc généralement utilisé soit pour détecter la conversion de mode qui pourrait se produire en dehors de la cavité, soit comme coupleur directionnel calibré (cf. §4.2.3).

#### 4.2.2 La fréquence

La fréquence d'oscillation approximative peut être déterminée à l'aide de filtres en guide d'onde. La bande passante des filtres en bande X peut être réduite à 100 MHz ce qui permet de différencier les fréquences des modes longitudinaux de la cavité. De tels filtres connectés à des diodes de redressement permettent de suivre l'évolution de l'amplitude de chaque mode au cours de l'impulsion. Lorsque la fréquence à mesurer n'est pas vraiment connue, les systèmes "discriminateurs de fréquence" permettent de la localiser dans une bande donnée, 8-12 GHz par exemple. La durée de l'impulsion micro-onde étant de 10 à 20 ms, la fréquence une fois localisée, peut être mesurée précisément,  $\Delta f=300$  kHz, à l'aide d'un analyseur de spectre. L'inconvénient de cette mesure est qu'elle ne fournit qu'une seule valeur de fréquence par impulsion. La fréquence est mesurée à un certain instant de l'impulsion, s'il y a plusieurs fréquences simultanées ou si la fréquence change au cours du temps, la mesure doit alors se faire sur plusieurs impulsions supposées reproductibles. L'erreur standard sur les fréquences mesurées au cours de ce travail est de  $\pm 0.5$  MHz.

#### 4.2.3 La puissance

La charge du gyrotron peut être utilisée comme calorimètre. Dans le cas d'une charge "à fond plat" dans un guide d'onde C18 et aux alentours de 8 GHz, décrite au paragraphe 4.1.5, le volume d'octanol nécessaire pour absorber toute la puissance incidente est d'environ 1.5 litres. Ce volume est trop important pour que l'énergie déposée pendant une impulsion de 10 à 20 ms produise une élévation de température facilement et précisément mesurable. La méthode de mesure choisie consiste à calibrer le calorimètre, avec une résistance électrique, en utilisant une puissance en continu comparable à celle déposée par une suite d'impulsions courtes de hautes puissances et à faible taux de répétition : 200 kW pendant 15 ms toutes les 15 s sont supposés équivalents à 800 W en continu. Le calorimètre se comporte comme une grande capacité thermique dont la constante de temps est d'environ une minute. La pente de la température du calorimètre en fonction du temps,  $\Delta T/\Delta t$ , peut être mesurée sur un intervalle de temps  $\Delta t$  de plusieurs minutes. Ces pentes obtenues en régime continu et en régime d'impulsions peuvent alors être comparées et la puissance du gyrotron déterminée. Cette comparaison se justifie parce que le temps de mesure est beaucoup plus grand que la constante de temps thermique du calorimètre, elle-même beaucoup plus grande que le temps entre deux impulsions. La pente  $\Delta T/\Delta t$  peut être corrigée en fonction des écarts de températures initiaux et finaux du calorimètre par rapport à la température ambiante. L'erreur obtenue sur

la mesure de puissance est de  $\pm 5\%$  avec un calorimètre dont la température n'augmente pas de plus de  $10^\circ\text{C}$  par rapport à la température ambiante. Lorsque la puissance incidente est grande, 200 à 300 kW, il se pourrait que le liquide se mette à bouillir localement sur les premiers centimètres d'absorption. La chaleur latente d'évaporation serait alors perdue pour la mesure calorimétrique. L'octanol a été choisi comme liquide absorbant également pour sa température d'ébullition élevée,  $T_{\text{ébullition}}=195^\circ\text{C}$ . Si l'ébullition se produisait la puissance incidente serait sous-estimée.

Le k-spectromètre est utilisé comme coupleur directionnel permettant d'obtenir la puissance de chaque mode circulant dans le guide d'onde C18, pour autant que le spectre en k ne comporte pas de modes dégénérés. Le couplage du k-spectromètre est si faible, environ -76 dB, que la calibration précise à basse puissance est difficile. Une fois le calorimètre calibré par la méthode exposée ci-dessus pour chaque mode, le k-spectromètre peut être lui même calibré à l'aide du calorimètre. Pour le mode  $\text{TE}_{011}^{\circ}$  dont la fréquence varie très peu le long d'une courbe de puissance optimale et dont le spectre ne comporte qu'un seul mode (cf. fig. 5.2.4) l'erreur de mesure sur la puissance,  $\pm 5\%$ , est conservée pour la mesure avec le k-spectromètre. Par contre, le k-spectre du mode  $\text{TE}_{21}^{\circ}$  comporte plusieurs modes (cf. fig. §5.3.2.1) et la fréquence de ce mode varie de  $\pm 250$  MHz autour de 7 GHz. L'erreur sur la puissance mesurée à l'aide du k-spectromètre, à une fréquence différente de la fréquence à laquelle la calibration a été effectuée, provient du fait que l'angle correspondant au mode et le couplage de ce mode dépendent de sa fréquence. A une variation de fréquence de  $\pm 250$  MHz autour de 7 GHz correspond une variation de l'angle  $\theta$  de  $\pm 1.5^\circ$  et donc une variation de puissance d'environ -25% d'après le k-spectre de la figure (5.3.2.1). Pour un mode donné, le coefficient de couplage du champ électrique de l'intérieur vers l'extérieur du guide d'onde dépend linéairement de la fréquence (Kasperek, 1988). La variation de ce coefficient pour une variation de  $\pm 250$  MHz autour de 7 GHz est donc négligeable. Cela signifie que deux puissances du mode  $\text{TE}_{21}^{\circ}$  dans la bande 6.8 à 7.3 GHz ne peuvent être comparées entre elles qu'à 25% près. L'erreur absolue sur la calibration reste de  $\pm 5\%$ . Le mode  $\text{TE}_{01}^{\circ}$  est symétrique et apparaît dans le k-spectre uniquement avec la polarisation  $\mathbf{E}\perp\mathbf{k}$  alors que mode  $\text{TE}_{21}^{\circ}$  apparaît principalement avec la polarisation  $\mathbf{E}\parallel\mathbf{k}$ . La mesure de la puissance des deux modes est donc possible, lorsqu'ils oscillent simultanément, lors de deux impulsions successives supposées identiques.

La mesure de puissance permet d'obtenir l'efficacité totale d'un mode. Elle est inférieure à l'efficacité électronique définie par la relation (3.2.17). Les pertes ohmiques dans la paroi de la cavité (cf. §3.2.1.1) ainsi que les pertes dans la fenêtre (cf. §4.1.4) sont négligeables pour les modes  $\text{TE}_{21}^{\circ}$  et  $\text{TE}_{01}^{\circ}$  à 7 et 8 GHz respectivement, et il n'en sera pas tenu compte dans les résultats expérimentaux.

## 5. Caractéristiques des quatre gyrotrons

Les caractéristiques essentielles d'un gyrotron sont sa fréquence d'oscillation, la puissance qu'il délivre, son efficacité et sa stabilité de fonctionnement. Pour une géométrie de cavité et un mode d'oscillation donnés, la puissance peut en principe être augmentée, tout en conservant une efficacité maximale, en diminuant le facteur de qualité diffractif du mode (cf. §3.2.1.1). Dans un gyrotron ayant plusieurs modes d'oscillation possibles, le mode ayant le plus haut facteur de qualité, et donc le plus bas courant d'accrochage, est généralement le plus facilement accessible et le plus stable. En diminuant le facteur de qualité de ce mode jusqu'à une valeur proche de sa valeur minimale, on se rapproche d'un système dans lequel les facteurs de qualité de tous les modes deviennent comparables, et dans lequel le changement de mode d'oscillation ou l'oscillation simultanée de plusieurs modes sont possibles. Lorsqu'il y a compétition ou coexistence de plusieurs modes, l'efficacité du gyrotron est en général moins élevée que lorsque l'oscillation est monomode.

Le facteur de qualité diffractif du mode  $TE_{011}^{\circ}$  des cavités étudiées est successivement de 2375, 406, 225 et 160. La puissance maximale, 310 kW et une efficacité totale de 35%, est obtenue avec la cavité  $Q_{diff}=225$ . Alors que seul le mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{diff}=406$  est observé, les modes longitudinaux  $TE_{01q}^{\circ}$   $q=2,3$  des cavités suivantes sont observés. L'efficacité en champ magnétique constant du mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{diff}=160$  est limitée à 25% par l'oscillation simultanée du mode parasite  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO. L'oscillation de ce mode est supprimée par un gradient du champ magnétique  $B_0$ . L'efficacité maximale atteint alors 40%, mais la puissance reste inférieure à celle obtenue avec la cavité  $Q_{diff}=225$ .

Dans ce chapitre sont présentés les résultats généraux obtenus avec chacune des cavités, dans l'ordre de leur facteur de qualité décroissant. L'étude de l'influence des réflexions de puissance sur les cavités  $Q_{diff}=225$  et 160, ainsi que la détermination du rapport de vitesse des électrons sont discutées dans les deux chapitres suivants. Les résultats acquis avec les deux premières cavités sont très partiels, et sont regroupés dans un seul paragraphe.

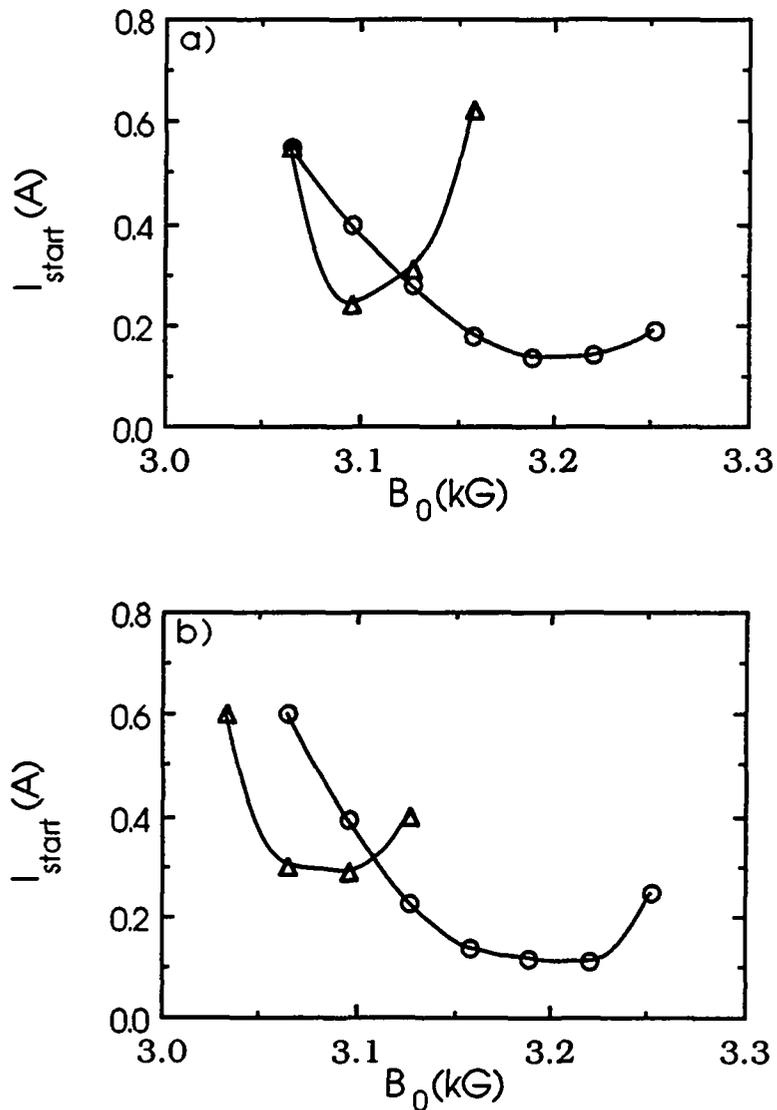


Figure 5.1.1 : Courants d'accrochage de la cavité  $Q_{\text{diff}}=2375$  pour le mode  $TE_{011}^o$  à environ 8.06 GHz (cercles) et pour le mode  $TE_{02}^o$  (triangles), à la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique,  $\omega \approx 2\Omega_c$ , à environ 14.770 GHz pour a)  $U_{\text{cath}}=80$  kV,  $\alpha_{\text{EGUN}} \approx 1.89$  et b)  $U_{\text{cath}}=75$  kV,  $\alpha_{\text{EGUN}} \approx 1.75$ . Les lignes sont dessinées pour guider l'oeil.

5.1 Cavités  $Q_{diff}=2375$  et  $Q_{diff}=406$

La géométrie de la première cavité se distingue de celle des suivantes par l'iris situé immédiatement après sa section à rayon constant (cf. fig. 2.2.1). L'iris est en coupure pour les modes résonants  $TE_{01q}^{\circ}$  de la cavité et représente donc un grand coefficient de réflexion  $|p_2|$ . Le facteur de qualité du mode principal  $TE_{011}^{\circ}$  est très élevé :  $Q_{diff}=2375$ . La longueur en coupure diminuant avec la fréquence d'oscillation, donc avec l'indice  $q$ , l'iris augmente plus fortement le facteur de qualité du mode d'indice  $q=1$  par rapport à celui des modes longitudinaux supérieurs d'indice  $q=2$  et  $3$  (cf. table 2.2.1), ce qui diminue le recouvrement des domaines d'oscillation (cf. fig. 3.2.1.2.3). Les calculs en cavité vide montrent que, pour cette cavité, les courants d'accrochage minimaux des modes d'indice  $q=1$  et  $2$  sont environ dans le rapport inverse de leurs facteurs de qualité diffractifs :

$$\frac{I_{\min}(TE_{012}^{\circ})}{I_{\min}(TE_{011}^{\circ})} = \frac{0.170 \text{ A}}{0.072 \text{ A}} \cong 2.2 \quad \text{et} \quad \frac{Q_{diff}(TE_{011}^{\circ})}{Q_{diff}(TE_{012}^{\circ})} \cong 2.9 .$$

Pour tous les champs magnétiques  $B_0$  on a de plus :

$$\frac{I_{\text{start}}(TE_{012}^{\circ})}{I_{\text{start}}(TE_{011}^{\circ})} > 1.6 .$$

Le mode d'indice  $q=1$  devrait donc en principe toujours démarrer avant le mode d'indice  $q=2$  et l'empêcher d'osciller. Un raisonnement semblable est également valable par rapport au mode d'indice  $q=3$ . Expérimentalement, seule l'oscillation à une fréquence d'environ 8.060 GHz, correspondant à la fréquence de résonance du mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité est observée. Le courant d'accrochage minimum mesuré,  $I_{\min}=0.110 \text{ A}$  avec  $U_{\text{cath}}=80 \text{ kV}$  et  $\alpha_{EGUN}=1.89$  (fig. 5.1.1), est supérieur à la valeur calculée pour les mêmes paramètres. Le facteur de qualité d'une cavité à haut  $Q_{diff}$  est très sensible à la géométrie exacte de la cavité, sa valeur réalisée peut être inférieure à sa valeur calculée. Les puissances maximales mesurées sont de l'ordre de 15 kW et les efficacités maximales de l'ordre de 40% (cf. fig. 5.1.2).

Parmi les autres modes propres de la cavité, le mode  $TE_{02}^{\circ}$  a une fréquence de coupure dans la section droite de 14.65 GHz. Ce mode est observé avec une fréquence de

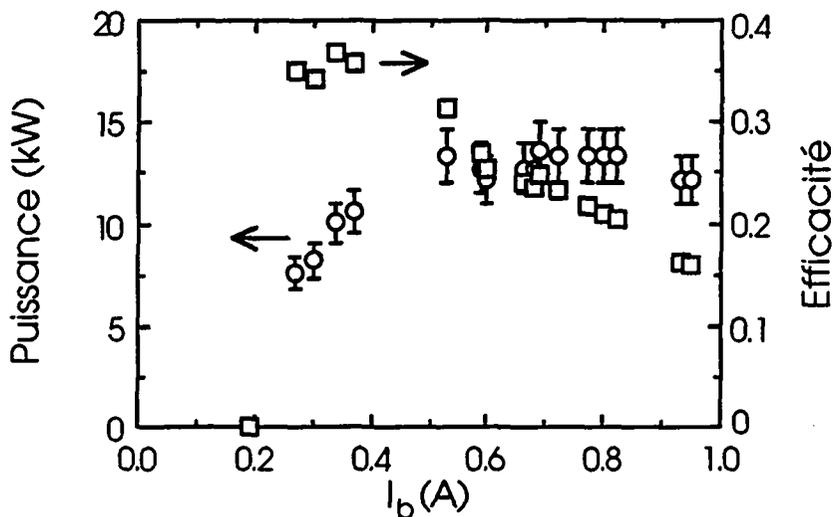


Figure 5.1.2 : Puissance (cercles) et efficacité (carrés) en fonction du courant  $I_b$  à champ magnétique  $B_0$  constant pour la cavité  $Q_{diff}=2375$ . L'efficacité maximale est proche de 40%. Une erreur de mesure de  $\pm 10\%$  sur la puissance est représentée. Paramètres :  $U_{cath}=80$  kV,  $B_0=3.127$  kG,  $\alpha_{EGUN}=1.89$ .

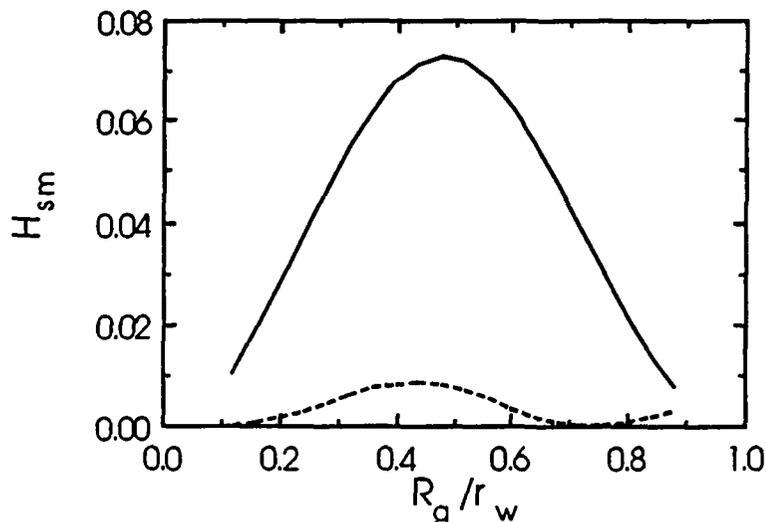


Figure 5.1.3 : Coefficients de couplage géométriques linéaires du faisceau au mode  $TE_{01}^0$ ,  $H_{10}$ , avec  $B_0=3.127$  kG (ligne continue) et au mode  $TE_{02}^0$  à la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique,  $H_{20}$ , avec  $B_0=3.07$  kG (ligne traitillée). Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha=1.75$ ,  $r_w=2R_g=2.2487$  cm.

14.770 GHz et dans une zone de relativement bas champ magnétique,  $B_0 \approx 3.070$  kG (cf. fig. 5.1.1). Il est identifié par la distribution de température obtenue sur une feuille de cristaux liquides thermo-sensible placée dans le guide d'onde C18. La distribution de température est proportionnelle à la distribution de puissance déposée, elle-même proportionnelle au carré du champ électrique du mode. L'image obtenue montre clairement une structure azimutale symétrique et une structure radiale à deux anneaux,  $p=2$ . La structure azimutale symétrique pourrait provenir d'un mode tournant  $TE_{m2}^{\circ}$  quelconque. Cependant parmi eux seul le mode  $TE_{02}^{\circ}$  n'est pas en coupure dans la cavité, à 14.770 GHz. Ce mode interagit avec les électrons, immergés dans un champ magnétique d'environ 3.07 kG, à travers la seconde harmonique de leur fréquence cyclotronique :  $\omega \approx 2\Omega_c$ . La fréquence mesurée pourrait correspondre à l'une des composantes  $q=1$  ou  $q=2$  du mode. Les courants d'accrochage minimaux mesurés à 75 et 80 kV sont supérieurs à 200 mA (cf. fig. 5.1.1). Les facteurs de qualité diffractifs calculés pour les mode  $TE_{02q}^{\circ}$  sont extrêmement élevés, par exemple  $Q_{diff}(q=1) = 60'583$  à 14.708 GHz (cf. table 2.2.2), à cause du grand volume relatif de la cavité à ces fréquences. Le coefficient de couplage géométrique linéaire  $H_{3m}$  (cf. éq. 3.1.1.11) entre le mode  $TE_{02}^{\circ}$  et la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique des électrons est beaucoup plus faible que celui entre le mode  $TE_{01}^{\circ}$  et la première harmonique de cette fréquence (fig. 5.1.3). Etant donné le très haut facteur de qualité de ce mode, le courant d'accrochage minimum peut être évalué à l'aide des variables réduites (cf. §3.2.1.1). La longueur d'interaction  $\mu$  est de 11.9,  $L/\lambda = 5.09$ , en utilisant la valeur  $Q_{diff} = 60'583$  on obtient  $I_{min} \approx 32$  mA, alors qu'en utilisant la valeur du facteur de qualité total, tenant compte des pertes ohmiques évaluée au paragraphe 2.2 :  $Q_T \approx 20'200$  on obtient  $I_{min} \approx 96$  mA. L'accord entre les valeurs mesurées et calculées de  $I_{min}$  est bon si l'on considère à nouveau que le facteur de qualité d'une cavité à haut  $Q_{diff}$  est très sensible à la géométrie exacte de la cavité. La puissance de ce mode est trop faible pour être mesurée avec les moyens disponibles.

En supprimant l'iris de la cavité  $Q_{diff} = 2375$ , le facteur de qualité diffractif du mode  $TE_{011}^{\circ}$  est ramené à 406 et ceux des modes longitudinaux supérieurs sont également fortement diminués. Cette baisse de facteur de qualité permet de déplacer l'efficacité maximale calculée du mode  $TE_{011}^{\circ}$ ,  $\eta_{\text{ét}} \approx 0.5$  avec  $\alpha = 1.89$  et  $U_{cath} = 80$  kV, de 0.5 à 3 A. Le courant d'accrochage minimum mesuré est de 0.750 A, valeur qui correspond environ à la valeur calculée en cavité vide (fig. 5.1.4). Malgré l'importante baisse du facteur de qualité du mode principal, le système reste très stable, c'est-à-dire que seul le mode  $TE_{011}^{\circ}$  à 8.055 GHz est observé. L'optimisation des paramètres permet d'obtenir la puissance escomptée pour une valeur de  $\alpha$  de 1.89 jusqu'à un courant de 5 A (fig. 5.1.5). La puissance maximale est de 200 kW avec une efficacité proche de 50% (Mathews, 1987). Au-delà de

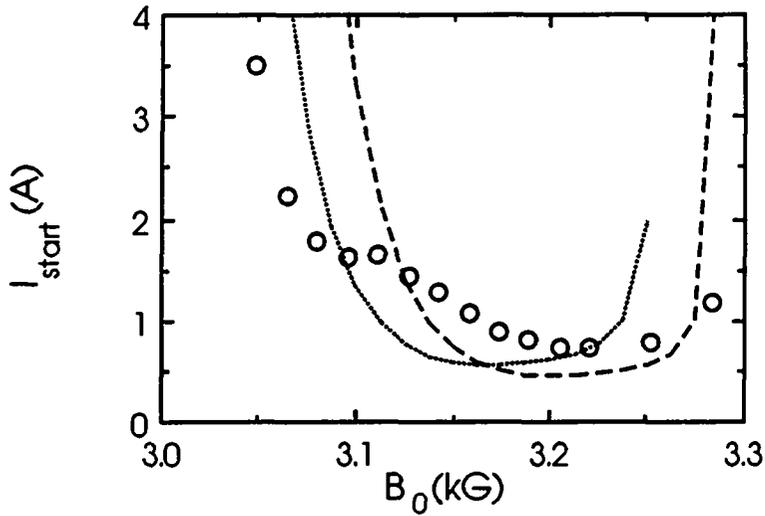


Figure 5.1.4 : Courant d'accrochage expérimental (cercles) de la cavité  $Q_{diff}=406$  pour le mode  $TE_{011}$  à environ 8.055 GHz. La ligne traitillée correspond au courant d'accrochage calculé avec la méthode non-auto-cohérente pour  $U_{cath}=80$  kV,  $\alpha=1.89$  et la ligne pointillée au courant d'accrochage calculé pour  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha=1.75$ . Paramètres :  $U_{cath}=80$  kV,  $\alpha_{EGUN}=1.89$ .

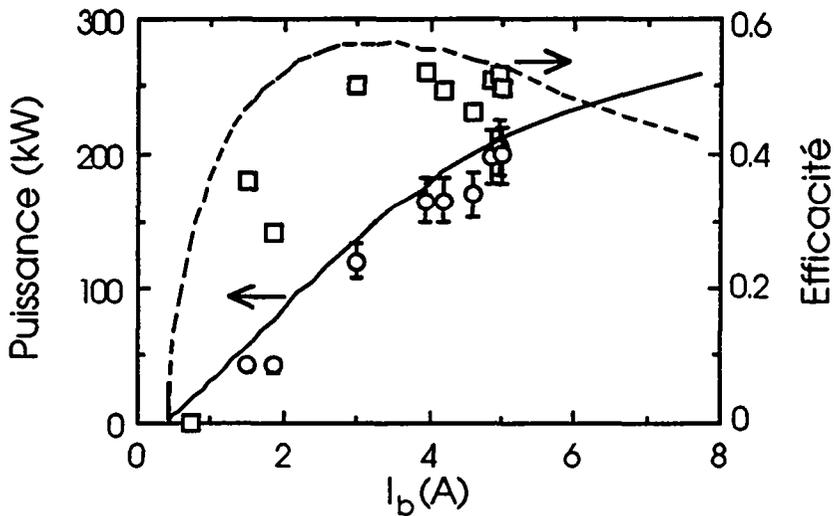


Figure 5.1.5 : Puissance (cercles) et efficacité (carrés) optimales pour la cavité  $Q_{diff}=406$  en fonction du courant  $I_b$ . L'erreur de mesure sur la puissance expérimentale est de  $\pm 10\%$ . Les lignes continue et traitillée correspondent à la puissance et à l'efficacité calculées par la méthode non-auto-cohérente pour  $U_{cath}=80$  kV,  $\alpha=1.89$ . Paramètre :  $U_{cath}=80$  kV.

5 A le système ne supporte plus le courant : le collecteur dégaze, la pression à l'intérieur du gyrotron augmente, engendrant un arc et donc une interruption de l'impulsion.

Le mode  $TE_{02}^{\circ}$ , résonant sur la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique des électrons n'est pas observé avec cette cavité. Alors que la suppression de l'iris diminue le facteur de qualité diffractif du mode  $TE_{011}^{\circ}$  d'un facteur environ 6, celui du mode  $TE_{021}^{\circ}$  passe de 60'583 à 1'453, c'est-à-dire qu'il diminue d'un facteur environ 42 et celui du mode  $TE_{022}^{\circ}$  d'un facteur 36 (cf. table 2.2.2). Les courants d'accrochage de ces modes devraient augmenter dans des proportions inverses et ils ne peuvent être observés en dessous de 5 A.

## 5.2 Cavité $Q_{diff}=225$

Afin de diminuer le facteur de qualité de la cavité  $Q_{diff}=406$ , tout en gardant une longueur d'interaction suffisante pour obtenir une efficacité perpendiculaire de 70%, la section à rayon constant de la cavité est remplacée par une section s'ouvrant avec un angle de  $0.15^{\circ}$ . Par rapport à la cavité  $Q_{diff}=406$ , le facteur de qualité du mode  $TE_{011}^{\circ}$ ,  $Q_{diff}=225$ , diminue d'un facteur presque deux, alors que ceux des modes longitudinaux d'indices  $q=2$  et  $3$  augmentent légèrement (cf. table 2.2.1). Le rapport des facteurs de qualité des modes d'indices  $q=1$  et  $2$  n'est plus que de 1.27 alors qu'il était de 2.95 et 2.43 pour les cavités précédentes. La fréquence d'oscillation le long de la courbe expérimentale de courant d'accrochage (fig. 5.2.1) montre que pour un champ magnétique supérieur à 3.26 kG, la fréquence du mode d'indice  $q=1$ ,  $f \approx 8.030$  GHz, dérive continûment vers la fréquence de résonance du mode d'indice  $q=2$  (cf. table 2.2.1). Dans une cavité à bas facteur de qualité, les domaines d'oscillation de ces deux modes se recouvrent considérablement (cf. fig. 3.2.1.2.3 pour la cavité  $Q_{diff}=160$ ). La condition d'interaction entre le faisceau et un mode résonant ( $k_{\parallel} \neq 0$ ) de la cavité est donnée par  $\omega \approx \Omega_{c0}/\gamma_0$  (cf. éq. 3.1.1.2). L'augmentation du désaccord en fréquence, à travers le champ magnétique  $B_0$ , favorise l'oscillation du mode  $TE_{012}^{\circ}$  dont la fréquence est plus élevée que celle du mode  $TE_{011}^{\circ}$ . Cette continuité de la fréquence d'interaction entre les fréquences des modes d'indice  $q=1$  et  $2$  de la cavité vide, qui est encore plus marquée pour la cavité  $Q_{diff}=160$  (cf. §5.3.1), est favorisée par l'angle de sa section "à rayon constant". Rendre conique la section à rayon constant de la cavité permet, par exemple, d'augmenter la bande de fréquence d'amplification d'un gyro TWA (Lau, 1981) en permettant à différentes fréquences de satisfaire la condition d'interaction en des  $z$  différents :  $\omega \approx \Omega_{c0}/\gamma_0 + k_{\parallel}(z)v_{\parallel}$ . L'oscillation de la cavité sur un seul mode, c'est-à-dire à une seule fréquence, n'est obtenue que sur une bande étroite de paramètres située le long de la courbe de courant

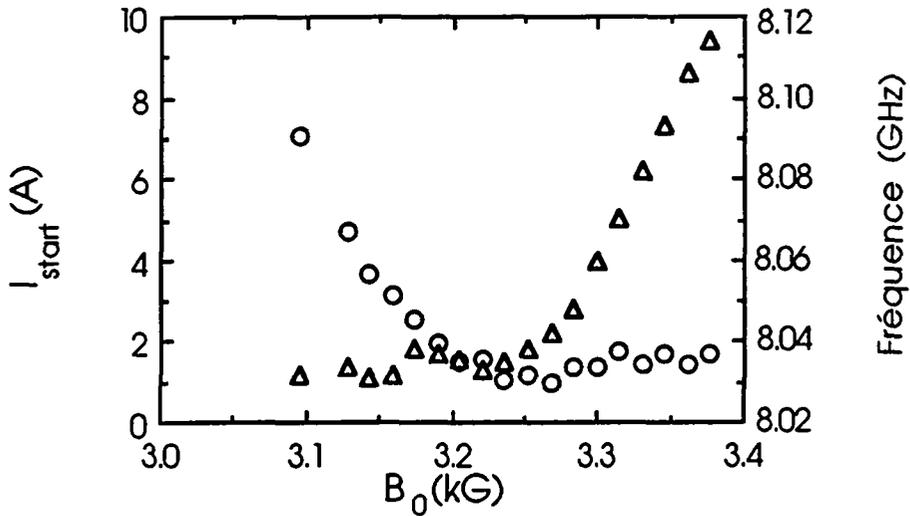


Figure 5.2.1 : Courant (cercles) et fréquence (triangles) d'accrochage du mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{diff}=225$ . A haut champ magnétique la fréquence du mode  $TE_{011}^{\circ}$  dérive vers celle du mode  $TE_{012}^{\circ}$ . Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha_{EGUN}\approx 1.75$ .

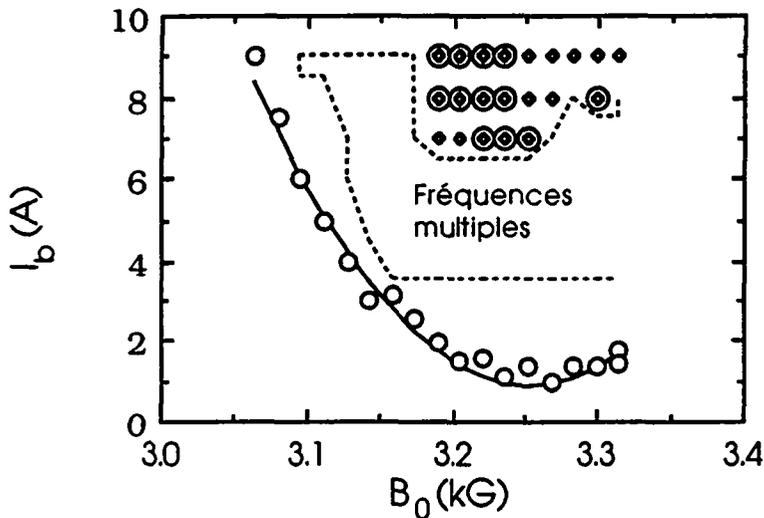


Figure 5.2.2 : Diagramme de modes de la cavité  $Q_{diff}=225$ . Ce diagramme se compose :  
 - d'un domaine où seul le mode  $TE_{011}^{\circ}$  oscille, limité par la courbe de courant d'accrochage et la ligne traitillée, - d'un domaine à l'intérieur de la ligne traitillée où le spectre en fréquence est constitué d'une série de modes équidistants d'environ 63 MHz autour du mode  $TE_{011}^{\circ}$  (fréquences multiples), ils correspondent aux modes longitudinaux de la cavité extérieure, et - d'un domaine à haut champ magnétique et haut courant où le mode  $TE_{012}^{\circ}$  (losanges) apparaît et oscille parfois simultanément avec le mode  $TE_{011}^{\circ}$  (cercles). Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha_{EGUN}\approx 1.75$ .

d'accrochage, à bas champ magnétique (fig. 5.2.2). La plus grande partie du domaine d'oscillation est caractérisée par la présence simultanée dans le spectre en fréquence de plusieurs modes équidistants, correspondant aux modes longitudinaux du système cavité-fenêtre ou cavité-charge. Ces spectres de cavités extérieures sont identifiés par la distance entre les modes qui est donnée par (cf. éq. 6.5.1) :

$$\Delta f_{\text{ext}} = \frac{\omega}{2k_{\parallel} L_{\text{ligne}}}.$$

À 8 GHz, les composantes longitudinales du mode  $TE_{01}^{\circ}$  engendrées par une désadaptation de la fenêtre sont distantes de  $\Delta f_{\text{ext}} \approx 120$  MHz et celles engendrées par une désadaptation de la charge située après le k-spectromètre sont distantes de  $\Delta f_{\text{ext}} \approx 63$  MHz. Dans les spectres en fréquence observés, ces modes apparaissent avec des amplitudes de 20 à 40 dB inférieures à celles correspondant aux modes  $TE_{01q}^{\circ}$  de la cavité. Ces modes longitudinaux de la cavité externe sont non-résonants dans la cavité du gyrotron et leur présence ne semble pas affecter la puissance des modes résonants.

Numériquement et expérimentalement, la puissance maximale en fonction du courant est toujours obtenue à bas champ magnétique (cf. fig. 3.2.1.2.4), c'est-à-dire dans une région du diagramme d'oscillation correspondant à l'oscillation d'un seul mode du système. L'optimisation permet d'obtenir une puissance maximale de 310 kW et une efficacité de 35% ( $U_{\text{cath}}=80$  kV,  $I_b=11$  A le courant maximum délivré par l'alimentation) et une efficacité maximale de 43% à 175 kW ( $I_b=5$  A) (fig. 5.2.3). Les puissances mesurées sont en excellent accord avec les puissances calculées en cavité vide en utilisant les valeurs de  $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$  données par le code EGUN à partir des paramètres expérimentaux. Lorsque le spectre en fréquence ne comporte qu'un seul pic à environ 8.020 GHz, le k-spectre montre que le mode de sortie est le mode  $TE_{01}^{\circ}$  (fig. 5.2.4). Aucune conversion de mode significative n'est visible sur ce spectre, le mode de sortie est d'une grande pureté : plus de 98% de la puissance se trouve dans le mode  $TE_{01}^{\circ}$ . Au cours de l'optimisation, le champ  $B_0$  doit être diminué lorsque le courant  $I_b$  augmente, comme l'indiquent les calculs numériques (cf. fig. 3.2.1.2.4). Par contre, on observe expérimentalement qu'à un courant donné la puissance de sortie ne croît pas de manière monotone avec  $\alpha$  et, qu'afin de maximiser la puissance à chaque courant, la valeur de  $\alpha$  doit être diminuée lorsque le courant augmente. En termes de variables réduites (cf. §3.2.1.1), diminuer  $\alpha$  à  $\gamma_0$  constant revient à diminuer la longueur d'interaction normalisée  $\mu$  puisque (cf. éq. 3.2.1.1.2) :

$$\mu = \pi (\beta_{\perp 0}^2 / \beta_{\parallel 0}) (L/\lambda) = \pi \alpha \beta_{\perp 0}(\alpha; \gamma_0 = \text{cst}) (L/\lambda),$$

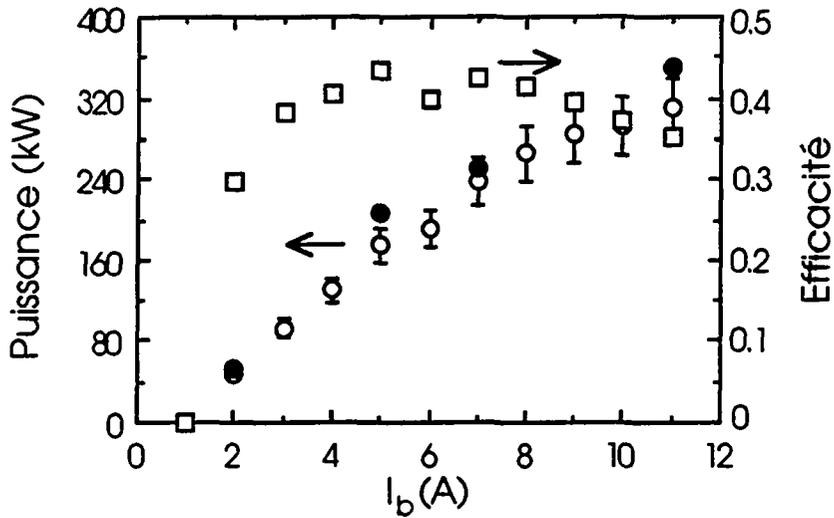


Figure 5.2.3 : Courbe de puissance (cercles vides) et d'efficacité (carrés) optimales pour la cavité  $Q_{diff}=225$ . Les cercles pleins correspondent aux puissances calculées par la méthode non-auto-cohérente avec les valeurs de  $\alpha_{EGUN}$  obtenues à l'aide du code EGUN, à partir des données expérimentales. Paramètre :  $U_{cath}=80$  kV.

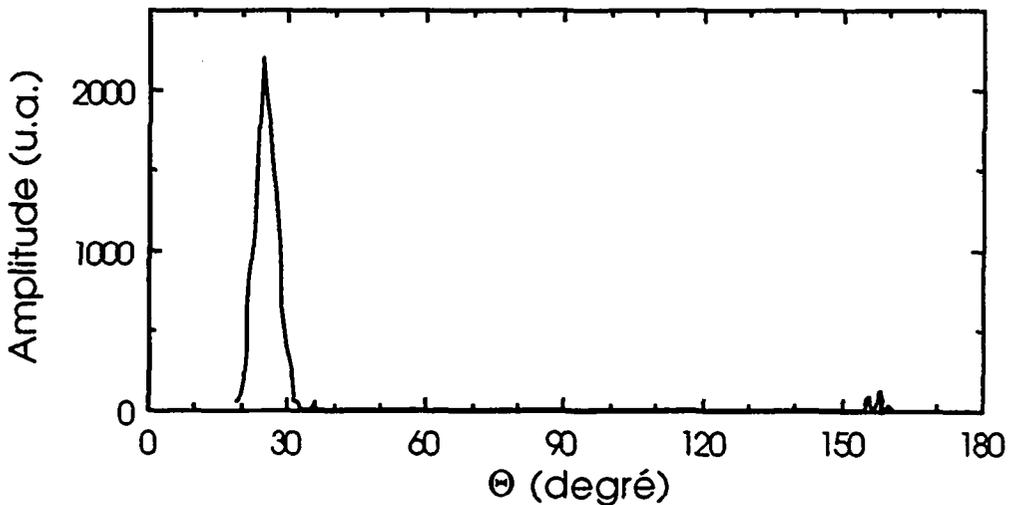


Figure 5.2.4 : Spectre de nombre d'onde ( $k$ -spectre) obtenu lorsqu'un seul pic apparaît dans le spectre en fréquence, avec les paramètres optimaux pour un courant de 4 A. Le mode principal est le mode  $TE_{01}^o$  ( $\theta \approx 23.5^\circ$ , polarisation  $E \perp k$ ) à 8.020 GHz qui correspond au mode résonant  $TE_{011}^o$  de la cavité. Le calorimètre réfléchit environ 3 à 5% de la puissance incidente ( $\theta \approx 156.5^\circ$ , polarisation  $E \perp k$ ). La polarisation  $E \parallel k$  n'est pas dessinée car aucun signal n'apparaît. Paramètres :  $U_{cath}=80$  kV,  $I_b=4$  A,  $B_0=3.127$  kG,  $\alpha_{EGUN}=1.75$ ,  $P \approx 130$  kW.

ce qui semble indiquer qu'à haut courant la longueur d'interaction est trop grande. La nécessité de diminuer  $\alpha$ , donc d'augmenter  $\langle v_{\parallel} \rangle$ , pourrait également être attribuée à une dégradation des propriétés du faisceau à haut courant engendrée par l'augmentation de la densité de charge. Dans ce domaine d'opération,  $I_b < 20$  A, les caractéristiques du faisceau semblent relativement peu dépendre de son courant (cf. table 4.1.1.1). La figure (3.2.2.1.3) montre que la puissance de sortie calculée sans dispersion de vitesse n'augmente plus avec  $\alpha$  pour des valeurs de  $\alpha$  supérieures à 1.75 (à  $B_0$  constant). De plus dès que la dispersion en vitesse parallèle  $\Delta v_{\parallel} / \langle v_{\parallel} \rangle$  est supérieure à 5%, la puissance est plus grande avec  $\alpha=1.75$  qu'avec  $\alpha=2.0$ . A plus haut  $\alpha$ , le désaccord en fréquence optimum est atteint à un champ magnétique plus élevé (cf. éq. 3.2.1.1.3). Mais les calculs auto-cohérents montrent que même à plus haut champ magnétique la puissance à  $\alpha=2.0$  reste comparable à, ou plus faible que, celle à  $\alpha=1.75$ . Ainsi, la valeur optimale de  $\alpha$  en fonction du courant du faisceau est le résultat d'un compromis entre l'efficacité d'interaction d'un faisceau froid, qui croît généralement avec  $\alpha$ , la qualité du faisceau, qui décroît avec  $\alpha$  et avec le courant, et la longueur d'interaction, qui croît avec  $\alpha$  et qui est fonction du courant (cf. fig. 3.2.2.1.1).

En général, une source micro-ondes n'est pas utilisée exclusivement sur une charge adaptée. Il est donc important de connaître la réponse de la source à une réflexion de puissance de la part d'une charge désadaptée. La présence simultanée dans le spectre en fréquence de plusieurs modes, même lorsque la charge,  $|p|^2 < 0.03$ , et la fenêtre,  $|p|^2 < 10^{-4}$ , sont relativement bien adaptées montre la sensibilité aux réflexions d'un gyrotron à bas facteur de qualité. L'étude réalisée (cf. §6.4.1) montre qu'à basse puissance ( $I_b=4$  A,  $P=130$  kW) ce gyrotron supporte jusqu'à 40% de réflexion de puissance sans changer de mode d'oscillation et sans que l'impulsion ne soit interrompue par un arc. Par contre, à plus haute puissance,  $I_b > 6$  A,  $P > 191$  kW, une réflexion de puissance supérieure à 3% suffit pour que le mode d'oscillation passe du mode  $TE_{011}^o$  au mode  $TE_{012}^o$  ou pour que l'impulsion soit systématiquement interrompue par un arc. La puissance délivrée diminue généralement avec l'amplitude du coefficient de réflexion de la charge.

### 5.3 Cavité $Q_{diff}=160$

La très basse valeur du facteur de qualité de cette cavité s'explique par l'angle de  $0.2^\circ$  de sa section "à rayon constant", ainsi que par l'arrondissement de l'angle situé à l'extrémité de cette section. Les facteurs de qualité des modes d'indices  $q=1$  et  $q=2$  sont pratiquement égaux,  $Q_{diff}=160$  et 137 respectivement. Le recouvrement de leurs domaines d'oscillation est grand (cf. fig. 3.2.1.2.3). Le diagramme de modes expérimental (fig. 5.3.1)

indique pourtant que sur une charge adaptée, il n'y a pas de compétition entre ces deux modes. Le mode d'indice  $q=2$  n'apparaît qu'à haut champ magnétique, là où l'efficacité du mode d'indice  $q=1$  est de toute manière faible. L'élément essentiel avec cette cavité est l'apparition, sur presque tout le domaine de champ magnétique et de courant accessible, d'oscillations dans une bande de fréquence de 6.8 à 7.3 GHz. Le mode d'oscillation peut être identifié comme étant la composante rétrograde du mode  $TE_{21}^{\circ}$  propageant, mode d'oscillation appelé gyro BWO (cf. §3.1). L'efficacité du mode  $TE_{011}^{\circ}$  est limitée à 25% par l'oscillation simultanée du mode gyro BWO. L'oscillation de ce mode parasite est supprimée en opérant le gyrotron avec des gradients de champ magnétique négatifs le long du faisceau d'électrons. L'efficacité maximale du mode gyrotron est alors de 40%.

L'étude de l'influence des réflexions de puissance sur le comportement de ce gyrotron montre qu'en présence de réflexions, c'est le mode  $TE_{012}^{\circ}$  qui oscille plutôt que le mode fondamental  $TE_{011}^{\circ}$  (cf. §6.4.2).

Le mode rétrograde  $TE_{21}^{\circ}$  et le faisceau d'électrons voyageant en sens opposés, la fréquence d'interaction subit un décalage par effet Doppler vers le bas par rapport à la fréquence cyclotronique. La mesure de cette fréquence d'oscillation est utilisée pour mesurer le rapport de vitesse  $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$  des électrons (cf. chapitre 7).

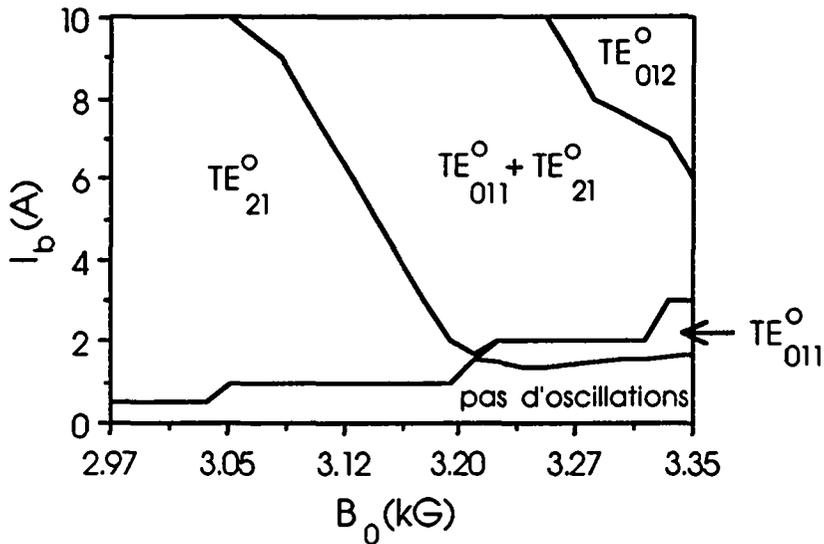


Figure 5.3.1 : Diagramme de modes de la cavité  $Q_{diff}=160$ . Les modes sont indentifiés par leur fréquence d'oscillation. Le mode appelé  $TE_{012}^{\circ}$  correspond à une fréquence entre 8.100 et 8.125 GHz, les fréquences inférieures sont indentifiées au mode  $TE_{011}^{\circ}$ . La fréquence du mode  $TE_{21}^{\circ}$  varie de 6.8 à 7.3 GHz. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha_{EGUN}=1.75$ .

### 5.3.1 Mode $TE_{01}^{\circ}$ gyrotron

Dans une cavité à haut facteur de qualité,  $Q_{diff} \gg Q_{min}$ , les différents modes longitudinaux,  $q=1, 2, \dots$ , sont clairement séparés dans le spectre en fréquence de la cavité vide. Les largeurs de résonance,  $\Delta f = f_{rés} / Q_{diff}$ , sont très inférieures à la distance entre les modes. Au contraire, dans une cavité à bas facteur de qualité,  $Q_{diff} = 160$ , les largeurs de modes,  $\Delta f(q=1) = 50.4$  MHz et  $\Delta f(q=2) = 59.0$  MHz, sont comparables à la distance entre les modes qui est de 108 MHz (cf. table 2.2.1). Ainsi lorsque le courant ou le champ magnétique sont augmentés, la fréquence d'oscillation peut passer continûment de celle correspondant au mode d'indice  $q=1$  à celle correspondant au mode d'indice  $q=2$  de la cavité vide (fig. 5.3.1.1). Du point de vue de la fréquence, la distinction stricte entre ces modes longitudinaux disparaît à haut courant ou à haut champ magnétique. Les fréquences d'oscillations mesurées sont en excellent accord avec les fréquences calculées de manière auto-cohérente, à un décalage près de 2.5% du champ magnétique. Le courant d'accrochage minimum  $I_{min}$  mesuré est de 1.45 A (cf. fig. 5.3.2) et les valeurs calculées sont de 1.19 A, 1.45 A et 0.220 A par les méthodes auto-cohérente (cf. §3.2.2.1), en cavité vide (cf. §3.2.1.2) et en variables réduites (cf. §3.2.1.1) respectivement : cette comparaison confirme l'importance du profil longitudinal de champ électrique réel sur les caractéristiques de cette cavité à bas facteur de qualité. La valeur expérimentale de  $I_{min}$  est obtenue dans une région où le mode  $TE_{21}^{\circ}$  est absent (cf. fig. 5.3.1.1).

Lors de l'optimisation de puissance avec un champ magnétique  $B_0$  constant le long de la cavité, les modes  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO et  $TE_{011}^{\circ}$  gyrotron oscillent simultanément à tous les courants (cf. fig. 5.3.1.3) et l'efficacité du mode  $TE_{011}^{\circ}$  reste inférieure à 25%. Cette faible efficacité est attribuée à la perturbation du regroupement en phase des électrons par rapport au mode  $TE_{011}^{\circ}$  ainsi qu'aux dispersions de vitesse engendrées par le mode  $TE_{21}^{\circ}$  (cf. §5.3.3). Bien que la puissance du mode parasite  $TE_{21}^{\circ}$  soit faible par rapport à celle du mode principal, <5%, la perturbation se fait dans la région de la cavité où l'amplitude du champ électrique du mode principal est faible alors que celle du mode  $TE_{21}^{\circ}$  est grande (cf. fig. 5.3.3.1). De plus l'oscillation de ce mode engendre le long du faisceau une grande dispersion de vitesse perpendiculaire (cf. fig. 5.3.3.2). L'oscillation d'un mode rétrograde parasite a été observée dans un gyrotron à 140 GHz (Xu, 1990). Dans cette expérience, ce mode n'entre cependant pas en compétition avec le mode principal d'oscillation.

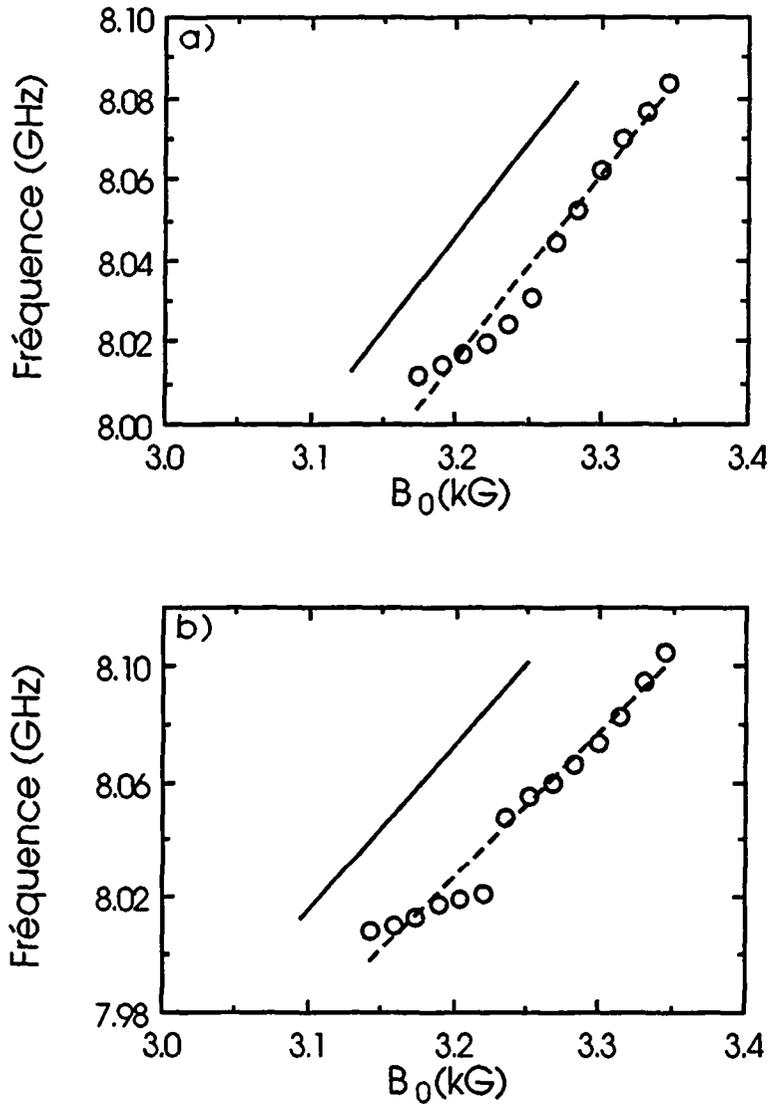


Figure 5.3.1.1 : Fréquences d'oscillation de la cavité  $Q_{diff}=160$  mesurées (cercles et ligne traitillée pour une régression linéaire) et calculées (ligne continue) en fonction du champ magnétique  $B_0$  à a)  $I_b=3$  A et b)  $I_b=5$  A. L'accord entre les valeurs mesurées et calculées est très bon, à un décalage près de 2.5% du champ magnétique. La forme en "S" que dessinent les points expérimentaux est engendrée par la faible désadaptation de la charge,  $VSWR \approx 1.3:1$ . Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha_{EGUN} \approx 1.75$ .

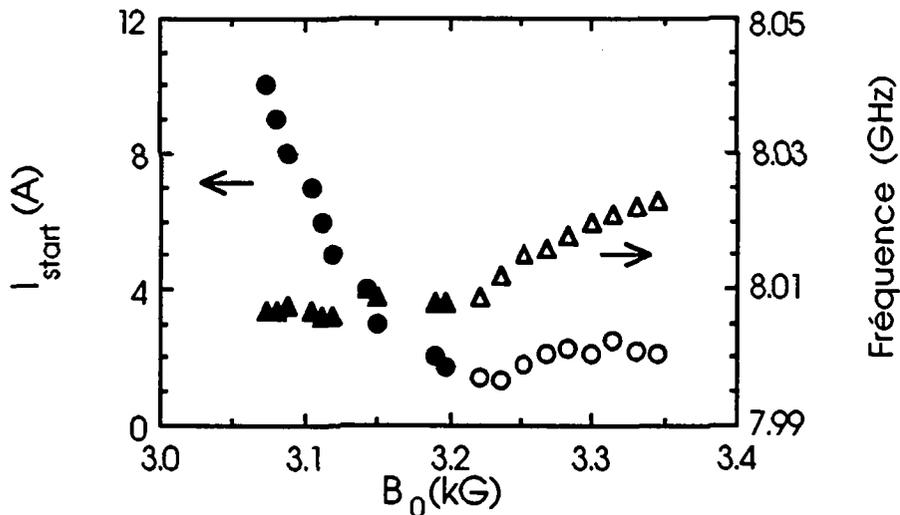


Figure 5.3.1.2 : Courant (cercles) et fréquence (triangles) d'accrochage du mode  $TE_{011}^o$  de la cavité  $Q_{diff}=160$ . Les symboles pleins indiquent l'oscillation simultanée du mode  $TE_{21}^o$ . Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha_{EGUN}=1.75$ .

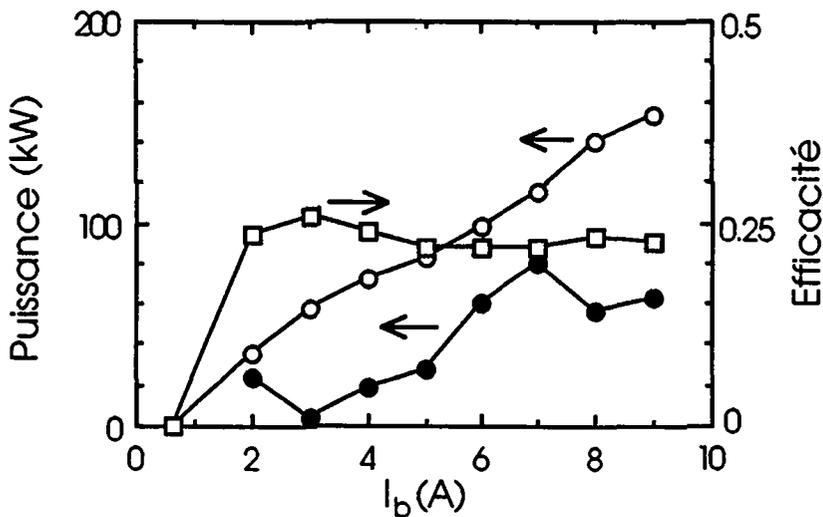


Figure 5.3.1.3 : Puissance (cercles vides) et efficacité (carrés) expérimentales optimales du mode  $TE_{011}^o$  de la cavité  $Q_{diff}=160$  en champ magnétique plat,  $B_0(z)=B_0$ . La puissance du mode  $TE_{21}^o$  (cercles pleins) oscillant simultanément est représentée multipliée par 20. L'efficacité du mode principal ne dépasse pas 25%. A comparer avec la figure (5.3.3.9) Paramètre :  $U_{cath}=75$  kV.

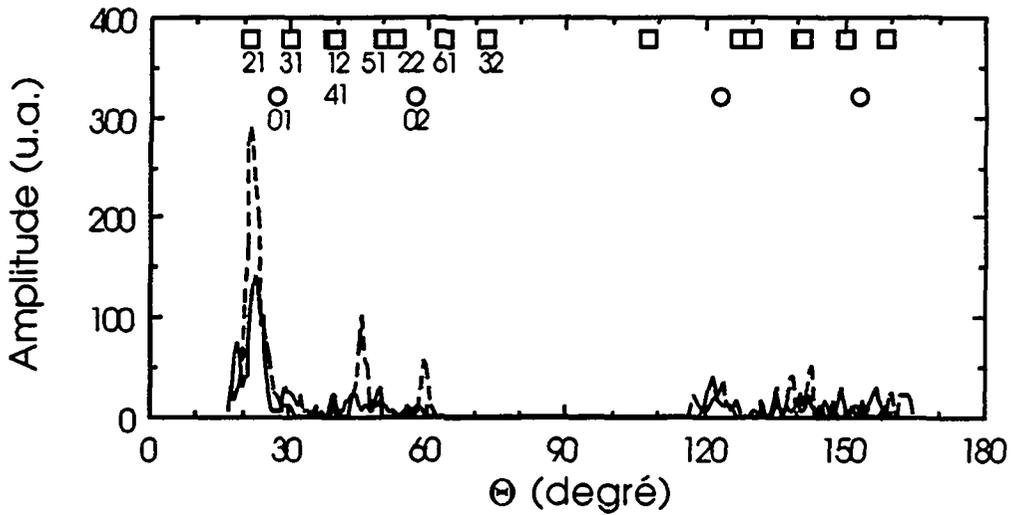


Figure 5.3.2.1 : K-spectre lorsque le tube oscille à la fréquence de 6.990 GHz. Le pic le plus grand est celui du mode  $TE_{21}^0$  de la cavité. Il apparaît sur la composante de polarisation  $E \parallel k$  du spectre (ligne traitillée) à  $\theta \approx 21.3$  avec les modes  $TE_{31}^0$  à  $\theta \approx 31.5$ ,  $TE_{51}^0$  à  $\theta \approx 49.8$  et  $TE_{61}^0$  à  $\theta \approx 60.0$  générés par la structure à symétrie triangulaire située dans le guide d'onde C18. La ligne continue correspond à la polarisation  $E \perp k$ . Les autres modes sont générés par conversion en dehors de la cavité. Les angles auxquels doivent apparaître les modes  $TE_{mp}^0$  symétriques (cercles) et asymétriques (carrés) à 7.0 GHz sont indiqués avec leurs indices m,p. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $I_b=3$  A,  $B_0=3.033$  kG,  $\alpha_{EGUN}=1.75$ .

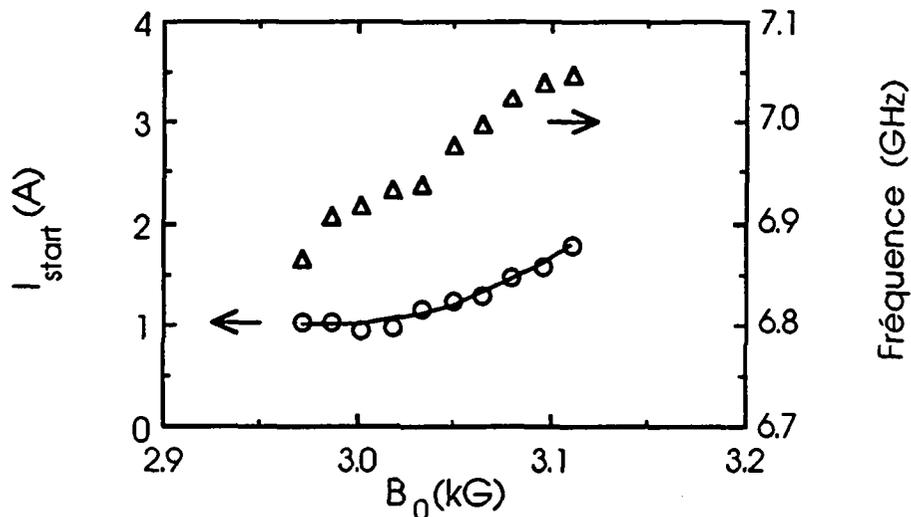


Figure 5.3.2.2 : Courant (cercles) et fréquence (triangles) d'accrochage du mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO de la cavité  $Q_{diff}=160$ , dans la région de champ magnétique où ce mode oscille seul. La ligne continue est tracée pour guider l'oeil. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $\alpha_{EGUN}=1.75$ .

### 5.3.2 Mode $TE_{21}^{\circ}$ gyro BWO

Les courbes de dispersion (cf. fig. 3.1.1.1) indiquent que les fréquences d'oscillations observées entre 6.8 et 7.3 GHz correspondent à l'interaction entre le faisceau et la composante rétrograde, gyro BWO, du mode  $TE_{21}^{\circ}$  de la section "à rayon constant de la cavité". La fréquence d'interaction est approximativement donnée par la solution commune des relations (3.1.1.1) et (3.1.1.2) :

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 c^2 + k_{\perp}^2 c^2 \quad \text{et} \quad \omega = \Omega_C - |k_{\parallel}| \langle v_{\parallel} \rangle .$$

Le k-spectre correspondant à une fréquence de 6.990 GHz (fig. 5.3.2.1) indique que le mode dans le guide d'onde de sortie est une superposition de modes ayant différentes valeurs de  $k_{\perp}$  et  $k_{\parallel}$ . Cependant, à cette fréquence, tous les modes apparaissant sur le k-spectre en guide d'onde C18 avec un angle  $\theta$  supérieur à  $22^{\circ}$  sont en coupure dans la cavité et ont donc été générés par conversion de mode en k dans le cône de sortie de la cavité, dans la fenêtre, le long du collecteur ou par la charge. A l'extrémité du collecteur se trouve une structure formée de tranches de guides d'ondes séparées l'une de l'autre de quelques millimètres, électriquement connectées entre elles par trois tiges métalliques placées à  $120^{\circ}$  l'une de l'autre et parallèlement à l'axe du guide. Cette structure ne permet donc qu'à des courants images azimuthaux de circuler dans la paroi de guide d'onde et n'influence donc pas les modes  $TE^{\circ}$  symétriques. Par contre elle va convertir les modes asymétriques,  $TE_{21}^{\circ}$  par exemple, en une superposition de modes permettant au champ EM total de satisfaire les conditions au bord le long de cette section de guide d'onde. Le pic le plus important apparaissant sur la composante  $E_{\parallel} k$  du spectre confirme que le mode provenant de la cavité est bien le  $TE_{21}^{\circ}$ . Les modes  $TE_{51}^{\circ}$ ,  $TE_{31}^{\circ}$  et  $TE_{61}^{\circ}$  sont générés par la structure à symétrie azimuthale triangulaire ( $m=3$ ).

L'interaction gyro BWO correspond, dans un milieu de longueur infinie à une instabilité absolue (cf. §3.1.2) et n'a pas de courant d'accrochage. Cependant, dans le système étudié la longueur d'interaction  $L_i$  est finie :  $L_i=4-5\lambda$ . L'instabilité a un courant d'accrochage (cf. éq. 3.1.2.19), sa valeur minimale mesurée avec  $\alpha_{EGUN}=1.75$  est de 0.99 A (fig. 5.3.2.2). Ce mode n'ayant pas besoin d'une cavité résonante pour osciller, sa largeur d'instabilité n'est pas limitée par un facteur de qualité et son domaine d'oscillation est beaucoup plus étendu que celui du mode gyrotron (cf. fig. 5.3.1.1).

Expérimentalement, la fréquence de ce mode ne varie pas de manière continue en fonction des paramètres  $\alpha$ ,  $I_b$ ,  $B_0$ , ... (fig. 5.3.2.3). La fenêtre du gyrotron est adaptée pour le mode  $TE_{01}^{\circ}$  à 8 GHz mais représente un coefficient de réflexion  $|p|$  de 0.36 à 0.56 pour le mode

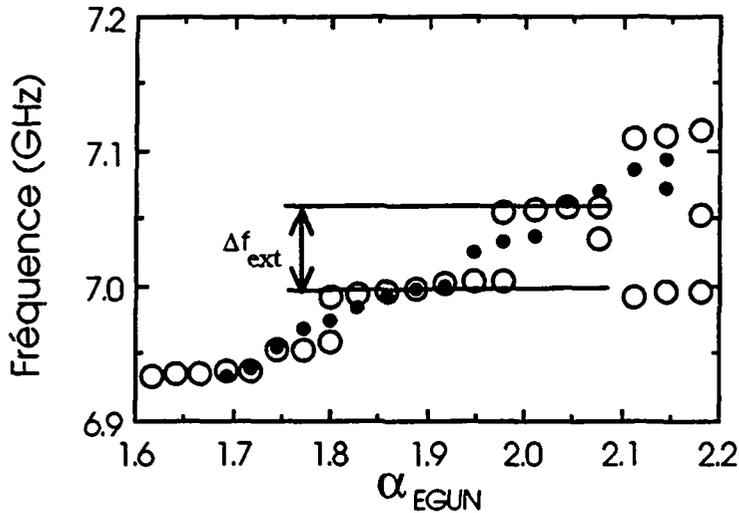


Figure 5.3.2.3 : Fréquence du mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO mesurée en fonction de  $\alpha_{EGUN}$ . La fenêtre du gyrotron n'étant pas adaptée pour ce mode la fréquence possède une structure de bandes (cercles vides) caractérisée par  $\Delta f_{ext} \approx 60$  MHz, ce qui correspond environ à la distance entre la cavité du gyrotron et la fenêtre désadaptée ( $L_{ligne} \approx 33\lambda_{||}$  donc  $\Delta f_{ext} \approx 67$  MHz). La fenêtre peut être adaptée en plaçant une seconde fenêtre identique à la première à une distance de 3.9 cm. La fréquence dépend alors continûment de  $\alpha_{EGUN}$  (cercles pleins). Paramètres :  $U_{cath} = 75$  kV,  $B_0 = 3.033$  kG,  $I_b = 4$  A.

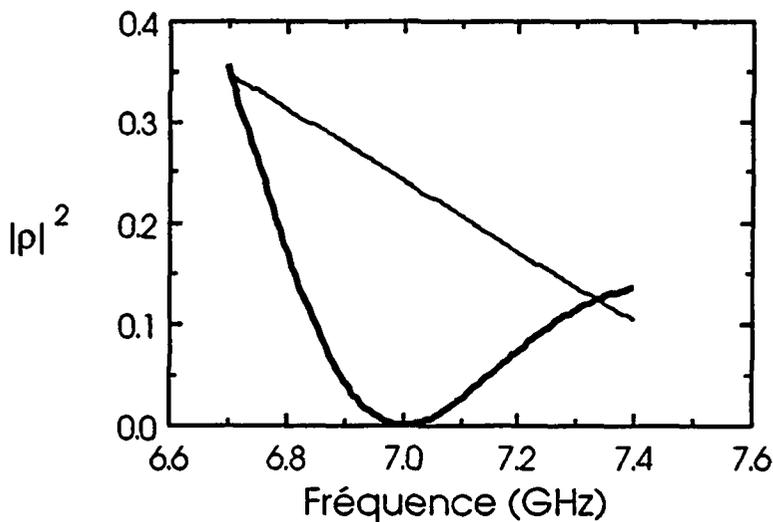


Figure 5.3.2.4 : Coefficient de réflexion en puissance  $|\rho|^2$  pour le mode  $TE_{21}^0$  d'une fenêtre d'alumine ( $Al_2O_3$ ) (ligne mince) dans le guide d'onde C18. La fenêtre peut être adaptée en ajoutant une deuxième fenêtre identique à la première, à une distance de 3.9 cm de celle-ci (ligne épaisse). Chacune des deux fenêtres est adaptée pour le mode  $TE_{01}^0$  à 8.0 GHz (cf. fig.5.3.3.4). L'épaisseur de chaque fenêtre est de 0.615 cm pour une constante diélectrique  $\epsilon_r = 9.43$  et  $\tan(\delta) = 5 \cdot 10^{-5}$ .

$TE_{21}^{\circ}$  entre 6.8 et 7.3 GHz (fig. 5.3.2.4). Le collecteur et la fenêtre désadaptée forment une cavité extérieure pour ce mode (cf. chapitre 6). Cette cavité impose son propre spectre de modes longitudinaux au mode gyro BWO. En conséquence, la fréquence du mode  $TE_{21}^{\circ}$  en fonction des paramètres expérimentaux possède une structure de bande interdite-bande passante ("stopband-passband structure") (cf. fig. 5.3.2.3) caractéristique des systèmes périodiques (cf. §6.6). La période mesurée est ici de  $\Delta f_{\text{ext}} \approx 60$  MHz. Elle correspond à une longueur de ligne de  $29.5\lambda_{\parallel}$ , en accord avec la distance équivalente entre la cavité et la fenêtre qui est d'environ  $33\lambda_{\parallel}$  à 7.0 GHz qui correspond à  $\Delta f_{\text{ext}} \approx 67$  MHz. Le système oscille parfois simultanément sur plusieurs modes longitudinaux de la cavité externe. La fenêtre peut être adaptée au mode  $TE_{21}^{\circ}$  dans sa bande de fréquence en plaçant dans le guide d'onde C18 une seconde fenêtre identique à la première, à une distance de 3.9 cm de celle-ci. Ce système ne représente alors plus qu'un coefficient de réflexion  $|p|$  de 0.0 à 0.38 (cf. fig. 5.3.2.4). La dépendance de la fréquence du mode en fonction des paramètres expérimentaux est rendue pratiquement continue par l'adaptation de la fenêtre et sa puissance de sortie est diminuée de 50% (cf. fig. 5.3.3.5). Les résultats présentés dans la suite de ce paragraphe sont tous obtenus avec ce système de fenêtres adapté.

En l'absence de réflexion de la part de la charge ou de la fenêtre, l'onde n'interagit avec le faisceau que durant une seule traversée de la cavité ("single pass interaction"). L'onde croît en se propageant avec une vitesse de groupe négative, le maximum de l'amplitude de son champ électrique se trouve à l'entrée de la cavité (cf. fig. 5.3.3.1). La séquence : regroupement en phase-extraction optimale d'énergie, sur laquelle la grande efficacité du mode gyrotron est basée n'existe pas pour ce mode. De plus, la condition d'interaction dépend de la distribution de vitesse des électrons (cf. éq. 3.1.1.2). En présence de dispersions de vitesses, un certain nombre de particules sont exclues de l'interaction. Pour ces trois raisons, l'efficacité de ce mode propageant est, par essence, inférieure à celle du mode gyrotron. Dans le domaine des paramètres où ce mode est observé,  $B_0 > 2.97$  kG,  $I_b < 8$  A et  $\alpha_{EGUN} < 2.2$ , sa puissance reste inférieure à environ  $13 \pm 3.9$  kW, ce qui est beaucoup plus bas que les valeurs calculées pour un faisceau froid (cf. fig. 3.2.2.2). Ces faibles puissances mesurées, ainsi que les valeurs de  $\alpha$  obtenues à partir de la fréquence de ce mode, qui sont toujours supérieures à celles fournies par le code EGUN, semblent indiquer la présence de dispersions de vitesses relativement importantes dans le faisceau (cf. chapitre 7). Malgré l'adaptation de la fenêtre, la puissance de ce mode a un comportement apparemment sans corrélation avec la variation des paramètres expérimentaux (fig. 5.3.2.5). Des traces de la structure de bandes espacées d'environ 60 MHz demeurent, ce qui signifie que l'onde dans la cavité est toujours une superposition de l'onde rétrograde croissante et de l'onde réfléchi par la fenêtre. Cette interférence

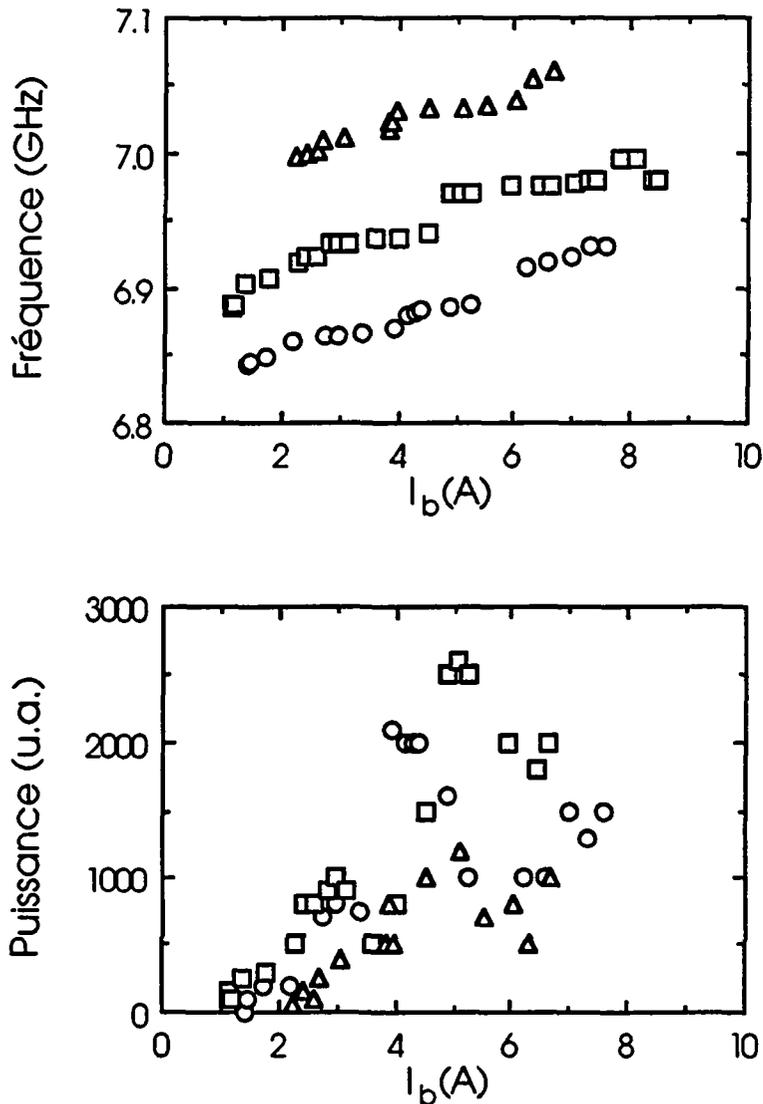


Figure fig. 5.3.2.5 : Fréquence et puissance du mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO en fonction du courant du faisceau  $I_b$  avec des valeurs respectives de  $B_0$  et  $\alpha_{EGUN}$  de 2.97 kG et 1.67 (cercles), 2.97 kG et 1.93 (carrés), 3.095 kG et 1.52 (triangles). Les puissances sont données en unité arbitraire mais peuvent être directement comparées entre elles. Paramètre :  $U_{cath} = 75$  kV.

dans la cavité elle-même, ainsi que la longueur d'interaction proche de la longueur minimale d'accrochage pourraient être à l'origine du comportement de la puissance. La signature d'une telle interférence est la variation périodique de la puissance de sortie en fonction de la fréquence d'oscillation. Cette signature est, par exemple, observée avec un gyro BWO à 30 GHz (Park, 1990). Dans cette expérience l'accord de la fréquence du gyro BWO dans une bande de 13%, à l'aide du champ magnétique, et dans une bande de 3%, à l'aide de la tension d'accélération du faisceau, ont été obtenues avec des variations de puissance maximales de  $\pm 25\%$ . L'efficacité maximale est de 20% avec une puissance de 4 kW et un faisceau dont la dispersion en vitesse parallèle est estimée à 5%. La longueur d'interaction est d'environ 9.7 cm c'est-à-dire  $9.7\lambda$  à 30 GHz.

La figure (3.1.1.1) indique que la courbe de dispersion du faisceau a une seconde intersection avec celle du mode  $TE_{21}^{\circ}$ , à  $k_{||} > 0$ , qui correspond à l'instabilité convective utilisée dans les gyro TWA. Les fréquences observées se trouvent entre 9.580 et 10.5 GHz et sont à nouveau caractérisées par une structure de bandes équidistantes cette fois de 120 MHz (cf. éq. 6.5.1). Ce mode d'oscillation a été observé expérimentalement à cause de la désadaptation au mode  $TE_{21}^{\circ}$  de la fenêtre du gyrotron. Son coefficient de réflexion en amplitude  $|p|$  varie de 0.44 à 0.76 entre 8.8 et 10.5 GHz. L'interaction se fait dans la cavité mais c'est la fenêtre qui fournit la rétroaction nécessaire à la croissance de l'instabilité. Ce mode d'oscillation n'est observé qu'à bas  $\alpha$ ,  $\alpha_{EGUN} < 1.3$ , et haut champ magnétique,  $B_0 > 3.22$  kG. Il n'interfère donc pas directement avec le mode gyrotron. Sa puissance est trop faible pour pouvoir être mesurée avec un calorimètre.

### 5.3.3 Suppression du mode $TE_{21}^{\circ}$ gyro BWO

Lorsque le champ magnétique est constant le long de la cavité,  $B_0(z) = B_0$ , et que la fenêtre est désadaptée pour le mode  $TE_{21}^{\circ}$ , le domaine d'oscillation de ce mode recouvre en grande partie celui du mode  $TE_{011}^{\circ}$ , et l'efficacité de ce dernier n'excède pas 25%. Cette faible efficacité est attribuée à l'oscillation simultanée du mode parasite  $TE_{21}^{\circ}$  avec le mode  $TE_{011}^{\circ}$ . L'amplitude maximale du champ électrique du mode  $TE_{21}^{\circ}$  à environ 7 GHz est atteinte dans la région de la cavité où doit s'effectuer le regroupement en phase des électrons par rapport au mode  $TE_{011}^{\circ}$  (fig. 5.3.3.1). Ce regroupement est fortement perturbé car dans cette région, la quantité d'énergie absorbée par les particules provenant du mode gyro BWO est plus importante que celle provenant du mode gyrotron (cf. fig. 5.3.3.1). Les simulations pour le mode gyro BWO oscillant seul montrent qu'il génère d'importantes dispersions des paramètres du faisceau le long de la zone d'interaction (fig. 5.3.3.2). La plus importante est la dispersion de vitesse perpendiculaire qui, avec les

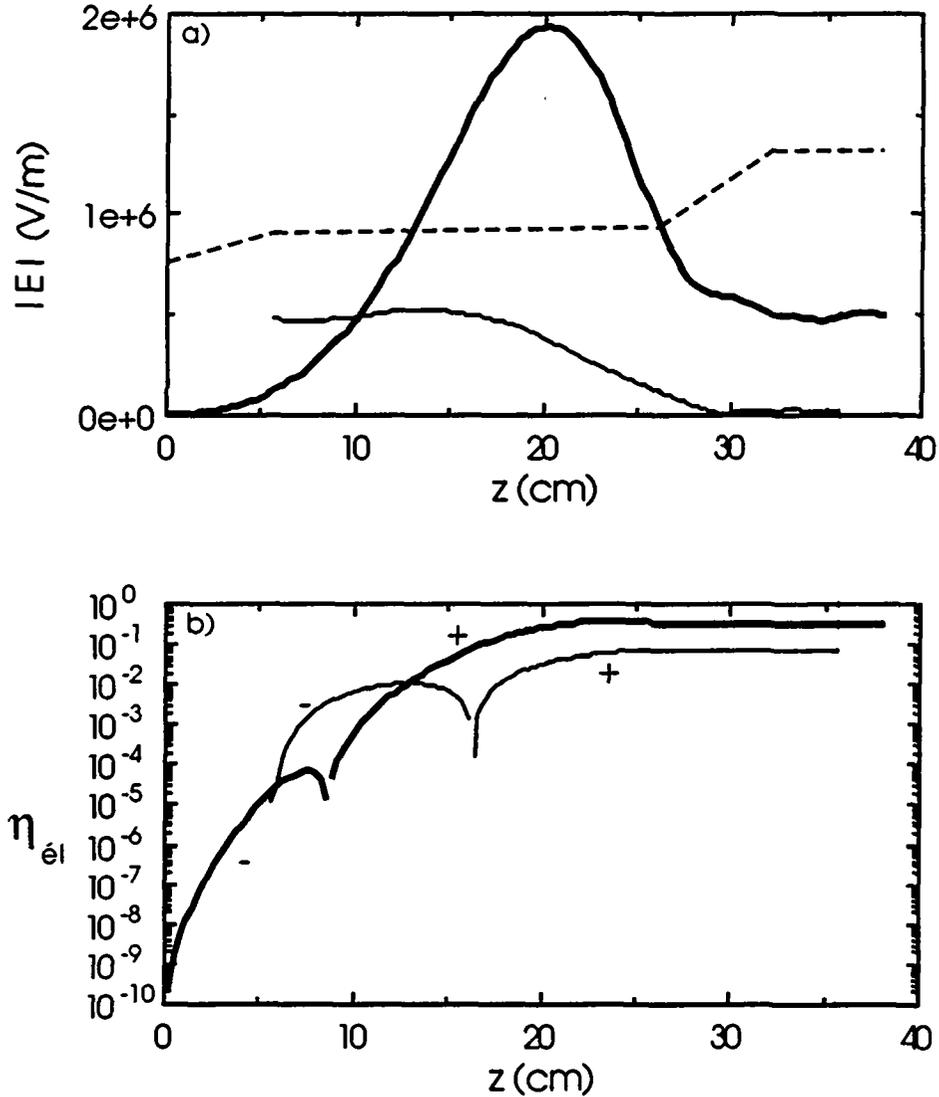


Figure 5.3.3.1 : a) Profil de l'amplitude du champ électrique et b) de l'efficacité monomode pour les modes  $TE_{011}$  (lignes épaisses),  $f=8.038$  GHz,  $P=92.1$  kW, et  $TE_{21}$  (lignes minces),  $f=7.130$  GHz,  $P=16.5$  kW calculés de manière indépendante avec la méthode auto-cohérente, pour les mêmes paramètres physiques. Au début de l'interaction, les particules absorbent de l'énergie pour réaliser leur regroupement en phase (ces efficacités négatives sont reportées comme positives sur la figure b) et indexées par un "-"). Elles absorbent plus d'énergie en provenance du mode  $TE_{21}$  que du mode  $TE_{011}$ . Le profil de la cavité est indiqué en traitillé. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=3.158$  kG,  $I_b=4$  A,  $\alpha=1.75$ .

paramètres de la figure (5.3.3.2) atteint 17% alors que l'efficacité électronique de ce mode n'est que de 5.5%. La puissance calculée pour le mode gyrotron seul, avec un faisceau froid et avec les mêmes paramètres que pour le mode gyro BWO, est de 92.1 kW. Avec des dispersions à l'entrée de la cavité égales à la moitié de celles engendrées par le mode gyro BWO,  $\Delta v_{\perp}/\langle v_{\perp} \rangle \cong 8.5\%$  et  $\Delta v_{\parallel}/\langle v_{\parallel} \rangle \cong 2\%$ , cette puissance passe à 74 kW et à 42 kW avec  $\Delta v_{\perp}/\langle v_{\perp} \rangle \cong 12\%$  et  $\Delta v_{\parallel}/\langle v_{\parallel} \rangle \cong 3\%$ . Bien que ces calculs ne tiennent compte ni du profil réel des dispersions le long de la cavité, ni de l'interaction entre les deux modes, ils montrent l'effet négatif important que peut avoir le mode  $TE_{21}^{\circ}$  sur la puissance du mode  $TE_{011}^{\circ}$ . C'est parce qu'il agit sur le regroupement en phase des électrons et sur les dispersions du faisceau que le mode  $TE_{21}^{\circ}$ , même à faible puissance (cf. fig. 5.3.1.3), peut avoir une si grande influence sur le mode  $TE_{011}^{\circ}$ . La compétition entre le mode  $TE_{11}^{\circ}$  gyro TWA à 34.7 GHz et le mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO à la seconde harmonique de la fréquence cyclotronique à 56 GHz, a été observée expérimentalement (Barnett, 1989) et décrite numériquement à l'aide d'un code d'évolution temporelle multimode (Chu, 1991). Dans cet amplificateur, le rôle des dispersions de vitesses engendrées par les deux modes est démontré aussi bien pour expliquer le rôle délétère du mode parasite, que pour expliquer la suppression de ce mode par une puissance d'excitation du mode gyro TWA suffisamment grande.

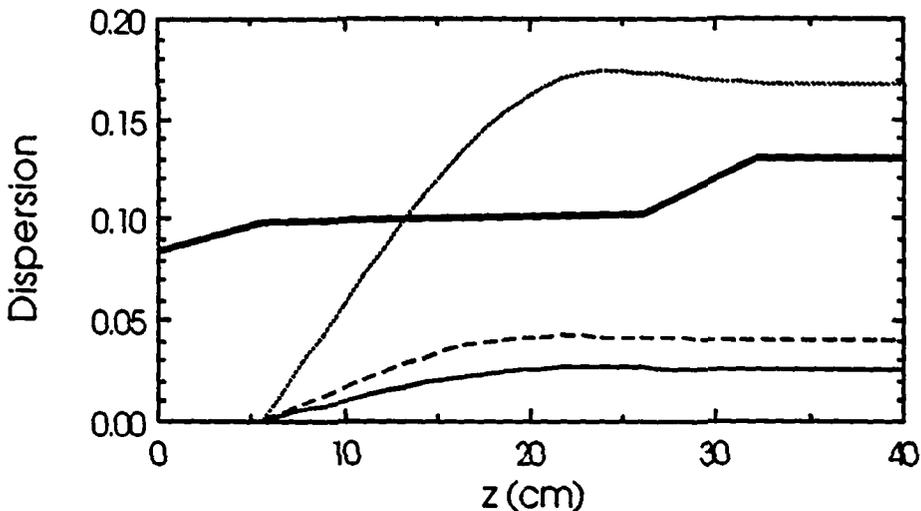


Figure 5.3.3.2 : Profil des dispersions de vitesse  $\Delta v_{\perp}/\langle v_{\perp} \rangle$  (ligne pointillée),  $\Delta v_{\parallel}/\langle v_{\parallel} \rangle$  (ligne traitillée) et d'énergie  $\Delta \gamma/\langle \gamma \rangle$  (ligne continue) engendrées par le mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO le long du faisceau, avec les paramètres de la figure (5.3.3.1).

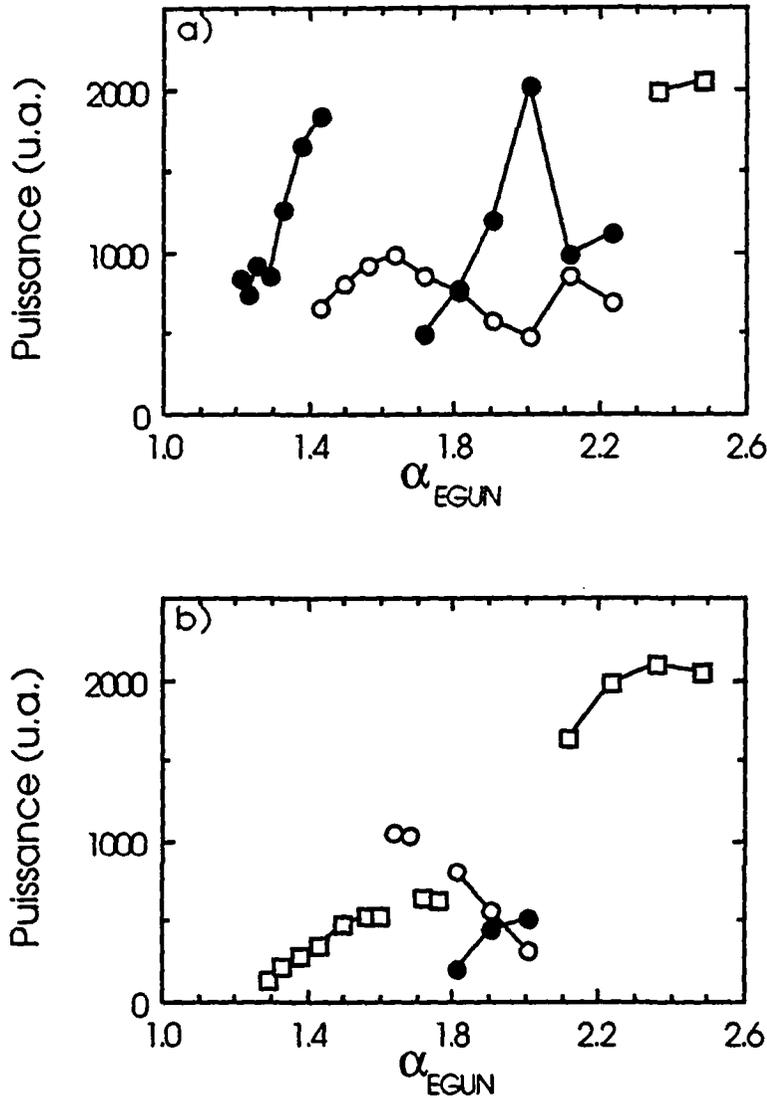


Figure 5.3.3.3 : Comportement typique de la puissance des différents modes  $TE_{011}^{\circ}$  (cercles vides),  $TE_{012}^{\circ}$  (carrés),  $TE_{21}^{\circ}$  (cercles pleins), identifiés par leur fréquence, en fonction de  $\alpha$  avec : a) une seule fenêtre et b) le système à deux fenêtres. Ce système défavorise nettement le mode  $TE_{21}^{\circ}$  mais favorise le mode  $TE_{012}^{\circ}$ . Les puissances sont données en unité arbitraire, cependant les rapports de puissances correspondant à la même amplitude sur le graphique sont d'environ 22.5:14.5:1 pour les trois modes respectifs. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=3.189$  kG,  $I_b=3$  A.

La figure (5.3.3.3 a)) montre un exemple typique du comportement du gyrotron lors de l'optimisation de la puissance en fonction de  $\alpha$ . A relativement bas  $\alpha$ , il existe un domaine dans lequel seul le mode  $TE_{011}^{\circ}$  est présent, et où sa puissance augmente lorsque  $\alpha$  augmente. Vient ensuite un domaine dans lequel les modes  $TE_{011}^{\circ}$  et  $TE_{21}^{\circ}$  oscillent simultanément. La puissance du mode principal  $TE_{011}^{\circ}$  peut y être plus importante ou plus faible que dans le domaine précédent. Lorsque la puissance de l'un des deux modes augmente, celle de l'autre mode diminue. A très haut  $\alpha$ , les deux modes disparaissent au profit du mode  $TE_{012}^{\circ}$ . C'est dans le domaine où les modes  $TE_{011}^{\circ}$  et  $TE_{21}^{\circ}$  oscillent simultanément que la puissance du mode principal devrait être maximale : il est donc nécessaire de supprimer ou d'affaiblir le mode  $TE_{21}^{\circ}$ . Deux méthodes le permettent.

La première consiste à adapter la fenêtre au mode  $TE_{21}^{\circ}$  comme dans le paragraphe précédent. La figure (5.3.3.3 b)) montre la même optimisation que précédemment (cf. 5.3.3.3 a)) mais avec le système à deux fenêtres adapté. Le mode  $TE_{21}^{\circ}$  est clairement défavorisé et la puissance du mode  $TE_{011}^{\circ}$  est supérieure. Mais c'est le mode  $TE_{012}^{\circ}$  qui oscille sur presque tout le domaine de  $\alpha$ . Chacune des deux fenêtres du système adapté possède une bande de fréquence de transmission suffisante pour rester adaptée aux fréquences du mode  $TE_{011}^{\circ}$  correspondant aux modes d'indice  $q=2$  et  $q=3$  de la cavité,  $|\rho|=0.06$  et  $0.136$  à  $8.114$  et  $8.232$  GHz respectivement. Par contre l'arrangement à deux fenêtres est à bande plus étroite puisque les coefficients de réflexion aux mêmes fréquences sont de  $0.131$  et  $0.266$  (fig. 5.3.3.4). Le système à deux fenêtres favorise donc les modes longitudinaux plus qu'il ne permet d'augmenter la puissance du mode principal.

La seconde méthode consiste à opérer le tube avec un gradient de champ magnétique le long de la cavité :  $B_0(z)=B_0(z)z$ . L'effet d'une variation du champ magnétique le long de  $z$  est de désaccorder la condition d'interaction du mode gyro BWO (cf. éq. 3.1.1.2). Le système expérimental permet d'obtenir facilement des gradients de champ magnétique linéaire (cf. §3.2.16) :

$$B_0(z) = B_0 \left( 1 + (z - z_0) \frac{\Delta B_0}{L_B B_0} \right) = B_0 (1 + (z - z_0) g)$$

où  $z_0$  est la coordonnée du point situé au milieu de la section à rayon constant de la cavité,  $L_B \cong 18$  cm est la longueur sur laquelle le profil du champ magnétique expérimental reste constant à  $\pm 1\%$  en champ plat, et  $\Delta B_0$  est la variation absolue du champ magnétique sur la longueur  $L_B$ . Le profil du champ magnétique pivote autour du point  $z=z_0$  à champ fixe,  $B_0$  (cf. fig. 4.1.1.2). Dans le domaine de champ magnétique où le mode  $TE_{21}^{\circ}$  oscille seul, l'expérience indique que ce sont les gradients négatifs le long du faisceau qui défavorisent

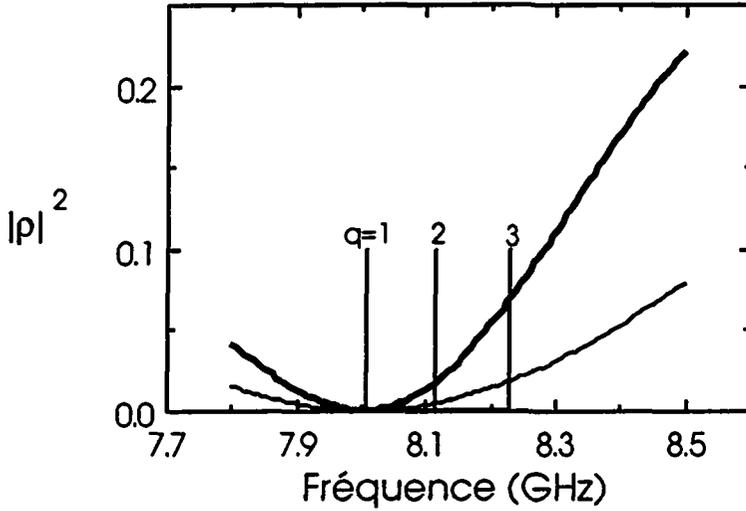


Figure 5.3.3.4 : Conséquence de l'adaptation de la fenêtre au mode  $TE_{21}^o$  sur le coefficient de réflexion en puissance  $|\rho|^2$  pour le mode  $TE_{01}^o$ . Une seule fenêtre d'alumine ( $Al_2O_3$ ) a une large bande de transmission (ligne mince). L'addition d'une deuxième fenêtre, identique à la première, à une distance de 3.9 cm de celle-ci augmente sensiblement le coefficient de réflexion (ligne épaisse) aux fréquences correspondant aux mode longitudinaux supérieurs de la cavité  $TE_{01q}^o$   $q=2,3$ .

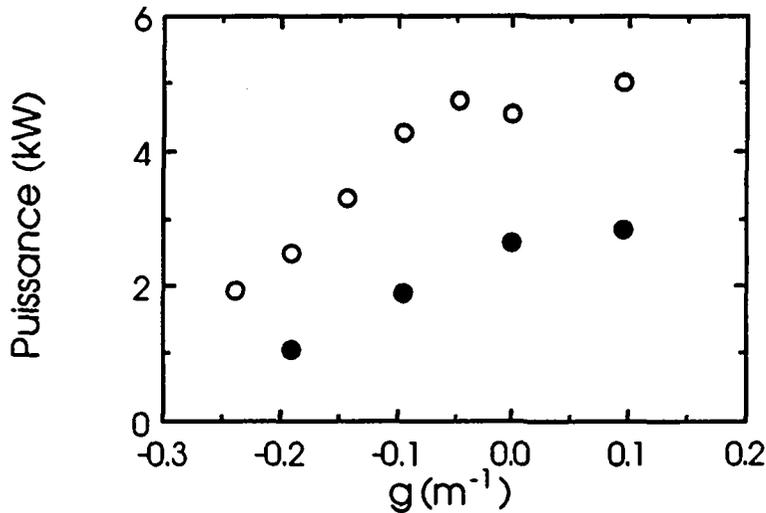


Figure 5.3.3.5 : Effet du gradient de champ magnétique,  $g = \Delta B_0 / L_B B_0$ , sur la puissance du mode parasite  $TE_{21}^o$ , avec une seule fenêtre (cercles vides) et le système à deux fenêtres (cercles pleins). L'adaptation de la fenêtre permet de diminuer la puissance du mode d'un facteur deux. Seule la puissance maximale en fonction de  $\alpha$  est reportée pour chaque valeur de  $g$ . Paramètres :  $U_{cath} = 75$  kV,  $I_b = 4$  A,  $B_0 = 3.033$  kG,  $\alpha_{EGUN} = 1.75$ .

le mode gyro BWO (fig. 5.3.3.5), alors qu'un gradient positif augmente sa puissance. Ceci est confirmé par les calculs numériques (fig. 5.3.3.6). De plus, les résultats numériques de Ganguly *et al.* (1989) indiquent qu'un gradient de champ magnétique positif le long du faisceau d'un gyro BWO permet à son efficacité de passer de 10-15% à 30%, ce qui donne une indication sur le sens du gradient à explorer pour éventuellement défavoriser l'oscillation du mode gyro BWO. La figure (5.3.3.5) montre que les valeurs de gradient nécessaires dans l'expérience pour supprimer le mode  $TE_{21}^{\circ}$  sont compatibles avec les valeurs calculées en ne tenant pas compte de l'interaction entre les deux modes (cf. fig. 5.3.3.5).

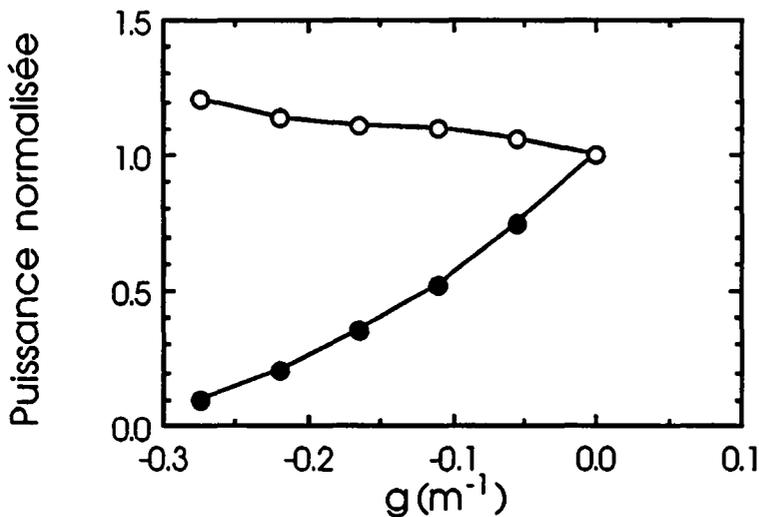


Figure 5.3.3.6 : Effet du gradient de champ magnétique,  $g=\Delta B_0/L_B B_0$ , sur les puissances des modes  $TE_{011}^{\circ}$  (cercles vides) et  $TE_{21}^{\circ}$  (cercles pleins) calculées pour les deux modes séparément, avec les mêmes paramètres physiques. La valeur de  $\alpha$  à l'entrée de la cavité est gardée constante pour toutes les valeurs de  $g$ . Les puissances sont normalisées à leur valeur en champ plat,  $g=0$ , c'est-à-dire 92.1 et 16.52 kW respectivement. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=3.158$  kG,  $I_b=4$  A,  $\alpha=1.75$ .

Un gradient négatif permet également d'augmenter la puissance du mode  $TE_{011}^{\circ}$ . Diminuer la valeur de  $B_0$  le long de la zone d'interaction revient à conserver la condition de synchronisme de l'interaction lorsque la valeur de  $\gamma$  diminue :  $\omega \cong eB_0(z)/\gamma(z)m_0$ . L'accroissement de puissance du mode  $TE_{011}^{\circ}$  engendré par des gradients de champ magnétique négatifs est confirmé par les calculs non-linéaires, dans lesquels la valeur de  $\alpha$  à l'entrée de la cavité est gardée constante (cf. fig. 5.3.3.5), ainsi que par les mesures expérimentales et les calculs effectués à partir des paramètres expérimentaux (fig. 5.3.3.7). On observe qu'en augmentant la valeur du gradient négatif la puissance du mode gyrotron croît, celle du mode gyro BWO décroît. Ce mode finit par disparaître et la puissance du

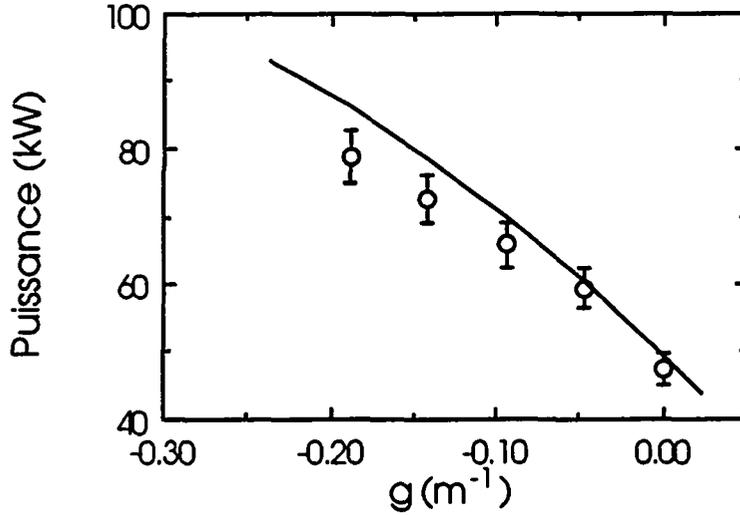


Figure 5.3.3.7 : Effet du gradient de champ magnétique,  $g=\Delta B_0/L_B B_0$ , sur la puissance du mode  $TE_{011}^{\circ}$ , obtenue expérimentalement en optimisant la puissance en fonction de  $\alpha$  à chaque valeur de  $g$ , et numériquement avec la méthode auto-cohérente en utilisant les valeurs de  $\alpha$  déduites de l'expérience, calculées avec le code EGUN. Ces valeurs à l'entrée de la cavité sont  $\alpha_{EGUN} \approx 1.50, 1.52, 1.68, 1.86$  et  $2.035$  pour les valeurs respectives de  $g$  de  $-0.0, -0.047, -0.094, -0.141$  et  $-0.188$ . Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=3.189$  kG,  $I_b=3$  A.

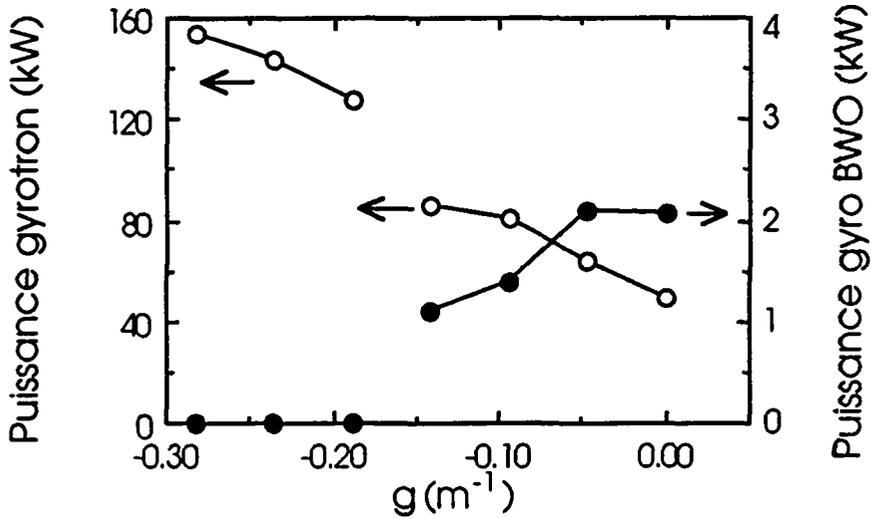


Figure 5.3.3.8 : Suppression du mode  $TE_{21}^{\circ}$  (cercles pleins) à l'aide de gradients de champ magnétique négatifs,  $g=\Delta B_0/L_B B_0$ . Lorsque ce mode disparaît, la puissance du mode  $TE_{011}^{\circ}$  (cercles vides) augmente d'environ 30%. La puissance optimale du mode  $TE_{011}^{\circ}$  et la puissance du mode  $TE_{21}^{\circ}$  mesurée simultanément, pour chaque valeur de  $g$ , sont reportées. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=3.189$  kG,  $I_b=6$  A.

mode  $TE_{011}^{\circ}$  passe alors à des valeurs supérieures (fig. 5.3.3.8). De plus forts gradients tendent à favoriser les modes d'indice  $q=2$  puis  $q=3$ . C'est l'apparition du mode longitudinal  $TE_{012}^{\circ}$  en lieu et place du mode  $TE_{011}^{\circ}$  qui limite la puissance maximale obtenue avec le mode d'indice  $q=1$  (cf. §5.3.4). L'optimisation de puissance avec des gradients de champ magnétique négatifs permet d'obtenir une efficacité maximale de 40.2% pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$ , tout en supprimant totalement le mode  $TE_{21}^{\circ}$  (fig. 5.3.3.9). Les puissances maximales obtenues en fonction du courant sont multipliées par un facteur 1.4 à 1.7 par rapport à l'optimisation en champ plat (cf. fig. 5.3.1.3). Lorsque le mode  $TE_{011}^{\circ}$  oscille seul, le k-spectre montre la même pureté de mode que celle obtenue avec la cavité  $Q_{diff}=225$  (cf. fig. 5.2.4).

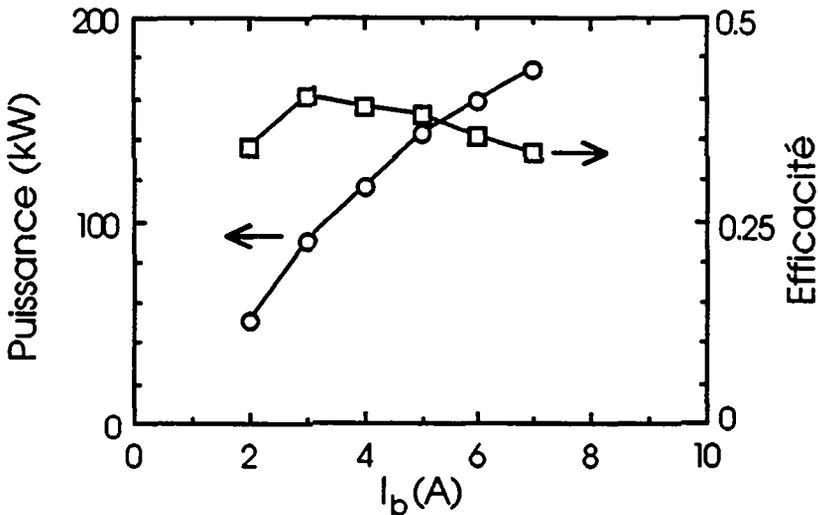


Figure 5.3.3.9 : Puissance (cercles) et efficacité (carrés) optimales pour la cavité  $Q_{diff}=160$ , obtenues expérimentalement, en présence de gradients de champ magnétique négatifs qui permettent de supprimer totalement le mode parasite  $TE_{21}^{\circ}$ . A comparer avec la figure (5.3.1.3). Paramètre :  $U_{cath}=75$  kV.

Il n'est pas possible de déterminer expérimentalement la part de gain de puissance à attribuer à l'effet des gradients sur le mode principal, et celle à attribuer à la suppression du mode parasite. Trois observations permettent cependant d'attribuer la plus grande partie de ce gain à la suppression du mode gyro BWO. La première est que les simulations numériques sur le mode  $TE_{011}^{\circ}$  seul montrent que les valeurs de gradients utilisées dans l'expérience permettent d'augmenter la puissance de ce mode d'environ 20% au maximum (cf. fig. 5.3.3.6). Pour ces calculs on garde constante la valeur de  $\alpha$  à l'entrée de la cavité pour chaque valeur de  $g$ , c'est-à-dire que l'on baisse la valeur moyenne de  $\alpha$  le long de la zone d'interaction. La seconde est que l'accroissement de la puissance du mode  $TE_{011}^{\circ}$ , engendré par des gradients négatifs et mesuré expérimentalement lorsque

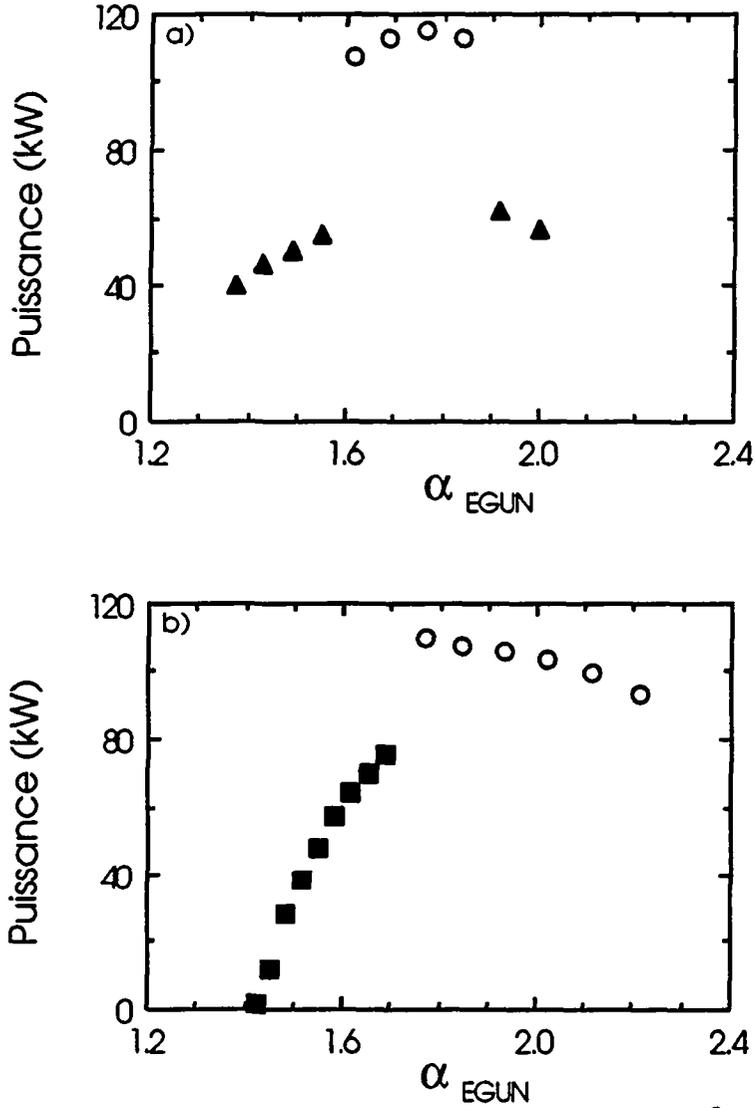


Figure 5.3.4.1 : Puissance des modes longitudinaux supérieurs  $TE_{012}^{\circ}$  (triangles fig. a)) et  $TE_{013}^{\circ}$  (carrés fig. b)) comparée à celle du mode principal  $TE_{011}^{\circ}$  (cercles), en fonction de  $\alpha_{EGUN}$  et en présence d'un gradient de champ magnétique. Les gradients permettent de supprimer le mode parasite  $TE_{21}^{\circ}$  mais favorisent toujours les modes longitudinaux supérieurs. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $I_b=5$  A,  $g=\Delta B_0/L_B B_0=-0.238$  et a)  $B_0=3.127$  kG, b)  $B_0=3.189$  kG.

ce mode oscille seul, est inférieur à la valeur calculée pour un faisceau froid, en tenant compte de la valeur expérimentale du rapport de vitesses des électrons à l'entrée de la cavité :  $\alpha_{EGUN}$ . La troisième est que les valeurs expérimentales de  $\alpha$  auxquelles les puissances maximales sont obtenues en fonction du courant et en présence de gradients sont en général inférieures de 0.3 aux valeurs de  $\alpha$  en champ plat (cf. fig. 5.4.1).

Les simulations numériques précédentes, considérant un profil longitudinal de champ électrique sinusoïdal (Sprangle, 1980) ou gaussien (Chu, 1980b), concluent que les gradients positifs le long du faisceau sont favorables à l'efficacité. L'effet de ces gradients a été observé expérimentalement avec une cavité à haut  $Q_{diff}$ , et les résultats sont en accord avec les simulations considérant un profil de champ électrique sinusoïdal (Read, 1982). L'effet obtenu ici avec les gradients négatifs, +20% de puissance, est faible par rapport à celui obtenu avec les gradients positifs, +35 à +90% suivant la longueur de la cavité.

Malgré les grandes variations de la fréquence du mode  $TE_{011}^{\circ}$  observées sur son domaine d'oscillation (cf. fig. 5.3.1.1), la fréquence d'oscillation varie très peu le long des courbes de puissance optimale. Avec et sans gradient de champ magnétique, les fréquences mesurées se situent entre 8.000 et 8.010 GHz. La figure (5.3.3.9) indique que l'efficacité optimale,  $\eta=40.2\%$ , est obtenue à un courant de 3 A alors qu'avec un champ magnétique plat, les calculs non-auto-cohérents indiquent qu'elle devrait apparaître à environ  $I_b=9$  A et les calculs auto-cohérents à environ  $I_b=6$  A (cf. fig. 3.2.2.1.2). La cavité se comporte comme une cavité à plus haut facteur de qualité.

#### 5.3.4 Les modes longitudinaux supérieurs $TE_{01q}^{\circ}$ de la cavité

En présence de gradients de champ magnétique, les modes longitudinaux  $TE_{012}^{\circ}$  et  $TE_{013}^{\circ}$  de cette cavité sont également observés à bas champ magnétique, où la fréquence du mode  $TE_{011}^{\circ}$  peut être clairement distinguée de celle du mode  $TE_{012}^{\circ}$ . Les bandes de fréquence mesurées pour ces deux modes sont 8.123 à 8.128 GHz et 8.216 à 8.222 GHz respectivement. Certaines fréquences intermédiaires sont observées lors de l'oscillation de modes longitudinaux de la cavité extérieure. Le mode  $TE_{013}^{\circ}$  est toujours observé à relativement bas  $\alpha$ ,  $\alpha_{EGUN}<1.7$ , alors que le mode  $TE_{012}^{\circ}$  apparaît également à haut  $\alpha$ ,  $\alpha_{EGUN}>2.0$  (fig. 5.3.4.1). La puissance du mode  $TE_{012}^{\circ}$  est parfois, pour des paramètres proches, égale ou supérieure à celle du mode  $TE_{011}^{\circ}$  alors que celle du mode  $TE_{013}^{\circ}$  lui est toujours inférieure. A l'échelle de temps où les phénomènes sont observés,  $\tau_{obs}>100 \mu s$ , il n'y a pas d'évolution temporelle des amplitudes relatives des modes au début ou durant l'impulsion. Toutes les situations apparaissent comme stationnaires, que les modes oscillent simultanément ou séparément. Les seules évolutions temporelles observées sont à

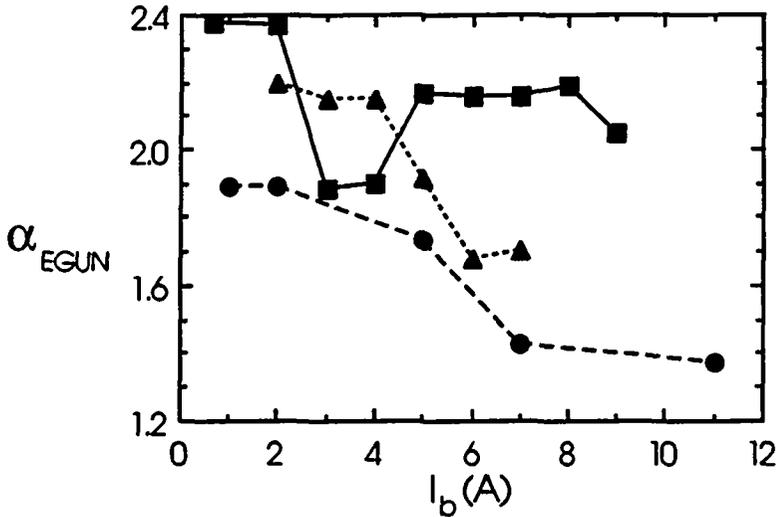


Figure 5.4.1 : Valeurs de  $\alpha$  obtenues à partir des paramètres expérimentaux de l'optimisation de puissance, et calculées avec le code EGUN, pour la cavité  $Q_{diff}=225$  (cercles),  $U_{cath}=80$  kV, et  $Q_{diff}=160$  en champ magnétique plat (carrés) et avec gradients de champ magnétique (triangles),  $U_{cath}=75$  kV. Les points correspondant à la cavité  $Q_{diff}=160$  en champ magnétique plat (carrés) ont ce comportement étrange à cause de l'oscillation du mode  $TE_{21}$  simultanément avec le mode  $TE_{011}$ .

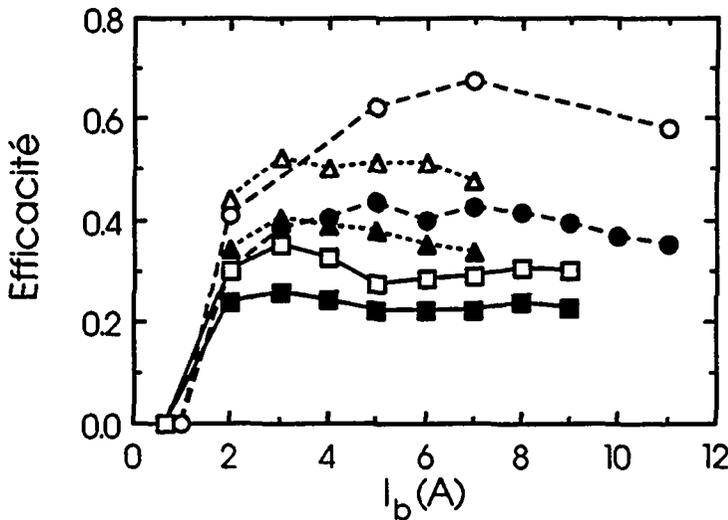


Figure 5.4.2 : Efficacité (symboles pleins) et efficacité perpendiculaire (symboles vides) expérimentales optimales pour la cavité  $Q_{diff}=225$  (cercles),  $U_{cath}=80$  kV, et  $Q_{diff}=160$  en champ magnétique plat (carrés) et avec gradients de champ magnétique (triangles),  $U_{cath}=75$  kV.

attribuer à l'évolution sur une échelle de temps beaucoup plus lente,  $\tau_{\text{év}} \geq 1$  ms, des paramètres expérimentaux comme le courant  $I_b$  ou la tension d'accélération  $U_{\text{cath}}$ . Ces évolutions se manifestent lors de l'établissement des paramètres de l'impulsion ou durant l'impulsion elle-même, pendant laquelle la tension  $U_{\text{cath}}$  a tendance à chuter de 1 à 2 kV durant 15 ms. La variation de  $U_{\text{cath}}$  induit des sauts d'un mode à l'autre. Tous les autres paramètres étant constants on observe que les basses tensions favorisent les modes à plus haute fréquence, conformément à la condition d'interaction pour les modes gyrotron ( $k_{\parallel}=0$  dans 3.1.1.2) :

$$\frac{\Omega_{c0}}{\omega} \equiv \gamma_0 = 1 + \frac{eU_{\text{cath}}}{m_0c^2}.$$

#### 5.4 Discussion et conclusions

Le facteur de qualité diffractif du mode  $TE_{011}^{\circ}$  des quatre cavités successives est diminué afin d'augmenter la puissance de sortie à haute efficacité,  $\eta_{\text{ét}} \approx 0.5$ . Alors que le passage de  $Q_{\text{diff}}=2375$  à  $Q_{\text{diff}}=406$  permet d'accroître la puissance du mode  $TE_{011}^{\circ}$  d'environ 15 kW à 200 kW et de supprimer l'oscillation du mode  $TE_{02}^{\circ}(s=2)$ , le passage aux plus bas facteurs de qualité,  $Q_{\text{diff}}=225$  et  $Q_{\text{diff}}=160$ , ne permet pas un accroissement de puissance proportionnel, à une efficacité comparable. La puissance délivrée par la cavité ayant le plus bas facteur de qualité est même inférieure à celle délivrée par la cavité  $Q_{\text{diff}}=225$ , qui est elle-même comparable à celle délivrée par la cavité  $Q_{\text{diff}}=406$  dans la limite des courants explorés avec ces deux gyrotrons,  $I_b \leq 5$  A. La baisse du facteur de qualité du mode principal s'accompagne de l'apparition de modes parasites, d'abord des modes d'indices longitudinaux supérieurs,  $TE_{01q}^{\circ}$   $q=2,3$  de la cavité  $Q_{\text{diff}}=225$ , puis d'un mode d'une autre nature, le mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO de la cavité  $Q_{\text{diff}}=160$ . Le gyrotron devient également de plus en plus sensible aux caractéristiques de la charge pour chacun des modes d'oscillation possibles. Les modes parasites limitent le domaine d'oscillation et la puissance du mode principal  $TE_{011}^{\circ}$ . Le mode gyro BWO, malgré sa très faible puissance,  $P(TE_{21}^{\circ})/P(TE_{011}^{\circ}) \leq 5\%$ , empêche l'efficacité du mode principal de dépasser 25%. Ce mode gyro BWO est supprimé à l'aide de gradients de champ magnétique négatifs le long du faisceau. La puissance délivrée est alors multipliée par 1.4 à 1.7, elle est limitée par l'oscillation des modes longitudinaux  $TE_{01q}^{\circ}$   $q=2,3$  en lieu et place du mode  $TE_{011}^{\circ}$  lorsque les gradients deviennent trop importants.

Les résultats obtenus avec les quatre cavités montrent que les efficacités prédites par la théorie,  $\eta_{\text{ét}} \geq 0.4$ , avec des paramètres de faisceau vraisemblables,  $\alpha \approx 1.75$ , sont en général atteintes. Cependant, la figure (5.4.1) montre qu'au cours de l'optimisation de

puissance, les valeurs de  $\alpha$  auxquelles conduisent les paramètres expérimentaux sont supérieures à 1.75 à bas courant et diminuent fortement lorsque le courant passe de moins de 4 A à plus de 6 A. Le canon utilisé avec tous les gyrotrons étant le même, ce comportement pourrait être une particularité propre à ce canon, particularité qui n'apparaît cependant pas dans les résultats du code EGUN. La figure (5.4.2) montre qu'avec la cavité  $Q_{diff}=225$  une efficacité perpendiculaire proche de la valeur maximale escomptée,  $\eta_{\perp max} \approx 0.7$ , est atteinte. Avec la cavité  $Q_{diff}=160$  une efficacité perpendiculaire de seulement 0.5 est atteinte, bien que l'efficacité totale soit proche de 0.4.

Le facteur de qualité d'un mode donné d'une cavité ne doit donc pas être inférieur à une certaine valeur limite. Elle est située entre 406 et 225 pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$  à 8 GHz. En dessous de cette limite apparaissent des modes parasites qui diminuent la puissance du gyrotron. De plus, l'oscillateur devient très sensible aux réflexions de puissance (cf. chapitre 6). La limite inférieure de  $Q_{diff}$  fixe une puissance maximale que ce mode peut délivrer à efficacité optimale. Pour atteindre des puissances plus importantes le mode principal d'oscillation doit être un mode d'ordre plus élevé pour lequel l'énergie stockée dans la cavité, compatible avec les paramètres optimaux, est plus grande. Le passage du mode  $TE_{031}^{\circ}$  à 140 GHz au mode  $TE_{15;3;1}^{\circ}$  permet de passer de 100 kW à 400 kW (Felch, 1990), et à 8 GHz, une puissance de 1 MW est atteinte avec le mode  $TE_{511}^{\circ}$  (Garin, 1990). A plus haute fréquence l'indice azimutal devient très grand :  $TE_{70;2;1}^{\circ}$  (Ives, 1987) ou  $TE_{80;4;1}^{\circ}$  (Kreisher, 1988) à 280 GHz afin de maximiser l'énergie stockée par le mode (cf. éq. 3.2.1.1.7) et le rapport entre la puissance délivrée et la densité de pertes ohmiques (cf. éq. 3.2.1.1.15). Le maximum du coefficient de couplage  $H_{sm}$  (cf. éq. 3.1.1.12) de ces modes d'ordre plus élevés, aux alentours duquel est placé le faisceau, est proche de la paroi de la cavité, ce qui diminue les problèmes de charge d'espace et de dépression de potentiel (cf. §4.1.1) ainsi que la charge ohmique (cf. §3.2.1.1).

6. Influence des réflexions de puissance sur les caractéristiques d'oscillation du gyrotron (Muggli, 1990)

De manière générale, lorsqu'un oscillateur est couplé à un système extérieur, sa fréquence et son amplitude d'oscillation sont modifiées par ce couplage. La fréquence du système d'excitation et l'intensité du couplage à la charge à laquelle la puissance est délivrée interviennent. Ces phénomènes sont bien connus dans les oscillateurs à ressort ainsi que dans les circuits électriques. Lors de l'étude expérimentale d'un gyrotron oscillateur, celui-ci délivre sa puissance à une charge adaptée. On observe alors les variations de fréquence ("frequency pushing") et de puissance associées à l'excitation de la cavité par le faisceau d'électrons. Lorsque le gyrotron est utilisé comme source de chauffage d'un plasma, par exemple, les variations de ses paramètres, en particulier de sa densité au voisinage de l'antenne ("grill"), peuvent engendrer une réflexion de puissance vers l'oscillateur, dont l'amplitude et la phase peuvent varier rapidement au cours du temps. Le gyrotron devrait ainsi être capable de supporter entre 5 et 20% de puissance réfléchie (Porkolab, 1985). L'oscillateur réagit à ces réflexions en modifiant sa fréquence ("frequency pulling") et surtout sa puissance de sortie. Les réflexions de puissance vers le gyrotron ont le plus souvent pour effet de diminuer sa puissance. Elles peuvent induire un changement de mode d'oscillation ou l'interruption de l'oscillation. L'étude de l'influence des réflexions de puissance sur les caractéristiques d'oscillation du gyrotron est donc très importante du point de vue de l'utilisateur.

Pour un mode d'oscillation donné, la puissance délivrée par le gyrotron à efficacité maximale est augmentée en diminuant le facteur de qualité diffractif  $Q_{diff}$  de la cavité. La diminution du facteur de qualité s'accompagne d'une augmentation de l'influence des réflexions de puissance d'une charge désadaptée. La sensibilité du gyrotron aux réflexions peut imposer une limite inférieure à la valeur de  $Q_{diff}$  en dessous de laquelle il ne peut délivrer sa puissance qu'à une charge adaptée.

L'étude de l'influence des réflexions de puissance sur les caractéristiques d'oscillation des cavités  $Q_{diff}=225$  et  $160$  est réalisée en plaçant des charges désadaptées à l'extrémité du guide d'onde de sortie du gyrotron (ligne de transmission). Les écarts en fréquence et les puissances obtenus en fonction de l'amplitude et de la phase du coefficient de réflexion

sont comparés aux résultats des simulations numériques (diagrammes de Rieke). La longueur de la ligne de transmission influence fortement les résultats expérimentaux.

### 6.1 Oscillateur de Van der Pol et diagramme de Rieke

Le circuit oscillant le plus simple contenant un élément non-linéaire, nécessaire pour que l'amplitude d'oscillation sature après la croissance exponentielle à faible amplitude, fût décrit par Van der Pol (Van der Pol, 1927). Dans ce circuit, l'élément non-linéaire est une triode dont la caractéristique courant-tension sature au-delà d'un certain courant et qui possède ensuite une résistance différentielle négative ( $dU/dI < 0$ , avec  $U, I > 0$ ). L'admittance de l'oscillateur de Van der Pol idéal s'écrit en fonction de la pulsation  $\omega$  et de la tension au carré  $|V|^2$  (Nakajima, 1978) :

$$Y(i\omega, |V|^2) = -G_0 + G_V |V|^2 + iB_\omega \Delta\omega \quad (6.1.1)$$

où  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  est l'écart en fréquence induit par la charge ("frequency pulling") et  $\omega_0$  est la pulsation du circuit oscillant lorsqu'il est connecté à une charge adaptée. Lorsque l'oscillateur est connecté à une charge d'admittance  $Y_L$  on a :

$$Y(i\omega, |V|^2) - Y_L = 0 \quad (6.1.2)$$

et, à l'adaptation, l'admittance de la charge est égale à celle de l'oscillateur libre :

$$Y_L = Y(i\omega_0, |V|^2) = -G_0 + G_V |V_0|^2 \quad (6.1.3)$$

où l'indice  $_0$  se rapporte aux valeurs sur charge adaptée. La puissance délivrée par l'oscillateur à la charge est donnée par :

$$P_{out} = G_L |V|^2 \quad (6.1.4)$$

L'influence des réflexions sur les caractéristiques de l'oscillateur est représentée en dessinant les courbes équi-fréquence et équi-puissance dans le plan du coefficient de réflexion complexe  $\rho$  (amplitude et phase) défini par (cf. éq. A1.21):

$$\rho = \frac{Y_L - Y_0}{Y_L + Y_0} = \frac{Z_0 - Z_L}{Z_0 + Z_L}, \quad |\rho| \leq 1 \quad (6.1.5)$$

où  $Y_{0,L}$  et  $Z_{0,L}$  sont les admittances et impédances de l'oscillateur à l'adaptation et de la charge respectivement. Un tel diagramme s'appelle diagramme de Rieke (Slater, 1945). Le choix du plan  $p$  est naturel pour les oscillateurs micro-ondes où les admittances ne peuvent être mesurées directement. Pour les circuits de type RLC, il est naturel de dessiner les mêmes courbes directement dans le plan de l'admittance ou de l'impédance complexe. La figure (6.1.1) représente le diagramme de Rieke, dans le plan  $p$ , de l'oscillateur de Van der Pol idéal décrit par l'admittance (6.1.1). Les caractéristiques principales de ce diagramme sont :

- les courbes équi-puissance et équi-fréquence correspondent aux lignes équi-résistance, respectivement, équi-réactance de l'abaque de Smith;
- la puissance maximale est atteinte sur le cercle de résistance constante qui passe par l'adaptation ( $|p|=0$ );
- les lignes équi-fréquence convergent vers la région des grandes résistances où l'efficacité tombe à zéro ("sink"). Il n'y a plus d'oscillation car la résistance de charge devient trop grande ("overloading");
- l'efficacité du système est nulle sur le cercle  $|p|=1$  qui correspond à une charge purement réactive.

## 6.2 Calcul des diagrammes de Rieke pour le gyrotron

Lors de la résolution des équations auto-cohérentes du gyrotron (cf. éq. 3.2.13), la norme du coefficient de réflexion  $|p|$ , obtenue à partir de l'impédance d'onde et de l'impédance du guide d'onde, est minimisée en fonction de la pulsation  $\omega$  et de l'amplitude initiale du champ électrique  $E_0$ , pour un groupe de paramètres  $U_{catH}$ ,  $I_b$ ,  $B_0$ ,  $\alpha$  fixés. On obtient ainsi les caractéristiques d'oscillations (fréquence et puissance) sur charge adaptée :  $|p|=0$ . Pour un couple quelconque  $(\omega, E_0)$ , compatible avec le mode considéré, ces mêmes équations sont intégrées et l'on obtient en général, à la sortie de la cavité, un coefficient de réflexion complexe (cf. éq. 6.1.5) d'amplitude non nulle. Dans ce cas, les caractéristiques d'oscillations obtenues sont celles de l'oscillateur lorsqu'il est soumis à un coefficient de réflexion complexe  $p$ . L'écart en fréquence est défini par :

$$\Delta\omega = \omega(p) - \omega(|p|=0) \quad (6.2.1)$$

Numériquement, afin d'obtenir le diagramme de Rieke pour un mode  $TE_{mpq}^o$  de la cavité considérée, le plan  $|p| \leq 1$  est couvert en parcourant un domaine autour du couple  $(\omega, E_0)$

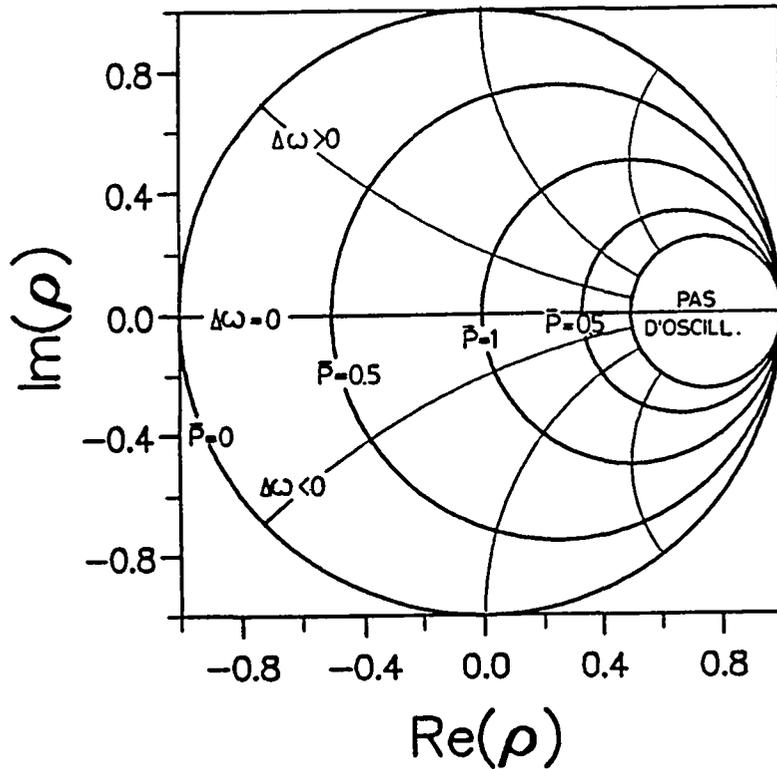


Figure 6.1.1 : Diagramme de Rieke correspondant à l'oscillateur de Van der Pol idéal dont l'admittance est donnée par l'équation (6.1.1). La puissance  $\bar{P}$  est rapportée à la puissance maximale, et  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  est l'écart en fréquence, où  $\omega_0$  est la fréquence d'oscillation sur charge adaptée,  $|\rho| = 0$ .

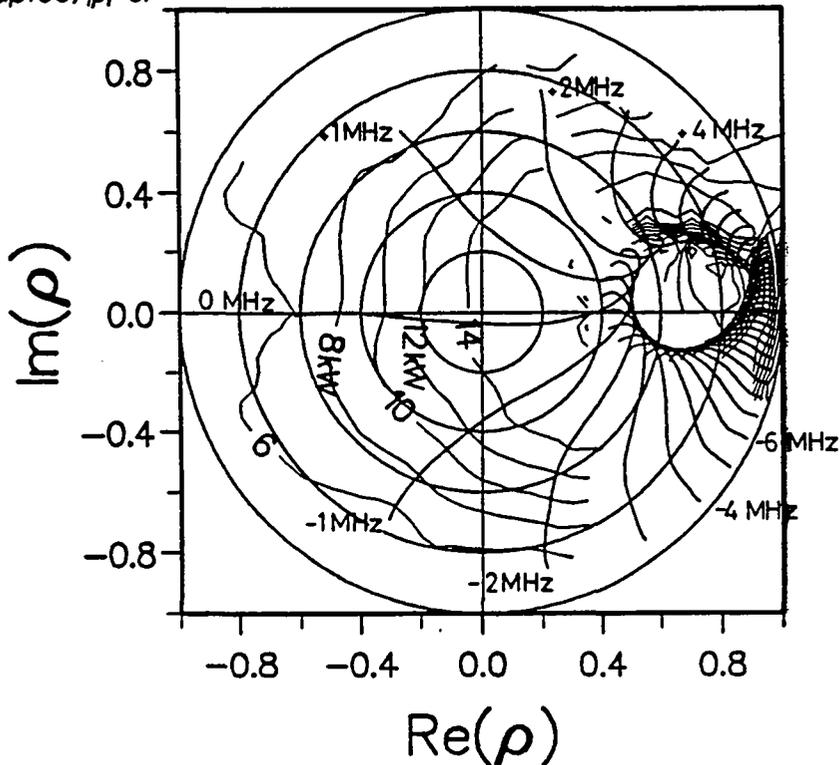


Figure 6.2.1 : Diagramme de Rieke calculé en ligne courte,  $L_{ligne} = 2-3\lambda_g$ , pour le mode  $TE_{011}^o$  de la cavité à haut facteur de qualité,  $Q_{diff} = 2375$ . Ce diagramme pour l'oscillateur gyrotron offre de grandes similitudes avec celui de l'oscillateur de Van der Pol (cf. fig. 6.1.1). A l'adaptation :  $f = 8.069$  GHz,  $P = 14.6$  kW. Paramètres :  $U_{cath} = 75$  kV,  $I_b = 0.5$  A,  $B_0 = 3.158$  kG,  $\alpha = 1.4$ .

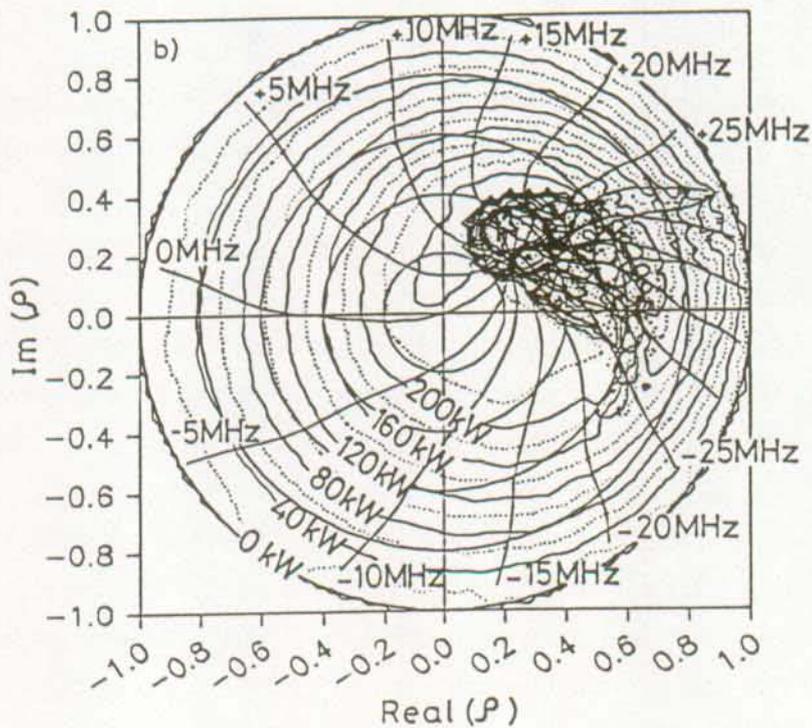
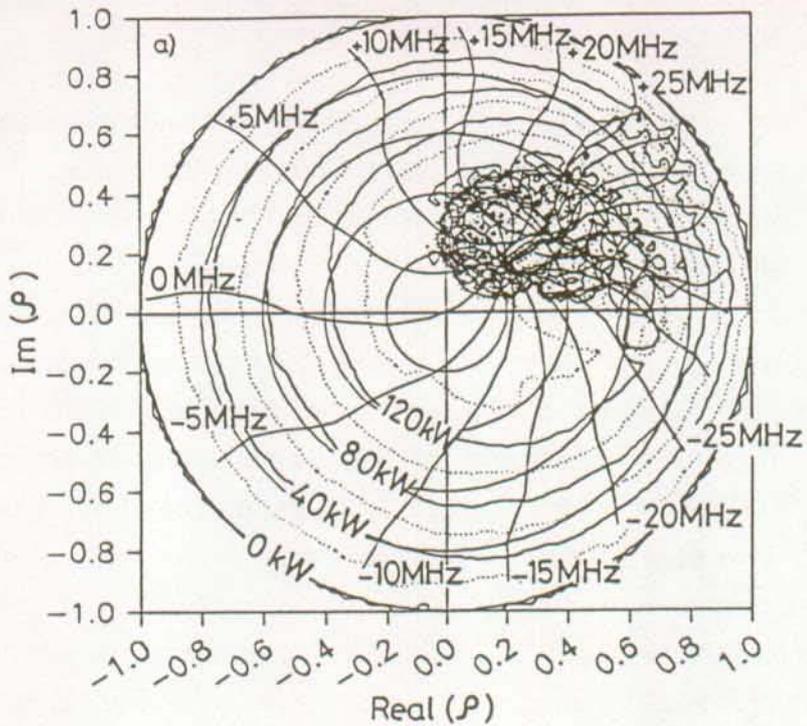


Figure R.2.2 : Diagrammes de Rieke calculés en ligne courte,  $L_{ligne} \approx 2-3\lambda_{ll}$ , pour le mode  $TE_{011}$  de la cavité à bas facteur de qualité,  $Q_{diff}=225$ . Les paramètres utilisés pour les calculs sont ceux correspondant aux puissances expérimentales optimales sur charge adaptée (cf. fig. 5.2.3) : a)  $I_b=4$  A,  $B_0=3.20$  kG,  $\alpha_{EGUN}=1.75$  qui donne  $P=160$  kW à 8.003 GHz; b)  $I_b=8$  A,  $B_0=3.21$  kG,  $\alpha_{EGUN}=1.4$  qui donne  $P=235$  kW à 8.018 GHz. La zone instable est d'autant plus proche du point  $|p|=0$  que les paramètres sont proches de ceux du courant d'accrochage. Paramètre :  $U_{cath}=80$  kV.

correspondant à l'adaptation. L'indice  $q$  du mode n'étant pas spécifié dans les équations (3.2.13), c'est le profil longitudinal du champ électrique qui fixe cet indice. Le domaine de fréquence balayé, pour obtenir le diagramme correspondant à un mode d'indice  $q$  donné se situe autour de sa fréquence de résonance en cavité vide.

La figure (6.2.1) montre que les diagrammes de Rieke d'une cavité à haut facteur de qualité,  $Q_{diff} \gg Q_{min}$ , ont de grandes similitudes avec celui de l'oscillateur de Van der Pol (cf. fig. 6.1.1). L'oscillateur gyrotron à haut facteur de qualité a un comportement, par rapport aux réflexions de puissance, proche de celui de l'oscillateur de Van der Pol. Dans ce cas, l'admittance ou l'impédance rf de l'interaction entre le mode  $TE_{011}^o$  de la cavité à haut facteur de qualité et le faisceau d'électrons peut s'écrire, pour un ensemble de paramètres donnés, approximativement comme celle de l'expression (6.1.1).

Deux diagrammes pour le mode  $TE_{011}^o$  de la cavité à bas facteur de qualité,  $Q_{diff}=225$ , sont présentés sur la figure (6.2.2). Leurs principales caractéristiques par rapport à celles du diagramme de l'oscillateur de Van der Pol (cf. fig. 6.1.1) et à celles du diagramme d'une cavité à haut facteur de qualité (cf. fig. 6.2.1) sont :

- les diagrammes ne sont plus symétriques et les courbes équi-puissance et équi-fréquence ne correspondent plus aux lignes équi-résistance, respectivement équi-réactance, de l'abaque de Smith;
- la puissance maximale est obtenue à une valeur unique et non nulle de l'amplitude du coefficient de réflexion complexe;
- il existe une région où convergent toutes les lignes équi-fréquence. Dans cette région, plusieurs couples fréquence - puissance peuvent correspondre au même coefficient de réflexion. Cette région est appelée région instable.

La largeur de résonance,  $\Delta f = f_{rés} / Q_{diff}$ , d'une cavité à bas facteur de qualité,  $|p_1|=1$  et  $|p_2| \approx 1$  dans l'équation (2.2.17), est faible par rapport à la largeur d'instabilité cyclotronique (2-5%). L'énergie stockée dans la cavité est grande par rapport à l'énergie réfléchi par période de l'onde par une charge désadaptée. Les propriétés de la cavité : fréquence d'oscillation et profil longitudinal de champ électrique ne dépendent donc que faiblement du coefficient de réflexion de la charge. Lors de l'interaction avec le faisceau, la variation de fréquence d'oscillation est fixée par la cavité et la puissance délivrée diminue lorsque l'amplitude du coefficient de réflexion augmente parce que l'amplitude du champ électrique à l'intérieur de la cavité augmente. Au contraire, le profil longitudinal de champ électrique d'une cavité à bas facteur de qualité,  $|p_2| \ll 1$ , dépend fortement du coefficient de réflexion de la charge et sa largeur de résonance peut être comparable ou supérieure à la largeur de l'instabilité cyclotronique. L'admittance équivalente décrivant l'interaction

entre un faisceau d'électrons et un mode à bas facteur de qualité d'une cavité micro-ondes devrait comporter, par rapport à (6.1.1), un grand nombre de termes d'ordre supérieur en  $\Delta\omega$  et  $|V|^2$ , engendrés par les changements de profil de champ électrique et de fréquence d'interaction en fonction de  $\rho$ . Dans le cas du klystron "idéal" (Kuper, 1948) par exemple, un certain nombre de ces termes peuvent être obtenus. Ces termes d'ordre supérieur permettent d'expliquer les différences entre le diagramme de Rieke de l'oscillateur de Van der Pol et celui de l'oscillateur considéré. En particulier, la puissance de sortie d'une source micro-ondes ne dépend pas seulement de la conductance de la charge, comme dans (6.1.4), mais également de sa susceptance. Cela entraîne une distorsion des lignes équi-puissance dans la région à grande susceptance du diagramme, près de la zone où convergent les lignes équi-fréquence.

Dans les oscillateurs RLC, les longueurs d'onde caractéristiques sont supérieures aux dimensions des circuits. La phase du signal réfléchi est donnée par la conductance et la susceptance de la charge. Dans les oscillateurs micro-ondes où les longueurs d'onde caractéristiques sont en général plus petites que les dimensions du système, la phase de l'onde réfléchie dépend, pour une charge donnée, de la longueur de la ligne de transmission située entre l'oscillateur et cette charge. De plus, à une longueur de ligne fixe correspondent des déphasages différents aux différentes fréquences. Les lignes équi-fréquence ont donc une courbure différente de celle des lignes équi-susceptance de l'abaque de Smith. Pour un système ayant une certaine longueur de ligne on peut donc toujours donner au diagramme de Rieke une certaine rotation en ajoutant une petite longueur de ligne,  $\Delta L_{\text{ligne}} < \pi/k_{\parallel}$  (cf. éq. 6.5.1 et 6.5.2). Les diagrammes numériques présentés ont tous subi une rotation qui permet de ramener la zone instable dans la région de grande susceptance de l'abaque de Smith.

Dans un système tel que le gyrotron, il y a plusieurs modes d'oscillation possibles,  $TE_{01q}^{\circ}$   $q=1,2,\dots$  ou  $TE_{m'p'q'}^{\circ}$ , pour un ensemble de paramètres fixés,  $U_{\text{cath}}$ ,  $l_b$ ,  $B_0$ ,  $\alpha$ , et pour chaque valeur de  $\rho$ . Seuls les modes pour lesquels la condition d'accrochage,  $l_b \geq l_{\text{start}}$ , est satisfaite, peuvent osciller. En général cependant, seul un de ces modes est observé car le système évolue naturellement vers un état dans lequel le mode dominant, avec ces paramètres, supprime l'oscillation des modes concurrents. A chaque valeur de  $\rho$  le système doit donc "choisir" son mode d'oscillation. La zone instable des diagrammes de Rieke du gyrotron correspond à un domaine de  $(\omega, E_0)$  où se fait la transition continue entre le mode  $TE_{01q}^{\circ}$  et le mode  $TE_{01q+1}^{\circ}$ ,  $q=1,2$  et où l'amplitude  $E_0$  du champ électrique s'annule. La résolution des équations décrivant l'état stationnaire monomode du système (cf. éq. 3.2.13) ne permet pas de déterminer quel sera le mode ou l'ensemble de mode "choisi" pour une valeur de  $\rho$  donnée. Seul un code d'évolution temporelle multimode le permettrait en principe.

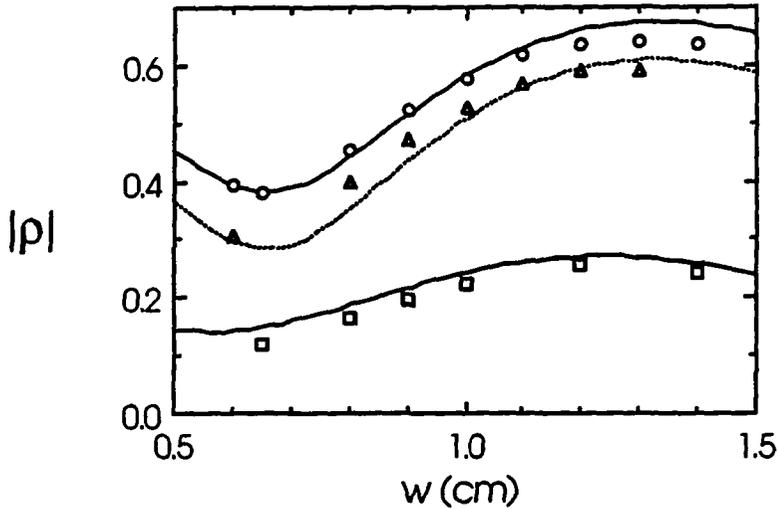


Figure 6.3.1 : Comparaison entre les valeurs calculées et mesurées de l'amplitude des coefficients de réflexion en fonction de l'épaisseur  $w$  du disque de téflon,  $\epsilon=2.09$ ,  $\text{tg}(\delta)=2.6 \cdot 10^{-4}$ , avec comme liquides absorbants : l'octanol,  $\epsilon=2.591$ ,  $\text{tg}(\delta)=0.12$  (ligne traitillée et carrés), et des mélanges dans les proportions volumiques 1/3 d'eau + 2/3 d'octanol,  $\epsilon=21.7$ ,  $\text{tg}(\delta)=0.18$ , (ligne pointillée et triangles) et 1/5 d'eau + 4/5 d'octanol,  $\epsilon=14.0$ ,  $\text{tg}(\delta)=0.15$  (ligne continue et cercles).

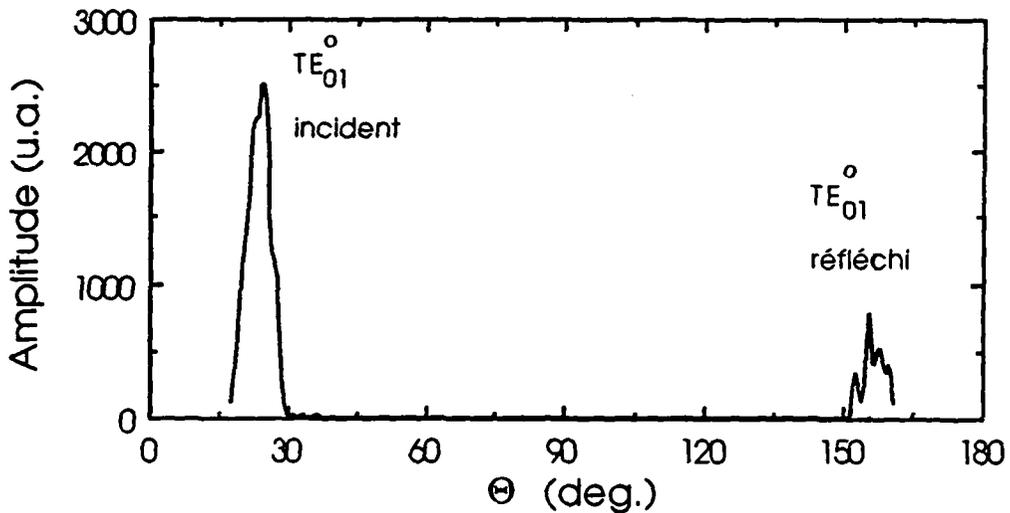


Figure 6.3.2 :  $k$ -spectre en présence de la charge désadaptée  $|\rho|=0.53$ . Seule la composante  $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$  est dessinée, la composante  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$  est nulle à tous les angles. La puissance incidente dans le mode  $\text{TE}_{01}^{\circ}$ ,  $\theta \approx 23.5^{\circ}$ , est réfléchié dans ce même mode,  $\theta \approx 156.5^{\circ}$ . Seuls les modes  $\text{TE}_{11}^{\circ}$  et  $\text{TM}_{01}^{\circ}$  qui peuvent éventuellement résulter d'une conversion de mode par la charge ne sont pas visibles. Ils apparaissent à des angles inatteignables par l'antenne réceptrice du  $k$ -spectromètre ( $\theta < 17^{\circ}$ ). Paramètres :  $U_{\text{cath}}=80 \text{ kV}$ ,  $I_b=6 \text{ A}$ ,  $B_0=3.12 \text{ kG}$  et  $f=8.011 \text{ GHz}$ .

### 6.3 Technique expérimentale

Dans la configuration expérimentale (cf. fig. 4.1.1), la cavité est suivie d'une longue ligne de transmission. Elle se compose du collecteur et du k-spectromètre, soit une longueur de ligne  $L_{\text{ligne}}$  d'environ  $101\lambda_{\parallel}$  de guide d'onde C18. Elle correspond à la longueur de ligne minimale permettant la mesure de la puissance à l'aide du k-spectromètre. Les mesures en ligne courte ( $L_{\text{ligne}} \approx 47\lambda_{\parallel}$ ) sont réalisées en supprimant le k-spectromètre et sans mesure de puissance. A l'extrémité de la ligne se trouve la charge désadaptée (cf. §4.1.5). Pour un choix de liquide absorbant (eau, octanol ou un mélange d'eau et d'éthanol) et de matériaux (téflon ou résine phénolique), l'amplitude du coefficient de réflexion est variée en changeant l'épaisseur du disque de diélectrique (fig.6.3.1). Sa phase peut être ajustée d'un angle  $\Delta\varphi$  en changeant le chemin parcouru par les ondes incidente et réfléchie dans le guide d'onde de sortie C18, c'est-à-dire en changeant la longueur de la ligne de transmission d'une quantité  $\Delta L_{\text{ligne}}$  :

$$\Delta\varphi = 2k_{\parallel} \Delta L_{\text{ligne}}. \quad (6.3.1)$$

Pour une longueur de ligne fixe, chaque charge possède un coefficient de réflexion complexe propre. L'amplitude  $|p|$  et la phase de ces coefficients peuvent être mesurées à basse puissance soit à l'aide du k-spectromètre soit à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel. Le k-spectre obtenu en présence de la réflexion d'une des charges désadaptées montre que la puissance réfléchie par les charges utilisées se trouve dans le même mode que la puissance incidente :  $TE_{01}^0$  (fig. 6.3.2). Ainsi, pour un ensemble de paramètres expérimentaux  $U_{\text{cath}}$ ,  $I_b$ ,  $B_0$  et  $\alpha$  fixés, chaque charge permet de se déplacer sur un cercle de rayon  $|p| = \text{cst}$  du diagramme de Rieke, par saut de phase discret de  $\Delta\varphi = \pi/4$  correspondant à des sections de guide d'onde de longueur  $\Delta L_{\text{ligne}} = \lambda_{\parallel}/16$  insérées entre la cavité et la charge. On vérifiera que les résultats, fréquence et puissance, sont périodiques de période  $\Delta\varphi = 2\pi$ . Cette périodicité ne se retrouve que si les caractéristiques de la ligne ne changent pas significativement, c'est-à-dire lorsque la longueur  $\Delta L_{\text{ligne}}$  est faible :  $\Delta L_{\text{ligne}}/L_{\text{ligne}} \ll 1$  (cf. éq. 6.5.1 et 6.5.2)

### 6.4 Influence des réflexions de puissance sur les cavités à bas facteur de qualité

#### 6.4.1 Mesures avec la cavité $Q_{\text{diff}} = 225$

Les paramètres expérimentaux choisis sont le résultat de l'optimisation de puissance sur charge adaptée :  $|p| < 0.17$ ,  $VSWR < 1.3:1$  (cf. fig. 5.2.3). A un courant de 4 A,

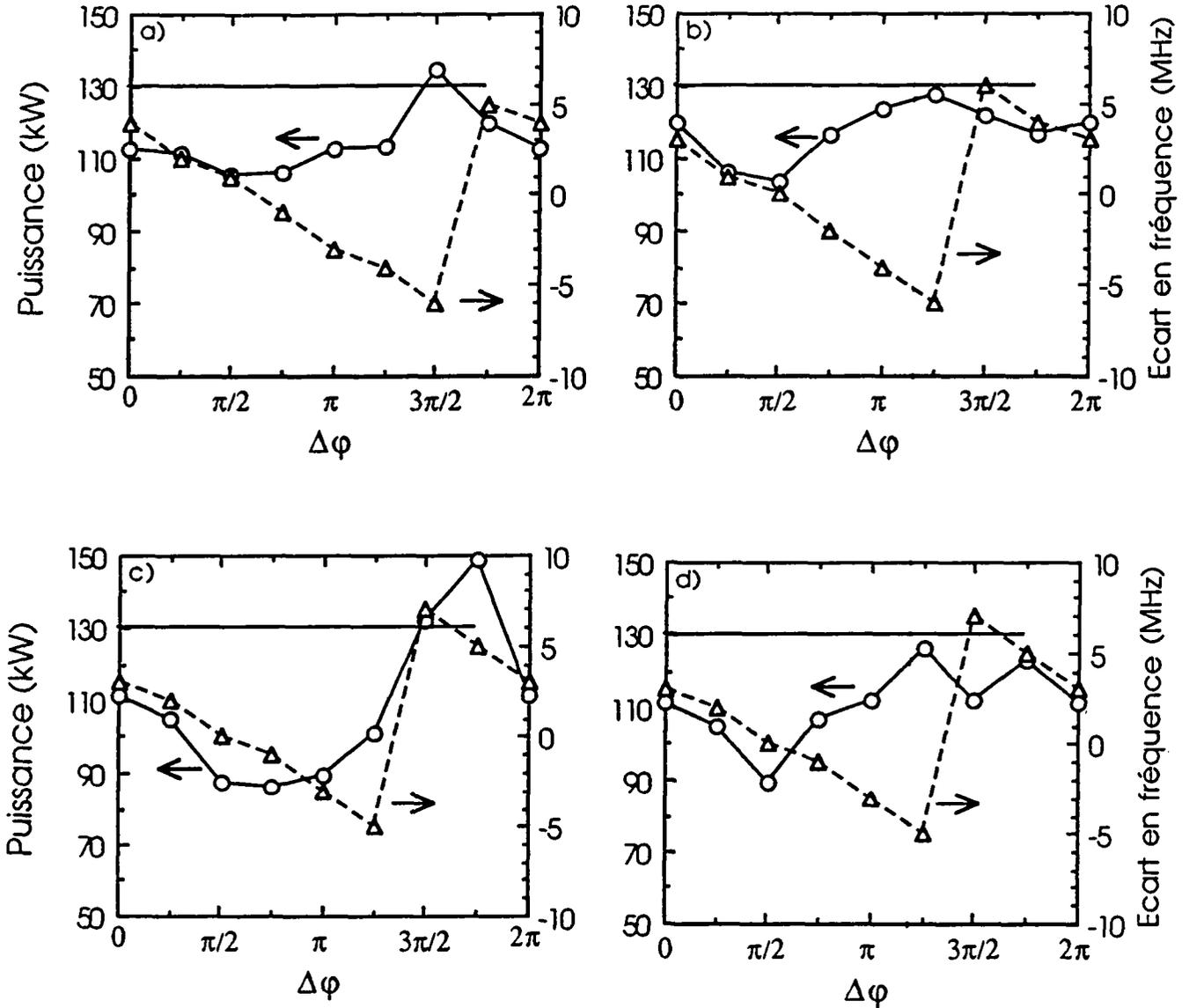


Figure 6.4.1.1 : Puissance et écart en fréquence en fonction de la phase de la réflexion  $\Delta\phi=2k_{||}\Delta L$ , pour des charges : a)  $|p|=0.31$  (VSWR=1.89:1) b)  $|p|=0.45$  (VSWR=2.65:1) c)  $|p|=0.53$  (VSWR=3.21:1) et d)  $|p|=0.63$  (VSWR=4.51:1). Sur charge adaptée la puissance est de 130 kW, représentée par la ligne droite sur les graphiques, et la fréquence de 8.015 GHz. Les graphiques a et c montrent que la puissance en présence de réflexions peut être supérieure à la puissance sur charge adaptée. Paramètres :  $U_{cath}=80$  kV,  $I_b=4$  A,  $B_0=3.12$  kG,  $\alpha_{EGUN}\approx 1.75$ .

La puissance obtenue sur charge adaptée est de 130 kW à 8.015 GHz. L'écart en fréquence et la puissance en fonction de la phase de l'onde réfléchie sont présentés sur les figures (6.4.1.1 a) à d)) pour quatre valeurs de  $|\rho|$  de 0.3 à 0.63. La puissance et la fréquence sont périodiques de période  $2\pi$  et le passage de la zone instable se traduit expérimentalement par le saut de la fréquence de sa valeur minimale à sa valeur maximale, soit d'environ 14 MHz, accompagné d'un changement de puissance. Ce saut se produit parfois au cours de l'impulsion micro-onde elle-même. On observe expérimentalement que, comme indiqué par les diagrammes de Rieke (cf. fig. 6.2.2), il existe des valeurs de  $\rho$  pour lesquelles la puissance en présence de réflexion est supérieure à celle sur charge adaptée (cf. fig. 6.4.1.1 a) et c)). Dans cette expérience, les phases relatives entre les fenêtres n'ont pas pu être mesurées et il n'est donc pas possible de reporter les résultats sur un diagramme de Rieke. La table (6.4.1.1) présente un résumé de ces mesures et, pour comparaison, les valeurs de l'écart en fréquence et de la puissance sur une variation de phase de  $2\pi$ , calculées avec les paramètres expérimentaux. Le décalage en fréquence mesuré au cours d'une période de la variation de phase est de  $\pm 7$  MHz, indépendamment de  $|\rho|$ , alors que, selon les diagrammes de Rieke, celui-ci doit croître avec  $|\rho|$  (cf. table 6.4.1). Ce phénomène est associé à l'effet de longue ligne (cf. §6.5). De manière générale, un coefficient de réflexion d'amplitude non nulle entraîne une baisse de la puissance de sortie du gyrotron. La puissance minimale observée au cours d'une période de la variation de phase décroît lorsque  $|\rho|$  augmente (cf. table 6.4.1.1).

VSWR	Variation de puissance (kW)		Ecart en fréquence (MHz)		Puissance minimale (kW) exp.
	calc.	exp.	calc.	exp.	
1.89:1	10	29	$\pm 14$	$\pm 6$	106
2.65:1	30	24	$\pm 16$	$\pm 7$	104
3.21:1	50	63	$\pm 18$	$\pm 7$	86
4.51:1	70	47	$\pm 21$	$\pm 7$	89

Table 6.4.1.1 : Résumé de l'influence des réflexions de puissance sur les caractéristiques du gyrotron  $Q_{diff}=225$  (cf. fig. 6.4.1.1). Toutes les grandeurs sont calculées ou mesurées sur une variation de phase  $\Delta\varphi$  de  $2\pi$ . La fréquence et la puissance sur la charge adaptée,  $VSWR=1.3:1$ , sont 8.015 GHz et 130 kW. La dernière colonne donne la puissance minimale mesurée sur  $\Delta\varphi=2\pi$ . Paramètres :  $U_{cath}=80$  kV,  $I_b=4$  A,  $B_0=3.20$  kG,  $\alpha=1.75$ .

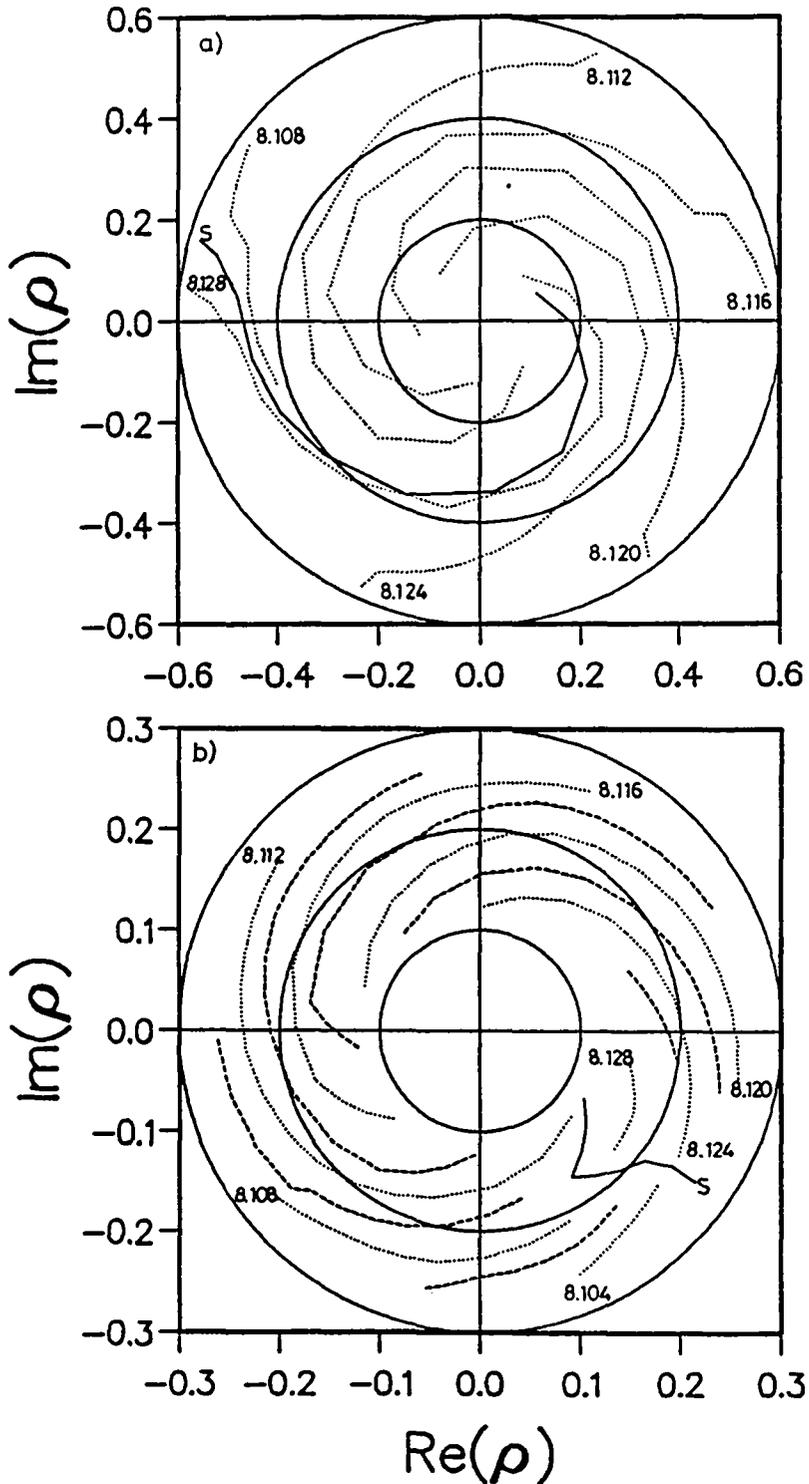


Figure 6.4.2.1 : Diagrammes de Rieke expérimentaux en longue ligne,  $L_{\text{ligne}} \approx 101\lambda_{\parallel}$ , pour la cavité  $Q_{\text{diff}} = 160$ . a)  $I_b = 3$  A,  $B_0 = 3.189$  kG,  $g = -0.188$ ,  $\alpha_{\text{EGUN}} = 1.69$ , sur charge adaptée, le mode est le  $\text{TE}_{012}$  à 8.127 GHz et 27.7 kW. Le mode  $\text{TE}_{011}$  n'apparaît pas. b)  $I_b = 5$  A,  $B_0 = 3.158$  kG,  $g = -0.188$ ,  $\alpha_{\text{EGUN}} = 2.03$ , sur charge adaptée, le mode est le  $\text{TE}_{011}$  à 8.010 GHz et 122.2 kW. Ce mode persiste à  $|\rho|$  faible puis c'est le mode  $\text{TE}_{012}$  qui prend sa place avec une puissance de 56 kW. Les variations de puissance mesurées sont faibles,  $< 5\%$ , et ne sont pas représentées. Les lignes de fréquence (tous les 4 MHz) sont indexées en GHz. La ligne indexée par un "S" indique la phase du saut de fréquence de sa valeur minimale à sa valeur maximale, pour chaque  $|\rho|$ . Paramètre :  $U_{\text{cath}} = 75$  kV.

Lorsque l'amplitude du coefficient de réflexion est trop grande, un arc se produit dans le gyrotron et l'impulsion est interrompue par le système de protection de l'alimentation haute tension. Il est impossible d'opérer avec des coefficients  $|\rho|$  supérieurs à 0.63. A cette valeur deux impulsions sur trois sont interrompues. L'endroit dans le gyrotron où se produit l'arc ne peut être localisé. Les calculs montrent qu'avec  $|\rho|=0.63$  le champ électrique maximum atteint dans la cavité est de l'ordre de 4 MV/m. Cette valeur est très inférieure à la limite de claquage rf dans le vide de Kilpatrick (Kilpatrick, 1957) qui est d'environ 75 MV/m à 8 GHz. La section de guide d'onde située entre le canon à électrons et la cavité, qui est en coupure pour le mode  $TE_{01}^{\circ}$  à 8 GHz, ne l'est pas pour les modes  $TE_{11}^{\circ}$  et  $TM_{01}^{\circ}$  à la même fréquence : le rayon de la section est 1.73 cm, et les rayons de coupure sont de 1.1 et 1.4 cm pour ces deux modes respectivement. Une fraction de la puissance du mode  $TE_{01}^{\circ}$  incident peut être convertie dans ces deux modes lors de la réflexion. Ils peuvent alors se propager dans la zone en coupure où le faisceau d'électrons est très proche de la paroi, et pourraient y occasionner une interception du faisceau par cette paroi, donc un arc. Ces deux modes ne sont pas détectables par le k-spectromètre (cf. fig. 6.3.2) car ils apparaissent à des angles trop faibles ( $\theta < 17^{\circ}$  dans le guide d'onde C18) pour être atteints par son antenne de détection.

La sensibilité du gyrotron aux réflexions augmente avec le courant du faisceau et avec la puissance de sortie. Pour tous les points à courant plus haut que 5 A de la courbe de puissance optimale (cf. fig. 5.2.3), l'oscillation du mode  $TE_{011}^{\circ}$  n'est possible que sur charge adaptée. Le tube oscille sur le mode longitudinal  $TE_{012}^{\circ}$  pour  $|\rho|=0.3$  et des arcs se produisent pour des valeurs de  $|\rho|$  supérieures.

#### 6.4.2 Mesures avec la cavité $Q_{diff}=160$

L'optimisation de puissance du mode  $TE_{011}^{\circ}$  sur charge adaptée est effectuée en présence de gradients du champ magnétique  $B_0$  afin de supprimer le mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro-BWO (cf. fig. 5.3.3). Alors que le mode d'oscillation est le  $TE_{011}^{\circ}$  sur charge adaptée, un coefficient de réflexion d'amplitude supérieure à 0.17 induit l'oscillation sur le mode  $TE_{012}^{\circ}$ . Ce n'est qu'aux faibles valeurs de  $|\rho|$ , et pour certaines valeurs de phase seulement que le mode d'oscillation reste le mode  $TE_{011}^{\circ}$ . Le facteur de qualité du mode  $TE_{012}^{\circ}$  de cette cavité,  $Q_{diff}=136$  à 8.114 GHz, est très proche de celui du mode  $TE_{011}^{\circ}$ ,  $Q_{diff}=160$  à 8.006 GHz. Les ondes réfléchies à chacune des deux fréquences viennent, en fonction de leur phase, modifier les facteurs de qualité de ces deux modes. Lors de leur croissance, l'un d'eux se trouve favorisé et l'oscillation se stabilise sur ce mode au détriment de l'autre. Les diagrammes de Rieke sont donc obtenus pour le mode  $TE_{012}^{\circ}$  et en présence de gradients de champs magnétiques négatifs le long du faisceau. Deux diagrammes expérimentaux

en ligne longue :  $L_{\text{ligne}} \cong 101 \lambda_{\parallel}$ , sont présentés sur la figure (6.4.2). Les lignes équi-fréquence sont obtenues par interpolations linéaires entre les points expérimentaux. Les courbes de puissance ne sont pas représentées car les variations mesurées ne sont pas significatives par rapport aux erreurs de mesure. Ces diagrammes sont caractérisés par la structure en spirale des lignes équi-fréquence. Le comportement du mode  $TE_{012}^{\circ}$  en fonction de la phase de  $\rho$ , saut de fréquence, périodicité, est le même que celui observé pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité précédente. Les écarts en fréquence mesurés pour ce mode sont supérieurs à ceux mesurés pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{\text{diff}}=225$ , mais ils n'augmentent pas avec  $|\rho|$  et restent inférieurs à 20 MHz quel que soit  $|\rho|$ . Cette valeur est inférieure aux valeurs calculées en ligne courte ( $L_{\text{ligne}} \cong 2-3 \lambda_{\parallel}$ ) avec les paramètres expérimentaux (fig. 6.4.2.2). L'écart en fréquence est limité par l'effet de longue ligne (cf. §6.5).

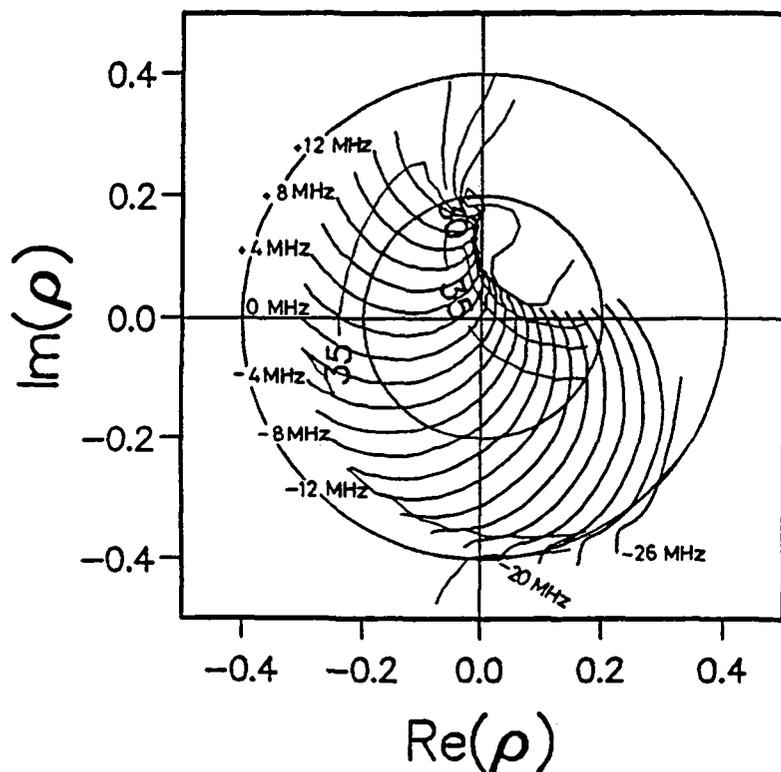


Figure 6.4.2.2 : Diagramme de Rieke calculé en ligne courte,  $L_{\text{ligne}} \cong 2-3 \lambda_{\parallel}$ , Pour le mode  $TE_{012}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{\text{diff}}=160$ , avec les paramètres correspondant à ceux du diagramme expérimental (cf. fig. 6.4.2.1 a)). A l'adaptation  $|\rho|=0$ ,  $f=8.136$  GHz,  $P=32.4$  kW. Paramètres :  $U_{\text{cath}}=75$  kV,  $I_b=3$  A,  $B_0=3.189$  kG,  $g=-0.188$ ,  $\alpha=1.75$ .

Les charges désadaptées semblent systématiquement favoriser le mode  $TE_{012}^{\circ}$  aux dépens du  $TE_{011}^{\circ}$ . La figure (6.4.2.3 a)) montre que deux épaisseurs de disque diélectrique, situées de part et d'autre de l'épaisseur  $w_0$  donnant le coefficient de réflexion minimum, donnent la même valeur de  $|\rho|$ . Les charges désadaptées sont toutes réalisées avec des disques de diélectrique dont l'épaisseur est légèrement supérieure à  $w_0$  ( $w=w_+$ ) pour le mode  $TE_{01}^{\circ}$  à 8 GHz. La figure (6.4.2.3 b)) montre que pour ce choix d'épaisseur, l'amplitude du coefficient de réflexion augmente avec la fréquence alors que pour l'autre choix ( $w=w_-$ ) elle diminue avec la fréquence. Les charges désadaptées utilisées dans cette expérience, réalisées avec des épaisseurs  $w_+>w_0=\lambda_{||}/2$ , offrent systématiquement des coefficients de réflexion supérieurs aux fréquences correspondant aux modes  $TE_{012}^{\circ}$  et  $TE_{013}^{\circ}$  de la cavité qu'à celle correspondant au mode  $TE_{011}^{\circ}$ . Les facteurs de qualité étant si proches, ce choix favorise certainement les modes longitudinaux  $TE_{01q}^{\circ}$ ,  $q=2,3$ . Les gradients de champ magnétique contribuent également à favoriser le mode d'indice  $q=2$  par rapport au mode d'indice  $q=1$  (cf. §5.3.3).

## 6.5 Effet de longue ligne

Lors de l'intégration des équations du gyrotron (éq. 3.2.13), les caractéristiques d'oscillation sur charge adaptée sont obtenues en minimisant l'amplitude du coefficient de réflexion à la sortie de la cavité ( $z=L$ ). L'adaptation ( $|\rho|=0$ ) est obtenue à une valeur de  $z$  inférieure à  $z=L$ , là où l'onde devient propageante et où l'interaction s'interrompt. Cette adaptation se conserve ensuite le long de la ligne de transmission, quelle que soit sa longueur. Le guide d'onde ou la ligne qui suivent la cavité n'ont aucune influence sur ses caractéristiques à l'adaptation,  $|\rho|=0$ . Dans la description numérique de la cavité, une longueur de ligne très courte est choisie,  $L_{\text{ligne}} \approx 2-3\lambda_{||}$  (cf. fig. 3.2.2.1.1), afin de ne pas allonger les temps de calcul et de ne pas augmenter les erreurs numériques. C'est avec cette valeur de  $L_{\text{ligne}}$  que les diagrammes de Rieke sont calculés (cf. fig. 6.2.2 et 6.4.2.2). Lorsque la charge est adaptée, les caractéristiques expérimentales obtenues en ligne longue sont décrites par le modèle numérique. Lorsque la charge est désadaptée ( $|\rho|\neq 0$ ), la ligne de transmission composée de la partie conique de la cavité ("uptaper"), du collecteur et du k-spectromètre, dont la longueur totale est d'environ  $101\lambda_{||}$ , et la charge désadaptée se comportent comme une cavité extérieure à celle du gyrotron proprement dite. Son spectre de modes longitudinaux est défini par :

$$\Delta f_{\text{ext}} = \frac{V_{\phi}}{2 L_{\text{ligne}}} = \frac{\omega}{2 k_{||} L_{\text{ligne}}} \quad (6.5.1)$$

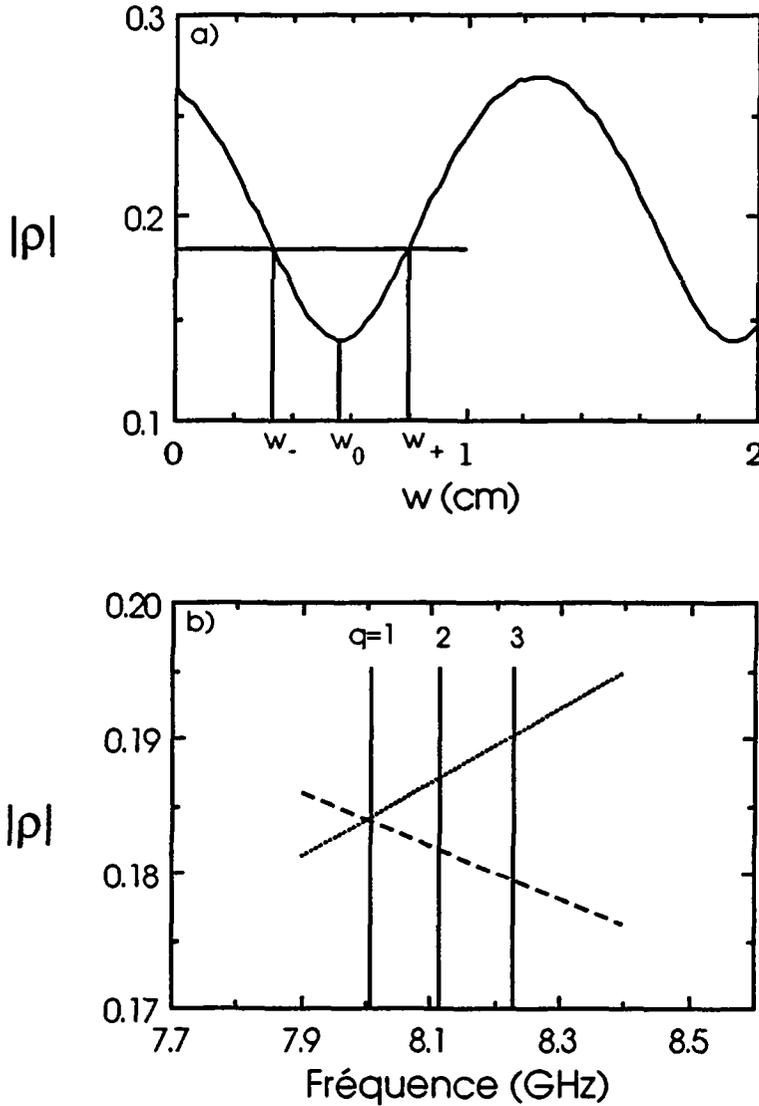


Figure 6.4.2.3 : a) Amplitude du coefficient de réflexion d'une charge en fonction de l'épaisseur  $w$  du disque de téflon, pour le mode  $TE_{01}^o$  à 8 GHz. Le liquide absorbant est de l'octanol. Pour un coefficient  $|\rho|$  choisi,  $|\rho|=0.184$  dans ce cas, il y a deux épaisseurs possibles,  $w_+$  et  $w_-$ . La figure b) montre qu'avec le choix  $w_+$  (ligne pointillée),  $|\rho|$  augmente avec la fréquence alors qu'avec le choix  $w_-$  (ligne traitillée),  $|\rho|$  diminue avec la fréquence. Les fréquences de résonance des modes  $TE_{01q}^o$ ,  $q=1,2,3$  de la cavité sont indiquées par les traits verticaux.

et le facteur de qualité de chaque mode est estimé par (Vlasov, 1969, Temkin, 1981) :

$$Q_{\text{ext}}(|\rho|) = - \frac{\omega k L_{\text{ligne}}}{k_{\parallel} c \ln |\rho|}. \quad (6.5.2)$$

En présence de réflexions, le système se compose donc de deux cavités couplées : la cavité résonante du gyrotron et la cavité extérieure. Pour deux points de pulsations  $\omega_1$  et  $\omega_2$  du diagramme de Rieke séparés par un angle de phase  $\Delta\phi$  sur un diagramme en ligne courte, l'effet de l'addition d'une longueur  $\Delta L_{\text{ligne}}$ , est d'ajouter entre eux un angle de phase  $\Delta\Phi$  donné par :

$$\Delta\Phi = 2 (k_{\parallel}(\omega_2) - k_{\parallel}(\omega_1)) \Delta L_{\text{ligne}}. \quad (6.5.3)$$

Deux points espacés en phase de  $\Delta\phi$  en ligne courte sont espacés de  $\Delta\phi + \Delta\Phi$  en ligne longue. Pour de grandes valeurs de  $\Delta L_{\text{ligne}}$ , il se peut que  $\Delta\phi + \Delta\Phi$  soit supérieur à  $2\pi$  et dans ce cas, à un coefficient de réflexion complexe  $\rho$  correspondent plusieurs points d'opération définis par différentes fréquences et puissances du même mode résonant  $TE_{mpq}^{\circ}$  de la cavité. Le point d'opération "choisi" par le système est celui qui est le plus favorable à l'interaction dans la cavité. Ceci est confirmé par le fait que des puissances sur charges désadaptées supérieures à celles sur charges adaptées sont mesurées en longue ligne avec la cavité  $Q_{\text{diff}}=225$  (cf. §6.4.1.1). Le gyrotron oscille en général sur un seul des modes longitudinaux de la cavité extérieure. Lorsque la valeur de  $|\rho|$  est faible, l'écart en fréquence donné par les diagrammes de Rieke est inférieur à celui correspondant au facteur de qualité de la cavité externe :

$$\Delta f_{\text{Rieke}} < \Delta f_{Q_{\text{ext}}} = \frac{f_{\text{ext}}}{Q_{\text{ext}}} \quad (6.5.4)$$

où  $f_{\text{ext}}$  est une fréquence propre de la cavité extérieure. L'écart en fréquence observé est donc celui donné par le diagramme de Rieke. Par contre, lorsque la valeur de  $|\rho|$  est grande, c'est la cavité extérieure qui fixe l'écart en fréquence observé puisque :

$$\Delta f_{Q_{\text{ext}}} < \Delta f_{\text{Rieke}}. \quad (6.5.5)$$

La valeur de  $|\rho|$  pour laquelle le système passe d'une situation à l'autre dépend du facteur de qualité de la cavité du gyrotron, qui fixe  $\Delta f_{\text{Rieke}}$ , et de la longueur de ligne qui fixe  $\Delta f_{Q_{\text{ext}}}$ . Les effets de longue ligne n'apparaissent que lorsque le facteur de qualité de la ligne (cf. éq. 6.5.2) est supérieur à celui de la cavité de l'oscillateur. Pour la cavité  $Q_{\text{diff}}=225$ , les

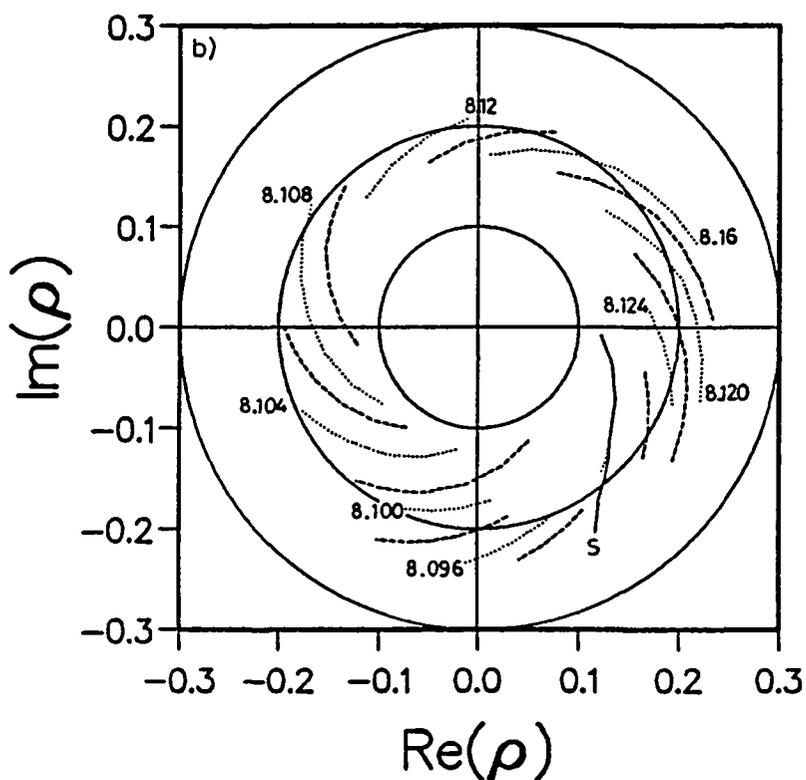
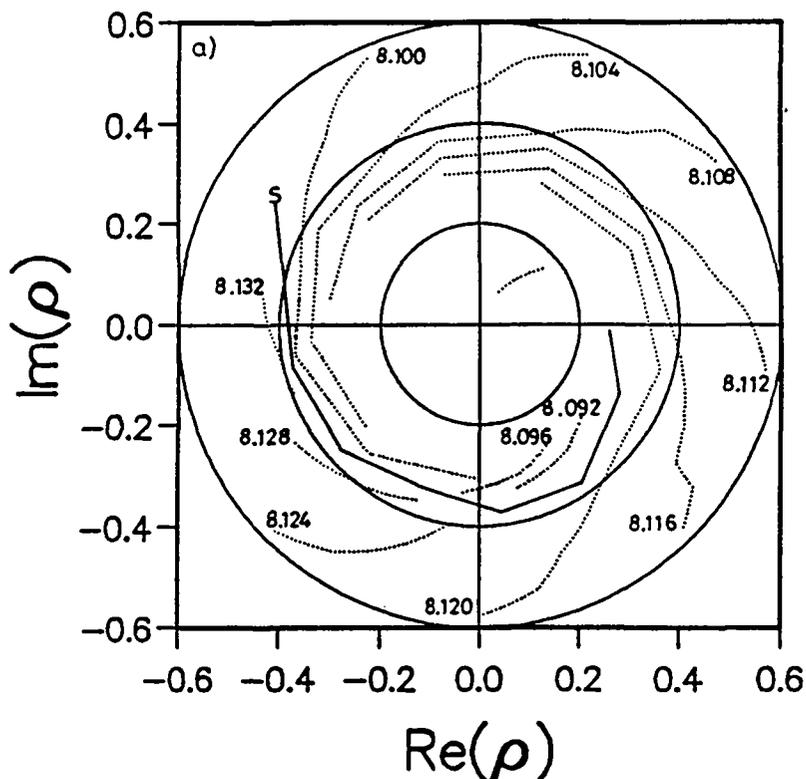


Figure 6.5.1 : Diagrammes de Rieke expérimentaux en ligne courte,  $L_{\text{ligne}} \approx 47\lambda_{\text{g}}$ , avec des gradients de champ magnétique, pour le mode  $TE_{012}$  de la cavité  $Q_{\text{diff}}=160$  avec les mêmes paramètres que ceux des figures (6.4.2.1). Les lignes équi-fréquence sont indexées en GHz (tous les 4 MHz). La ligne continue indexée par un "S" indique approximativement la phase à laquelle s'est effectué le saut de fréquence de sa valeur minimale à sa valeur maximale, pour chaque  $|\rho|$ .

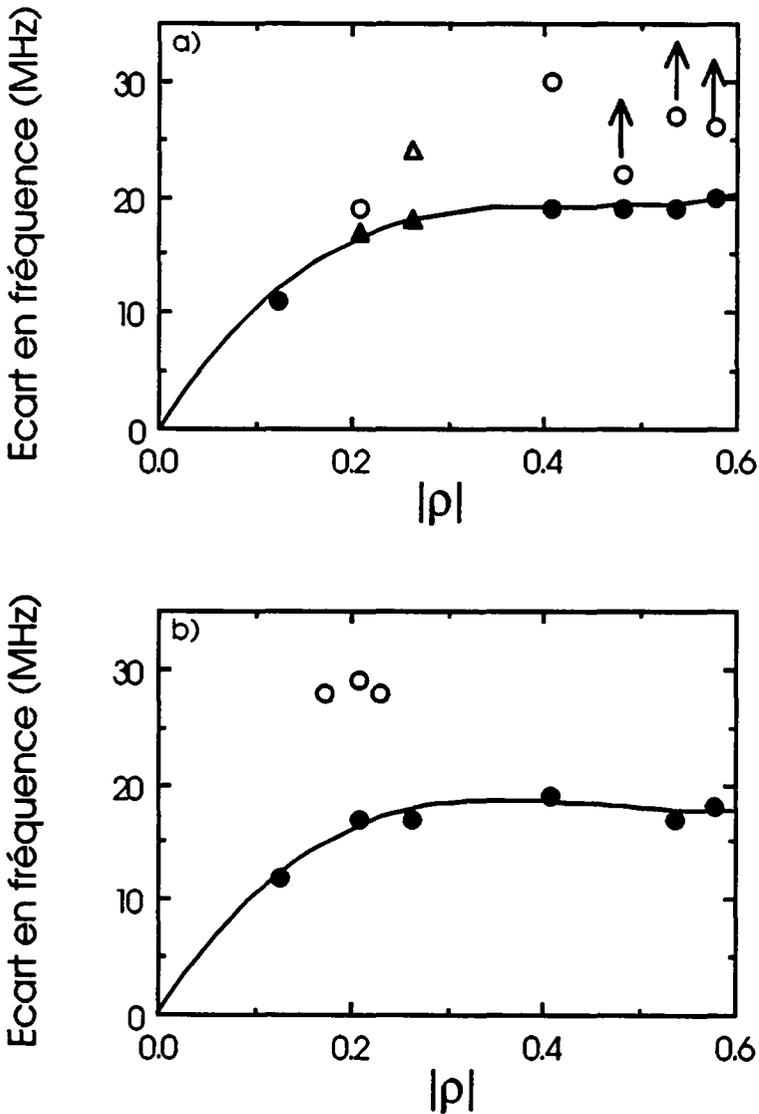


Figure 6.5.2 : Ecart en fréquence mesurés en ligne longue,  $L_{\parallel gne} \approx 101\lambda_{\parallel}$  (symboles pleins) et en ligne courte,  $L_{\parallel gne} \approx 47\lambda_{\parallel}$  (symboles vides) pour les modes  $TE_{011}^o$  (cercles) et  $TE_{012}^o$  (carrés) de la cavité  $Q_{diff} = 160$ , au cours d'une variation de phase du coefficient de réflexion de  $2\pi$ . Les flèches indiquent que l'écart est mesuré sur une variation inférieure à  $2\pi$  soit parce que le mode d'oscillation a changé, soit parce que le tube arc pour certaines valeurs de phase. Paramètres :  $U_{cath} = 75$  kV et a)  $I_b = 3$  A,  $B_0 = 3.189$  kG,  $g = -0.188$ ,  $\alpha_{EGUN} = 1.69$ , b)  $I_b = 5$  A,  $B_0 = 3.158$  kG,  $g = -0.188$ ,  $\alpha_{EGUN} = 2.03$ . Paramètre :  $U_{cath} = 75$  kV.

coefficients de réflexion  $|\rho|$  des charges désadaptées s'échelonnent de 0.33 à 0.63 avec une longueur de ligne de  $L_{\text{ligne}} \cong 101\lambda_{\parallel}$ . Les modes longitudinaux sont donc séparés de  $\Delta f_{\text{ext}} = 40.3$  MHz et les facteurs de qualité s'échelonnent de 670 à 1612, et correspondent à des largeurs à mi-hauteur de 12 à 5 MHz en fonction de  $|\rho|$ . L'écart en fréquence mesuré en longue ligne n'est que de  $\pm 7$  MHz quel que soit  $|\rho|$  alors que les diagrammes de Rieke en ligne courte permettent des écart de  $\pm 21$  MHz (cf. table 6.4.1.1) puisque avec toutes les charges :  $Q_{\text{diff}} \ll Q_{\text{ext}}$ .

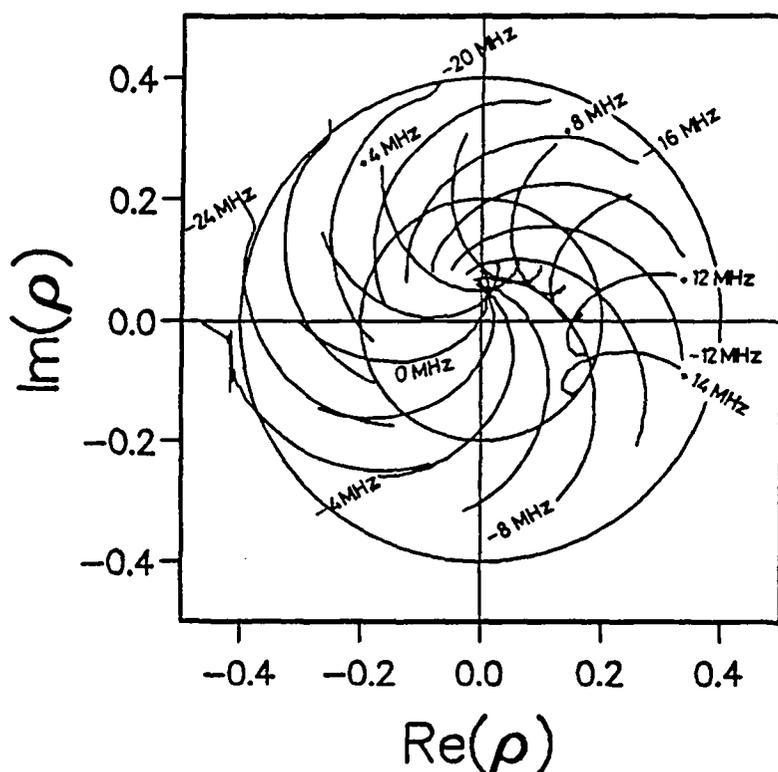


Figure 6.5.3 : Diagramme de Rieke calculé avec une longueur de ligne correspondant à la ligne courte expérimentale, c'est-à-dire  $L_{\text{ligne}} \cong 47\lambda_{\parallel}$ , pour le mode  $TE_{012}^o$  de la cavité  $Q_{\text{diff}} = 160$  avec les mêmes paramètres que ceux de la figure (6.4.2.2 a). L'effet de l'allongement de la ligne est d'ouvrir le diagramme sur un secteur de phase plus grand (cf. éq. 6.5.3) (comparer avec la figure (6.4.2.2 a)).

Avec la cavité  $Q_{\text{diff}} = 160$ , les diagrammes expérimentaux en ligne longue,  $L_{\text{ligne}} = 101\lambda_{\parallel}$  (cf. fig. 6.4.2.1) sont remesurés avec une ligne plus courte  $L'_{\text{ligne}} = 47\lambda_{\parallel}$  (fig. 6.5.1), en supprimant le k-spectromètre. Les facteurs de qualité extérieurs  $Q_{\text{ext}}$  sont ainsi diminués d'un facteur  $L_{\text{ligne}}/L'_{\text{ligne}} \cong 2.1$ . Les caractéristiques d'oscillation sur charge adaptée en ligne courte sont identiques à celles en ligne longue. Le gyrotron est beaucoup plus sensible aux réflexions qu'en ligne longue. Les arcs apparaissent à plus basses valeurs de  $|\rho|$  (cf. fig. 6.5.2

b) et le mode  $TE_{011}^{\circ}$  apparaît plus souvent en fonction de  $\rho$ . Les écarts en fréquence observés en ligne courte sont toujours supérieurs à ceux observés en ligne longue (fig. 6.5.2). Le diagramme de la figure (6.4.2.2 a) est recalculé pour une longueur de ligne correspondant à l'expérience :  $L_{\text{ligne}} \approx 47\lambda_{\parallel}$  (fig. 6.5.3). L'effet de longue ligne obtenu sur les courbes équi-fréquence du diagramme vérifie la relation (6.5.3) (cf. fig. 6.4.2.2 a) et 6.5.3).

## 6.6 Effets de longue ligne engendrés par la fenêtre

Lors de l'étude de l'influence des réflexions sur le gyrotron, les paramètres expérimentaux  $U_{\text{cath}}$ ,  $I_b$ ,  $B_0$  et  $\alpha$  sont fixés. Un seul des modes longitudinaux de la cavité externe est observé car le gyrotron se ramène à la fréquence conduisant à la plus haute efficacité. Lorsque ces paramètres sont variés, il se peut que l'écart en fréquence engendré par ces variations ("frequency pushing") soit suffisant pour que la fréquence correspondant à une efficacité maximale appartienne à un mode longitudinal voisin de la cavité extérieure, distant de  $\pm \Delta f_{\text{ext}}$ . La fréquence d'oscillation saute alors d'un mode à l'autre. La fréquence d'oscillation n'est plus une fonction continue des paramètres expérimentaux, mais a cette structure de bande caractéristique des systèmes périodiques, la période étant ici de  $\Delta f_{\text{ext}}$  (cf. éq. 6.5.1). Une telle structure de bandes est observée lors de l'étude du mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO (cf. fig. 5.3.2.3). Dans ce cas la fenêtre de sortie du gyrotron est adaptée au mode  $TE_{01}^{\circ}$  à 8.0 GHz, mais représente un coefficient de réflexion  $|\rho|$  de 0.36 à 0.56 pour le mode  $TE_{21}^{\circ}$  entre 6.8 et 7.3 GHz. La cavité extérieure formée par la cavité du gyrotron, le collecteur et la fenêtre a une longueur  $L_{\text{ligne}}$  d'environ  $33\lambda_{\parallel}$  à 7.0 GHz. La séparation en fréquence entre ses modes longitudinaux est donnée par (6.5.1) :  $\Delta f_{\text{ext}} \approx 67$  MHz. La largeur des bandes passantes est fixée par le facteur de qualité de cette cavité extérieure (éq. 6.5.2) et :

$$\Delta f_{Q_{\text{ext}}} = \frac{f_{\text{ext}}}{Q_{\text{ext}}} \quad (6.5.6)$$

ce qui correspond à  $\Delta f_{Q_{\text{ext}}}( |\rho|=0.36 ) = 29$  MHz et  $\Delta f_{Q_{\text{ext}}}( |\rho|=0.56 ) = 18$  MHz. La séparation moyenne mesurée est de 60 MHz (cf. fig. 5.3.2.3), et la largeur de bande de 18 à 25 MHz, en excellent accord avec les valeurs calculées. Cette dépendance discontinue de la fréquence confirme que dans un tel système, les facteurs de qualité des modes longitudinaux de la cavité extérieure  $Q_{\text{ext}}$  limitent le domaine de fréquence accessible à des domaines proches des fréquences propres  $f_{\text{ext}}$  de ces modes. Cette structure de bandes a été également observée dans une autre expérience, sur la fréquence du mode  $TE_{421}^{\circ}$  d'une cavité, aux alentours de 127.4 GHz, comme fonction du champ magnétique  $B_0$

de la cavité (Kreisher, 1984). Dans le cadre de la détermination du rapport des vitesses  $\alpha$  des électrons du faisceau, la fenêtre est adaptée au mode  $TE_{21}^{\circ}$ . La structure de bande de la fréquence est presque totalement supprimée (cf. fig. 5.3.2.3). Plusieurs modes de la cavité extérieure sont parfois observés simultanément, que ce soit pour le mode  $TE_{21}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{diff}=160$  (cf. §5.3.2) ou pour le mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{diff}=225$  (cf. §5.2).

## 6.7 Conclusions

En général, la réflexion d'une charge désadaptée conduit à une baisse de la puissance délivrée par le gyrotron. Néanmoins, pour certaines valeurs du coefficient de réflexion complexe, la puissance délivrée par un gyrotron à bas facteur de qualité est supérieure à celle qu'il délivre à une charge adaptée. Lorsque la fraction de puissance réfléchie devient trop importante l'impulsion micro-ondes est interrompue par un arc à l'intérieur du gyrotron, sans qu'il soit possible d'en déterminer la cause. L'influence des réflexions augmente avec la puissance délivrée sur charge adaptée. En présence de réflexions, le mode d'oscillation peut changer. La désadaptation de la charge favorise l'oscillation du mode  $TE_{012}^{\circ}$  de la cavité  $Q_{diff}=160$ , le mode  $TE_{011}^{\circ}$  n'est observé que lorsque l'amplitude du coefficient de réflexion est inférieure à 0.2. La trop grande sensibilité d'un gyrotron limite son utilisation à une charge adaptée et fixe donc une limite inférieure pour le facteur de qualité de la cavité d'un gyrotron.

L'influence des réflexions de puissance sur les caractéristiques de l'oscillateur gyrotron dépend très fortement des effets de longue ligne. Lorsqu'il y a désadaptation à l'extrémité d'une longue ligne, formée d'un collecteur, de guides d'ondes de transmission, de convertisseurs de modes, etc., celle-ci se comporte comme une cavité extérieure à celle du gyrotron. Lorsque son facteur de qualité est supérieure à celui de la cavité du gyrotron, elle lui impose son propre spectre de modes longitudinaux. Une longue ligne a, en présence de réflexions, un effet stabilisateur sur le comportement du gyrotron. Elle limite les écarts en fréquence à un domaine situé autour de la fréquence d'oscillation sur charge adaptée. Le gyrotron supporte également des coefficients de réflexions de grande amplitude sans que l'impulsion ne soit interrompue par un arc. La mauvaise adaptation de la fenêtre du gyrotron ou de la charge à un mode d'oscillation particulier peut restreindre la fréquence de ce mode à une structure de bandes passantes.

L'oscillateur peut être isolé de la charge désadaptée par un système de couplage non-réciproque à faible taux de réflexion. Pour la génération non-inductive de courant, le système de couplage des ondes au plasma est réalisé par un "grill" (Porkolab, 1985). Dans ce cas, la puissance peut être prélevée dans le guide d'onde de sortie du gyrotron par un système de coupleurs latéraux. Les longueurs des guides d'ondes allant au "grill" sont

ensuite choisies de manière à ce que la somme des ondes réfléchies vers le gyrotron par chacun des coupleurs soit en moyenne en interférence destructive (Garin, 1990). A certains modes d'ordre plus élevé,  $m \gg p \approx 1$ , correspond une énergie stockée supérieure à celle du mode  $TE_{011}^{\circ}$ . Pour une même puissance de sortie à efficacité optimale l'oscillation du mode principal est ainsi stabilisée par une cavité à plus haut facteur de qualité diffractif (cf. §3.2.1.1).

De manière générale, une charge adaptée et les éléments de la ligne de transmission (fenêtre, ...) doivent être définis par leurs coefficients de réflexion pour tous les modes à toutes les fréquences sur lesquels le gyrotron est susceptible d'osciller. Lorsque le mode d'oscillation principal est situé dans une région à faible densité de modes transverses,  $TE_{01}^{\circ}$  par exemple, le risque principal est l'excitation du mode longitudinal  $TE_{012}^{\circ}$ . Pour les modes d'ordre plus élevé les caractéristiques d'une fenêtre à bande étroite adaptée au mode principal d'oscillation, peuvent engendrer l'oscillation du gyrotron sur un mode transverse d'indices différents (Hayashi, 1987).



## 7. Caractérisation du faisceau d'électrons par la fréquence du mode gyro BWO

Plusieurs descriptions théoriques permettent d'obtenir les caractéristiques d'oscillation d'une source micro-ondes. Quelques-unes d'entre elles sont présentées au chapitre 3 et sont principalement utilisées pour connaître la puissance que peut produire un oscillateur gyrotron, à partir d'un faisceau d'électrons dont les paramètres sont supposés connus. Ces paramètres sont rarement mesurés à cause de la grande densité d'énergie des faisceaux utilisés dans les sources micro-ondes de haute puissance. Le développement de méthodes de caractérisation de ces faisceaux est dès lors très important afin de pouvoir confirmer ou infirmer les valeurs supposées de ces paramètres et comprendre éventuellement pourquoi l'efficacité de ces sources est généralement inférieure à la valeur calculée.

Une méthode originale est proposée qui permet de déduire le rapport des vitesses moyennes des électrons du faisceau  $\alpha$  à partir de la mesure de la fréquence d'oscillation d'un mode gyro BWO (Muggli, 1991). Cette méthode est appliquée au faisceau du gyrotron dont le facteur de qualité du mode  $TE_{011}^o$  est 160. Les rapports de vitesses déduits de la fréquence d'oscillation du mode  $TE_{21}^o$  gyro BWO sont en excellent accord avec les valeurs que le canon à électrons est supposé produire. En principe, cette méthode permet également d'obtenir la dispersion de  $\alpha$  :  $\Delta\alpha/\alpha$ , à partir de la mesure de la puissance du mode. Expérimentalement cette puissance reste faible et semble indiquer la présence de dispersions plus importantes que celles attendues.

### 7.1 Caractérisations de faisceaux d'électrons

Plusieurs méthodes ont été proposées afin de mesurer les valeurs moyennes de l'énergie, des vitesses perpendiculaire et parallèle d'un faisceau d'électrons. Certaines d'entre elles permettent également de mesurer les dispersions (températures) ou directement les fonctions de distribution de ces paramètres. Pour les faisceaux relativistes des sources telles que CARM et FEL dont l'énergie est supérieure à 300 keV, ce sont l'énergie du faisceau à la sortie de la source d'électrons (diode à effet de champ, ...) et les distributions de vitesses à la sortie de l'onduleur ou du "cusp" qui sont à mesurer. Les faisceaux faiblement relativistes des sources gyrotron, gyro BWO ou TWA, etc., sont en

général relativement mono-énergétiques, il s'agit alors plutôt de mesurer les composantes parallèle et perpendiculaire de la vitesse des électrons. Les premières méthodes proposées nécessitent l'interception du faisceau d'électrons et ne peuvent donc être appliquées dans les sources elles-mêmes. De plus, elles ne s'appliquent qu'aux systèmes à très courtes impulsions ou aux faisceaux de faible puissance, puisque l'énergie des électrons est dissipée sur la sonde de mesure. D'autres méthodes ne perturbent pas le faisceau et peuvent lui être appliquées avant qu'il ne pénètre dans la zone d'interaction ou pendant l'interaction.

La fonction de distribution de l'énergie parallèle  $f(\epsilon_{\parallel})$  est obtenue en mesurant le courant  $I_p$  collecté par une plaque polarisée placée perpendiculairement au faisceau (Avdoskin, 1973). La dérivée de ce courant est directement proportionnelle à  $f(\epsilon_{\parallel})$  :

$$f(\epsilon_{\parallel}) \sim - \frac{dI_p}{dV_p}$$

où  $V_p$  est la tension de polarisation de la plaque. La fonction  $f(\epsilon_{\parallel})$  est également obtenue en mesurant le courant réfléchi par une colline de champ magnétique adiabatique (Avivi, 1986). Le produit  $\langle \gamma v_{\parallel} \rangle$  est obtenu en mesurant le pas de l'hélice de la trajectoire cyclotronique des électrons par une méthode de "pinhole" (Shefer, 1983).

Une capacité cylindrique placée autour du faisceau d'électrons permet de mesurer le champ électrostatique radial qu'il engendre (Avivi, 1983). La vitesse parallèle moyenne du faisceau est reliée à son courant et à la tension  $V_{\text{capacité}}$  mesurée aux bornes de la sonde par :

$$\langle v_{\parallel} \rangle = K \cdot \frac{I_p}{V_{\text{capacité}}}$$

où  $K$  est une constante dépendant des dimensions de la sonde et du matériau diélectrique qu'elle contient. Cette méthode de mesure a été appliquée au faisceau d'un gyrotron à 140 GHz (Guss, 1990) et a permis de montrer la saturation à haut courant du rapport de vitesse des électrons,  $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$ , engendrée par les effets de charge d'espace dans le faisceau. Cette méthode est particulièrement intéressante puisqu'elle ne perturbe pas le faisceau et fournit la valeur de  $\alpha$  à l'entrée de la cavité. Elle est très facile à appliquer et la mesure peut se faire simultanément avec toutes les mesures de caractérisation de l'interaction. Elle ne fournit cependant que la valeur moyenne de  $v_{\parallel}$  et aucune information sur sa dispersion.

La fonction de distribution de la vitesse parallèle  $f(v_{\parallel})$  est obtenue en mesurant le spectre en fréquence de la lumière d'un laser diffusée par les électrons par diffusion Thomson (Chen, 1984). Malgré de nombreuses difficultés, cette méthode est en principe

applicable à un gyrotron à cavité cylindrique (Read, 1990b) : la fenêtre du gyrotron doit être simultanément transparente à la lumière incidente et diffusée, et aux micro-ondes. L'illumination et l'observation doivent être pratiquement co-linéaires au faisceau d'électrons afin d'éviter l'élargissement par effet Doppler qui résulterait du mouvement circulaire transverse des électrons.

Lorsque le faisceau se trouve en propagation libre, comme dans la zone d'interaction d'un gyrotron quasi-optique, le spectre en fréquence de l'émission spontanée des électrons (rayonnement cyclotronique) dans un angle solide  $d\Omega$  est représentatif de la fonction de distribution  $f(v_{\parallel})$ . Cette méthode ne peut être utilisée que lorsque la cavité résonante du gyrotron est désaccordée (Alberti, 1989). La détection d'émission cyclotronique spontanée est également utilisée pour détecter l'existence d'un mouvement transverse indésirable des électrons avant l'onduleur d'un laser à électrons libres (FEL) (Shefer, 1980).

Le diagramme d'opération du tube  $Q_{diff}=160$  (cf. fig. 5.3.1) indique que le gyrotron peut fonctionner comme une source gyro BWO en accordant le champ magnétique  $B_0$  en-dessous de la résonance cyclotronique du mode  $TE_{011}^o$ . L'interaction se produit alors entre la fondamentale de la fréquence cyclotronique des électrons et la composante rétrograde du mode  $TE_{21}^o$ . La pulsation d'interaction de ce mode (cf. éq. 3.1.1.2) :

$$\omega_{BWO} \equiv \Omega_{c0}/\gamma_0 - |k_{\parallel}| \langle v_{\parallel} \rangle \quad (7.1.1)$$

dépend de la vitesse parallèle moyenne du faisceau  $\langle v_{\parallel} \rangle$  à travers le terme d'effet Doppler, et donc, du rapport des vitesses de électrons  $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$  pour une fréquence cyclotronique  $\Omega_{c0} = qB_0/m_0$  et un facteur relativiste  $\gamma_0$  fixés. La mesure de  $\omega_{BWO}$  peut donc être utilisée pour déduire la valeur de  $\alpha$ . Dans ce chapitre,  $\alpha$  est défini à partir des valeurs moyennes des vitesses,  $\langle v_{\perp} \rangle$  et  $\langle v_{\parallel} \rangle$ , afin de pouvoir inclure les dispersions des paramètres d'un faisceau réel. En principe, la valeur de la dispersion de  $\alpha$ ,  $\Delta\alpha/\alpha$ , peut en plus être déduite de la mesure de la puissance de sortie de ce mode. La valeur de  $\alpha$  mesurée au travers de  $\omega_{BWO}$  est comparée à  $\alpha_{EGUN}$ , la valeur obtenue à l'aide du code de trajectoires de particules EGUN (Hermannsfeldt, 1979) qui a servi à la conception du canon à électrons. Cette méthode de détermination de  $\alpha$  peut être utilisée aussi bien dans les sources où les modes gyro BWO sont des modes parasites, gyrotron, gyro TWA, CARM, .... que dans les gyro BWO eux-mêmes.

7.2 Calcul de  $\omega_{BWO}$  en fonction de  $\alpha$

Deux méthodes permettent de calculer  $\omega_{BWO}$  comme fonction de  $\alpha$ . La première utilise la relation de dispersion linéaire en milieu infini présentée au paragraphe 3.1.1. La solution de ce polynôme du quatrième degré en  $\omega = \omega_r + i\omega_i$  complexe fournit la fréquence d'oscillation  $\omega_{BWO} = \omega_r$  et le taux de croissance linéaire  $\omega_i$  du mode  $TE_{21}^0$  dans un guide d'onde ayant le rayon moyen de la section "à rayon constant" de la cavité,  $r_w = 2.28$  cm, en fonction des paramètres  $U_{cath}$ ,  $I_b$ ,  $B_0$ ,  $\alpha$ , et le rayon du faisceau donné par EGUN,  $R_g \approx r_w/2$ . La seconde utilise le code TWA qui permet de résoudre le système d'équation auto-cohérent décrivant l'interaction non-linéaire entre l'onde rétrograde et le faisceau, en tenant compte de la longueur fine et de la géométrie transverse de la cavité (cf. §3.2.2.2). La fréquence d'oscillation et la puissance du mode gyro BWO sont obtenues en fonction de  $U_{cath}$ ,  $I_b$ ,  $B_0$ ,  $\alpha$  ainsi qu'en fonction des dispersions des paramètres du faisceau. La valeur de  $\alpha$  se réfère à la valeur à l'entrée de la cavité. Les diagrammes  $\omega_{BWO} = \omega_{BWO}(\alpha)$  sont utilisés afin d'obtenir  $\alpha = \alpha(\omega_{BWO})$ . La figure (7.2.1) montre qu'avec les mêmes paramètres physiques, la fréquence d'oscillation calculée à partir de la relation de dispersion est inférieure d'environ 100 MHz à celle obtenue par le calcul non-linéaire. Inversément, d'une fréquence d'oscillation du mode gyro BWO donnée, la valeur de  $\alpha_{BWO}$  déduite à travers la relation de dispersion est supérieure d'environ 50% à celle déduite du calcul non-linéaire.

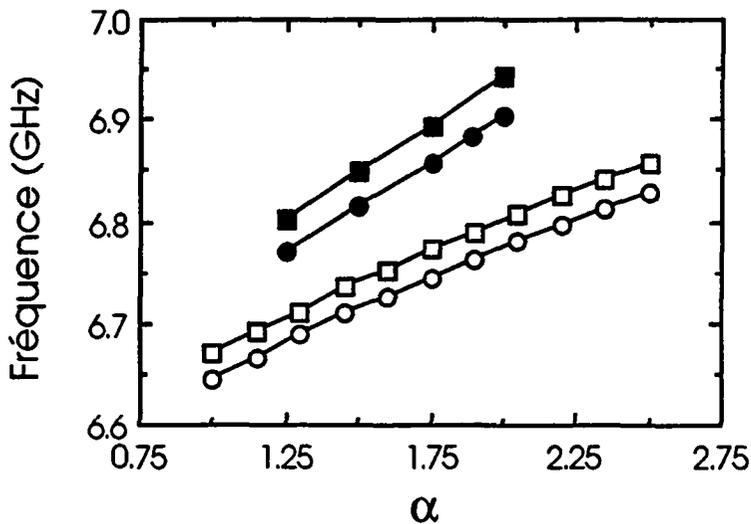


Figure 7.2.1 : Fréquence d'oscillation du mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO en fonction de  $\alpha$  calculée à l'aide de la relation de dispersion linéaire dans un guide d'onde dont le rayon est celui de la section droite de la cavité,  $r_w = 2.28$  cm, (symboles vides) et à l'aide du code de simulation non-linéaire TWA dans la cavité  $Q_{diff} = 160$  (symboles pleins), avec  $I_b = 4$  A (cercles) et  $I_b = 8$  A (carrés). Paramètres :  $U_{cath} = 75$  kV,  $B_0 = 2.970$  kG,  $\alpha = 1.75$ ,  $R_g = r_w/2 = 1.14$  cm.

### 7.3 Technique expérimentale

Les fréquences observées correspondant au mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO se trouvent entre 6.8 et 7.3 GHz (cf. §5.3.2). Cette bande de fréquence est limitée vers le bas par l'interception du faisceau par les parois du tube à trop bas champ magnétique. Vers les hautes fréquences, l'amplitude du signal décroît, le système devient instable, plusieurs fréquences d'oscillation de faible amplitude sont observées simultanément, puis le système n'oscille plus. Expérimentalement, le courant du faisceau  $I_b$  et le champ magnétique de la cavité  $B_0$  peuvent être variées indépendamment des autres paramètres. La valeur de  $\alpha$  doit être variée au travers du champ magnétique dans la région de la cathode puisque le canon a une structure de diode (cf. §4.1.1). L'inconvénient d'un tel canon est que, lorsque la tension d'accélération  $U_{cath}$  est changée, la valeur de  $\alpha$  change également si le profil de champ magnétique est conservé. Les valeurs de  $\alpha$  et  $U_{cath}$  ne peuvent donc pas être variées indépendamment de manière simple. La détermination de  $\alpha$  se fait à bas champ magnétique  $2.97 \leq B_0 \leq 3.095$  kG, dans la région où le mode  $TE_{21}^{\circ}$  oscille seul (cf. fig. 5.3.1). Le système à deux fenêtres adapté à ce mode, décrit au paragraphe 5.3.2, est utilisé, ce qui permet d'obtenir une variation continue de la fréquence d'oscillation en fonction des paramètres expérimentaux.

### 7.4 Résultats et discussion

Les figures (7.4.1) donnent une comparaison directe entre les valeurs de  $\alpha$  déduites de  $\omega_{BWO}$ ,  $\alpha_{BWO}$ , et les valeurs fournies par le code EGUN,  $\alpha_{EGUN}$ . Lorsque la relation de dispersion est utilisée, les valeurs de  $\alpha$  obtenues sont systématiquement de 1.5 à 2 fois supérieures aux valeurs  $\alpha_{EGUN}$ . La longueur d'interaction entre le faisceau et le mode rétrograde est très courte, environ 24 cm c'est-à-dire seulement 4.8 longueurs d'onde (cf. §3.2.2.2). Elle est très proche de la longueur minimale nécessaires pour que le système oscille à ces courants :  $L_{min} \approx 4-5\lambda$  pour  $I_b < 10$  A (Park, 1984). De plus, bien que les efficacités mesurées soient faibles,  $\eta < 5\%$ , les phénomènes non-linéaires de saturation peuvent jouer un rôle important sur la détermination de la fréquence d'oscillation de ce mode. La relation de dispersion linéaire en milieu infini n'est donc pas adaptée pour décrire la situation expérimentale dans laquelle ce mode est observé. Par contre, les valeurs de  $\alpha$  déduites par le calcul non-linéaire (code TWA) pour un faisceau froid, sont en très bon accord avec  $\alpha_{EGUN}$  :  $(\alpha - \alpha_{EGUN}) / \alpha_{EGUN} = +10$  à  $+20\%$ . Ce bon accord est confirmé, pour des valeurs de  $\alpha_{EGUN}$  inférieures à 1.9, par la comparaison entre les puissances mesurées et les puissances calculées avec les valeurs de  $\alpha_{EGUN}$  pour la cavité  $Q_{diff} = 225$  (cf. fig. 5.2.3). La table (7.4.1) indique que lorsque  $\alpha$  est augmenté par augmentation de la compression magnétique, la

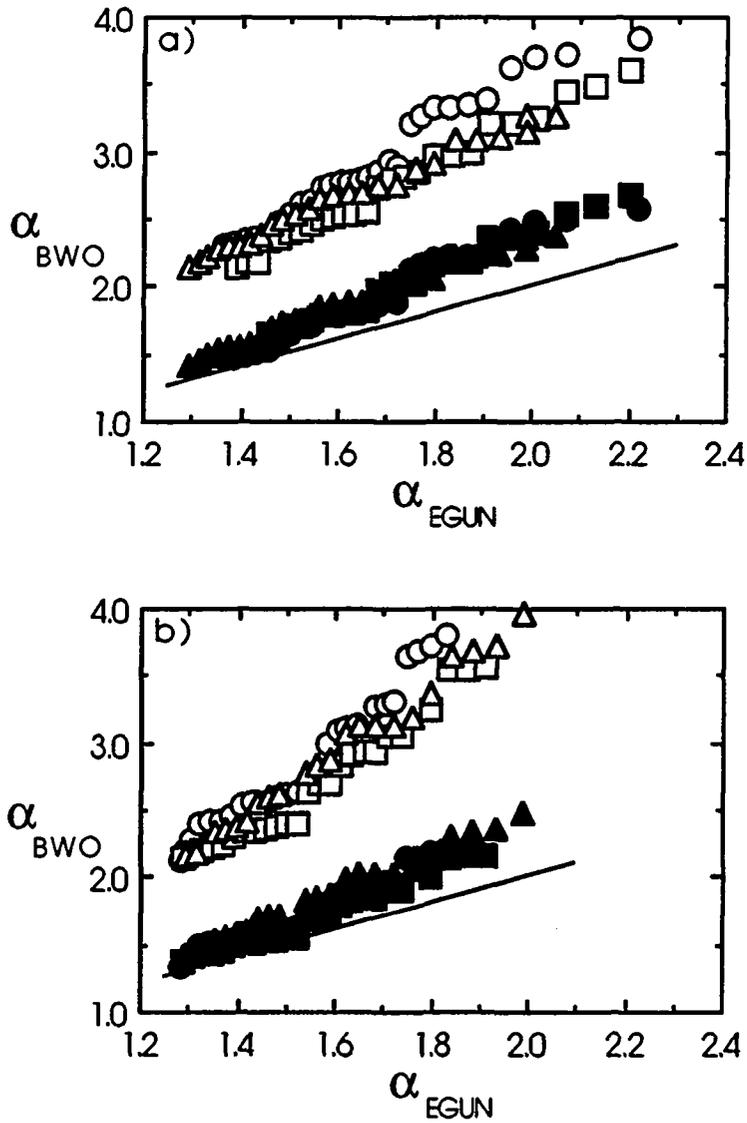


Figure 7.4.1 : Valeurs de  $\alpha$  déduite de la mesure de la fréquence d'oscillation du mode  $TE_{21}^o$  gyro BWO,  $\alpha_{BWO}$ , en fonction de la valeur de  $\alpha$  fournie par le code EGUN,  $\alpha_{EGUN}$ . La valeur de  $\alpha$  est obtenue soit à l'aide de la relation de dispersion linéaire (symboles pleins), soit à l'aide de la simulation non-linéaire, (symboles vides). Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=2.97$  kG (cercles),  $3.033$  kG (carrés),  $3.095$  kG (triangles) et a)  $I_b=4$  A, b)  $I_b=8$  A. La ligne continue représente  $\alpha_{BWO}=\alpha_{EGUN}$ .

dispersion  $\Delta v_{\parallel}/\langle v_{\parallel} \rangle$ , à l'entrée de la cavité, augmente sensiblement, alors que les dispersions  $\Delta v_{\perp}/\langle v_{\perp} \rangle$  et  $\Delta\gamma/\langle\gamma\rangle$  restent faibles et approximativement constantes. Avec ce canon et ce faisceau de faible densité de courant :  $j_{cavité} \approx 2.66 \text{ Acm}^{-2}$  à  $I_b = 10 \text{ A}$ , on peut considérer que  $\Delta\gamma/\langle\gamma\rangle \approx 0$  et donc que :

$$\frac{\Delta v_{\perp}}{\langle v_{\perp} \rangle} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{\Delta v_{\parallel}}{\langle v_{\parallel} \rangle}. \quad (7.4.1)$$

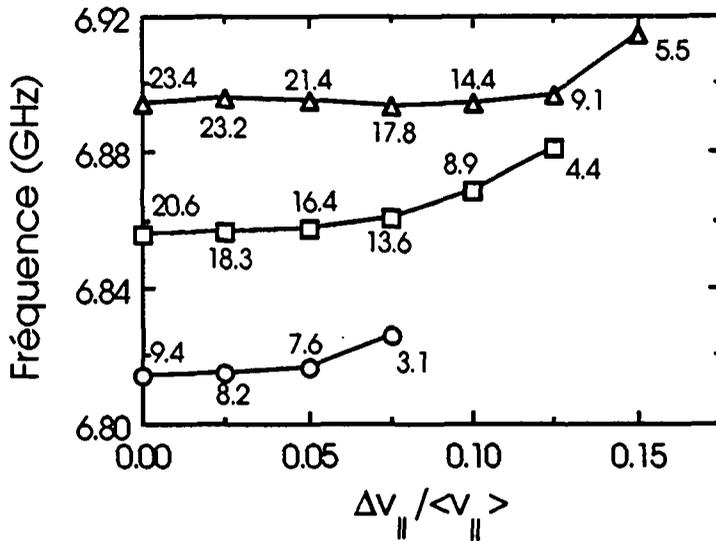


Figure 7.4.2 : Influence des dispersions de vitesses sur la fréquence et la puissance, indiquée en kilowatt pour chaque point, du mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO pour  $\alpha=1.5$  (cercles),  $\alpha=1.75$  (carrés) et  $\alpha=2.0$  (triangles). Dans ces calculs on suppose que  $\Delta\gamma/\langle\gamma\rangle \approx 0$  et donc que  $\Delta v_{\perp}/\langle v_{\perp} \rangle = (1/\alpha^2)(\Delta v_{\parallel}/\langle v_{\parallel} \rangle)$ . Paramètres :  $U_{cath} = 75 \text{ kV}$ ,  $I_b = 4 \text{ A}$ ,  $B_0 = 2.97 \text{ kG}$ .

L'influence de ces dispersions sur la fréquence d'oscillation du mode gyro BWO est calculée à l'aide de TWA. La figure (7.4.2) indique que, à partir d'un certain seuil de  $\Delta v_{\parallel}/\langle v_{\parallel} \rangle$ , les dispersions de vitesse augmentent sensiblement la fréquence d'oscillation du mode gyro BWO. La fréquence étant plus élevée en présence de dispersions de vitesse, les valeurs de  $\alpha$  obtenues à travers  $\omega_{BWO}$  pour un faisceau froid surestiment les valeurs réelles de  $\alpha$ . D'après la table (7.4.1), les valeurs des dispersions calculées par EGUN sont inférieures à ce seuil quel que soit  $\alpha$ . Le code EGUN ne tient compte que des effets d'optique électronique et de charge d'espace dans le faisceau. Il considère que le faisceau est parfaitement axisymétrique et ne tient pas compte de certains effets physiques de l'émission des électrons par la cathode.

Pour qu'elle soit émettrice, la cathode est chauffée à une température d'environ 1100 K. Les électrons sont émis avec une distribution thermique de leurs vitesses initiales

associée à cette température, qui donne lieu à une dispersion à la cathode (Tsimring, 1972) :

$$\frac{\Delta v_{\perp 0}}{\langle v_{\perp 0} \rangle} \Big|_T = 3.6 \left[ \frac{k_B T}{e U_{\text{cath}}} \frac{d}{2 r_{L0}} \right]^{1/2} \quad (7.4.2)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $d$  la distance entre la surface émettrice et l'anode et  $r_{L0}$  le rayon de Larmor des électrons lorsqu'ils quittent la cathode (cf. §4.1.1). Pour une tension d'accélération  $U_{\text{cath}}=75$  kV et une température de 1100 K on obtient :

$$\frac{\Delta v_{\perp 0}}{\langle v_{\perp 0} \rangle} \Big|_T \cong 5.4 \cdot 10^{-6}. \quad (7.4.3)$$

L'état de surface de la cathode influence fortement la qualité du faisceau. Si l'on considère que la rugosité de la surface de la cathode peut être représentée par des demi-sphères de rayon  $r_s$ , les perturbations de champ électrique qu'elles créent au voisinage de cette surface engendrent une dispersion que l'on peut estimer par (Tsimring, 1972) :

$$\frac{\Delta v_{\perp 0}}{\langle v_{\perp 0} \rangle} \Big|_r \cong 1.6 \sqrt{\frac{r_s}{r_{L0}}}. \quad (7.4.4)$$

Pour  $r_s = 10^{-6}$  m,  $E_c \cong 42$  kV/cm,  $B_c \cong 0.79$  kG et un angle de  $56^\circ$  entre  $E_c$  et  $B_c$  on obtient :

$$\frac{\Delta v_{\perp 0}}{\langle v_{\perp 0} \rangle} \Big|_r \cong 3.6 \cdot 10^{-2}. \quad (7.4.5)$$

Les dispersions engendrées par la température de la cathode sont négligeables par rapport aux autres. L'estimation de  $\Delta v_{\perp} / \langle v_{\perp} \rangle$  se fait à la cathode car, lorsque la charge d'espace est faible, la valeur de  $\Delta v_{\perp} / \langle v_{\perp} \rangle$  est conservée au cours de la compression magnétique adiabatique. Les valeurs de  $\Delta v_{\parallel} / \langle v_{\parallel} \rangle$  correspondantes sont calculées à l'aide de (7.4.1) et sont ajoutées aux dispersions fournies par EGUN. Ces dispersions sont statistiquement indépendantes et s'additionnent au sens des variances :

$$\frac{\Delta v_{\parallel}}{\langle v_{\parallel} \rangle} \Big|_{\text{tot}} = \left[ \left( \frac{\Delta v_{\parallel}}{\langle v_{\parallel} \rangle} \right)^2 + \left( \frac{\Delta v_{\parallel}}{\langle v_{\parallel} \rangle} \Big|_r \right)^2 + \left( \frac{\Delta v_{\parallel}}{\langle v_{\parallel} \rangle} \Big|_T \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (7.4.6)$$

Les valeurs des dispersions données par le code EGUN ne sont que des valeurs minimales ne tenant compte que des effets de géométrie et de charge d'espace. Les valeurs qui sont

réalisées dans l'expérience peuvent être estimées et sont, de beaucoup, supérieures aux valeurs fournies par EGUN (cf.  $(\Delta v_{||}/\langle v_{||} \rangle) |_{tot}$  dans la table 7.4.1).

$\alpha$	$\langle \gamma \rangle$	$\frac{\Delta \gamma}{\langle \gamma \rangle}$	$\frac{\Delta v_{  }}{\langle v_{  } \rangle}$	$\frac{\Delta v_{\perp}}{\langle v_{\perp} \rangle}$	$\frac{\Delta v_{  }}{\langle v_{  } \rangle}  _r$	$\frac{\Delta v_{  }}{\langle v_{  } \rangle}  _{tot}$	$\Delta V$ (kV)
1.23	1.1460	0.0001	0.027	0.018	0.032	0.042	0.39
1.32	1.1458	0.0001	0.031	0.016	0.063	0.070	0.50
1.65	1.1456	0.0002	0.036	0.013	0.098	0.104	0.60
2.02	1.1454	0.0002	0.051	0.013	0.147	0.155	0.70
2.37	1.1451	0.0002	0.072	0.013	0.202	0.215	0.85
2.95	1.1448	0.0002	0.114	0.014	0.313	0.333	1.01

Table 7.4.1 : Caractéristiques du faisceau d'électrons à l'entrée de la cavité en fonction de  $\alpha$  avec :  $U_{cath}=75$  kV,  $I_b=5$  A et  $B_0=3.033$  kG. La valeur de  $\alpha$  est variée en changeant le champ magnétique dans la région de la cathode. Ces valeurs sont obtenues à l'aide du code EGUN sauf  $(\Delta v_{||}/\langle v_{||} \rangle) |_r$ , qui est évalué à partir de  $(\Delta v_{\perp}/\langle v_{\perp} \rangle) |_r$ , (éq. 7.4.4) et (éq. 7.4.1) puisque  $\Delta \gamma/\langle \gamma \rangle \approx 0$ , et  $(\Delta v_{||}/\langle v_{||} \rangle) |_{tot}$  qui est obtenu à l'aide de l'équation (7.4.6).

La figure (7.4.2) montre que la puissance du mode gyro BWO diminue fortement avec les dispersions de vitesse. La mesure simultanée de la fréquence et de la puissance du mode permet en principe de déterminer  $\alpha$  et  $\Delta \alpha/\alpha$  :

$$\Delta \alpha/\alpha = \Delta v_{\perp}/\langle v_{\perp} \rangle + \Delta v_{||}/\langle v_{||} \rangle . \quad (7.4.7)$$

L'utilisation du k-spectromètre, comme coupleur calibré, pour la mesure de puissance est peu précise lorsque la fréquence d'oscillation varie de 6.8 à 7.3 GHz (cf. §4.2.3). De plus, dans cette expérience la puissance du mode gyro BWO semble varier sans réelle corrélation avec les paramètres expérimentaux (cf. fig. 5.3.2.5). Elle est influencée par l'adaptation relativement mauvaise du système de fenêtre (cf. fig. 5.3.2.4) et par la longueur d'interaction qui est proche de la longueur minimale d'accrochage. La détermination de  $\Delta \alpha/\alpha$  n'est pas possible. Cependant, les mesures de puissance effectuées indiquent que la puissance de ce mode reste inférieure à  $13 \pm 3.25$  kW jusqu'à  $I_b=8$  A et  $\alpha_{EGUN}=2.2$ . Cette borne supérieure confirme la présence d'importantes dispersions de vitesse, puisque les valeurs de puissance calculées sont d'environ 50 kW pour  $I_b=8$  A et  $\alpha=1.75$  seulement (cf. fig. 3.2.2.2.2). Peu de mesures de vitesses et de dispersions ont été réalisées

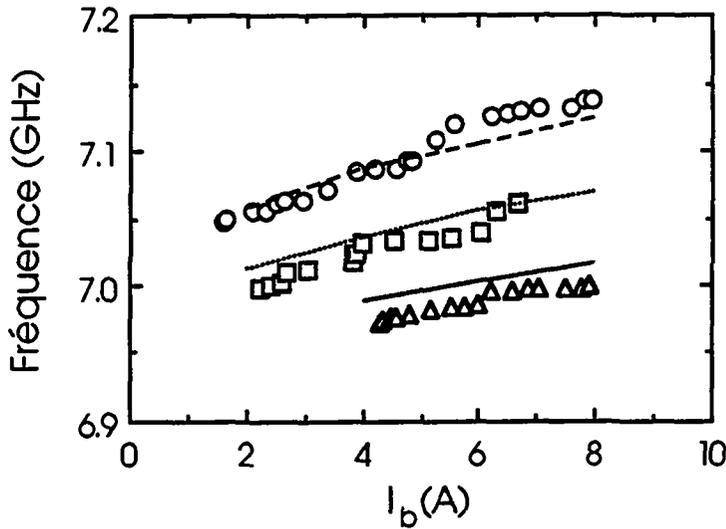


Figure 7.4.3 : Fréquence du mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO en fonction du courant du faisceau  $I_b$ . Les points expérimentaux correspondent à  $\alpha_{EGUN}=1.29$  (triangles), 1.52 (carrés) et 1.81 (cercles), et les valeurs calculées non-linéairement à des valeurs de  $\alpha$  d'environ 15% supérieures, c'est-à-dire :  $\alpha=1.5$  (ligne pleine), 1.75 (pointillée) et 2.0 (traitillée). Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=3.095$  kG.

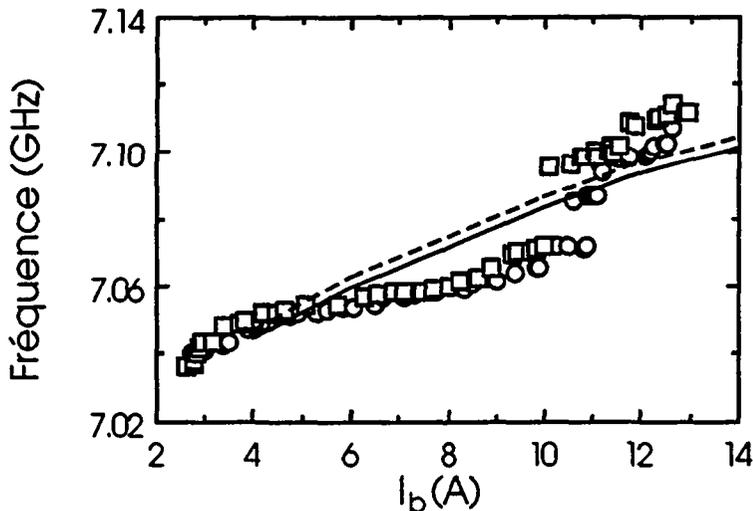


Figure 7.4.4 : Fréquence du mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO en fonction du courant du faisceau  $I_b$ . La tension d'accélération est diminuée afin d'atteindre  $I_b=13$  A. Les points expérimentaux correspondent à  $\alpha_{EGUN}=1.16$ ,  $U_{cath}=64$  kV (cercles) et  $\alpha_{EGUN}=1.25$ ,  $U_{cath}=66$  kV (carrés) et les courbes calculées non-linéairement à des valeurs de  $\alpha$  d'environ 10% supérieures, c'est-à-dire :  $\alpha=1.3$ ,  $U_{cath}=64$  kV (ligne pleine), et  $\alpha=1.4$ ,  $U_{cath}=66$  kV (ligne traitillée). Cette mesure est effectuée avec une seule fenêtre afin d'empêcher le mode  $TE_{012}^{\circ}$  d'osciller simultanément avec le mode  $TE_{21}^{\circ}$ . Paramètre :  $B_0=3.064$  kG.

sur des faisceaux ayant les tensions et courants nécessaires pour une source de micro-ondes de haute puissance. Cependant, en utilisant le canon d'un gyrotron à 110 GHz Zapevalov *et al.* (1990) ont mesuré des dispersions de vitesse perpendiculaire supérieures à 13% quel que soit le courant du faisceau entre 1 et 45 A, avec une valeur de  $\alpha$  mesurée d'environ 1.5 ce qui correspond à  $(\Delta v_{\perp} / \langle v_{\perp} \rangle) > 30\%$ .

Lorsque le courant augmente, la densité de charge du faisceau augmente et la vitesse parallèle des électrons diminue (cf. table 4.1.1.1), ce qui, à son tour, fait augmenter la densité de charge au voisinage de la surface émettrice, dans la zone de compression magnétique ainsi que dans la cavité. Certaines particules risquent alors de ne plus avoir une vitesse parallèle suffisante pour franchir la zone de compression et peuvent être réfléchies vers le canon. Ces effets de charge d'espace font également augmenter les dispersions de tous les paramètres, ainsi que la chute de potentiel à travers le faisceau. On peut ainsi être contraint à baisser la valeur de  $\alpha$  afin de conserver un faisceau de bonne qualité lorsque le courant augmente, ce qui limite la puissance de la source. De tels effets ont été observés à travers la mesure de  $\alpha$  dans un gyrotron à 140 GHz, pour des courants supérieurs à 20 A (Guss, 1990). Les figures (7.4.3) et (7.4.4) montrent que, dans le cas du faisceau étudié, la valeur de  $\alpha$  obtenue avec un profil de champ magnétique fixe ne dépend pas du courant du faisceau jusqu'à  $I_b = 13$  A. Les fréquences mesurées en fonction du courant sont en accord avec les fréquences calculées pour un faisceau froid si l'on admet une valeur de  $\alpha$  de 10 à 20% supérieure à celle fournie par le code EGUN (cf. fig. 7.4.1). Notons que la densité de courant maximale atteinte à l'entrée de la cavité n'est que de  $5.17 \text{ Acm}^{-2}$  ( $U_{\text{cath}} = 66 \text{ kV}$ ,  $I_b = 13 \text{ A}$ ,  $\alpha_{\text{EGUN}} = 1.75$ ,  $B_0 = 3.064 \text{ kG}$ ,  $R_g = 1.1243 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ ) alors que dans l'expérience à 140 GHz, les saturations sont observées à plus de  $369 \text{ Acm}^{-2}$  ( $U_{\text{cath}} = 80 \text{ kV}$ ,  $I_b = 20 \text{ A}$ ,  $\alpha = 1.93$ ,  $B_0 = 5.6 \text{ T}$ ,  $R_g = 0.53 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ ).

En plus des dispersions de vitesse, la figure (7.4.5) montre qu'une chute de potentiel  $\Delta V$  (cf. éq. 4.1.1.5) à travers le faisceau augmente la fréquence du mode gyro BWO d'environ 9 MHz/kV autour de  $U_{\text{cath}} = 75 \text{ kV}$ . D'après la figure (7.2.1) la fréquence de ce mode augmente d'environ 180 MHz par unité de  $\alpha$  (calcul non-linéaire). La surestimation de  $\alpha$  est donc d'environ 0.05 par kilovolt de dépression de potentiel. Grâce aux tables (4.1.1.1) et (7.4.1) on déduit qu'à  $I_b = 4 \text{ A}$  et  $I_b = 8 \text{ A}$  respectivement, ce sont environ 1.3 et 2.8 des 10 à 20% de l'écart entre les valeurs mesurées et les valeurs attendues de  $\alpha$ ,  $\alpha_{\text{EGUN}}$ , que l'on peut attribuer directement aux effets de charge d'espace.

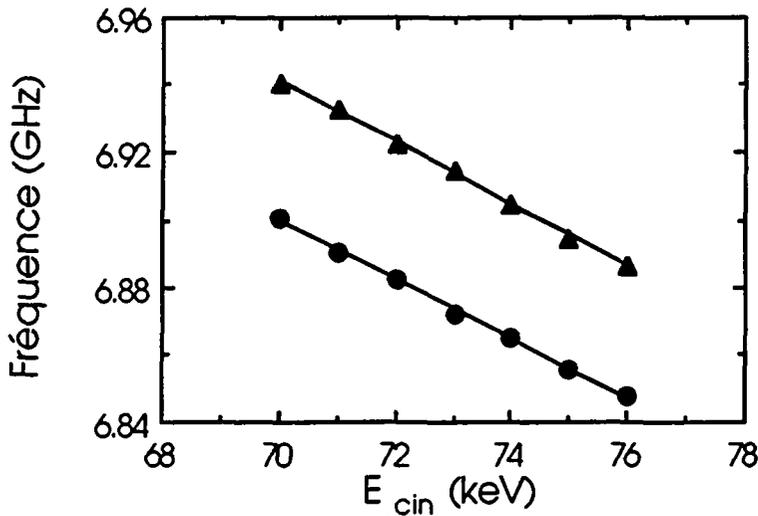


Figure 7.4.5 : Fréquence du mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO en fonction de l'énergie cinétique des électrons à l'entrée de la cavité, calculée avec  $\alpha=1.75$  (cercles) et  $\alpha=2.0$  (triangles). Le faisceau, accéléré par une tension de 75 kV et subissant une chute de potentiel électrostatique  $\Delta V$ , se comporte du point de vue du calcul comme un faisceau dont l'énergie cinétique est  $U_{cath}(kV)-\Delta V(kV)$  exprimée en keV. Paramètres :  $I_b=4$  A,  $B_0=2.97$  kG.

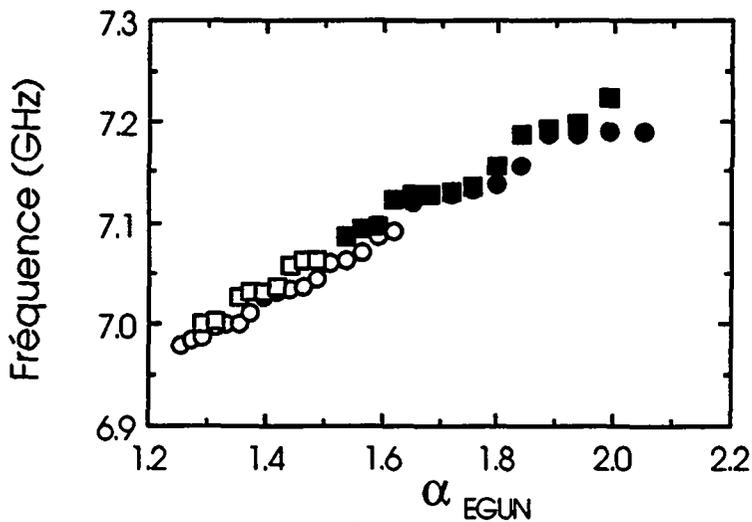


Figure 7.4.6 : Fréquence du mode  $TE_{21}^0$  gyro BWO avec  $I_b=6$  A (cercles) et  $I_b=8$  A (carrés) en fonction de  $\alpha_{EGUN}$ . A bas  $\alpha_{EGUN}$  le mode gyro BWO oscille seul (symboles vides) alors qu'à haut  $\alpha_{EGUN}$  les modes  $TE_{011}^0$  et  $TE_{21}^0$  oscillent simultanément (symboles pleins). La fréquence du mode gyro BWO n'est pas affectée par la présence du mode gyrotron. Paramètres :  $U_{cath}=75$  kV,  $B_0=3.095$  kG.

La détermination de  $\alpha$  est réalisée à bas champ magnétique afin d'éviter l'oscillation simultanée des deux modes  $TE_{011}^{\circ}$  gyrotron et  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO. Avec  $B_0=3.095$  kG, lorsque  $\alpha$  est supérieur à 1.6 et le courant supérieur à 6 A, les deux modes oscillent simultanément. Néanmoins, la figure (7.4.6) montre que la fréquence du mode gyro BWO n'est pas affectée par l'oscillation du mode gyrotron. La mesure de  $\alpha$  peut donc en principe se faire même lors de l'oscillation simultanée des deux modes. Les puissances respectives des deux modes sont par contre affectées par l'oscillation du mode concurrent (cf. §5.3). La mesure simultanée de la puissance des deux modes et la détermination de  $\alpha$  seraient précieuses pour la comparaison avec les résultats d'un code numérique de compétition de modes, qui permettrait de comprendre l'influence réciproque de ces modes de natures différentes.

La composante progressive du mode  $TE_{21}^{\circ}$  est également observée, à des fréquences entre 9.5 et 10.5 GHz. Ce mode gyro TWA correspond à une instabilité convective. Dans cette expérience il est généré grâce à la rétroaction engendrée par la forte désadaptation de la fenêtre du gyrotron pour cette composante du mode  $TE_{21}^{\circ}$ ,  $|p|^2 > 0.32$ . Il n'est observé qu'à très bas  $\alpha$ ,  $\alpha_{EGUN} < 1.3$ , et à haut champ magnétique. La détermination de  $\alpha$  à travers la mesure du gain linéaire d'un mode progressif est réalisable dans un amplificateur gyro TWA.

## 7.5 Conclusions

Les valeurs du rapport de vitesses des électrons du faisceau,  $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$ , déduites de la mesure de la fréquence du mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO sont en accord avec les valeurs calculées à l'aide du code EGUN. Pour déduire  $\alpha$  de  $\omega_{BWO}$ , il est nécessaire d'utiliser un code numérique de simulation non-linéaire (TWA) qui tient compte de la longueur finie de la cavité. La relation de dispersion linéaire en milieu infini n'est pas suffisante. Les valeurs de  $\alpha$  obtenues dans le cas d'un faisceau froid sont de 10 à 20% supérieures aux valeurs  $\alpha_{EGUN}$ . Cette différence s'explique qualitativement par les dispersions de vitesses des électrons du faisceau. Dans cette expérience, les valeurs de ces dispersions sont cependant difficiles à estimer et ne peuvent être mesurées. Les chutes de potentiel électrostatique à travers le faisceau atteintes dans cette expérience ne contribuent que faiblement à cette différence. Grâce aux grandes dimensions du faisceau, aucun effet de saturation de  $\alpha$  n'est visible pour des courants jusqu'à 13 A,  $j < 6$  Acm<sup>-2</sup>. La fréquence d'oscillation du mode  $TE_{21}^{\circ}$  gyro BWO ne dépend pas de la présence du mode  $TE_{011}^{\circ}$ . La réflexion de puissance engendrée par la fenêtre désadaptée du gyrotron rend discontinue la fréquence de ce mode en fonction des paramètres  $\alpha$ ,  $I_b$ ,  $B_0$ , et permet à la composante

progressive (gyro TWA) du mode  $TE_{21}^0$  d'osciller. L'adaptation partielle de la fenêtre supprime cette discontinuité de fréquence.

La mesure simultanée de la fréquence et de la puissance d'un mode gyro BWO permet en principe de déterminer les valeurs de  $\alpha$  et de  $\Delta\alpha/\alpha$  du faisceau (cf. fig. 7.4.2). Une source gyro BWO pourrait être utilisée pour caractériser le faisceau d'un canon donné. Cette mesure peut se faire quel que soit la densité d'énergie du faisceau et avec des paramètres expérimentaux semblables à ceux de la source dans laquelle le faisceau est réellement utilisé. Les résultats déjà acquis au cours des diverses expériences gyro BWO pourraient confirmer la possibilité d'utilisation de cette méthode de mesure.

## 8. Conclusions générales

La démarche adoptée au cours de cette expérience consiste à diminuer le facteur de qualité diffractif ( $Q_{diff}$ ) du mode  $TE_{011}^{\circ}$  de la cavité afin d'augmenter la puissance délivrée par le gyrotron. Il s'agit de déterminer la valeur inférieure de  $Q_{diff}$  permettant l'oscillation stable à haute puissance et haute efficacité du mode gyrotron, et d'identifier les problèmes associés à la diminution de la valeur de  $Q_{diff}$ .

La puissance délivrée à 5 A par la cavité  $Q_{diff}=410$  est de 200 kW, et l'efficacité totale proche de 50% ( $U_{cath}=80$  kV). Seul le mode  $TE_{011}^{\circ}$  de cette cavité est observé. Avec la cavité de facteur de qualité plus bas,  $Q_{diff}=225$ , la puissance et l'efficacité à 5A sont comparables à celles obtenues avec la cavité  $Q_{diff}=410$ . La puissance maximale est de 310 kW et l'efficacité de 35% à 11 A, limitée par le maximum de courant que peut délivrer l'alimentation. L'efficacité est supérieure à 40% entre 4 et 7 A environ. A tous les courants supérieurs à 6 A, le gyrotron n'oscille sur le mode  $TE_{011}^{\circ}$  que s'il délivre sa puissance à une charge adaptée. En présence de réflexion de puissance, le mode d'oscillation est le mode  $TE_{012}^{\circ}$  ou l'impulsion est interrompue par un arc. L'efficacité en champ magnétique plat, obtenue avec la cavité  $Q_{diff}=160$ , est limitée à 25%, quel que soit le courant, par l'oscillation à faible puissance du mode parasite gyro BWO. Ce mode est présent sur la plupart du domaine d'oscillation du mode  $TE_{011}^{\circ}$ . Il peut être supprimé grâce à des gradients de champ magnétique négatifs le long de la zone d'interaction. L'efficacité du mode  $TE_{011}^{\circ}$  atteint alors 40% mais à 3A seulement, et la puissance reste inférieure à celle obtenue avec les deux cavités précédentes.

Les études sur le comportement du gyrotron lorsqu'une partie de sa puissance de sortie est réfléchiée par une charge désadaptée montrent que ces réflexions conduisent en général à une diminution de la puissance qu'il délivre. Cependant, et comme prédit par les diagrammes de Rieke, pour certaines valeurs du coefficient de réflexion (d'amplitude non nulle) le gyrotron délivre une puissance supérieure à la puissance délivrée à une charge adaptée. Bien que la puissance maximale délivrée par le gyrotron  $Q_{diff}=225$  soit de 310 kW, (limite imposée par la puissance maximale de l'alimentation haute tension) la puissance utilisable sur une charge réelle, c'est-à-dire dont l'adaptation peut varier au cours du temps et qui n'est pas parfaite ( $VSWR < 1.4.5$ ) est d'environ 200 kW. Lorsque le gyrotron est

connecté à une longue ligne de transmission, c'est-à-dire à une ligne dont le facteur de qualité est supérieur à celui de sa cavité, cette longue ligne limite l'écart en fréquence engendré par la charge désadaptée ("frequency pulling"), et permet au gyrotron de supporter de plus grands coefficients de réflexion avant que l'impulsion ne soit interrompue par un arc. Une longue ligne de transmission a donc un effet stabilisateur sur le comportement d'une cavité à bas facteur de qualité.

L'ensemble de ces résultats montre que le facteur de qualité du mode d'oscillation principal doit rester supérieur à une valeur limite qui se situe entre 410 et 225 pour le mode  $TE_{011}^o$  à 8 GHz. Cette limite est fixée par le maximum de puissance que délivre le gyrotron à une efficacité proche de son optimum, par l'apparition des modes parasites tels que les composantes longitudinales  $q=2$  ou  $3$  du mode principal  $q=1$  ou un mode gyro BWO, ainsi que par l'influence des réflexions de puissance sur les caractéristiques d'oscillation du mode  $TE_{011}^o$ . Pour atteindre des puissances plus grandes, il est nécessaire de choisir un mode d'oscillation d'ordre plus élevé, dont l'énergie stockée dans la cavité, et donc le facteur de qualité compatible avec les paramètres optimaux, sont plus grands que ceux du mode  $TE_{011}^o$ . Un tel mode est plus stable par rapport aux réflexions de puissance. Il permet de diminuer la densité de charge du faisceau en le plaçant plus près de la paroi de la cavité. En contrepartie, les pertes ohmiques peuvent être plus élevées, et la compétition entre modes gyrotrons d'indices transverses différents plus sévère. L'oscillation possible de modes rétrogrades, correspondant à des instabilités absolues du système, doit être considérée.

La détermination de la valeur réelle de  $\alpha$  est importante puisque la valeur obtenue peut être comparée à la valeur attendue et utilisée dans tous les calculs numériques concernant l'interaction. La fréquence d'oscillation du mode parasite gyro BWO permet de déterminer le rapport de vitesse des électrons  $\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$ . Les valeurs de  $\alpha$  déduites de la mesure de cette fréquence à travers une simulation numérique non-linéaire et, en supposant un faisceau froid, sont en bon accord (+10% à +20%) avec les valeurs prédites par le code numérique EGUN, qui a servi à la conception du canon à électrons. Les faibles puissances mesurées pour le mode gyro BWO et les valeurs de  $\alpha$  obtenues, qui sont supérieures à celles attendues, semblent indiquer la présence de dispersions de vitesse plus importantes que celles fournies par EGUN. Ces dispersions peuvent en principe être évaluées à partir de la mesure de la puissance du mode gyro BWO. Les mesures de puissances réalisées ne sont cependant pas suffisamment précises pour réellement évaluer ces dispersions.

Cette mesure de  $\alpha$  et de sa dispersion est réalisable avec toutes les sources dans lesquelles un mode gyro BWO est observé. La réalisation d'une source gyro BWO pourrait être utilisée pour caractériser le faisceau d'un canon donné. La mesure précise de la

fréquence d'oscillation et de la puissance d'un mode gyro BWO permettrait d'obtenir la valeur moyenne de  $\alpha$  et celle de sa dispersion  $\Delta\alpha/\alpha$ . Un grand soin devrait être apporté à l'adaptation de la fenêtre de sortie et de la charge afin d'éviter les variations de puissance périodiques engendrées par leur désadaptation. Cette mesure est réalisable même lorsque la densité d'énergie contenue dans le faisceau est très élevée.



Annexe 1 : Modes TE dans un guide d'onde circulaire

L'équation d'onde dans un guide circulaire est résolue par la méthode de séparation des variables. Les champs E.M. obtenus pour un mode Transverse Electrique ( $TE_{mp}^0$ ,  $E_z \equiv 0$ ) peuvent s'écrire :

$$E_r(r, \theta, z, t) = \frac{1}{2} E(z) \left( \frac{-im}{k_{\perp} r} \right) J_m(k_{\perp} r) \exp\{-i(\omega t - m\theta)\} + c.c. \quad (A1.1)$$

$$E_{\theta}(r, \theta, z, t) = \frac{1}{2} E(z) J'_m(k_{\perp} r) \exp\{-i(\omega t - m\theta)\} + c.c. \quad (A1.2)$$

$$E_z(r, \theta, z, t) = 0 \quad (A1.3)$$

$$B_r(r, \theta, z, t) = \frac{i}{2\omega} \frac{dE(z)}{dz} J'_m(k_{\perp} r) \exp\{-i(\omega t - m\theta)\} + c.c. \quad (A1.4)$$

$$B_{\theta}(r, \theta, z, t) = \frac{-1}{2\omega} \frac{dE(z)}{dz} \left( \frac{m}{k_{\perp} r} \right) J_m(k_{\perp} r) \exp\{-i(\omega t - m\theta)\} + c.c. \quad (A1.5)$$

$$B_z(r, \theta, z, t) = \frac{i}{2\omega} E(z) k_{\perp} J_m(k_{\perp} r) \exp\{-i(\omega t - m\theta)\} + c.c. \quad (A1.6)$$

où  $k_{\perp} = v_{mp}/r_w$  est le nombre d'onde perpendiculaire,  $r_w$  est le rayon du guide d'onde et  $v_{mp}$  est le  $p$ ème zéro de  $J'_m(x) = \frac{d}{dx} J_m(x)$ . L'indice azimutal du mode est  $m$  et l'indice radial  $p$ . Le profil longitudinal  $E(z)$  est donné par :

$$E(z) = E_0 \exp\{+ik_{\parallel}z\} \quad (A1.7)$$

et  $E_0$  est une constante dans un guide d'onde vide de rayon constant.

$$k_{\parallel} = (k^2 - k_{\perp}^2)^{1/2} = \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2 \right)^{1/2} \quad (A1.8)$$

est le nombre d'onde parallèle du guide d'onde. Le flux de puissance selon  $z$  est donné par :

$$P_{rr} = \int_S ds \frac{\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (A1.9)$$

où  $ds = r dr d\theta z$  et  $S$  est la surface transverse du guide d'onde, et vaut :

$$P_{rf}(z) = \frac{\pi}{2Z_0} (v_{mp}^2 - m^2) J_m^2(v_{mp}) \left| \frac{E(z)}{k_{\perp}} \right|^2 \frac{1}{k} \operatorname{Im} \left( \frac{1}{E(z)} \frac{dE(z)}{dz} \right) \quad (A1.10)$$

où  $Z_0$  est l'impédance du vide,  $Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \approx 376.6 \Omega$ . La densité d'énergie par unité de longueur  $u_{rf}$  est donnée par :

$$u_{rf} = \int_s ds \left( \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \right) \quad (A1.11)$$

et vaut :

$$u_{rf}(z) = \frac{1}{c} \frac{\pi}{2Z_0} (v_{mp}^2 - m^2) J_m^2(v_{mp}) \left| \frac{E(z)}{k_{\perp}} \right|^2 \left[ 1 + \left( \frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 + \frac{1}{k^2} \frac{i}{E(z)} \frac{dE(z)}{dz} \right]. \quad (A1.12)$$

Le nombre d'onde parallèle complexe de l'onde est donné par :

$$k_{\parallel} = \frac{1}{E(z)} \frac{dE(z)}{dz} \quad (A1.13)$$

et donc :

$$P_{rf} = \frac{c^2 k_{\parallel}}{\omega} u_{rf} = \frac{c^2}{v_{\phi}} u_{rf} = v_g u_{rf} \quad (A1.14)$$

puisque :

$$v_{\phi} \cdot v_g = c^2$$

où  $v_{\phi}$  et  $v_g$  sont les vitesses de phase et de groupe de l'onde :

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{k_{\parallel}} = \frac{k}{k_{\parallel}} c \quad (A1.15)$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_{\parallel}} = \frac{k_{\parallel}}{k} c. \quad (A1.16)$$

Pour dériver (A1.10) et (A1.12) on utilise :

$$\int_0^{r_w} r dr J_m^2(k_{\perp} r) = \frac{r_w^2}{2} \left[ J_m^2(k_{\perp} r_w) + \left( 1 - \left( \frac{m}{k_{\perp} r_w} \right)^2 \right) J_m^2(k_{\perp} r_w) \right] = \frac{r_w^2}{2} \left( 1 - \left( \frac{m}{v_{mp}} \right)^2 \right) J_m^2(v_{mp})$$

puisque  $k_{\perp} r_w = v_{mp}$  et par définition  $J'_m(v_{mp}) = 0$ . Pour un mode  $TE_{mp}^0$ , l'impédance d'onde est donnée par :

$$Z_{\text{onde}} = -\mu_0 \frac{E_\theta}{B_r} = \mu_0 \frac{E_r}{B_\theta} \quad (\text{A1.18})$$

qui devient :

$$Z_{\text{onde}} = i Z_0 k \left[ \frac{1}{E(z)} \frac{dE(z)}{dz} \right]^{-1} . \quad (\text{A1.19})$$

L'impédance d'un guide d'onde circulaire est pour un mode TE :

$$Z_{\text{guide}} = \frac{k}{k_{\parallel}} Z_0 . \quad (\text{A1.20})$$

Lorsqu'un mode d'impédance  $Z_{\text{onde}}$  se propage dans un guide d'impédance  $Z_{\text{guide}}$ , le coefficient de réflexion complexe en amplitude  $\rho$  est donné par :

$$\rho = \frac{Z_{\text{onde}} - Z_{\text{guide}}}{Z_{\text{onde}} + Z_{\text{guide}}} . \quad (\text{A1.21})$$

Lorsqu'une onde se propage dans un guide d'onde sans interaction avec un faisceau et sans dissipation, son nombre d'onde parallèle (A1.13) est purement réel et égal à celui du guide d'onde, son impédance est égale à celle du guide d'onde et  $|\rho|=0$ . Chercher à satisfaire la condition au bord (2.2.10b) ou (3.2.18) :

$$\left. \frac{dE}{dz} \right|_{z=L} = + i k_{\parallel} E \Big|_{z=L} \quad (\text{A1.22})$$

est équivalent à minimiser  $|\rho|$ .

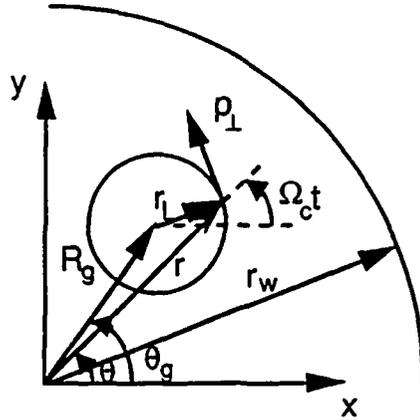


Figure A1.1: Situation d'un électron dans le plan transverse de la cavité. Le rayon du faisceau est donné par le rayon du centre de guidage des électrons :  $R_g$ . L'électron parcourt sa trajectoire cyclotronique de rayon  $r_L$  à la fréquence  $\Omega_c$ . Sa phase lente par rapport à l'onde de fréquence  $\omega$  ( $\omega \approx s\Omega_c$ ) est définie par :  $\psi = \omega t - s\Omega_c t + s\phi_0 - (m-s)\theta_g$  (éq. 3.2.11). L'électron de la figure a une phase initiale nulle sur sa trajectoire cyclotronique :  $\phi_0 = 0$ .

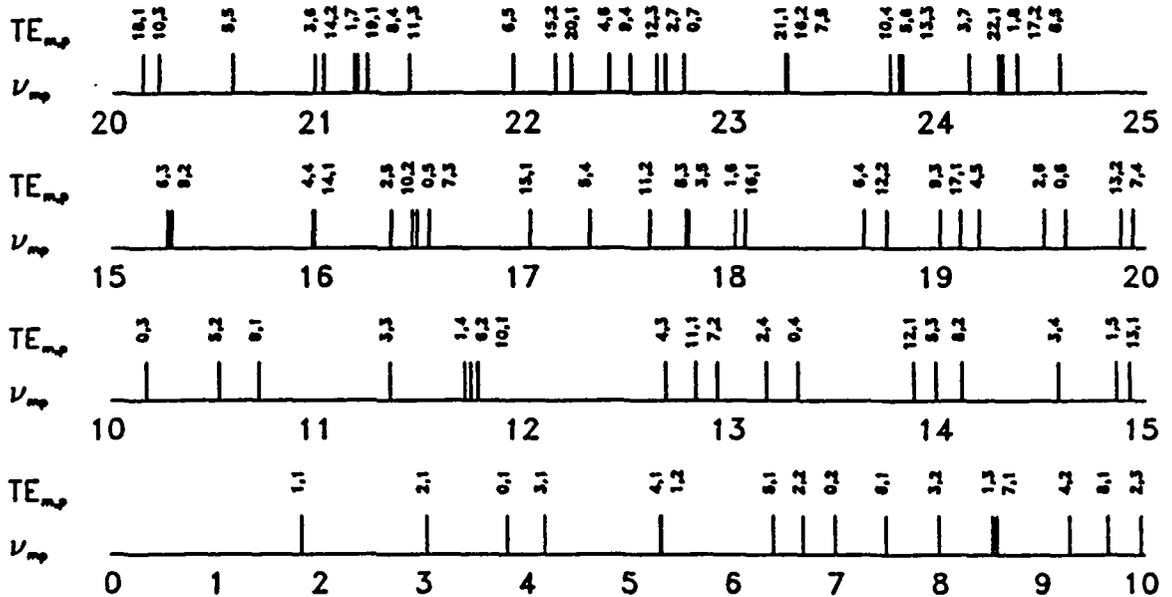


Figure A1.2: Zéros des dérivées des fonctions de Bessel de premier ordre,  $v_{mp}$  tel que  $J'_m(v_{mp}) = 0$ , où  $J'_m(x) = \frac{d}{dx}J_m(x)$ , pour  $v_{mp} < 25$ . Les valeurs de  $v_{mp}$  donnent le spectre en fréquence de la cavité puisque pour un rayon  $r_w$  fixé :  $\omega_{rés} = \omega_c = v_{mp}c/r_w$ .

Annexe 2 : Paramètres standards

Lorsque les valeurs des paramètres nécessaires pour l'évaluation de certaines grandeurs ne sont pas précisées dans le texte, celles qui sont utilisées sont données ici.

Mode gyrotron  $TE_{01}^0$  à la fréquence de 8 GHz, harmonique fondamentale ( $s=1$ ) de la fréquence cyclotronique, à l'entrée de la cavité :

$$U_{cath} = 75 \text{ kV} \quad \rightarrow \quad \gamma_0 = 1 + \frac{eU_{cath}}{m_0c^2} \cong 1 + \frac{U_{cath}(kV)}{511} = 1.1468$$

$$\alpha = \frac{v_{\perp 0}}{v_{\parallel 0}} = 1.75 \quad \rightarrow \quad \beta_{\parallel 0} = \left( \frac{1}{\gamma_0} \frac{\gamma_0^2 - 1}{2} \right)^{1/2} = 0.2428$$

$$\beta_{\perp 0} = \alpha \beta_{\parallel 0} = 0.425$$

$$B_0 = 3.127 \text{ kG} \quad \rightarrow \quad r_{L0} = \gamma_0 \frac{m_0 v_{\perp 0}}{q B_0} = \frac{v_{\perp 0}}{\Omega_c} = 2.66 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$\Omega_{c0} = \frac{q B_0}{m_0} = 5.499 \cdot 10^{10} \text{ rad/s} \Leftrightarrow 8.75 \text{ GHz}$$

$$\frac{\Omega_{c0}}{\gamma_0} = 4.795 \cdot 10^{10} \text{ rad/s} \Leftrightarrow 7.63 \text{ GHz}$$

Dans la cavité :

$$r_w = 2.2487 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$R_g = r_w/2 = 1.1243 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad I_b = 10 \text{ A} \rightarrow \quad j = \frac{I_b}{4\pi R_g r_{L0}} \cong 2.66 \text{ Acm}^{-2}$$

$$N = \frac{I_b}{e\beta_{\parallel 0}c} \cong 8.57 \cdot 10^{11} \text{ électrons/m}$$

$$n_e = \frac{j}{e\beta_{\parallel 0}c} \cong 2.28 \cdot 10^{15} \text{ électrons/m}^3$$

$$\omega_p = \left( \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_0} \right)^{1/2} \cong 2.69 \cdot 10^9 \text{ rad/s} \Leftrightarrow 0.428 \text{ GHz}$$

$$\left( \frac{\omega_p}{\Omega_{c0}} \right)^2 \cong 0.0024$$

A la cathode :

$$r_{cath} = 2.067 \text{ cm}$$

$$\begin{aligned} S_{\text{cath}} &= 7.795 \text{ cm}^{-2} & I_b = 10 \text{ A} \rightarrow & j \cong 1.28 \text{ Acm}^{-2} \\ B_{\text{cath}} &\cong 0.852 \text{ kG} & B_0/B_{\text{cath}} &\cong 3.7 \end{aligned}$$

Le mode gyro BWO est la composante rétrograde du mode  $TE_{21}^{\circ}$ . La fréquence satisfaisant (3.1.1.1) et (3.1.1.2) est de 6.915 GHz. La bande de fréquence observée expérimentalement est 6.8 à 7.3 GHz.

Sans autre indication, tous les calculs sont effectués pour un faisceau froid :  $\Delta p_{\perp 0} = \Delta p_{\parallel 0} = \Delta \gamma_0 = \Delta R_{g0} = 0$  à l'entrée de la cavité, et avec une conductibilité électrique  $\sigma$  infinie pour la paroi de celle-ci.

## Références

Abramowitz M. and Stegun I.A., (1964), "Handbook of mathematical functions", NBS applied mathematics series 65.

Ahn S., (1982), "Gain and bandwidth of a gyrotron amplifier with tapered rectangular waveguide", *Int. J. Electronics*, **53**(6), pp. 673-678.

Ahn S. and Ferendeci A.m., (1984), "Non-linear analysis of a high-harmonic rectangular gyrotron", *Int. J. Electronics*, **57**(6), pp. 1055-1063.

Alberti S., Tran M.Q., Tran T.M., Hogge J.-P., Muggli P. and Isak B., (1989), "A novel electron beam diagnostic using the measurement of the cyclotron emission", Conference digest of the 14th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Würzburg 2-6 October 1989, Vol. SPIE 1240, pp. 535-536.

Alberti S., Tran M.Q., Hogge J.-P., Tran T.M., Bondeson A., Muggli P., Perrenoud A., Jödicke B. and Mathews H.G., (1990), "Experimental measurements on a 100 GHz frequency tunable quasioptical gyrotron", *Phys. Fluids B-2*(7), pp. 1654-1661.

Andeani, (1990), 1988-89 Annual report of the Fusion Department of the Italian Commission for Nuclear and Alternative Energy Sources, Frascati Energy Research Center.

Antonsen T. Jr., (1985), "Theory of rf current drive", chapter 6 of "Wave heating and current drive in plasmas", edited by Granatstein V.L. and Colestock P.L., Gordon and Breach Science Publisher.

Avdoskin E.G. and Gol'denberg A.L., (1973), "Experimental investigation of adiabatic electron guns of cyclotron-resonance masers", *Sov. Radiophys.* **16**(10), pp. 1241-1246.

Avivi P., Cohen Ch. and Friedland L., (1983), "Drift velocity measurements in relativistic electron beams", *Appl. Phys. Lett.* **42**(11), pp 346-348.

Avivi P., Cohen Ch. and Friedland L., (1986), "Velocity distribution and energy diagnostics in intense guided relativistic electron beams", *Rev. Sci. Instrum.* **57**(3), pp. 948-949.

Baird J.M and Lawson W., (1986), "Magnetron injection gun (MIG) design for gyrotron applications", *Int. J. Electronics* **61**(6), pp. 953-967.

Barnett L.R., Chang L.H., Chen H.Y., Chu K.R., Lau W.K. and Tu C.C., (1989), "Absolute instability competition and suppression in a millimeter-wave gyrotron traveling-wave tube", *Phys. Rev. Lett.* **63**(10), pp. 1062-1065.

Bekefi G., DiRienzo A., Leibovitch C. and Danly B.G., (1989), "35 GHz cyclotron auto-resonance maser amplifier", *Appl. Phys. Lett.* **54**(14), pp.1302-1304.

Bers A., (1983), "Space-time evolution of plasma instabilities-absolute and convective", chapter 3.2 in Handbook of plasma physics, Vol.1, edited by Rosenbluth M.N. and Zagdeev R.Z., North Holland Publishing Company.

Bondeson A. and Antonsen T.M., (1986), "Space charge instabilities in gyrotron beams", *Int. J. Electron.* **61**(6), pp. 855-870.

Brand G.F., Fekete P.W., Hong K., Moore K.J. and Idehara T., (1990), "Operation of a tunable gyrotron at the second harmonic of the electro cyclotron frequency", *Int. J. Electronics* **68**, pp. 1099-1111.

Bratman V.L., Grinzburg N.S., Nusinovich G.S., Petelin M.I. and Strelkov P.S., (1981), *Int. J. Electron.* **51**, pp. 541

Bratman V.L. and Pylin A.V., (1989), "Conditions for self-excitation of a gyrotron taking space charge into account", *Radiophys. and Quant. Electron.* **32**, pp 1043-1051.

Briggs R.J., (1964), "Electron-stream interaction with plasmas" MIT Press, Cambridge, Massachusetts, U.S.A.

Caplan M., (1987), "Design of an electronically tunable millimeter wave gyrotron backward wave oscillator", *Tech. Dig. 12th Int. Conf. on Microwave and Millimeter Waves*, 87CH2490, pp 276-277.

Carmel Y., Chu K.R., Read M., Ganguly A.K., Dialetis A., Seeley R., Levine J.S. and Granatstein V.L., (1983), "Realization of a stable and highly efficient gyrotron for controlled fusion research", *Phys. Rev. Letters* **50**(2), pp. 112-116.

Chen S.C. and Marshall T.C., (1984), "Thomson backscattering from a relativistic electron beam as a diagnostic for parallel velocity spread", *Phys. Rev. Lett.* **52**(6), pp. 425-428.

Chu K.R., Hirshfield J.L., (1978a), "Comparative study of the axial and azimuthal bunching mechanisms in electromagnetic cyclotron instabilities", *Phys. Fluids* **21**(3), pp. 461-466.

Chu K.R., (1978b), "Theory of electron cyclotron maser interaction in a cavity at the harmonic frequencies", *Phys. Fluids* **21**(12), pp. 2354-2364.

Chu K.R., Drobot A.T., Granatstein V.L. and Seffor J.L., (1979), "Characteristics and optimum operating parameters of a gyro traveling wave amplifier", *Microwave Theory and Tech.* **MTT-27**(2), pp. 178-187.

Chu K.R., (1985), "Theory of the rf electron cyclotron resonance heating", chapter 7 of "Wave heating and current drive in plasmas", edited by Granatstein V.L. and Colestock P.L., Gordon and Breach Science Publisher.

Chu K.R., Drobot A.T., Szu H.H. and Sprangle P., (1980a), "Theory and simulation of the gyrotron traveling wave amplifier operating at cyclotron harmonics", *Microwave Theory and Tech.* **MTT-28**(4), pp. 313-317.

Chu K.R., Read M.E. and Ganguly A.K., (1980b), "Method of efficiency enhancement and scaling for the gyrotron oscillator", *Microwave Theory and Tech.* **MTT-28**(4), pp. 318-325.

Chu K.R., Barnett L.R., Lau W.K., Chang L.H., Lin A.T., and Lin C.C., (1991), "Nonlinear dynamics of the gyrotron traveling wave amplifier", *Phys. Fluids B-3* **3**(8), pp. 2403-2408.

Collin R.E. (1966), "Foundations for microwave engineering", McGraw-Hill Book Company, second edition.

Darby B.G. and Temkin R.J., (1986), "Generalized nonlinear harmonic gyrotron theory", Phys. Fluids **29**(2), pp. 561-567.

Davies J.A., (1989), "Conditions for absolute instability in the cyclotron resonance maser", Phys. Fluids B **1**(3), pp. 663-669.

Davies J.A., Davidson R.C. and Johnston G.L., (1990), "Pulse shapes for absolute and convective cyclotron-resonance-maser instabilities", Plasma Sci. **18**(3), pp. 286-300.

Doane J.L., (1982), "Mode converters for generating the HE<sub>11</sub> (gaussian-like) mode from TE<sub>01</sub> in a circular waveguide", Int. J. Electronics, **53**(6), pp. 573-586.

Felch K., Huey H. and Jory H., (1990), "Gyrotrons for ECH applications", J. Fusion Ener. **9**(1), pp. 59-75.

Filiflet A.W., Read M.E., (1981), "Use of weakly irregular waveguide theory to calculate eigenfrequencies, Q values and rf field functions for gyrotron oscillators", Int. J. Electronics **51**(4), pp. 475-484.

Filiflet A.W., Read M.E., Chu K.R., Seeley R., (1982), "A self-consistent field theory for gyrotron oscillators : application to a low Q gyromonotron", Int. J. Electronics **53**(6), pp. 505-521.

Flyagin V.A., Goldenberg A.L. and Nusinovich G.S., (1984), "Powerful gyrotrons", Infrared and Millimeter Waves **11**, Academic Press, pp. 179-226.

Ganguly A.K. and Ahn S., (1982), "Self-consistent large signal theory of the gyrotron travelling wave amplifier", Int. J. Electron. **53**(6), pp. 641-658.

Ganguly A.K. and Chu K.R., (1984), "Limiting current in gyrotrons", Int. J. Infrared and Millimeter Wave **5**(1), pp. 103-121.

Ganguly A.K. and Ahn S., (1989), "Optimisation of the efficiency in gyrotron backward-wave oscillator via a tapered axial magnetic field", Appl. Phys. Lett. **54**(6), pp. 514-516.

Gaponov A.V., (1959), "Interaction of irrectilinear electron beams with electromagnetic waves in transmission lines", Izv. VUZov. Radiofizika **2**, pp. 450-462, and pp. 836-837.

Gaponov A.V., Flyagin V.A., Gol'denberg A.L., Nusinovich G.S., Tsimring Sh.E., Usov V.G. and Vlasov S.N., (1981), "Powerful millimetre-wave gyrotrons", Int. J. Electron. **51**(4), pp. 277-302.

Garin P., Mourier G., Krieg J.M. and Dubrovin A., (1990), "Extensive experimental results on a 1 MW, 8 GHz gyrotron and the transmission line", Conference digest of the 15th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Orlando, 10-14 Dec., Vol SPIE 1514, pp. 768-770.

Guss W.C., Grimm T.L., Kreisher K.E., Pelevoy J.T. and Temkin R.J., (1990), "Velocity ratio measurements of a gyrotron electron beam", MIT Report PFC/JA-90-13 and J. Appl. Phys. **69**(7), pp. 3789-3795, (1991).

Hayashi K., Komuro M., Itoh Y. and Sugawara T., (1987), "Analysis of mode competition including mismatch effect of window", Conference digest of the 12th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista, Florida, 14-18 December, pp. 155-156.

Hermannsfeldt W.B., (1979), Electron trajectory program, SLAC 226, Stanford linear accelerator center, Stanford, CA 94305, November 1979.

Hogge J.-P., Cao H., Kasperek W., Tran T.M. and Tran M.Q., (1990), "Output coupling of quasi-optical resonator by mean of a diffractive grating in the millimeter wave range", Conference digest of the 12th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista, 14-18 Dec., Vol SPIE 1514, pp. 196-197.

Ives L., Felch K. and Jory H., (1987), "Preliminary design of a 280 GHz, 1 MW cw gyrotron oscillator", Conference digest of the 15th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Orlando, 10-14 Dec., pp. 535-537.

Itzykson C. and Zuber J.-B., (1985), "Quantum field theory", McGraw-Hill International editions, Physics Series.

Jackson J.D., (1975), "Classical electrodynamics", second edition, J. Willey and sons, New York.

Kasperek W. and Müller G.A., (1988), "The wavenumber spectrometer-an alternative to the directional coupler for multimode analysis in oversized waveguides", Int. J. Electronics **64**(1), pp. 5-20.

Kilpartrick W.D., (1957), "Criterion for vacuum sparking designed to include both rf and dc", Rev. Sci. Instrum. **28**(10), pp. 824-826.

Kleva R.G., Antonsen T.M. Jr. and Levush B., (1988), "The effect of the time dependent self-consistent electrostatic field on gyrotron operation", Phys. Fluids **31**(2), pp. 375-386.

Kreisher K.E., Danly B.G., Woskoboinikov W.P., Mulligan W.J. and Temkin R.J., (1984), "Frequency pulling and bandwidth measurement of a 140 GHz pulsed gyrotron", Int. J. Electronics **57**(6), pp. 851-862.

Kreisher K.E., Danly B.G., Schutkerer J.B. and Temkin R.J., (1985), "The design of megawatt gyrotrons", Plasma Sci. PS-**13**(6), pp. 364-373.

Kreisher K.E., Danly B.G., Schutkerer J.B. and Temkin R.J., (1985b), "Prospect for high power gyrotrons", Plasma Phys. and Controlled Fusion **27**(12A), pp. 1449-1459.

Kreisher K.E., Grim T.L., Mobius A.W. and Temkin R.J., (1988), "The design of megawatt gyrotrons for the compact ignition torus", Conference digest of the 13th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Honolulu, 5-9 Dec., Vol SPIE 1039, pp. 179-180.

Kreisher K.E., Grim T.L., Guss W.C., Möbius A.W. and Temkin R.J., (1990), "Experimental study of a high frequency megawatt gyrotron oscillator", Phys. Fluids B-**2**(3), pp 640-646

Kuper J.B.H. (1948), "Load effects in reflex klystrons", Chap. 15 in "Klystron and microwave triodes", MacGraw Hill Book Company Inc. .

Lau Y.Y., Chu K.R., Barnett L.R. and Granatstein V.L., (1981), "Gyrotron traveling wave amplifier: I) Analysis of oscillations, II) Effects of velocity spread and wall resistivity, III) A proposed fast wave wide band amplifier", *Int. J. Infrared and Mill.Waves* 2(3), pp. 373-413.

Levy R.H., (1965), "Diocotron instability in a cylindrical geometry", *Phys. Fluids* 8(7), pp. 1288-1295.

Luchinin A.G. and Nusinovich G.S., (1975), *Electron. Tekh. Ser I, SV-ch Electronika* (11)

Ma J.Y.L. and Robinson L.C., (1983), "Night moth eye window for the millimetre and sub-millimetre wave region", *Optica Acta* 30(12), pp. 1685-1695.

Mathews H.G., Agosti G., Holm K., Kuse D., Muggli P., Tran M.Q., Alberti S., Perrenoud A. and Tran T.M., (1987), "A high power gyrotron oscillator at 8 GHz", *Conference digest of the 12th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista, Florida, 14-18 December*, pp. 383-384.

Muggli P., Tran M.Q., Tran T.M., Mathews H.G., Agosti G., Alberti S. and Perrenoud A., (1990), "Effect of power reflection on the operation of a low-Q 8 GHz gyrotron", *Microwave Theory and Tech. MTT-38*(9), pp. 1345-1351.

Muggli P., Tran M.Q. and Tran T.M., (1991), "Velocity ratio measurement using the frequency of the gyro backward wave", *Phys. Fluids B-3*(6), pp. 1315-1318.

Nakajima M., Ikenoue J.-I., (1978), "Locking phenomena in microwave oscillator circuits", *Int. J. Electronics*, 44(5), pp. 465-472.

Nusinovich G.S. and Erm R.E., (1972), *Elektron. svch* 55.

Nusinovich G.S., (1974), *Electron. Tekh. Ser I, SV-ch Electronika* (3).

Nusinovich G.S., (1984), "Linear theory of a gyrotron with weakly tapered external magnetic field", *Int. J. Electronics* 64(1), pp. 127-135.

Pantell R.H., (1959), "Backward-wave oscillations in an unloaded waveguide", *Proc. IRE* 47, pp. 1146.

Park S.Y., Granatstein V.L. and Parker R.K., (1984), "A linear theory and design study for a gyrotron backward-wave oscillator", *Int. J. Electronics* 57(6), pp. 1109-1123.

Park S.Y., Kyser R.H., Armstrong C.M. and Parker R.K., (1987), "Experimental study of gyro-BWO", *Tech. Dig. IEDM-87*, pp. 933-936.

Park S.Y., Kyser R.H., Armstrong C.M., Parker R.K. and Granatstein V.L., (1990), "Experimental study of a Ka-band gyrotron backward-wave oscillator", *Plasma Sci.* 18(3), pp. 321-325.

Pesme D., Laval G. and Pellat R., (1973), "Parametric instabilities in bounded plasmas", *Phys.Rev Lett.* 31(4), pp. 203-206.

Pochelon A., Goodman T., Whaley D., Tran M.Q., Perrenoud A., Reinhard D., Jödicke B., Mathews H.G., Kasperek W. and Thumm M., (1990), "39 GHz ECRH system for breakdown studies on the TCA tokamak", in Proceedings of the 16th Symposium on Fusion Technology, London, 3-7 Sept., pp. 1075-1079.

Porkolab M., (1985), "Lower hybrid wave propagation, heating, and current drive experiments", chapter 5 of "Wave heating and current drive in plasmas", edited by Granatstein V.L. and Colestock P.L., Gordon and Breach Science Publisher.

Read M.E., Chu K.R. and Dudas A.J., (1980), "Experimental examination of the enhancement of gyrotron efficiencies by use of profiled magnetic fields", Microwave Theory and Tech. MTT-30(1), pp. 42-46.

Read M.E., Dudas A.J., Lawson W. and Singh A., (1990a), "Depressed collectors for high power gyrotrons", IEEE Trans. Electr. Devices 17, pp. 1579.

Read M.E. and McKay J.A., (1990b), "An electron velocity distribution measurement for gyrotrons based on Thomson scattering", Conference digest of the 15th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Florida 10-14 Dec. 1990, Vol. SPIE 1514, pp. 419-421.

Salop A. and Caplan M., (1986), "Self consistent large signal analysis of the gyrokystron", Int. J. Electron 61(6), pp. 1005-1024.

Schneider J., (1959), "Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field", Phys. Rev. Letters 2, pp. 504-505.

Seffor J.L., Granatstein V.L., Chu K.R., Sprangle P. and Read M.E. (1979), "The electron cyclotron maser as high power traveling wave amplifier of millimeter waves", J. Quant. Electron., QE-15(9), pp. 848-853.

Shefer R.E. and Bekefi G., (1980), "Energy distribution in relativistic electron beams from field-emission diodes", Appl. Phys. Lett. 37(10), pp. 901-903.

Shefer R.E., Yin Y.Z. and Bekefi G., (1983), "Velocity diagnostics of mildly relativistic, high current electron beams", J. Appl. Phys. 54(11), pp. 6154-6159.

Slater J.C., "Operation and testing of reflex oscillators", R.L. Report No. 742, June 18 (1945)

Solymar L., (1959), "Spurious mode generation in a non-uniform waveguide", Microwave Theory and Tech. MTT-7, pp. 379.

Spira-Hakkarainen S., Kreisher K.E. and Temkin R.J., (1990), "Submillimeter-wave harmonic gyrotron experiment", Trans. Plasma Sci. 18(3), pp. 334-342.

Sprangle P., Drobot A.T., (1977), "The linear and self-consistent nonlinear theory of the electron cyclotron maser instability", Microwave Theory and Tech. MTT-25(6), pp. 528-544.

Sprangle P. and Smith R.A., (1980), "The nonlinear theory of efficiency enhancement in the electron cyclotron maser (gyrotron)", J. Appl. Phys. 51(6), pp. 3001-3007.

Temkin R.J., (1981), "Analytic theory of tapered gyrotron resonators", *Int. J. Inf. and Millimeter Waves* **2**.

Tsimring Sh.E., (1972), "On the spread of velocities in helical electron beams", *Radiophys. Quant. Electron.* **15**, pp. 952-961.

Twiss R.Q., (1958), "Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radio astronomy", *Australian J. of Physics* **11**, pp. 564-579.

Uhm H.S., Davidson R.C. and Chu K.R., (1978), "Cyclotron maser instability for general magnetic harmonic number", *Phys. Fluids* **21**(10), pp. 1877-1887.

Uhm H.S. and Davidson R.C., (1979), "Cyclotron instability for intense electron beams", *J. Appl. Phys.* **50**(2), pp. 696-701.

Van der Pol B., (1977), "Forced oscillations in a circuit with non-linear resistance", *Phil. Mag.*, **S.7, 3**(13), pp. 65-80.

Vlasov S.N., Zhislin G.M., Orlova I.M., Peletin M.I., Rogocheva G.G., (1969), "Irregular wave guide as open resonators" *Radiophys. Quant. Electron.* **12**(8), pp. 972-978.

Vlasov S.N., Zagryadskaya L.I., Orlova I.M., (1976), "Open coaxial resonators for gyrotrons", *Radio Eng. and Electron Phys.* **21**(96), pp. 96-102.

Weibel E.S., (1959), "Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution", *Phys. Rev. Lett.* **2**(3), pp. 83-84.

Xu K.Y., Kreisher K.E. Guss W.C., Grimm T.L. and Temkin R.J., (1990), "Efficient operation of a megawatt gyrotron", *Conference digest of the 12th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista, 14-18 Dec., Vol SPIE 1514*, pp. 324-326.

Zepevalov V.E. and Kuffin A.N., (1990), "Powerful 80-150 GHz gyrotrons", *International Workshop "Strong microwaves in plasmas", Suzdal, USSR.*

Constantes et symboles utilisés

Constantes :

$\epsilon_0 = 8.859 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$	: constante d'influence
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ VsA}^{-1}\text{m}^{-1}$	: constante d'induction
$c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0} = 2.99793 \text{ ms}^{-1}$	: vitesse de la lumière dans le vide
$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 376.6 \text{ } \Omega$	: impédance du vide
$k_B = 1.380 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$	: constante de Boltzmann
$m_0 = 0.911 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$	: masse au repos de l'électron
$e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	: charge élémentaire, valeur absolue de la charge de l'électron
$\hbar = h/2\pi = 1.0546 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	: constante de Planck

symboles :

$r, \theta, z$	: les trois vecteurs de base d'un repère en coordonnées cylindriques
$\mathbf{n}$	: vecteur normal unitaire extérieur à la surface
c.c.	: pour conjugué complexe
$U_{\text{cath}}$	: tension d'accélération des électrons (V) ou (kV)
$I_b$	: courant du faisceau (A)
$\alpha = \langle v_{\perp} \rangle / \langle v_{\parallel} \rangle$	: rapport des vitesses moyennes des électrons du faisceau
$\alpha_{\text{EGUN}}$	: valeur de $\alpha$ calculée par le code EGUN à partir de la géométrie du canon et des paramètres expérimentaux
$B_0 = B_0 \mathbf{z}$	: champ magnétique statique dans la cavité (kG) ou (T)
$g = \Delta B_0 / L_B B_0$	: paramètre de gradient de champ magnétique, le champ $B_0$ varie de $\Delta B_0 / B_0$ sur une longueur $L_B$
$L_B \cong 18 \text{ cm}$	: longueur sur laquelle le profil de champ magnétique expérimental varie de $\pm 1\%$ au maximum
$B_c$	: champ magnétique statique à la cathode (T) ou (kG)
$E_c$	: champ électrique d'accélération à la surface de la cathode ( $\text{Vm}^{-1}$ )
$v_D = E_c \wedge B_c / B_c^2$	: vitesse de dérive des électrons à la surface de la cathode ( $\text{ms}^{-1}$ )
$\mathbf{E}$	: champ électrique de l'onde ( $\text{Vm}^{-1}$ )
$\mathbf{B}$	: champ magnétique de l'onde (T)
$\mathbf{j}$	: densité de courant ( $\text{Am}^{-2}$ )
$n_e$	: densité d'électrons (électrons/ $\text{m}^3$ )

$N$	: densité linéique d'électrons (électrons/m)
$\sigma$	: conductivité électrique ( $\Omega^{-1}m^{-1}$ )
$\delta=(2/\mu_0\omega\sigma)^{1/2}$	: profondeur de peau d'un métal de conductivité $\sigma$ à la fréquence $\omega$ (m)
$TE_{mp}^{\circ}, TM_{mp}^{\circ}$	: modes Transverse Electrique (ou H) et Transverse Magnétique (ou E) d'un guide d'onde circulaire, m est l'indice azimutal et p l'indice radial du mode
$TE_{mpq}^{\circ}$	: mode Transverse Electrique résonant d'une cavité cylindrique, q est l'indice longitudinal du mode. Noté $TE_{m;p;q}^{\circ}$ lorsque l'un des indices est supérieur à 9
$TEM_{mpq}$	: mode Transverse Electro-Magnétique d'une cavité quasi-optique
$s$	: indice de l'harmonique de la fréquence cyclotronique
$J_m(x)$	: fonction de Bessel du premier espèce, $m=0,1,2,\dots$
$v_{mp}$	: p <sup>lème</sup> zéro de la première dérivée de $J_m(x)$ , $\frac{d}{dx}J_m(v_{mp})=0$ , $p=1,2,\dots$
$v_{\perp,\parallel}$	: vitesse perpendiculaire ou parallèle des électrons
$\Delta v / \langle v \rangle$	: dispersion d'un paramètre v, définie par la relation (4.1.1.5)
$\beta_{\perp,\parallel} = v_{\perp,\parallel}/c$	
$p_{\perp,\parallel} = \gamma m_0 v_{\perp,\parallel}$	: impulsion perpendiculaire ou parallèle d'un électron
$N_{part}$	: nombre de particules dans les simulations
$\gamma = (1 - \beta_{\perp}^2 - \beta_{\parallel}^2)^{-1/2}$	: facteur relativiste des électrons
$\omega = \omega_r$	: pulsation de l'onde ( $rads^{-1}$ ), partie réelle de la pulsation complexe
$\omega_i$	: taux de croissance de l'onde, partie imaginaire de la pulsation complexe
$r_w$	: rayon du guide d'onde ou de la cavité
$k = \omega/c$	: vecteur d'onde total ( $m^{-1}$ )
$\lambda = 2\pi/k$	: longueur d'onde dans le vide (m)
$k_{\parallel} = (k^2 - k_{\perp}^2)^{1/2}$	: vecteur d'onde parallèle du mode $TE_{mp}^{\circ}$ ( $m^{-1}$ )
$k_{\perp} = v_{mp}/r_w$	: vecteur d'onde perpendiculaire du mode $TE_{mp}^{\circ}$ ( $m^{-1}$ )
$\Omega_{c0} = eB_0/m_0$	: fréquence cyclotronique non relativiste des électrons ( $rads^{-1}$ )
$\Omega_{c0} = \Omega_c/\gamma$	: fréquence cyclotronique relativiste des électrons ( $rads^{-1}$ )
$r_L = \gamma m_0 v_{\perp}/eB_0$	: rayon de Larmor des électrons
$R_g$	: rayon du centre de guidage des électrons et rayon du faisceau

$\rho$	: coefficient de réflexion en amplitude (A1.21), $\rho_1, \rho_2$ à l'entrée et à la sortie de la cavité respectivement
$\omega_c = 2\pi f_c = v_{mp}C/r_w$	: pulsation et fréquence de coupure d'un mode $TE_{mp}^0$
$Q_{diff}, Q_{\Omega}, Q_T$	: facteur de qualité diffractif (2.2.13), ohmique (2.2.15) ou total (2.2.14) d'un guide d'onde ou d'une cavité
$Q_{load}$	: facteur de qualité chargé d'une cavité (3.2.2.1.1)
$E_{stockée}$	: énergie stockée dans une cavité ou un guide d'onde (3.2.1.1.7)
$f_{rés}$	: fréquence de résonance de la cavité
$f(z)$	: profil longitudinal complexe (amplitude $ f $ , et phase) du champ électrique d'une cavité résonante, $ f $ est normalisée à sa valeur maximale
$Z_{onde}, Z_{guide}$	: impédance d'une onde (A1.18), d'un guide d'onde (A1.20)
$v_g, v_{\phi}$	: vitesse de groupe (A1.15), de phase d'une onde (A1.16)

- Les caractères "parallèle" ou "perpendiculaire" notés  $\parallel$  ou  $\perp$  sont pris par rapport au champ magnétique statique que l'on écrit dans la cavité :  $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{z}$ .
- Les grandeurs indicées avec un "0" se réfèrent aux valeurs à l'entrée de la cavité, ou aux valeurs initiales.
- Les vecteurs sont notés en **gras**.

## Curriculum vitae

Je suis né le 3 février 1961 à Château d'Oex (Vd) et je suis originaire de Sursee (Lu). J'ai effectué mon école primaire à Grandvillard (Fr). En 1977 j'ai obtenu un certificat d'études secondaires du collège de Montreux, puis un diplôme de culture générale scientifique en 1979 et un baccalauréat (maturité type C) en 1980 du gymnase du Belvédère de Lausanne. Depuis l'obtention du diplôme d'ingénieur physicien EPFL en 1985, j'ai travaillé comme assistant-doctorant au Centre de Recherche en Physique des Plasmas.

## Remerciements

Je tiens à remercier tout ceux qui ont, par leur fonction, contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail. Je remercie Monsieur le Professeur Troyon et le CRPP pour la confiance qu'ils m'ont accordée, ainsi que les membres du jury de cette thèse pour l'attention portée à ce travail, et plus particulièrement Monsieur le Docteur Temkin pour son enthousiasme. Ma reconnaissance va à tout ceux qui m'ont aidé et soutenu dans les moments difficiles que j'ai pu traverser. Ma reconnaissance va également à Edith, Luc, Astrid et Amanda pour leur contribution directe à la réalisation de ce texte, ainsi qu'à Rosana pour sa relecture attentive. Enfin, que Quang trouve ici l'expression timide de ma gratitude pour ce qu'il m'a apporté au niveau scientifique et au niveau personnel.

