

UNIVERSITE DE MONTREAL

PHENOMENE D'INSTABILITE PARAMETRIQUE DANS LA
REPOSE RF D'UNE ANTENNE IMMERGEE DANS UN PLASMA

par

Ngo Phong Linh

DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE

ECOLE POLYTECHNIQUE

MEMOIRE PRESENTE EN VUE DE L'OBTENTION
DU GRADE DE MAITRE ES SCIENCES APPLIQUEES (M.Sc.A)

Janvier 1989

c Ngo Phong Linh 1989

Permission has been granted to the National Library of Canada to microfilm this thesis and to lend or sell copies of the film.

The author (copyright owner) has reserved other publication rights, and neither the thesis nor extensive extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her written permission.

L'autorisation a été accordée à la Bibliothèque nationale du Canada de microfilmer cette thèse et de prêter ou de vendre des exemplaires du film.

L'auteur (titulaire du droit d'auteur) se réserve les autres droits de publication; ni la thèse ni de longs extraits de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation écrite.

ISBN 0-315-50225-8

UNIVERSITE DE MONTREAL

ECOLE POLYTECHNIQUE

Ce mémoire intitulé:

PHENOMENE D'INSTABILITE PARAMETRIQUE DANS LA
REPOSE RF D'UNE ANTENNE IMMERGEE DANS UN PLASMA

présenté par: Ngo Phong Linh

en vue de l'obtention du grade de: M.Sc.A.

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. Cevdet Akyel, D.Sc.A., président

M. Manfred Nachman, D.Sc.

M. Pierre-Louis Piché, M.Sc.A.

SOMMAIRE

On présente les évidences expérimentales de l'existence du phénomène d'instabilité paramétrique, au voisinage des résonances des ondes de gaine, dans la réponse d'un monopôle cylindrique (longueur=8cm, rayon=0.24cm) excité par un signal RF et immergé dans un plasma isotrope. Les expériences ont été effectuées dans un plasma de diffusion d'argon dont les fréquences plasma se situaient entre 360 et 1200MHz et les températures électroniques variaient entre 1.7 et 2.1eV. Une polarisation en c.c pouvant varier entre -30 et 10V a été appliquée au monopôle lors des mesures. Le signal fourni à l'antenne provenait d'un oscillateur de balayage opérant entre 0.1 et 2GHz. La puissance ajustable du signal pouvait atteindre 40dBm grâce à un amplificateur de puissance additionnel.

Dans l'objectif de localiser les instabilités paramétriques, les résonances de gaine ont été examinées en premier lieu. Une famille de résonances de gaine a été identifiée dans le coefficient de réflexion complexe de l'antenne, mesuré à l'aide d'un analyseur de réseau. Les fréquences de résonance augmentaient en fonction de l'épaisseur de la gaine et diminuaient en fonction de la longueur de l'antenne. Ces fréquences, mesurées dans le domaine fréquentiel supérieurement limité à 60% de la fréquence plasma, correspondaient bien à celles prédites par l'équation de dispersion des ondes de gaine, sauf pour le plus faible ordre de résonance.

Les mesures du spectre de signal réfléchi, effectuées à l'aide d'un analyseur de spectre, ont permis d'identifier le phénomène d'instabilité paramétrique. Ce phénomène, se mani-

festant par l'apparition d'une sous-harmonique au voisinage des résonances de gaine, a été enregistré pour au moins quatre ordres de résonance. Il a été vérifié pour différentes épaisseurs de la gaine que pour que ce phénomène apparaisse, deux conditions suivantes devraient être satisfaites: (i) la fréquence du signal devrait être le double de la fréquence de résonance; (ii) la puissance du signal devrait dépasser un certain seuil. La puissance seuil augmentait en fonction de la fréquence plasma et de la négativité de la polarisation en c.c de l'antenne. Il a été trouvé également qu'à des très hautes puissances du signal RF appliqué, l'instabilité paramétrique pouvait avoir lieu à la moitié de la fréquence de résonance.

La modulation de la fréquence de résonance des ondes de gaine, due au comportement dynamique de la gaine, a été identifiée comme étant le principal mécanisme responsable de l'instabilité paramétrique. Ce mécanisme, représenté par l'équation de Mathieu [28], a été vérifié par les expériences sur l'effet de la gaine et par les simulations analogique et numérique du système antenne-gaine-plasma. Les résultats obtenus confirmaient la validité du circuit non-linéaire modélisant ce système.

D'autres phénomènes non-linéaires expérimentalement connus ont été reproduits à partir du circuit non-linéaire proposé, dans lequel seul le mécanisme réactif de la gaine a été mis en cause comme l'élément non-linéaire.

ABSTRACT

We present here experimental evidence of parametric instabilities in the response of a RF cylindrical antenna (8cm length, 0.24cm radius) immersed in an isotropic plasma, which occur in the vicinity of sheath-wave related resonances. The experiments were conducted in a diffusion-type argon plasma, with an electron plasma frequency in the range from 360 to 1200MHz and an electron temperature in the range from 1.7 to 2.1eV. These could be biased by a dc voltage ranging from -30 to 10V. The r.f signal applied to the monopole was provided by a sweep oscillator operating in the frequency band from 0.1 to 2GHz. Its adjustable power level could be increased up to 40dBm by means of an additional linear power amplifier.

For the purpose of locating the parametric instability, the sheath resonances were first investigated. A family of sheath resonances was identified in the complex reflection coefficient of the antenna, measured with a network analyzer. An increase in the sheath thickness led to a shift towards higher frequencies of these resonances. A lengthening of the antenna had the opposite effect. For signal frequencies up to 60% of the plasma frequency, the measured resonance frequencies agreed fairly well with those computed from a known dispersion equation for sheath waves, except for the lowest resonance.

In order to identify the parametric instability, the frequency spectrum of the signal reflected by the antenna was examined using a spectrum analyzer. This phenomenon manifested itself by the apparition of a sub-harmonic in the vicinity of sheath resonance and was observed for at least

four resonances. It was verified for various sheath thicknesses, that parametric instabilities appeared only when the following two conditions were met: (i) the signal frequency was twice the sheath resonance frequency; (ii) the signal power level exceeded a certain threshold value. This threshold value increased with increasing plasma frequency and negative bias applied to the antenna. Moreover, it was observed that for a sufficiently high power level of the signal, parametric instability could also take place in the vicinity of half the resonance frequency.

The resonance frequency modulation caused by the dynamical behaviour of the sheath, was found to be the principal mechanism responsible for the observed parametric instability. This mechanism, described by Mathieu's equation [28], was verified by experiments on the effect of the sheath, and furthermore, by analogical and numerical simulations of the antenna-sheath-plasma structure. The results obtained confirmed the validity of the nonlinear circuit serving as a model for this structure.

Other experimentally-known nonlinear phenomena could be replicated by using the same nonlinear circuit, in which only the reactive mechanism of the sheath was considered as a nonlinear element.

REMERCIEMENTS

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude au Docteur Manfred Nachman de qui j'ai eu le privilège d'être un élève. Ses vastes connaissances et expériences tant sur le plan scientifique que pédagogique, son appui total tant sur le plan matériel que moral, les entretiens qu'il m'a toujours généreusement accordés et l'attention constante avec laquelle il suivait l'évolution de mes travaux - c'étaient des éléments précieux qui m'ont permis, non seulement de mener à bien ce projet de recherche mais avant tout, d'apprendre.

Je tiens à remercier Monsieur René Archambault, responsable du Laboratoire de Recherche en Hyperfréquences, pour l'assistance qu'il m'a offerte durant toutes ces années. Sa compétence et son expertise technique ont grandement facilité l'aspect expérimental de mon travail.

Des clins d'oeil complices vont à Hans Chicoine, qui a mis à ma disposition son admirable logiciel CHAOS et son dévouement sans condition à l'avancement scientifique. Le logiciel CHAOS m'a aidé à gagner beaucoup de temps dans l'étude de simulation numérique du présent projet.

Des remerciements sont dus au Docteur Roman Maciejko et à Christine Tremblay, grâce à la collaboration de qui j'ai pu obtenir l'analyseur de spectre. Les gaines solides en Kapton utilisées dans mes expériences ont été spécialement fabriquées et gracieusement offertes par la compagnie Stone Industrial, division Washington D.C, envers laquelle et particulièrement à Monsieur Jeffrey Brannan, ingénieur, j'aimerais exprimer mes vives reconnaissances.

Des remerciements vont également au Docteur Joelle Chaker pour les discussions, conseils et documents bibliographiques prodigués au sujet du diagnostic du plasma, à Mario Le Blanc qui m'a sans cesse appuyé dans cette poursuite des recherches sur les phénomènes non-linéaires, et finalement, à Jean Montreuil pour la complaisance, la tolérance ainsi que la compréhension compatissante quantité de fois témoignées durant notre commun séjour au laboratoire.

TABLE DES MATIERES

SOMMAIRE	iv
ABSTRACT	vi
REMERCIEMENTS.	viii
TABLE DES MATIERES	x
LISTE DES FIGURES.	xiii
LISTE DES TABLEAUX	xvi
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 - THEORIE	4
1.1 Plasma	5
1.1.1 Définitions	5
1.1.2 Confinement de Debye	6
1.1.3 Critères du plasma	9
1.2 Gaine ionique	9
1.2.1 Formation	9
1.2.2 Frontrière gaine-plasma	11
1.2.3 Epaisseur	13
1.3 Ondes de gaine	16
1.3.1 Introduction	16
1.3.2 Equation de dispersion	18
1.3.3 Résonances de gaine	23
1.4 Instabilités paramétriques	27
1.4.1 Effets non-linéaires	27
1.4.2 Instabilités paramétriques	29
1.4.3 Non-linéarités de l'antenne dans le plasma.	36
1.5 Hypothèses de travail	45

CHAPITRE 2 - EXPERIMENTATION	48
2.1 Système antenne-plasma	49
2.1.1 Antenne	49
2.1.2 Production de plasma	51
2.1.3 Diagnostic du plasma	54
2.2 Montage de mesure RF.	61
2.2.1 Mesure spectrale du signal réfléchi.	63
2.2.2 Mesure du coefficient de réflexion	65
2.2.3 Appareillages	66
CHAPITRE 3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX	70
3.1 Résonances des ondes de gaine	71
3.2 Instabilités paramétriques	78
3.2.1 Identification	82
3.2.2 Localisation	86
3.2.3 Effet de la puissance RF	104
3.2.4 Examenation du rôle de la gaine ionique.	110
3.2.5 Observation de la sous-harmonique $F_0/2$	114
CHAPITRE 4 - ETUDE DE SIMULATION	117
4.1 Modélisation du système antenne-gaine-plasma.	118
4.2 Simulation analogique	123
4.3 Simulation numérique	133
4.3.1 Evaluation du voltage $v(t)$	135
4.3.2 Evaluation du voltage réfléchi	144
4.3.3 Analyse spectrale du voltage réfléchi.	147
4.3.4 Application du modèle	150
CHAPITRE 5 - DISCUSSION	165
5.1 Sur les résonances de gaine	166

5.2	Sur l'instabilité paramétrique	167
5.2.1	Sur l'apparition des sous-harmonique . . .	167
5.2.2	Sur la puissance seuil	169
5.2.3	Sur le mécanisme responsable	170
5.2.4	Sur les autres phénomènes non-linéaires. .	171
5.3	Sur la modélisation	174
5.3.1	Sur le modèle proposé et ses résultats . .	174
5.3.2	Sur les possibilités d'amélioration . . .	177
CHAPITRE 6 - CONCLUSION		179
REFERENCES		182
ANNEXE I - Résolution de l'équation de Mathieu		191
ANNEXE II - Programme Fourier		196

LISTE DES FIGURES

Fig.

1.1	Position de la lisière de la gaine ionique	12
1.2	Distribution de la densité électronique au voisinage de l'antenne	15
1.3	Système antenne-gaine ionique en coordonnée cylindrique	19
1.4	Courbes de dispersion des modes guidés le long d'une antenne cylindrique	22
1.5	Fréquences de résonance des ondes de gaine par rapport à la fréquence plasma versus rayons de la gaine normalisés par rapport au rayon de l'antenne	25
1.6	Réseau électrique équivalent de la gaine ionique .	37
1.7	Réseau électrique équivalent du système antenne-gaine-plasma	41
2.1	Chambre de plasma avec l'antenne	53
2.2	(a) Champ magnétique multipôle (b) Intensité du champ magnétique	55
2.3	Caractéristique de la sonde Langmuir	57
2.4	(a) Circuit de diagnostic (b) Exemple de la caractéristique	60
2.5	Schéma du montage de mesure	62
3.1	Coefficient de réflexion de l'antenne en fonction de la fréquence: effet de la longueur de l'antenne.	73
3.2	Coefficient de réflexion de l'antenne en fonction de la fréquence: effet du potentiel appliqué au conducteur extérieur	74
3.3	Evolution des fréquences de résonance de gaine en fonction de la polarisation de l'antenne . . .	76
3.4	Evolution des fréquences de résonance de gaine en fonction de la fréquence plasma	77

3.5	Fréquences de résonance de gaine normalisées par rapport à la fréquence plasma en fonction de b/a	80
3.6	Epaisseur de la gaine normalisée par rapport à la longueur de Debye en fonction de la racine carrée du potentiel normalisé de l'antenne	81
3.7	Spectre du signal réfléchi par l'antenne	84
3.8	Coefficient de réflexion de l'antenne en fonction de la fréquence	87
3.9		88
	à Spectre du signal réfléchi par l'antenne	à
3.13		98
3.14	Spectre du signal réfléchi par l'antenne	101
3.15	Coefficient de réflexion de l'antenne en fonction de la fréquence	103
3.16	Puissance du signal réfléchi par l'antenne en fonction de la puissance appliquée	105
3.17	Rapport $P_r(F_0/2)/P_r(F_0)$ en fonction de la puissance appliquée	107
3.18	Puissance seuil en fonction: (a) de la polarisation de l'antenne (b) de la fréquence plasma	109
3.19	Fréquence de résonance normalisée par rapport à la fréquence plasma en fonction de la fréquence plasma	112
3.20	Coefficient de réflexion et spectre du signal réfléchi	113
3.21	Spectre du signal réfléchi par l'antenne	115
4.1	Modélisation du système antenne-gaine-plasma	119
4.2	Circuit équivalent de la diode MV209 et la capacité de la jonction associée	124
4.3	Spectre du signal réfléchi par la diode MV209	127
4.4	Spectre du signal réfléchi par la diode MV209	129
4.5	Spectre du signal réfléchi par la diode MV209	130

4.6	Puissance du signal réfléchi par la diode MV209 en fonction de la polarisation de la diode	132
4.7	Caractéristique de l'antenne	151
4.8	Voltage RF obtenu aux bornes de la capacité de la gaine	155
4.9	(a) Dérivée première du voltage RF obtenu aux bornes de la capacité de la gaine (b) Espace de phase correspondant	157
4.10	Espace de phase	158
4.11	Voltage RF obtenu aux bornes de la capacité de la gaine	159
4.12	Spectre du voltage réfléchi par le circuit	160
4.13	Puissance réfléchie par le circuit en fonction de la puissance appliquée	163
A.1	Solutions de l'équation de Mathieu: domaine temporel	193
A.2	Solutions de l'équation de Mathieu: domaine fréquentiel	194

LISTE DES TABLEAUX

Tableau

3.1	Paramètres expérimentaux utilisés dans l'étude des résonances des ondes de gaine	79
3.2	Paramètres expérimentaux utilisés dans l'étude du phénomène d'instabilité paramétrique	83
3.3	Comparaison entre les fréquences des harmoniques et les fréquences de résonance des ondes de gaine. . . .	99
4.1	Etude de simulation numérique: cheminement de la résolution	149
4.2	Valeurs des paramètres utilisés dans la simulation numérique	152

INTRODUCTION

Le plasma affecte largement les propriétés d'une antenne qui y est immergée. Récemment, des intérêts ont été suscités relativement aux études du comportement des antennes dans l'environnement plasma, suite au développement de l'aérospatial où l'on doit faire face à des pertes de communication lors de la rentrée des véhicules spatiaux dans l'atmosphère terrestre [1-2-3].

Certains aspects physiques antérieurement relevés [5] ont permis d'identifier l'existence d'une région transitoire de faible densité électronique entre l'antenne et le plasma, la gaine ionique. L'important rôle qu'exerce cette dernière sur le comportement radiofréquentiel de l'antenne a été mentionné dernièrement dans un certain nombre d'études [13-17-22]. Premièrement, on a constaté que la gaine ionique pouvait supporter les ondes de surface qui se propageait le long de l'antenne et qui, dans certaines conditions, pouvaient donner lieu à des phénomènes résonnants. Deuxièmement, certains phénomènes non-linéaires observés dans la réponse de l'antenne ont été attribués au comportement dynamique de cette gaine ainsi qu'à sa propriété non-linéaire.

Nous présentons, dans le cadre de ce projet de recherche, un autre effet de la gaine ionique sur le com-

portement non-linéaire de l'antenne dans le plasma, le phénomène d'instabilité paramétrique. L'étude expérimentale a été effectuée pour le cas d'une antenne monopôle cylindrique, immergée dans un plasma froid isotrope. À partir des mesures obtenues par la réflectométrie, nous allons localiser et examiner ce phénomène en fonction des paramètres de l'antenne et du plasma. La modélisation du système antenne-gaine-plasma sera présentée, à partir de laquelle nous réaliserons les simulations numérique et analogique afin de vérifier les mécanismes responsables du phénomène en question.

CHAPITRE 1: THEORIE

Nous introduisons dans ce chapitre les fondements théoriques, les hypothèses et la littérature dans la perspective de laquelle nous avons travaillé. Il comprend quatre parties. Après une révision de certaines propriétés fondamentales et paramètres caractéristiques du plasma, nous examinerons en détails la notion de gaine ionique, sa formation et son épaisseur. Les conséquences impliquées par l'existence de cette gaine seront ensuite abordées dans la théorie des ondes de gaine et des phénomènes d'instabilités paramétriques.

1.1 PLASMA

1.1.1 Définitions

Le plasma est un gaz contenant des particules chargées dans lequel $U \ll K$ où :

U = énergie potentielle d'une particule typique due à ses propres voisins;

K = énergie cinétique de cette particule.

Dans la modélisation du plasma, le nombre d'ions par unité de volume est considéré approximativement égal à celui d'électrons :

$$n_i \approx n_e = n_0 \quad (1.1)$$

Cette propriété est appelée la quasi-neutralité du plasma.

Lorsqu'aucun champ magnétique appréciable n'est présent dans le plasma, ce dernier conserve sa propriété d'isotropie; dans le cas contraire, le plasma devient anisotrope.

1.1.2 Confinement de Debye

Considérons une particule positivement chargée (Q), localisée dans un plasma infini et uniforme. Cette charge, repoussant les ions et attirant les électrons, crée un nuage électronique qui tend à neutraliser sa propre charge.

Le potentiel électrique V autour de cette charge est donné par l'équation de Poisson:

$$\epsilon_0 \nabla^2 V = e(n_e - n_i) - Q\delta(\vec{r}) \quad (1.2)$$

où $\delta(\vec{r})$ est la fonction de Dirac et $\vec{r}$ représente le vecteur position spatiale à partir de la charge Q . ϵ_0 et e dénotent respectivement la permittivité du vide et la charge électronique.

A l'équilibre thermique des ions entre eux et des électrons entre eux, la physique statistique impose [4]:

$$n_{e,i} = n_0 \exp(eV/kT_{e,i}) \quad (1.3)$$

avec T_e et T_i étant respectivement les températures électronique et ionique et k représentant la constante de Boltzmann.

En définissant:

$$\lambda_{e,i} = (\epsilon_0 kT_{e,i} / n_0 e^2)^{1/2} \quad (1.4)$$

et:

$$(\lambda_d)^{-2} = (\lambda_e)^{-2} + (\lambda_i)^{-2} \quad (1.5)$$

le potentiel V prend la forme suivante pour $eV \ll kT_e$ et $eV \ll kT_i$:

$$V = V_0 \exp(-|r|/\lambda_d) \quad (1.6)$$

Il ressort de ce résultat que dans un plasma, le potentiel décroît exponentiellement avec la distance exprimée en unité de λ_d . Le paramètre λ_d , appelé la longueur de Debye,

est une unité de mesure du rayon du confinement.

On peut prouver que la charge nette du nuage électronique est égale en grandeur à celle de la charge Q . Lorsque le nuage électronique se déplace à une certaine distance de la charge Q , un champ électrique, induit afin de conserver la neutralité du plasma, attirera ce nuage vers la direction opposée. Une oscillation harmonique est donc créée et sa fréquence est appelée la fréquence plasma. Dans le cas le plus simple, faisant appel aux hypothèses ci-dessous:

- (i) plasma isotrope et infini;
- (ii) ions fixés avec une distribution uniforme dans l'espace, étant plus lourds que les électrons;
- (iii) mouvement unidimensionnel des électrons;
- (iv) mouvement d'oscillation parfait et sans perte;

l'expression de la fréquence plasma électronique peut être dérivée et a la forme suivante:

$$f_p = (n_0 e^2 / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e)^{1/2} \quad (1.7)$$

où m_e dénote la masse électronique.

1.1.3 Critères du plasma

Un plasma véritable devrait répondre à un certain nombre de critères:

(i) le volume du plasma doit être grand comparative-ment à une sphère de Debye λ_d^3 ;

(ii) le nombre de particules contenues dans cette sphère doit être grand ($\gg 1$);

(iii) la fréquence collisionnelle entre les particules et les atomes neutres doit être inférieure à la fréquence plasma.

1.2 GAINE IONIQUE

1.2.1 Formation

Comme n'importe quel corps métallique, une antenne immergée dans un plasma donne lieu à une région de transition autour de celle-ci, dans laquelle l'homogénéité et la quasi-neutralité du plasma non-perturbé sont détruites. Cette région est appelée la gaine ionique. Pour mieux visualiser la formation de cette gaine, considérons le modèle unidimensionnel du plasma en l'absence du champ magnétique, i.e: plasma isotrope. Lorsque les ions et électrons entrent

en collision avec la surface de l'antenne, ils se recombient et sont éliminés du plasma. Puisque les électrons ont des vitesses thermiques plus élevées que celles des ions, ils sont perdus plus vite car la probabilité qu'ils soient entrés en contact avec l'antenne est plus forte, et par conséquent laissent au plasma une charge positive nette. Le potentiel du plasma (V_p) devient positif par rapport à l'antenne; autrement dit, le potentiel de l'antenne est négatif par rapport au plasma. A cause du confinement de Debye, la variation de ce potentiel aura lieu dans une couche de l'ordre de quelques longueurs de Debye d'épaisseur autour de l'antenne. La fonction de cette couche, la gaine ionique, est de former une barrière de potentiel de sorte que les électrons soient électrostatiquement confinés. La hauteur de cette barrière s'ajuste elle-même jusqu'à ce que le flux des électrons ayant suffisamment d'énergie pour traverser la barrière devient égal au flux des ions atteignant l'antenne.

L'existence de la gaine ionique a été relevée pour la première fois dans les travaux de Langmuir [5].

Le potentiel de l'antenne (V_a) peut être modifié, dans le contexte de ce travail, lors de l'application d'une tension supplémentaire en courant continu ou d'une tension radiofréquentielle à celle-ci; la gaine ionique sera appelée

dans ces cas, respectivement, la gaine c.c ou la gaine RF. De toute évidence, d'après les arguments que nous venons de voir, la gaine s'effond lorsque l'antenne est rendue positive par rapport au plasma par ces agents extérieurs (i.e: $V_a \geq V_p$).

La forme de la gaine ionique est nécessairement liée à la géométrie de l'antenne.

1.2.2 Frontière gaine-plasma

La frontière gaine-plasma cependant n'est pas clairement définie. Le plasma est un milieu dynamique, le mouvement des électrons y est brownien sous l'effet thermique. Statistiquement, la vitesse des électrons suit la distribution de Maxwell [6] et leur énergie cinétique moyenne unidimensionnelle est exprimée par:

$$\bar{K} = kT_e/2 \quad (1.8)$$

A l'équilibre thermique, la frontière gaine-plasma devrait se situer à une distance moyenne $\bar{g}$ de l'antenne où l'énergie potentielle de l'antenne est de l'ordre de l'énergie cinétique moyenne des électrons (fig.1.1):

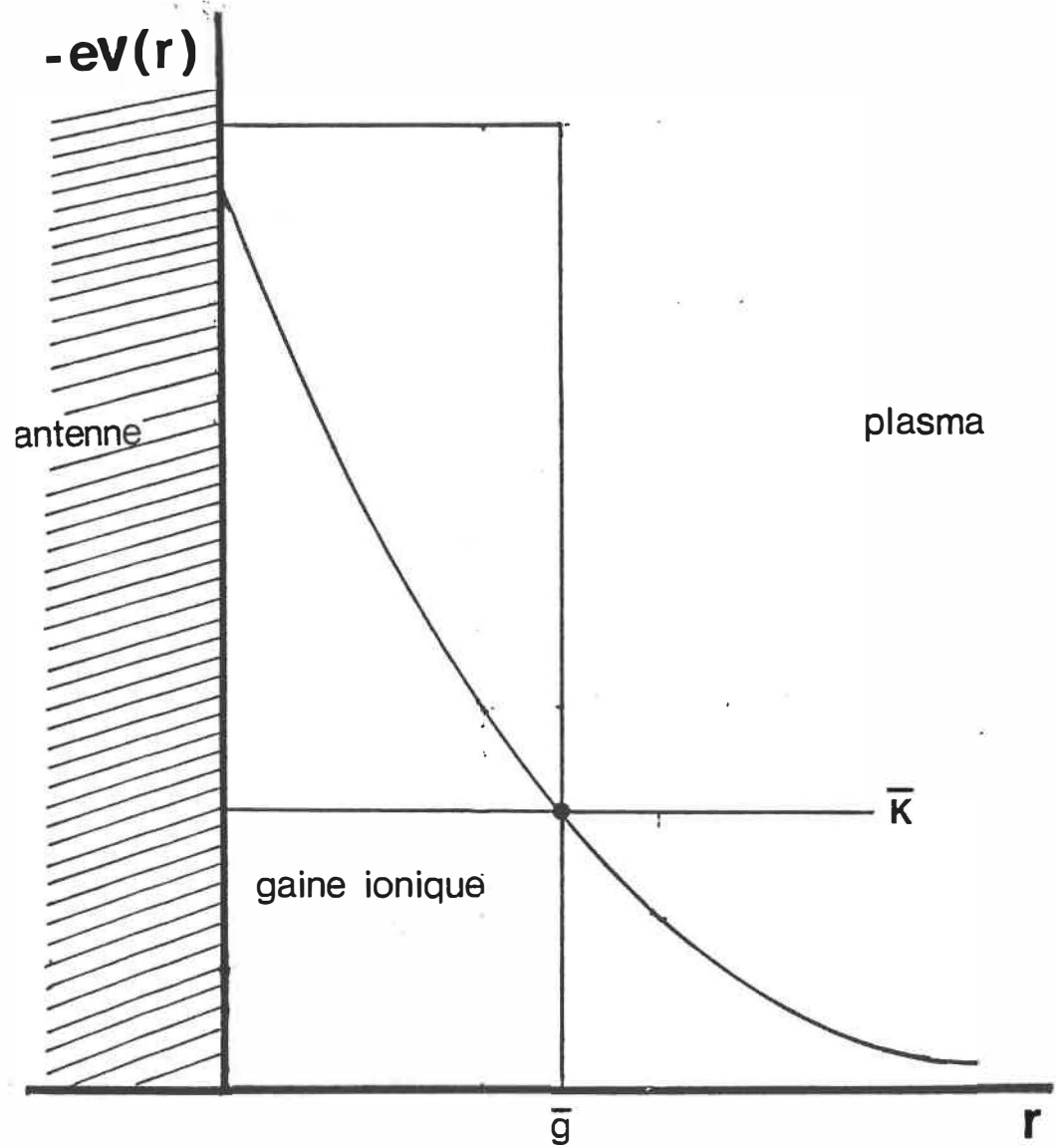


Figure 1.1: Position de la lisière de la gaine ionique.

$$-eV(r=\bar{g}) = \bar{K} = kT_e/2 \quad (1.9)$$

ce qui signifie qu'une fluctuation autour de cette énergie moyenne donne lieu à une région d'incertitude autour de $r=\bar{g}$; autrement dit, certains électrons peuvent acquérir une énergie cinétique plus élevée leur permettant de pénétrer dans la gaine ionique.

1.2.3 Epaisseur

En considération de ce qui précède, il apparaît évident que l'épaisseur de la gaine ionique dépend :

- (i) de la géométrie de l'antenne;
- (ii) du potentiel de l'antenne par rapport au plasma;
- (iii) de la température électronique, i.e: l'énergie cinétique des électrons.

De plus, French [7] a démontré que cette épaisseur est toujours reliée à la longueur de Debye électronique, i.e: à la densité et la température électronique du plasma (équ.1.4). Cette propriété provient nécessairement du confinement de Debye dans le plasma.

L'établissement d'une formule théorique permettant

d'évaluer cette épaisseur représente un problème délicat. Très souvent, pour contourner cette difficulté, on considère que la densité électronique est nulle dans la gaine et prend brusquement la valeur de celle qui règne dans le plasma à la lisière de la gaine (fig.1.2). Comme la position de cette lisière théorique peut être définie de façon arbitraire telle que:

$$n_e(r=g)/n_0 = h$$

où:

$$(1.10)$$

$$0 < h \leq 1$$

la valeur théorique de l'épaisseur de la gaine, par conséquent, dépend de la définition donnée pour h au départ.

Les relations théoriques différentes permettant d'évaluer l'épaisseur de la gaine ont été données par plusieurs auteurs [8-9-10]. En ce qui concerne l'évaluation expérimentale de l'épaisseur de la gaine, nous pouvons mentionner deux méthodes. La première méthode, comme nous allons voir ultérieurement, consiste à déduire indirectement cette épaisseur en mesurant l'impédance de l'antenne, d'après les travaux de Marec [11], de Meyer et al.[12], de Kist [13] et plus récemment, de Nachman et al.[14]. Une deuxième méthode, employée par Goyette et Nachman [15], permet

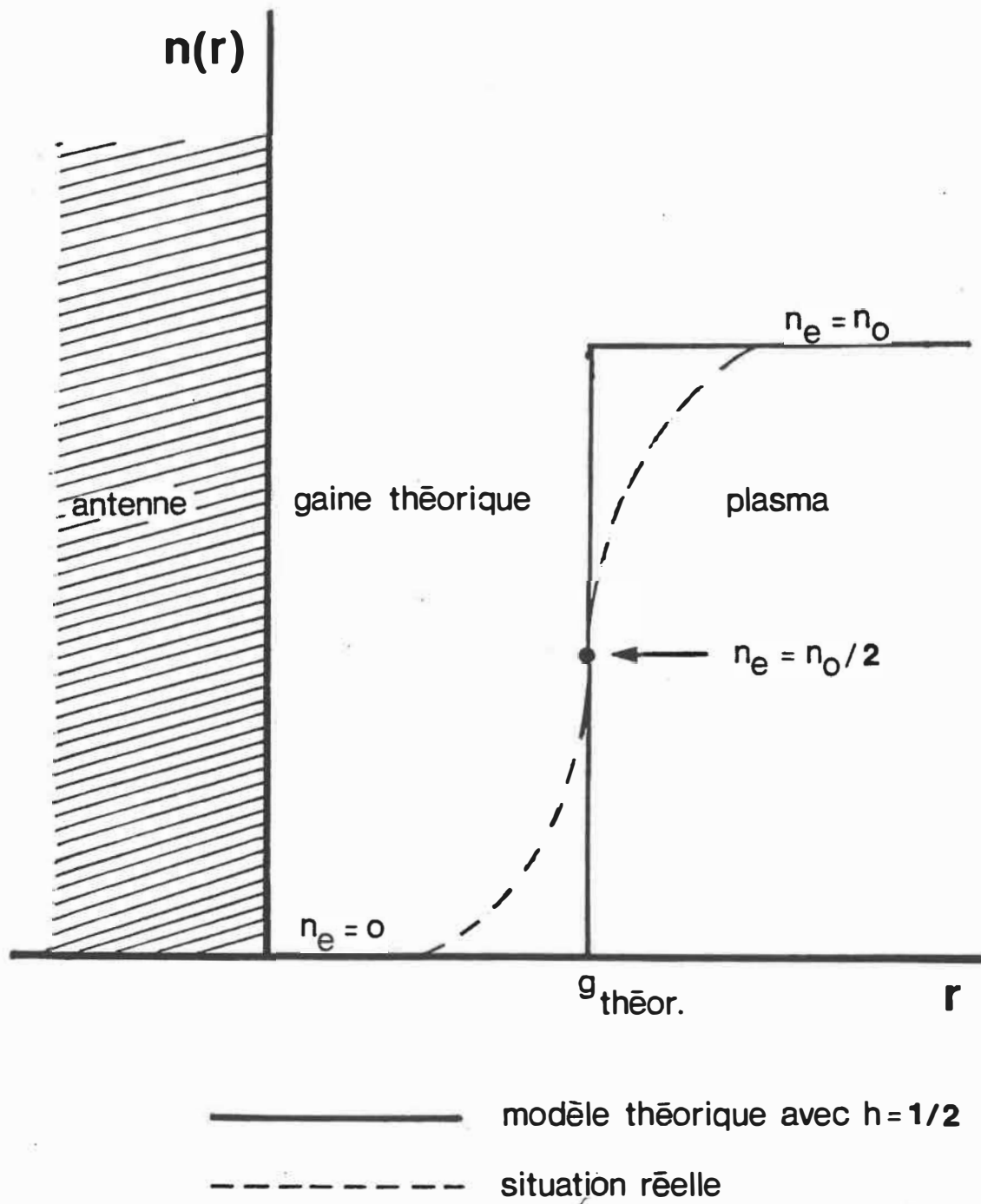


Figure 1.2: Distribution de la densité électronique au voisinage de l'antenne.

de comparer les densités électroniques au voisinage de la frontière gaine-plasma au moyen d'une sonde pratiquement ponctuelle; par cette technique, la lisière de la gaine peut être localisée directement.

1.3 ONDES DE GAIN

1.3.1 Introduction

Il est bien connu que la propagation des ondes d'espace telles que les ondes électromagnétiques ou les ondes de pression, dans un plasma, se limite à des fréquences supérieures à la fréquence plasma. Les études expérimentales sur les sondes à résonance, au début des années soixante, ont toutefois indiqué la manifestation de résonances à des fréquences nettement inférieures à cette fréquence limite. Les premiers travaux dans ce domaine sont ceux de Takayama et al.[16]. En superposant un signal RF et un potentiel c.c sur une sonde et maintenant celle-ci négative par rapport au plasma, ces auteurs ont trouvé que l'augmentation du courant continu, passait par un maximum lorsque la fréquence du signal alternatif était égale à la fréquence plasma. Cette augmentation du courant est appelée le courant de redressement ou le courant redressé. Gierke et al.[17] ont par la suite observé un maximum du courant redressé à une fréquence très

inférieure à la fréquence plasma et analysé la dépendance de cette fréquence de résonance du potentiel continu appliqué à la sonde ainsi que de divers autres paramètres. En même temps, l'étude de l'admittance de la sonde a conduit Mayer [18] à trouver pour celle-ci un maximum au dessous de la fréquence plasma. Une simulation par ordinateur de la sonde à résonance donnée ultérieurement par Hellberg [19] confirmait le travail de Mayer: la résonance se déplace vers les basses fréquences lorsque la longueur de la sonde est augmentée ou l'épaisseur de la gaine ionique se rétrécit; dans les cas inverses, elle va vers les hautes fréquences.

Suite à ces observations, il y avait des raisons à prévoir la présence possible d'un système d'ondes stationnaires étant donné la géométrie fermée de la sonde. Ceci suggérait qu'il pouvait exister un type d'ondes se propageant le long de la sonde (puisque à des fréquences inférieures à la fréquence plasma, les ondes ne peuvent pénétrer le plasma). En 1965, Seshadri [20] a été le premier à suggérer qu'un conducteur cylindrique (sonde ou antenne) de longueur infinie, étant immergé dans un plasma chaud, puisse supporter une onde de surface progressive. Le coefficient de propagation β de cette onde, calculé par cet auteur, peut avoir une valeur réelle pour une épaisseur non-nulle de la gaine ionique, même à des fréquences inférieures à la fré-

quence plasma. En d'autres termes, en présence d'une gaine, la propagation est possible à n'importe quelle fréquence. A des fréquences inférieures à la fréquence plasma, les champs électromagnétiques engendrés par la distribution de courant sur l'antenne sont confinés au voisinage de celle-ci et par conséquent, les ondes associées se propagent suivant la direction longitudinale de l'antenne. Ces ondes de surface, dans ce cas, sont nommées ondes de gaine. En général, puisque la dimension de la gaine est minime devant la longueur d'onde, la vitesse de propagation des ondes de gaine sera faible comparée à celle des ondes électromagnétiques dans le vide. Pour cette raison, l'application d'une approximation électrostatique est considérée justifiable pour ces ondes lentes.

1.3.2 Equation de dispersion

Plus récemment, en examinant des phénomènes de résonance observés, Marec [11-21] a donné une étude théorique et expérimentale détaillée sur la propagation des ondes de gaine. Comme Seshadri, la géométrie traitée est cylindrique et par symétrie, la gaine ionique, coaxiale à l'antenne, a aussi la forme cylindrique (fig.1.3). Marec a employé une méthode simplifiée pour établir analytiquement l'équation de dispersion en se plaçant dans les conditions

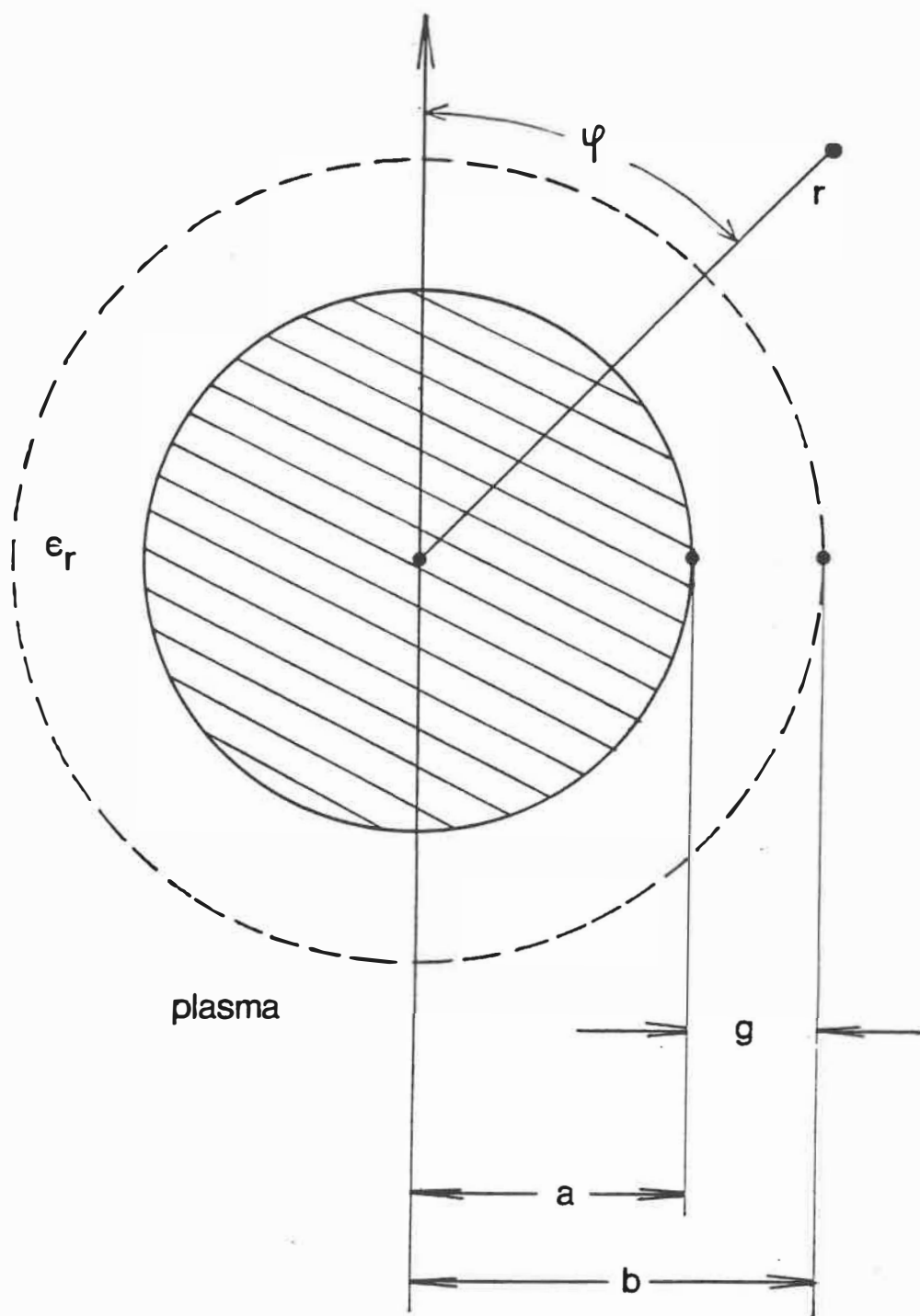


Figure 1.3: Système antenne-gaine ionique en coordonnée cylindrique.

suivantes:

(i) l'antenne est excitée par un signal de basse puissance (théorie en petit signal);

(ii) le plasma est froid, isotrope et s'étend jusqu'à l'infini;

(iii) les ions sont immobiles et la densité électronique est constante;

(iv) la gaine ionique est dépeuplée d'électrons et correspond au modèle théorique décrit antérieurement (section 1.2.3)

(v) le champ électrique associé à l'onde de gaine est dérivé d'un potentiel scalaire (approximation électrostatique).

En considérant la symétrie en coordonnée φ de la tension produite par la source alimentant l'antenne (c.f fig.3), l'équation de dispersion pour le mode fondamental est donnée par:

$$\frac{F}{F_p} = \left[1 - \epsilon_r \frac{K_0(\beta b)}{K_0(\beta b)} \frac{I_0'(\beta b) K_0(\beta a) - K_0'(\beta b) I_0(\beta a)}{I_0(\beta b) K_0(\beta a) - I_0(\beta a) K_0(\beta b)} \right]^{-1/2} \quad (1.11)$$

où:

F = fréquence du signal appliqué à l'antenne

$b = a+g$ = rayon de la gaine

ϵ_r = permittivité relative de la gaine

Pour la gaine ionique, considérée vide d'électrons, la permittivité ϵ_r est celle du vide (égale à l'unité). I_0 et K_0 sont respectivement les fonctions de Bessel modifiées de première et de deuxième espèce d'ordre zéro, le signe prime indique une dérivation par rapport à l'argument. Il importe d'observer que cette relation de dispersion requiert explicitement des épaisseurs non-nulles de la gaine ($b > a$) et qu'à chaque épaisseur correspond une courbe de dispersion, ce qui ressort le support de la gaine dans la propagation des ondes de surface.

Marec a comparé les équations de dispersion obtenue par Seshadri [20] et par Meyer [12] (pour un plasma chaud) avec la sienne et constaté que la concordance est généralement satisfaisante si la fréquence d'excitation est inférieure à $0.7F_p$ (fig.1.4).

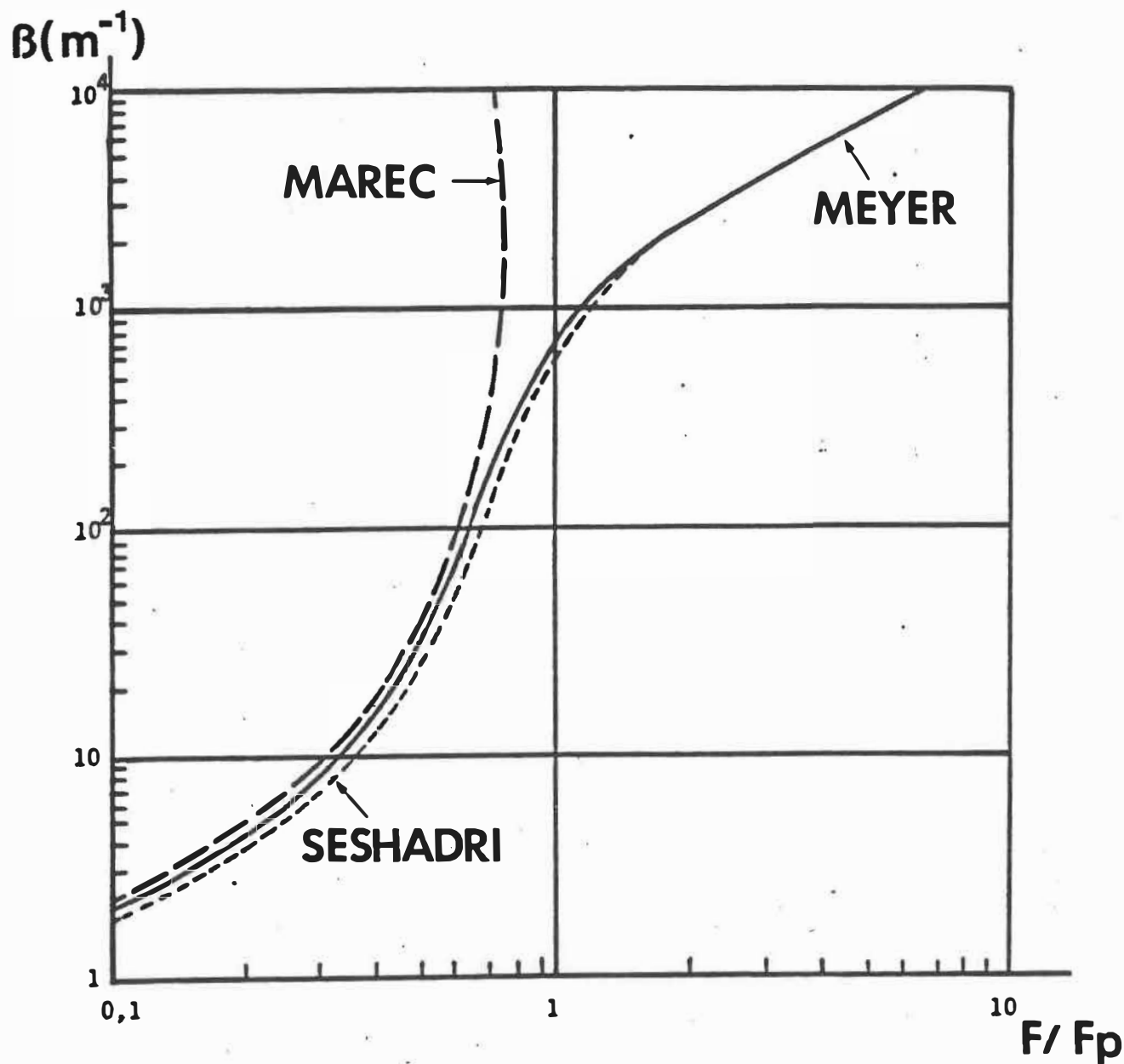


Figure 1.4: Courbes de dispersion des modes guidés le long d'une antenne cylindrique.

$$g=a=2\text{mm} \quad F_p=400\text{MHz} \quad kT_e=6\text{eV}$$

1.3.3 Résonances de gaine

La relation de dispersion des ondes de gaine a été déduite pour une antenne cylindrique de longueur infinie. Lorsque la géométrie est finie, l'onde de gaine sera réfléchie à l'extrémité libre de l'antenne. La superposition de l'onde incidente et l'onde réfléchie formera un système d'onde stationnaire.

Meyer et al.[12] ont proposé que le comportement de l'antenne puisse être considéré comme celui d'une ligne de transmission ouverte. L'admittance d'entrée de cette ligne, si les pertes sont faibles, s'exprime par:

$$Y(L) = jY_0 \tan(\beta L) \quad (1.12)$$

où L est la longueur de l'antenne.

Soulignons que, pour évaluer les différents modes résonnants, le système stationnaire est supposé par hypothèse d'avoir un ventre de tension (i.e: il n'y a pas de courant) à l'extrémité libre de l'antenne pour le mode d'ordre zéro. En d'autres termes, l'admittance de l'antenne atteint un maximum à:

$$\beta L = (2N+1)\pi/2 \quad (1.13)$$

où N est un nombre entier qui caractérise l'ordre de résonance.

Les fréquences résonnantes (F_{res}) peuvent donc être évaluées à partir de l'ensemble des équations (1.11) et (1.13). Nous présentons à la figure 1.5 les courbes de fréquences de résonance normalisées par rapport à la fréquence plasma en fonction du rayon de la gaine ionique, cette dernière étant normalisée par rapport au rayon de l'antenne. Conformément aux observations expérimentales mentionnées antérieurement, nous constatons à partir de ces courbes que les résonances de gaine, pour chaque ordre, évoluent vers les hautes fréquences lorsque l'épaisseur de la gaine s'accroît et inversement. Précisons que d'après la précédente discussion relative à la gaine ionique, ceci implique nécessairement soit une augmentation du potentiel appliqué à l'antenne, soit une baisse de la fréquence plasma ou de la température électronique. Aussi, en ce qui a trait à l'épaisseur de la gaine ionique, nous pouvons remarquer que l'évaluation de cette dernière devient possible avec ces courbes lorsque les fréquences résonnantes et fréquences plasma sont connues (par les mesures expérimentales).

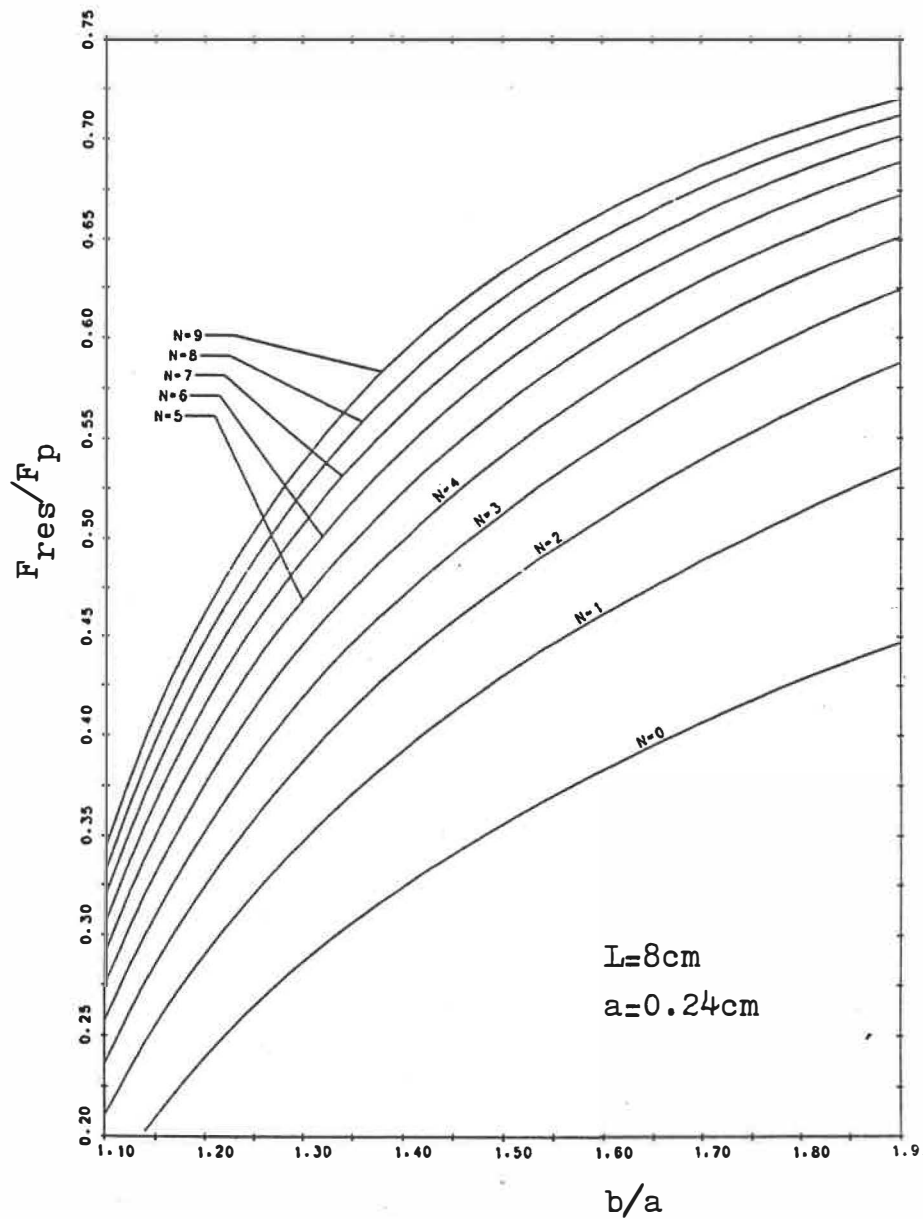


Figure 1.5: Fréquences de résonance des ondes de gaine par rapport à la fréquence plasma versus rayons de la gaine normalisés par rapport au rayon de l'antenne.

Pour la géométrie cylindrique, les évidences expérimentales des ondes de surface et des résonances associées ont été présentées par Marec et Mourier [22] dans les mesures de l'impédance de l'antenne immergée dans un plasma froid, isotrope. Meyer et al.[12], dans le cas d'un plasma chaud, étaient en mesure de confirmer l'existence des ondes de gaine mais ont pu identifier seulement une seule résonance. Récemment, la validité de la théorie de Marec vient d'être confirmée à nouveau par Nachman et al.[14]. Ces derniers, en étudiant le comportement de l'antenne par réflectométrie, ont pu mettre en évidence les résonances de gaine jusqu'au dixième ordre et effectuer une analyse systématique de l'évolution de celles-ci en fonction des paramètres du plasma et de l'antenne. D'autre part, pour les sondes à résonance, Goyette et Nachman [23-24] ont démontré expérimentalement que le phénomène de redressement du courant apparaît à des fréquences résonnantes des ondes de gaine. Finalement, Ngo-Phong et Nachman [25-26] ont vérifié qu'une gaine diélectrique solide entourant l'antenne peut également servir de support à la propagation des ondes de surface. Les résonances de gaine observées ont le comportement prédit par la théorie de Marec et la comparaison avec la théorie de leurs valeurs expérimentales donne des écarts de plus en plus faibles à mesure que l'épaisseur de la gaine solide augmente.

1.4 INSTABILITES PARAMETRIQUES

1.4.1 Effets non-linéaires

Aux termes de notre précédente discussion, nous avons vu qu'une antenne négativement polarisée par rapport au plasma et excitée par un signal de fréquence inférieure à la fréquence plasma donnait lieu à des ondes de surface qui étaient réfléchies à son extrémité libre. Le système antenne-gaine-plasma, partant de ce fait, peut être considéré comme un dispositif hyperfréquentiel à un accès. Dans le domaine temporel, ce dernier -auquel nous appliquons une quantité physique mesurable $E(t)$ et sur lequel nous mesurons la réponse correspondante $R(t)$ - pourra être caractérisé par une fonction f telle que:

$$R(t) = f[E(t)] \quad (1.14)$$

qui déterminera la linéarité ou la non-linéarité du système.

Ainsi, le dispositif sera défini linéaire si la relation suivante est respectée:

$$f[\alpha E(t)] = \alpha f[E(t)] \quad (1.15)$$

ou plus généralement, lorsque $E(t)$ est une combinaison linéaire des différentes quantités $E_j(t)$:

$$\begin{aligned} f\left[\sum_j \alpha_j E_j(t)\right] &= \sum_j f[\alpha_j E_j(t)] \\ &= \sum_j \alpha_j f[E_j(t)] \end{aligned} \quad j \in N \quad (1.16)$$

où α et α_j sont des constantes réelles. Dans le cas contraire, le dispositif sera dit non-linéaire. Aussi, il importe de souligner que, si ce dispositif se compose de plusieurs éléments dont au moins un est non-linéaire, il possèdera également un comportement non-linéaire.

Les quantités $E(t)$ et $R(t)$ peuvent représenter respectivement les signaux incidents et réfléchis ou, aux basses fréquences, le potentiel appliqué et le courant résultant. L'expérience démontre par ailleurs que, dans la première situation, le système mentionné reste invariant dans le temps:

$$f[E(t)] = f[E(t+\tau)] \quad (1.17)$$

ce qui veut dire que lors de l'application aux divers instants des excitations identiques, les réponses obtenues seront les mêmes à la différence de temps près.

Dans le domaine fréquentiel, il est vérifiable par transformation de Fourier que pour un système linéaire et temporellement invariant, la réponse d'une excitation sinusoïdale ne peut contenir les composantes à d'autres fréquences que celle de l'excitation. Ce résultat se généralise à toutes les excitations périodiques ou combinaisons linéaires de celles-ci. Il s'ensuit immédiatement que l'apparition des signaux à des fréquences autres que celle de l'excitation incidente dans le spectre de la réponse du système permet d'identifier sa propriété non-linéaire.

1.4.2 Instabilités paramétriques

En ce qui a trait à l'interaction onde-onde, l'instabilité paramétrique est un phénomène dominant des effets non-linéaires. Physiquement, elle correspond au processus fondamental du couplage non-linéaire des modes oscillatoires. En particulier, elle est un important mécanisme de conversion énergétique et fréquentielle (de haute à basse fréquence) des ondes électromagnétiques.

L'instabilité paramétrique peut être définie comme l'amplification d'une ou de plusieurs oscillations, causée par la modulation périodique d'un paramètre caractérisant ces oscillations. Souvent, ce paramètre est modulé par une

excitation périodique externe. L'identification de ce phénomène se repose principalement sur ses trois propriétés fondamentales:

(i) Conservation en fréquence: en considérant l'instabilité paramétrique comme l'amplification de deux oscillations relativement à une onde modulatrice, leurs fréquences et nombres d'onde sont sujets, par conservation, à des relations:

$$F_0 \approx F_1 + F_2 \quad (1.18)$$

$$\mu_0 \approx \mu_1 + \mu_2 \quad (1.19)$$

dans lesquelles les indices 0,1,2 dénotent respectivement la modulation et les deux oscillations générées.

(ii) Verrouillage en fréquence: les fréquences des oscillations amplifiées F_1 et F_2 sont déterminées par celle de la modulation.

(iii) Seuil en puissance: l'amplification peut avoir lieu seulement lorsque l'amplitude de la modulation excède une certaine valeur critique.

Dans le cadre de cette étude, nous allons porter une attention particulière à la fréquence résonnante du système comme paramètre modulé. Une telle situation se produit

évidemment lorsque un des facteurs qui contrôle cette fréquence est lui-même modulé. Minorvsky [27], dans un traitement général, a démontré que si la fréquence d'un oscillateur est faiblement modulée avec une période T , l'amplification de l'oscillation ne peut prendre place que si une des conditions suivantes est satisfaite:

$$F_r = n/2T \quad (1.20)$$

où F_r représente la fréquence résonnante naturelle de l'oscillateur et n est un nombre entier positif.

En ré-écrivant cette expression:

$$F_r = (n/2)F_0 \quad (1.21)$$

nous apercevons que la propriété de conservation en fréquence se vérifie immédiatement pour $n=1$ et $n=2$. En effet, en examinant la relation (1.18), la première situation nous donne:

$$F_1 = F_2 = F_r = F_0/2 \quad (1.22)$$

alors qu'avec $n=2$, nous obtiendrons:

$$F_1 = F_r = F_0 \qquad F_2 = 0 \qquad (1.23)$$

Ce sont des instabilités paramétriques à mode simple, c'est à dire que les deux signaux amplifiés de fréquences F_1 et F_2 sont identiques. Comme nous allons observer ultérieurement, il peut exister également des instabilités paramétriques, dites à mode couplé, dans lesquelles une onde générée possède une fréquence largement supérieure à celle de l'autre (par exemple, $F_1=3F_0/4$ et $F_2=F_0/4$).

L'excitation paramétrique se manifeste à n'importe quelle amplitude du signal modulateur s'il n'y a pas d'amortissement. En pratique, une petite quantité d'amortissement suffit de prévenir ce phénomène à moins que la puissance de la modulation soit assez forte, d'où le concept de la puissance seuil. La signification physique du seuil est claire: un phénomène physique cumulatif est possible si l'énergie introduite à un système pour produire la variation périodique d'un de ses paramètres est supérieure à l'énergie dissipée par ce système. Dans le cas de l'instabilité à mode simple, cette observation peut se traduire en un certain formalisme mathématique. Considérons un oscillateur qui obéit l'équation différentielle du mouvement harmonique simple:

$$\frac{d^2}{dt^2} y(t) + \omega^2 y(t) = 0 \quad (1.24)$$

dans laquelle $y(t)$ et ω représentent dans l'ordre respectif l'amplitude et la fréquence angulaire de l'oscillation. Pour tenir compte de l'amortissement, exprimé par le coefficient γ , nous devons inclure des termes supplémentaires à cette équation:

$$\frac{d^2}{dt^2} y(t) + 2\gamma \frac{d}{dt} y(t) + (\omega^2 + \gamma^2) y(t) = 0 \quad (1.25)$$

Introduisons à présent une modulation sinusoïdale de la fréquence de la forme:

$$\omega^2 = \omega_r^2 (1 - 2\Delta \cos \omega_0 t) \quad (1.26)$$

où ω_r dénote la fréquence résonnante de l'oscillateur en absence de la modulation, Δ et ω_0 décrivent l'amplitude et la fréquence de la modulation. L'expression (1.25) devient:

$$\frac{d^2}{dt^2} y(t) + 2\gamma \frac{d}{dt} y(t) + [\omega_r^2 (1 - 2\Delta \cos \omega_0 t) + \gamma^2] y(t) = 0 \quad (1.27)$$

Employant ensuite la transformation:

$$y(t) = \exp(-\gamma t) Y(t) \quad (1.28)$$

nous obtenons de l'équation (1.27) la forme:

$$\frac{d^2}{dt^2} Y(t) + \omega_r^2 (1 - 2\Delta \cos \omega_0 t) Y(t) = 0 \quad (1.29)$$

dont les solutions peuvent être obtenues avec les fonctions de Mathieu [28].

Il est connu que l'équation (1.29) donne les solutions instables pour n'importe quelle amplitude non-nulle de la modulation, lorsque la fréquence de celle-ci correspond au double de la fréquence résonnante ou est égale à cette dernière [28]. En effet dans ces conditions, l'amplitude calculée de l'oscillation $Y(t)$ accroît délibérément avec un taux plus ou moins élevé dépendant de l'amplitude de la modulation appliquée. Cependant, lorsque l'amortissement de l'oscillateur est non-nul (équ.1.27), cette instabilité ne sera déclenchée qu'à partir d'une certaine valeur critique de Δ (dénotée par Δ_c). Dans une étude générale de l'instabilité paramétrique à mode simple, Nishikawa et Liu [29] ont estimé cette valeur critique par la technique de perturbation. En supposant que:

$$\gamma/\omega_r \ll 1 \quad \text{et} \quad \Delta \ll 1 \quad (1.30)$$

ces auteurs ont dérivé les relations suivantes:

$$(a) \quad \omega_0 = 2\omega_r: \quad \Delta_c \approx 2\gamma/\omega_r \quad (1.31)$$

$$(b) \quad \omega_0 = \omega_r: \quad \Delta_c \approx (2\gamma/\omega_r)^{1/2} \quad (1.32)$$

Comme la fraction $2\gamma/\omega_r$ reste inférieure à l'unité d'après les conditions du départ, nous constatons que la deuxième situation requiert un seuil plus élevé de l'amplitude de la modulation; en d'autres termes, augmentant progressivement cette amplitude, l'instabilité paramétrique à $\omega_0 = 2\omega_r$ sera déclenchée en premier.

Une analyse numérique de l'équation (1.27) est donnée à l'annexe A. L'analyse spectrale des solutions instables obtenues a permis de vérifier que le phénomène d'instabilité paramétrique se manifestait par l'apparition d'un signal à la fréquence de résonance. Les conditions menant à ce phénomène ont été vérifiées également.

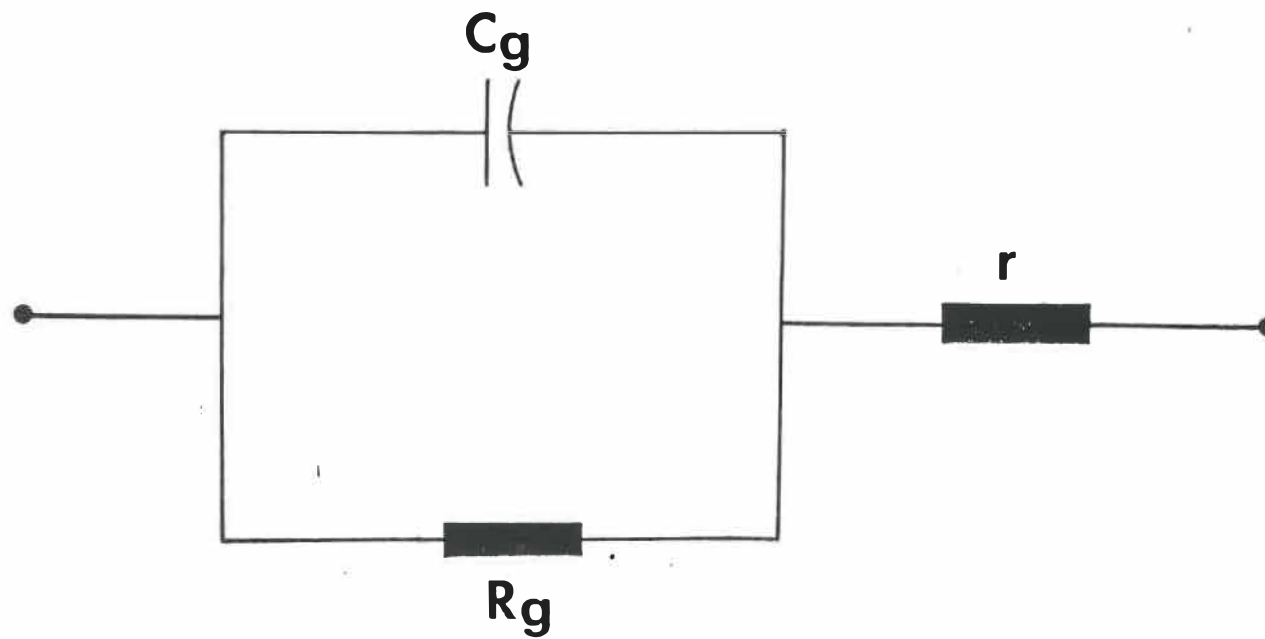
En dernière considération, il importe de ne pas perdre de vue que nous venons de cerner la situation la plus simple, afin d'y ressortir les traits fondamentaux de l'instabilité paramétrique. Les systèmes physiques produisant ce phénomène sont décrites, en réalité, par des équations dont la complexité dépend de la rigueur de la modélisation.

Toutefois, quel que soit leur degré de complexité, ses équations devraient fournir les principales propriétés que donnaient les équations examinées précédemment. Nous allons étudier ces questions plus en détails dans une modélisation ultérieure de la structure antenne-gaine-plasma.

1.4.3 Non-linéarités de l'antenne dans le plasma

Nous venons de discuter des différents mécanismes permettant d'identifier les phénomènes non-linéaires ainsi qu'en particulier, les instabilités paramétriques. Dans la présente partie, nous examinerons l'aspect non-linéaire du système antenne-gaine-plasma.

Nous avons relevé à la section 1.2 l'existence d'une gaine ionique enrobant l'antenne immergée dans le plasma. Généralement parlant, cette gaine joue le rôle de l'élément de couplage dans le transfert d'énergie électrique entre l'antenne et le plasma. Elle peut, en conséquent, être décrite par un réseau électrique dont les éléments reflètent ses diverses propriétés physiques (fig.1.6). Etant définie dépeuplée d'électrons, la gaine représente un milieu diélectrique transitoire entre deux conducteurs, antenne et plasma, et se comporte donc comme un condensateur. Pour la géométrie cylindrique de l'antenne, ce condensateur sera



- C_g : Capacité de la gaine ionique
 R_g : Résistance de la gaine ionique
 r : Résistance représentant les pertes

Figure 1.6: Réseau électrique équivalent de la gaine ionique.

également cylindrique par symétrie et sa capacité C_g sera fonction des dimensions de l'antenne et de l'épaisseur de la gaine. La résistance R_g représente la résistance de la gaine et peut être estimée à partir des mesures du courant électronique collecté par l'antenne en fonction du potentiel appliqué. Le dernier élément, la résistance r , exprime les pertes. Il existe trois mécanismes de production de pertes envisageables: pertes par rayonnement, amortissement dû aux collisions électrons-atomes neutres et amortissements non-collisionnels de différents types. Ce dernier mécanisme est généralement dû au temps de transit des électrons dans la gaine et, comme nous verrons par la suite, les deux premiers mécanismes peuvent souvent être négligés dans les conditions d'un plasma de laboratoire.

Dépendant de la fréquence et de l'amplitude du signal appliqué à l'antenne, le circuit caractérisant la gaine peut être plus ou moins non-linéaire. En ce qui concerne les études du comportement non-linéaire d'une antenne immergée dans le plasma, nous distinguons ici deux aspects relativement à la fréquence. Généralement dans le domaine de basses fréquences, les études effectuées font référence au plasma ionosphérique dont la fréquence plasma est de l'ordre de quelques MHz et les fréquences des signaux ne dépassent pas quelques kHz. Dans de telles situations, comme nous l'avons

déjà mentionné (section 1.4.1), la non-linéarité peut être examinée par des mesures de l'impédance complexe de l'antenne:

$$Z_{NL} = \frac{V}{I_{NL}} \quad (1.33)$$

où V représente la tension appliquée à l'antenne et I_{NL} désigne le courant résultant à la fréquence fondamentale. Shkarofsky [30] a donné un modèle théorique pour une antenne dipôle cylindrique dans lequel, en considérant le champ magnétique ambiant et le régime quasi-statique du signal alternatif, il évaluait le courant résultant au point d'alimentation sans effectuer l'analyse spectrale de ce dernier. Baker et al. [31] ont ensuite apporté des corrections mineures au modèle de Shkarofsky et comparé leurs résultats théoriques à des données expérimentales. D'autre part, Koons et McPherson [32] ont réalisé leurs mesures de réponse en courant dans l'ionosphère pour plusieurs niveaux d'amplitude du signal appliqué, et ils en ont effectué l'analyse spectrale. Contrairement à ce que prévoyait la théorie [30,31], ces auteurs ont constaté que le déphasage entre la tension et le courant augmentait avec la fréquence et la puissance. Ils n'ont pas considéré cependant l'effet de l'épaisseur de la gaine, la polarisation continue de l'antenne étant constante.

A un autre point de vue, Thiemann et al. [33] ont étudié la modification non-linéaire de l'impédance d'un monopôle cylindrique autour des résonances série. Le système antenne-gaine-plasma était modélisé par un réseau électrique équivalent (fig.1.7), d'après lequel la gaine était représentée par sa capacité et sa résistance non-linéaire, et le plasma par un ensemble RLC connecté en série à la gaine. L'influence de l'épaisseur de la gaine, contrôlée par la polarisation continue de l'antenne, a été examinée; il importe toutefois de mentionner que ces auteurs n'ont pas considéré la modulation de la capacité de la gaine, due au potentiel alternatif appliqué. Une équation différentielle non-linéaire a été dérivée à partir de la modélisation permettant d'obtenir le spectre du courant et l'impédance de l'antenne à la fréquence fondamentale; les auteurs ont cependant omis le condensateur de couplage dans leur simulation afin de simplifier les calculs, réduisant ainsi l'ordre de l'équation différentielle à résoudre. Les résultats obtenus les ont emmené aux conclusions suivantes:

- (i) la non-linéarité se manifestait par l'apparition des harmoniques supérieures dans le spectre du courant;
- (ii) l'amplitude de chaque harmonique supérieure devenait maximale lorsque sa fréquence correspondait à celle de la résonance série;

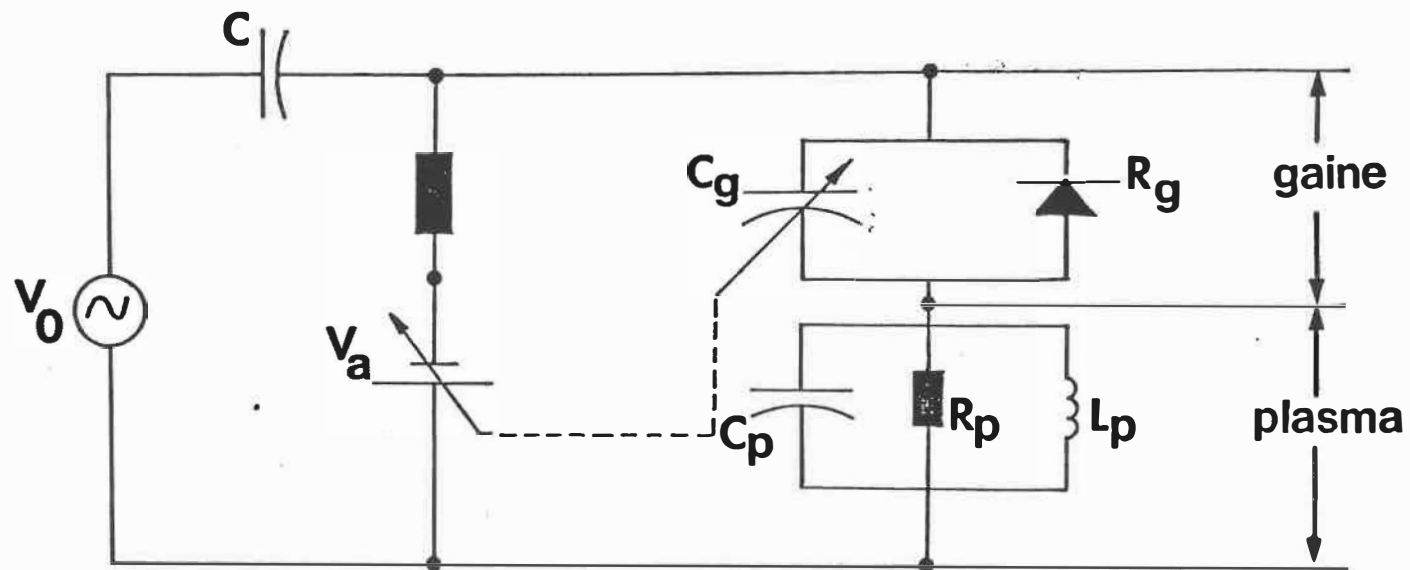


Figure 1.7: Réseau électrique équivalent du système antenne-gaine-plasma, d'après Thiemann et al. [38]

(iii) la direction du changement en amplitude de l'impédance non-linéaire à la fondamentale, lors de l'augmentation de la puissance appliquée, dépendait de l'épaisseur de la gaine;

(iv) le transfert d'énergie de la fondamentale vers les harmoniques supérieures ainsi que la fluctuation de la résistance de la gaine due au large voltage alternatif étaient responsables de la modification de l'impédance de l'antenne autour des résonances série.

Dans le domaine d'hautes fréquences, comme nous l'avons mentionné, la réponse non-linéaire de l'antenne s'identifie généralement dans le contenu spectral du signal réfléchi. La génération des harmoniques supérieures, conséquence de la non-linéarité, a été observée par Cohen et Berkefi [34], qui étudiaient des antennes dipôles bi-hémisphériques. Cet effet a été attribué à la fluctuation temporelle de la capacité de la gaine, induite par le potentiel RF. La contribution de la résistance non-linéaire de la gaine a été examinée. D'après ces auteurs, il n'était pas concluant que la non-linéarité de la résistance soit à l'origine des phénomènes non-linéaires observés. Cohen et Bekefi ont trouvé que l'amplitude des harmoniques observées était maximale à certaines épaisseurs de la gaine, en étudiant l'effet de la fréquence plasma; le nombre des points expérimentaux relevés cependant

était faible et ces auteurs n'ont fait aucune mention de l'existence des ondes de gaine.

Plus récemment, Le Blanc et Nachman [35-36-37] ont effectué une étude expérimentale plus poussée, dans la même optique que celle de Cohen et Bekefi, pour le cas d'un monopôle cylindrique. La présence des harmoniques supérieures dans le spectre du signal réfléchi a été mise en évidence pour plusieurs niveaux de puissance et fréquence du signal appliqué ainsi que pour des différentes épaisseurs de la gaine. En examinant l'amplitude des harmoniques en fonction de la polarisation continue de l'antenne, ces auteurs ont constaté des maximums pour les conditions dans lesquelles la fréquence de la fondamentale était au voisinage des résonances des ondes de gaines. Afin de déterminer le mécanisme responsable du phénomène observé, une simulation par ordinateur a été également réalisée avec un modèle antenne-gaine-plasma semblable à celui de Thiemann et al. Négligeant le condensateur de couplage et considérant seulement la fluctuation temporelle de la résistance de la gaine, des résultats qualitativement similaires ont été obtenus. Notons brièvement que dans cette étude numérique, l'amplitude des harmoniques a été calculée en fonction des valeurs choisies de l'épaisseur de la gaine plutôt qu'en fonction de ses valeurs expérimentales pouvant être déduites à partir de

la polarisation continue de l'antenne et des paramètres du plasma (section 1.2.3), et qu'en plus, la fréquence résonnante du circuit modélisateur ne correspondait pas à celle de la fondamentale, au maximum de l'amplitude des harmoniques.

En ce qui a trait aux instabilités paramétriques, très peu de travaux ont été publiés dans le domaine des antennes dans plasma. Les deux seules observations de ce phénomène ont été signalées par Stenzel et al.[38-39]. La première référence faisait l'objet d'une étude de transmission du signal RF dans le plasma. Le signal RF produit à partir d'un générateur a été transmis dans un plasma de laboratoire, par l'entremise d'une paire de grilles qui y était immergée. Le signal détecté par un monopôle cylindrique a été étudié à l'aide d'un analyseur de spectre. Ces auteurs ont noté la présence, en plus de celle de la fondamentale, de deux sous-harmoniques respectivement aux fréquences plasma ionique et électronique, lorsque la puissance du signal RF dépassait un certain seuil. La somme des fréquences plasma ionique et électronique correspondait à la fréquence du signal transmis, ce qui permettait d'identifier ce phénomène comme étant l'instabilité paramétrique à mode couplé. Pour les fréquences du signal inférieures à la fréquence plasma, l'effet de la puissance sur la réponse de l'antenne a été

examiné dans la deuxième référence. Relativement à la fréquence et l'amplitude du signal sinusoïdal appliqué au monopôle, les auteurs ont observé parfois dans la réponse temporelle de l'antenne la présence d'un signal secondaire dont la fréquence correspondait à la moitié de celle du signal incident. La localisation et l'interprétation du phénomène d'instabilité paramétrique constaté avaient cependant un caractère hypothétique faute de vérification expérimentale et de preuve rigoureuse. En fait, Stenzel et al. ont suggéré que l'instabilité pouvait avoir lieu lorsque la fréquence du signal RF serait le double de celle des résonances du système gaine-plasma, sans avoir localisé ni expérimentalement, ni théoriquement ces derniers. De plus, aucune preuve solide n'a été fournie en vue d'appuyer l'interprétation avancée, selon laquelle la modulation de la gaine RF serait à l'origine de cette instabilité paramétrique.

1.5 HYPOTHESES DE TRAVAIL:

Nous nous proposons, dans le cadre du présent projet, d'effectuer une vérification théorique et expérimentale du phénomène d'instabilité paramétrique, tel que constaté par Stenzel et al., à des fréquences se situant autour des résonances des ondes de gaine. Les hypothèses avancées sont les

suivantes:

(i) l'excitation paramétrique peut se déclencher à des fréquences du signal d'excitation correspondant au double des fréquences de résonance des ondes de gaine;

(ii) le mécanisme principal de ce phénomène provient de la variation périodique de l'épaisseur de la gaine ionique entourant le monopôle, consécutive du large voltage alternatif qui y est appliqué.

Ces hypothèses sont basées sur la théorie présentée antérieurement. Nous avons vu que la superposition d'un voltage RF à la polarisation continue de l'antenne peut causer une variation périodique de l'épaisseur de la gaine. Cette variation entraînera la modulation des fréquences de résonance des ondes de gaine (c.f fig.5). Nous avons donc ici les conditions qui répondent au mécanisme proposé par Minorvsky. Ce point de vue a été renforcé récemment par Fang et Zhou [40] qui ont noté des instabilités en examinant le modèle dynamique unidimensionnel de la gaine ionique soumise à une oscillation forcée périodique.

Afin vérifier ces hypothèses, nous allons mesurer expérimentalement les fréquences de résonance de la gaine par

réflectométrie et obtenir en parallèle le spectre du signal réfléchi. Nous allons modéliser également le système antenne-gaine-plasma à partir des paramètres de l'antenne et du plasma dans le but de confirmer les mécanismes de l'instabilité paramétrique par les simulations numérique et analogique. Afin d'effectuer une simulation plus rigoureuse, une expression reliant l'épaisseur de la gaine et le potentiel de l'antenne sera établie de sorte que la variation de la capacité de la gaine, dans notre modélisation, pourra être tenue compte d'une façon plus précise.

CHAPITRE 2: EXPERIMENTATION

Dans l'objectif d'étudier le phénomène d'instabilité paramétrique, nous allons effectuer des mesures sur le spectre du signal réfléchi lors de l'application d'un signal sinusoïdal à l'antenne. Les résonances des ondes de gaine seront examinées également à partir des mesures du coefficient de réflexion de l'antenne.

Le présent chapitre est divisé en deux parties. En premier lieu, nous allons donner une description physique du système antenne-plasma. Le diagnostic du plasma, sur lequel se base l'évaluation des paramètres du plasma, sera aussi abordée dans cette partie. Nous allons décrire par la suite les montages de mesure RF de la réponse spectrale et du coefficient de réflexion de l'antenne, ainsi que les conditions dans lesquelles se déroulait l'expérimentation.

2.1 SYSTEME ANTENNE-PLASMA

2.1.1 Antenne

L'antenne monopôle utilisée consiste d'une tige cylindrique en laiton, recouverte d'une couche mince d'argent. Comme nous pouvons constater à la figure 2.1, cette antenne est une extension du conducteur intérieur d'une courte sec-

tion de ligne de transmission non-uniforme. Cette section conique, dont le conducteur extérieur est en contact électrique avec le couvercle métallique supérieur de la chambre de plasma, a une double fonction. Premièrement, comme nous verrons par la suite, une telle configuration emmène à un déplacement vers les plus faibles fréquences des résonances secondaires, provenant des ondes de surface qui se propagent sur le conducteur extérieur, ce qui permet de mieux identifier les résonances principales. Deuxièmement, les rayons de la section mentionnée sont calculés de sorte qu'elle fournisse une transition graduelle d'impédance caractéristique entre le câble coaxial de 50 ohms et le point d'alimentation de l'antenne, ce qui assure une meilleure adaptation. Précisons qu'au point d'alimentation de l'antenne, le rayon du conducteur extérieur correspond approximativement au rayon maximal de la gaine ionique, évalué à partir des paramètres expérimentaux (cf.chap.3), et que la permittivité relative de la ligne de transmission non-uniforme est égale à celle de la gaine ionique, puisque la partie intérieure de cette ligne est entièrement isolée du plasma grâce à un anneau isolateur de teflon.

Une analyse rigoureuse de la ligne de transmission non-uniforme présente des grandes difficultés au niveau de calculs numériques, tenant compte de la variation logarithmique

d'impédance caractéristique en fonction de la position [41-42]. Toutefois, étant donné que la longueur de cette section reste toujours inférieure au quart d'onde dans toutes nos expériences, nous croyons pouvoir la considérer comme étant une partie de la ligne coaxiale d'alimentation.

Notons en dernier lieu qu'avec la configuration présentée de l'antenne, l'épaisseur de la gaine ionique entourant l'antenne et le conducteur extérieur peut être contrôlée par la polarisation c.c appliquée respectivement au conducteur intérieur de la ligne d'alimentation et au couvercle supérieur de l'enceinte de plasma.

2.1.2 Production de plasma

Le plasma de laboratoire est créé par diffusion dans de l'argon. Pour assurer l'homogénéité du plasma, nous employons un système à vide connecté à une enceinte cylindrique en verre (fig.2.1). Après avoir évacué celle-ci jusqu'à une pression résiduelle d'au moins 10^{-6} Torr, nous la remplissons avec de l'argon à une certaine pression. Cette pression est ajustable moyennant une valve micrométrique qui contrôle le débit d'entrée du gaz. La cathode est un filament thermoionique de tungstène thorié (1%), maintenu à une tension d.c négative par rapport à une grille branchée à la masse

qui représente l'anode. Lors de passage d'un courant de chauffage de l'ordre de 15 à 18A au filament, des électrons, émis par ce dernier et accélérés par la différence de potentiel filament-grille, produisent une avalanche électronique dans la région d'au-dessous de la grille. Ces électrons jouent le rôle d'agent ionisateur en cédant une partie de leur énergie cinétique, par collision, aux atomes d'argon. Le plasma produit, se diffusant vers le haut, est relativement bien réparti dans l'enceinte. Rappelons que le couvercle supérieur de celle-ci peut être maintenu à une tension c.c fixe ou branché à la masse. Dans le dernier cas, le plasma devient équipotentiel. L'absence de la haute tension minimise les risques de dommages accidentels aux étages d'entrée des instruments de mesure, ce qui représente un avantage considérable.

Le montage présenté à la figure 2.1 a été réalisé par Larocque [43]. Faux

Un électron libre, lors de son contact avec les parois de l'enceinte, peut être absorbé et perdu. Une génération de plasma efficace et uniforme peut être achevée par le moyen d'un champ magnétique multipôle qui empêche l'approchement des électrons de la paroi [44]. Ce dernier est composé de 12 colonnes parallèles d'aimant permanent placées autour de

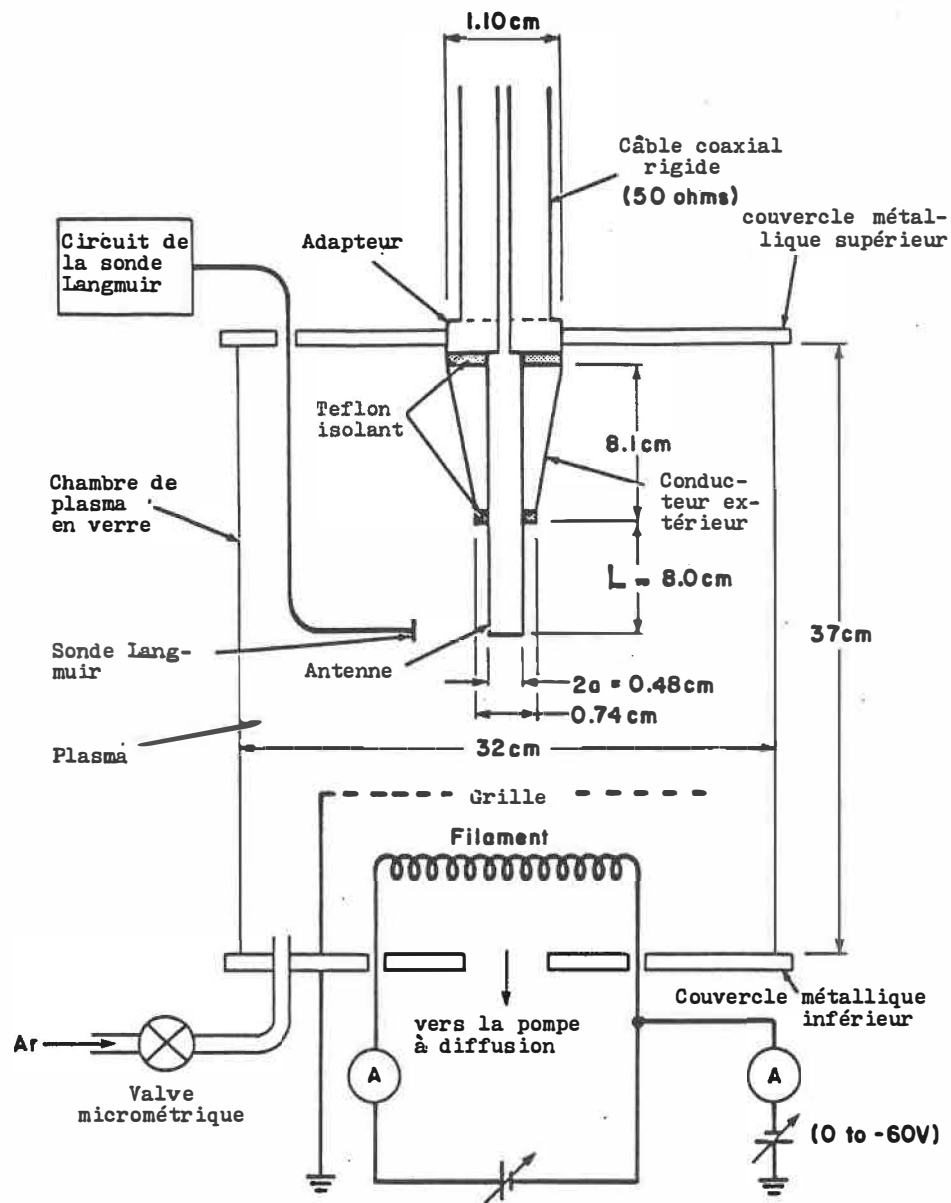


Figure 2.1: Chambre de plasma avec l'antenne.

l'enceinte (fig.2.2a). Puisque l'intensité du champ magnétique diminue très rapidement avec la distance à partir de la paroi [45], comme nous pouvons constater à la figure 2.2b, le plasma entourant l'antenne peut être considéré pratiquement isotrope.

Le nombre d'électrons par unité de volume, dans cette méthode de production, dépend de trois facteurs principaux: la pression dans le plasma, la différence de potentiel filament-grille déterminant l'énergie cinétique des électrons et l'intensité du courant de chauffage contrôlant l'émission électronique. Nous avons choisi de fixer les deux premiers facteurs au cours de nos expériences; la densité électronique était contrôlée donc par le dernier facteur.

2.1.3 Diagnostic du plasma

Les paramètres du plasma sont évalués à partir de la caractéristique I-V, mesurée à l'aide d'une sonde Langmuir conventionnelle. Cette dernière est un disque mince (de 9.6mm de diamètre) supporté par un tube de verre grâce auquel sa position dans l'enceinte de plasma peut être contrôlée de l'extérieur, suivant des mouvements combinés de translation et de rotation (fig.2.1). La géométrie plane de la sonde a été choisie pour trois avantages visibles: à part

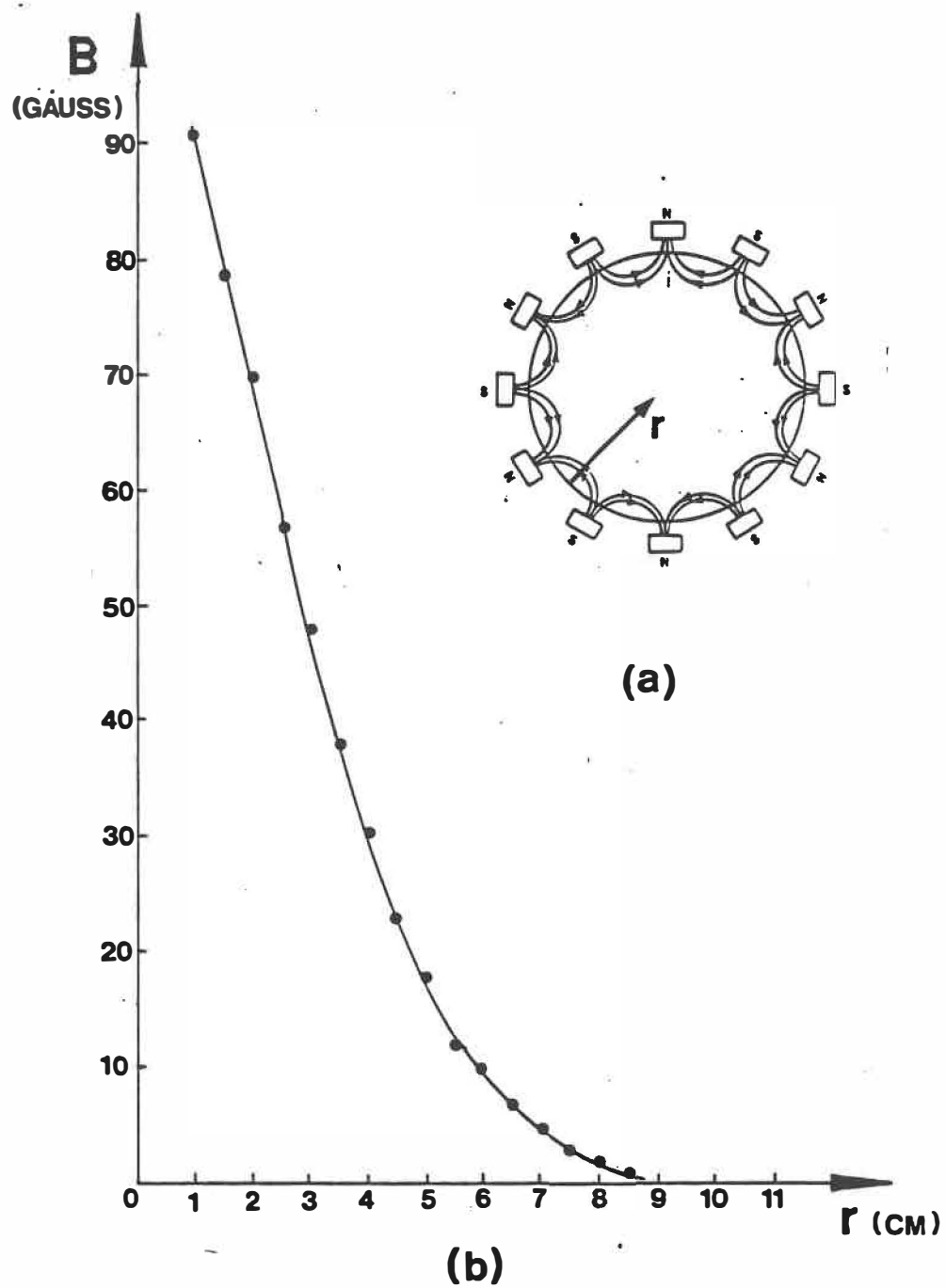


Figure 2.2: (a) Champ magnétique multipôle.

(b) Intensité du champ magnétique, mesurée au voisinage de la paroi de la chambre de plasma.

de la facilité de fabrication, la théorie de la sonde plane est relativement moins complexe comparativement à celle de la sonde cylindrique ou sphérique et en dernier lieu, une telle géométrie permet de détecter l'effet de la directivité, ce qui nous facilite la vérification de l'isotropie du plasma généré.

Nous présentons à la figure 2.3 l'allure générale de la caractéristique de la sonde. Lorsque la tension c.c appliquée est très négative par rapport au plasma, les électrons sont électrostatiquement confinés par la barrière de potentiel établie autour de la sonde et le courant collecté est uniquement ionique. Le courant ionique devient de moins en moins saturé lors de la diminution de la négativité du potentiel de la sonde, et au potentiel flottant de celle-ci, les flux ionique et électronique collectés sont égaux et le courant total s'avère nul. A partir de ce potentiel, le courant électronique devient progressivement supérieur au courant ionique. Le courant obtenu, considérant une distribution maxwellienne des vitesses des électrons dans le plasma, est donné par [46]:

$$I_e = S n_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right) \quad (2.1)$$

où S dénote l'aire de la sonde employé. Lorsque finalement

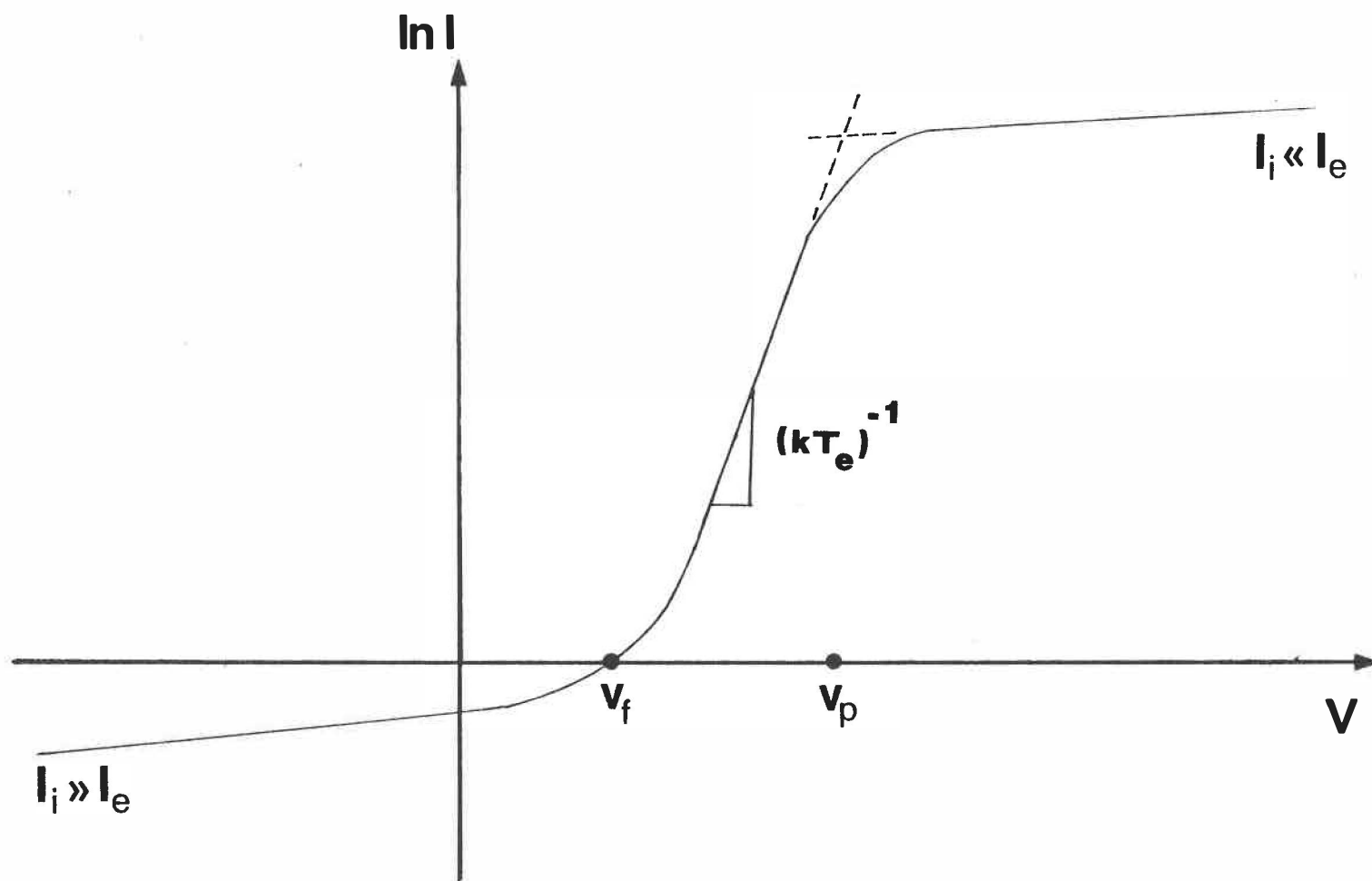


Figure 2.3: Caractéristique de la sonde Langmuir.

le potentiel c.c appliqué atteint le potentiel plasma, la gaine ionique formée autour de la sonde s'effondrè, ce seuil dépassé, le courant ionique devient complètement négligeable par rapport au courant électronique; ce dernier atteint alors son niveau maximal et nous obtenons la saturation.

Mentionnons ici qu'en prenant le logarithme népérien du courant exprimé en (2.1), nous obtenons:

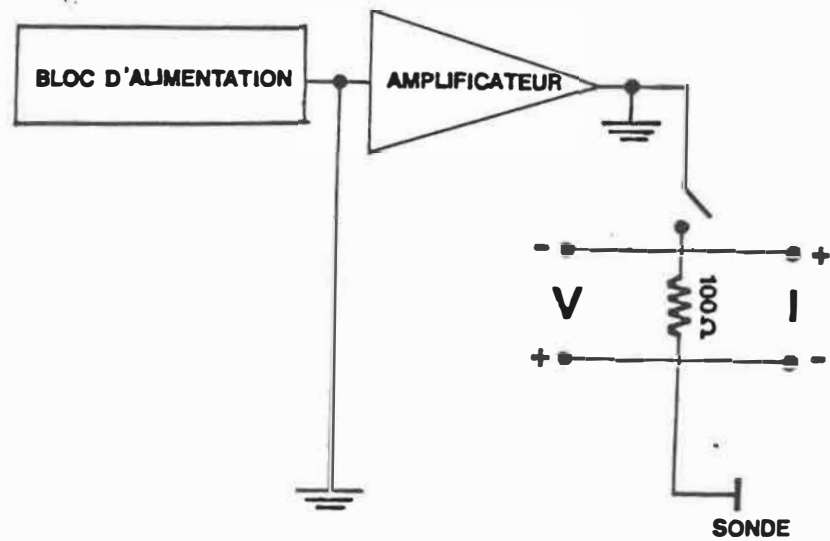
$$\ln I_e = \frac{eV}{kT_e} + \text{constante} \quad (2.2)$$

C'est une droite dont l'inverse de la pente donne la température électronique. La densité électronique peut être évaluée par la suite connaissant le courant de saturation électronique. Le courant collecté au potentiel plasma est donné à partir de (2.1):

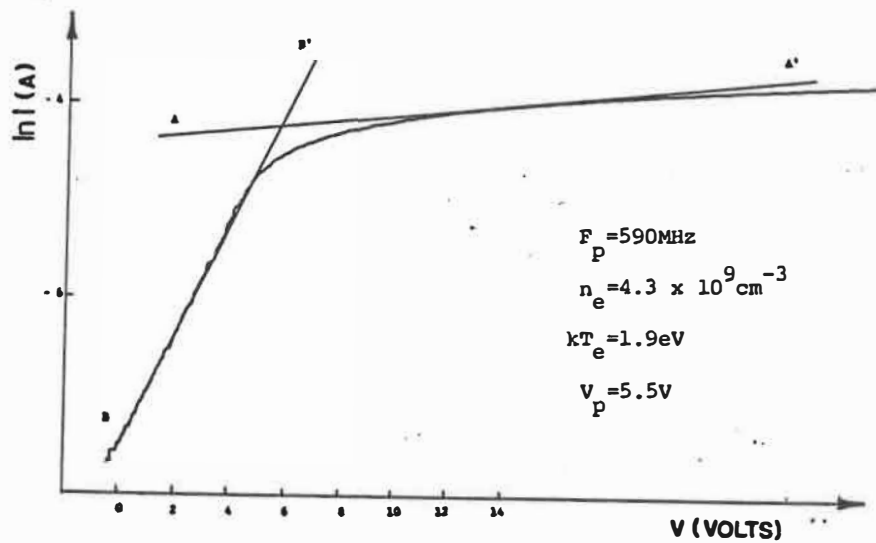
$$I_e(V=0) = S n_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

Notant la température électronique et prenant la lecture du courant à ce potentiel, nous déduisons facilement la densité électronique avec cette relation. La fréquence plasma ainsi que la longueur de Debye électroniques sont évaluées à partir des équations (1.4) et (1.7).

Le circuit de diagnostic, réalisé par Leblanc [37], est présenté à la figure 2.4a. Il s'agit d'un balayage de tension continue appliqué à la sonde, le courant collecté étant mesuré aux bornes d'une résistance montée en série. L'interrupteur permet de laisser la sonde flottante au besoin. Une caractéristique typique, obtenue à l'aide de ce circuit, est donnée à la figure 2.4b. Nous constatons que l'endroit où débute la saturation du courant électronique et le plateau de saturation ne sont pas aussi clairement définis qu'en théorie. Les valeurs des paramètres du plasma sont considérées donc avec réserve. En fait, l'incertitude relative sur la fréquence plasma évaluée peut varier entre 10 à 15%. Les erreurs de diagnostic proviennent de plusieurs sources, principalement de l'effet de bord, l'effet de surface de la sonde ainsi que des hypothèses d'idéalisation de la théorie. Comme le premier est inévitable puisque l'augmentation de la superficie de la sonde perturbe en revanche le plasma, nous avons essayé surtout de contrôler le deuxième facteur. Précédant chaque diagnostic, nous avons effectué un nettoyage de la sonde en la polarisant positivement par rapport au plasma durant une courte durée de temps -afin d'éviter la pulvérisation de la surface de la sonde. Lorsque la sonde était assez chauffée, nous enlevions la polarisation et réalisions immédiatement le diagnostic. Mentionnons en passant que la polarisation négative de la sonde



a.



b.

Figure 2.4: (a) Circuit de diagnostic.

(b) Exemple de la caractéristique.

est une technique de nettoyage peu recommandable, étant donné la nature destructive des ions qui peuvent endommager très vite la surface de la sonde.

Tous les diagnostics ont été effectués au voisinage de l'antenne. Une fois terminés, la sonde Langmuir était placée très loin de l'antenne et ne pouvait pratiquement perturber le volume plasma entourant l'antenne. Le signal r.f appliqué à l'antenne est enlevé durant la procédure de diagnostic de sorte que les conditions nécessaires pour un type d'opération expérimentale n'aient pas un effet défavorable sur un autre.

2.2 MONTAGE DE MESURE RF

Le schéma du montage de mesure en radiofréquence est présenté à la figure 2.5. Ce montage, divisé en deux sous-ensembles, permet d'obtenir:

(i) Le spectre du signal réfléchi, en appliquant un signal sinusoïdal d'haute puissance à l'antenne (cheminement 1);

(ii) Le coefficient de réflexion complexe en fonction de la fréquence de l'antenne, en appliquant à celle-ci un signal sinusoïdal de basse puissance (cheminement 2).

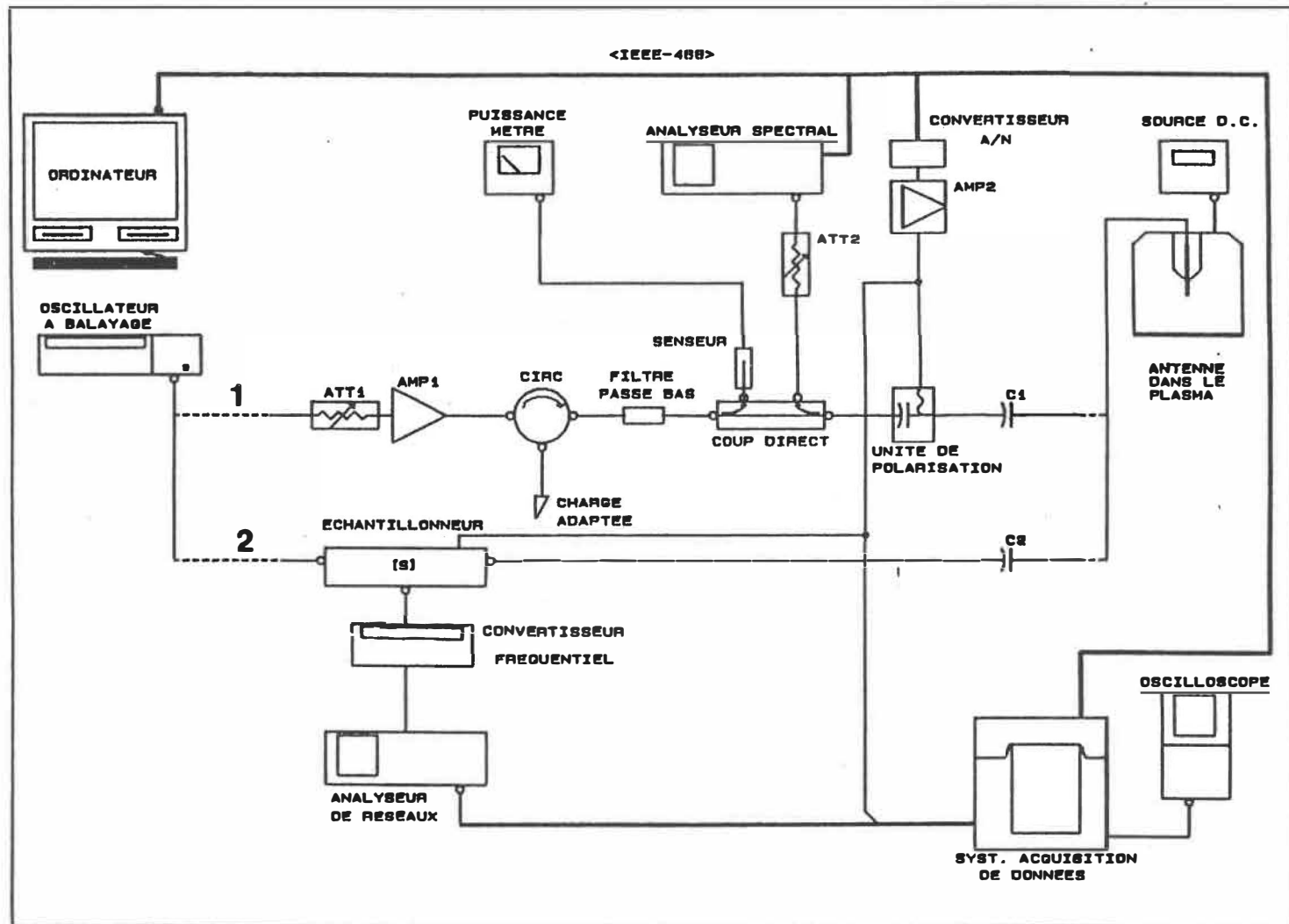


Figure 2.5: Schéma du montage de mesure.

2.2.1 Mesure spectrale du signal réfléchi

Les signaux générés proviennent d'un oscillateur à balayage. Ce dernier couvre la bande fréquentielle allant de 100 à 2000 MHz et produit des signaux d'une puissance maximale de 13 dBm. Un amplificateur de puissance à large bande (amp1) est ajouté à cette source RF afin de pouvoir fournir jusqu'à 40 dBm à l'antenne. La puissance du signal peut être variée à partir du contrôle manuel de la source ainsi qu'à l'aide d'un atténuateur variable (att1). La protection du système source-amplificateur est assurée par un ensemble de quatres circulateurs permettant de couvrir la bande fréquentielle entre 140 et 700 MHz; chaque circulateur est muni d'une charge adaptée qui peut absorber jusqu'à 37 dBm de puissance de retour. Un filtre passe bas, dont la fréquence de coupure est de 800 MHz, sert à minimiser le contenu harmonique du signal appliqué de façon à éviter que des harmoniques provenant de la source puissent être confondues avec celles provenant du système antenne-plasma. Le coupleur bidirectionnel à large bande, de couplage moyen de 20 dB, sert à échantillonner les signaux incident et réfléchi. Pour mesurer la puissance du signal incident, un échantillon de celui-ci est envoyé à un système senseur-puissance-mètre. Un échantillon du signal réfléchi est, quant à lui, emmené à un analyseur de spectre qui nous permet d'obtenir son contenu

spectral. Puisque cet analyseur ne peut recevoir un large voltage alternatif et du voltage continu à l'entrée, il est protégé à l'aide d'un atténuateur variable (att_2) et d'un condensateur de couplage (C_1). Précisons que la présence de ce dernier n'est qu'une mesure sécuritaire supplémentaire puisque l'isolation du voltage c.c à l'entrée de l'analyseur de spectre est déjà assumée par le coupleur bidirectionnel.

La polarisation continue de l'antenne, à travers l'unité de polarisation, provient d'un amplificateur c.c (amp_2) qui peut fournir jusqu'à 50 volts. A l'aide d'un convertisseur analogique-numérique et moyennant le contrôle par ordinateur personnel, un balayage de cette tension peut s'effectuer durant lequel les mesures spectrales du signal réfléchi sont relevées. Toutes les données obtenues sont acheminées vers un système d'acquisition et gardées ensuite dans le mémoire de l'ordinateur. A une polarisation fixe, le système d'acquisition de données, qui agit également comme un traceur, permet de reproduire instantanément le spectre du signal réfléchi tel que observé sur l'écran de l'analyseur spectral. Cette façon d'acquérir les résultats est une fonction de ce dernier, grâce au système d'interface GPIB.

Pendant toutes les mesures, le conducteur extérieur de la ligne de transmission peut être polarisé via le couvercle

supérieur de l'enceinte de plasma, moyennant une source de tension continue qui produit jusqu'à 32 volts. La ligne de transmission ainsi que les dispositifs hyperfréquentiels utilisés dans ce montage ont la même impédance caractéristique de 50 ohms. A l'exception de l'antenne dans le plasma, le système montré est considéré bien adapté. Les pertes d'insertion n'ont pas été estimées puisque l'évaluation exacte de la puissance n'était pas de notre intérêt premier.

2.2.2 Mesure du coefficient de réflexion

Les mesures du coefficient de réflexion de l'antenne sont réalisées à l'aide d'un analyseur de réseau, ce dernier étant relié à un échantillonneur de paramètres S et un convertisseur fréquentiel, tel que présenté dans la figure 12. Le signal incident appliqué à l'antenne est de basse puissance (0 dBm) et fourni par l'oscillateur de balayage.

Le principe de ce montage [55] est similaire à celui présenté plus haut. L'échantillonneur de paramètres S joue ici le rôle du coupleur directionnel. Les signaux incident et réfléchi sont échantillonnés et comparés ensuite par l'analyseur de réseau. Le convertisseur fréquentiel transforme les hautes fréquences des signaux en basses fréquences pour permettre à l'analyseur de réseau de comparer les

phases. Ce dernier fournit à sa sortie deux voltages, respectivement proportionnels à l'amplitude et à la phase du coefficient de réflexion. Ces données ainsi que la fréquence à laquelle elles sont mesurées sont acheminées vers le système d'acquisition des données et sauvées dans le mémoire de l'ordinateur. Une fois que la bande fréquentiel choisie a été balayée, les courbes du coefficient de réflexion complexe en fonction de la fréquence sont reproduites par le traceur. Signalons en passant qu'une première analyse de ces courbes peut être visuellement effectuée à partir de l'écran de l'analyseur de réseau ou de l'oscilloscope.

La polarisation de l'antenne est obtenue à l'aide de la même source que celle utilisée dans l'autre montage.

Pour la calibration du système de mesure, le niveau de référence se situe au point d'alimentation de l'antenne. L'antenne a été remplacé par un court-circuit à l'extrémité de la ligne de transmission, de façon que le coefficient de réflexion connu correspondant (d'amplitude 1 et de phase 2π) puisse être vérifié à l'aide de l'analyseur de réseau.

2.2.3 Appareillages

(1) Oscillateur à balayage (Hewlett Packard-8620C)

Bande de fréquence: 100-2000MHz

Puissance de sortie: 0-13dBm

(2) Atténuateur 1 (Hewlett Packard-355C)

Bande de fréquence: c.c-1000MHz

Atténuation: 0-12dB

Puissance d'entrée maximale permise: 27dBm

(3) Atténuateur 2 (Hewlett Packard-355D)

Bande de fréquence: c.c-1000MHz

Atténuation: 0-120dB

Puissance d'entrée maximale permise: 27dBm

(4) Circulateurs (Electromagnetic Sciences)

Modèle 235-2: 140-200MHz

Modèle 235-4: 300-400MHz

Modèle 235-5: 400-600MHz

Modèle 235-6: 600-700MHz

(5) Amplificateur 1 (Amplifier Research 5W1000)

Bande de fréquence: 0.5-1000MHz

Puissance de sortie maximale: 40dBm

(6) Amplificateur 2 (Hewlett Packard-6428A)

Voltage de sortie: 0-60V

(7) Filtre passe bas (Microwave Devices)

Fréquence de coupure: 800MHz

(8) Coupleur bidirectionnel (Hewlett Packard-7780)

Bande de fréquence: 100-2000MHz

Couplage moyen: 20dB

(9) Charge adaptée (Narda 370BNM)

Bande de fréquence: c.c-18GHz

Puissance maximale absorbable: 37dBm

(10) Puissance-mètre (Hewlett Packard-435A)

Domaine de puissance: -35 à 20dBm

(11) Senseur (Hewlett Packard-8481A)

Bande de fréquence: 0.05-18GHz

Domaine de puissance: -35 à 20dBm

(12) Unité de polarisation (Rohde-Schwarz ZPV-Z6)

Voltage: 0-50V

(13) Convertisseur analogique-numérique (Electronics Corp.)

Bus IEEE 488 - Modèle 4871

(14) Source de polarisation d.c (Kisukui PAB)

Voltage de sortie: 0-32V

(15) Echantillonneur de paramètres S (Hewlett Packard-8745A)

Bande de fréquence: 0.1-2GHz

(16) Convertisseur de fréquence (Hewlett Packard-8411A)

Bande de fréquence: 0.1-12.4GHz

(17) Analyseur de réseau (Hewlett Packard-8410C)

Bande de fréquence: 0.1-2GHz

(18) Analyseur de spectre (Anritsui MS710)

Bande de fréquence: 100kHz-23GHz

(19) Système d'acquisition des données et traceur

(Hewlett Packard-7090A)

(20) Oscilloscope (Hewlett Packard-1200A)

100 μ V-500 kHz

(21) Ordinateur personnel (IBM-PC 5150)

CHAPITRE 3: RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus à partir des mesures du coefficient de réflexion complexe et du contenu spectral du signal réfléchi, lors de l'application d'un signal RF à l'antenne immergée dans le plasma. Le cheminement de notre travail était la suivante:

- (i) identifier les résonances des ondes de gaine;
- (ii) identifier le phénomène d'instabilité paramétrique;
- (iii) étudier ce phénomène en fonction des paramètres du plasma et du signal appliqué.

3.1 RESONANCES DES ONDES DE GAINÉ

Aux termes de notre précédente discussion dans la partie théorique, l'application d'un signal r.f de basse puissance à l'antenne peut donner lieu aux résonances de gaine dans certaines conditions. A ces fréquences de résonance, l'énergie r.f transmise au plasma devient maximale et le coefficient de réflexion atteint un minimum. Les fréquences de résonance peuvent donc être estimées expérimentalement à partir des mesures du coefficient de réflexion complexe en fonction de la fréquence du signal appliqué. A ces fréquences, un minimum dans l'amplitude du coefficient de réflexion et un saut dans sa phase sont observés. A la

figure 3.1a est donné un exemple typique des résultats de ces mesures. Nous distinguons ici deux familles de résonances dans la réponse de l'antenne. La famille de résonances correspondant aux basses fréquences provient des ondes de gaine qui se propagent le long du conducteur extérieur. En effet, nous avons constaté:

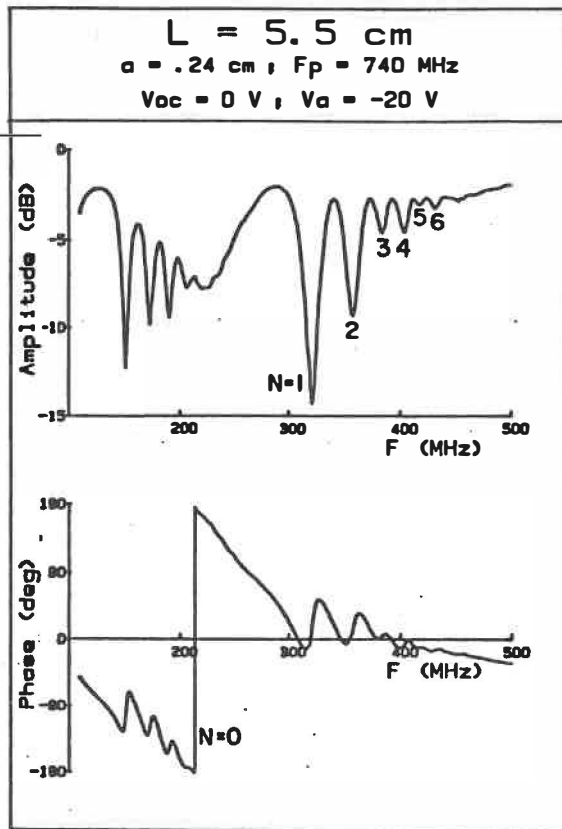
(i) que ces résonances, que nous appelons ici les résonances secondaires, sont affectées par la variation de l'épaisseur de la gaine formée autour du conducteur extérieur; les résonances principales (la série de résonances correspondant aux plus hautes fréquences) demeurent par contre in affectées par cette variation (fig.3.2);

(ii) que la situation inverse se produit lorsque l'épaisseur de la gaine entourant l'antenne est modifiée: les résonances secondaires demeurent inchangées tandis que les résonances principales sont visiblement influencées;

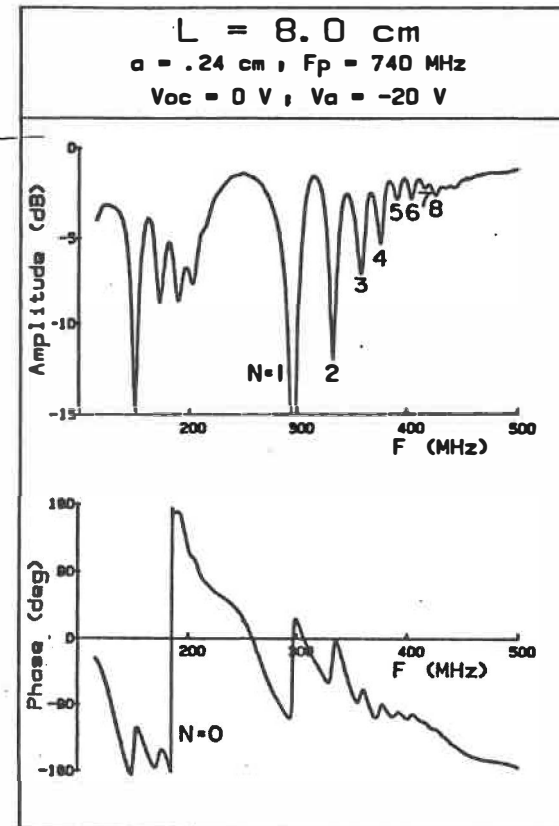
(iii) que la même situation qu'en (ii) se produit lorsque la longueur de l'antenne est changée (fig.3.1);

(iv) que nous pouvons faire disparaître l'une ou l'autre de ces familles de résonances par la suppression respective des gaines ioniques entourant le conducteur extérieur ou l'antenne.

Rappelons ici que les épaisseurs de la gaine ionique



(a)

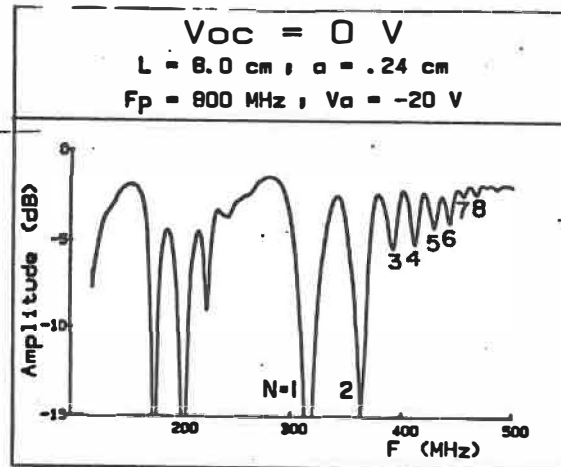


(b)

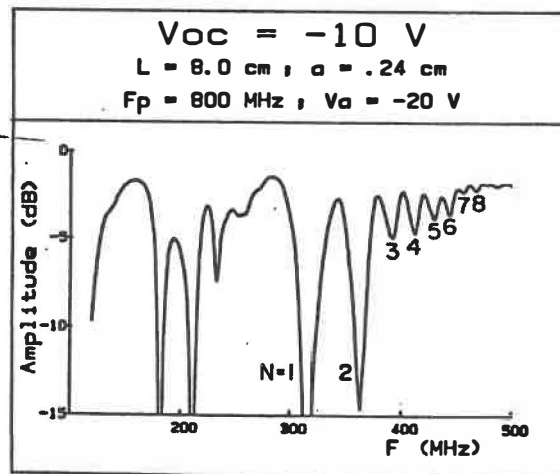
Figure 3.1: Coefficient de réflexion de l'antenne en fonction de la fréquence:
effet de la longueur de l'antenne

(a) $L=5.5\text{cm}$

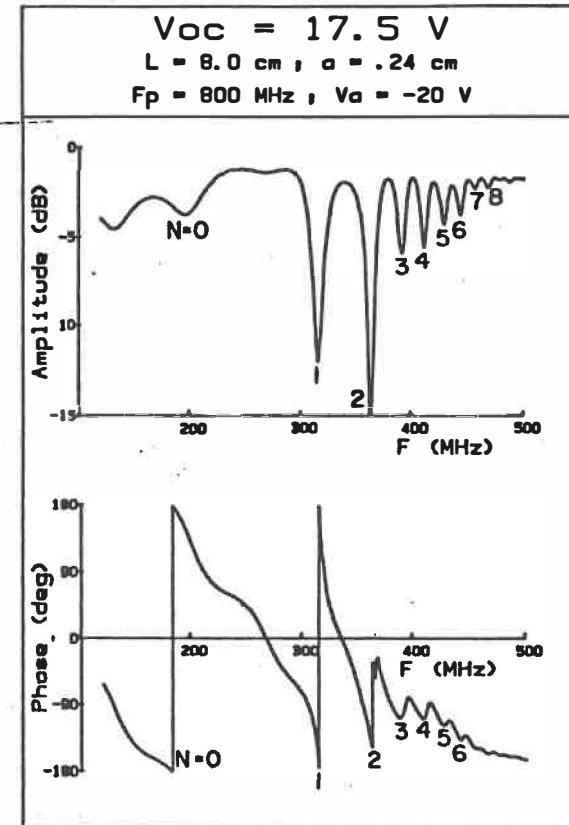
(b) $L=8.0\text{cm}$



(a)



(b)



(c)

Figure 3.2: Coefficient de réflexion de l'antenne en fonction de la fréquence: effet du potentiel appliqué au conducteur extérieur

(a) $V_{oc} = 0 \text{ V}$ (b) $V_{oc} = -10 \text{ V}$ (c) $V_{oc} = 17.5 \text{ V}$

entourant le conducteur extérieur et l'antenne sont contrôlées par les potentiels continus V_{oc} et V_a appliqués séparément à ces derniers. La gaine ionique est supprimée lorsque ces potentiels deviennent positifs par rapport au potentiel plasma. Nous remarquons, à partir de ces résultats, que le déplacement des résonances de gaine vers les fréquences plus ou moins élevées en fonction de l'épaisseur de la gaine et de la longueur de l'antenne correspond à la prédiction théorique déjà présentée à la section 1.3.3. De plus, la disparition des résonances avec la suppression de la gaine ionique confirme leur nature de résonances de gaine.

Une fois que les résonances principales, i.e: celles qui sont associées aux ondes de gaine propageant le long de l'antenne, ont été différenciées des résonances secondaires et l'ordre de résonance a été attribué, nous avons effectué une étude sur l'évolution de ces résonances en fonction du potentiel continu appliqué à l'antenne (fig.3.3) et de la fréquence plasma (fig.3.4), pour les six premiers ordres de résonance [14]. Les courbes présentées montrent clairement l'évolution vers les fréquences plus élevées des résonances de gaine lors de l'augmentation de la négativité du potentiel appliqué à l'antenne ou de la fréquence plasma, en accord avec la prédiction théorique.

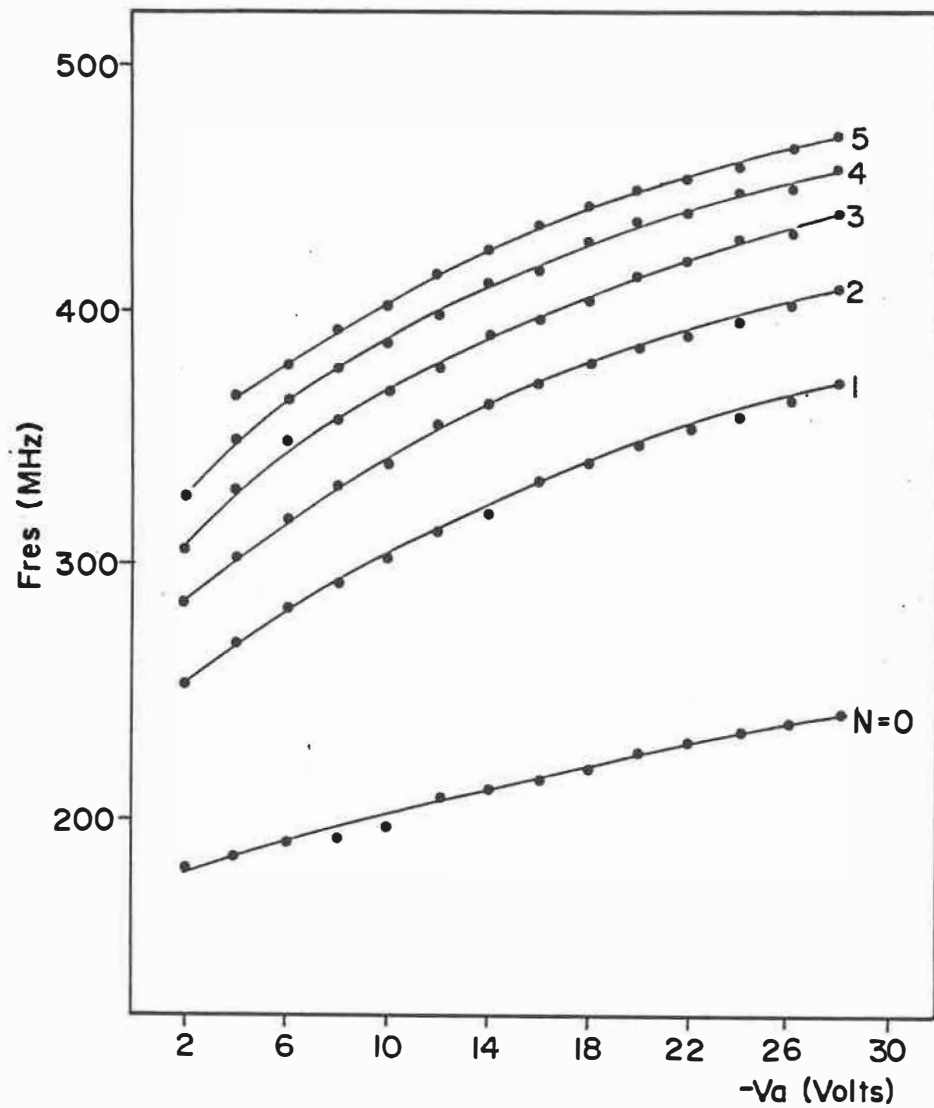


Figure 3.3: Evolution des fréquences de résonance de gaine en fonction de la polarisation de l'antenne: $L=5.5\text{cm}$; $a=0.24\text{cm}$; $F_p=800\text{MHz}$; $V_{oc}=0\text{V}$

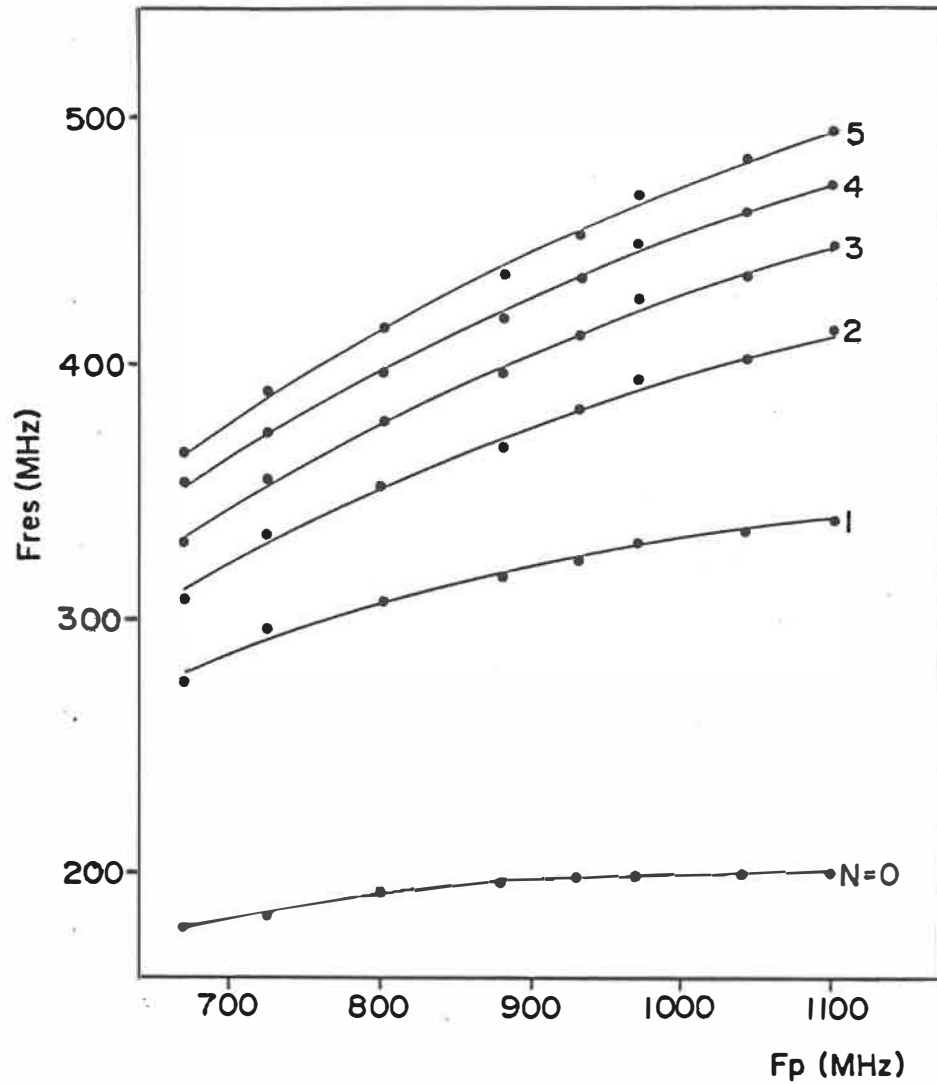


Figure 3.4: Evolution des fréquences de résonance de gaine en fonction de la fréquence plasma: $L=8\text{cm}$; $a=0.24\text{cm}$; $V_a=-20\text{V}$; $V_{oc}=0\text{V}$

Le tableau 3.1 résume tous les paramètres des mesures effectuées.

Aux termes de notre précédente discussion à la section 1.3.3, nous pouvons déduire l'épaisseur de la gaine ionique en comparant les fréquences de résonance expérimentalement obtenues à celles calculées à l'aide de l'équation de dispersion des ondes de gaine. A partir des épaisseurs de la gaine pour lesquelles nous avons la meilleure corrélation entre les fréquences de résonances théoriques et expérimentales (fig.3.5), nous établissons une relation empirique entre l'épaisseur de la gaine, les paramètres du plasma et le potentiel continu appliqué à l'antenne [14]. Comme l'indique la figure 3.6, la relation établie est:

$$g = (2.15)\lambda_d\eta^{1/2} \quad (3.1)$$

où:

$$\eta = |V_a - V_p| / K T_e \quad (3.2)$$

L'épaisseur déduite de la gaine ionique est proportionnelle à la racine carrée du potentiel normalisé de l'antenne.

3.2 INSTABILITES PARAMETRIQUES

Nous venons de mettre en évidence les résonances des

PLASMA	Gaz	Argon
	Pression	0.4 mTorr
	Fréquence plasma électronique	360-1100 MHz
	Température électronique	1.7-2.1 eV
	Potentiel plasma	5.5-6.0 V
ANTENNE	Longueur	5.5 ou 8.0 cm
	Rayon	0.24 cm
	Polarisation continue	-30 à +10 V
SIGNAL	Fréquence	100-1000 MHz
APPLIQUE	Puissance	0 dBm

Tableau 3.1

Paramètres expérimentaux utilisés dans l'étude
des résonances des ondes de gaine

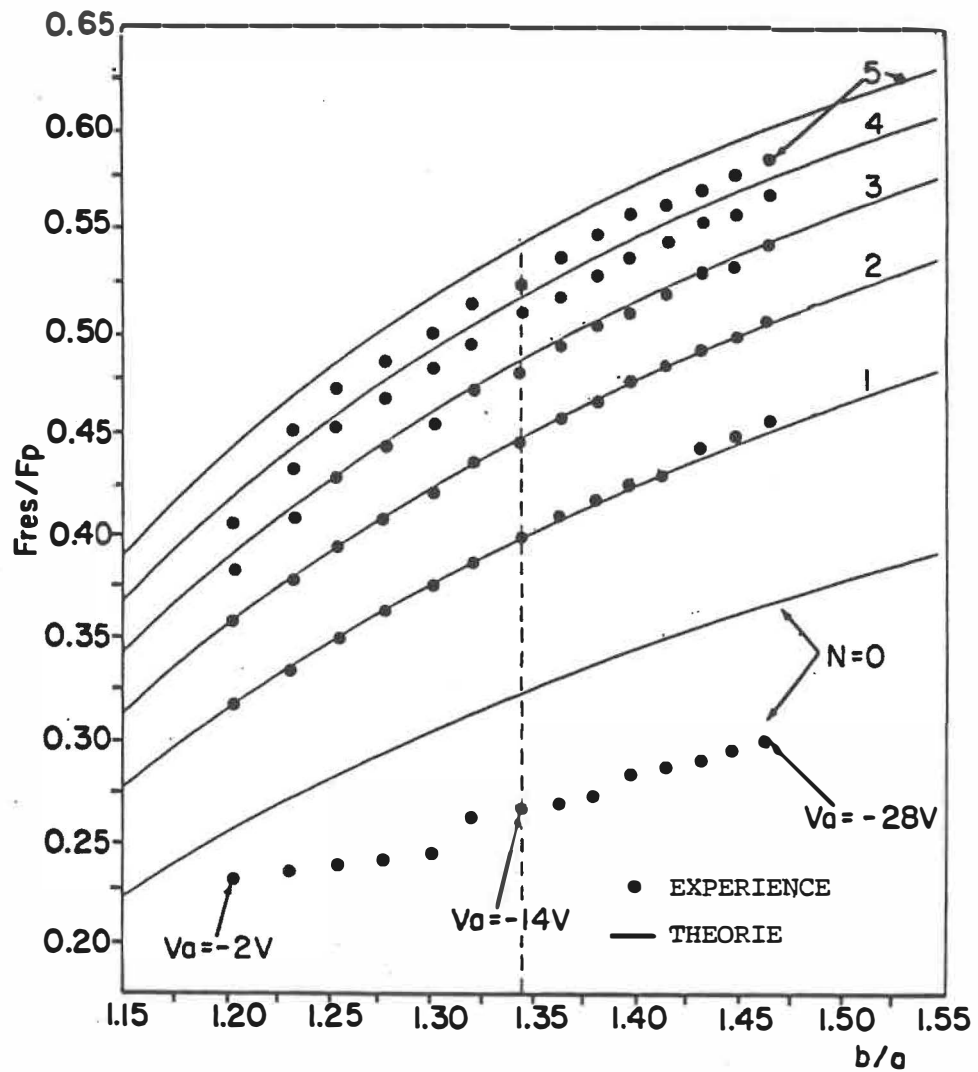


Figure 3.5: Fréquences de résonance de gaine normalisées par rapport à la fréquence plasma en fonction de b/a , pour les résonances d'ordre $N=0$ à 5
 $L=5.5\text{cm}$; $a=.24\text{cm}$; $F_p=800\text{MHz}$

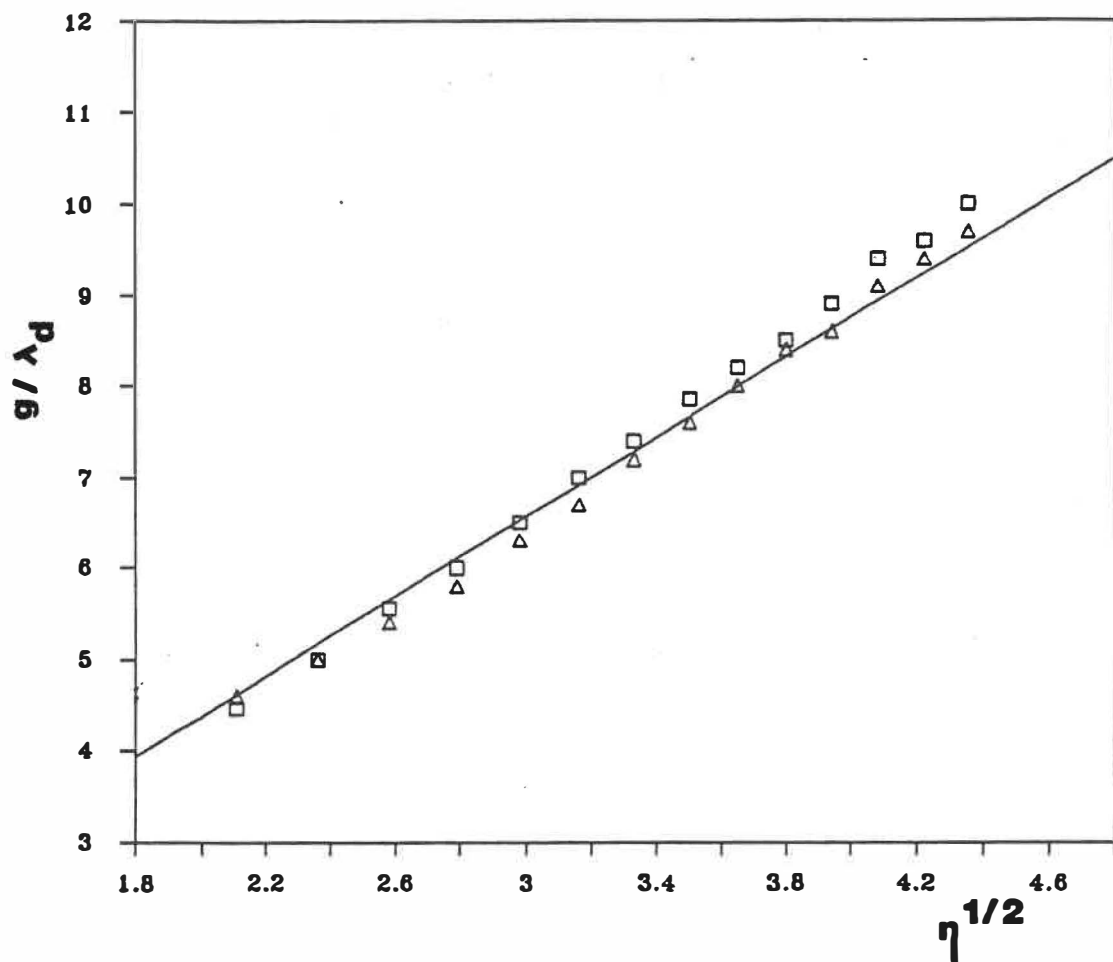


Figure 3.6: Epaisseur de la gaine normalisée par rapport à la longueur de Debye, en fonction de la racine carrée du potentiel normalisé de l'antenne ($L=5.5\text{cm}$; $a=.24\text{cm}$)

$\triangle$ $F_p = 740\text{MHz}$
 $\square$ $F_p = 800\text{MHz}$
 $\text{— } g/\lambda_d = 2.15 \eta^{1/2}$

ondes de gaine et d'étudier leur évolution en fonction des paramètres du plasma et de l'antenne. Dans la présente section, nous présentons les résultats obtenus permettant d'identifier les instabilités paramétriques relatives aux résonances de gaine.

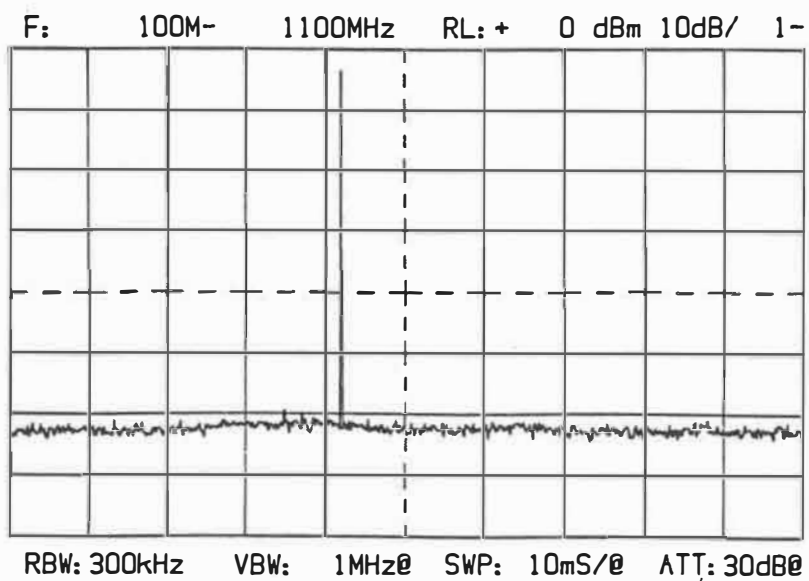
3.2.1 Identification de l'instabilité paramétrique

Afin d'identifier le phénomène d'instabilité paramétrique, nous avons mesuré le spectre du signal réfléchi lors de l'application d'un signal sinusoïdal à l'antenne. Le tableau 3.2 donne les valeurs des paramètres expérimentaux de nos mesures. Un exemple de ces mesures est présenté à la figure 3.7a. Ici la fréquence plasma était 670MHz, la polarisation appliquée à l'antenne, -10V, la fréquence du signal appliqué (F_0), 522MHz et la puissance de ce signal (F_{app}), 30dBm. Le spectre du signal réfléchi a été enregistré directement à partir de l'analyseur de spectre. Les chiffres apparaissant en haut de l'écran représentent dans l'ordre de gauche à droite: les deux bornes inférieures et supérieures de l'axe horizontal, la borne supérieure et le nombre de dB par division de l'axe vertical. Donc, l'échelle de la fréquence ici est entre 100 et 1100MHz (100MHz par division) et l'échelle de la puissance est entre -80 et 0dBm (10dBm par division). Les chiffres apparaissant en bas de l'écran indiquent, tou-

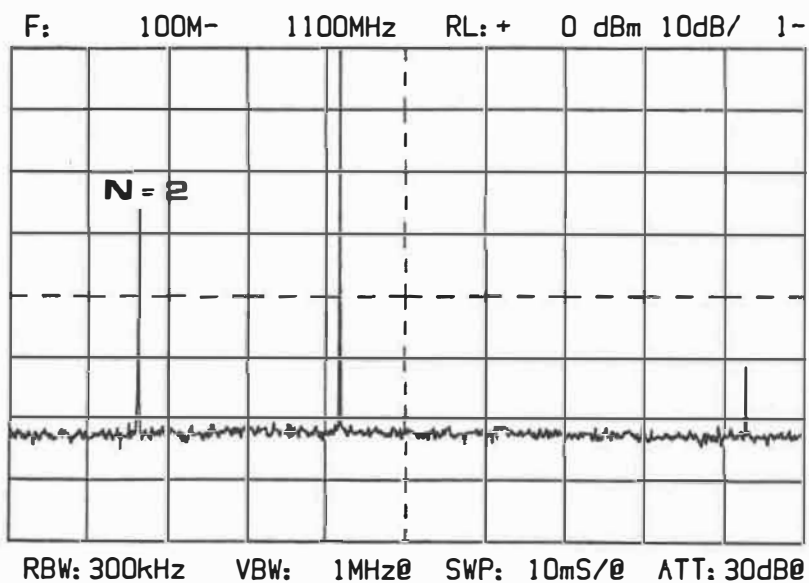
PLASMA	Gas	Argon
	Pression	0.4 mTorr
	Fréquence plasma électronique	670-1170 MHz
	Température électronique	1.7-1.9 eV
	Potentiel plasma	5.7-6.0 V
ANTENNE	Longueur	8.0 cm
	Rayon	0.24 cm
	Polarisation continue	-30 à +10 V
SIGNAL	Fréquence	140-800 MHz
APPLIQUE	Puissance	25-40 dBm

Tableau 3.2

Paramètres expérimentaux utilisés dans l'étude
du phénomène d'instabilité paramétrique



(a)



(b)

Figure 3.7: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$F_0 = 522\text{MHz}$ $F_p = 670\text{MHz}$ $V_a = -10\text{V}$
 (a) $P_{app} = 30\text{dBm}$ (b) $P_{app} = 33\text{dBm}$

jours dans l'ordre habituel: la résolution, la largeur de bande du signal vidéo, le temps de balayage par division horizontale (dans cet exemple, par 100MHz) et l'atténuation à l'entrée de l'analyseur de spectre. Comme nous avons ici une atténuation de 30dB, l'échelle réelle de la puissance est entre -50 et 30dBm (10dBm par division) dans tous nos résultats. Nous avons sélectionné le mode moyen de l'analyseur lors de nos mesures, le bruit enregistré représente alors le niveau de bruit moyen et non pas le bruit réel du signal réfléchi.

Lorsque la puissance du signal RF appliquée atteint 33dBm, nous notons dans le spectre du signal réfléchi, en plus de la fondamentale, la présence de la deuxième harmonique et d'une sous-harmonique dont la fréquence est approximativement égale à la moitié de celle de la fondamentale (fig.3.7b). L'existence de cette sous-harmonique dépend fortement de la puissance et de la fréquence du signal appliqué. Dans cet exemple, elle disparaît lorsque la puissance est redescendue en bas du seuil de 33dBm ou lorsque la fréquence est légèrement changée. Pour les mêmes paramètres du plasma, nous avons relevé les fréquences de résonance des ondes de gaine dans le coefficient de réflexion de l'antenne (fig.3.8a). Il apparaît que la sous-harmonique observée (263 MHz) est au voisinage de la fréquence de résonance de deu-

xième ordre (265MHz). Nous rencontrons ici les conditions, telles que discutées précédemment dans la partie théorique, qui nous permettent d'identifier le phénomène non-linéaire observé comme étant l'instabilité paramétrique.

L'occurrence de l'instabilité paramétrique au deuxième ordre de résonance suggère que ce phénomène puisse se manifester également aux autres résonances de gaine. Notre prochaine étape sera d'essayer de localiser ce phénomène dans le domaine de fréquence.

3.2.2 Localisation des instabilités paramétriques

Dans le but de vérifier si les instabilités paramétriques sont produites uniquement au voisinage des fréquences de résonance des ondes de gaine, nous avons effectué deux expériences. La première consiste à effectuer un balayage de la fréquence du signal appliqué, entre 140 et 800MHz, pour deux valeurs différentes de la puissance (35 et 39dBm), de la fréquence plasma (670 et 740MHz) et du potentiel continu appliqué à l'antenne (-10 et -20V). Variant ainsi les paramètres du signal RF et les fréquences de résonance, nous avons relevé en parallèle et les coefficients de réflexion de l'antenne (fig.3.8) ainsi que les spectres du signal réfléchi (figs.3.9-3.13). Les variables expérimentales, les

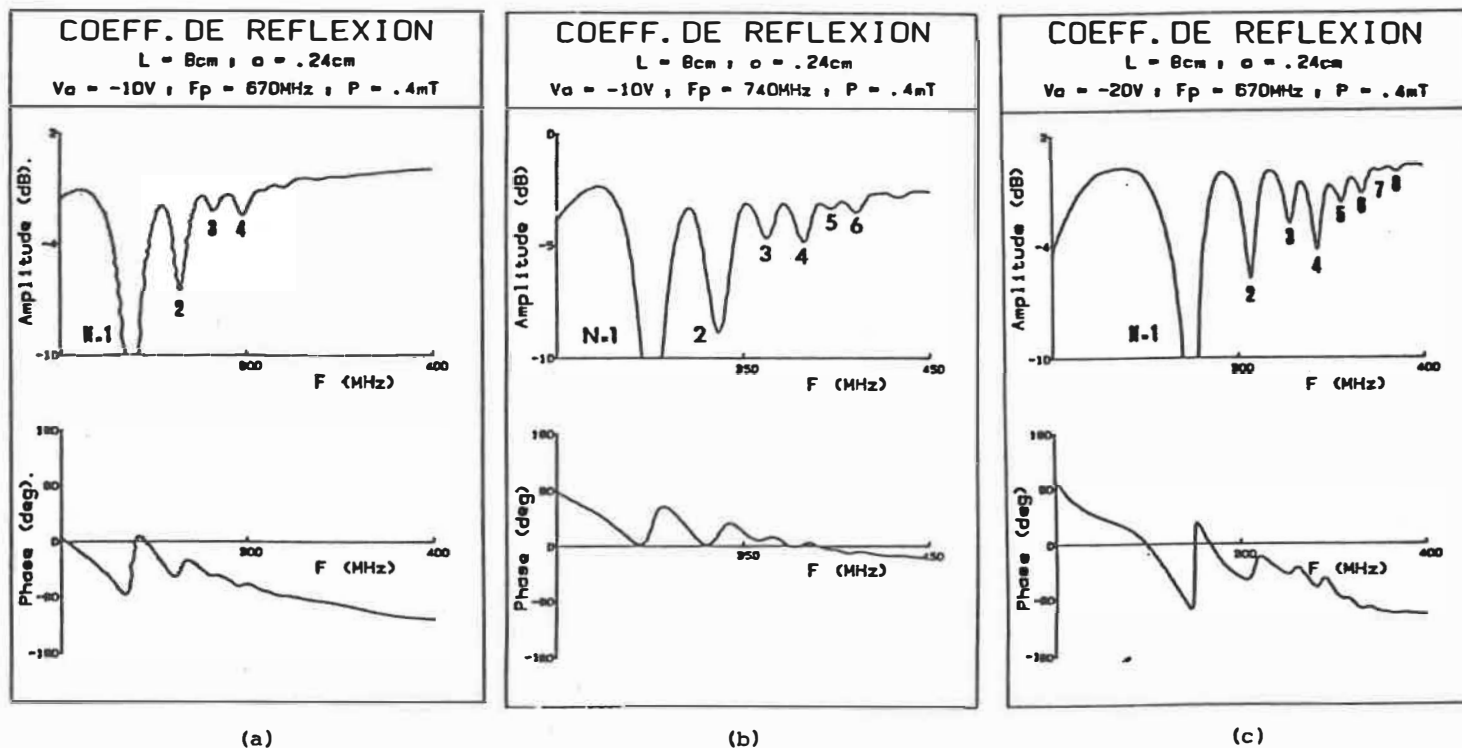


Figure 3.8: Coefficient de réflexion de l'antenne ($L=8\text{cm}$, $a=.24\text{cm}$) en fonction de la fréquence

- | | |
|-------------------------|-----------------------|
| (a) $V_a = -10\text{V}$ | $F_p = 670\text{MHz}$ |
| (b) $V_a = -10\text{V}$ | $F_p = 740\text{MHz}$ |
| (c) $V_a = -20\text{V}$ | $F_p = 670\text{MHz}$ |

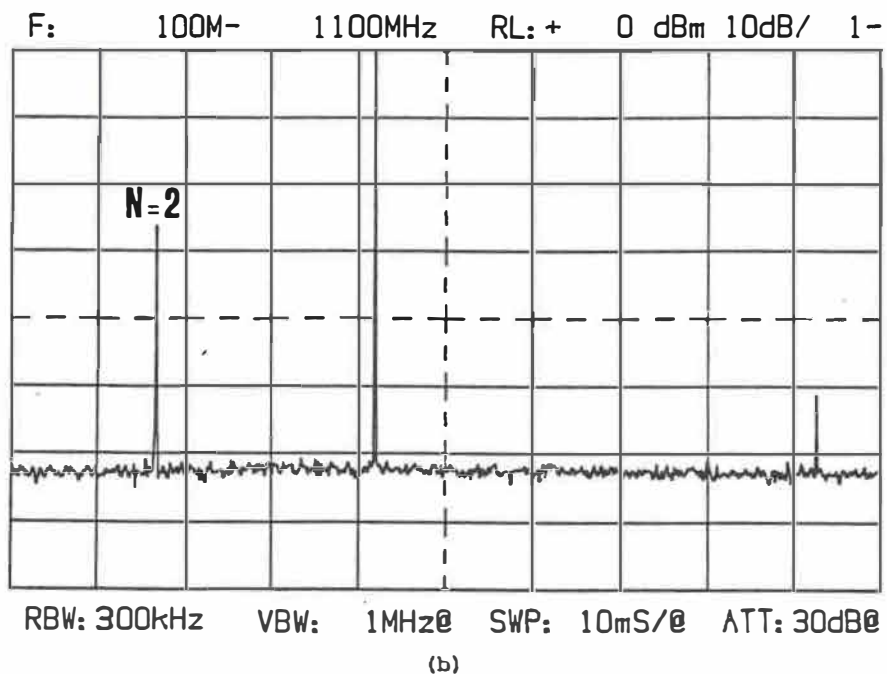
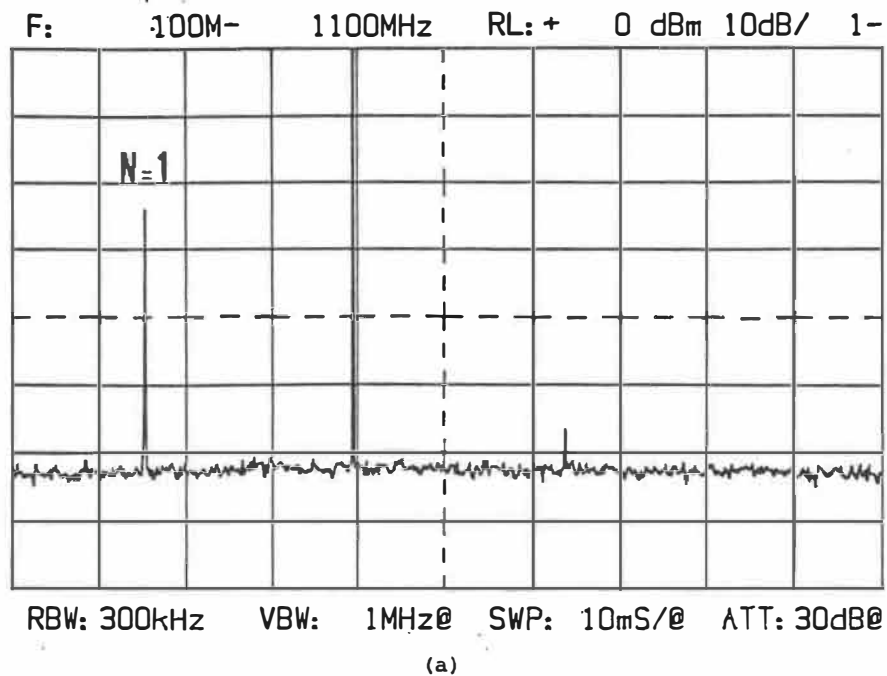
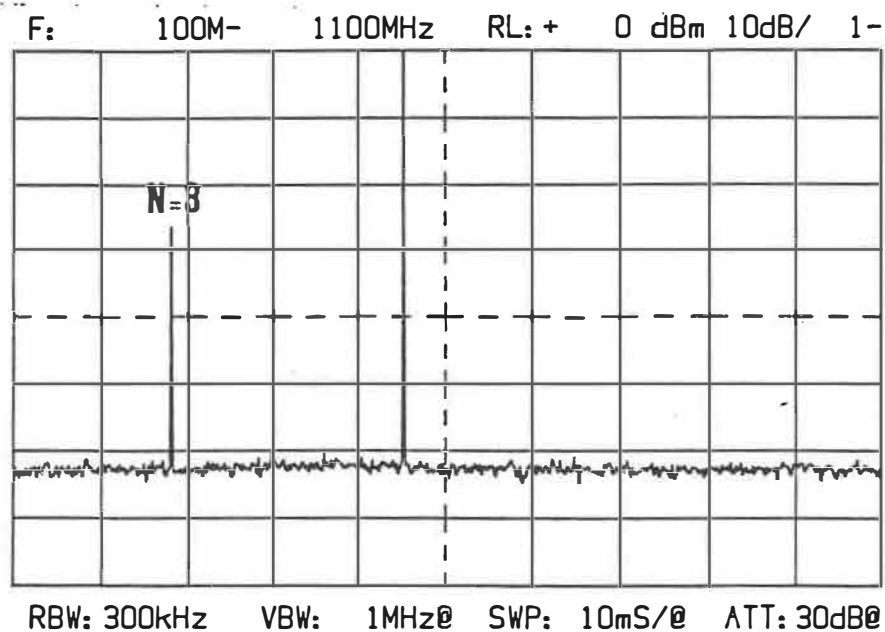
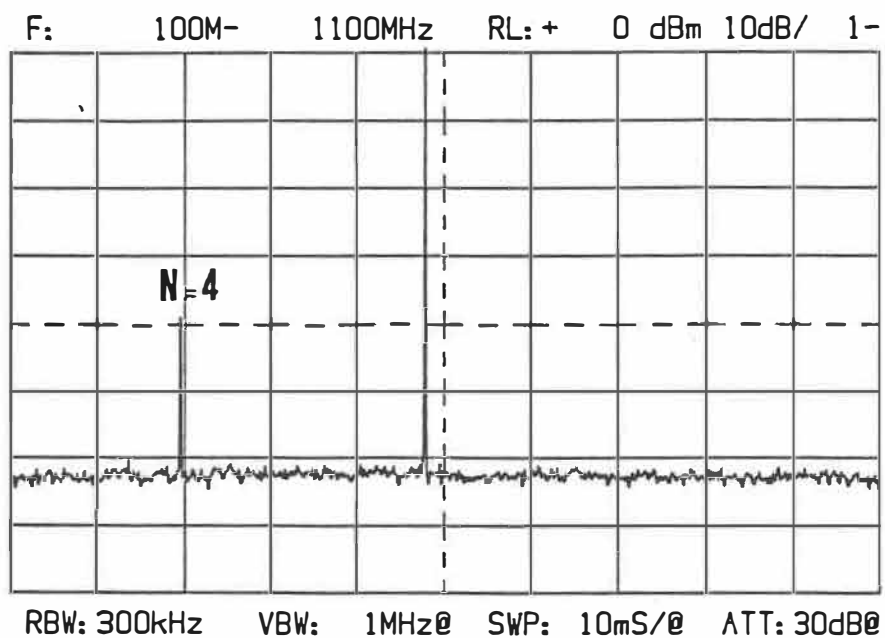


Figure 3.9: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 35\text{dBm}$ $F_p = 670\text{MHz}$ $V_a = -10\text{V}$
 (a) $F_0 = 495\text{MHz}$ (b) $F_0 = 522\text{MHz}$



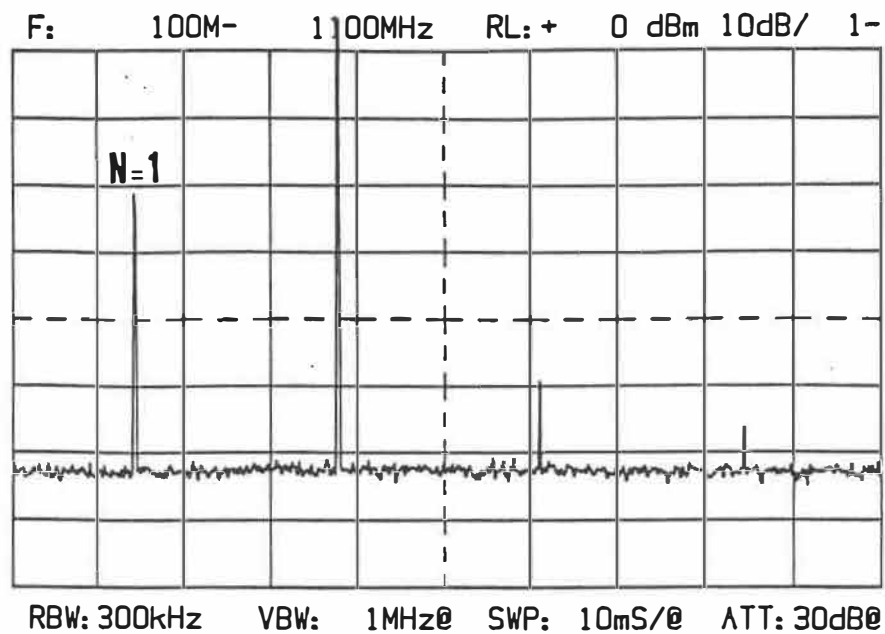
(c)



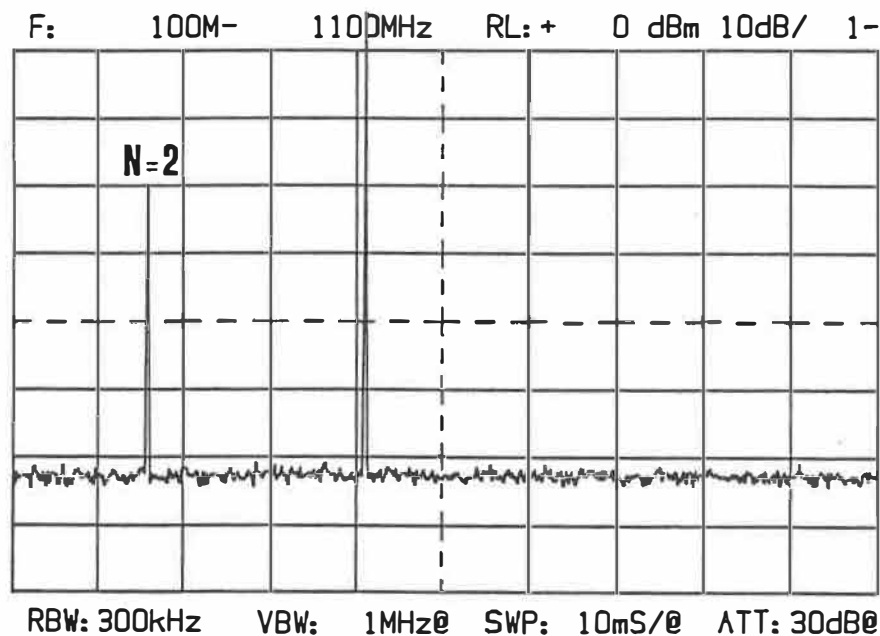
(d)

Figure 3.9: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 35\text{dBm}$ $F_p = 670\text{MHz}$ $V_a = -10\text{V}$
 (c) $F_0 = 555\text{MHz}$ (d) $F_0 = 581\text{MHz}$



(a)



(b)

Figure 3.10: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 39\text{dBm}$ $F_p = 670\text{MHz}$ $V_a = -10\text{V}$
 (a) $F_0 = 478\text{MHz}$ (b) $F_0 = 510\text{MHz}$

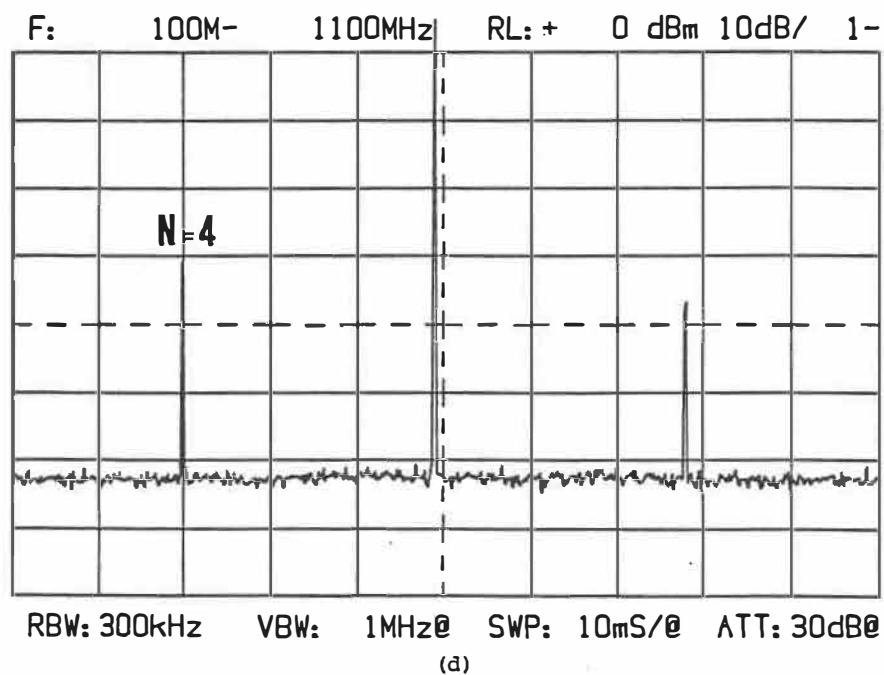
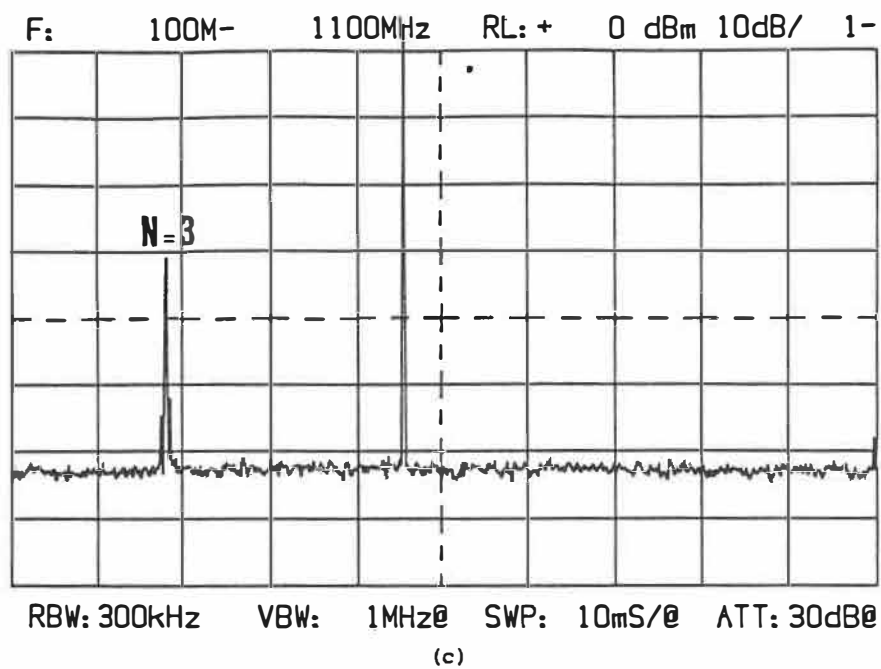


Figure 3.10: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 39\text{dBm}$ $F_p = 670\text{MHz}$ $V_a = -10\text{V}$
 (c) $F_0 = 555\text{MHz}$ (d) $F_0 = 592\text{MHz}$

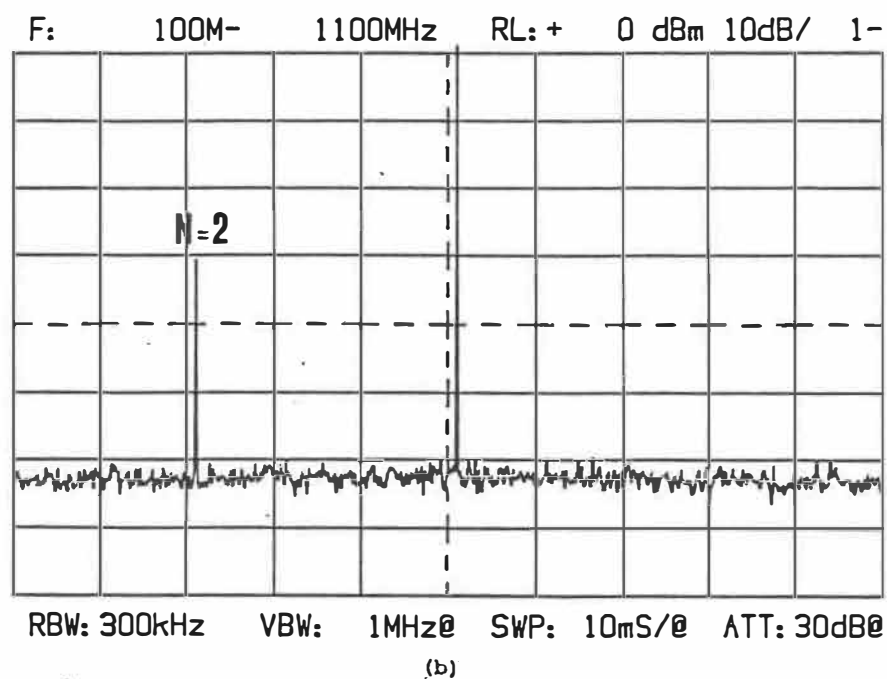
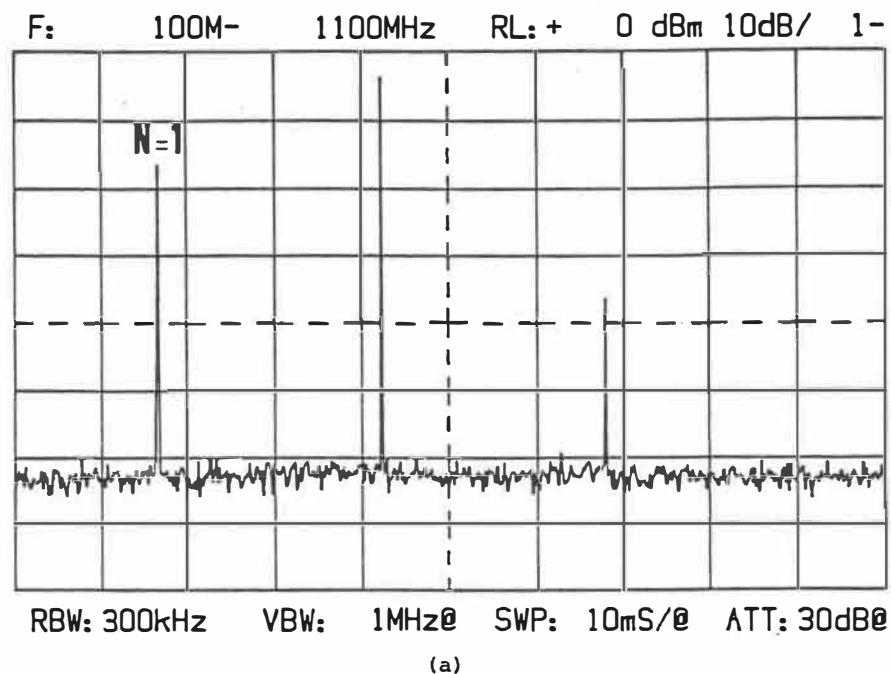
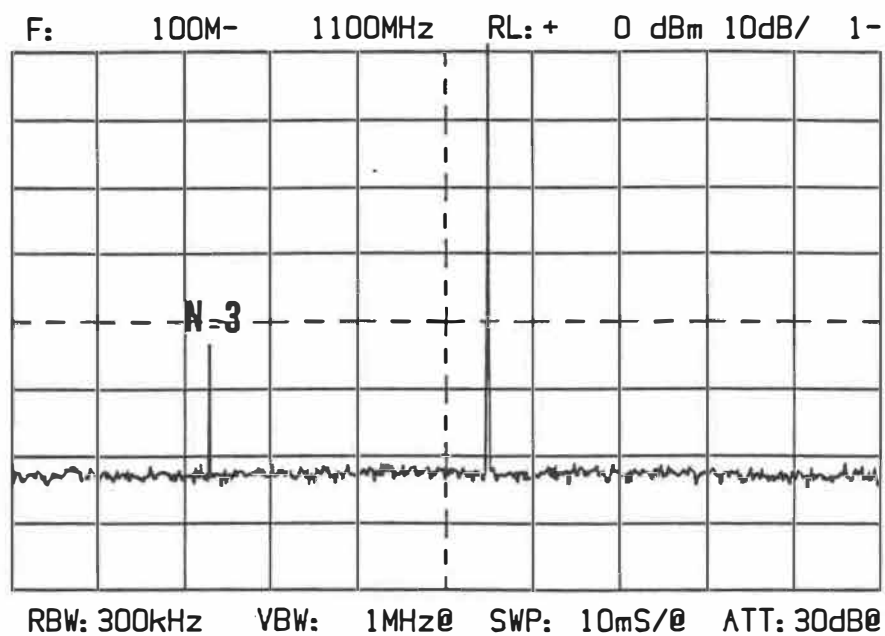
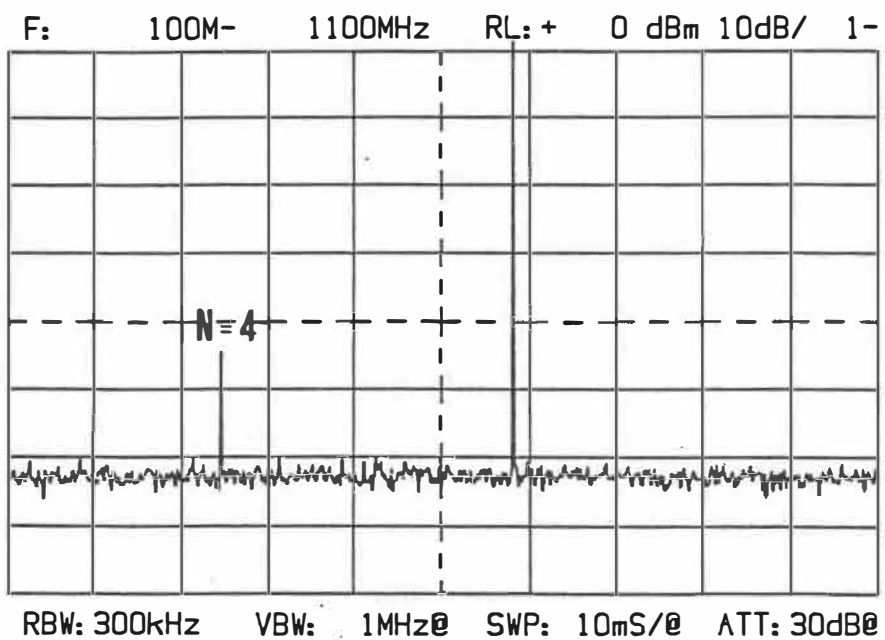


Figure 3.11: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 35\text{dBm}$ $F_p = 670\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$
 (a) $F_0 = 527\text{MHz}$ (b) $F_0 = 611\text{MHz}$



(c)



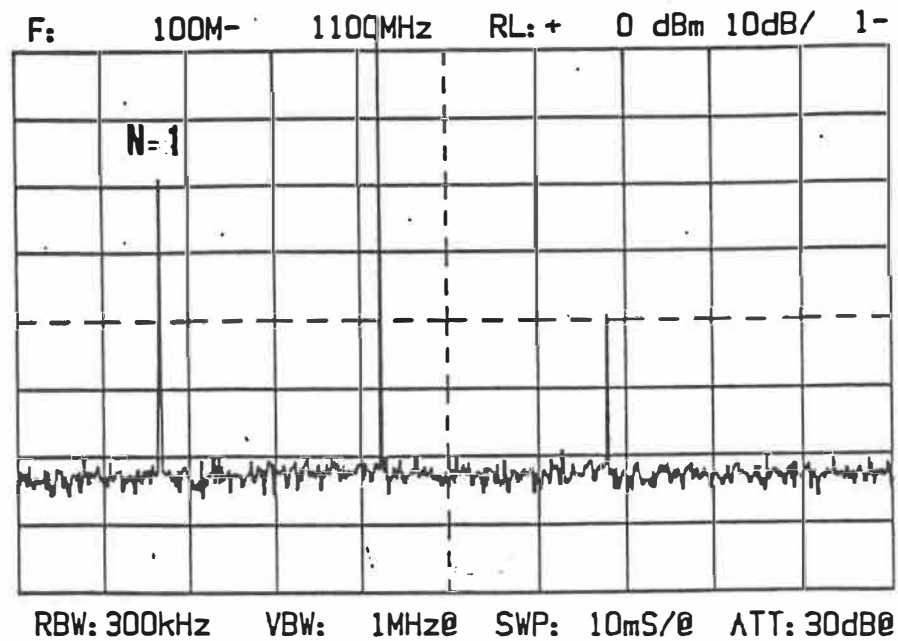
(d)

Figure 3.11: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

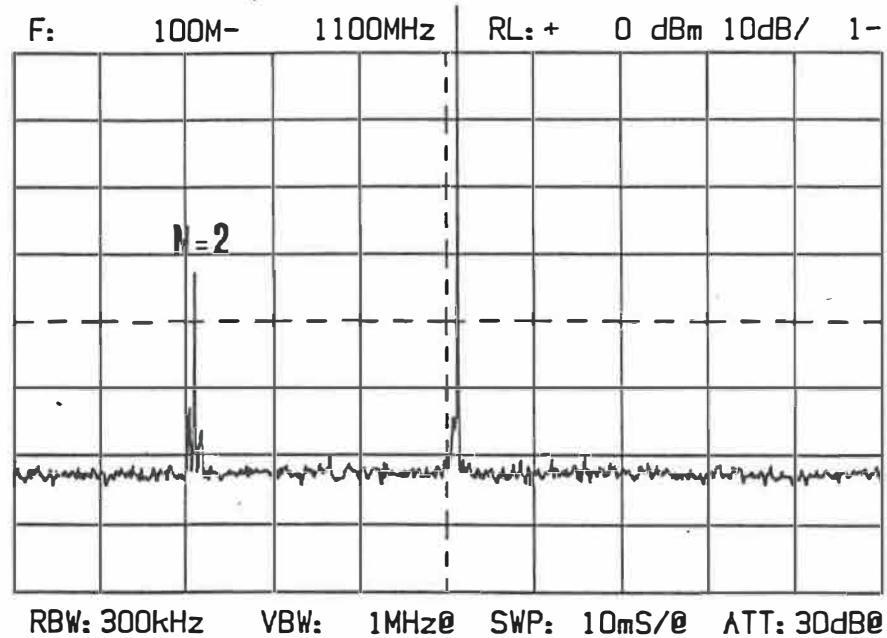
$P_{app} = 35\text{dBm}$ $F_p = 670\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$

(c) $F_0 = 650\text{MHz}$

(d) $F_0 = 683\text{MHz}$



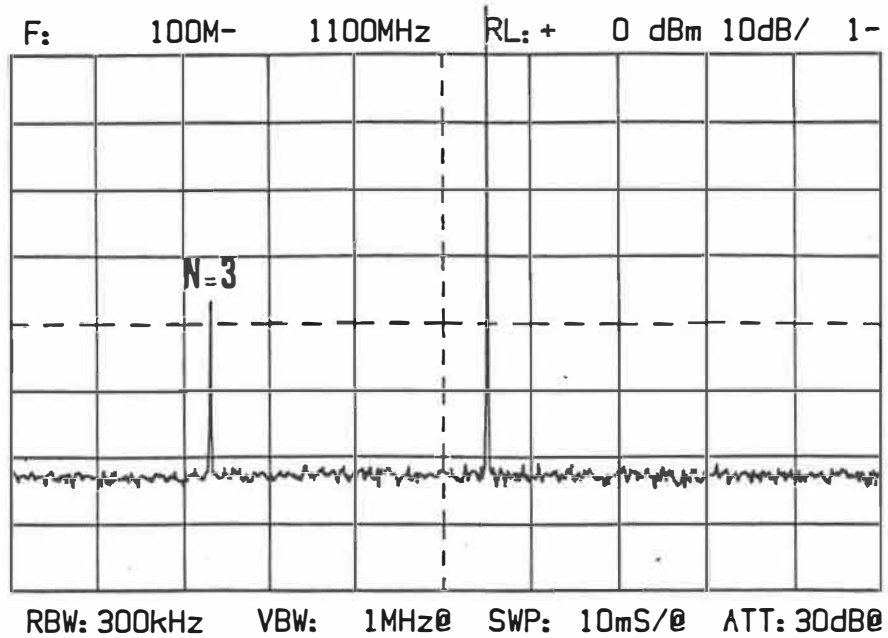
(a)



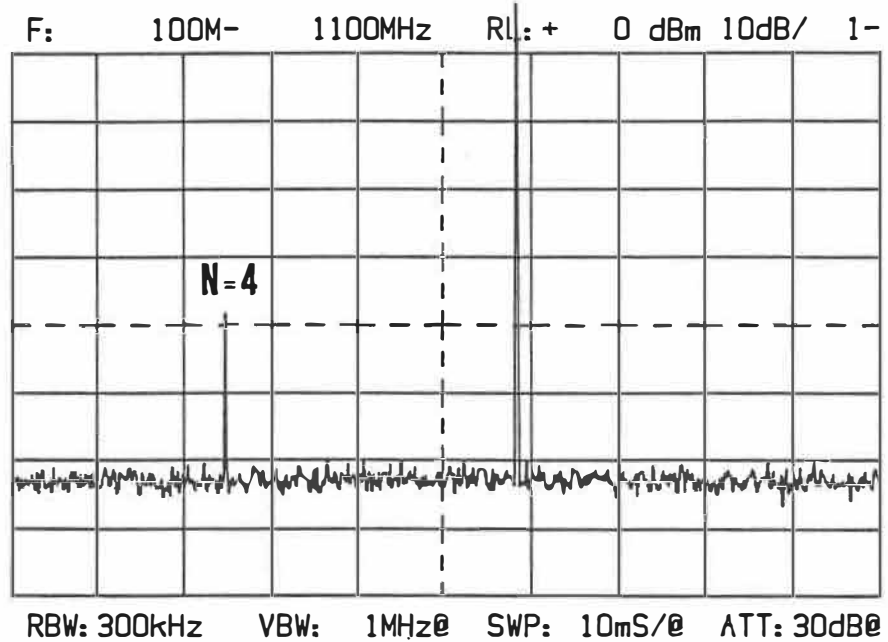
(b)

Figure 3.12: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 39\text{dBm}$ $F = 670\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$
 (a) $F_0 = 527\text{MHz}$ (b) $F_0 = 611\text{MHz}$



(c)



(d)

Figure 3.12: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 39\text{dBm}$ $F_p = 670\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$

(c) $F_0 = 650\text{MHz}$ (d) $F_0 = 683\text{MHz}$

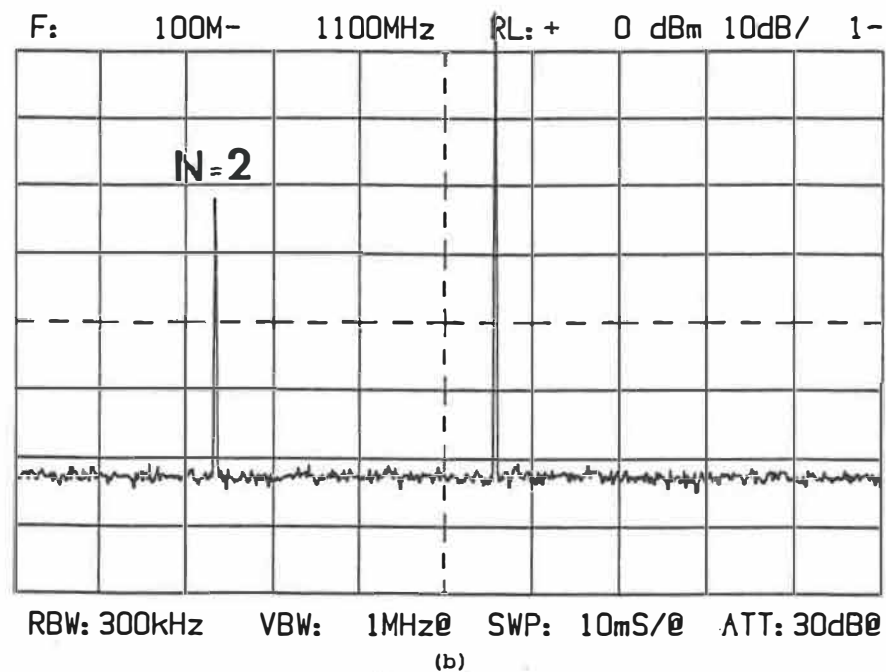
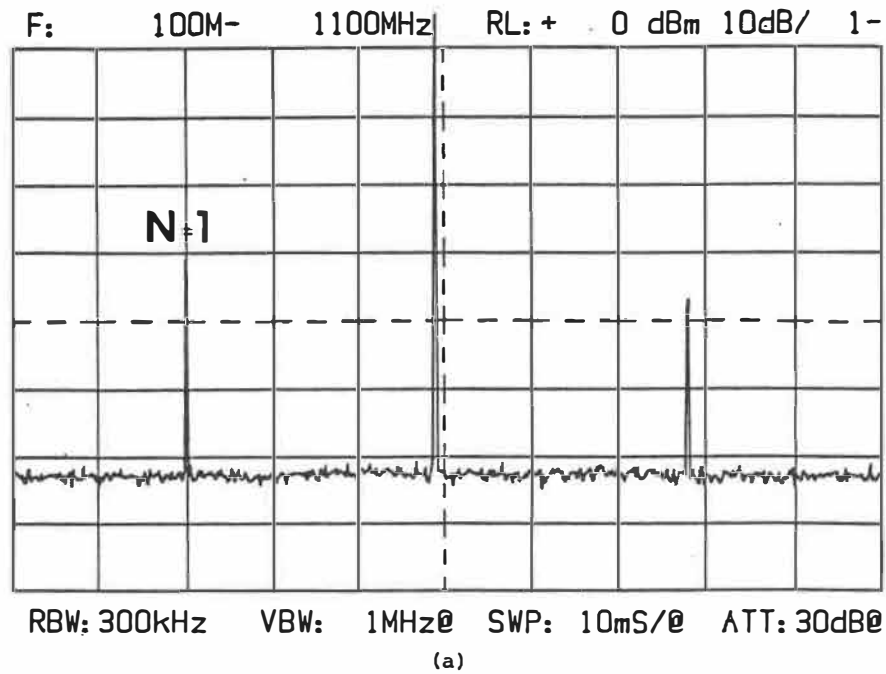


Figure 3.13: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 39\text{dBm}$ $F = 740\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$
 (a) $F_0 = 592\text{MHz}$ (b) $F_0 = 659\text{MHz}$

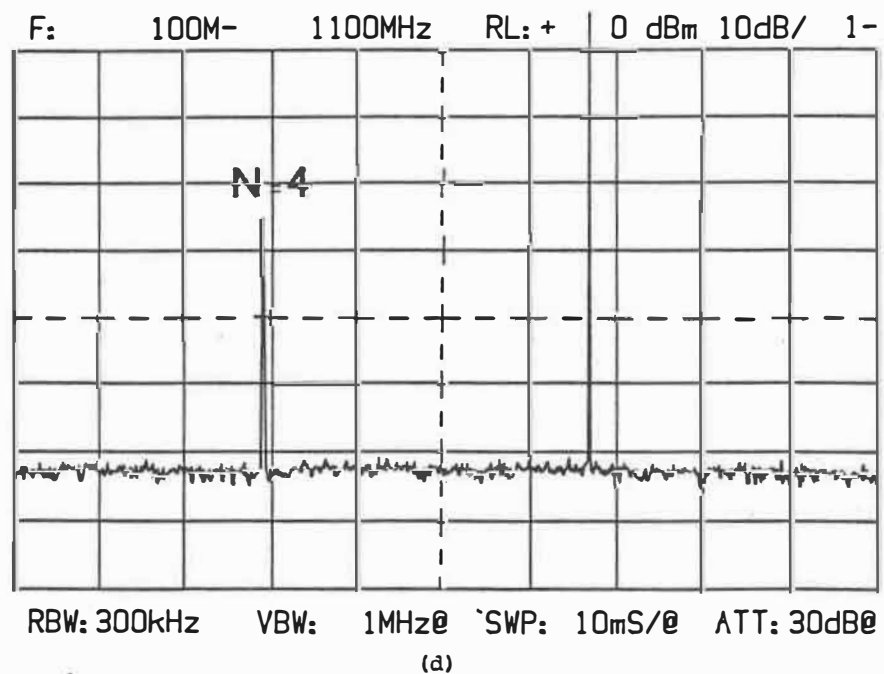
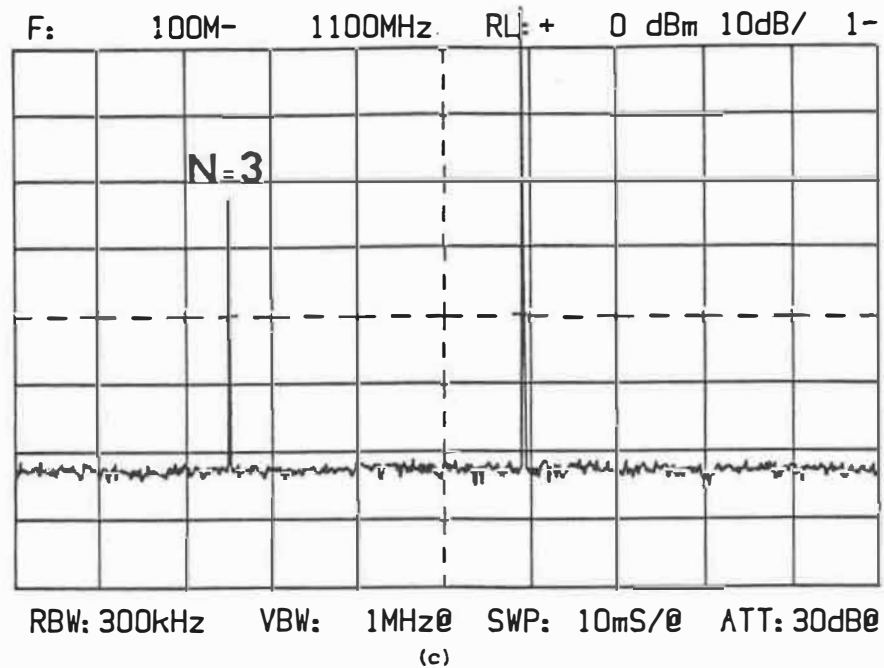


Figure 3.13: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 39\text{dBm}$ $F_p = 740\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$
 (c) $F_0 = 694\text{MHz}$ (d) $F_0 = 770\text{MHz}$

fréquences des harmoniques apparues et les fréquences de résonance relevées sont résumées à la partie supérieure du tableau 3.3. Nous constatons à partir de ces résultats que:

(i) pour une fréquence plasma et une polarisation continue données, les sous-harmoniques apparaissent au voisinage des fréquences de résonance d'ordres premier à quatrième successivement, avec un écart relatif maximal de 3.7%;

(ii) en fonction de la fréquence plasma et de la polarisation continue de l'antenne, le déplacement en fréquence des résonances de gaine et des sous-harmoniques associées est tel que prédit par la théorie;

(iii) dans la gamme des paramètres employés dans nos mesures, aucune sous-harmonique associée à la résonance d'ordre zéro n'a été observée;

(iv) au-dessus du seuil, la puissance du signal appliqué n'a aucune influence quant à l'apparition et à la fréquence des sous-harmoniques;

(v) les non-linéarités de l'antenne se manifestent également par la présence des harmoniques supérieures dans certains cas;

(vi) il y a intermodulation entre la sous-harmonique et la fondamentale pour produire des harmoniques au voisinage de la fréquence $3F_0/2$ dans certaines conditions, particuliè-

F_p (MHz)	V_a (V)	P_{app} (dBm)	N	$F_0/2$ (MHz)	F_0 (MHz)	$3F_0/2$ (MHz)	$2F_0$ (MHz)	F_{res} (MHz)
670	-10	35	1	251	495	740	1029	242
			2	263	522			265
			3	282	555			282
			4	296	581			297
		39	1	242	478	713	947	242
			2	260	510			265
			3	282	555			282
			4	298	592			297
	-20	35	1	269	527	782		274
			2	307	611			308
			3	326	650			328
			4	343	683			342
		39	1	269	527	782		274
			2	307	611			308
			3	326	650			328
			4	343	683			342
740	-20	39	1	298	592	882		300
			2	333	659			335
			3	349	694			359
			4	385	770			384
1170	-20	39	1	350	700	1046		347
785			2	350	700			347
720			3	350	700			347

Tableau 3.3

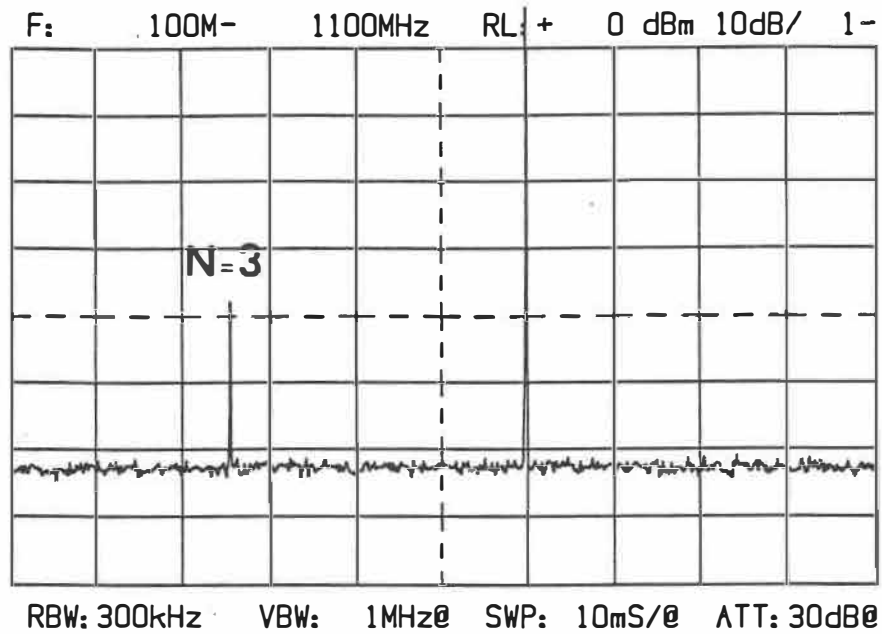
Comparaison entre les fréquences des harmoniques
et les fréquences de résonance des ondes de gaine.

$L=8\text{cm}$ $a=.24\text{cm}$ $P=.4\text{mT}$

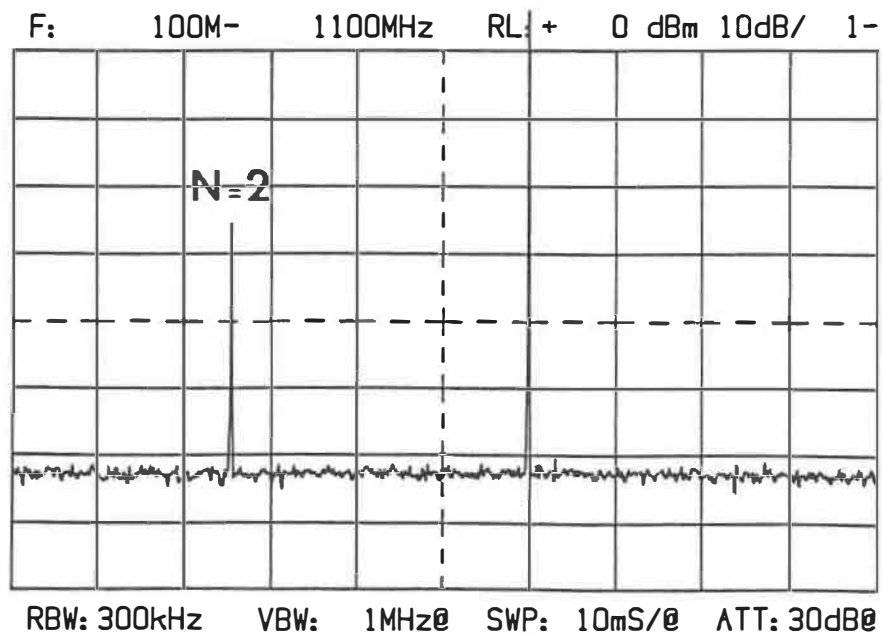
rement dans les situations où la sous-harmonique est associée à la résonance de gaine d'ordre un;

(vii) le rapport de puissance entre la sous-harmonique et la fondamentale diminue avec l'ordre de la résonance.

Les observations mentionnées ci-hauts ont été confirmées encore une fois avec les résultats obtenus relativement à la deuxième expérience. L'antenne, maintenue à une polarisation c.c de -20V, a été alimentée par un signal r.f de 39dBm à 700MHz. En variant la densité électronique, la sous-harmonique apparaissait trois fois à 350MHz pour trois fréquences plasma différentes (fig.3.14). Les mesures du coefficient de réflexion de l'antenne indiquaient qu'en balayant la fréquence plasma, les résonances d'ordre un, deuxième et troisième apparaissaient au voisinage de 350MHz pour les mêmes fréquences plasma auxquelles la sous-harmonique a été observée (fig.3.15). Ces résultats sont présentés à la partie inférieure du tableau 3.3. Similairement à ce que nous avons constaté dans l'expérience précédente, une harmonique $3F_0/2$ a été observée également dans le spectre du signal réfléchi lors de l'instabilité paramétrique associée à la résonance d'ordre un. Il est important de mentionner ici une autre constatation consolidant notre hypothèse sur la localisation du phénomène d'instabilité paramétrique. Dans la gamme de puissances du signal RF



(a)

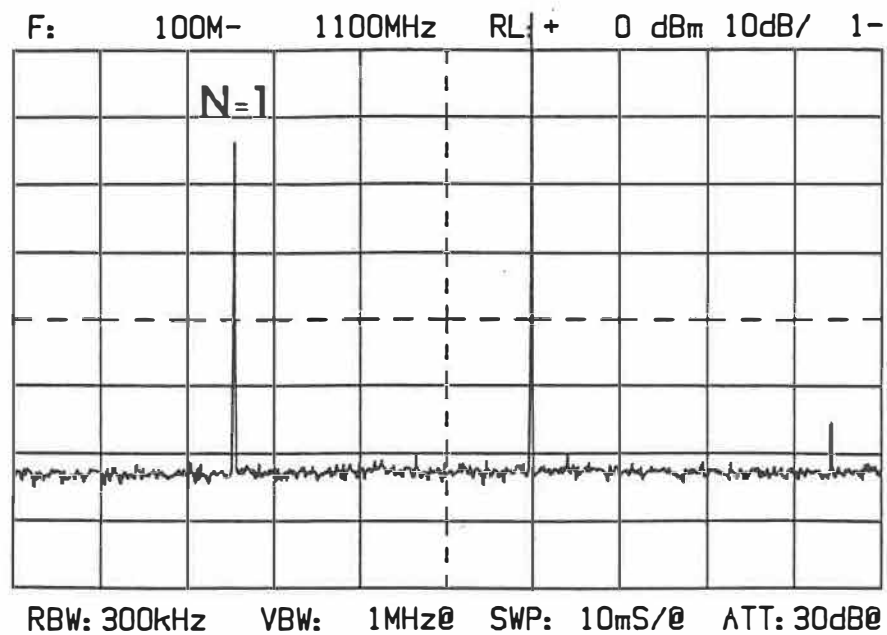


(b)

Figure 3.14: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 39\text{dBm}$ $F_0 = 700\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$

(a) $F_p = 720\text{MHz}$ (b) $F_p = 785\text{MHz}$



(c)

Figure 3.14: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 39\text{dBm}$ $F_0 = 700\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$

(c) $F_p = 1170\text{MHz}$

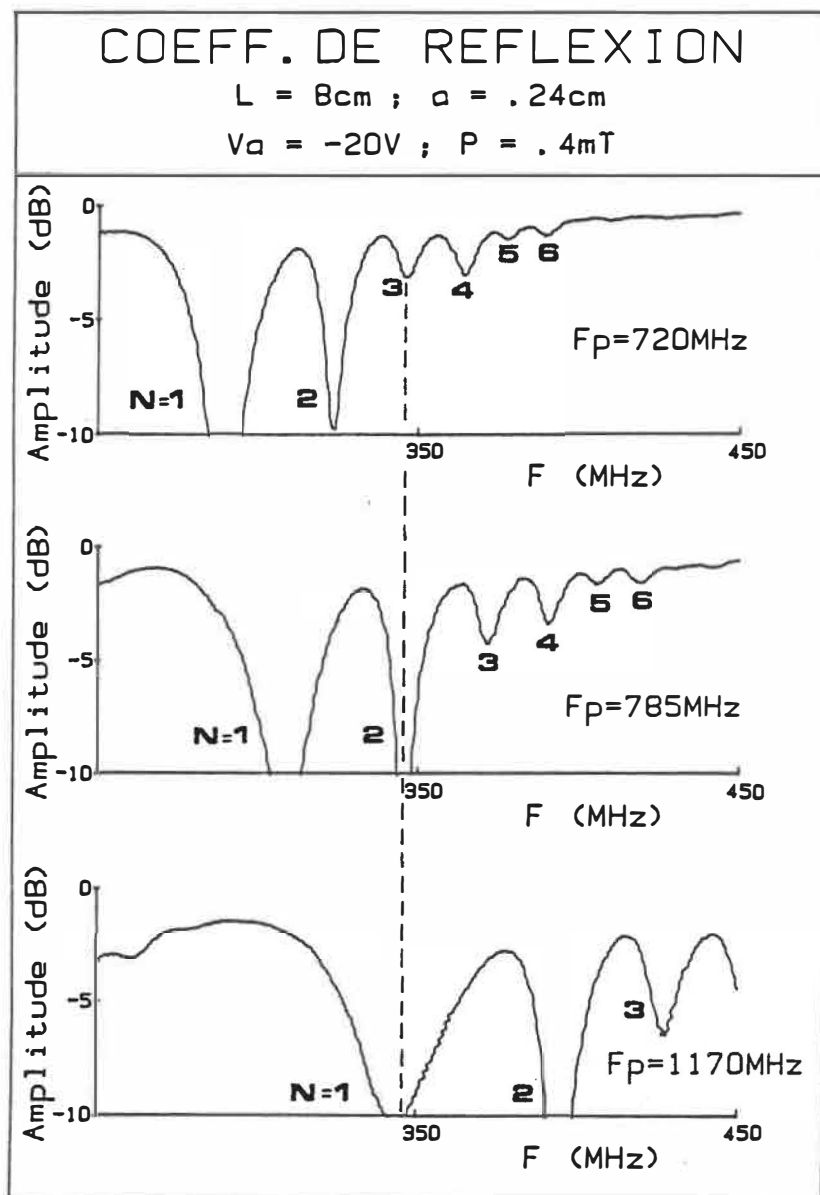


Figure 3.15: Coefficient de réflexion de l'antenne en fonction de la fréquence

appliqué à l'antenne utilisées dans notre étude, aucune sous-harmonique n'a été observée lorsque la fréquence du signal RF était supérieure au double de la fréquence plasma. Ceci n'est qu'une conséquence logique du fait que la fréquence plasma constitue la limite supérieure des fréquences de résonance des ondes de gaine. D'autre part, nous n'avons pas non plus observé la présence de l'instabilité paramétrique au voisinage de la fréquence plasma.

3.2.3 Effet de la puissance RF

Nous avons vu que l'effet de la puissance du signal RF sur la présence de l'instabilité paramétrique se manifeste par l'existence d'un seuil. Nous avons constaté qu'au dessus de ce seuil, les fréquences du signal RF auxquels l'instabilité paramétrique pouvait avoir lieu ne dépendaient pas de la puissance du signal appliqué. D'autre part, il est visible (fig.3.16b) que les niveaux de puissance des sous-harmoniques relevées sont reliés à ceux du signal appliqué. La figure 3.16b illustre un exemple de la variation de la puissance réfléchie à la fréquence de la sous-harmonique en fonction de la puissance appliquée. Dans cet exemple, les mesures ont été relevées par lecture directe à partir de l'analyseur de spectre. La fréquence plasma était de 670MHz, la polarisation c.c de l'antenne était de -10V et la fré-

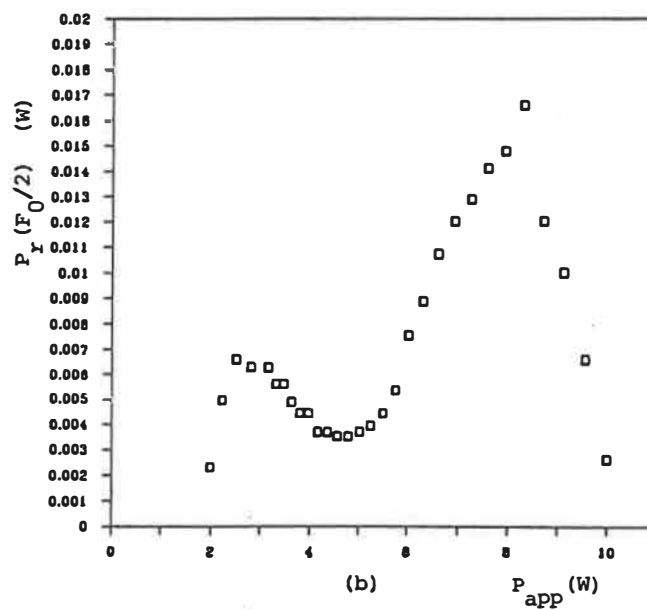
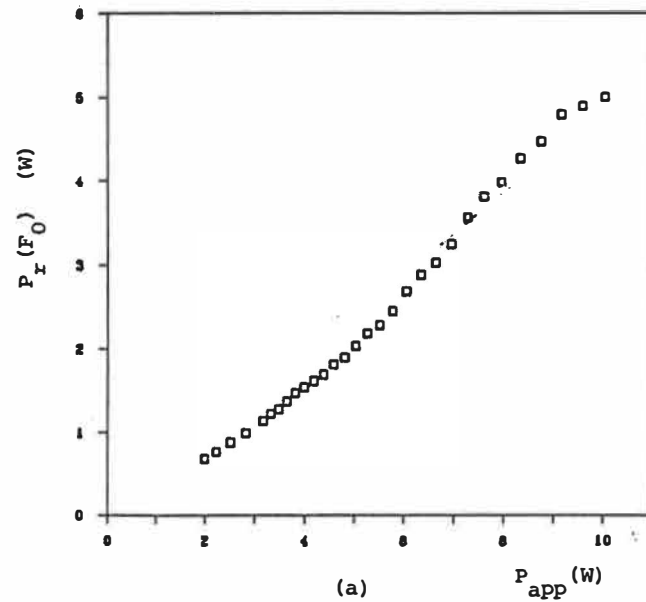


Figure 3.16: Puissance du signal réfléchi par l'antenne en fonction de la puissance appliquée
 $F_0 = 495\text{MHz}$ $F_p = 670\text{MHz}$ $V_a = -10\text{V}$
 (a) à la fondamentale
 (b) à la fréquence de résonance ($F_0/2$)

quence du signal appliqué était de 495MHz (c.f fig.3.9a). La fréquence de la sous-harmonique (251MHz) est associée à la résonance d'ordre un (c.f fig.3.8a). La dépendance de la puissance réfléchie à la fréquence de la sous-harmonique de la puissance du signal est non-linéaire. Il n'apparaît pas évident, à partir des mesures effectuées, que cette dépendance obéit à une règle particulière. Il s'avère difficile de prédire, à notre connaissance, les puissances du signal pour lesquelles l'amplitude de la sous-harmonique devient optimale.

L'évolution de la puissance réfléchie à la fondamentale, en fonction de la puissance du signal, est approximativement linéaire. Dans les mêmes conditions expérimentales que ci-haut, la figure 3.16a illustre cette dépendance. Ici, le rapport puissance réfléchie-puissance du signal est d'environ 48%. Le rapport des puissances réfléchies respectivement à la sous-harmonique et à la fondamentale est beaucoup plus faible. A la figure 3.17, nous constatons en effet que ce rapport varie entre 0.1 et 0.7% pour des puissances du signal comprises entre 2 et 10W. Il est intéressant de noter qu'à partir de 4W, ce rapport est relativement constant, ne variant qu'entre environ 0.2 et 0.35%.

L'effet de la polarisation c.c de l'antenne et de la

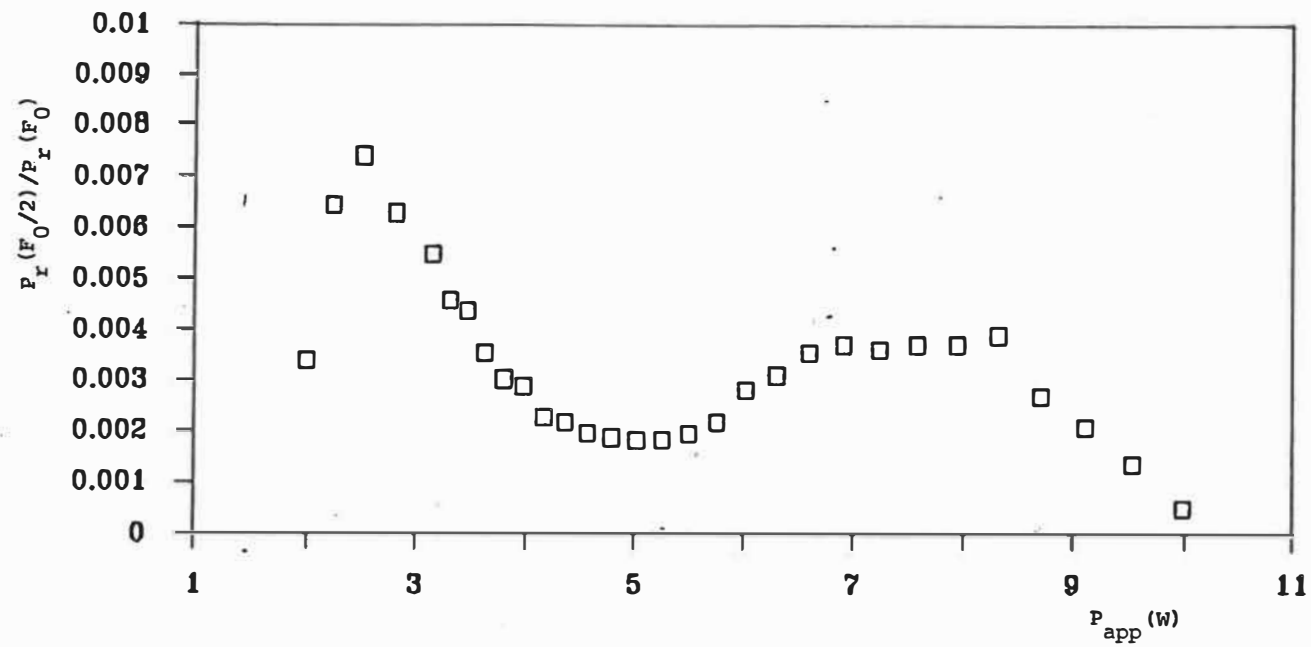


Figure 3.17: Rapport $P_r(F_0/2)/P_r(F_0)$ en fonction de la puissance appliquée

$F_0=670\text{MHz}$ $F_p=670\text{MHz}$ $V_a=-10\text{V}$

fréquence plasma sur la puissance seuil a été examiné. A la figure 3.18a, nous présentons les puissances seuil, relevées en fonction du voltage continu appliqué à l'antenne, pour deux fréquences plasma, 670 et 855MHz. En augmentant la négativité de ce voltage appliqué, de 0 à -30V, nous constatons que la puissance seuil s'élève exponentiellement, c'est à dire que son augmentation devient de plus en plus forte avec les valeurs négatives de V_a . Nous remarquons également qu'ici, la puissance seuil devient plus élevée lorsque la fréquence plasma est augmentée. La courbe présentée à la figure 18b, correspondant à une tension de polarisation de -10V, confirme cette constatation. Pour les fréquences plasma situant entre 595 et 980MHz, l'augmentation de la puissance en fonction de celles-ci, par contre, devient de moins en moins forte.

En résumé, nous notons que la puissance seuil s'accroît lors d'une augmentation de la tension négative (par rapport au plasma) polarisant l'antenne ou de la fréquence plasma. Au dessus de cette puissance seuil, une sous-harmonique apparaît si la condition en fréquence de l'instabilité paramétrique est rencontrée; le transfert d'énergie de la fondamentale à la sous-harmonique, cependant, est non-linéaire.

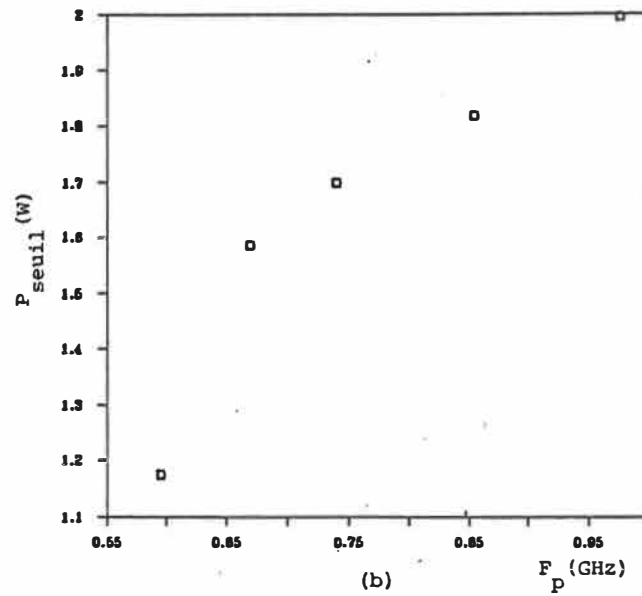
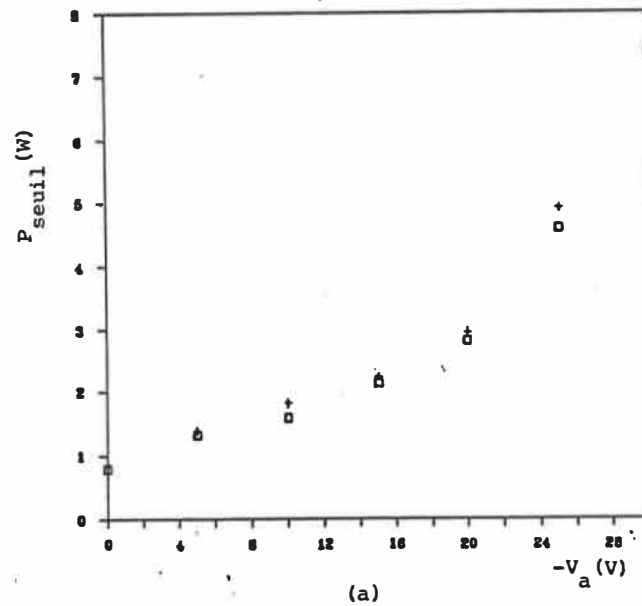


Figure 3.18: Puissance seuil en fonction:

(a) de la polarisation de l'antenne

□ F_p = 670 MHz + F_p = 855 MHz

(b) de la fréquence plasma

V_a = -10V

3.2.4 Examination du rôle de la gaine ionique

Nous venons de cerner les domaines de fréquence et de puissance du signal RF appliqué pouvant donner lieu au phénomène d'instabilité paramétrique, en fonction des paramètres du plasma et de la polarisation continue de l'antenne. Dans la présente section, nous allons examiner le rôle joué par la gaine ionique dans le déclenchement du phénomène en question.

Rappelons brièvement que la fluctuation RF de l'épaisseur de la gaine ionique a été hypothétiquement identifiée comme étant le mécanisme responsable des instabilités paramétriques. Nous avons choisi d'éliminer la gaine ionique formée autour de l'antenne, afin de vérifier l'impact de son existence sur les phénomènes observés. Dans une première expérience, nous avons supprimé cette gaine en appliquant à l'antenne et au conducteur extérieur une polarisation continue positive par rapport au plasma (10V). Seule la fondamentale a été observée dans le spectre du signal réfléchi, quelles que soient les valeurs des paramètres de notre gamme expérimentale. L'absence totale des sous-harmoniques et harmoniques supérieures confirme l'absence du phénomène d'instabilité paramétrique et celle des phénomènes non-linéaires en général, dans la réponse de l'antenne. Une

situation identique s'est produite lorsque la gaine ionique était remplacée par une gaine diélectrique solide autour de l'antenne. La gaine solide en Kapton H, étant un cylindre dont les dimensions intérieures sont les mêmes que les dimensions de l'antenne, et dont l'épaisseur est de 0.2cm. Le choix de Kapton H comme diélectrique employé a été justifié par la très faible variation de sa permittivité relative, en fonction de la fréquence et de la température [56]. La figure 3.19 nous permet de comparer les fréquences de résonance mesurées aux celles évaluées à partir de l'équation de dispersion de Marec, pour différentes fréquences plasma. Aux termes de nos discussions dans la partie théorique, l'écart minime entre celles-ci confirme que l'effet de la gaine ionique formée autour de la gaine solide est négligeable, à l'épaisseur non-modulable choisie de cette dernière. La figure 3.20 illustre l'évidence de l'importance de la gaine ionique pour l'existence de l'instabilité paramétrique. A la figure 3.20a, nous constatons que les résonances de gaine d'ordre un se produisent à la même fréquence (332MHz) dans les deux situations. Or, en appliquant un signal r.f d'haute puissance (39 dBm) à l'antenne, l'instabilité paramétrique se produit au voisinage de la résonance seulement lorsque la gaine est ionique. Ceci permet de prouver qu'il ne suffit pas de se placer au double de la fréquence de résonance des ondes de gaine pour

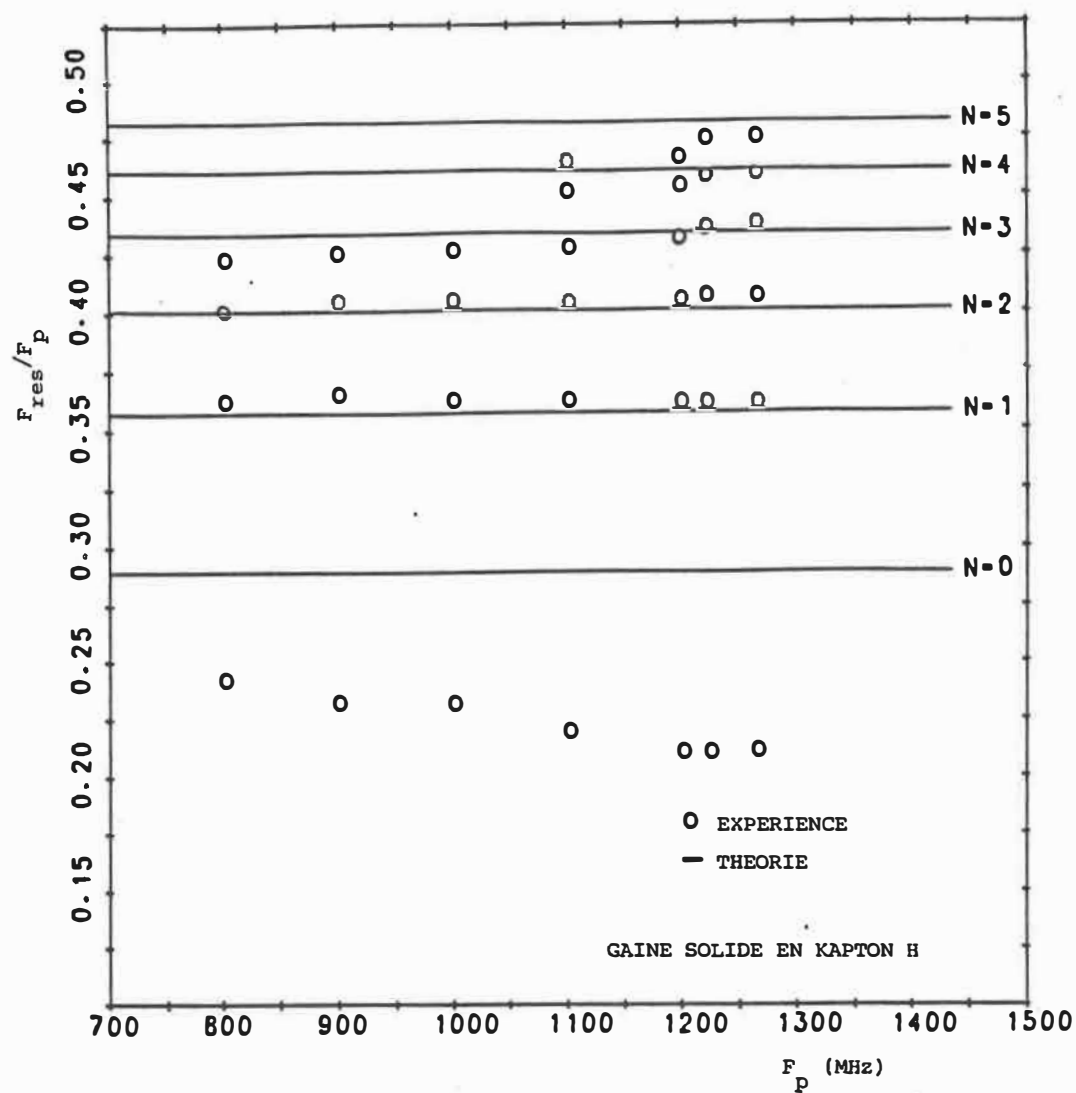


Figure 3.19: Fréquence de résonance normalisée par rapport à la fréquence plasma en fonction de la fréquence plasma
 $L=8.0\text{cm}$ $a=.24\text{cm}$ $g=.2\text{cm}$ $V_a=-20\text{V}$ $V_{oc}=0\text{V}$

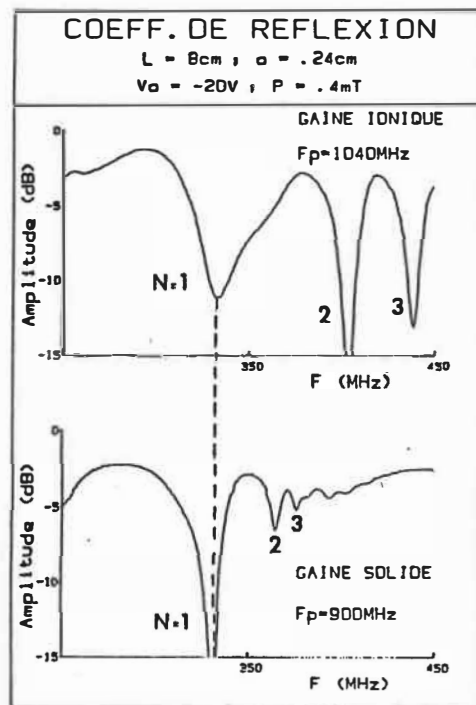
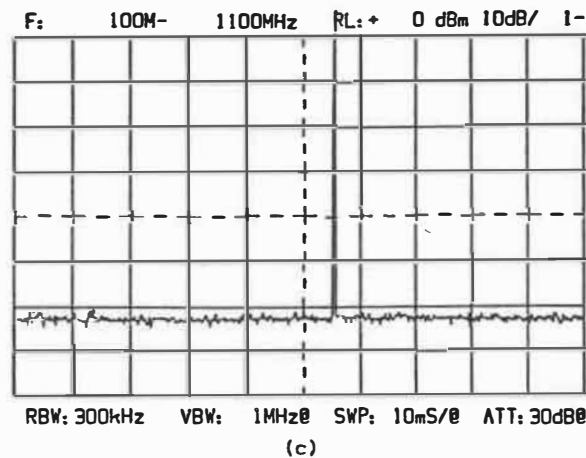
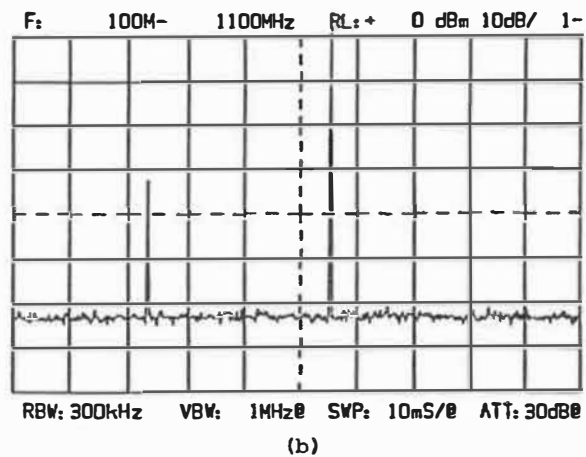


Figure 3.20: (a) Coefficient de réflexion
 (b) Spectre du signal réfléchi

$P_{app} = 39\text{dBm}$ $F_0 = 664\text{MHz}$ $F_p = 1040\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$
 (gain ionique)

(c) Spectre du signal réfléchi: $P_{app} = 39\text{dBm}$ $F_0 = 664\text{MHz}$ $F_p = 900\text{MHz}$ $V_a = -20\text{V}$ (gain solide)



déclencher l'instabilité paramétrique. Ce phénomène ne peut être produit qu'alors si la gaine est modulable.

3.2.5 Observation de la sous-harmonique $F_0/4$

A des faibles fréquences plasma et polarisations négatives de l'antenne, nous avons observé parfois la présence d'une sous-harmonique au voisinage du quart de la fréquence du signal RF appliqué. Cette sous-harmonique pouvait apparaître dans le spectre du signal réfléchi lorsque:

- (i) les conditions menant à l'instabilité paramétrique étaient rencontrées;
- (ii) la puissance du signal RF appliqué à l'antenne était suffisamment forte.

Dans nos conditions expérimentales, la sous-harmonique $F_0/4$ a été observée lorsque la fréquence du signal correspondait au double de la fréquence de résonance d'ordre un, avec une puissance appliquée de 40dBm. Un exemple de ce phénomène d'instabilité est présenté à la figure 3.21, pour une fréquence plasma de 620MHz et une tension c.c de -5V appliquée à l'antenne. Nous avons ici les sous-harmoniques $F_0/2$ (206MHz), $F_0/4$ (103MHz) ainsi que les signaux produit par l'intermodulation entre celles-ci et les harmoniques

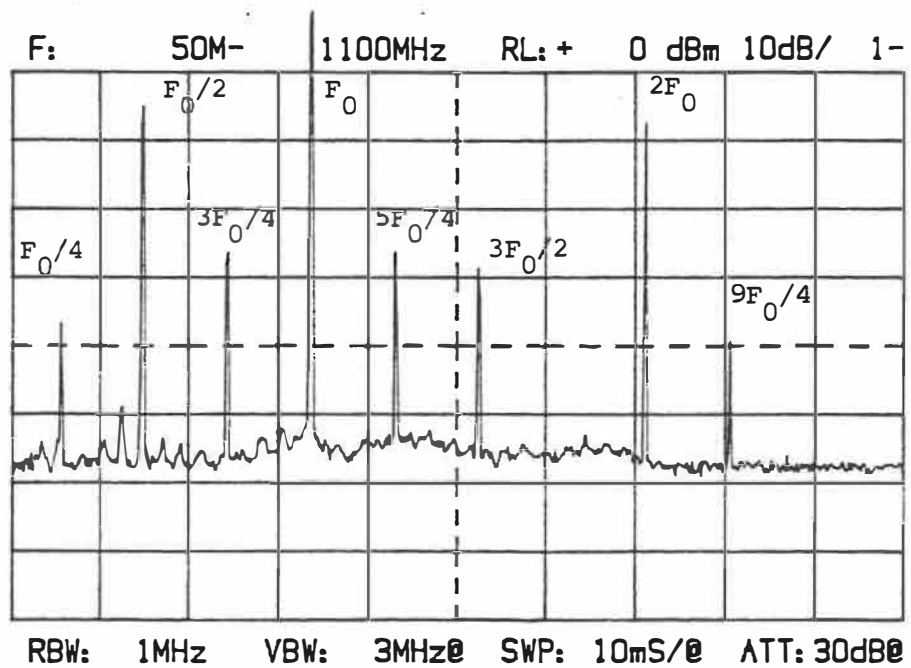


Figure 3.21: Spectre du signal réfléchi par l'antenne

$P_{app} = 40\text{dBm}$ $F_0 = 412\text{MHz}$ $F_p = 620\text{MHz}$ $V_a = -5\text{V}$

présentes dans le spectre du signal réfléchi. La présence des signaux dont la somme des fréquences ($F_0/4$ et $3F_0/4$) donne la fréquence du signal appliqué suggère qu'une instabilité paramétrique à mode couplé, telle que présentée à la section 1.4.2, soit probablement à l'origine du phénomène observé. Toutefois, nous n'avons pas pu examiner systématiquement ce phénomène, qui semblait se produire à des très hautes puissances du signal appliqué. Le niveau de puissance RF, dans nos conditions expérimentales, a été limité autant par la capacité de l'amplificateur de puissance disponible, que par le danger de claquage qui pourrait endommager les composants du montage expérimental.

CHAPITRE 4 : SIMULATIONS DU SYSTEME
ANTENNE-GAINE-PLASMA

Nous venons de soumettre les résultats expérimentaux mettant en évidence l'existence du phénomène d'instabilité paramétrique au voisinage des résonances des ondes de gaine, dans la réponse RF d'une antenne immergée dans un plasma. Ici, nous allons présenter les résultats de l'étude de simulation du système antenne-gaine-plasma. Etant donné que cette simulation est basée sur des hypothèses relatives au mécanisme responsable de l'instabilité paramétrique, la réponse d'un tel système nous aidera à cerner la cause du phénomène étudié.

Le présent chapitre comporte trois parties. La première partie porte sur la modélisation du système antenne-gaine-plasma. Les études de simulation analogique et numérique ainsi que les résultats associés seront sujets des deux autres parties.

4.1 MODELISATION DU SYSTEME ANTENNE-GAINE-PLASMA

Comme nous avons déjà discuté à la section 1.4.3, le système antenne-gaine-plasma peut être modélisé par un circuit électrique non-linéaire. Les éléments physiques fondamentaux de ce système sont retrouvés dans le circuit équivalent, illustré à la figure 4.1. Le signal RF appliqué à l'antenne est fourni par une source de voltage alternatif

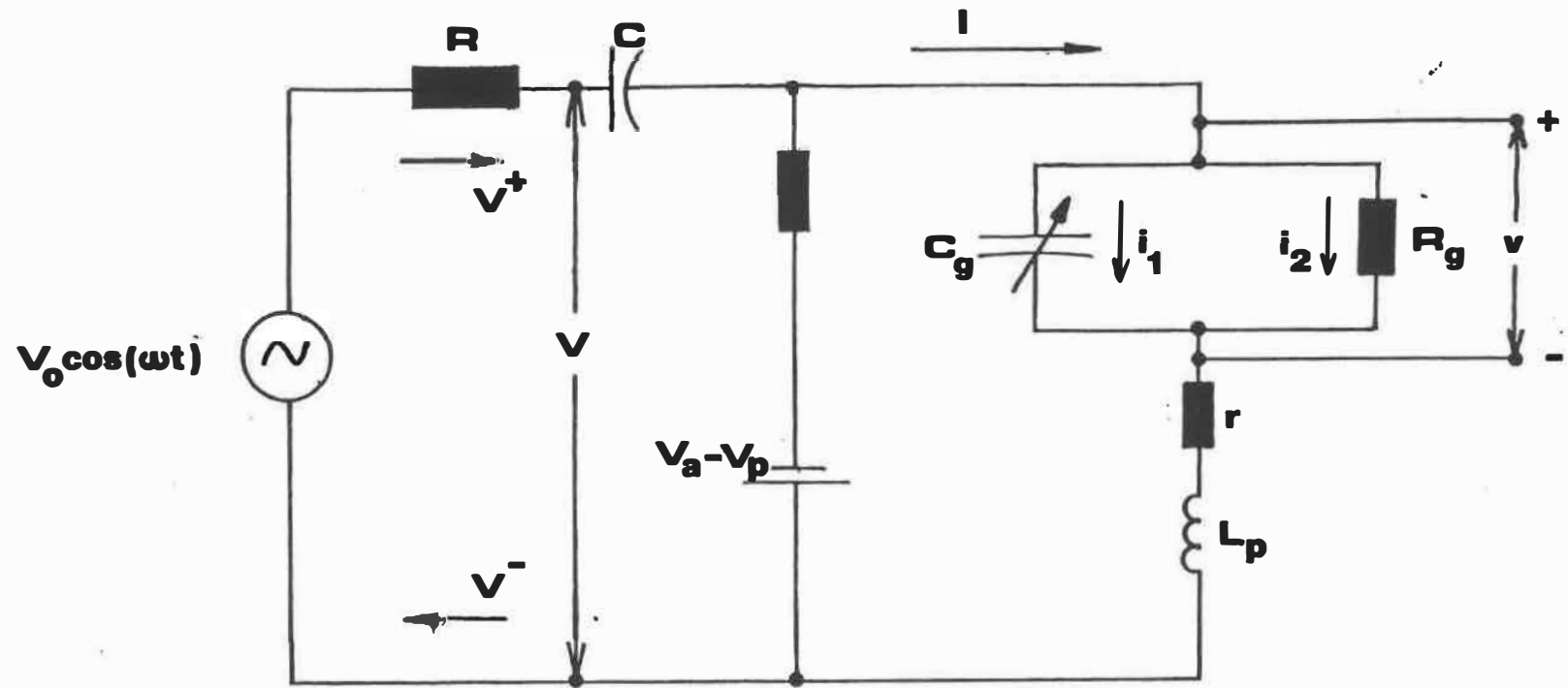


Figure 4.1: Modélisation du système antenne-gaine-plasma:
circuit non-linéaire équivalent

d'amplitude maximale V_0 et de fréquence angulaire ω . La résistance R (50Ω) correspond à l'impédance interne de cette source, qui est adaptée à la ligne de transmission utilisée. C désigne le condensateur de couplage entre la source et l'antenne, ayant une capacité de l'ordre de 0.1 pF. Nous retrouvons dans cette modélisation le réseau électrique équivalent de la gaine ionique, tel qu'illustré à la figure 1.6. La capacité associée à la gaine ionique, cette dernière étant considérée comme vide et ayant la géométrie cylindrique, est donnée par:

$$C_g = \frac{2\pi\epsilon_0 L}{\ln(1+g/a)} \quad (4.1)$$

où l'épaisseur g de la gaine est calculée d'après la relation (3.1), précédemment obtenue à partir des mesures expérimentales des résonances de gaine. C'est à dire:

$$C_g = \frac{2\pi\epsilon_0 L}{\ln[1+2.15(\lambda_d/a)\eta^{1/2}]} \quad (4.2)$$

Comme la capacité de la gaine dépend du potentiel normalisé η , cela implique qu'elle est contrôlée et par le voltage continu et par le voltage RF appliqués à l'antenne. Par conséquent, cette capacité est variable temporellement dans notre modélisation. La résistance de la gaine R_g devrait l'être également, étant évaluée comme l'inverse de la pente

de la caractéristique I-V de l'antenne. Cependant, comme nous allons voir plus tard, la variation de cette résistance en fonction du potentiel RF est très faible dans certaines conditions et pour fin de simplification, nous ne tenons pas compte de cette variation dans nos études de simulation. La résistance r , décrivant les pertes, est considérée constante.

L_p est un élément réactif qui représente le couplage entre l'antenne et les surfaces métalliques environnantes en présence du plasma. Pour les fréquences inférieures à la fréquence plasma, ce couplage est inductif. En effet, la réactance du système antenne-surfaces métalliques environnantes est donnée, en présence du plasma, par:

$$X_p = -1/(\omega C_0 \epsilon_{rp}) \quad (4.3)$$

où C_0 est la capacité de ce système dans le vide et ϵ_{rp} est la permittivité relative d'un plasma non-collisionnel qui s'exprime comme [6]:

$$\epsilon_{rp} = 1 - (\omega_p / \omega)^2 \quad (4.4)$$

où ω_p et ω désignent respectivement la fréquence angulaire plasma et la fréquence angulaire du signal appliqué à

l'antenne. Nous avons donc :

$$X_p = \omega / [C_0 (\omega_p^2 - \omega^2)] \quad (4.5)$$

Il est clair que pour des fréquences inférieures à la fréquence plasma, cette réactance est toujours positive. Par conséquent, elle correspond à une inductance :

$$L_p = X_p / \omega = 1 / [C_0 (\omega_p^2 - \omega^2)] \quad (4.6)$$

où la capacité C_0 peut être évaluée, en première approximation, d'après la relation suivante [42] :

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0 L}{\ln(L/a+g)} \quad (4.7)$$

Remarquons que même si l'épaisseur g de la gaine varie temporellement avec le voltage RF appliqué, la fluctuation associée de C_0 est négligeable, étant donné que $g \ll L$ au dénominateur de l'expression (4.7). L'inductance L_p sera évaluée donc au potentiel c.c appliqué à l'antenne. Ce dernier, évalué par rapport au potentiel plasma, est représenté par une source de tension c.c dans notre modélisation. L'impédance interne de cette source est supposée être assez élevée pour bloquer tous les courants RF, de sorte que le circuit présenté ne consiste que d'une boucle simple.

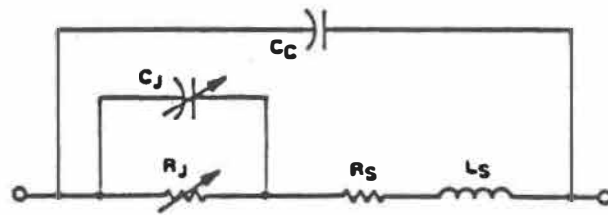
4.2 SIMULATION ANALOGIQUE

Le modèle introduit du système antenne-gaine-plasma ne comporte qu'un élément variable dans le domaine du temps: la capacité de la gaine. Dans la partie théorique, la modulation de cette capacité a été considérée être l'élément responsable qui déclenche l'instabilité paramétrique. Nous vérifions ici cette hypothèse en examinant la validité de notre modélisation.

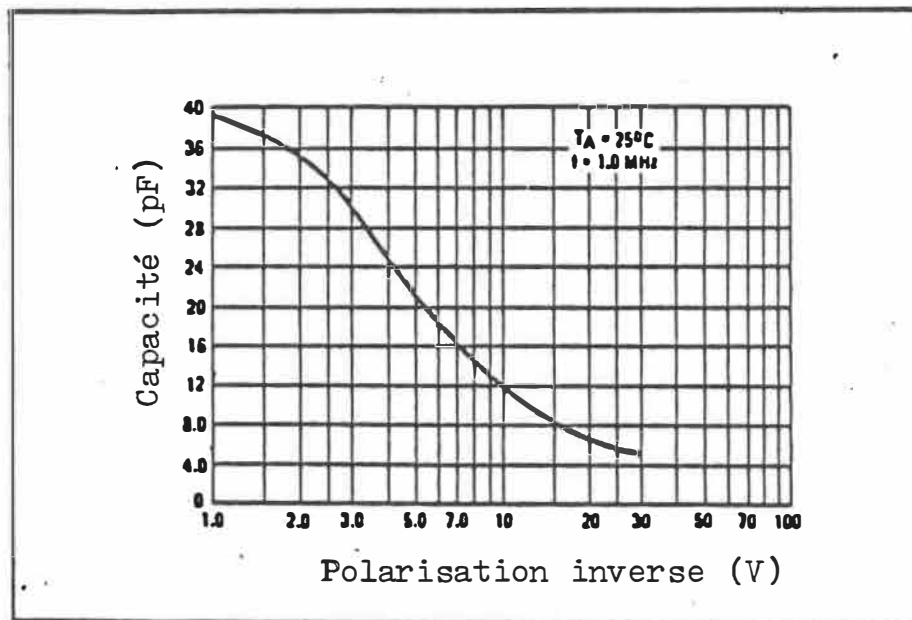
Le réseau électrique équivalent de l'antenne immergée dans le plasma, tel que décrit à la figure 4.1, est pratiquement similaire à celui d'une diode du type varactor. En fait, en référant à la figure 4.2a qui illustre le circuit représentatif d'une diode varactor, nous constatons l'analogie entre la gaine ionique et la jonction variable de cette diode. Quant à des pertes et l'inductance correspondant au couplage antenne-environnement conducteur, elles s'accordent également à la résistance série et l'inductance série de la diode. Ainsi dans cette optique, une antenne entourée du plasma et une diode varactor sont deux dispositifs hyperfréquentiels uniports équivalents.

Dans l'objectif de vérifier la validité du modèle proposé et des hypothèses associées, nous avons repris les

MV209 (SILICON)



(a)



(b)

Figure 4.2: Circuit équivalent de la diode MV209 et la capacité de la jonction associée, selon [47]

mesures spectrales du signal réfléchi lors de l'application d'un signal RF d'haute puissance à une diode varactor. Le montage de mesure est identique à celui déjà utilisé dans les expériences effectuées précédemment, le système antenne-plasma étant remplacé par une diode varactor du type Epicap MV209. Cette diode a été choisie puisque ses éléments R, L, C [47] sont du même ordre de grandeur que ceux estimés à partir des paramètres de l'antenne et du plasma, dans notre modélisation. Au dessus de 100KHz, la résistance de la jonction devient négligeable. La capacité de la jonction, dont la variation suivant la polarisation c.c de la diode est illustrée à la figure 4.2b, correspond en grandeur à celle de la gaine, pour des fréquences plasma d'autour 800MHz. La valeur de l'inductance série, comparable également à celle de l'inductance L_p pour ces fréquences plasma, est de l'ordre de nanohenry. La résistance série est d'environ 0.2Ω.

L'ordre de grandeur de la fréquence de résonance, estimée approximativement par la relation:

$$F_r \approx \frac{1}{2\pi(L_s C_j)^{-1/2}} \quad (4.8)$$

peut être inférieure parfois à 100MHz. Pour cette raison, les mesures de cette fréquence de résonance ont été prise à l'aide d'un pont d'impédance, et non pas par l'analyseur de

réseau dont la bande fréquentielle est inférieurement limitée à 100MHz.

Les résultats obtenus sont similaires à ceux constatés à la section 3.2. Le phénomène d'instabilité paramétrique dans la réponse de la diode varactor est mis en évidence à la figure 4.3. Etant polarisée à -5.6V, cette diode est excitée par un signal RF d'haute puissance dont la fréquence d'excitation (192MHz) correspond au double de la fréquence de résonance mesurée (96MHz). Au dessous de la puissance seuil (28dBm), nous constatons la présence des harmoniques supérieures dans le spectre du signal réfléchi, l'indice de la non-linéarité de la diode (fig.4.3a). Dépassant la puissance seuil, une sous-harmonique apparaît à la fréquence de résonance série (fig.4.3b). Nous observons également dans ce cas la présence des signaux à $3/2$ et à $5/2$ de la fréquence d'excitation, conséquences de l'intermodulation entre la sous-harmonique et les harmoniques. Lorsque la fréquence d'excitation est légèrement déplacée, l'instabilité paramétrique disparaît. Comparativement au système antenne-plasma, ici la puissance seuil est en général moins élevée pour des valeurs de la capacité de la jonction équivalentes à celle de la gaine ionique. Elle varie seulement entre 28 et 30dBm dans l'intervalle comprise entre -2 et -20V de la polarisation de la diode. Ce faible seuil est imputable au fait que

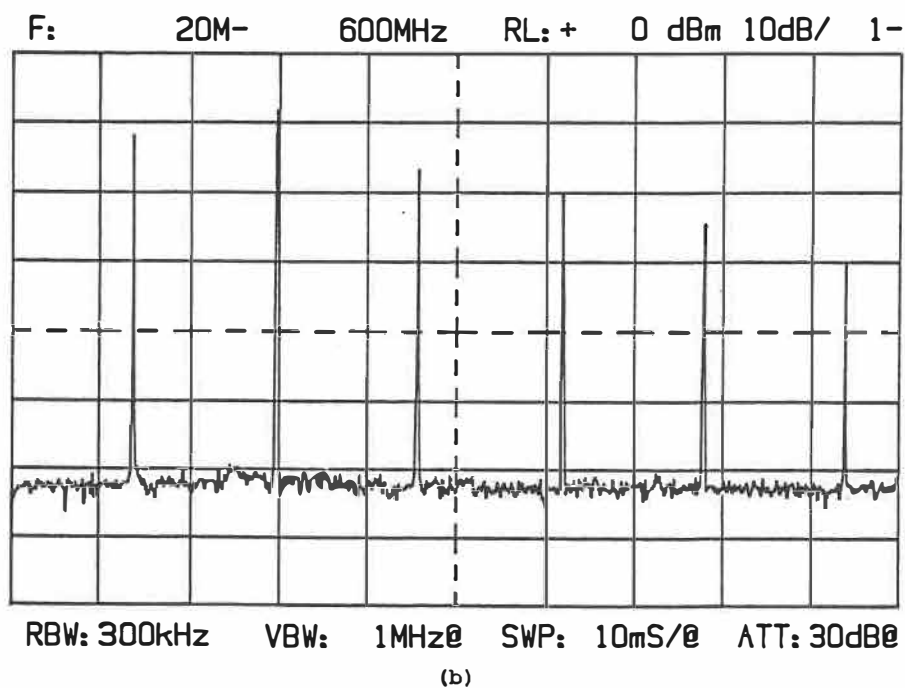
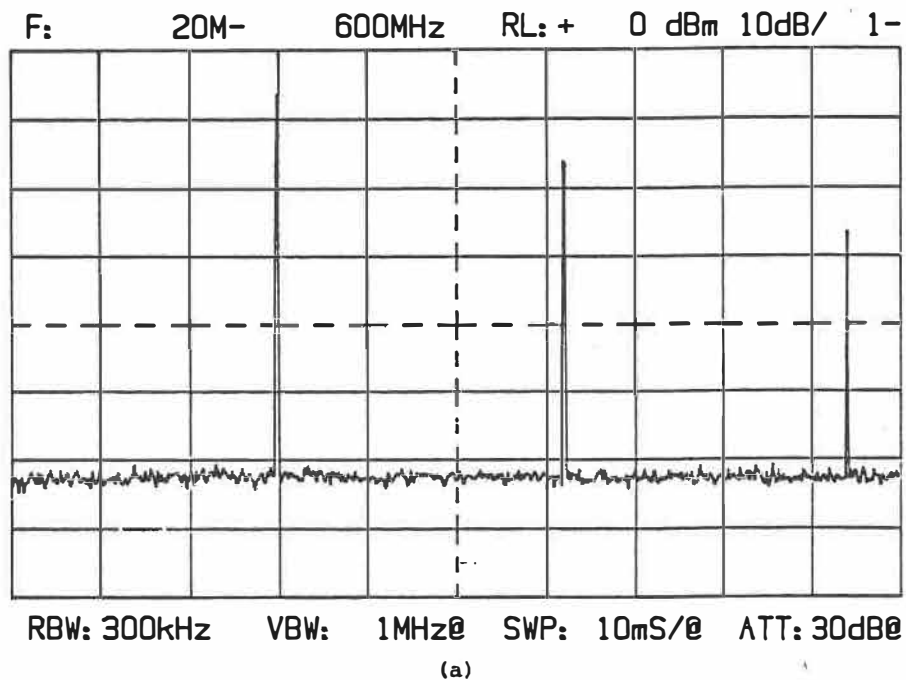


Figure 4.3: Spectre du signal réfléchi par la diode MV209

$F_o = 192\text{MHz}$; $F_r = 96\text{MHz}$; $V_a = -5.6\text{V}$

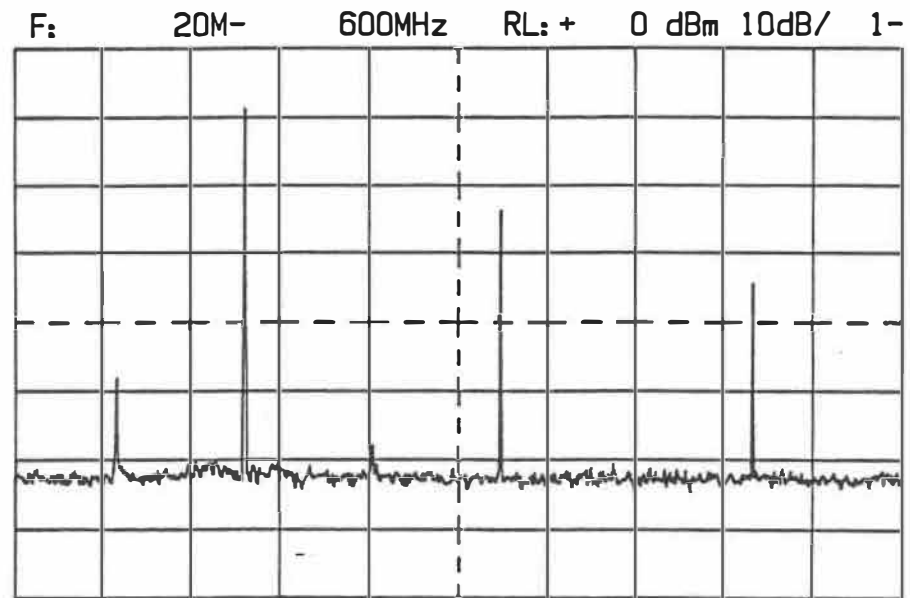
(a) $P_{app} = 26\text{dBm}$

(b) $P_{app} = 30\text{dBm}$

la résistance de la jonction est négligeable aux hautes fréquences, ce qui minimise les pertes d'énergie RF aux bornes de la capacité de la jonction.

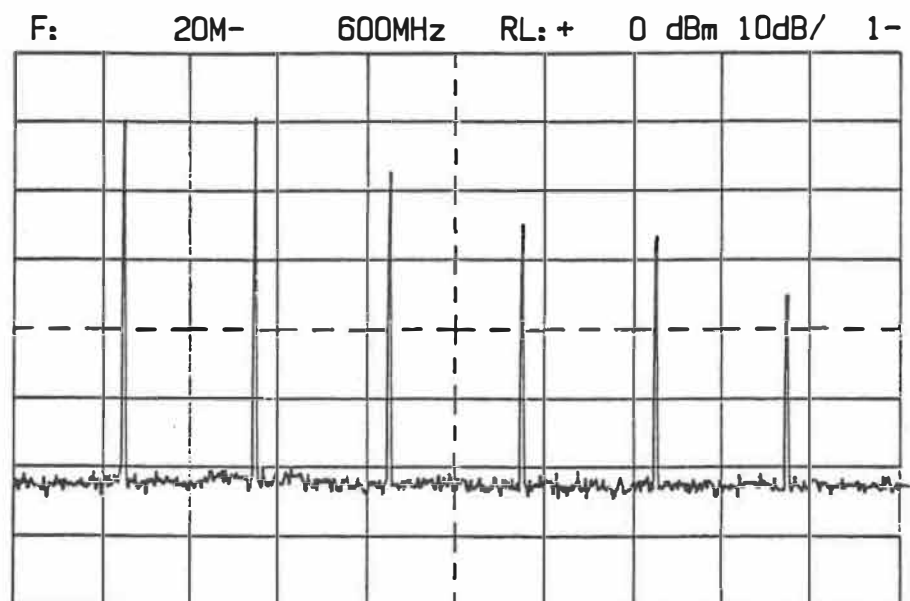
L'effet de la polarisation c.c de la diode est présenté à la figure 4.4. Comme nous avons constaté à la figure 4.2b, l'augmentation de la négativité de cette polarisation a pour effet de réduire la capacité de la jonction et par conséquent, de déplacer la résonance série vers les fréquences élevées (c.f relation 4.8). Par analogie avec les résonances de gaine, il faut donc augmenter la fréquence d'excitation, lorsque la diode est plus négativement polarisée, afin d'observer à nouveau l'instabilité paramétrique. En fait, en variant la polarisation de -2.4V (fig.4.4a) à -3.7V (fig.4.4b), la sous-harmonique associée à la résonance série se déplace également de 88MHz à 95MHz. Aussi, nous avons vérifié qu'en polarisant cette diode positivement, aucune sous-harmonique ou harmonique supérieure n'apparaissait dans le spectre du signal réfléchi.

L'effet de la puissance du signal appliqué est illustré à la figure 4.5. La diode est alors soumise à une polarisation c.c constante de -2.4V. Lorsque la puissance incidente, 30dBm, ne dépasse que légèrement la puissance seuil, nous constatons seulement la présence d'une sous-harmonique $F_0/2$



RBW: 300kHz VBW: 1MHz@ SWP: 10mS/0 ATT: 30dB0

(a)



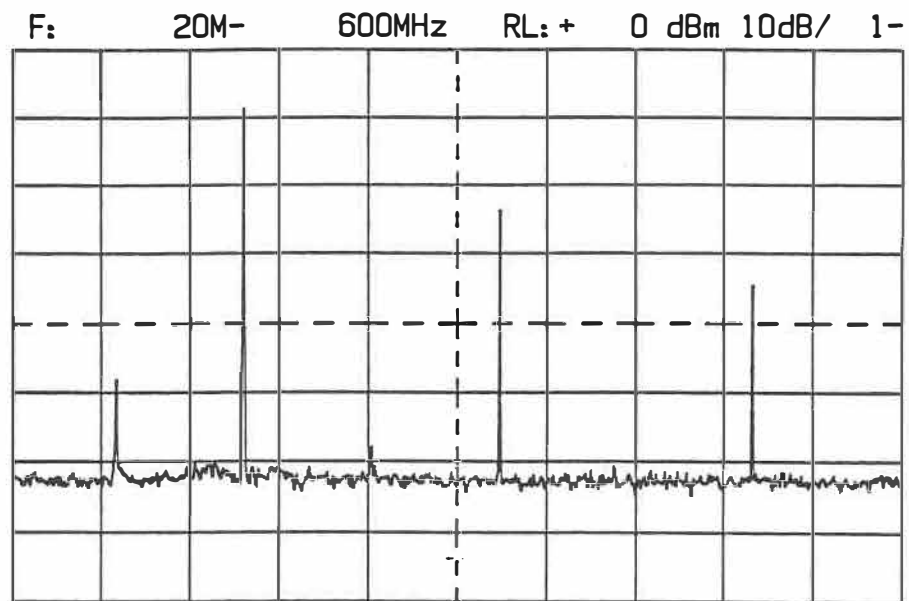
RBW: 300kHz VBW: 1MHz@ SWP: 10mS/0 ATT: 30dB0

(b)

Figure 4.4: Spectre du signal, réfléchi par la diode MV209

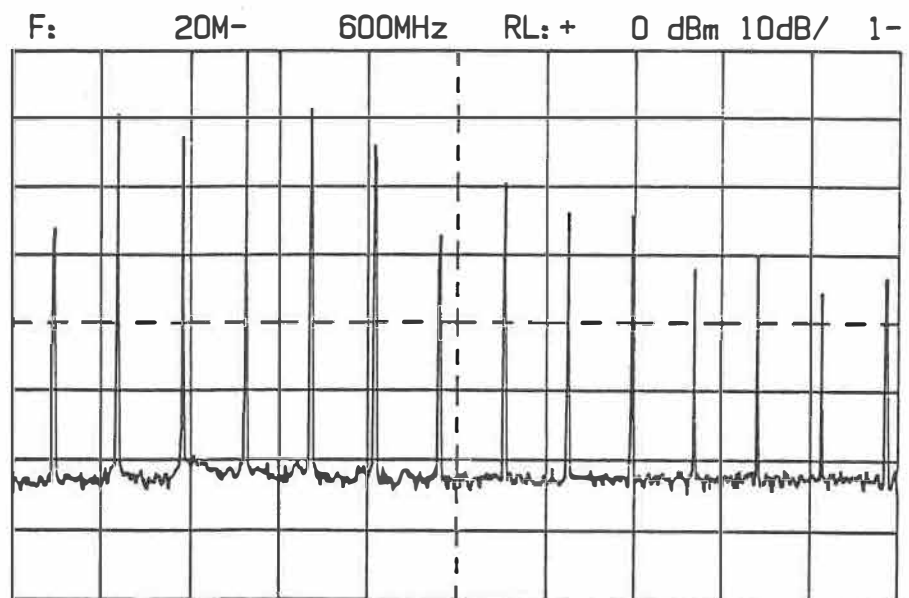
$P_{app} = 30\text{dBm}$

(a) $V_a = -2.4\text{V}$; $F_0 = 176\text{MHz}$ (b) $V_a = -3.7\text{V}$; $F_0 = 190\text{MHz}$



RBW: 300kHz VBW: 1MHz@ SWP: 10mS/@ ATT: 30dB@

(a)



RBW: 300kHz VBW: 1MHz@ SWP: 10mS/@ ATT: 30dB@

(b)

Figure 4.5: Spectre du signal réfléchi par la diode MV209

$V_a = -2.4V$; $F_0 = 176MHz$; $F_r = 88MHz$

(a) $P_{app} = 30dBm$ (b) $P_{app} = 35dBm$

et d'un faible signal résultant de l'intermodulation entre cette sous-harmonique et la fondamentale (fig.4.5a). En augmentant la puissance incidente, l'amplitude de la sous-harmonique s'accroît et lorsque cette puissance incidente dépasse un seuil secondaire (33dBm), une sous-harmonique additionnelle apparaît à la fréquence $F_0/4$. A la figure 4.5b où la puissance incidente est 35dBm, le spectre du signal réfléchi contient, en fait, cette sous-harmonique ainsi que ses multiples provenant de l'effet de l'intermodulation. Rappelons qu'un effet paramétrique semblable a été relevé lors de l'application d'un signal de très haute puissance (40dBm) à l'antenne immergée dans le plasma (c.f section 3.2.5).

Nous avons effectué également les mesures de l'amplitude de la fondamentale et des harmoniques supérieures, en fonction de la polarisation de la diode. Comme illustre la figure 4.6, un minimum dans l'amplitude de la fondamentale ainsi qu'un maximum dans celle des harmoniques supérieures se présentent autour d'un voltage de polarisation de -6V, la puissance incidente étant 30dBm. Nous avons vérifié qu'à cette polarisation, la fréquence de la résonance série est au voisinage de la fréquence du signal appliqué (150MHz). Ce résultat a déjà été constaté dans une étude expérimentale sur la réponse non-linéaire de l'antenne immergée dans un

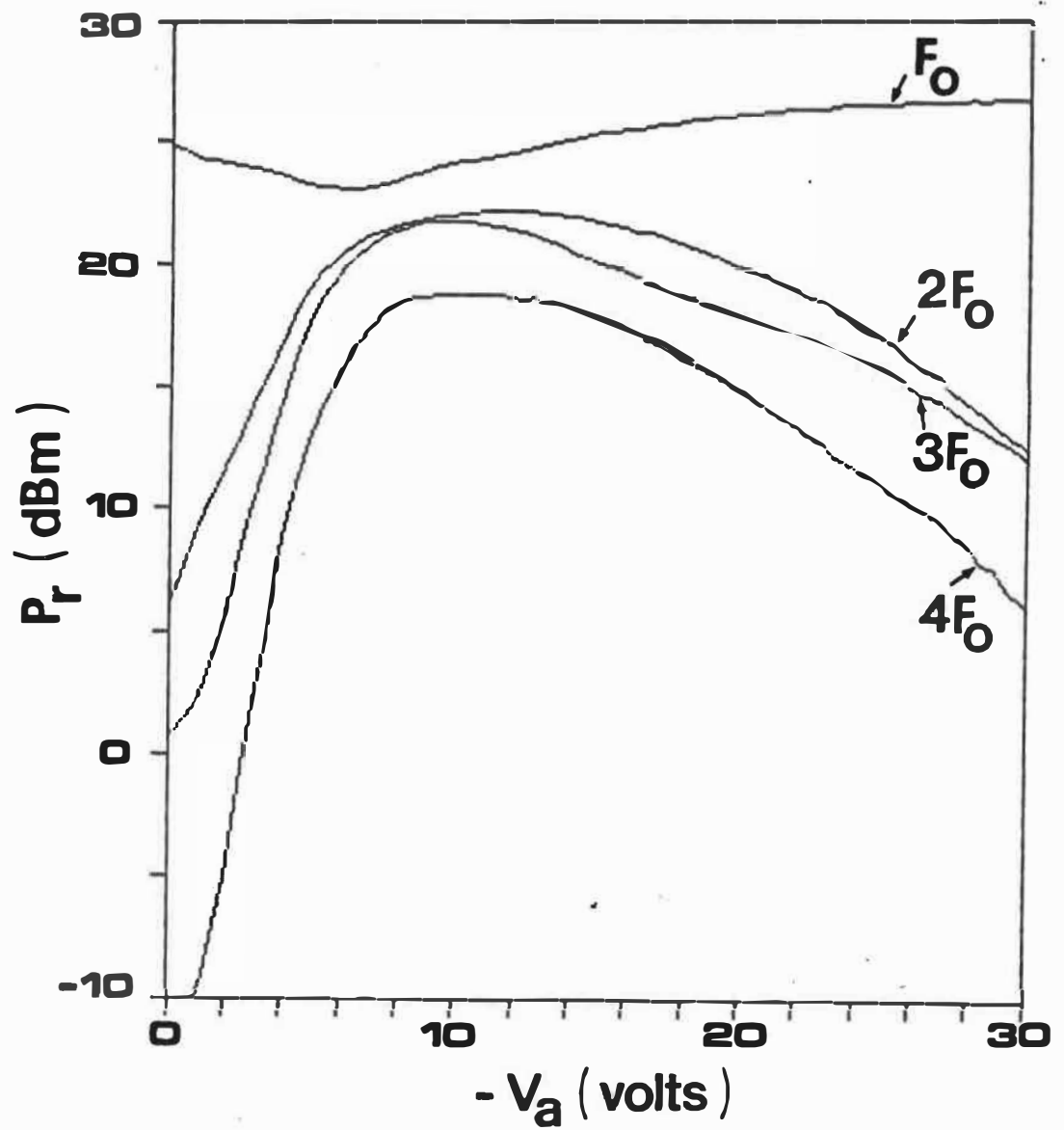


Figure 4.6: Puissance du signal réfléchi par la diode MV209
 en fonction de la polarisation de la diode
 $P_{app} = 30 \text{ dBm}$; $F_0 = 150 \text{ MHz}$

plasma [36].

En conclusion, les phénomènes non-linéaires relevés dans la réponse d'une diode varactor sont pratiquement analogues à ceux constatés dans la réponse du système antenne-plasma. Nous avons noté notamment la manifestation de l'instabilité paramétrique au voisinage de la résonance série, et aussi la maximisation de l'amplitude des harmoniques supérieures lorsque la fréquence du signal RF correspond à cette fréquence de résonance. Ces constatations confirment, à moins qu'existe une preuve opposée, la validité du modèle proposé du système antenne-plasma, dans lequel la modulation RF de la gaine, décrite par une capacité temporellement variable, est considérée être le principal mécanisme des non-linéarités observées.

4.3 SIMULATION NUMERIQUE

Notre simulation numérique consiste à obtenir, par analyse numérique, le spectre du signal réfléchi à partir du circuit équivalent du système antenne-gaine-plasma. Ce dernier a été présenté à la section 4.1, dans laquelle nous avons défini en détail tous ses composants. Résumons ici les considérations simplificatrices sur lesquelles s'appuie notre étude:

(i) la longueur électrique de la ligne de transmission est considérée négligeable;

(ii) les petites modulations RF de la résistance de la gaine R_g et de l'inductance L_p sont négligées;

(iii) l'épaisseur de la gaine est faible par rapport au rayon de l'antenne, de sorte que nous pouvons employer l'expression simple de la capacité d'un condensateur plan pour C_g dans nos manipulations des équations différentielles.

Nous tenons compte, par contre, de la modulation de la capacité C_g en observant la relation implicite entre l'épaisseur de la gaine (c.f relation 4.2) et le voltage RF $v(t)$ aux bornes du condensateur correspondant.

Pour arriver à obtenir le spectre du signal réfléchi, nous allons passer par trois étapes. Dans l'étape première, nous utiliserons les théorèmes du circuit pour écrire un système d'équations différentielles qui nous permettront d'obtenir le voltage $v(t)$. Notons immédiatement que ces équations différentielles seront normalisées et présentées sous une forme facilitant leur résolution numérique par ordinateur. Dans la deuxième étape, nous allons évaluer dans le domaine temporel le voltage réfléchi par le circuit, à partir des résultats obtenus de $v(t)$. Nous emploierons ensuite la transformée de Fourier pour obtenir ce voltage

réfléchi dans le domaine fréquentiel. Nous effectuerons également les transformations voltage réfléchi-puissance réfléchi dans cette dernière étape.

Tous les calculs et traitements de résultats dans ces étapes seront réalisés à l'aide des programmes et logiciels destinés au micro-ordinateur IBM-PC ou à un modèle compatible.

4.3.1 Evaluation de $v(t)$

Appliquant la loi de Kirchhoff pour les mailles (c.f fig.4.1), nous avons:

$$V_0 \cos(\omega t) - RI - \frac{1}{C} \int I dt - v - rI - L_p \frac{dI}{dt} = 0 \quad (4.8)$$

En dérivant cette équation par rapport au temps t , nous obtenons:

$$u \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} + \frac{dv}{dt} + L_p \frac{d^2 I}{dt^2} = -V_0 \omega \sin(\omega t) \quad (4.9)$$

$$\text{où: } u = R + r \quad (4.10)$$

Appliquant maintenant la loi de Kirchhoff pour les noeuds, il vient que:

$$I = i_1 + i_2 \quad (4.11)$$

$$\text{où: } i_1 = \frac{d}{dt} (C_g v) \quad (4.12)$$

$$i_2 = \frac{v}{R_g} \quad (4.13)$$

Il importe de rappeler ici que la résistance de la gaine, étant considérée indépendante du voltage RF $v(t)$, n'est pas une fonction du temps. La capacité de la gaine dépend cependant de $v(t)$, étant donné que dans la relation (4.2):

$$\eta = \frac{|V_a - V_p| - v}{kT_e} = \eta(v) \quad (4.14)$$

varie en fonction du voltage $v(t)$. Il est clair alors que C_g est une fonction temporelle implicite et l'expression (4.11) s'écrit par conséquent:

$$I = v \frac{dC_g}{dt} + C_g \frac{dv}{dt} + \frac{v}{R_g} \quad (4.15)$$

à partir de laquelle nous obtenons les dérivées première et seconde du courant I :

$$\frac{dI}{dt} = 2 \frac{dC_g}{dt} \frac{dv}{dt} + v \frac{d^2 C_g}{dt^2} + C_g \frac{d^2 v}{dt^2} + R_g^{-1} \frac{dv}{dt} \quad (4.16)$$

$$\frac{d^2 I}{dt^2} = 3 \frac{d^2 C_g}{dt^2} \frac{dv}{dt} + 3 \frac{dC_g}{dt} \frac{d^2 v}{dt^2} + v \frac{d^3 C_g}{dt^3} + C_g \frac{d^3 v}{dt^3} + R_g^{-1} \frac{d^2 v}{dt^2} \quad (4.17)$$

Tenant compte de ces deux expressions, l'équation (4.9) devient:

$$\begin{aligned} & 2u \frac{dC_g}{dt} \frac{dv}{dt} + uv \frac{d^2 C_g}{dt^2} + uC_g \frac{d^2 v}{dt^2} + uR_g^{-1} \frac{dv}{dt} + vC_g^{-1} \frac{dC_g}{dt} + C_g C_g^{-1} \frac{dv}{dt} \\ & + v(CR_g)^{-1} + \frac{dv}{dt} + 3L_p \frac{d^2 C_g}{dt^2} \frac{dv}{dt} + 3L_p \frac{dC_g}{dt} \frac{d^2 v}{dt^2} + L_p v \frac{d^3 C_g}{dt^3} + \\ & + L_p C_g \frac{d^3 v}{dt^3} + L_p R_g^{-1} \frac{d^2 v}{dt^2} = -V_0 \omega \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (4.18)$$

Etant donné que la capacité de la gaine est une fonction explicite du voltage $v(t)$, nous pouvons employer les transformations suivantes:

$$\frac{dC_g}{dt} = \frac{dC_g}{dv} \frac{dv}{dt} \quad (4.19)$$

$$\frac{d^2 C_g}{dt^2} = \frac{dC_g}{dv} \frac{d^2 v}{dt^2} + \frac{d^2 C_g}{dv^2} \frac{dv^2}{dt} \quad (4.20)$$

$$\frac{d^3 C_g}{dt^3} = \frac{dC_g}{dv} \frac{d^3 v}{dt^3} + 3 \frac{d^2 C_g}{dv^2} \frac{dv}{dt} \frac{d^2 v}{dt^2} + \frac{d^3 C_g}{dv^3} \frac{dv^3}{dt} \quad (4.21)$$

A partir de l'équation (4.18), il vient que:

$$\begin{aligned}
& 2u \frac{dC_g}{dv} \frac{dv^2}{dt} + uv \frac{dC_g}{dv} \frac{d^2v}{dt^2} + uv \frac{d^2C_g}{dv^2} \frac{dv^2}{dt} + uC_g \frac{d^2v}{dt^2} + uR_g^{-1} \frac{dv}{dt} + \\
& + vC_g^{-1} \frac{dC_g}{dv} \frac{dv}{dt} + C_g C_g^{-1} \frac{dv}{dt} + v(CR_g)^{-1} + \frac{dv}{dt} + 6L_p \frac{dC_g}{dv} \frac{dv}{dt} \frac{d^2v}{dt^2} + \\
& + 3L_p \frac{d^2C_g}{dv^2} \frac{dv^3}{dt} + L_p v \frac{dC_g}{dv} \frac{d^3v}{dt^3} + 3L_p v \frac{d^2C_g}{dv^2} \frac{dv}{dt} \frac{d^2v}{dt^2} + L_p C_g \frac{d^3v}{dt^3} + \\
& + L_p v \frac{d^3C_g}{dv^3} \frac{dv^3}{dt} + L_p R_g^{-1} \frac{d^2v}{dt^2} = -V_0 \omega \sin(\omega t) \quad (4.22)
\end{aligned}$$

Pour exprimer les dérivés de C_g en fonction de v , il suffit d'employer les relations (4.1) et (4.2). Nous considérons cependant que l'épaisseur de la gaine est assez faible devant le rayon de l'antenne ($g \ll a$), afin de pouvoir réduire la complexité de l'équation finale ainsi que la durée de la résolution effectuée par ordinateur. Dans ce cas, soient:

$$A = 2\pi\epsilon_0 L \quad (4.23)$$

$$B = 2.15\lambda_d (kT_e)^{-1/2} \quad (4.24)$$

$$V_{dc} = |V_a - V_p| \quad (4.25)$$

L'expression (4.1) peut s'écrire comme:

$$C_g = \frac{A}{\ln(1+g/a)} \simeq \frac{A}{g/a} = \frac{aA}{g} = C_g(g) \quad (4.26)$$

$$\text{où: } g = B(V_{dc} - v)^{1/2} = g(v) \quad (4.27)$$

A partir de laquelle nous dérivons:

$$\frac{dC_g}{dv} = \frac{AB^2 a}{2g^3} ; \quad \frac{d^2 C_g}{dv^2} = \frac{3AB^4 a}{4g^5} ; \quad \frac{d^3 C_g}{dv^3} = \frac{15AB^6 a}{8g^7} \quad (4.28)$$

D'autre part, puisque la capacité limitée de l'ordinateur impose une certaine restriction aux valeurs optimales des données numériques, nous effectuons ici la normalisation du temps afin de pouvoir comprimer, ultérieurement, les valeurs des coefficients de l'équation différentielle à résoudre. Appelons τ le temps normalisé par rapport à la période du signal r.f:

$$\tau = t/T \quad \text{où:} \quad T = 2\pi/\omega \quad (4.29)$$

Nous aurons l'équivalence suivante suite à ce changement de variable:

$$\frac{d^n f(t)}{dt^n} = T^{-n} \frac{d^n f(\tau)}{d\tau^n} \quad (4.30)$$

où n est un nombre entier positif qui désigne l'ordre de dérivation. En introduisant les relations (4.26), (4.27), (4.28) et (4.30) dans l'équation (4.22), il vient que:

$$\begin{aligned}
& \frac{A_{au}}{BT^2(V_{dc}^- v)^{3/2}} \frac{dv^2}{d\tau} + \frac{A_{auv}}{2BT^2(V_{dc}^- v)^{3/2}} \frac{d^2v}{d\tau^2} + \frac{3A_{auv}}{4BT^2(V_{dc}^- v)^{5/2}} \frac{dv^2}{d\tau} \\
& + \frac{A_{au}}{BT^2(V_{dc}^- v)^{1/2}} \frac{d^2v}{d\tau^2} + \frac{u}{R_g T} \frac{dv}{d\tau} + \frac{A_{av}}{2CBT(V_{dc}^- v)^{3/2}} \frac{dv}{d\tau} + \frac{v}{CR_g} + \\
& + \frac{A_a}{CBT(V_{dc}^- v)^{1/2}} \frac{dv}{d\tau} + T^{-1} \frac{dv}{d\tau} + \frac{3A_a L_p}{BT^3(V_{dc}^- v)^{3/2}} \frac{dv}{d\tau} \frac{d^2v}{d\tau^2} + \\
& \frac{9A_a L_p}{4BT^3(V_{dc}^- v)^{5/2}} \frac{dv^3}{d\tau} + \frac{A_a L_p v}{2BT^3(V_{dc}^- v)^{3/2}} \frac{d^3v}{d\tau^3} + \frac{15A_a L_p v}{8BT^3(V_{dc}^- v)^{7/2}} \frac{dv^3}{d\tau} \\
& + \frac{9A_a L_p v}{4BT^3(V_{dc}^- v)^{5/2}} \frac{dv}{d\tau} \frac{d^2v}{d\tau^2} + \frac{A_a L_p}{BT^3(V_{dc}^- v)^{1/2}} \frac{d^3v}{d\tau^3} + \frac{L_p}{R_g T^2} \frac{d^2v}{d\tau^2} = \\
& = -V_0 \omega \sin(2\pi\tau) \tag{4.31}
\end{aligned}$$

En définissant maintenant:

$$X_1 = \frac{d^2v}{d\tau^2} ; \quad X_2 = \frac{dv}{d\tau} ; \quad X_3 = v(\tau) \tag{4.32}$$

$$\text{et: } \# = \frac{A_a L_p (2V_{dc}^- v)}{2BT^3(V_{dc}^- v)^{3/2}} \tag{4.33}$$

A partir de l'équation (4.31), normalisée par rapport au facteur $\#$, nous obtenons après quelques arrangements le système d'équations différentielles suivant:

$$\begin{aligned}
\frac{dX_1}{d\tau} = & -(2V_{dc} X_3)^{-1} \{ (15/4)(V_{dc} X_3)^{-2} X_2^2 X_3 + 2uTL_p^{-1} X_2^2 + uTL_p^{-1} X_1 X_3 \\
& + T^2(L_p C)^{-1} X_2 X_3 + 6X_1 X_2 + (V_{dc} X_3)^{-1} [(3/2)uTL_p^{-1} X_2^2 X_3 + \\
& + (9/2)X_2^3 + (9/2)X_1 X_2 X_3] + (V_{dc} X_3)[2uTL_p^{-1} X_1 + \\
& + 2T^2(L_p C)^{-1} X_2] + (V_{dc} X_3)^{3/2} [2BT^2 u(AaL_p R_g)^{-1} X_2 + \\
& + 2BT^3(AaL_p R_g C)^{-1} X_3 + 2BT(AaR_g)^{-1} X_1 + 2BT^2(AaL_p)^{-1} X_2 + \\
& + 2BT^3 V_0 \omega \sin(2\pi\tau)(AaL_p)^{-1}] \} \quad (4.34)
\end{aligned}$$

$$\frac{dX_2}{d\tau} = X_1 \quad (4.35)$$

$$\frac{dX_3}{d\tau} = X_2 \quad (4.36)$$

Nous avons ici un système de trois équations différentielles non-linéaires, non-autonomes, dont les trois inconnus X_3 , X_2 et X_1 représentent respectivement le voltage $v(\tau)$ et ses dérivées première et seconde. Faute d'outils analytiques commodes, nous nous proposons d'employer une méthode numérique pour obtenir la solution de $v(\tau)$ en régime permanent. Les calculs sont effectués à l'aide du logiciel CHAOS, conçu et développé par Chicoine [48]. Ce logiciel, programmé en langage Turbo Pascal (version 4.0), permet de solutionner les équations différentielles avec la méthode prédicteur-correcteur d'Adams et Moulton [49]. Sans entrer

dans les détails de programmation qui ont été donnés ailleurs [48], nous présentons brièvement ici les modes d'utilisation du CHAOS relativement à la résolution de notre système d'équation. Afin d'installer ce dernier au logiciel CHAOS, nous devrions réaliser un sous-programme permettant de d'introduire notre système d'équations, de spécifier ses paramètres (nombre d'équations, de coefficients et de variables) et de l'identifier sous un nom. Dans cette étape, le système d'équations (4.34-4.36) prend la forme suivante:

$$\begin{aligned} \frac{dX_1}{d\tau} = & -(c_1 c_2 - X_3)^{-1} [c_3 (c_2 - X_3)^{-2} X_2^2 X_3 + c_1 c_5 X_2^2 + c_5 X_1 X_3 + c_6 X_2 X_3 \\ & + c_1 c_4 X_1 X_2 + (c_4 c_5 X_2^2 X_3 + c_4^2 X_2^3 + c_4^2 X_1 X_2 X_3) c_1^{-1} (c_2 - X_3)^{-1} + \\ & + c_1 (c_5 X_1 + c_6 X_2) (c_2 - X_3) + (c_5 c_7 X_2 + c_6 c_7 X_3 + c_7 X_1 + c_8 X_2 \\ & + c_8 c_9 c_{10} \sin(c_{10} \tau)) c_1 (c_2 - X_3)^{3/2}] \end{aligned} \quad (4.37)$$

$$\frac{dX_2}{d\tau} = X_1 \quad (4.38)$$

$$\frac{dX_3}{d\tau} = X_2 \quad (4.39)$$

Dans laquelle les coefficients, constantes ou dépendantes des paramètres du signal RF, de l'antenne et du plasma, sont définies par:

$$\begin{aligned}
c_1 &= 2; & c_2 &= V_{dc} = V_a - V_p; & c_3 &= 15/4; & c_4 &= 3; \\
c_5 &= uTL_p^{-1} = (R+r)TL_p^{-1}; & c_6 &= T^2(L_p C)^{-1}; & c_7 &= BT(AaR_g)^{-1}; \\
c_8 &= BT^2(AaL_p)^{-1}; & c_9 &= V_0; & c_{10} &= 2\pi & (4.40)
\end{aligned}$$

Le système d'équations (4.37-4.39), qui comprend trois équations, trois variables et dix coefficients, est désigné par le nom SIMULATION dans le logiciel CHAOS. Une fois accédé au CHAOS et la fonction pré-programmée SIMULATION optée, nous pouvons faire entrer les valeurs numériques des coefficients avant d'exécuter les calculs. Nous définissons également dans cette étape les conditions initiales, le critère de convergence, les bornes inférieure et supérieure du temps normalisé τ entre lesquelles s'effectuent les calculs numériques, ainsi que l'intervalle de temps $\Delta\tau$ entre chaque calcul qui fixe le nombre de points par période du fichier de résultat. Comme nous ne connaissons pas les véritables conditions initiales de nos équations, les valeurs qui nous semblent raisonnables du voltage $v(\tau)$ et de ses dérivées première et seconde sont introduites au point de départ $\tau=0$ sec. Cette substitution ne porte évidemment pas aucun effet sur la validité des résultats finaux. Rappelons que la solution complète de $v(\tau)$ comprend une partie périodique (régime permanent) précédée d'une partie transitoire qui est fonction des conditions initiales. Cependant, seule la solu-

tion en régime permanent nous intéresse puisque c'est elle, et non pas la partie transitoire, qui correspond à la réponse du système antenne-plasma telle que nous pouvons observer au laboratoire. Comme résultat final, nous ne conserverons donc que la solution périodique de $v(\tau)$ qui est indépendante des conditions initiales. Pour séparer le régime permanent du régime transitoire, nous allons nous baser sur l'espace de phase obtenu ($dv/d\tau$ versus v) dont les critères et graphiques seront montrés un peu plus loin. Le régime permanent étant isolé, les résultats sous forme matricielle seront contenus dans un fichier. Cette matrice possède trois colonnes qui correspondent aux valeurs numériques de $v(\tau)$ et de ses dérivées première et seconde, et en rangée, contient 256 valeurs par période. Le fait qu'elle doit comporter obligatoirement 256 points (un exposant de 2) par période est d'ordre pratique reliant à l'application numérique ultérieure du logiciel PC-MATLAB. Nous la verrons plus tard dans la partie qui porte sur la transformation de Fourier.

4.3.2 Evaluation du voltage réfléchi

Le signal de tension RF (V) peut être séparé en une composante incidente (V^+) et une composante réfléchie (V^-):

$$V = V^+ + V^- \quad (4.41)$$

Ainsi pour relever le spectre du signal réfléchi, nous commençons par évaluer la composante réfléchie RF dans le domaine temporel, à partir des résultats obtenus de $v(\tau)$ et de ses dérivées. La relation (4.41) peut encore s'écrire :

$$V^- = V - V^+ \quad (4.42)$$

Considérons le cas où la source est reliée à une charge Z de 50Ω . Comme la charge est adaptée, le signal réfléchi devient nul et la composante incidente du signal RF peut être évaluée comme :

$$V^+ = V = V_0 \cos(\omega t) \frac{Z}{R + Z} = (V_0/2) \cos(\omega t) \quad (4.43)$$

D'autre part, le signal de tension vérifie la relation suivante :

$$V = V_0 \cos(\omega t) - RI \quad (4.44)$$

En substituant les relations (4.43) et (4.44) dans (4.42), il vient que :

$$V^- = (V_0/2) \cos(\omega t) - RI \quad (4.45)$$

En remplaçant I par l'expression (4.15), la relation

ci-haute devient:

$$V^-(t) = \frac{V_0}{2} \cos(\omega t) - Rv \frac{dC_g}{dv} \frac{dv}{dt} - RC_g \frac{dv}{dt} - RR_g^{-1} v \quad (4.46)$$

Nous employons ensuite les relations (4.29) et (4.30) pour normaliser le temps et obtenons:

$$V^-(\tau) = \frac{V_0}{2} \cos(\omega T \tau) - RT^{-1} v \frac{dC_g}{dv} \frac{dv}{d\tau} - RT^{-1} C_g \frac{dv}{d\tau} - RR_g^{-1} v \quad (4.47)$$

L'expression qui devient, en tenant compte des relations (4.26), (4.27) et (4.28):

$$\begin{aligned} V^-(\tau) = & (1/2)V_0 \cos(2\pi\tau) - RAa(2BT)^{-1} (V_{dc}^- v)^{-3/2} \frac{dv}{d\tau} - \\ & - RAa(BT)^{-1} (V_{dc}^- v)^{-1/2} \frac{dv}{d\tau} - RR_g^{-1} v \end{aligned} \quad (4.48)$$

Après quelques arrangements, nous obtenons finalement:

$$V^-(\tau) = \frac{V_0}{2} \cos(2\pi\tau) - \frac{RAa}{2BT(V_{dc}^- v)^{1/2}} \frac{2V_{dc}^- v}{V_{dc}^- v} \frac{dv}{d\tau} - \frac{R}{R_g} v \quad (4.49)$$

Avec cette équation, nous pouvons facilement déduire la composante réfléchie du voltage r.f connaissant déjà $v(\tau)$ et sa dérivée première. Les calculs numériques sont effectués à l'aide du logiciel SYMPHONY (version 1.1), auquel les fichiers de résultats numériques de $v(\tau)$ et de ses dérivées ont été transférés à partir du logiciel CHAOS.

4.3.3 Analyse spectrale du voltage réfléchi

Les 512 valeurs numériques de $V^-(\tau)$, évaluées sur deux riodes à partir de l'équation (4.49), sont contenues dans un fichier de résultat final. Le contenu spectral du signal réfléchi de cette tension RF peut être obtenu alors par transformation de Fourier. Utilisant le logiciel PC-Matlab (version 2.02), nous avons préprogrammé la fonction FFT (Fast Fourier Transforms) pour exécuter cette tâche. Il importe de préciser ici que la fonction FFT a été conçu pour donner rapidement l'information sur le contenu harmonique d'un signal, et non pas le spectre véritable de ce signal. Nous pouvons, grâce à cette fonction, relever la présence des harmoniques ou sous-harmoniques s'il en existe, les amplitudes de ces signaux étant cependant arbitraires. Pour évaluer l'amplitude exacte des harmoniques ou sous-harmoniques, nous employons ensuite le programme FOURIER, écrit en langage BASIC COMPILE (annexe B). Ce programme permet de calculer numériquement, à partir du fichier de $V^-(\tau)$, les intégrales suivantes:

$$w_m = \frac{2}{T} \int_{\tau=-\infty}^T V^-(\tau) \cos \frac{2m\pi\tau}{T} d\tau \quad (4.50)$$

$$l_m = \frac{2}{T} \int_{\tau=-\infty}^T V^-(\tau) \sin \frac{2m\pi\tau}{T} d\tau \quad (4.51)$$

où m est un nombre entier positif qui dénote l'ordre des

harmoniques supérieures. L'amplitude de chaque harmonique peut être estimée par:

$$V_m = (w_m^2 + l_m^2)^{1/2} \quad (4.52)$$

Et la puissance du signal réfléchi associée à l'harmonique d'ordre m ($F=mF_0$) peut être calculée par:

$$P_{rm} = \frac{V_m^2}{2R} = V_m^2/100 \quad (\text{Watt}) \quad (4.53)$$

ou:

$$P_{rm} = 10 \log_{10}(10V_m^2) \quad (\text{dBm}) \quad (4.54)$$

Pour calculer l'amplitude des sous-harmoniques ou harmoniques supérieures d'ordre $m/2$ ($F=mF_0/2$), il suffit d'effectuer les intégrations numériques (4.50) et (4.51) sur une double période ($T'=2T$). La relation ci-haute (éq.4.53) nous donnera alors la puissance réfléchie à la sous-harmonique $F_0/2$ pour $m=1$, à la fondamentale pour $m=2$, et à l'harmonique supérieure $3F_0/2$ pour $m=3$, ainsi de suite. Finalement, notons que les programmes employés (FFT et FOURIER) exigent un format particulier du fichier de données (il s'agit ici de $V^-(\tau)$). Ce fichier doit être un vecteur dont le nombre d'éléments est un exposant de 2, ce qui explique le fait que notre fichier de résultat devrait contenir 512 données.

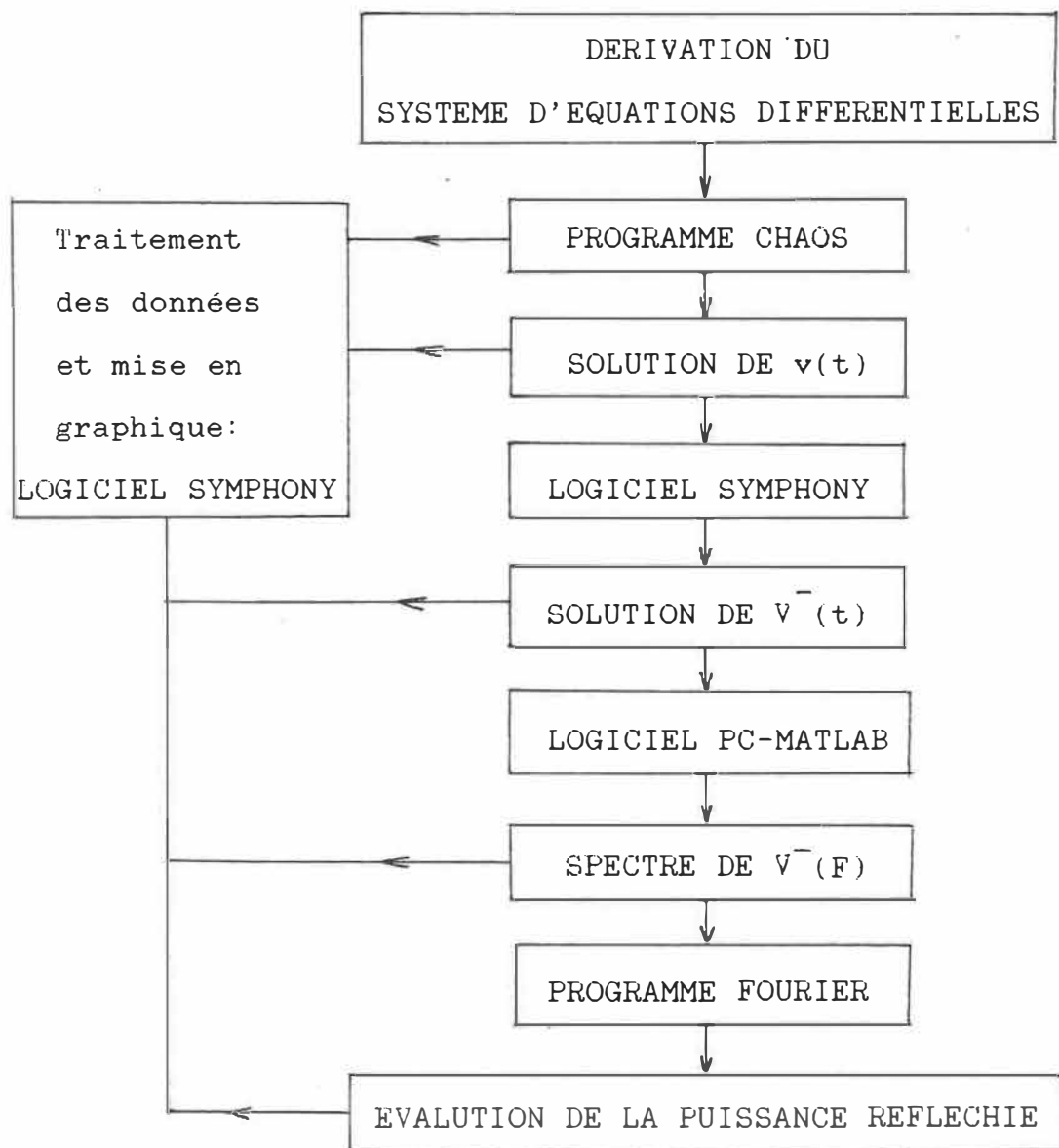


Tableau 4.1: Etude de simulation numérique:
Cheminement de la résolution

4.3.4 Application du modèle

Notre simulation numérique, principalement, consiste à vérifier les conditions menant à l'instabilité paramétrique. Les deux variables de notre étude sont la puissance et la fréquence du signal RF appliqué à l'antenne. Le tableau 4.2 résume les paramètres de la simulation. Dans ce tableau, les valeurs des paramètres R,L,C associés au système antenne-gaine-plasma sont toutes évaluées au potentiel c.c de l'antenne. Rappelons que la variation RF de ces quantités, sauf dans le cas de la capacité de la gaine, est considéré négligeable dans la modélisation.

Afin d'évaluer la capacité de la gaine, nous avons utilisé l'ensemble des relations (4.2) et (4.14). La résistance de la gaine a été estimée à partir de la caractéristique I-V de l'antenne (fig.4.7). Cette caractéristique, obtenue à l'aide d'un circuit de mesure semblable au circuit de la sonde Langmuir (fig.2.4a), a été relevée d'un système antenne-plasma ayant des paramètres similaires à ceux de la simulation. La résistance de la gaine évaluée est d'environ $1k\Omega$ (pour une tension de polarisation de $-10V$ appliquée à l'antenne, valeur choisie dans notre simulation). Il est intéressant de noter ici que, d'après la caractéristique obtenue, la fluctuation RF de la résistance sera de plus en

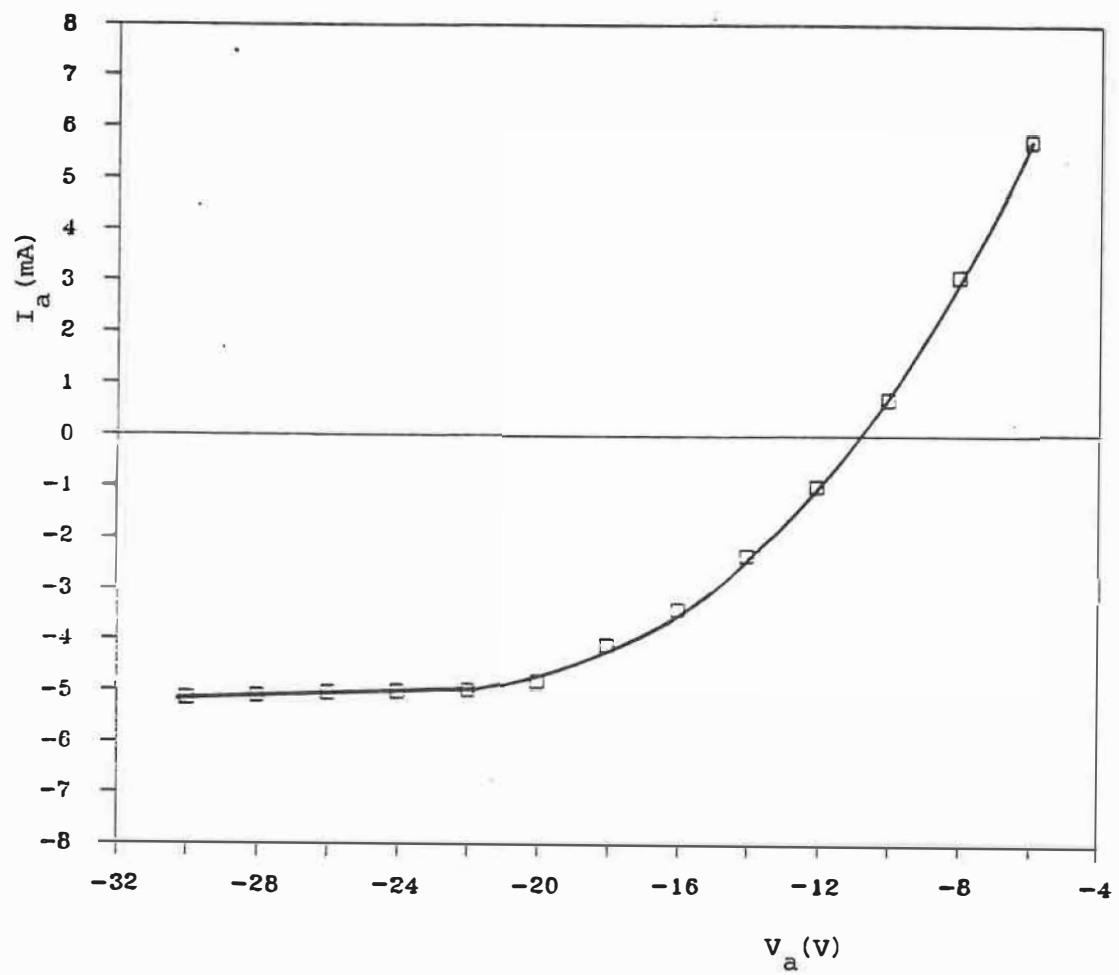


Figure 4.7: Caractéristique de l'antenne

$L=8\text{cm}$; $a=.24\text{cm}$; $F_p=795\text{MHz}$

Longueur de l'antenne	$L = 8\text{cm}$
Rayon de l'antenne	$a = 0.24\text{cm}$
Polarisation c.c de l'antenne	$V_a = -10\text{V}$
Fréquence plasma	$F_p = 800\text{MHz}$
Température électronique	$kT_e = 2\text{eV}$
Potentiel plasma	$V_p = 6\text{V}$
Puissance du signal r.f	$P_{app} = 39 \text{ à } 43\text{dBm}$
Fréquence du signal r.f	$F_0 = 406 \text{ et } 450\text{MHz}$
Impédance interne de la source r.f	$R = 50\Omega$
Capacité de couplage	$C = 0.1\text{nF}$
Perte	$r = 0$
Capacité de la gaine	$C_g = 15.4\text{pF}$
Résistance de la gaine	$R_g = 1\text{K}\Omega$
Capacité du système antenne-conducteur environnant dans le vide	$C_0 = 1.3\text{pF}$
Inductances correspondant au système antenne-conducteur environnant dans le plasma	$L_p = 40 \text{ et } 44\text{nH}$
Fréquences de résonance du circuit	$F_r = 203 \text{ et } 194\text{MHz}$

Tableau 4.2: Valeurs des paramètres utilisés dans la simulation numérique.

plus faible à mesure que la négativité de la polarisation d.c. soit augmentée. En effet, nous remarquons que la pente de cette caractéristique, dont l'inverse donne la résistance de la gaine, est presque constante entre -20 et -30V. En ce qui concerne le couplage entre l'antenne et les surfaces métalliques environnantes, l'évaluation de la capacité C_0 et de l'inductance L_p s'effectue à l'aide des relations (4.6) et (4.7).

La fréquence de résonance du circuit, approximativement estimée par:

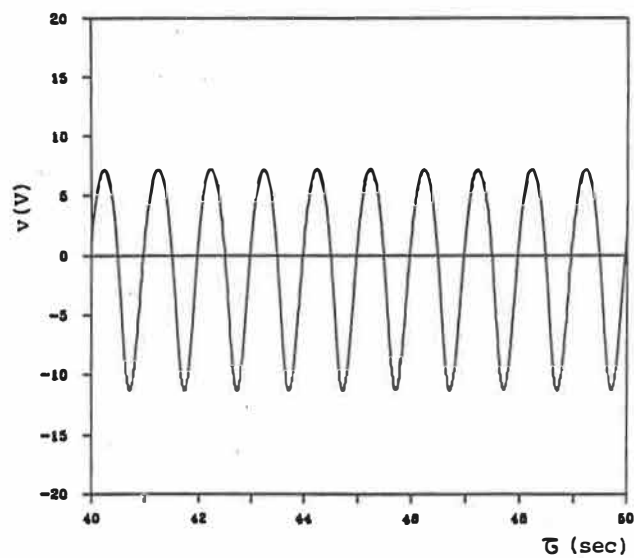
$$F_r \simeq \frac{1}{2\pi} (L_p C_g)^{-1/2} \quad (4.55)$$

dépend de la fréquence du signal RF appliqué, étant donné la relation entre cette dernière et l'inductance L_p . Cette dépendance explique le fait qu'en utilisant deux signaux de fréquence différente (406 et 450MHz dans la présente simulation), nous constatons un léger déplacement de la fréquence de résonance correspondante (de 203 à 194MHz). D'autre part, précisons que nous avons utilisé la valeur c.c de la capacité de la gaine pour évaluer la fréquence de résonance. Ceci correspond à la situation expérimentale dans laquelle les fréquences de résonance ont été mesurées lors de l'application d'un signal RF de basse puissance à l'antenne.

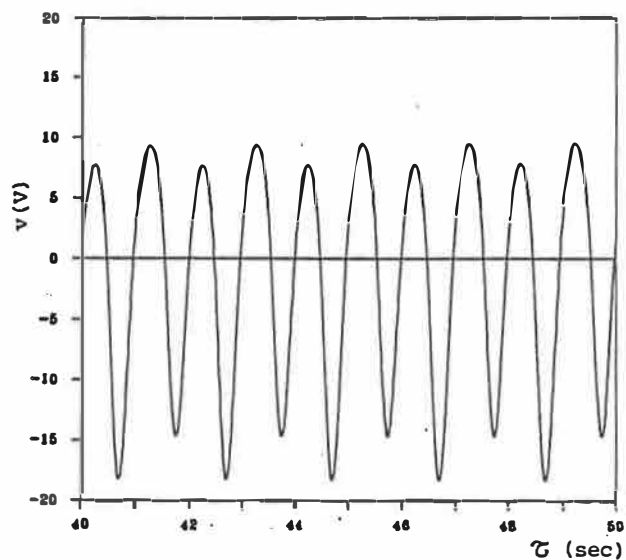
Lorsque la puissance RF appliquée devient importante, à partir de l'expression (4.55) il est clair que, dû à l'oscillation RF de la capacité de la gaine, la fréquence de résonance sera également modulée et oscillera autour de sa valeur évaluée en c.c.

En ce qui concerne les pertes, il est relativement laborieux de les évaluer avec précision. Nous estimons cependant qu'elles sont assez faibles de sorte que la résistance qui les représentent, comparant à l'impédance interne de la source (50Ω) avec laquelle elle est placée en série, est considérée négligeable.

La figure 4.8 illustre les solutions du voltage $v(\tau)$, obtenues aux bornes de la capacité de la gaine après 40 périodes. La puissance du signal appliqué est 39dBm (ce qui correspond à un voltage RF de 30V d'amplitude maximale) et la fréquence, 406MHz. Comme il est important de nous assurer qu'elles sont périodiques, nous avons employé deux méthodes de vérification. La première méthode consistait à changer les conditions initiales et à comparer par la suite les solutions obtenues. Nous avons constaté que les voltages $v(\tau)$ obtenus sont identiques après 40 périodes, indépendamment des conditions initiales. Cette indépendance confirme que les solutions acquises sont en régime permanent. La deuxième



(a)



(b)

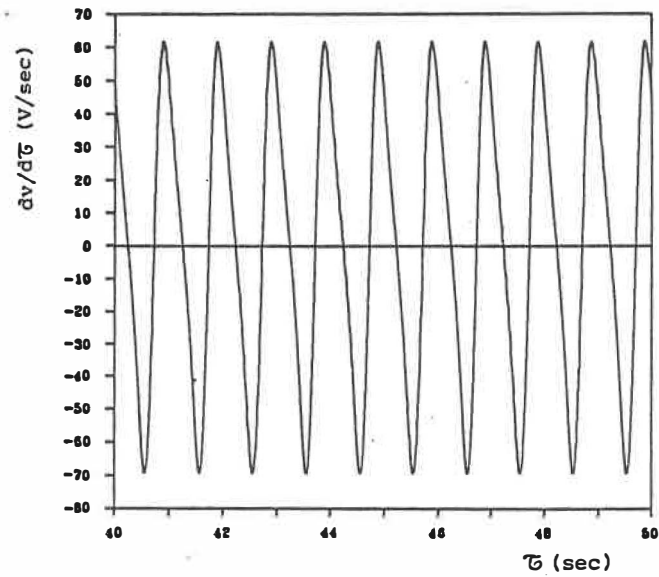
Figure 4.8: Voltage r.f obtenu aux bornes de la capacité de la gaine

(a) $P_{app} = 39\text{dBm}$ ($V_0 = 30\text{V}$); $F_0 = 406\text{MHz}$

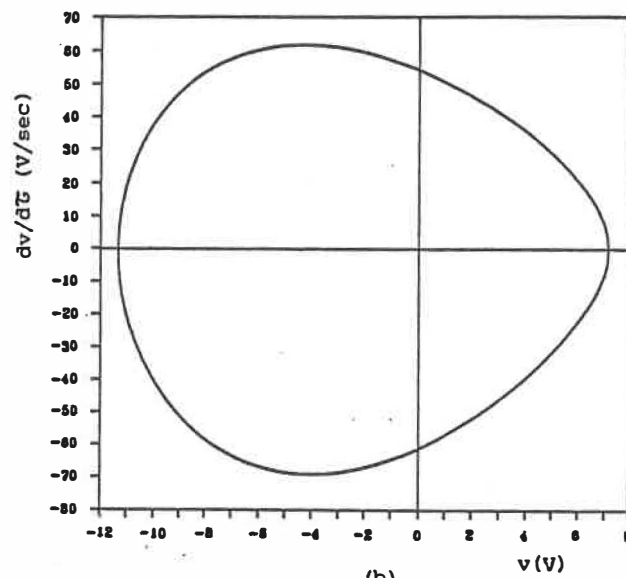
(b) $P_{app} = 42\text{dBm}$ ($V_0 = 40\text{V}$); $F_0 = 406\text{MHz}$

méthode de vérification se reposait sur le critère de l'espace de phase. La figure 4.9b nous montre le graphique de la dérivée première de $v(\tau)$ (présentée à la figure 4.9a) en fonction de $v(\tau)$, sur dix périodes. La périodicité de $v(\tau)$ se traduit ici par la forme d'une boucle fermée telle qu'indique ce graphique; autrement dit, le voltage $v(\tau)$ et sa pente reviennent toujours au même paire de valeurs après chaque période.

La manifestation du phénomène d'instabilité paramétrique est présentée à la figure 4.12. Nous avons ici la situation dans laquelle la fréquence du signal appliqué (406 MHz) correspond au double de la fréquence de résonance (203 MHz). La figure 4.12a montre le spectre du voltage réfléchi par le circuit, évalué à partir du voltage $v(\tau)$ que nous venons d'obtenir. La puissance du signal appliqué étant 39dBm, nous appercevons dans ce contenu spectral la fondamentale accompagnée de la deuxième harmonique. En augmentant la puissance jusqu'à 41dBm, la largeur de bande de la fondamentale s'élargit et la troisième harmonique se présente additionnellement dans le spectre du voltage réfléchi (fig.4.12b). Le voltage $v(\tau)$, à partir duquel ce spectre a été obtenu, est présenté à la figure 4.11a. La puissance seuil devrait se trouver entre 41 et 42dBm puisque à cette dernière puissance du signal RF appliqué, nous enregistrons



(a)



(b)

Figure 4.9: (a) Dérivée première du voltage r.f obtenu
aux bornes de la capacité de la gaine:
 $P_{app} = 39\text{dBm}$ ($V_0 = 30\text{V}$); $F_0 = 406\text{MHz}$
(b) Espace de phase correspondant

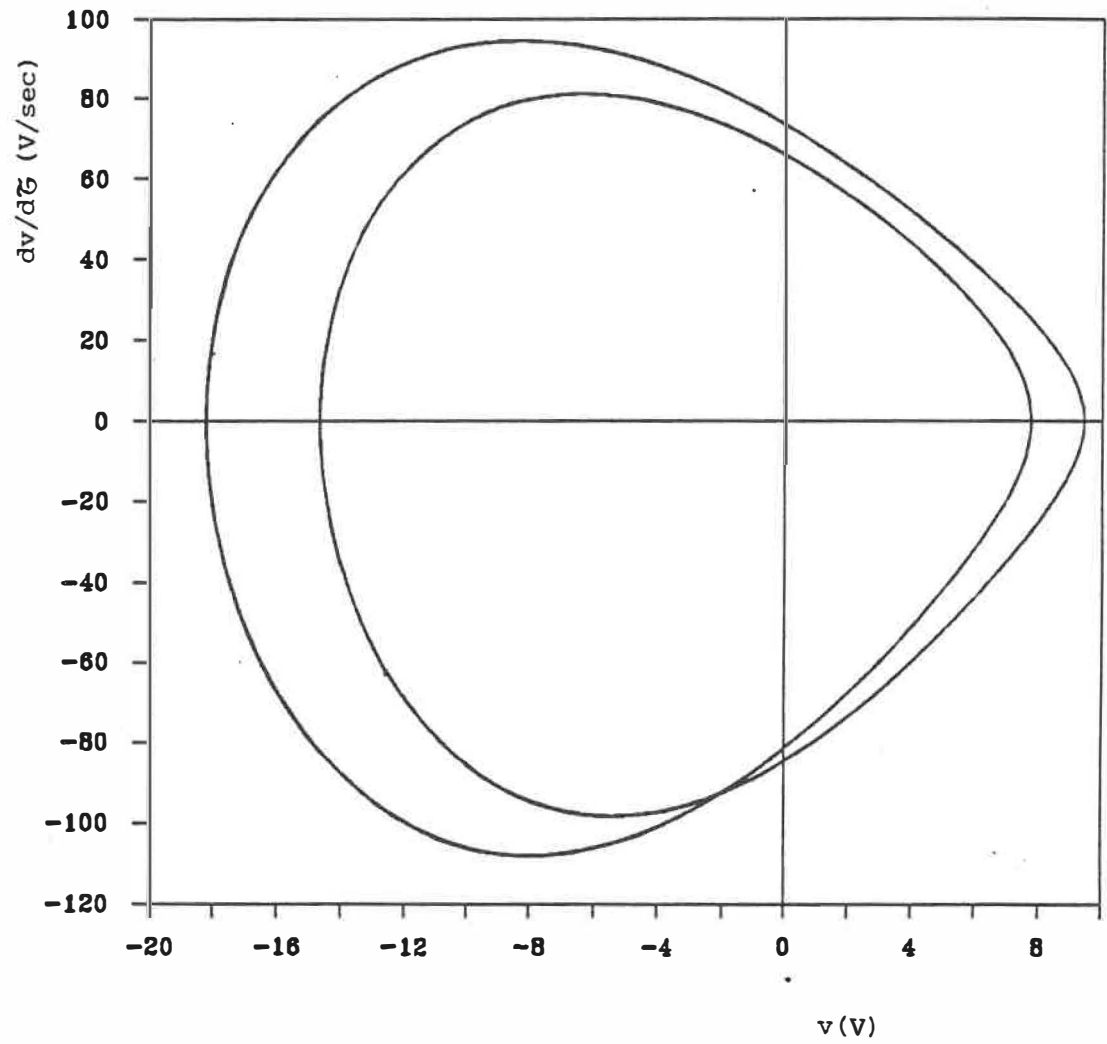


Figure 4.10: Espace de phase

$P_{app} = 42 \text{ dBm}$ ($V_0 = 40 \text{ V}$); $F_0 = 406 \text{ MHz}$

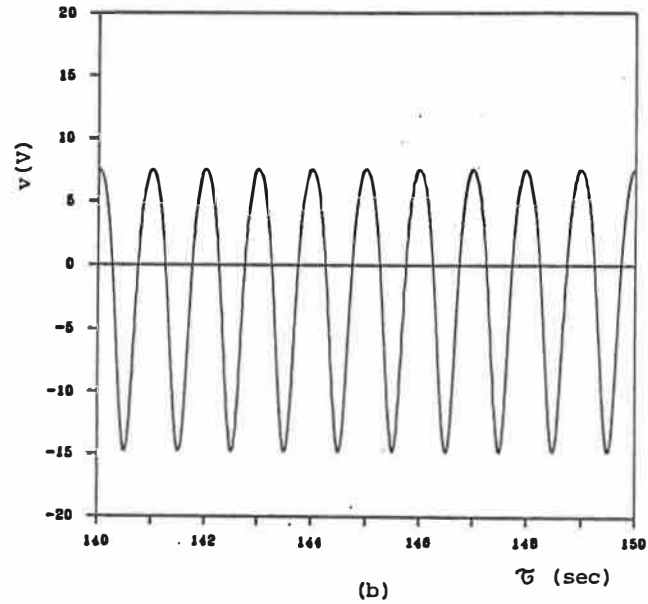
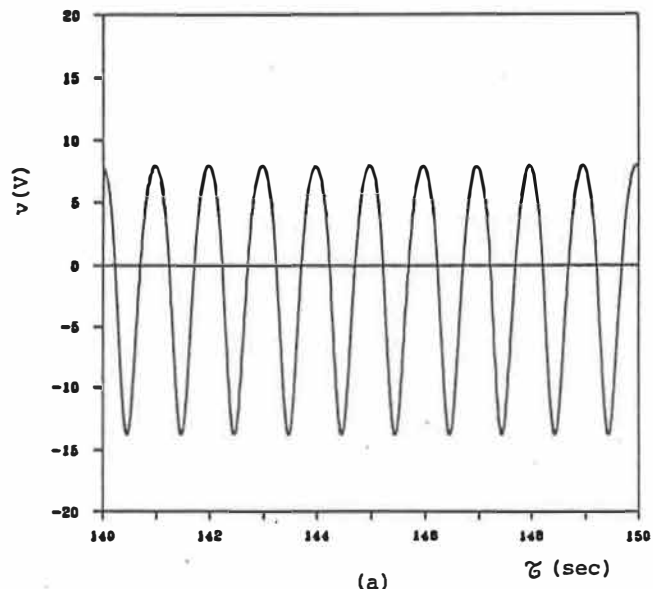
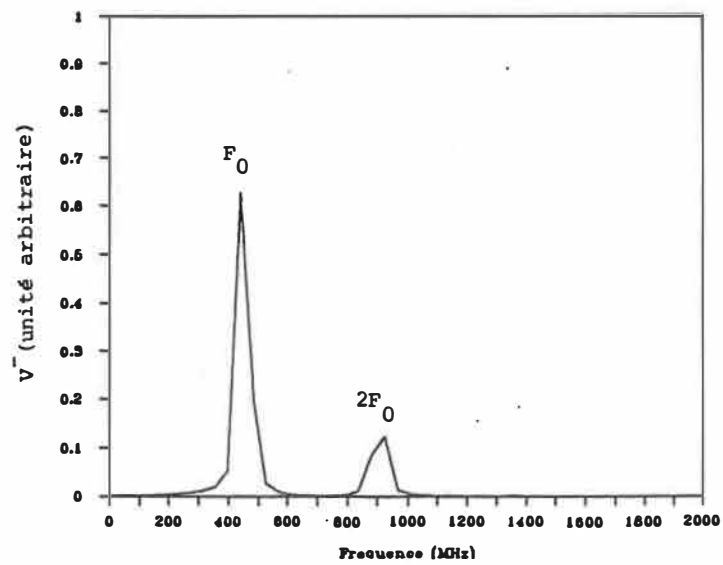


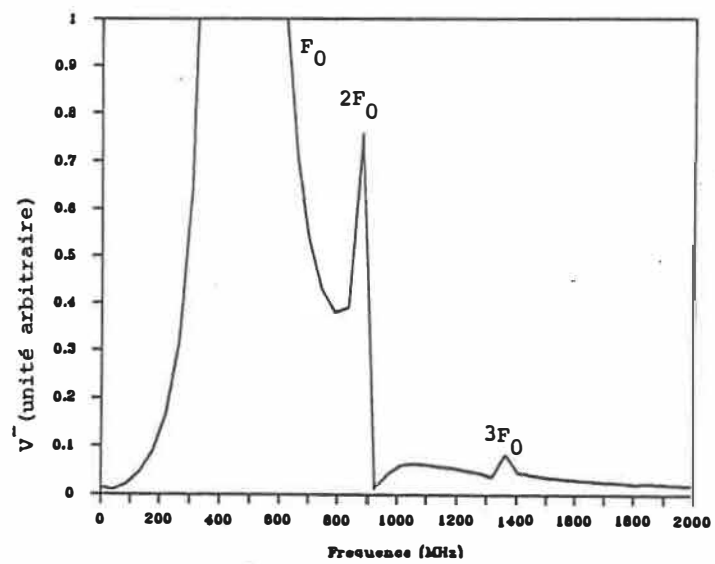
Figure 4.11: Voltage r.f obtenu aux bornes de la capacité de la gaine

(a) $P_{app} = 41dBm$ ($V_0 = 35V$); $F_0 = 406MHz$

(b) $P_{app} = 42dBm$ ($V_0 = 40V$); $F_0 = 450MHz$



(a)

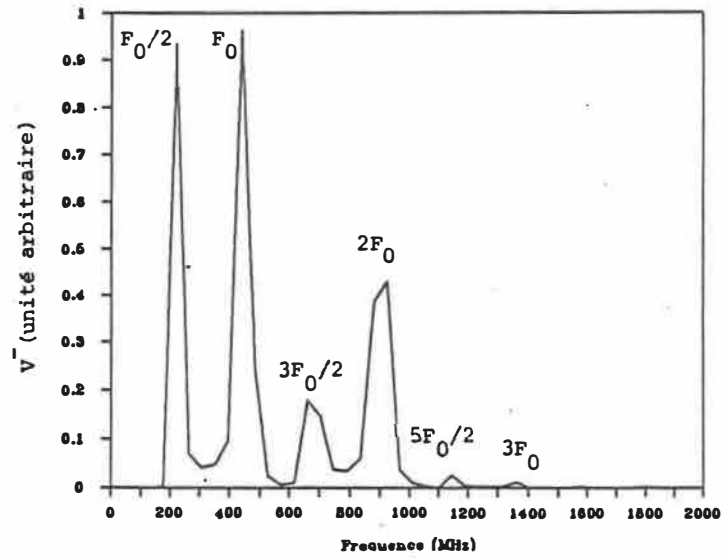


(b)

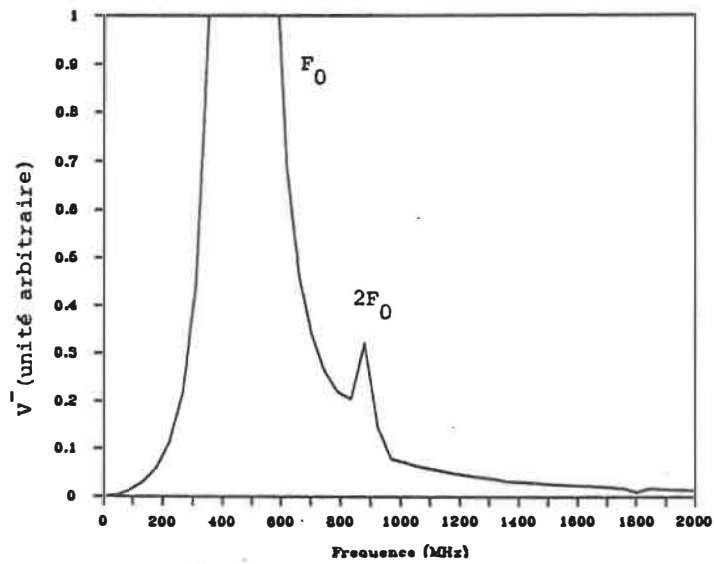
Figure 4.12: Spectre du voltage réfléchi par le circuit

(a) $P_{app} = 39\text{dBm}$; $F_0 = 406\text{MHz}$

(b) $P_{app} = 41\text{dBm}$; $F_0 = 406\text{MHz}$



(c)



(d)

Figure 4.12: Spectre du voltage réfléchi par le circuit

(c) $P_{app} = 42 \text{ dBm}$; $F_0 = 406 \text{ MHz}$

(d) $P_{app} = 42 \text{ dBm}$; $F_0 = 450 \text{ MHz}$

la présence d'une sous-harmonique à 203MHz, la fréquence de résonance du système (fig.4.12c). Le spectre du voltage réfléchi contient également des signaux à des fréquences correspondant à $3/2$ et à $5/2$ de celle de la fondamentale, conséquence de l'intermodulation entre la sous-harmonique et les harmoniques. Le voltage $v(\tau)$ correspondant à cette situation est donné à la figure 4.8b; la preuve qu'il soit périodique est présentée à la figure 4.10.

L'instabilité paramétrique dans la réponse du circuit équivalent du système antenne-gaine-plasma, conformément à notre précédente discussion théorique, ne peut avoir lieu que lorsque la fréquence du signal appliqué correspond au double de la fréquence de résonance du circuit. En effet, en gardant inchangée la puissance (42dBm), nous augmentons maintenant la fréquence du signal à 450MHz, comparant à laquelle la fréquence de résonance estimée (194MHz) n'est plus égale à la moitié; la sous-harmonique est absente dans ce cas, comme nous pouvons le noter à la figure 4.12d, dans le contenu spectral du voltage réfléchi par le circuit. Nous retrouvons à la figure 4.11a le voltage $v(\tau)$ à partir duquel le spectre du voltage réfléchi par le circuit a été obtenu.

Les figures 4.13a et 4.13b illustrent l'évolution des amplitudes de la sous-harmonique et de la fondamentale, en

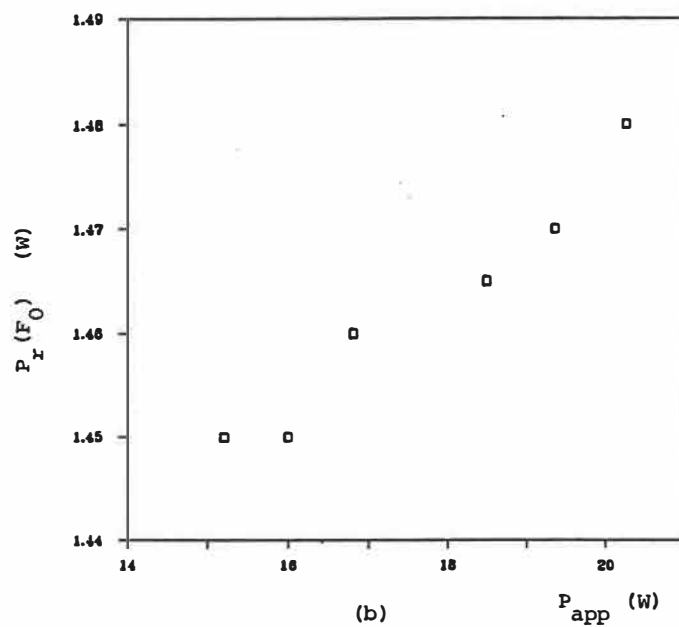
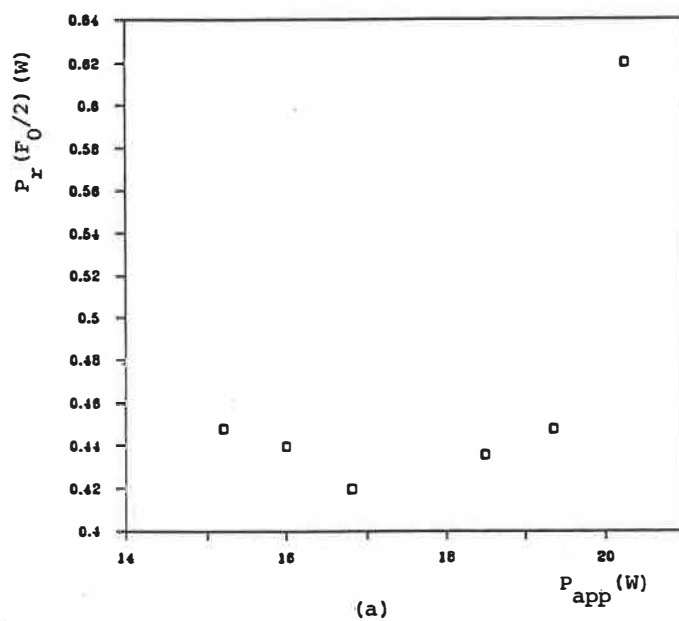


Figure 4.13: Puissance réfléchiée par le circuit en fonction de la puissance appliquée
 (a) à $F_0/2$ (203MHz)
 (b) à F_0 (406MHz)

fonction de la puissance appliquée. Ici, la fréquence du signal est 406MHz. Pour des puissances du signal variant entre 15 et 20W, nous constatons une augmentation linéaire de l'amplitude de la fondamentale ainsi qu'une variation non-linéaire de l'amplitude de la sous-harmonique. Ces résultats correspondent bien qualitativement à ceux expérimentalement obtenus (c.f section 3.2.3). Il est cependant difficile d'effectuer correctement une comparaison quantitative, compte tenu des approximations simplificatrices dans la modélisation. Nous remarquons qu'ici, la puissance seuil est bien plus élevée (environ 41dBm), comparant à celle obtenue des mesures expérimentales (dans l'ordre de 30dBm). Au dessus de cette puissance seuil, l'amplitude de la fondamentale (31.6dBm) correspond toutefois à celle mesurée dans des conditions expérimentales proches à celles de la simulation. En fait, en nous référant à la figure 3.9a ($F_0=495\text{MHz}$, $F_p=670\text{MHz}$, $V_a=-10\text{V}$), nous apercevons que la puissance du signal réfléchi est 30dBm à la fondamentale. L'amplitude de la sous-harmonique (7dBm) est beaucoup plus faible de celle obtenue dans la simulation (26dBm). Il importe, cependant, de souligner que l'amplitude de la sous-harmonique varie beaucoup en fonction de la puissance du signal appliqué.

CHAPITRE 5: DISCUSSION

Nous avons examiné les résonances des ondes de gaine au voisinage desquelles manifeste le phénomène d'instabilité paramétrique. Nous avons essayé également de localiser les facteurs menant à ce phénomène et de cerner les mécanismes déclencheurs. La présente discussion porte sur les résultats expérimentaux obtenus relativement à ces études. Aussi, nous commenterons des données relevées concernant les simulations analogique et numérique du système antenne-gaine-plasma.

5.1 Sur les résonances des ondes de gaine

L'importance de l'étude des résonances des ondes de gaine, ici, est reliée à la localisation des instabilités paramétriques dans le domaine fréquentiel. Il s'avère essentiel de bien identifier et de bien numéroter ces résonances. Il importe également de pouvoir estimer, à partir des paramètres de l'antenne et du plasma, les fréquences de résonance, i.e: les fréquences auxquelles l'instabilité paramétrique puisse avoir lieu.

Plusieurs équations de dispersion ont été dérivées pour les ondes de gaine, par différents auteurs. Pour une antenne de géométrie cylindrique, les courbes de dispersion calculées par Marec [11] pour un plasma froid sont assez similaires à celles basées sur la théorie du plasma chaud de

Seshadri [20] ou de Meyer et al.[12], à la condition que la fréquence du signal appliqué soit inférieure à 70% de la fréquence plasma. Puisque les fréquences de résonance sont toutes inférieures à ce seuil dans nos mesures, nous sommes dans une bande fréquentielle privilégiée nous permettant d'utiliser l'équation de dispersion obtenue par Marec. Cette équation dérivée pour un plasma froid, a été choisie pour fin de comparaison avec les données expérimentales. Malgré le modèle simple de la gaine sur lequel se repose la référence théorique utilisée (c.f section 1.2.3), nous avons obtenu une très bonne concordance pour des fréquences du signal allant jusqu'à 60% de la fréquence plasma, sauf pour le plus faible ordre de résonance, pour lequel l'approximation quasi-statique (c.f section 1.3.2) n'est plus applicable. Cette constatation nous assure que, dans le domaine fréquentiel mentionné, l'équation de dispersion de Marec peut être utilisée pour estimer les fréquences de résonance, auxquelles les instabilités paramétriques peuvent se manifester.

5.2 Sur l'instabilité paramétrique

5.2.1 Sur l'apparition des sous-harmoniques

Le phénomène d'instabilité paramétrique a été mis en

évidence expérimentalement au voisinage des résonances des ondes de gaine, dans la réponse RF de l'antenne immergée dans un plasma. Les sous-harmoniques ont été observée dans le spectre du signal réfléchi aux fréquences de résonance d'ordres $N=1$ jusqu'à $N=4$ successivement. Dans la gamme de valeurs de nos paramètres expérimentaux, nous n'avons pas constaté la présence de l'instabilité paramétrique au voisinage de la résonance d'ordre zéro. Ceci peut être attribué au fait que, à cette fréquence de résonance, la puissance seuil au dessus de laquelle se déclenche l'instabilité paramétrique est supérieure à la puissance fournie par le signal RF appliqué à l'antenne. Il faut considérer deux facteurs dans ce cas. Comme nous l'avons indiqué à la section 1.4.2, le formalisme mathématique le plus simple qui représente le phénomène d'instabilité paramétrique réside en l'équation de Mathieu. D'après le critère de Nishikawa et Liu [29] relativement à cette équation, le seuil, étant inversement proportionnel à la fréquence de résonance (équ.1.49), devrait être bien considérable au plus faible ordre de résonance. D'autre part, nous devrions penser en terme d'énergie RF effectivement reçue par le système antenne-gaine-plasma, celle qui est responsable de la modulation de la gaine ionique. En examinant les données sur le coefficient de réflexion de l'antenne, nous constatons que l'amplitude de ce dernier est bien plus grande à la résonance d'ordre zéro qu'aux quatres

résonances suivantes. Il s'ensuit que pour une amplitude donnée de la puissance RF appliqué, la gaine ionique est plus faiblement modulée à la plus faible fréquence de résonance et par conséquent, cette fréquence de résonance n'est pas suffisamment modulée à son tour pour atteindre le seuil requis au déclenchement de l'instabilité paramétrique. Ce dernier argument permet également d'expliquer l'absence de l'instabilité paramétrique au voisinage des résonances d'ordres supérieurs, pour lesquelles l'amplitude du coefficient de réflexion de l'antenne est également élevée. Nous devrions toutefois considérer ces raisonnements avec réserve, faute de preuve expérimentale irréfutable. Un des moyens de vérification serait d'augmenter le niveau de puissance du signal RF appliqué. Ce dernier a été cependant limité autant par la capacité de l'amplificateur de puissance disponible, que par le danger de claquage qui pourrait endommager les composants du montage expérimental.

5.2.2 Sur la puissance seuil

La puissance seuil dépend vraisemblablement de deux facteurs principaux: l'amplitude de la modulation de la fréquence de résonance et les pertes dans le système antenne-gaine-plasma. Le premier facteur, comme nous l'avons souligné antérieurement dans la partie théorique, favorise l'ins-

tabilité paramétrique tandis que l'autre contribue à l'effet contraire. L'étude expérimentale de la puissance seuil en fonction de la polarisation c.c de l'antenne et de la fréquence plasma a donné des résultats confirmatifs à ce sujet. Etant donné la dépendance entre l'épaisseur de la gaine et les fréquences de résonance associées, il s'ensuit que la puissance seuil est reliée implicitement à la modulation de l'épaisseur de la gaine. L'augmentation de la puissance seuil avec la négativité de la polarisation c.c de l'antenne n'est donc pas surprenante. Comme l'épaisseur de la gaine devient plus large dans ce cas, il faut que la variation RF de celle-ci, contrôlée par la puissance du signal appliqué, soit également augmentée en amplitude de sorte que la modulation soit maintenue au moins au même niveau pour atteindre le seuil requis. Les mesures effectuées ont aussi relevés une légère élévation de la puissance seuil en fonction de la fréquence plasma. Ceci pourrait être expliqué par l'augmentation des pertes dues aux collisions électrons-neutres, étant donné l'augmentation de la densité électronique.

5.2.3 Sur le mécanisme responsable

De solides preuves ont confirmé que la modulation RF de la fréquence de résonance, dont la fréquence correspond au double de la fréquence modulée, était une condition

nécessaire menant au phénomène d'instabilité dans la réponse de l'antenne. La résolution numérique de l'équation de Mathieu, laquelle représente cette condition relativement à un système oscillatoire simple, a mis en évidence la présence d'une sous-harmonique à la fréquence de résonance de ce système. L'hypothèse selon laquelle la modulation de l'épaisseur de la gaine, celle qui module à son tour les fréquences de résonance, soit responsable du phénomène en question a été vérifiée. En supprimant la gaine ou en "remplaçant" la gaine ionique par une gaine d'épaisseur invariable, l'instabilité paramétrique n'apparaît plus. Le modèle d'une diode varactor simulant le système antenne-gaine-plasma, d'autre part, a reproduit exactement les mêmes effets paramétriques que ceux expérimentalement observés avec l'antenne.

5.2.4 Sur les autres phénomènes non-linéaires

La réponse spectrale du système antenne-gaine-plasma a laissé voir également d'autres aspects non-linéaires. La présence des harmoniques supérieures a été notée. Dans une récente étude sur les phénomènes non-linéaires, Le Blanc et Nachman [36,37] ont trouvé expérimentalement que l'amplitude de ces harmoniques devenait maximale lorsque la fréquence du signal RF appliqué à l'antenne se situait au voisinage des

résonances de gaine. Il y a lieu à discuter ici du mécanisme non-linéaire responsable de ce phénomène. Pour expliquer ce phénomène, Le Blanc [37] a réalisé par la suite une simulation du système antenne-gaine-plasma dans laquelle la non-linéarité a été attribuée à un mécanisme résistif. Les résultats obtenus, toutefois, n'ont pas été nettement concluants. D'autre part, rappelons que ce même phénomène a été formellement reproduit à partir de notre simulation analogique. Comme le mécanisme résistif a été exclu totalement de notre modèle, il vient que seul le mécanisme réactif (varactor) a été clairement identifié jusqu'ici comme étant responsable de la réponse non-linéaire mentionnée. La possibilité qu'un mécanisme résistif soit également à l'origine de cette non-linéarité, à notre connaissance, reste encore une hypothèse à vérifier.

Le phénomène d'instabilité paramétrique peut donner lieu, dans le spectre du signal réfléchi, à des signaux aux multiples de la fréquence de résonance. La production de ces signaux peut être interprétée comme une conséquence de l'intermodulation entre la sous-harmonique, au voisinage de la fréquence de résonance, et les harmoniques [50-51]. Le phénomène d'intermodulation, dans nos expériences, apparaissait en général pour la résonance d'ordre un. La forte modulation de l'épaisseur de la gaine à cette résonance semble

être un facteur favorable à ce phénomène. Lorsque la modulation devient plus faible aux résonances d'ordres plus élevés, le niveau de la puissance réfléchie à ces fréquences de résonance diminue et probablement à cause de ceci, l'intermodulation avec les harmoniques est défavorisée.

Un autre phénomène non-linéaire important a été observé dans la réponse de l'antenne. Il s'agissait de l'apparition d'une sous-harmonique au quart de la fréquence du signal appliqué. Il y avait également l'intermodulation entre cette sous-harmonique et la sous-harmonique présente au voisinage de la résonance de gaine ainsi que les harmoniques supérieures, dans certaines conditions. Nous avons constaté ce phénomène en nous plaçant dans des conditions menant à l'instabilité paramétrique, à des puissances particulièrement hautes du signal RF appliqué. La simulation analogique effectuée a permis de conclure que ce phénomène a été produit par le même mécanisme, à un seuil plus élevé. Il nous semble possible d'envisager qu'une modulation de plus en plus intense de la fréquence de résonance, dans certaines situations, peut conduire à des phénomènes chaotiques. Dans bien des cas, l'apparition successive des sous-harmoniques, en fonction de l'amplitude de la modulation, assistée par le phénomène d'intermodulation, produit un nombre de plus en plus grand de signaux. Une fois que le seuil final dépassé,

ces signaux sont "brisés" et le tout devient un bruit continu et aléatoire, lequel indique la présence d'un phénomène chaotique. Notons également que, dans une étude théorique du modèle dynamique unidimensionnel de la gaine ionique, Fang et Zhou [40] ont démontré que des phénomènes chaotiques peuvent survenir lorsque la gaine est soumise à une oscillation forcée périodique.

L'évolution de la puissance réfléchie à la fréquence de résonance du système antenne-gaine-plasma, en fonction de la puissance du signal appliqué, reflète un autre comportement non-linéaire. Au dessus de la puissance seuil, il n'apparaît pas évident que cette évolution obéit à une règle particulière et par conséquent, il s'avère difficile de prédire la valeur de la puissance du signal appliqué pour laquelle l'amplitude de la sous-harmonique devient optimale. La puissance réfléchie mesurée à la fondamentale, comme nous pouvons nous y attendre, croît linéairement en fonction de la puissance r.f appliquée. Des mêmes comportements ont été constatés à partir des résultats obtenus de l'étude de simulation du système antenne-gaine-plasma.

5.3 Sur la modélisation du système antenne-gaine-plasma

5.3.1 Sur le modèle proposé et ses résultats

Le système antenne-gaine-plasma a été représenté par un circuit non-linéaire équivalent. Par rapport aux modèles antérieurement proposés [33-34-37], celui étudié ici se rapproche mieux du système réel. Nous avons tenu compte du condensateur de couplage dont la présence a été ignorée par les précédents auteurs, probablement en raison des difficultés présentées dans la résolution numérique du circuit. En fait, lorsque ce condensateur est compris dans la modélisation, l'analyse du circuit va conduire nécessairement à une équation différentielle non-linéaire de troisième ordre, au lieu de deuxième ordre si ce n'est pas le cas. D'autre part, nous avons tenu compte également du comportement dynamique de la gaine, d'une manière aussi précise que possible, en utilisant la relation expérimentalement établie entre l'épaisseur de la gaine et le potentiel de l'antenne dans le calcul de la capacité RF de la gaine.

Nous n'avons pas considéré le mécanisme résistif dans la modélisation pour trois raisons. Fondamentalement, la modulation RF de la fréquence de résonance du circuit dépend de celle de la capacité de la gaine et non pas de celle de la résistance de la gaine. Il est peu probable, par conséquent, qu'un mécanisme résistif soit à l'origine de l'instabilité paramétrique. D'autre part, nous avons cons-

taté, dans nos conditions expérimentales, que la variation de la résistance de la gaine était assez faible. La simulation analogique réalisée en parallèle, de plus, a mis en évidence le fait que le mécanisme résistif n'était absolument pas indispensable au déclenchement de l'instabilité paramétrique.

Les résultats obtenus à partir des simulations analogique et numérique correspondent bien qualitativement à ceux obtenus expérimentalement. Du point de vue quantitatif, ils sont du même ordre de grandeur, ce qui est assez satisfaisant tenant compte des approximations faites. L'essentiel de ces études réside dans le fait que le mécanisme suggéré du phénomène d'instabilité paramétrique a été mis en évidence. Notons ici que chaque type de simulation a ses propres avantages et inconvénients. La simulation analogique offre la rapidité et la précision puisque cette méthode est plus directe, cependant elle ne nous donne pas la liberté de manoeuvrer les valeurs des paramètres. En ce qui concerne la simulation numérique, c'est la situation contraire. En fait, le temps de calcul représente, dans ce cas, une grande contrainte. Plus le modèle proposé correspond à la réalité, plus les équations deviennent complexes et très long sera le temps de calcul. Pour réduire ce temps à un niveau raisonnable, il faut soit diminuer le nombre de points à calculer

par période, soit employer certaines approximations qui tendent à simplifier les équations, et dans ces contextes la précision des résultats en souffre.

5.3.2 Sur les possibilités d'amélioration

Nous pouvons discuter des possibilités d'amélioration. Etant donné la contrainte présentée par le temps de calcul, le langage de programmation du logiciel et le type d'ordinateur associé sont les facteurs importants puisque la vitesse d'exécution en dépend. D'autre part, comme les conditions initiales ne sont pas connues, l'introduction des algorithmes permettant une convergence plus rapide au régime permanent de la solution recherchée (par exemple, l'algorithme d'Aprille et Trick [52]) est souhaitable. La modélisation peut être améliorée également si nous ne considérons pas le temps de calcul requis. Premièrement, il est possible de tenir compte en même temps du mécanisme résistif. La relation analytique entre la résistance de la gaine et le voltage appliqué, qui peut être facilement obtenue par méthode de régression à partir des mesures de la caractéristique de l'antenne, permettra d'inclure la variation RF de cette résistance dans l'équation différentielle à résoudre. De cette façon, la résistance RF de la gaine sera évaluée autour de la polarisation c.c de l'antenne. Signalons à ce

propos que les précédents auteurs [33,37] ont utilisé simplement la caractéristique non-linéaire de l'antenne sans tenir compte de la polarisation c.c. Cette approximation nous paraît injustifiable. A partir de la caractéristique de l'antenne illustrée à la figure 4.7, l'écart relatif entre les résistances de la gaine mesurées deux polarisations différentes peut atteindre en fait jusqu'à 500%. Deuxièmement, des branches RLC peuvent être ajoutées en parallèle au circuit non-linéaire étudié pour produire une série de résonances. Un tel réseau, décrivant plus fidèlement la situation réelle dans laquelle nous avons toute une famille de résonances de gaine, nous permettra de vérifier la présence de l'instabilité paramétrique aux fréquences de résonances de différents ordres.

CHAPITRE 6: CONCLUSION

La réponse d'un monopôle cylindrique, immergée dans un plasma isotrope et excitée par des signaux RF de basse et d'haute puissance, a été examinée. A basse puissance, les résonances des ondes de gaine ont été identifiées et numérotées dans le coefficient de réflexion complexe de l'antenne. A haute puissance, l'existence des instabilités paramétriques a été mise en évidence au voisinage des résonances d'ordres un jusqu'à quatre successivement, dans le spectre du signal réfléchi. Nous avons vérifié qu'il faut satisfaire deux conditions nécessaires pour déclencher ce phénomène non-linéaire: (i) la fréquence du signal doit correspondre au double de la fréquence de résonance des ondes de gaine; (ii) la puissance du signal doit dépasser un certain seuil. La modulation RF de l'épaisseur de la gaine a été identifiée, à partir des expériences réalisées et des simulations effectuées, comme étant le principal mécanisme responsable de ce phénomène. Ce mécanisme réactif a été montré responsable également de la maximisation de l'amplitude des harmoniques supérieures lorsque la fréquence du signal correspondait à la fréquence de résonance. La dépendance de la puissance seuil à l'amplitude de cette modulation et aux pertes du système antenne-gaine-plasma a été ressortie. L'apparition d'une sous-harmonique au quart de la fréquence du signal a été notée lorsque la puissance était particulièrement élevée.

Un circuit électrique non-linéaire équivalent au système antenne-gaine-plasma a été suggéré. Les résultats obtenus des simulations réalisées ont confirmé la validité de cette modélisation.

L'importance du phénomène d'instabilité paramétrique étudié réside dans le fait que, au dessus du seuil, la puissance RF transmise à l'antenne peut être transférée en partie aux résonances de gaine. Ce phénomène peut être localisé dans le domaine fréquentiel, à partir des paramètres du système antenne-plasma, pour un monopôle de géométrie cylindrique dans un plasma isotrope. Il est fort probable que l'instabilité paramétrique puisse se manifester également dans un plasma anisotrope [53] où des résonances ont été observées dans l'admittance de l'antenne [54].

REFERENCES

- [1] Shkarofsky, I.P., **Plasma physics report for the WISP/HF experiments**. Report no.172-4 prepared for SPAR Aerospace and The Canadian Centre for Space Science (NRCC), MFB Technologies ed. (1981).
- [2] Balmain, K.G., **Performance of antennas in plasmas**. Dans **The performance of antennas in their operational environment**. NATO/AGARD Lecture Series no.131, France, pp.12-1 à 12-19 (1983).
- [3] James, H.G., Darlington, T.R., Hersom, C.H., Gruno, R.S., Gore, J.V., **Exploring Space Plasmas-The WISP/HF experiment**. Proceedings of the IEEE, vol.75, pp.218-235 (1987).
- [4] Reif, F., **Fundamentals of statistical and thermal physics**. Mc Graw-Hill ed., New-York (1965).
- [5] Langmuir, I., **Collected works of Irving Langmuir**. Edité par G. Suits, vol.4 et 5, Mac Millan (Pergamon), New-York (1961).
- [6] Chen, F.F., **Plasma physics and control fusion**. Plenum press ed., New-York (1985).
- [7] French, J.B., **Langmuir probes in a flowing low density plasma**. UTIAS report no.79, Institute for Aerospace Studies, University of Toronto (1961).

- [8] Kiel, R.E., **Electrostatic probe theory for free molecular cylinders**. AIAA Journal, vol.6, pp.708-712 (1968).
- [9] Bettinger, R.T., Walker, E.H., **Relationship for plasma sheaths about langmuir probes**. Physics of Fluids, vol.8, no.4, pp.748-751 (1965).
- [10] Mlodnosky, R.F., Garriott, O.K., **The VLF admittance of a dipole in the lower ionosphere**. Proceedings of the International Conference on the Ionosphere, Institute of Physics and the Physical Society of London, pp.484-491 (1963).
- [11] Marec, J., **Propagation d'ondes électrostatiques dans la gaine au voisinage d'un conducteur**. Thèse de Doctorat 3e cycle, Université de Paris-Sud, France (1970).
- [12] Meyer, P., Vernet, N., Lassudrie-Duchesne, P., **Theoretical and experimental study of the effect of the sheath on an antenna immersed in a warm isotropic plasma**. Journal of Applied Physics, vol.45, pp.700-706 (1974).
- [13] Kist, R., **Ion sheath effects on RF plasma probes - experimental results in laboratory plasmas**. Radio Science, vol.12, no.6, pp.921-934 (1977).
- [14] Nachman, M., Le Blanc, M., Ngo Phong, L., **Sheath wave related resonances in the frequency response of a cylindrical monopole in a plasma**. IEEE Transactions on Plasma Science, vol.16, pp.333-341 (1988).
- [15] Goyette, G., Nachman, M., **Thickness of the ion-sheath surrounding a langmuir probe**. Abstracts of the 39th Annual

Gaseous Electronics Conference, Madison, Wisconsin, p.102 (1986).

[16] Takayama, K., Ikegami, H., Miyazaki, S., **Plasma resonance in a radio-frequency probe**. Physics Reviews Letters, vol.5, p.238 (1960).

[17] Gierke, G., Peter, G., Muller, G., Rabben, H.H., **On the influence of ion sheath upon the resonance behaviour of a radio-frequency plasma probe**. Z. Naturforschg., vol.199, p.1107 (1964).

[18] Mayer, H.M., **Measurements with a wide-band probe**. 6e Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz, Paris, vol.4, p.129 (1963).

[19] Hellberg, M.A., **A computer simulation of the plasma resonance probe**. Journal of Plasma Physics, vol.2, part 3, pp.395-435 (1968).

[20] Seshadri, S.R., **Propagation coefficient for the current distribution along a cylindrical antenna immersed in a warm plasma**. Proceedings of the IEEE, vol.112, pp.877-882 (1965).

[21] Marec, J., **Ondes de gaine, amortissements non-collisionnels**. Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, France (1970).

[22] Marec, J., Mourier, G., **Sur la propagation des ondes de surface et la nature des résonances électrostatiques de gaine**. Compte-Rendu Acad. Sci., France, vol.271, série B,

pp.367-370 (1970).

[23] Goyette, G., Nachman, M., **Effect of sheath waves on the frequency characteristics of resonant probes**. IEEE Conference Record of 1984 IEEE International Conference on Plasma Science (1984).

[24] Goyette, G., **Effet des ondes de gaine sur la caractéristique en fréquence d'une sonde résonnante cylindrique**. Mémoire de Maîtrise ès Sciences Appliquées, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada (1985).

[25] Ngo Phong, L., Nachman, M., **Résonances de gaine dans la réponse fréquentielle d'un monopole enrobé d'une couche diélectrique et immergé dans un plasma**. Recueil de communications, 55e Conférence de l'ACFAS, Ottawa, Canada, p.151 (1987).

[26] Ngo Phong, L., **Etude expérimentale de l'effet de la gaine ionique entourant un système antenne-gaine diélectrique immergé dans un plasma froid isotrope**. Mémoire de Projet de Fin d'Etudes, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada (1986).

[27] Minorvsky, N., **Nonlinear oscillations**. D. Van Nostrand ed., New-York, chap.20 (1962).

[28] Blanch, G., **Mathieu Functions**, dans **Handbook of Mathematical Functions**. Edité par M. Abramowitz et A. Stegun pp.721-750, **Appl. math. serv. 55**, National Bureau of Standards, US Government Printing Office, Washington D.C (1964).

- [29] Nishikawa, K., Liu, C.S., **General formalism of parametric excitation**, dans **Advances in plasma physics**. Edité par A. Simon et W.B. Thompson, vol.6, part 1, pp.3-81, John Wiley & Sons ed., Interscience publication, New-York (1976).
- [30] Shkarofsky, I.P., **Nonlinear sheath admittance, currents, and charges associated with high peak voltage drive on a VLF/ELF dipole antenna moving in the ionosphere**. Radio Science, vol.7, pp.503-523 (1972).
- [31] Baker, D.J., Weil, H., Bearce, L.S., **Impedance and large signal excitation of satellite-borne antennas in the ionosphere**. IEEE Transactions on antenna and propagation, vol.21, pp.672-679 (1973).
- [32] Koons, H.C., McPherson, D.A., **Measurement of the nonlinear impedance of a satellite-borne, electric dipole antenna**. Radio Science, vol.9, pp.547-557 (1974).
- [33] Thiemann, H., Kist, R., Neske, E., Rebstock, K., **Modification of the plasma impedance of an antenna due to ion-sheath induced nonlinearities**. AGARD Conference Proceedings on Nonlinear Effects in Electromagnetic Wave Propagation, Edingburgh, Scotland, pp.26-1 à 26-9 (1973).
- [34] Cohen, A.J., Bekefi, G., **Linear and nonlinear response of a plasma sheath to radio-frequency potentials**. Physics of Fluids, vol.14, pp.1512-1524 (1971).
- [35] Leblanc, M., Nachman, M., **Ion-sheath induced nonlinear response of an antenna immersed in an isotropic plasma**.

Conference Record of the 13th IEEE International Conference on Plasma Science, Saskatoon, Canada, p.75 (1986).

[36] Leblanc, M., Nachman, M., **Nonlinear response of an antenna immersed in an isotropic plasma**. Proceedings of the 1987 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation, Blacksburg, Virginia, USA, pp.252-255 (1987).

[37] Leblanc, M., **Etude expérimentale de la réponse non-linéaire d'une antenne immergée dans un plasma et excitée par un signal sinusoïdal**. Mémoire de Maîtrise ès Sciences Appliquées, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada (1986).

[38] Wong, A.Y. et Stenzel, R., Plasma physics and controlled nuclear fusion research, vol.1, p 335 (1971).

[39] Stenzel, R., Kim, H.C., Wong, A.Y., **Parametric instability of the sheath-plasma resonance**. Radio Science, vol. 10, no.4, pp.485-488 (1975).

[40] Fang, J., Zhou, L., **Plasma instability in plasma-sheath with a periodical forced oscillation**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. B26, pp.259-266 (1987).

[41] Protonotarios, E.N., Wing, O., **Analysis and intrinsic properties of the general nonuniform transmission line**. IEEE Transactions on Microwave Theory and Technics, vol.15, pp.142-150 (1967).

[42] Robichaud, R., **Réponse fréquentielle d'une ligne de transmission non-uniforme terminée par un système résonnant**.

Rapport de projet de Maîtrise en Ingénierie, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada (1988).

[43] Larocque, J.P., **Application de la réflectométrie dans le domaine du temps à la mesure de l'impédance des antennes immergées dans un plasma**. Mémoire de Maîtrise ès Sciences appliquées, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada (1985).

[44] Limpacher, R., MacKenzie, K.R., **Magnetic multipole containment of large uniform collisionless quiescent plasmas**. Review of Scientific Instruments, vol.44, pp.726-731 (1973).

[45] Bacal, M., Bruneteau, A.M., Nachman, M., **Negative ion production in hydrogen plasmas confined by a multicusp magnetic field**. Journal of Applied Physics, vol.55, pp.15-24 (1984).

[46] Mott-Smith, H.M., Langmuir, I., **The theory of collectors in gaseous discharges**. Physical Review, vol.28, p.727 (1926).

[47] **Radiofrequency device data**. Motorola Inc. Ed., Arizona U.S (1983).

[48] Chicoine, H., **Processus chaotiques simples**. Mémoire de Projet de Fin d'Etudes, Ecole Polytechnique de Montréal, Canada (1987).

[49] Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., **Numerical recipes-The art of scientific computing**. Cambridge university press ed., New-York (1987).

- [50] Bantin, C.C., Balmain, K.G., **Radio-frequency probes in a nonlinear isotropic plasma**. Canadian Journal of Physics, vol.52, pp.291-301 (1974).
- [51] Bantin, C.C., Balmain, K.G., **Monopole and dipole antennas in a nonlinear isotropic plasma**. Canadian Journal of Physics, vol.52, pp.302-317 (1974).
- [52] Aprille, T.J., Trick, T.N., **Steady-state analysis of nonlinear circuits with periodic inputs**. Proc. IEEE, vol.60, pp.108-114 (1972).
- [53] Liu, C.S., Tripathi, V.K., **Parametric instabilities in a magnetized plasma**. Physics Report (Netherlands), vol.130, no.3, pp.143-216 (1986).
- [54] Balmain, K.G., **Dipole admittance for magnetoplasma diagnostics**. IEEE Transaction on Antennas and Propagation, vol.17, pp.389-392 (1969).
- [55] Leblanc, M., Nachman, M., Prévost, S., **Surface-waves on a cylindrical antenna in an isotropic plasma**. Proceedings of the 2nd International Conference on Surface Waves in Plasmas and Solids, Ohrid, Yugoslavia, Sept.1985.
- [56] Kapton Polyimide Film. Du Pont Canada Inc. Ed., Ontario, Canada (1985).

ANNEXES

ANNEXE I

RESOLUTION DE L'EQUATION DE MATHIEU

L'équation différentielle décrivant un mouvement oscillatoire simple avec perte, dont la fréquence est modulée, a été donnée à la section 1.4.2 (eq.1.45). En tenant compte de l'amplitude σ de l'agent modulateur, nous avons ici:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\gamma \frac{dy}{dt} + [\omega_r^2(1-2\Delta\cos\omega_0 t) + \gamma^2]y = \sigma\cos\omega_0 t \quad (a.1)$$

Cette équation peut être résolue numériquement à l'aide du logiciel CHAOS [52], en utilisant les mêmes procédures présentées à la section 4.3. En ré-écrivant l'équation (a.1) comme:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \sigma\cos\omega_0 t - 2\gamma \frac{dy}{dt} - \omega_r^2(1-2\Delta\cos\omega_0 t)y - \gamma^2 y \quad (a.2)$$

Et en posant:

$$x_1 = \frac{dy}{dt} \quad x_2 = y \quad (a.3)$$

Nous obtenons de l'équation (a.2) un système d'équations équivalent:

$$\frac{dx_1}{dt} = s_1\cos(s_2 t) - s_3 x_1 - s_4[(s_5 - s_6\cos(s_2 t))x_2 - s_7 x_2] \quad (a.6)$$

$$\frac{dx_2}{dt} = x_1 \quad (a.7)$$

dans lequel les constantes sont:

$$s_1 = \sigma \quad s_2 = \omega_0 \quad s_3 = 2\gamma \quad s_4 = \omega_r^2 \quad s_5 = 1 \quad s_6 = 2\Delta \quad s_7 = \gamma^2 \quad (a.8)$$

Après avoir installé ce système d'équations différentielles au logiciel CHAOS, nous avons étudié l'effet du rapport ω_0/ω_r sur les solutions obtenues. En choisissant:

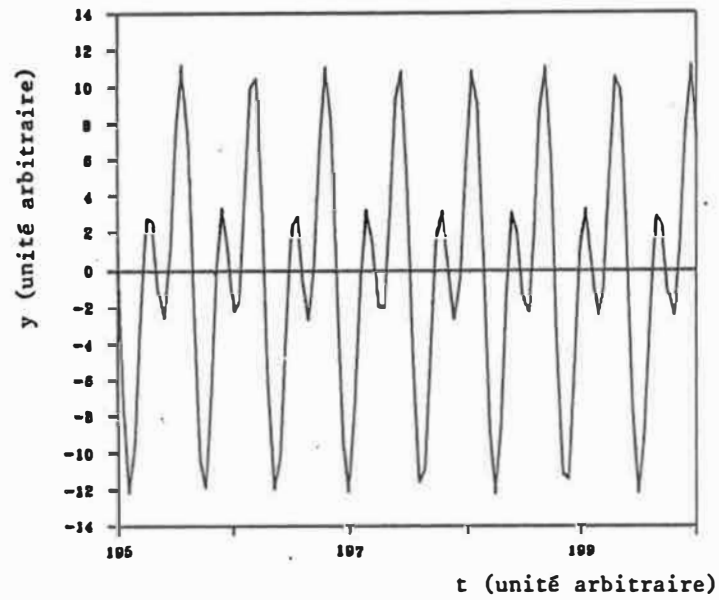
$$\sigma = 2000 \quad \Delta = 0.02 \quad \gamma = 0.1 \quad (a.9)$$

nous avons considéré les deux cas suivants:

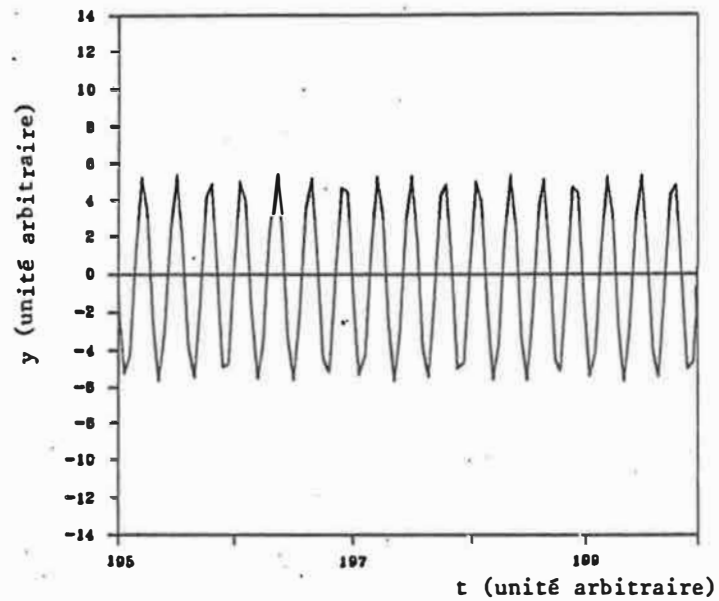
$$(a) \quad \omega_r = 10 \quad \omega_0 = 22 \quad (a.10)$$

$$(b) \quad \omega_r = 10 \quad \omega_0 = 20 \quad (a.11)$$

Les solutions $y(t)$ acquises et leur spectres, obtenues par transformation de Fourier, sont présentées respectivement aux figures A.1 et A.2. Puisque nous voulons traiter ici une situation générale, les unités des paramètres sont arbitraires. L'instabilité paramétrique, manifestée par l'apparition d'une sous-harmonique à la fréquence de résonance $\omega_r/2\pi$, est observée pour le deuxième cas, dans lequel $\omega_0 = 2\omega_r$ (fig.A.2b). Cette sous-harmonique apparaît, dans cette



(a)



(b)

Figure A.1: Solutions de l'équation de Mathieu: domaine temporel

(a) $\sigma=2000$ $\Delta=0.02$ $\gamma=0.1$ $\omega_r=10$ $\omega_0=20$

(b) $\sigma=2000$ $\Delta=0.02$ $\gamma=0.1$ $\omega_r=10$ $\omega_0=22$

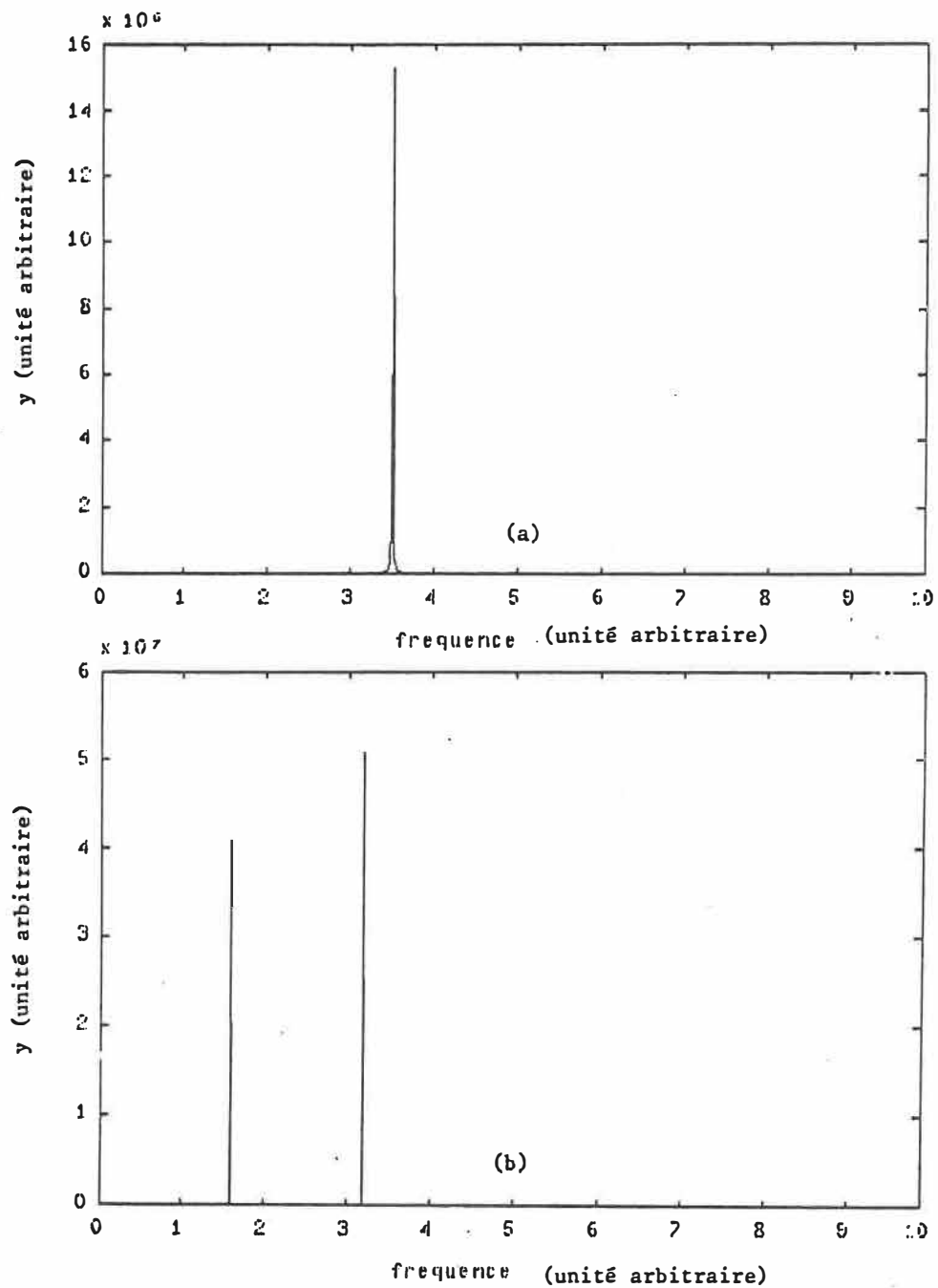


Figure A.2: Solutions de l'équation de Mathieu: domaine fréquentiel

(a) $\sigma=2000$ $\Delta=0.02$ $\gamma=0.1$ $\omega_r=10$ $\omega_0=22$

(b) $\sigma=2000$ $\Delta=0.02$ $\gamma=0.1$ $\omega_r=10$ $\omega_0=20$

situation, seulement pour les valeurs de Δ égales ou supérieures à 0.02. Nous constatons, à partir de l'équation (1.49), que le seuil critique est effectivement:

$$\Delta_c \simeq 2\gamma / \omega_r = 0.02$$

Les conditions menant à l'instabilité paramétrique sont alors vérifiées avec l'équation de Mathieu.

ANNEXE II

PROGRAMME FOURIER

AUTEUR: Mario Le Blanc

```
1000 DEFDBL A-H,O-Z
1010 DEFINT I-N
1020 DIM DDATA(1023),A(5),B(5),CCC(256),SSS(256)
1030 PI=3.141592653589793#
1040 NPTS=256
1045 GOSUB 11120
1047 PRINT "ENTER FILE NAME";
1048 INPUT FILE1$
1049 FOR I=1 TO 5:A(I)=0:B(I)=0:NEXT I
1050 A(0)=0:B(0)=0:PREFT=0
1060 OPEN FILE1$ FOR INPUT AS #1
1080 FOR I=0 TO NPTS-1
1090 INPUT #1,DDATA(I)
1095 INPUT #1,DUMVAR
1100 NEXT I
1110 CLOSE #1
1210 H=1#/NPTS
1220 GOSUB 4000
1230 FOR N=1 TO 5
1240 FOR I= 1 TO NPTS-1 STEP 2
1250 LL=N*I:GOSUB 3000
1260 A(N)=A(N)+4*DDATA(I)*CCC(LL)
1270 B(N)=B(N)+4*DDATA(I)*SSS(LL)
1280 NEXT I
1290 FOR I=2 TO NPTS-2 STEP 2
1300 LL=N*I:GOSUB 3000
1310 A(N)=A(N)+2*DDATA(I)*CCC(LL)
1320 B(N)=B(N)+2*DDATA(I)*SSS(LL)
1330 NEXT I
1340 A(N)=(A(N)+2*DDATA(0))*2*H/3
1350 B(N)=B(N)*2*H/3
1360 NEXT N
1370 FOR I=1 TO NPTS-1 STEP 2
1380 A(0)=A(0)+4*DDATA(I)
1390 NEXT I
1400 FOR I=2 TO NPTS-2 STEP 2
1410 A(0)=A(0)+2*DDATA(I)
1420 NEXT I
1430 A(0)=(A(0)+2*DDATA(0))*H/3
```

```
1440 CLS
1500 LPRINT
1510 LPRINT FIC$,FILE1$
1520 LPRINT
1540 LPRINT
1560 LPRINT
1570 FOR N=0 TO 5
1580 AAH=A(N)*A(N)+B(N)*B(N)
1590 LPRINT N/2;SQR(AAH)
1600 NEXT N
1602 LPRINT
1603 LPRINT "-----"
1610 END
3000 IF LL<257 THEN GOTO 3030
3010 LL=LL-256
3020 GOTO 3000
3030 RETURN
4000 REM CALCUL DE PUISSANCE TOTALE REFLECHIE
4010 FOR I=1 TO NPTS-1 STEP 2
4020 PREFT=PREFT+4*DDATA(I)*DDATA(I)
4030 NEXT I
4040 FOR I=2 TO NPTS-2 STEP 2
4050 PREFT=PREFT+2*DDATA(I)*DDATA(I)
4060 NEXT I
4070 PREFT=(PREFT+2*DDATA(0)*DDATA(0))*H/3
4080 RETURN
11120 OPEN "TRPE256" FOR INPUT AS #1
11130 FOR I=1 TO 255
11140 INPUT #1, CCC(I)
11150 NEXT I
11160 FOR I=1 TO 255
11170 INPUT #1, SSS(I)
11180 NEXT I
11190 CLOSE #1
11200 CCC(256)=1:SSS(256)=0
12000 RETURN
```

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL



3 9334 00290857 0

NG

CA
UP
19
N5