



HAL
open science

Modélisation et conception d'une antenne plasma à balayage basée sur des ondes de fuite

Asma Kallel

► **To cite this version:**

Asma Kallel. Modélisation et conception d'une antenne plasma à balayage basée sur des ondes de fuite. Electromagnétisme. Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier), 2014. Français. NNT: . tel-01095546

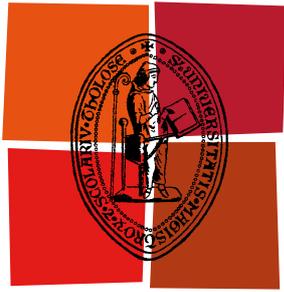
HAL Id: tel-01095546

<https://theses.hal.science/tel-01095546>

Submitted on 15 Dec 2014

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

**En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par :

Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Électromagnétisme et Systèmes Haute Fréquence

Présentée et soutenue par :

Asma KALLEL

le : mardi 2 décembre 2014

Titre :

MODÉLISATION ET CONCEPTION D'UNE ANTENNE PLASMA À BALAYAGE
BASÉE SUR DES ONDES DE FUITE

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

Unité de recherche :

LAPLACE, UPS

Directeur(s) de Thèse :

Jérôme SOKOLOFF

Thierry CALLEGARI

Rapporteurs :

Olivier LAFOND

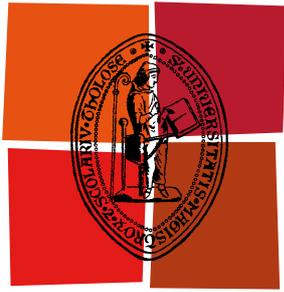
Thierry MONEDIERE

Membre(s) du jury :

Olivier PASCAL, président du jury

Luis ALVES, examinateur

Christian CAREL, invité



Université
de Toulouse

THÈSE

**En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par :

Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Électromagnétisme et Systèmes Haute Fréquence

Présentée et soutenue par :

Asma KALLEL

le : mardi 2 décembre 2014

Titre :

MODÉLISATION ET CONCEPTION D'UNE ANTENNE PLASMA À BALAYAGE
BASÉE SUR DES ONDES DE FUITE

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

Unité de recherche :

LAPLACE, UPS

Directeur(s) de Thèse :

Jérôme SOKOLOFF

Thierry CALLEGARI

Rapporteurs :

Olivier LAFOND

Thierry MONEDIERE

Membre(s) du jury :

Olivier PASCAL, président du jury

Luis ALVES, examinateur

Christian CAREL, invité

*À mes parents
et mon mari*

Remerciements

Je remercie tout d'abord le laboratoire LAPLACE pour m'avoir accueillie durant les trois ans de thèse.

Je tiens également à remercier M. Olivier Lafond, maître de conférences de l'université de Rennes et M. Thierry Monedière pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie également M. Luis Alves de s'être déplacé du Portugal pour faire partie de mon jury de thèse. Je suis aussi très reconnaissante à M. Christian Carel de faire partie du jury en tant qu'invité.

J'exprime toute ma gratitude à M. Olivier Pascal, professeur de l'université Paul Sabatier et directeur de l'équipe GRE, que je croise presque tous les matins, pour avoir présidé le jury de thèse.

Parallèlement à mes travaux de recherche, j'ai consacré une partie de ces trois années à l'enseignement. Je remercie Laurent Berquez, professeur à l'université Paul Sabatier, Hervé Carfantan, maître de conférences à l'université Paul Sabatier et Romain Pascaud, enseignant-chercheur à l'ISAE, de m'avoir donné chacun l'opportunité d'effectuer cette activité dans leurs établissements.

Je remercie également Freddy Gaboriau et Romain Baude pour m'avoir offert l'opportunité d'effectuer des mesures dans leur réacteur ICP.

Je suis également très reconnaissante à Gerjan Hagelaar de m'avoir consacré du temps pour m'expliquer son code numérique Magma.

Mes remerciements vont également aux membres du service mécanique du laboratoire pour m'avoir aidé à préparer et monter le prototype.

Je voudrais remercier très chaleureusement mes deux encadrants. Tous les deux ont su toujours me consacrer de leur temps malgré leur emploi du temps chargé. Ils ont su aussi me donner les bons conseils dans l'organisation de la thèse ainsi que dans la rédaction des articles et du manuscrit. J'ai eu la chance d'avoir deux encadrants complémentaires : Jérôme en microondes et Thierry en plasma. Cette complémentarité a produit durant nos réunions des discussions scientifiques animées et fructueuses donnant naissance à de nouvelles idées. Je leur suis reconnaissante d'avoir su me former chacun dans sa spécialité. Je les remercie aussi pour leur bonne humeur quotidienne.

Mes remerciements vont aux doctorants avec qui j'ai partagé de très bons moments au cours du déjeuner et autour du café et de la grille des mots fléchés quotidienne. Je

pense notamment à Juslan, Philippe, Jonathan, Yu, Nicolas, Romain, Mustafa, Karina,
...

Je ne peux pas faire de remerciements corrects sans citer mes collègues de bureau Olivier et Kevin qui ont su contribuer pleinement à la bonne ambiance de travail. Je n'oublierai pas les rigolades sur la bouffe ou le radiateur du bureau... mais aussi les discussions plus sérieuses sur l'économie ou la politique. Merci pour ces bons moments autour du café et du thé qu'on prépare souvent ensemble.

Je tiens à remercier mes amis de Tunisie, de France et d'ailleurs, qu'ils soient du lycée, prépa ou école, pour les bons moments partagés avant et au cours de la thèse et pour leur soutien durant ces trois années.

Mes remerciements vont à mes parents sans qui je ne serais sans doute pas là où je suis aujourd'hui. Ils ont toujours su m'encourager à persévérer dans les études et à aller jusqu'au bout.

Je remercie également mes sœurs, mes grands-parents, ma belle-mère, mes oncles, tantes et cousins.

Ces dernières lignes sont adressées à Haythem, mon mari, qui a su me soutenir durant ces trois années et me remonter le moral. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour ses encouragements, sa patience et son soutien inconditionnel.

Table des matières

Table des matières	i
Nomenclature	v
Chapitre 1 Introduction	1
1.1 Contexte et motivation	2
1.2 Objectifs et problématiques de la thèse	3
1.3 Plan du manuscrit	3
Chapitre 2 Modélisation Théorique de l'Excitation des Ondes de Fuite	5
2.1 Introduction	6
2.2 Mise en équation	6
2.2.1 Configuration et hypothèses	6
2.2.2 Equation du champ magnétique	7
2.3 Analyse modale d'une structure canonique monocouche	8
2.3.1 Propriétés des ondes planes inhomogènes.....	8
2.3.2 Ondes planes inhomogènes dans la structure canonique	10
2.3.3 Discrimination des modes propres	11
2.3.3.1 Recherche des pôles : Cas sans pertes	12
2.3.3.2 Cas avec pertes.....	14
2.4 Calcul du champ rayonné	14
2.4.1 Méthode de la descente rapide	14
2.4.1.1 Description de la méthode	14
2.4.1.2 Lieu des modes propres dans le plan de descente rapide	19
2.4.1.3 Contribution des modes propres	19
2.4.1.4 Etude du terme des résidus	20
2.4.2 Méthode de Kirchhoff-Huygens.....	23
2.5 Modes de fuite et diagramme de rayonnement	27
2.5.1 Introduction	27
2.5.2 Angle de rayonnement d'un mode de fuite	27
2.5.2.1 Expression de l'angle	27
2.5.2.2 Ordre d'un mode de fuite et angle de rayonnement	29
2.5.3 Directivité d'un mode de fuite.....	31
2.5.4 Effet des pertes	33

2.6	Modélisation d'une structure bicouche	34
2.6.1	Introduction	34
2.6.2	Résultats théoriques.....	34
2.6.3	Comparaison avec la configuration monocouche.....	36
2.7	Conclusion du chapitre.....	37
Chapitre 3	Antenne à Ondes de Fuite Reconfigurable par Plasma	41
3.1	Introduction	42
3.2	Les antennes à balayage	42
3.3	Etat de l'art sur les antennes à ondes de fuite	43
3.3.1	Principe.....	43
3.3.2	Classification des antennes à ondes de fuite.....	43
3.3.3	Antennes à ondes de fuite à balayage.....	44
3.3.3.1	Fréquence variable.....	44
3.3.3.2	Fréquence fixe.....	45
3.4	Principe de fonctionnement de l'antenne proposée.....	45
3.4.1	Excitation des ondes de fuite	46
3.4.2	Principe de reconfigurabilité par plasma	47
3.5	Dimensionnement de l'antenne	48
3.5.1	Contraintes et choix.....	48
3.5.2	Dimensionnement de l'épaisseur du plasma	49
3.5.2.1	Dépendance des modes de fuite avec l'épaisseur du plasma	49
3.5.2.2	Détermination d'une épaisseur optimisée du plasma	53
3.5.3	Dimensionnement de la couche de quartz	56
3.5.4	Dimensionnement de la longueur de l'antenne	58
3.5.4.1	Effet de la troncature.....	58
3.5.4.2	Critère de troncature de l'antenne	58
3.5.4.3	Résultats.....	60
3.6	Sources adaptées à l'excitation des ondes de fuite.....	62
3.6.1	Critères de choix des sources	62
3.6.2	Etude de sources dédiées à exciter l'antenne à 10 GHz	62
3.6.2.1	Guide d'onde à fente.....	62
3.6.2.2	Monopôle.....	64
3.6.2.3	Guide d'onde	65
3.6.2.4	Cornet pyramidal	66
3.6.2.5	Comparaison et choix de la source	68
3.6.3	Simulations de l'antenne excitée par un cornet pyramidal	68
3.7	Conclusion du chapitre.....	70
Chapitre 4	Etude de la Source Plasma.....	73
4.1	Introduction	74
4.2	Introduction aux plasmas	74
4.2.1	Classification des plasmas.....	74
4.2.2	Plasmas froids hors-équilibre	76
4.2.2.1	Pulsation plasma	76
4.2.2.2	Fréquence de collision	76
4.2.2.3	Longueur de Debye.....	76

4.2.2.4	Gaine.....	77
4.2.3	Interaction entre un plasma et une onde électromagnétique.....	77
4.2.3.1	Permittivité du plasma vue par une onde électromagnétique.....	78
4.2.3.2	Epaisseur de peau.....	80
4.3	Choix de la source plasma.....	80
4.3.1	Critères de choix.....	80
4.3.2	Les mécanismes de création du plasma.....	81
4.3.2.1	Décharge à courant continu et alternatif.....	81
4.3.2.2	La décharge microonde.....	82
4.3.2.3	La décharge radiofréquence.....	83
4.3.3	Plasma à couplage inductif.....	84
4.3.3.1	Configurations.....	84
4.3.3.2	Principe de fonctionnement.....	84
4.3.3.3	Caractéristiques d'un plasma RF confiné.....	86
4.4	Mesures plasma dans un réacteur à couplage inductif.....	88
4.4.1	Description du réacteur.....	89
4.4.2	Système de mesure.....	90
4.4.2.1	Confinement du plasma.....	90
4.4.2.2	Sonde de diagnostic.....	90
4.4.3	Résultats expérimentaux.....	92
4.4.3.1	Test de balayage en puissance et profil vertical de densité électronique.....	92
4.4.3.2	Profil de densité électronique entre les plaques.....	93
4.5	Pistes d'amélioration des résultats.....	95
4.5.1	Remarques concernant les mesures.....	95
4.5.2	Confinement par des aimants permanents.....	96
4.5.3	Géométrie de la bobine inductive.....	97
4.6	Intégration des résultats expérimentaux dans l'antenne.....	97
4.6.1	Introduction.....	97
4.6.2	Simulations d'un gradient de densité.....	98
4.7	Conclusion du chapitre.....	100
Chapitre 5	Conception du Prototype.....	103
5.1	Introduction.....	104
5.2	Passage aux conditions expérimentales.....	104
5.2.1	Contexte expérimental et nouvelle configuration.....	104
5.2.2	Simulation du plasma dans la nouvelle configuration.....	106
5.2.2.1	Objectif.....	106
5.2.2.2	Présentation du modèle numérique Magma.....	106
5.2.2.3	Résultats de modélisation du plasma.....	106
5.2.3	Intégration d'un gradient de densité électronique dans l'antenne.....	110
5.2.3.1	Mise en place des simulations.....	110
5.2.3.2	Analyse du champ dans la structure.....	110
5.2.3.3	Analyse du champ lointain.....	113
5.3	Description du prototype.....	117
5.3.1	Système d'excitation microonde.....	117
5.3.2	Système de génération du plasma.....	119
5.3.3	Système de mesure.....	120
5.4	Conclusion du chapitre.....	121

Chapitre 6	Conclusion et perspectives	123
6.1	Conclusions et contributions	124
6.2	Perspectives du travail de thèse.....	126
6.3	Pistes de recherches futures.....	126
Annexe A	Calcul du spectre angulaire d'ondes planes d'une structure monocouche en polarisation TM.....	129
Annexe B	Théorème du point col et théorème des résidus	131
Annexe C	Calcul du spectre angulaire d'ondes planes d'une structure bicouche en polarisation TM.....	133
Annexe D	Recherche numérique des pôles rayonnants en configuration bicouche 135	
Bibliographie.....		137
Liste des Publications.....		145
Résumé		147
Abstract		147

Nomenclature

Symboles latins

Symbole	Description
c	Célérité de la lumière dans le vide : $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
\mathcal{C}	Le chemin d'intégration original
d	Epaisseur du plasma
d_2	Epaisseur du quartz
D	Directivité
e	Charge d'un électron : $1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
e_p	Distance entre les plaques
E	Champ électrique
f	Fréquence de travail
g	Taille de la gaine
$g(k_x, z)$	Transformée de Fourier du champ magnétique dans l'espace spectrale
G_0	Fonction de Green bidimensionnelle dans l'air libre
h	Position de la source de courant magnétique
h_p	Position verticale des plaques
h_s	Position verticale de la sonde
H	Champ magnétique
$H_0^{(2)}$	Fonction de Hankel de seconde espèce d'ordre 0
H_{SDP}	Champ magnétique calculé sur le chemin de descente
I	Degré d'ionisation
I_{RF}	Courant RF
j	Nombre complexe ($j^2 = -1$)
\mathbf{J}_e	Vecteur de courant électrique
\mathbf{J}_m	Vecteur de courant magnétique
\mathbf{k}	Vecteur d'onde

k	Nombre d'onde
k_B	Constante de Boltzmann :
l	Longueur du cornet ou taille d'un plasma confiné
L	Longueur de l'antenne
m_e	Masse d'un électron : $9.109 \cdot 10^{-31}$ kg
M	Point d'observation
n	Indice de réfraction d'un milieu
n_e	Densité des électrons
n_g	Densité du gaz
n_i	Densité des ions
N	Nombre des pôles
\mathbb{N}	Ensemble des nombres entiers naturels
\mathbf{P}	Vecteur de Poynting
P	Pression du gaz
$P(x)$	Point sur l'interface de l'antenne
r	Distance radiale
R	Diagramme de rayonnement
Res	Fonction des résidus
\mathbb{R}	Ensemble des nombres réels
SDP	Chemin de descente rapide
S_{11}	Coefficient de réflexion de l'onde électromagnétique
t	Temps
T	Température
v	Vitesse de phase
\mathbf{v}_e	Vecteur vitesse de dérive d'un électron
x^+ et x^-	Sens suivant les x croissants et décroissants respectivement (de même pour y et z)

Symboles grecs

Symbole	Description
δ	Épaisseur de peau
$\delta(x)$	Distribution de Dirac
ϵ_0	Permittivité du vide : $8.85418782 \cdot 10^{-12}$ F m ⁻¹
ϵ_1	Permittivité relative du milieu 1
ϵ_2	Permittivité relative du milieu 2
θ	Angle d'observation
θ_c	Angle critique dans le plan de descente rapide
λ	Longueur d'onde dans le vide

λ_D	Longueur de Debye
λ_e	Libre parcours moyen des électrons
μ_0	Perméabilité du vide : $1.25663706 \cdot 10^{-6} \text{ m kg s}^{-2} \text{ A}^{-2}$
ν	Fréquence de collisions électron-neutre
ρ	Distance d'un point d'observation de l'interface
σ_e	Section efficace de transfert de quantité de mouvement électron-neutre
σ_i	Section efficace d'ionisation
φ	Variable complexe de la méthode de descente rapide
ω	Pulsation de travail
ω_p	Pulsation plasma
ω_{RF}	Pulsation de l'onde RF du réacteur plasma
∇^2	Opérateur Laplacien

Indices

Symbole	Description
b	Bidirectionnel
bc	Bicouche
e	Electron
g	Gaine
i	Ion ou partie imaginaire de φ
KH	Kirchhoff-Huygens
m	Monodirectionnel
max	Maximum
min	Minimum
moy	Moyenne
n	Ordre d'un mode
p	Pôle
q	Indice du milieu (0 ou 1)
r	Partie réelle de φ
RF	Radio-Fréquence
x ou z	Suivant l'axe x ou z
0, 1 ou 2	Indice du milieu
/interface	Projection sur l'interface

Exposants

Symbole	Description
'	Partie réelle
''	Partie imaginaire

Abréviations

Symbole	Description
CCP	Capacitively Coupled Plasma
ER	Efficacité de Rayonnement
ICP	Inductively Coupled Plasma
OPI	Onde Plane Inhomogène
PEC	Perfect Electric Conductor
PMC	Perfect Magnetic Conductor
PPT	Puissance Perdue par Troncature
RF	Radio-Fréquence
SDP	Steepest Descent Path
TE	Transverse Electrique
TM	Transverse Magnétique
1D	1 Dimension
2D	2 Dimensions
3D	3 Dimensions

Glossaire

Expression	Description
Mode / Mode propre	Solution du problème vérifiant les conditions aux limites dans la structure indépendamment de l'excitation (= mode normal). Cette solution vérifie en général une équation de résonance.
Onde appropriée	Proper en anglais. C'est une onde vérifiant la condition de rayonnement à l'infini
Onde inappropriée	Improper en anglais. C'est une onde qui ne vérifie pas la condition de rayonnement à l'infini
Puissance se propageant suivant x^+	La puissance émise en entrée est dirigée suivant les x croissants, alors on a $k_x'' > 0$
Puissance se propageant suivant x^-	La puissance émise en entrée est dirigée suivant les x décroissants, alors on a $k_x'' < 0$

Onde se propageant
suivant x^+

Le déroulement de phase est dirigé suivant les x
croissants, alors on a $k'_x > 0$

Onde se propageant
suivant x^-

Le déroulement de phase est dirigé suivant les x
décroissants, alors on a $k'_x < 0$

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Contexte et motivation	2
1.2	Objectifs et problématiques de la thèse	3
1.3	Plan du manuscrit	3

1.1 Contexte et motivation

Les dernières décennies connaissent un développement rapide du domaine des télécommunications, ce qui conduit à la multiplication du nombre de systèmes électroniques et des antennes dans un même appareil. Il est alors impératif d'utiliser des systèmes multifonctions pouvant être adaptés selon le besoin, on parle de dispositifs reconfigurables.

L'intérêt de ces dispositifs réside dans leur capacité à accomplir plusieurs fonctions avec un seul système, tels que les filtres accordables ou les antennes reconfigurables. Les technologies de reconfigurabilité existantes sont réparties en deux catégories : les éléments localisés comme les diodes [AG09]-[KLA06] ou les MEMS [LKK⁺05] et les matériaux tels que les cristaux liquides [KBS⁺12] ou les ferromagnétiques [ZAL⁺12].

Dans ce manuscrit on s'intéresse au plasma comme élément de reconfigurabilité. Ce gaz ionisé possède des propriétés électromagnétiques intéressantes. En particulier, les plasmas froids hors-équilibre présentent une permittivité complexe dont la partie réelle peut être négative ou entre zéro et un. Cette grandeur dépend de la pression du gaz, de la densité d'électrons et de la fréquence de l'onde électromagnétique avec laquelle il interagit. Un intérêt particulier est porté dans ce manuscrit à la propriété d'ajustabilité de la permittivité du plasma avec la densité électronique par le moyen de la puissance.

Parmi les travaux utilisant le plasma dans des systèmes microondes, on peut citer le radar à réflecteurs plasma [M91], l'antenne plasma à faible surface équivalente radar [BHM⁺99], la structure à bande interdite électromagnétique formée d'un réseau de plasmas [SST05] ou l'antenne à réflecteur formée de tubes fluorescents à plasma [THC⁺13].

Dans ce cadre, le laboratoire LAPLACE s'intéresse depuis plusieurs années à l'interaction plasma / onde électromagnétique. Plusieurs travaux portant sur des structures à bande interdite électromagnétique reconfigurables (BIE) ont été proposés. En contournant la difficulté d'intégrer le plasma dans la structure, plusieurs configurations ont été étudiées et testées : Varault *et al.* proposent dans [VGS⁺11] et [VGC⁺14] un BIE diélectrique 2D où le plasma est intégré comme un défaut localisé pour former un démultiplexeur ou un diviseur de puissance, et Lo *et al.* [LSC⁺10] et Giroud *et al.* [GSP09] étudient un BIE métallique 2D qui, avec des plasmas localisés, se comporte comme un filtre directionnel.

Un premier travail effectué au début de cette thèse s'inscrit dans ce cadre et porte sur l'étude d'un BIE 1D formé d'une structure planaire périodique qui peut être utilisée comme filtre accordable en intégrant le plasma de façon périodique [KSC14]. Notons que cette étude n'est pas développée dans ce manuscrit.

L'ensemble des travaux effectués au LAPLACE ont permis de valider le concept de reconfigurabilité de structures à BIE par intégration de plasmas localisés (des tubes capillaires par exemple). Cependant, les types de plasma utilisés dans toutes ces études nécessitent de travailler dans des gammes de pressions élevées pour atteindre de fortes densités électroniques, ce qui engendre des pertes diélectriques importantes. C'est pour cette raison que dans certains de ces travaux ces pertes sont subies, tandis que dans d'autres elles sont exploitées dans la fonction de reconfigurabilité du BIE.

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous explorons une autre façon de reconfigurabilité par plasma en utilisant un plasma volumique dans des dispositifs microondes. Ainsi, contrairement aux travaux cités précédemment, le plasma est considéré comme un milieu de propagation de l'onde électromagnétique dans lequel, pour la première fois, nous pourrions exploiter la variation de la densité électronique comme élément de reconfigurabilité continu.

1.2 Objectifs et problématiques de la thèse

L'objectif principal de ce travail de thèse consiste à concevoir une antenne à ondes de fuite reconfigurable par plasma en bande X. Un plasma volumique est nécessaire pour exciter les ondes de fuite dont la direction de rayonnement est contrôlée par sa densité électronique. Nous souhaitons dans un premier temps étudier l'antenne en nous appuyant sur un modèle théorique 2D avant de passer dans un second temps à sa conception.

Souvent, dans les études utilisant le plasma dans des dispositifs microondes, le plasma est modélisé par un milieu homogène de permittivité réelle. Ce modèle néglige d'un côté les effets des parois sur l'homogénéité de la permittivité et, de l'autre, les collisions électroniques induisant les pertes.

Notre but est d'étudier l'antenne plasma en tenant compte de tous ces paramètres réalistes. Pour ce faire, nous souhaitons nous appuyer dans ce travail sur des données expérimentales et sur des modèles plus représentatifs du milieu afin d'être plus proche de la réalité.

En considérant le plasma comme un milieu de propagation, nous sommes confrontés à deux enjeux : réduire les pertes d'une part et maîtriser et mieux utiliser l'inhomogénéité dans le plasma de l'autre. Nous tentons dans ce manuscrit de répondre à ces problèmes dans le but d'obtenir avec l'antenne un balayage angulaire du rayonnement d'ondes de fuite par le moyen de la variation de la densité électronique.

1.3 Plan du manuscrit

Ce manuscrit est réparti en six chapitres. Nous décrivons le contenu des cinq chapitres suivants ci-après.

Le **Chapitre 2** est consacré à la modélisation théorique des ondes de fuite en étudiant une structure canonique en 2D composée d'une lame de diélectrique sur métal excitée par une source de courant magnétique. A partir de l'expression de l'intégrale du champ magnétique, une équation de résonance est extraite et une étude des modes propres est réalisée en introduisant la notion d'onde plane inhomogène. Ensuite, le champ lointain est calculé de deux façons différentes : la méthode de la descente rapide et la méthode de Kirchhoff-Huygens, qui sont alors comparées. Une focalisation particulière est ensuite portée sur les propriétés du diagramme de rayonnement des modes de fuite qui font l'objet de cette thèse. Finalement, la même étude théorique est proposée avec une deuxième configuration canonique constituée de deux couches de diélectriques superposées sur métal.

Le **Chapitre 3** présente le dimensionnement de l'antenne proposée. Tout d'abord un état de l'art sur les antennes à ondes de fuite est proposé après une brève présentation des antennes à balayage. Ensuite nous expliquons le principe de fonctionnement de l'antenne proposée, en termes d'excitation d'ondes de fuite et de reconfigurabilité par plasma. La partie suivante s'attarde sur le dimensionnement des paramètres de l'antenne en utilisant les outils théoriques établis dans le chapitre précédent. La dernière partie de ce chapitre porte sur le choix d'une source d'excitation microonde et étudie des simulations de l'antenne complète.

Le **Chapitre 4** porte sur l'étude de la source plasma nécessaire à notre antenne. La première partie introduit les plasmas et plus particulièrement les plasmas froids hors-équilibre qui font l'objet de notre étude. Dans la même partie une analyse de l'interaction plasma / onde électromagnétique est proposée. Ensuite, les différents mécanismes de création du plasma sont comparés afin de choisir le mécanisme adapté à notre antenne. Une étude de la source choisie est alors proposée. Dans la partie suivante, des mesures plasma issues d'une telle source sont présentées et analysées. À partir de ces mesures, des pistes d'amélioration des résultats sont proposées. Finalement, des simulations de l'antenne intégrant les résultats des mesures sont présentées.

Le **Chapitre 5** est consacré à la conception du prototype de l'antenne. Après une présentation des conditions expérimentales et du choix de la configuration, nous présentons une étude du plasma dans l'antenne basée sur un modèle numérique 2D. Les résultats du modèle sont ensuite intégrés dans des simulations de l'antenne afin d'analyser leur impact sur le champ proche et lointain. Dans la dernière partie, une description du prototype est proposée.

Le **Chapitre 6** présente les conclusions de ce travail ainsi que ses perspectives à court et long terme.

Chapitre 2

Modélisation Théorique

de l'Excitation des Ondes de Fuite

Sommaire

2.1	Introduction	6
2.2	Mise en équation	6
2.2.1	Configuration et hypothèses	6
2.2.2	Equation du champ magnétique	7
2.3	Analyse modale d'une structure canonique monocouche	8
2.3.1	Propriétés des ondes planes inhomogènes.....	8
2.3.2	Ondes planes inhomogènes dans la structure canonique.....	10
2.3.3	Discrimination des modes propres	11
2.3.3.1	Recherche des pôles : Cas sans pertes	12
2.3.3.2	Cas avec pertes.....	14
2.4	Calcul du champ rayonné	14
2.4.1	Méthode de la descente rapide	14
2.4.1.1	Description de la méthode	14
2.4.1.2	Lieu des modes propres dans le plan de descente rapide	19
2.4.1.3	Contribution des modes propres	19
2.4.1.4	Etude du terme des résidus	20
2.4.2	Méthode de Kirchhoff-Huygens.....	23
2.5	Modes de fuite et diagramme de rayonnement	27
2.5.1	Introduction	27
2.5.2	Angle de rayonnement d'un mode de fuite	27
2.5.2.1	Expression de l'angle.....	27
2.5.2.2	Ordre d'un mode de fuite et angle de rayonnement	29
2.5.3	Directivité d'un mode de fuite.....	31
2.5.4	Effet des pertes	33
2.6	Modélisation d'une structure bicouche	34
2.6.1	Introduction	34
2.6.2	Résultats théoriques.....	34
2.6.3	Comparaison avec la configuration monocouche.....	36
2.7	Conclusion du chapitre.....	37

2.1 Introduction

L'objectif de cette thèse est d'étudier la possibilité de réaliser une antenne à balayage au moyen d'un plasma dont on peut contrôler la permittivité. Le mécanisme de rayonnement d'une telle antenne s'appuie sur les ondes de fuite.

Dans ce chapitre, une modélisation théorique de structures canoniques à ondes de fuite est détaillée en se basant sur les outils mathématiques proposés dans [TO63a][C91]. Dans le cas classique et connu d'un guide d'onde fermé, la solution est décrite intégralement par le spectre discret sous forme d'une somme discrète de modes qui satisfont individuellement les conditions aux limites imposées par les parois. Par ailleurs, dans le cas d'une structure planaire guidée ouverte, le champ rayonné est non seulement représenté par un spectre discret mais aussi par un spectre continu de modes [CZ69] du fait de l'ouverture du domaine. Le spectre discret contient des modes dits appropriés (« proper » en anglais) c'est-à-dire vérifiant la décroissance de l'intensité du mode rayonné en s'éloignant de la structure. Il contient aussi, contrairement aux guides fermés, des modes dits inappropriés¹ dont l'intensité croît en s'éloignant de la structure.

Une étude de ces modes est exposée dans ce chapitre sur une structure canonique monocouche dans le cas d'une polarisation TM. Ensuite, deux méthodes de calcul analytique du champ lointain sont présentées et analysées. Nous nous focaliserons dans le paragraphe suivant sur les propriétés d'un mode propre particulier appelé mode de fuite à travers le diagramme de rayonnement. Enfin, en appliquant les mêmes outils mathématiques, l'étude d'une structure planaire bicouche est présentée.

2.2 Mise en équation

2.2.1 Configuration et hypothèses

Dans ce chapitre, dans un premier temps, la structure étudiée est constituée, comme le montre la Figure 2.1, d'une couche de diélectrique, désigné par le milieu 1, d'épaisseur d et de permittivité relative ε_1 (le milieu 0 étant l'air libre). Ce diélectrique est placé sur un plan métallique et est supposé invariant selon l'axe y . Cette structure 2-D a initialement été proposée par Tamir *et al.* [TO62]. Il s'agit d'une configuration canonique qui nous permet d'analyser simplement les modes propres et de l'utiliser comme un point de départ de l'étude d'une structure guidée ouverte planaire quelconque. Toutefois, dans un souci de concision, nous concentrerons notre propos dans ce manuscrit aux cas où la permittivité de la couche du diélectrique correspond à celle que peut prendre un plasma, soit $-\infty < \varepsilon_1' \leq 1$, avec $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' - j\varepsilon_1''$. Ainsi, le cas de $\varepsilon_1' > 1$ ne sera pas traité ici, il est étudié dans [B14].

¹ Dans la littérature, le terme anglais “improper” est utilisé pour qualifier les ondes ne respectant pas la condition de rayonnement à l'infini. Nous traduisons ici cet adjectif par inapproprié.

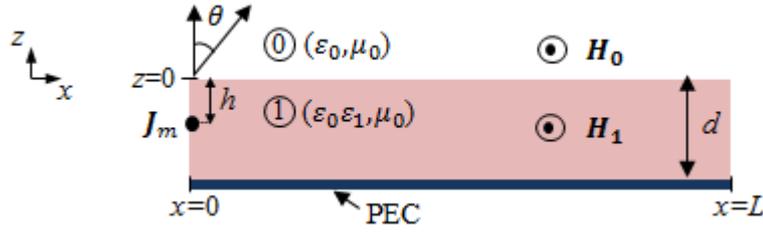


Figure 2.1 Schéma de la structure monocouche étudiée

2.2.2 Equation du champ magnétique

Dans cette partie, seule la polarisation TM (Transverse Magnétique) est étudiée. La même méthode peut être appliquée au cas TE.

On considère que la structure est excitée, dans le milieu 1, par une source linéique de courant magnétique dirigé suivant la direction y et de densité unitaire :

$$J_m = \mathbf{y} \delta(x) \delta(z + h), \quad (2.1)$$

où h correspond à la distance de la source à l'axe z , $h > 0$.

Les équations de Maxwell nous permettent d'obtenir deux équations d'Helmholtz : une équation homogène dans le milieu 0 et une non homogène dans le milieu 1 :

$$\nabla^2 H_0(x, z) + k_0^2 H_0(x, z) = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla^2 H_1(x, z) + \varepsilon_1 k_0^2 H_1(x, z) = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 \delta(x) \delta(z + h), \quad (2.3)$$

où H_0 et H_1 correspondent au champ magnétique respectivement dans le milieu 0 et 1, et k_0 est le vecteur d'onde dans le vide. Il est à noter que nous considérons ici une évolution temporelle en $e^{j\omega t}$ que nous omettons dans les équations.

Le passage dans le domaine spectral permet de simplifier la résolution des équations (2.2) et (2.3). En effet, on effectue une transformée de Fourier unidimensionnelle du champ magnétique en passant du domaine spatial avec la variable x au domaine spectral avec la variable k_x qui représente le vecteur d'onde suivant la direction x . Ainsi, les équations (2.2) et (2.3) deviennent :

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_{z_0}^2\right) g_0(k_x, z) = 0 \quad (2.4)$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_{z_1}^2\right) g_1(k_x, z) = \delta(z + h), \quad (2.5)$$

avec k_{z_q} le vecteur d'onde suivant la direction z dans le milieu $q = 0$ ou 1 et g_q est proportionnelle à la transformée de Fourier du champ magnétique :

$$g_q(k_x, z) = \frac{1}{j\omega\varepsilon_q} \int_{-\infty}^{+\infty} H_q(x, z) e^{jk_x x} dx \quad (2.6)$$

avec $\varepsilon_q = \varepsilon_0$ si $q = 0$ et $\varepsilon_q = \varepsilon_0\varepsilon_1$ si $q = 1$. Les relations de continuité de la composante tangentielle des champs électrique et magnétique au niveau de $z = 0$, $z = -h$ et $z = -d$ nous permettent d'exprimer les fonctions g_q (voir Annexe A). Ainsi, le champ magnétique dans le milieu 0 est obtenu à partir de la transformée de Fourier inverse de la fonction g_0 :

$$H_0(x, z) = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} T_{10}(k_x) e^{-jk_x x} \frac{e^{-jk_{z_0} z}}{k_{z_0}} dk_x \quad (2.7)$$

avec

$$T_{10}(k_x) = \frac{k_{z_0} \cos(k_{z_1} h)}{k_{z_1} \sin(k_{z_1} d) - j\varepsilon_1 k_{z_0} \cos(k_{z_1} d)}. \quad (2.8)$$

T_{10} représente le coefficient de transmission du milieu 1 vers le milieu 0. L'intégrale de (2.7) est une décomposition de Weyl [W19] sous forme d'une somme continue d'ondes planes homogènes pour $|k_x| \leq k_0$ et inhomogènes (OPI) pour $|k_x| > k_0$, ce qui constitue le champ issu du spectre continu au-dessus de l'interface. Nous allons étudier dans la suite les pôles du coefficient de transmission qui sont les zéros du dénominateur. Ainsi, les solutions sont des modes propres de la structure. Vu l'expression du dénominateur, ces pôles sont forcément complexes, même en l'absence de pertes dans le milieu 1. Dans ce cas, les pôles et donc les modes propres sont sous forme d'OPI. Dans le paragraphe suivant, nous analyserons en détail les modes propres.

2.3 Analyse modale d'une structure canonique monocouche

2.3.1 Propriétés des ondes planes inhomogènes

Rappelons ici, avant de décrire les modes propres, les propriétés d'une OPI se propageant dans un milieu sans pertes avec le vecteur d'onde \mathbf{k} . En considérant une polarisation TM, le champ magnétique de cette OPI s'écrit sous la forme $\mathbf{H} = A e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \mathbf{y}$, avec A une constante et $\mathbf{r} = x\mathbf{x} + z\mathbf{z}$. En décomposant le vecteur d'onde sur les axes x et z , on obtient :

$$\mathbf{k} = k_x \mathbf{x} + k_z \mathbf{z}. \quad (2.9)$$

Dans le cas d'une OPI, le vecteur d'onde a des composantes complexes telles que :

$$k_x = k'_x - jk''_x, \quad k_z = k'_z - jk''_z. \quad (2.10)$$

Posons les 2 vecteurs suivants :

$$\mathbf{k}' = k'_x \mathbf{x} + k'_z \mathbf{z} \quad (2.11)$$

$$\mathbf{k}'' = k''_x \mathbf{x} + k''_z \mathbf{z}. \quad (2.12)$$

Le vecteur d'onde dans le milieu s'écrit alors comme suit :

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}' - j\mathbf{k}''. \quad (2.13)$$

Le champ magnétique de cette OPI devient alors :

$$\mathbf{H} = A e^{-j\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}} e^{-\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r}} \mathbf{y}. \quad (2.14)$$

Ainsi \mathbf{k}' correspond à la direction de propagation de l'onde et \mathbf{k}'' à celle de la décroissance exponentielle de son amplitude.

En notant la norme complexe par le symbole $\|\cdot\|$, le nombre d'onde k du milieu s'écrit à partir de la relation (2.9) comme suit :

$$k^2 = \|\mathbf{k}\|^2 = k_x^2 + k_z^2, \quad (2.15)$$

k étant réel car le milieu est sans pertes.

A partir des relations de (2.9) à (2.12) et (2.15), nous obtenons les relations suivantes :

$$\mathbf{k}' \cdot \mathbf{k}'' = 0 \quad (2.16)$$

$$|\mathbf{k}'|^2 - |\mathbf{k}''|^2 = k^2. \quad (2.17)$$

Les contours équi-phase et équi-amplitude sont définis par les équations $\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r} = \text{constante}$ et $\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} = \text{constante}$, respectivement. En utilisant l'équation (2.16), nous pouvons conclure que les contours équi-phase et équi-amplitude sont orthogonaux, comme le montre la Figure 2.2. La phase se déroule perpendiculairement à la direction \mathbf{k}'' de l'évanescence de l'onde.

De plus, l'équation (2.17) montre que $|\mathbf{k}'| > k$. Il en découle que la vitesse de phase v de l'OPI s'écrit : $v = \omega/|\mathbf{k}'| < \omega/k$. Ainsi, une OPI est lente dans la direction de propagation, i.e. sa vitesse de phase est inférieure à la célérité de la lumière dans le milieu.

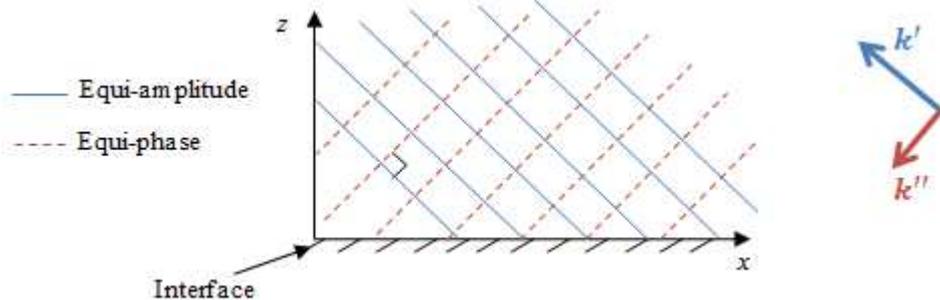


Figure 2.2 Représentation d'une onde plane inhomogène dans un milieu sans pertes.

Il est à noter que dans un milieu avec pertes, l'équation (2.16) n'est plus valable, donc les vecteurs \mathbf{k}' et \mathbf{k}'' ne sont plus orthogonaux.

2.3.2 Ondes planes inhomogènes dans la structure canonique

Revenons à notre configuration en polarisation TM. Les modes faisant intervenir des OPI se caractérisent par : une OPI représentée par le vecteur d'onde \mathbf{k} dans le milieu 0 et deux OPI de vecteurs d'onde \mathbf{k}_{1-} et \mathbf{k}_{1+} dans le milieu 1 d'épaisseur finie suivant z^- et z^+ respectivement, comme représenté sur la Figure 2.3. Le champ magnétique s'écrit alors sous la forme :

$$\begin{cases} H_{OPI_0}(x, z) = A_0 e^{-jk_{x_0}x - jk_{z_0}z} \\ H_{OPI_1}(x, z) = A_{1+} e^{-jk_{x_{1+}}x - jk_{z_{1+}}z} + A_{1-} e^{jk_{x_{1-}}x + jk_{z_{1-}}z}, \end{cases} \quad (2.18)$$

avec A_0 , A_{1+} et A_{1-} des constantes. Les conditions aux limites en $z = 0$, $z = -h$ et $z = -d$ permettent d'obtenir les relations suivantes

$$\begin{cases} A_0 = A_{1+} + A_{1-} \\ k_{x_{1-}} = k_{x_{1+}} = k_{x_0} \\ k_{z_{1-}} = k_{z_{1+}} = k_{z_1}. \end{cases} \quad (2.19)$$

Les équations (2.18) deviennent alors

$$\begin{cases} H_{OPI_0}(x, z) = A_0 e^{-jk_{x_0}x - jk_{z_0}z} \\ H_{OPI_1}(x, z) = A_0 \frac{\cos(k_{z_1}(z + d))}{\cos(k_{z_1}d)} e^{-jk_{x_0}x}, \end{cases} \quad (2.20)$$

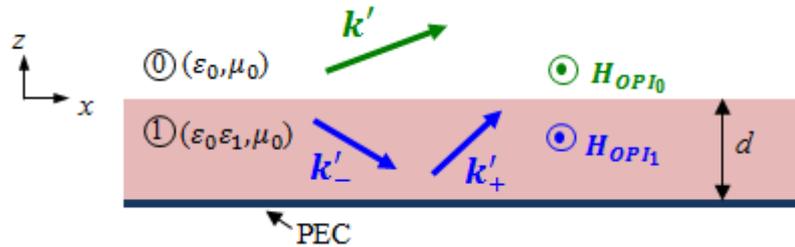


Figure 2.3 Représentation des OPI dans les 2 milieux, par la partie réelle du vecteur d'onde correspondant au déroulement de la phase

2.3.3 Discrimination des modes propres

L'intégrande du champ magnétique dans (2.7) possède des singularités qui sont les zéros du dénominateur. Les pôles de l'intégrande sont donc les racines de l'équation suivante :

$$jk_{z_1} \tan(k_{z_1} d) + \varepsilon_1 k_{z_0} = 0 \quad (2.21)$$

qui s'associe à la relation de continuité suivante :

$$k_{z_0}^2 - k_{z_1}^2 = (1 - \varepsilon_1)k_0^2. \quad (2.22)$$

L'équation de dispersion (2.21) peut également être obtenue en considérant un schéma équivalent de lignes de transmission et en exprimant la résonance transversale à travers l'impédance surfacique à l'interface et l'impédance de l'espace libre semi-infini [CZ69, p.156].

Les modes propres possibles sont obtenus en résolvant le système constitué en partie des équations (2.21) et (2.22) :

$$\begin{cases} jk_{z_1} \tan(k_{z_1} d) + \varepsilon_1 k_{z_0} = 0 \\ k_{z_0}^2 - k_{z_1}^2 = (1 - \varepsilon_1)k_0^2 \\ k_x^2 + k_{z_0}^2 = k_0^2 \end{cases} \quad (2.23)$$

Les solutions de ce système d'équations représentent les ondes guidées possibles dans les 2 milieux sous forme d'OPI. Elles constituent le spectre discret.

Nous nous intéressons ici au milieu 0. Nous allons considérer uniquement les ondes dont le déroulement de phase est suivant les x croissants (x^+), i.e. $k'_x > 0$. A partir de la 3^{ème} ligne du système (2.23), on peut conclure que le signe de k''_x est imposé uniquement par le signe de k'_{z_0} et k''_{z_0} . Les différents types de solutions de (2.21) sont classés suivant le signe de k'_{z_0} et k''_{z_0} sur la Figure 2.4.

L'amplitude des modes (a), (b) et (c) décroît en s'éloignant de l'interface, tandis que les modes (d), (e) et (f) ne satisfont pas cette condition de rayonnement. Ce dernier type d'onde est qualifié dans la littérature de mode inapproprié¹.

Ces modes sont identifiés comme suit (voir Figure 2.4) :

- (a) Onde de surface sans pertes
- (b) Onde de surface à pertes appelée onde de Zenneck [M07]
- (c) Onde complexe appropriée (contraire à inappropriée)
- (d) Onde de surface inappropriée
- (e) Onde complexe inappropriée appelée onde de fuite
- (f) Onde complexe inappropriée transportant l'énergie vers l'interface.

L'étude de la contribution de chacun de ces modes dans le champ total sera effectuée dans la section 2.4.1.3. Dans les paragraphes, suivants nous allons discuter des conditions de leur existence. Notons que des schémas équivalents à ceux de la Figure 2.4 peuvent être réalisés pour $k'_x < 0$. Il est à noter que si la partie réelle de k_x est nulle, le système (2.23) n'admet pas de solution.

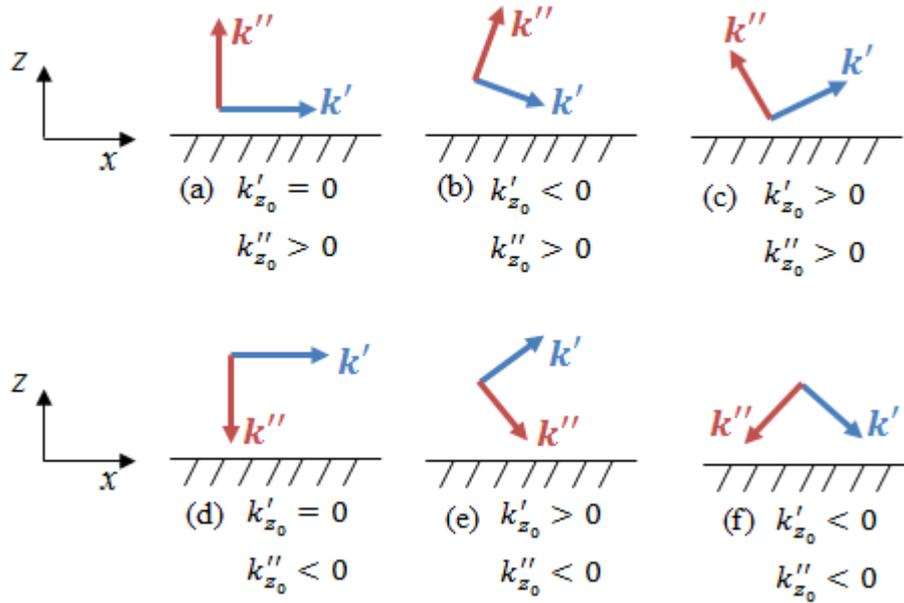


Figure 2.4 Représentation des différents types d'OPI en prenant $k'_x > 0$. Les vecteurs \mathbf{k}' et \mathbf{k}'' correspondent respectivement à la direction de déroulement de la phase et à la direction de la décroissance exponentielle de l'amplitude. Inspiré de [CZ69, p.167]

2.3.3.1 Recherche des pôles : Cas sans pertes

Nous considérons ici les modes obtenus avec le milieu 1 pris sans pertes ($\varepsilon_1 = \varepsilon'_1$), qui correspondent aux cas (a), (c), (d) et (e). Nous pouvons distinguer dans ces modes deux catégories d'OPI : les ondes de surface ((a) et (d)) et les ondes qui rayonnent ((c) et (e)). La première catégorie est caractérisée par un confinement de l'énergie le long de l'interface, le vecteur d'onde k_{z_0} est donc imaginaire pur. La 3^{ème} équation du système (2.23) montre que k_x est alors purement réel. Dans le cas où la partie réelle de k_{z_0} est non nulle, l'énergie rayonne dans l'espace libre. Ce cas est équivalent à une partie imaginaire non nulle de k_x , ce type d'onde est alors appelé mode complexe. La recherche de solutions du système d'équations (2.23) repose sur la distinction de ces 2 cas.

Ondes de surface : comme expliqué précédemment, on a dans ce cas $k_x = k'_x$, de signe positif si on considère un déroulement de phase suivant x^+ . Dans notre cas où on admet une OPI dans le milieu 0, la relation (2.16) nous permet de conclure que le vecteur d'onde suivant z est imaginaire pur $k_{z_0} = -jk''_{z_0}$. Par conséquent, l'équation (2.22) donne aussi $k_{z_1} = -jk''_{z_1}$. Le système (2.23) devient alors :

$$\begin{cases} k''_{z_1} \tanh(k''_{z_1} d) + \varepsilon_1 k''_{z_0} = 0 \\ k''_{z_1}{}^2 - k''_{z_0}{}^2 = k_0^2 (1 - \varepsilon_1) . \\ k_x^2 - k''_{z_0}{}^2 = k_0^2 \end{cases} \quad (2.24)$$

Ce système admet une solution unique qui dépend du signe de ε_1 . En effet, la première ligne de (2.24) montre que ε_1 et k''_{z_0} sont de signes opposés. Sur le domaine $-\infty < \varepsilon'_1 \leq 1$ qui nous intéresse, deux cas peuvent se présenter :

- Si $\varepsilon_1 < 0$, la première ligne de (2.24) permet d'avoir $k''_{z_0} > 0$. L'onde de surface décroît donc en s'éloignant de l'interface. Ce mode confiné le long de l'interface est appelé plasmon de surface [TO63], qui correspond à l'onde (a) de la Figure 2.4. De plus, il s'agit d'un mode lent suivant la direction de propagation x car $k'_x > k_0$.
- Si $0 \leq \varepsilon_1 \leq 1$, on obtient $k''_{z_0} < 0$, i.e. l'onde de surface est inappropriée car ne satisfait pas la condition de rayonnement. Il s'agit du mode (d).

Ondes complexes : dans ce cas, $k''_x \neq 0$, ce type d'ondes rayonne dans le milieu 0, k'_{z_0} est donc positif. k_x est un nombre complexe, par conséquent k_{z_0} et k_{z_1} sont aussi complexes. Le système d'équations (2.23) admet une infinité de solutions complexes. Avec la relation de dispersion (2.21), nous pouvons montrer que ε_1 et k''_{z_0} sont de signes opposés.

Commençons par le cas $\varepsilon_1 < 0$, k''_{z_0} est donc positif. Pour une propagation de la puissance suivant x^+ (voir Glossaire), ce qui impose physiquement k''_x positif, la relation (2.16) induit $k'_x < 0$. Il s'agit donc d'un rayonnement en arrière, appelé dans la littérature « backward ». Ce mode correspond au symétrique par rapport à l'axe z de l'onde (c) représentée sur la Figure 2.4. L'onde (c) représente en effet le même mode complexe mais pour une puissance dirigée suivant x^- . Elle rayonne bien en arrière par rapport aux x négatifs.

Si $0 \leq \varepsilon_1 \leq 1$, k''_{z_0} est négatif. Il en découle que le mode est inapproprié vu qu'il ne satisfait pas les conditions aux limites de rayonnement à l'infini. De plus, la relation (2.16) permet de montrer que $k'_x > 0$. Ce type d'onde représenté sur le schéma (e) de la Figure 2.4 est appelé dans la littérature onde de fuite.

Selon l'équation (2.20), l'amplitude du champ magnétique d'un mode complexe décrit une arche de cosinus dans le milieu 1. Vu que le nombre de modes complexes est infini pour une configuration donnée, l'ordre n d'un mode représente le nombre d'arches de cosinus qui est défini par la partie entière de $k'_{z_1} d / \pi$, comme le montre la Figure 2.5.

La recherche des pôles se fait par résolution numérique du système (2.23). La méthode de résolution est expliquée dans [B14].

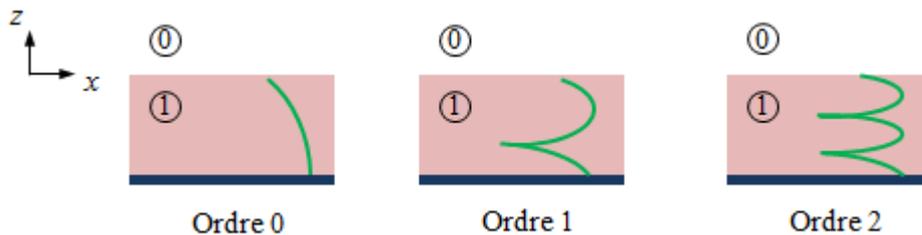


Figure 2.5 Représentation de la forme du module du champ magnétique selon l'ordre d'un mode complexe

2.3.3.2 Cas avec pertes

En introduisant des pertes dans le milieu 1, i.e. $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' - j\varepsilon_1''$ avec $\varepsilon_1'' \neq 0$, les pôles de (2.21) sont toujours répartis en 2 catégories : ondes de surface et ondes complexes rayonnantes. Cependant, les ondes de surface deviennent de la forme du mode (b) de la Figure 2.4, compte tenu des pertes. Ces ondes de surface s'atténuent donc le long de l'interface.

Les ondes de fuite et les ondes backward quant à elles gardent la même forme dans le milieu 0 avec une atténuation supplémentaire due aux pertes.

Par ailleurs, la présence des pertes peut créer un autre type de mode représenté par (f) de la Figure 2.4. Toutefois, ce type de mode ne contribue pas dans le champ total comme cela sera expliqué dans la section 2.4.1.3.

La méthode numérique de recherche des pôles dans le cas avec pertes reste la même.

2.4 Calcul du champ rayonné

L'équation (2.7) : $H_0(x, z) = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} T_{10}(k_x) e^{-jk_x x} \frac{e^{-jk_{z_0} z}}{k_{z_0}} dk_x$ représente le champ total créé par une source linéique de courant magnétique dans l'espace libre. L'intégrale spectrale exprimée dans cette équation suit un chemin d'intégration \mathcal{C} qui décrit l'intervalle $]-\infty, +\infty[$ sur l'axe réel de k_x dans le plan (k_x', k_x'') . Cette intégrale est définie sur une surface de Riemann à deux feuillets [C91] ; sur un feuillet la condition $k_{z_0}'' > 0$ est vérifiée, sur l'autre feuillet c'est la condition $k_{z_0}'' < 0$ qui l'est. La complexité du calcul de cette intégrale réside notamment dans le passage d'un feuillet à un autre à l'aide de coupures qu'il faut contourner lors de l'intégration. Une représentation plus simple est possible avec un changement de plan d'intégration par la méthode de la descente rapide. Elle permet de travailler sur un seul feuillet de Riemann et donc de ne plus avoir recours aux coupures.

2.4.1 Méthode de la descente rapide

2.4.1.1 Description de la méthode

Cette technique, développée par Riemann en 1892 [R1892], permet d'évaluer asymptotiquement les intégrales de la forme explicitée dans l'Annexe B. L'idée principale de cette méthode est d'appliquer le théorème de Cauchy afin de remplacer le chemin d'intégration initial \mathcal{C} par des chemins particuliers appelés de descente rapide \mathcal{SDP} (pour Steepest Descent Path). Dans notre cas précis, pour appliquer cette méthode, on passe en coordonnées polaires par un changement de variables spatiales :

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \\ z = r \cos \theta, \end{cases} \quad (2.25)$$

et un changement de variables spectrales

$$\begin{cases} k_x = k_0 \sin \varphi \\ k_{z_0} = k_0 \cos \varphi. \end{cases} \quad (2.26)$$

En introduisant une variable complexe $\varphi = \varphi_r + j\varphi_i$ avec $\varphi_r \in [-\pi/2, \pi/2]$ et $\varphi_i \in \mathbb{R}$. L'intégrale dans (2.7) devient alors :

$$H_0(r, \theta) = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}{2\pi} \int_{\mathcal{SDP}} T_{10}(\varphi) e^{-jk_0 r \cos(\varphi-\theta)} d\varphi \quad (2.27)$$

avec T_{10} le coefficient de transmission défini dans (2.8). Avec ce changement de variables, l'intégrande devient une fonction analytique dans le plan complexe φ . Par conséquent, les singularités de cette intégrande sont uniquement les pôles, vu que la fonction est définie sur un seul feuillet de Riemann. Le chemin initial est tracé en rouge dans le plan complexe φ sur la Figure 2.6. Le chemin de descente rapide \mathcal{SDP} dont la méthode de calcul est donnée dans l'Annexe B, est défini par l'équation suivante :

$$\cos(\varphi_r - \theta) \cosh(\varphi_i) = 1 \quad (2.28)$$

L'ensemble des contours vérifiant la relation (2.28) pour $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$ représente le nouveau chemin d'intégration $\mathcal{SDP}(\theta)$ (i.e. fonction de θ). Il est obtenu par translation du chemin $\mathcal{SDP}(\theta)$ parallèlement à l'axe réel de $-\pi/2$ à $\pi/2$. Rappelons que θ est l'angle d'observation.

Le point $\varphi = \theta$ sur l'axe réel est appelé point col. Cette appellation vient du fait que l'intégrande est maximale autour de ce point. Appelons $H_{\mathcal{SDP}}$ la valeur de l'intégrale spectrale (2.27) en suivant le chemin de descente rapide, sans prendre en compte les singularités.

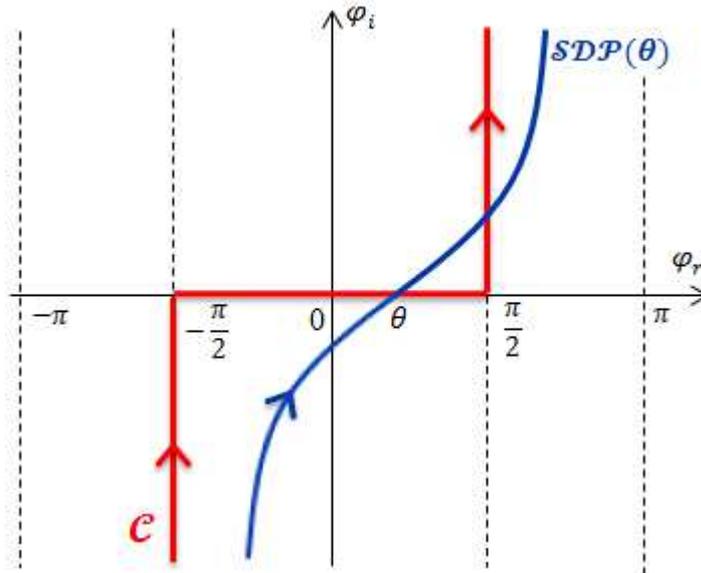


Figure 2.6 Représentation du chemin d'intégration initial \mathcal{C} et le chemin de descente rapide $\mathcal{SDP}(\theta)$ dans le plan complexe φ

Il est important de distinguer H_0 et H_{SDP} ; le premier est le champ total dans le milieu 0, tandis que le second représente la valeur de l'intégrale spectrale en suivant les contours de descente rapide SDP sans prendre en compte les singularités par lesquelles ils passent. En effet, la déformation du chemin d'intégration initial C vers le chemin SDP peut rencontrer des pôles de l'intégrande (les seules singularités pouvant exister comme expliqué ci-dessus).

Il faut donc contourner ces points singuliers comme le montre la Figure 2.7. Pour prendre en compte cette déformation autour du pôle dans le champ total, on applique le théorème des résidus (voir Annexe B). La formulation de ce théorème permet de calculer les intégrales autour des pôles en suivant des lacets fermés. Le champ total H_0 correspond alors à H_{SDP} auquel on ajoute la somme des résidus des points singuliers de l'intégrande, comme suit :

$$H_0(r, \theta) = H_{SDP}(r, \theta) + 2\pi j \sum_{p=0}^{N-1} \mp \text{Res}(\varphi_p) U(\theta, \theta_{c_p}), \quad (2.29)$$

avec l'indice p désignant un pôle qu'on représente par sa position φ_p dans le plan complexe, $p \in \mathbb{N}$ et N le nombre de pôles interceptés par le chemin de descente rapide. U est la fonction de Heaviside qui vaut 1 quand le pôle est contourné et 0 sinon, et θ_{c_p} un angle critique dépendant du lieu du pôle et sera explicité dans ce qui suit. Le terme H_{SDP} représente alors le champ d'espace dû au spectre continu. Le second terme de (2.29) représente la somme de tous les résidus des pôles φ_p calculés dans le plan complexe de φ , i.e. le champ du spectre discret. Le signe \mp précédant ce terme est dû au sens de rotation anti-trigonométrique ou trigonométrique respectivement autour du pôle, comme l'illustre la Figure 2.7. Un signe $-$ est choisi quand il s'agit d'un pôle se propageant suivant x^+ , et un signe $+$ dans le cas contraire.

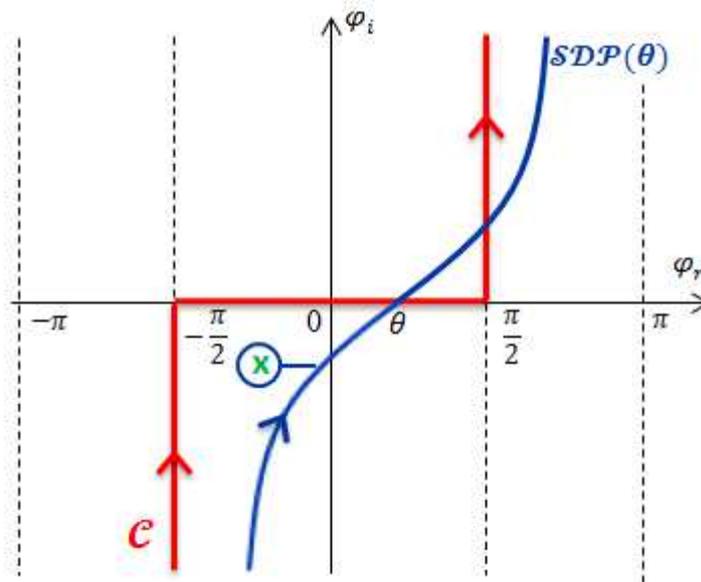


Figure 2.7 Illustration du calcul du résidu d'un point singulier (représenté en vert) dans le plan complexe φ

L'expression de $Res(\varphi_p)$ pour un pôle φ_p est donnée par le théorème des résidus comme suit (voir Annexe B) :

$$Res(\varphi_p) = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}{2\pi} \frac{e^{-jk_0r \cos(\varphi_p - \theta)}}{\frac{d(1/T_{10}(\varphi))}{d\varphi}(\varphi = \varphi_p)}, \quad (2.30)$$

$$\frac{d(1/T_{10}(\varphi))}{d\varphi}(\varphi = \varphi_p) = \frac{k_{x_p} \left(d + \frac{\sin(2k_{z_{1p}}d)}{2k_{z_{1p}}} \left(\frac{k_0}{k_{z_{0p}}} \right)^2 \right)}{\cos(k_{z_{1p}}d) \cos(k_{z_{1p}}h)}.$$

Il est important de noter que l'interprétation des deux termes de la relation (2.29) est difficile dans certains cas. En effet, comme nous le verrons par la suite, un des deux termes peut être prépondérant selon la valeur de la permittivité du milieu 1 et de la zone d'observation (champ proche ou lointain). De plus, la séparation entre le champ dû au spectre continu et le champ dû aux pôles paraît ambiguë dans certains cas surtout en champ lointain où le terme H_{SDP} peut être influencé par les pôles, comme nous allons aussi le voir.

Nous avons vu qu'un pôle φ_p est sous forme d'OPI. Nous pouvons donc lui associer un vecteur d'onde \mathbf{k}_p . A partir de l'expression (2.30), nous remarquons que le terme de résidu de ce pôle peut s'écrire sous la forme suivante :

$$Res(\varphi_p) = a_p e^{-j(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r})}, \quad (2.31)$$

avec a_p un coefficient qu'on peut calculer à partir de (2.30). Le résidu d'un pôle φ_p s'exprime donc sous forme d'OPI. *En reprenant (2.29), on peut conclure que le champ dû à un pôle s'exprime comme une OPI dans une zone limitée de l'espace (définie par la fonction de Heaviside), alors que le champ dû au spectre continu est défini partout.*

Considérons un pôle représenté par la croix verte sur la Figure 2.8, défini par $\varphi_p = \varphi_{r_p} + j\varphi_{i_p}$, et considérons l'unique contour $\mathcal{SDP}(\theta_{c_p})$ passant par ce pôle. θ_{c_p} représente ainsi l'angle θ qui vérifie la relation (2.28) pour le point singulier $(\varphi_{r_p}, \varphi_{i_p})$. Si le pôle en question correspond à une onde se propageant suivant x^+ , la déformation du chemin d'intégration initial \mathcal{C} vers les contours $\mathcal{SDP}(\theta)$ ne rencontre le pôle en question qu'à partir de $\theta \geq \theta_{c_p}$. Ceci se traduit par l'absence de terme de résidu dans l'expression de H_0 dû à ce pôle pour $-\frac{\pi}{2} \leq \theta < \theta_{c_p}$ et son intégration à partir de $\theta = \theta_{c_p}$, ce qui explique l'intégration de la fonction de Heaviside dans l'équation (2.29). Pour une propagation suivant x^- , une symétrie par rapport à l'origine du plan φ est effectuée.

Considérons maintenant le point singulier représenté par une croix orange sur la Figure 2.8. Il n'existe aucun contour $\mathcal{SDP}(\theta)$ passant par ce point dans le domaine de

définition de l'angle θ , i.e. $[-\pi/2, \pi/2]$. Ceci est vrai pour tous les pôles se situant à droite du chemin $SDP(\theta = \frac{\pi}{2})$ et à gauche du chemin $SDP(\theta = -\frac{\pi}{2})$.

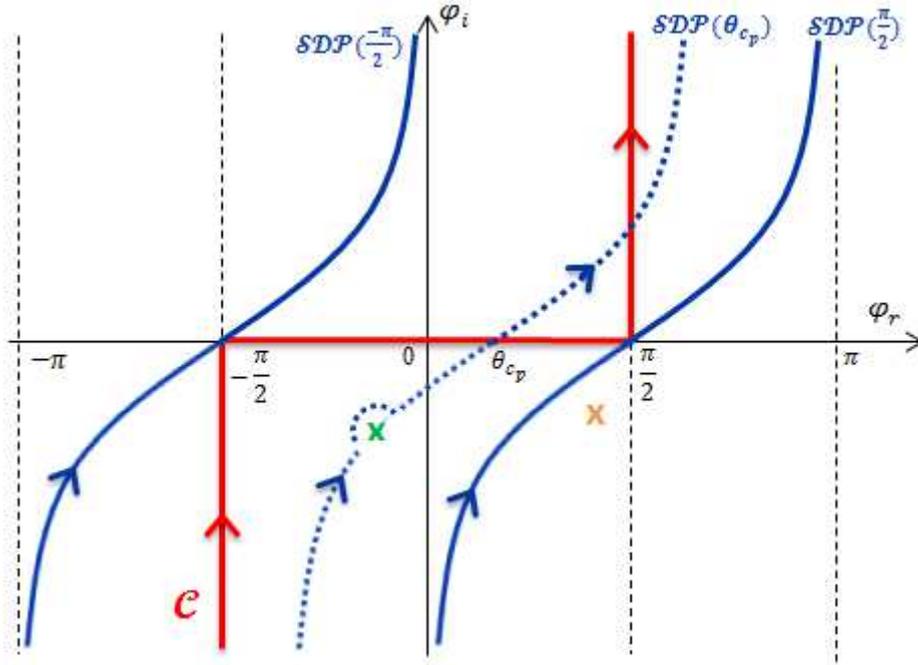


Figure 2.8 Représentation des chemins limites $SDP(-\frac{\pi}{2})$ et $SDP(\frac{\pi}{2})$, et de l'angle critique pour un point singulier

Aucune déformation du chemin \mathcal{C} vers un chemin $SDP(\theta)$ ne peut exister pour des pôles se situant dans ces deux zones. Par conséquent, aucun terme de résidu dû à ces pôles ne figure dans l'expression du champ total (2.29).

Ainsi, seuls les points singuliers situés dans la zone entre les contours $SDP(\theta = \frac{\pi}{2})$ et $SDP(\theta = -\frac{\pi}{2})$ peuvent contribuer dans le calcul des résidus et donc dans le champ total. Le plan complexe de descente rapide nous permettra alors d'étudier la contribution des modes propres de la structure de façon simple dans le rayonnement. C'est ce que traiteront les paragraphes suivants où nous commencerons par placer les différents modes sur ce plan et ensuite étudierons leur contribution dans le champ total.

Par ailleurs, le champ d'espace H_{SDP} peut être calculé par intégration numérique en suivant les chemins de descente rapide. Cependant, le théorème du point col nous permet d'obtenir une évaluation asymptotique de ce champ autour du point col, comme expliqué dans l'Annexe B. En effet, pour $k_0 r \gg 1$, i.e. en champ lointain, la valeur de l'intégrale (2.27) peut être calculée au 1^{er} ordre en appliquant le théorème comme suit :

$$H_{SDP}(r, \theta) \approx j\omega\varepsilon_0\varepsilon_1 \sqrt{\frac{1}{2\pi k_0 r}} e^{-j(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \frac{\cos(Kh)}{\cos(Kd) \left(\varepsilon_1 + j \frac{K}{k_0 \cos\theta} \tan(Kd) \right)} \quad (2.32)$$

$$\forall \theta \in]-\pi/2, \pi/2[,$$

avec $K = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta}$.

2.4.1.2 Lieu des modes propres dans le plan de descente rapide

L'étude précédente nous a permis de définir un critère qui distingue les pôles selon leur contribution dans l'expression du champ total par le moyen des résidus. Nous pouvons donc appliquer ce critère sur les modes propres supportés par la structure étudiée et que nous avons déjà classés sur la Figure 2.4.

Commençons par développer l'expression des vecteurs d'onde suivant x et z de (2.26) dans le cas d'un pôle placé en $\varphi = \varphi_p = \varphi_{r_p} + j\varphi_{i_p}$:

$$\begin{cases} k_{x_p} = k_0(\sin \varphi_{r_p} \cosh \varphi_{i_p} + j \cos \varphi_{r_p} \sinh \varphi_{i_p}) \\ k_{z_{0p}} = k_0(\cos \varphi_{r_p} \cosh \varphi_{i_p} - j \sin \varphi_{r_p} \sinh \varphi_{i_p}) \end{cases} , \quad (2.33)$$

Ces expressions nous permettent de distinguer, selon la valeur de $\varphi_{r_p} \in [-\pi, \pi]$ et le signe de φ_{i_p} , douze cas : six ondes se propageant suivant x^+ et six suivant x^- . La correspondance avec les modes propres de la Figure 2.4 nous permet de diviser le plan complexe φ en différents cadrans, comme le montre la Figure 2.9. Les modes propres se propageant suivant x^- se déduisent directement des modes suivant x^+ par symétrie par rapport à l'origine des axes.

Ainsi, en plaçant dans ce plan un pôle solution du système (2.23), nous pouvons en déduire directement le mode en question.

2.4.1.3 Contribution des modes propres

Comme expliqué précédemment, l'existence de pôles de l'intégrande du champ magnétique n'implique pas obligatoirement leur contribution dans le champ total. Il est donc intéressant de superposer les courbes $\mathcal{SDP}(\theta = -\frac{\pi}{2})$ et $\mathcal{SDP}(\theta = \frac{\pi}{2})$ sur la Figure 2.9.

Les cadrans du mode de surface sans pertes (a) et du mode complexe approprié (c) sont entièrement inclus dans la zone comprise entre les contours $\mathcal{SDP}(\theta = -\frac{\pi}{2})$ et $\mathcal{SDP}(\theta = \frac{\pi}{2})$. Ces deux modes sont donc excitable et contribuent dans le rayonnement à travers le terme des résidus.

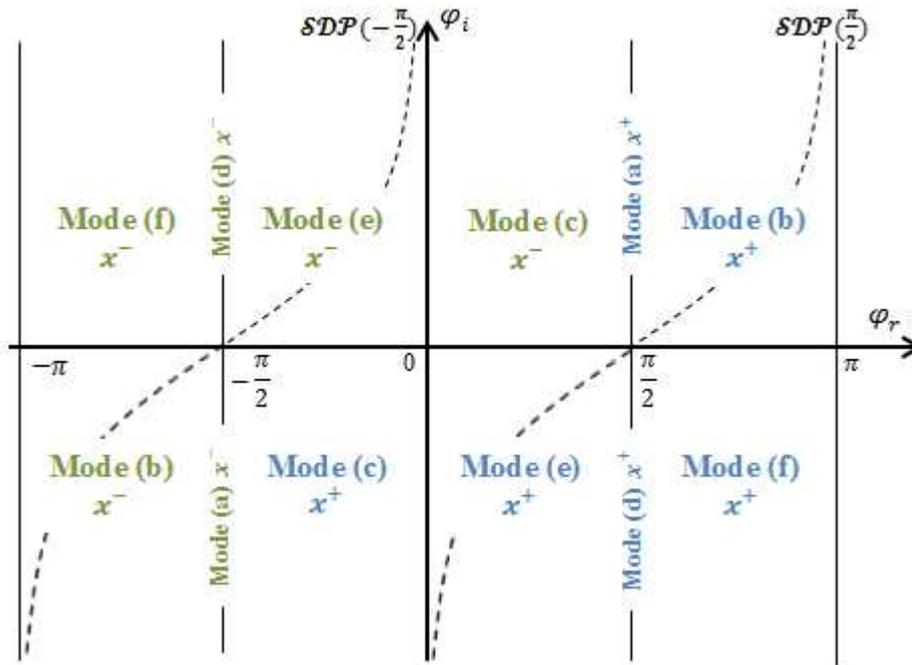


Figure 2.9 Lieu des modes propres dans le plan complexe φ , avec la nomenclature de Figure 2.4. En bleu la propagation de la puissance se fait suivant x^+ et en vert suivant x^-

D'un autre côté, les deux chemins extrêmes $SDP(\theta = -\frac{\pi}{2})$ et $SDP(\theta = \frac{\pi}{2})$ partagent les cadrans des modes (b) et (e) en 2 parties. En prenant les ondes se propageant suivant x^+ comme exemple, les pôles (b) et (e) situés dans la partie à gauche de la courbe $SDP(\theta = \frac{\pi}{2})$ peuvent être excités tandis qu'à droite de la même courbe les pôles n'interviennent pas dans le terme des résidus. Il s'agit ici des ondes de surface dans le cas de pertes (modes (b)) et des ondes de fuite (modes (e)). Il est donc important de bien étudier les paramètres de la structure afin de placer les modes qu'on désire exciter dans la partie adéquate du plan complexe.

La troisième catégorie regroupe les modes ne contribuant pas directement dans le champ rayonné vu que leurs cadrans correspondants sont placés en dehors de la zone d'excitation. Ces modes, (d) et (f), peuvent néanmoins modifier localement la méthode de descente rapide en $\theta = \frac{\pi}{2}$ et influencer ainsi sur le rayonnement dans les directions proches de celle de l'interface (end-fire en anglais) [CZ69, p.167].

Dans ce plan, on peut extraire les différents types de modes et leurs propriétés. Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons uniquement aux modes de fuite.

2.4.1.4 Etude du terme des résidus

Selon l'expression (2.30), le terme de résidu de chaque pôle décroît exponentiellement en s'éloignant de l'interface.

D'un autre côté, le champ d'espace, d'après son expression asymptotique en (2.32), décroît en $\sqrt{\frac{1}{r}}$. L'évanescence du champ dû aux pôles est ainsi plus rapide ; par conséquent, en champ lointain, le champ d'espace sera prépondérant.

Considérons à titre d'exemple une structure (selon la Figure 2.1) dont l'épaisseur du milieu 1 est égale à $d = 4$ cm, avec une source de courant magnétique placée en $z = -d$ et une fréquence de travail de 20 GHz. Deux cas sont traités selon la valeur de la permittivité du diélectrique : $\varepsilon_1 = -0.5 - j10^{-4}$ et $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$. Une résolution numérique du système (2.23) nous permet d'obtenir les pôles dans chaque cas. Nous nous limiterons ici aux 3 premiers ordres (cf. Figure 2.5).

Les pôles dont la propagation se fait suivant x^+ sont représentés dans le plan complexe φ sur la Figure 2.10. Dans le cas où $\varepsilon_1' < 0$, les pôles tracés en bleu sont situés dans le cadran correspondant aux modes du type (c) (ondes complexes appropriés), d'après la Figure 2.9. Pour $\varepsilon_1' > 0$, les pôles représentés en rouge sont des modes du type (e) (OF). Ces résultats numériques confirment l'étude théorique des modes complexes dans le paragraphe 2.3.3.1.

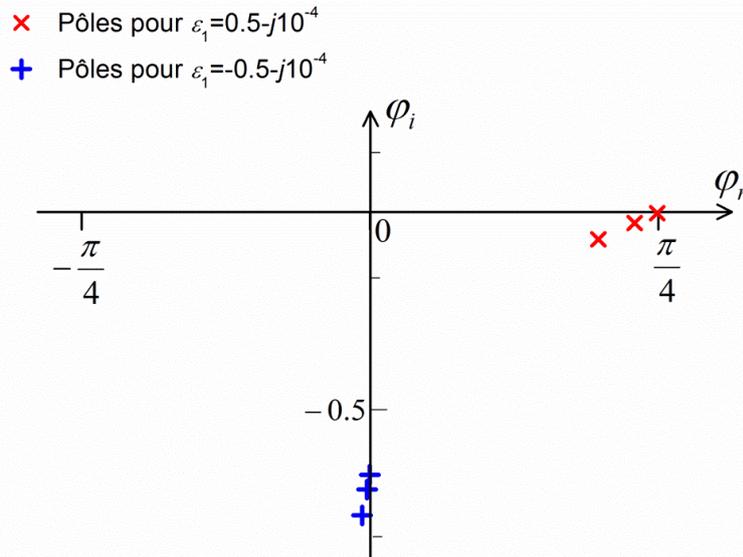


Figure 2.10 Lieu des pôles dans le plan complexe pour la configuration étudiée ($d = 4$ cm et $f = 20$ GHz) pour 2 permittivités différentes : en bleu pour $\varepsilon_1 = -0.5 - j10^{-4}$, et en rouge pour $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$

Afin d'étudier le terme des résidus, commençons par le cas $\varepsilon_1 = -0.5 - j10^{-4}$. A une distance radiale $r = 1$ m de la structure, nous comparons sur la Figure 2.11 le module du champ magnétique H_{SDP} et H_0 en fonction de l'angle d'observation θ . Notons qu'à cette distance, nous pouvons appliquer le théorème du point col vu que $k_0 r \cong 400 \gg 1$.

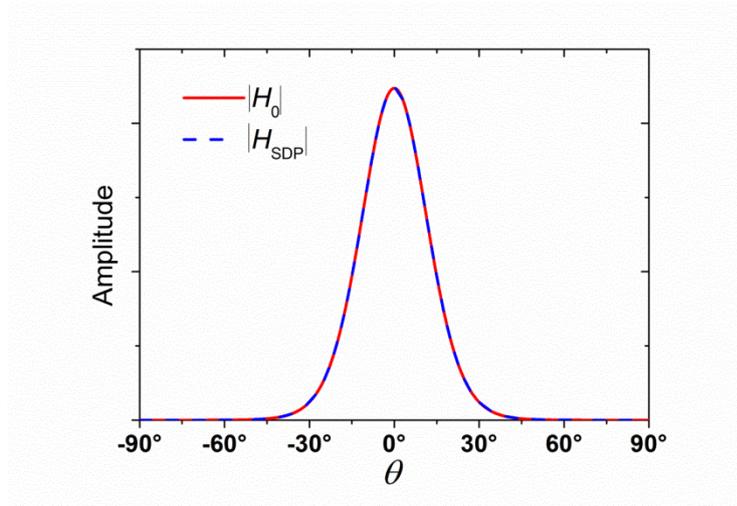


Figure 2.11 Module des champs magnétiques H_0 et H_{SDP} obtenus à une distance de $r = 1$ m d'une structure avec les paramètres suivants : $\varepsilon_1 = -0.5 - j10^{-4}$, $d = 4$ cm et $z(h) = -d$, à $f = 20$ GHz. Unité arbitraire

Les deux courbes sont confondues en chaque point ce qui montre que les résidus dus aux pôles sont négligeables à cette distance. L'expression asymptotique donnée par la méthode de descente rapide permet ainsi de décrire fidèlement le rayonnement en champ lointain dans le cas des modes (c), sans avoir recours au terme des résidus.

Prenons maintenant le cas $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$. D'après la Figure 2.12, le module du champ magnétique H_{SDP} et celui de H_0 sont confondus jusqu'à un angle proche de 45° (et -45° pour les angles négatifs, par symétrie). Au-delà de cet angle, les deux courbes s'éloignent et la différence correspond aux résidus. En s'éloignant encore plus de la structure, il est évident que cette différence décroît. En effet, pour $r = 500$ m, les courbes sont totalement confondues, comme le montre la Figure 2.13.

Essayons d'expliquer ces résultats. La différence notée entre les deux exemples provient principalement du lieu des pôles. En effet, selon la Figure 2.10, les pôles rouges sont plus proches que les pôles bleus de l'axe φ_r , i.e. φ_{i_p} est plus faible. Par conséquent, la décroissance des résidus des ondes de fuite est plus lente que celle des ondes complexes appropriées. Ces dernières ont ainsi moins de poids sur le champ rayonné, comparées aux ondes de fuite.

Par ailleurs, bien que l'expression analytique asymptotique ne décrive pas entièrement le champ rayonné dans le milieu 0 pour les faibles distances dans le cas des ondes de fuite, elle permet d'obtenir un lobe principal assez proche du champ total. Elle représente ainsi un moyen simple d'obtenir une information rapide sur l'angle principal de rayonnement et d'obtenir le diagramme de rayonnement.

Pour résumer, le terme des résidus reste important dans le calcul du champ proche et ne peut être négligé. Mais en champ lointain, à partir d'une certaine distance dépendant des pôles, il tend vers zéro et l'expression analytique donnée par la méthode de descente rapide peut être suffisante pour décrire entièrement le champ rayonné.

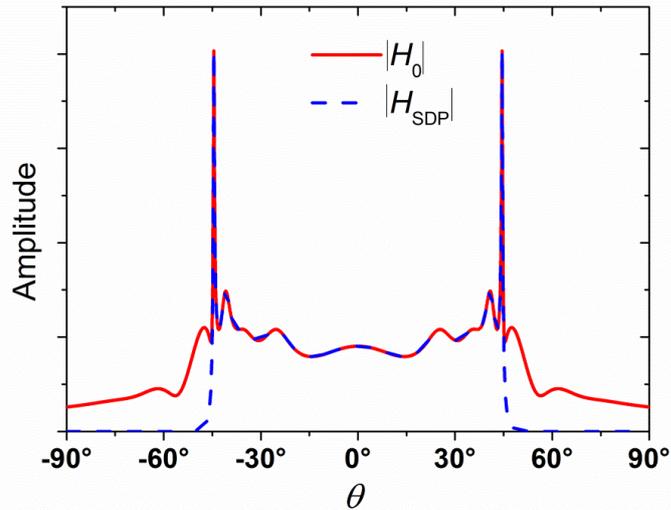


Figure 2.12 Module des champs magnétiques H_0 et H_{SDP} obtenus à une distance de $r = 1$ m d'une structure avec les paramètres $\epsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$, $d = 4$ cm et $z(h) = -d$, à $f = 20$ GHz. Unité arbitraire

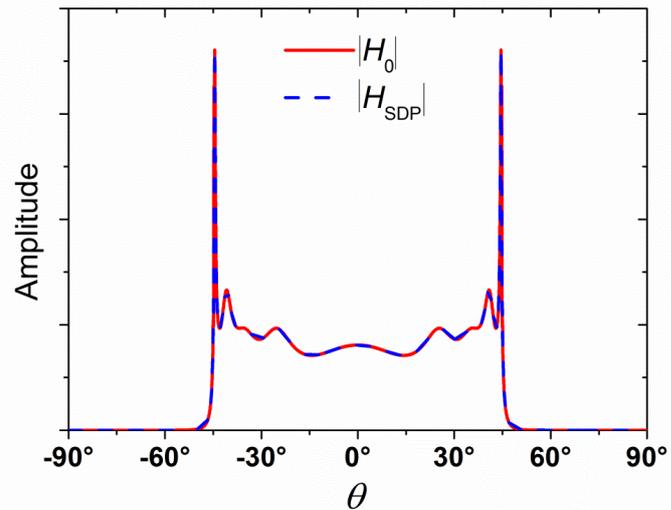


Figure 2.13 Module des champs magnétiques H_0 et H_{SDP} obtenus à une distance de $r = 1000$ m d'une structure avec les paramètres suivants : $\epsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$, $d = 4$ cm et $z(h) = -d$, à $f = 20$ GHz. Unité arbitraire

2.4.2 Méthode de Kirchhoff-Huygens

L'intégration de Kirchhoff-Huygens peut être utilisée dans le cas général pour le calcul du champ rayonné à partir d'une distribution de courants équivalents sur une surface donnée. Dans notre cas 2D, ceci revient à considérer des courants unidimensionnels invariants suivant la direction y . L'intérêt de cette méthode est qu'elle

permet de calculer le champ lointain dans le cas d'une structure finie, ce qui ne peut être fait avec la méthode du point col.

Considérons des courants équivalents sur l'interface séparant les deux milieux de notre structure et confondue avec l'axe x ; la distance entre un point d'observation $M(r, \theta)$ de l'air libre et un point $P(x)$ de l'interface est notée ρ , comme le montre la Figure 2.14.

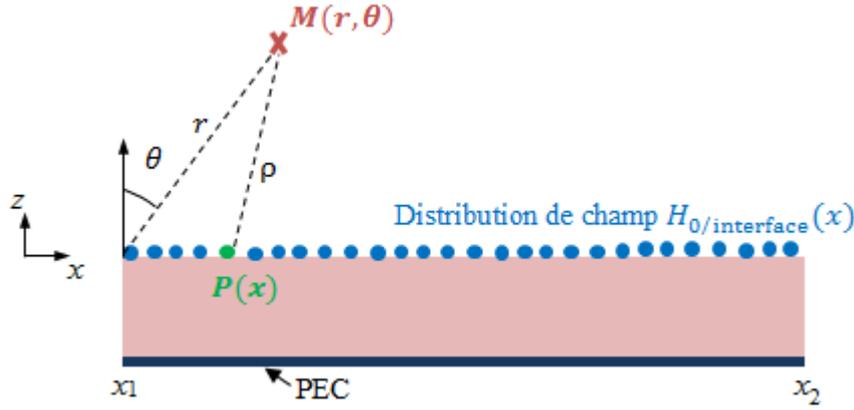


Figure 2.14 Position d'un point d'observation M par rapport à un point P de la distribution de champ sur l'interface

Le champ rayonné noté H_{KH} s'exprime avec l'intégrale de Kirchhoff-Huygens comme suit :

$$H_{KH}(r, \theta) = \int_{x_1}^{x_2} \left(H_{0/\text{interface}}(x) \frac{\partial G_0(\rho)}{\partial z} - G_0(\rho) \left(\frac{\partial H_0}{\partial z} \right)_{/\text{interface}} \right) dx, \quad (2.34)$$

avec x_1 et x_2 les bornes d'intégration finies ou infinies sur l'axe x , tels que $x_1 < x_2$. $H_{0/\text{interface}}(x)$ est la valeur du champ magnétique H_0 sur l'interface, i.e. en $r = x$ et $\theta = \pm \pi/2$. G_0 représente la fonction de Green bidimensionnelle de l'air libre dont l'expression est $G_0(\rho) = -\frac{j}{4} H_0^{(2)}(k_0 \rho)$, avec $H_0^{(2)}$ la fonction de Hankel de seconde espèce d'ordre 0. En choisissant $G_0 = 0$ sur l'interface [TO63a], le second terme de l'expression (2.34) devient nul et on obtient :

$$H_{KH}(r, \theta) = \int_{x_1}^{x_2} -\frac{j}{2} k_0 H_{0/\text{interface}}(x) H_1^{(2)}(k_0 \rho) \frac{\partial \rho}{\partial z} dx, \quad (2.35)$$

avec $H_1^{(2)}$ la fonction de Hankel de seconde espèce d'ordre 1. Dans la zone de champ lointain, on peut écrire l'approximation suivante $\rho \cong r - x \sin \theta$. Avec la formulation asymptotique de la fonction de Hankel, l'intégrale devient :

$$H_{KH}(r, \theta) \cong \frac{1}{\sqrt{2\pi k_0 r}} k_0 \cos \theta e^{-j(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \int_{x_1}^{x_2} H_{0/\text{interface}}(x) e^{jk_0 x \sin \theta} dx, \quad (2.36)$$

Dans le cas général, $H_{0/\text{interface}} = H_0(r = x, \theta = \pm \pi/2)$, ce qui nécessite un calcul numérique de l'intégrale spectrale afin d'obtenir $H_{\text{SDP}/\text{interface}}$, en plus du calcul des résidus sur l'interface.

Mais dans des cas particuliers, le champ d'espace est négligeable devant le champ dû aux pôles, au niveau de l'interface. Ceci est vrai notamment dans le cas des ondes de surface, mais ne présentent pas d'intérêt vu qu'elles ne rayonnent pas. Les résidus sont aussi importants dans le cas des ondes de fuite étant donné qu'ils sont généralement très proches de l'axe réel du plan complexe φ comme expliqué dans la section 2.4.1.4. Ainsi, afin de calculer H_{KH} , nous pouvons distinguer 3 cas de figure qu'on regroupe dans le Tableau 2.1.

Tableau 2.1 Valeur du champ magnétique sur l'interface selon la permittivité du milieu 1

Permittivité	Valeur de $H_{0/\text{interface}}$	Commentaire
$\varepsilon'_1 < 0$	$H_{0/\text{interface}} \approx H_{\text{SDP}}$	Ondes complexes négligeables et ondes de surfaces non rayonnantes
$0 < \varepsilon'_1 < 1$	$H_{0/\text{interface}} \approx \sum \text{Res}(\varphi_p)$	Domination des ondes de fuite. Exemple : Figure 2.12 et Figure 2.13
$\varepsilon'_1 > 1$	$H_{0/\text{interface}} = H_{\text{SDP}} + \sum \text{Res}(\varphi_p)$	Cas non traité ici

Des critères ont été proposés notamment dans [TO62] pour définir les cas de domination des résidus sur le champ d'espace au niveau de l'interface. Nous allons vérifier cette domination avec des exemples d'ondes de fuite, sans utiliser de tels critères. On considère ici que $H_{0/\text{interface}}(x)$ est égal uniquement aux résidus sur l'interface et s'exprime donc, à partir de (2.30), comme suit :

$$H_{0/\text{interface}}(x) \cong \sum_{p=0}^{N-1} H_p(0) e^{-jk_0|x| \sin \varphi_p}, \quad (2.37)$$

avec $H_p(0)$ le champ en $x = 0$ du pôle φ_p , son expression est dérivée de (2.30). L'intégration immédiate de (2.36) sur une interface allant de x_1 à x_2 , en utilisant (2.37) permet d'obtenir le champ rayonné et donc le diagramme de rayonnement.

Dans le cas particulier d'une structure infinie, i.e. pour $x_1 = -\infty$ et $x_2 = +\infty$, l'intégration donne l'expression du diagramme de rayonnement suivante :

$$R_{KH_b}(\theta) = \left| \sum_{p=0}^{N-1} H_p(0) \frac{2 \sin \varphi_p \cos \theta}{\sin^2 \varphi_p - \sin^2 \theta} \right|^2. \quad (2.38)$$

L'indice b indique que l'excitation des modes est bidirectionnelle, i.e. suivant x^- et x^+ . Reprenons la configuration de la section 2.4.1.4 avec $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$. Comparons dans ce cas sur la Figure 2.15 le diagramme de rayonnement analytique obtenu à partir de l'expression (2.32) et qu'on notera R_{SDP} et le diagramme de rayonnement R_{KH_b} . En tenant compte de la contribution des 3 premiers pôles, tracés en rouge sur la Figure 2.10, nous observons une différence entre la formulation analytique R_{SDP} tracée en rouge et l'intégration de Kirchhoff-Huygens tracée en bleu. En intégrant les 3 pôles suivants des ondes de fuite, le diagramme de rayonnement R_{KH_b} tracé en pointillés noirs devient égal à R_{SDP} . La méthode de Kirchhoff-Huygens permet ainsi d'obtenir le champ rayonné à partir d'un nombre fini de pôles.

Avec cette méthode, nous pouvons obtenir simplement le rayonnement d'une structure de longueur finie ou semi-infinie suivant la direction x . La méthode de descente rapide, quant à elle, ne permet pas d'étudier de telles structures. En effet, l'expression du champ magnétique en (2.27) a été obtenue sous l'hypothèse d'une structure de longueur infinie. Ainsi, avec la méthode de Kirchhoff-Huygens, nous pouvons, en choisissant les bornes x_1 et x_2 , calculer le diagramme de rayonnement par exemple dans le cas d'une structure tronquée ou d'une excitation unidirectionnelle (suivant x^+ ou x^-).

Il est important de noter que H_{SDP} est en réalité le champ d'espace, mais avec l'étude précédente nous montrons qu'en champ lointain il coïncide avec le champ modal obtenu avec Kirchhoff-Huygens dans l'exemple précédent. Ainsi dans le cas de domination des modes sur l'interface, le champ modal est transféré, en champ lointain, en totalité vers le champ d'espace représentant le spectre continu.

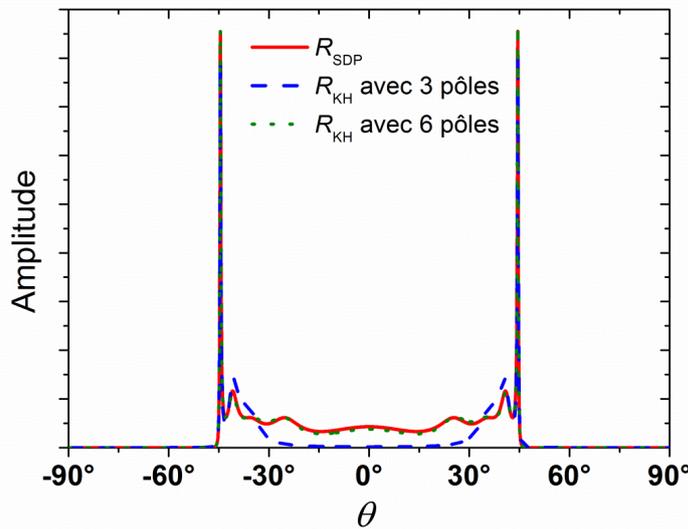


Figure 2.15 Diagrammes de rayonnement calculés pour les paramètres $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$, $d = 4$ cm et $h = -d$, à $f = 20$ GHz. Unité arbitraire

2.5 Modes de fuite et diagramme de rayonnement

2.5.1 Introduction

Un diagramme de rayonnement est caractérisé par des lobes dont la direction, la directivité et l'amplitude sont différentes. Dans ce paragraphe, nous allons voir que les pôles et leur position dans le plan complexe φ donnent toutes les informations nécessaires pour analyser un diagramme de rayonnement.

Rappelons que nous nous intéressons aux modes de fuite dans ce manuscrit.

2.5.2 Angle de rayonnement d'un mode de fuite

2.5.2.1 Expression de l'angle

Considérons un pôle φ_p placé dans la zone d'existence des modes de fuite, i.e. dans la partie du cadran du mode (e) limitée à droite par le chemin $\mathcal{SDP}(\theta = \frac{\pi}{2})$ sur la Figure 2.9 pour une propagation suivant x^+ . Comme vu précédemment, le champ lié à ce pôle s'exprime à travers le terme des résidus par une OPI définie dans une région limitée de l'espace $[\theta_{c_p}, \pi/2]$. La Figure 2.16 montre cette zone de définition. Ailleurs il n'existe que le champ d'espace.

En exprimant le vecteur de Poynting \mathbf{P} dans l'espace libre en fonction du champ magnétique H_p créé par le mode φ_p (exprimé sous forme d'une OPI), nous obtenons $\mathbf{P} = \frac{|H_p|^2}{\omega \varepsilon_0} (k'_{x_p} \mathbf{x} + k'_{z_{0p}} \mathbf{z})$. L'angle que fait le vecteur \mathbf{P} avec l'axe z , noté θ_p , est alors déduit de la relation suivante :

$$\theta_p = \tan^{-1} \frac{k'_{x_p}}{k'_{z_{0p}}} = \varphi_{r_p}. \quad (2.39)$$

Les vecteurs \mathbf{k}' et \mathbf{P} sont alors colinéaires comme le montre la Figure 2.16. Par conséquent, la position du pôle dans le plan complexe nous permet d'obtenir la direction de rayonnement du mode de fuite.

Notons que le mode en $-\varphi_p$ crée un champ qui peut en être déduit par symétrie par rapport à l'axe z .

Analysons maintenant la direction des lobes d'un diagramme de rayonnement. Pour ce faire, commençons par l'étude d'une excitation bidirectionnelle, i.e. en tenant compte des pôles se propageant suivant x^+ et x^- . Nous avons calculé avec la méthode de Kirchhoff-Huygens le diagramme de rayonnement R_{KH_b} dans (2.38) à partir du champ total créé par les modes propres sur l'interface avec une propagation suivant x^+ et x^- . Nous avons montré aussi que cette méthode est équivalente à la méthode asymptotique de descente rapide si on prend en compte un nombre suffisant de pôles.

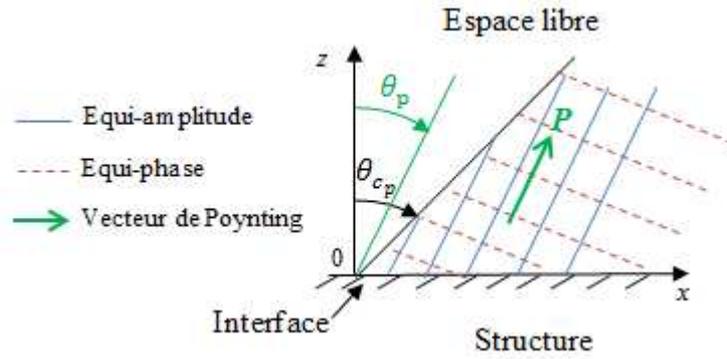


Figure 2.16 Zone d'existence d'un mode de fuite se propageant suivant x^+ et ses caractéristiques angulaires

Afin d'étudier chaque mode séparément, nous ne prenons en compte qu'un seul pôle φ_p et ainsi la somme ne se résume qu'à un seul terme $R_{KH_{b_p}} = \left| H_p(0) \frac{2 \sin \varphi_p \cos \theta}{\sin^2 \varphi_p - \sin^2 \theta} \right|^2$. La dérivée de cette expression par rapport à θ permet d'obtenir la position des maxima du diagramme. Deux cas se présentent :

(a) $|\cos \varphi_p| < 1$: deux maxima symétriques existent à $\theta = \pm \theta_{\max_{b_p}}$ avec

$$\cos \theta_{\max_{b_p}} = |\cos \varphi_p| = \sqrt{\cosh^2 \varphi_{i_p} - \sin^2 \varphi_{r_p}}. \quad (2.40)$$

(b) $|\cos \varphi_p| > 1$: dans ce cas, un seul maximum apparaît à $\theta = 0^\circ$.

Considérons maintenant une excitation monodirectionnelle : on ne tient compte que des modes qui se propagent suivant une seule direction qu'on choisira ici x^+ . Dans ce cas, avec la méthode de Kirchhoff-Huygens, le diagramme de rayonnement est calculé avec l'expression (2.37) pour $x_1 = 0$ et $x_2 = +\infty$ et en considérant uniquement les pôles φ_p tels que $\varphi_{r_p} \geq 0$ (pour les modes se propageant suivant x^+), ce qui donne :

$$R_{KH_m}(\theta) = \left| \sum_{p=0}^{N-1} H_p(0) \frac{\cos \theta}{\sin \varphi_p - \sin \theta} \right|^2, \quad (2.41)$$

où l'indice m indique l'excitation monodirectionnelle. Pour un seul pôle φ_p contribuant dans le champ lointain, la somme dans (2.41) se résume à un seul terme : $R_{KH_{m_p}} = \left| H_p(0) \frac{\cos \theta}{\sin \varphi_p - \sin \theta} \right|^2$. Comme pour le cas bidirectionnel, la dérivée de ce terme permet de déduire la position des maxima telle que :

$$\sin \theta_{\max_{m_p}} = \frac{\sin \varphi_{r_p}}{\cosh \varphi_{i_p}}. \quad (2.42)$$

Il est à noter que, contrairement au cas bidirectionnel, ce type d'excitation conserve l'angle de rayonnement des pôles tels que $|\cos \varphi_p| > 1$ vu l'absence d'excitation du pôle symétrique.

Par ailleurs, les expressions (2.40) et (2.42) donnent des positions de lobes différents pour un même pôle, excepté dans le cas où $|\varphi_{ip}| \ll 1$. En effet, si l'atténuation d'une onde de fuite φ_p est faible, on obtient

$$\theta_{\max_{\varphi_p}} \cong \theta_{\max_{m_p}} \cong \varphi_{r_p}. \quad (2.43)$$

On retrouve alors θ_p , la direction du vecteur de Poynting de ce mode prévue par l'équation (2.39).

2.5.2.2 Ordre d'un mode de fuite et angle de rayonnement

Avant d'illustrer les résultats précédents à travers des exemples, nous allons définir l'ordre d'un mode de fuite. Pour une configuration donnée excitant des ondes de fuite, i.e. $0 \leq \varepsilon'_1 \leq 1$, le système (2.23) admet une infinité de solutions complexes sous forme de modes de fuite. Ils peuvent être classés selon la forme du champ créé dans le milieu 1 suivant l'axe z . En effet, l'ordre n d'un mode qu'on désignera par φ_n dans le plan complexe, est donné par la partie entière de $k'_{z1n} d/\pi$, comme expliqué précédemment dans la section 2.3.3.1, avec $n \in \mathbb{N}$.

Reprenons maintenant l'exemple du paragraphe 2.4.1.4, où nous avons considéré une configuration telle que $d = 4$ cm, $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$, $z(h) = -d$ et une fréquence de travail de 20 GHz. Comme pour les pôles rouges de la Figure 2.10, avec un calcul numérique, nous plaçons sur la Figure 2.17 cinq pôles désignés par leurs coordonnées φ_n , $n \in \{0, \dots, 4\}$. D'après les valeurs de $k'_{z1n} d/\pi$ du Tableau 2.2, les pôles s'éloignent de l'axe réel du plan complexe φ avec l'ordre n .

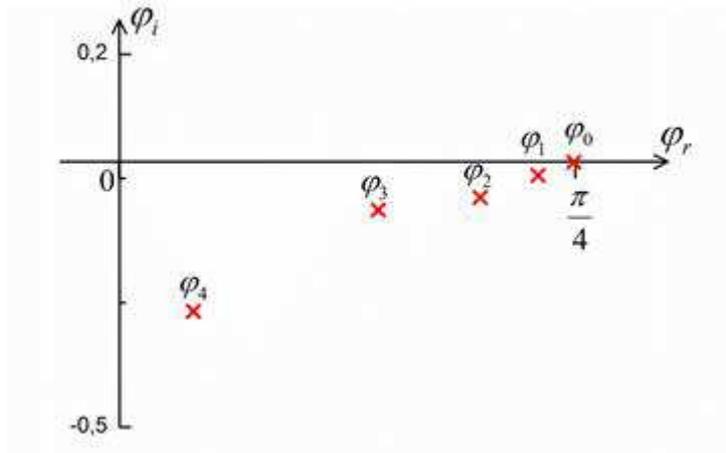


Figure 2.17 Représentation dans le plan complexe des 5 premiers pôles dans la configuration suivante : $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$, $d = 4$ cm et $f = 20$ GHz

Tableau 2.2 Calcul numérique de paramètres liés aux 5 premiers modes de fuite dans la configuration suivante : $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$, $d = 4$ cm et $f = 20$ GHz

	φ_0	φ_1	φ_2	φ_3	φ_4
$k'_{z1n} d/\pi$	0.48	1.43	2.21	3.04	4.01
θ_n	44.51°	41.02°	35.38°	25.37°	7.29°
D_{m_n}	342	37	15	12	4

Rappelons que les modes traités dans cet exemple correspondent à une propagation suivant x^+ .

Nous reportons aussi dans le même tableau l'angle θ_n représentant la direction du vecteur de Poynting de chaque pôle φ_n , $n \in \{0, \dots, 4\}$, calculé avec la formule (2.39).

D'un autre côté, traçons, sur la Figure 2.18, pour le même exemple, les diagrammes de rayonnement R_{KH_m} et R_{KH_b} pour $N = 5$, i.e. pour les 6 premiers modes (ce nombre est suffisant comme nous l'avions montré dans 2.4.2). Notons tout d'abord que la position des 4 premiers lobes sur les deux courbes est très proche des valeurs de θ_n du Tableau 2.2. En revanche, on ne distingue pas de lobe pour le pôle φ_4 autour de 7°. Ceci peut être expliqué par la très faible amplitude de ce mode due à sa forte atténuation. Il en est de même pour les ordres supérieurs.

Comparons maintenant R_{KH_m} et R_{KH_b} . Nous remarquons que les lobes de chaque courbe correspondant aux deux premiers modes sont confondus. En effet, les modes φ_0 et φ_1 vérifient la condition $|\varphi_{i_p}| \ll 1$, comme le montre la Figure 2.17 ce qui donne l'égalité (2.43). D'autre part, à partir du mode d'ordre 2, les courbes s'éloignent avec des lobes aux mêmes angles mais à des amplitudes différentes. Autour de 0°, R_{KH_m} décroît rapidement jusqu'à s'annuler alors que R_{KH_b} augmente légèrement. Cette différence est due à la contribution des modes symétriques ($-\varphi_n$) dans R_{KH_b} . En effet, pour les ordres $n \geq 4$, on vérifie numériquement que $|\cos \varphi_n| > 1$ pour cet exemple. On est alors dans le cas (b) de l'angle de rayonnement, ce qui signifie que tous les modes d'ordre $n \geq 4$ rayonnent à $\theta = 0^\circ$. Ainsi, la contribution de ces modes et de leurs symétriques à $\theta = 0^\circ$ dans R_{KH_b} fait croître l'amplitude du diagramme autour de 0° par rapport à R_{KH_m} où seuls les modes $+\varphi_n$ rayonnent.

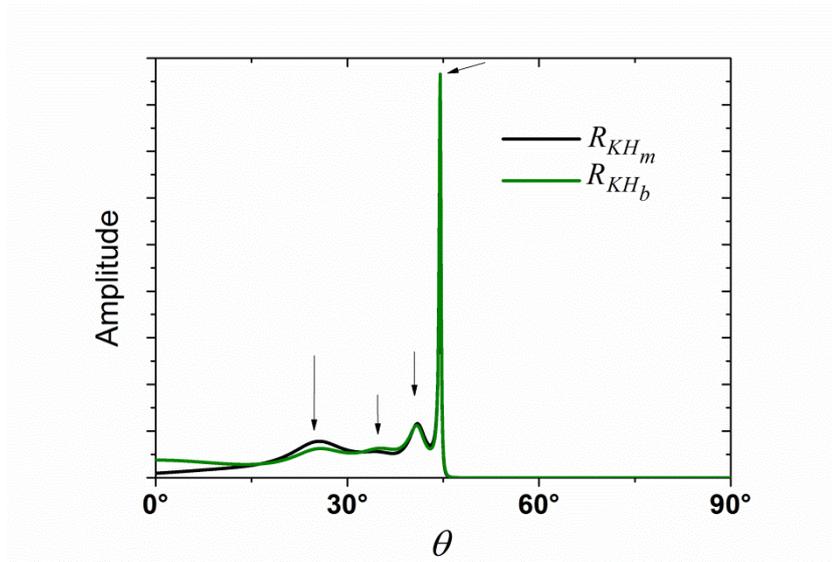


Figure 2.18 Diagramme de rayonnement calculé avec la méthode de Kirchhoff-Huygens avec $d = 4$ cm, $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$, $h = -d$ et $f = 20$ GHz. Les flèches montrent les lobes présents sur les diagrammes. Unité arbitraire

2.5.3 Directivité d'un mode de fuite

Dans le paragraphe précédent, nous avons analysé la direction des lobes sur le diagramme de rayonnement. Dans ce paragraphe, nous traiterons de leur amplitude.

L'amplitude d'un lobe est liée à deux facteurs :

- **L'excitation** : en reprenant les formules analytiques de R_{KH_m} et R_{KH_b} dans le paragraphe précédent, nous voyons que le champ rayonné de chaque pôle est pondéré par un coefficient. L'amplitude du lobe dû à un mode est liée à ce coefficient. De plus, l'excitation peut privilégier un mode en particulier si on place par exemple la source linéique au niveau d'un maximum de champ du mode désiré ou si une distribution de sources élémentaires imite la forme du champ magnétique modal dans la structure (voir Figure 2.5 pour l'amplitude du champ). Ainsi la pondération d'un mode peut changer en fonction de la source.
- **La directivité** : cette grandeur dépend de la décroissance de l'onde le long des contours équi-phase. Dans le cas infini, la directivité est alors liée au vecteur d'onde \mathbf{k}'' qui correspond à la décroissance exponentielle de l'onde parallèlement aux équi-phase. La Figure 2.19 illustre cette décroissance sur deux cas différents d'OPI : à gauche un mode de vecteur d'onde \mathbf{k}_1 et à droite un autre mode de vecteur d'onde \mathbf{k}_2 tel que $|\mathbf{k}_1''| < |\mathbf{k}_2''|$. La décroissance de l'onde est alors plus lente pour le mode 1 par rapport au mode 2 sur une ouverture équi-phase : l'amplitude du mode 1 reste significative sur une largeur importante alors que l'amplitude du mode 2 est beaucoup plus faible sur la même largeur (ou ouverture équi-phase). Ainsi, le rayonnement du mode 1 sera plus directif que le mode 2.

Dans notre cas, nous avons choisi dans tous les exemples pris précédemment, notamment sur la Figure 2.18, comme excitation une source de courant magnétique linéique placée au niveau du plan métallique ($z(h) = -d$). Le champ magnétique de tous les modes de fuite possibles dans une telle structure possède un maximum de champ en ce point. De plus le spectre d'une telle source est théoriquement infini. Il s'agit donc d'une excitation neutre ne privilégiant aucun mode particulier par pondération. Nous étudions alors dans cette partie le second facteur qui est la directivité du mode en fonction de sa position dans le plan complexe.

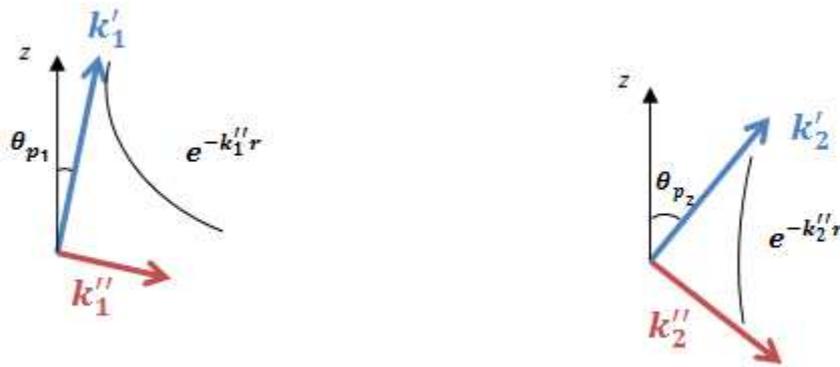


Figure 2.19 Décroissance de deux OPI parallèlement aux contours équi-phase. Ici $|k''_1| < |k''_2|$

L'expression analytique du diagramme de rayonnement d'un seul pôle nous permet de calculer directement sa directivité. Intéressons-nous à une excitation monodirectionnelle. A partir de l'expression de $R_{KH_{m_p}}$ dans (2.41), nous obtenons la directivité en $\theta = \theta_{\max_{m_p}}$ [CZ69] :

$$D_{m_p} = \frac{e^{|\varphi_{i_p}|}}{\sinh |\varphi_{i_p}|}. \quad (2.44)$$

Dans le cas où $|\varphi_{i_p}| \ll 1$, cette directivité peut s'écrire au 1^{er} ordre comme suit :

$$D_{m_p} \cong 1 + \frac{1}{|\varphi_{i_p}|}. \quad (2.45)$$

Il est important de noter ici que cette expression ne dépend que de φ_{i_p} . Cette dernière grandeur est directement liée à l'évanescence de l'onde suivant la direction perpendiculaire à la propagation, i.e. à $|k''|$ qui s'exprime pour un pôle φ_p par $|k''_p| = k_0 |\sinh \varphi_{i_p}|$. Par conséquent, on retrouve le comportement classique d'une ouverture équi-phase, ce qui rejoint la remarque mentionnée précédemment. Ainsi, lorsque l'évanescence de l'onde est lente, i.e. $|\varphi_{i_p}|$ ou $|k''_p|$ est faible, l'amplitude de l'onde est significative sur une largeur importante et le mode est plus directif. Et vice versa.

En reprenant la Figure 2.18 et en se basant sur la variation de φ_i avec l'ordre dans la Figure 2.17, nous vérifions la décroissance de la directivité avec l'ordre en comparant

l'amplitude et la largeur des lobes correspondants. Ces valeurs calculées avec (2.46) sont notées dans le Tableau 2.2. En revanche, l'amplitude du lobe du mode d'ordre 3 est légèrement plus élevée que celui du mode d'ordre 2. Ceci peut être expliqué par le fait que les directivités respectives sont comparables et que la pondération naturelle du champ de ces modes a légèrement privilégié l'ordre 3.

De même, le calcul de la directivité d'un mode de fuite dans le cas d'une excitation bidirectionnelle peut être fait à partir de l'expression de $R_{KH_{b_p}}$, en distinguant les deux cas $|\cos \varphi_p| < 1$ et $|\cos \varphi_p| > 1$. Le lecteur peut se référer à [CZ69] pour consulter les résultats correspondants.

2.5.4 Effet des pertes

Nous avons supposé dans l'exemple utilisé dans toute l'étude que les pertes dans le milieu 1 sont telles que $\varepsilon_1'' = 10^{-4}$. La Figure 2.20 montre le lieu des pôles obtenu numériquement pour la même configuration mais pour différentes valeurs de pertes : $\varepsilon_1'' = 0$, $\varepsilon_1'' = 10^{-4}$ (dont les pôles ont été tracés sur la Figure 2.17) et $\varepsilon_1'' = 0.1$. Pour les deux premiers cas, nous constatons que les pôles sont confondus, ce qui montre que les pertes introduites sont négligeables. Par contre, en ajoutant des pertes plus importantes, les pôles s'éloignent de l'axe réel de façon parallèle à l'axe imaginaire : pour un pôle φ_n , φ_{r_n} reste constant tandis que $|\varphi_{i_n}|$ croît.

Par conséquent, l'augmentation des pertes de la couche 1 accentue la décroissance de l'onde suivant la direction de \mathbf{k}'' tout en gardant la même direction de propagation de la phase. Il en découle une diminution de la directivité du mode sur le diagramme de rayonnement. Le calcul du diagramme de rayonnement dans les 3 cas montre qu'en passant à de $\varepsilon_1'' = 10^{-4}$ à $\varepsilon_1'' = 0.1$, le diagramme de rayonnement perd 99% de son amplitude. Les courbes ne peuvent donc pas être tracées sur un même graphe.

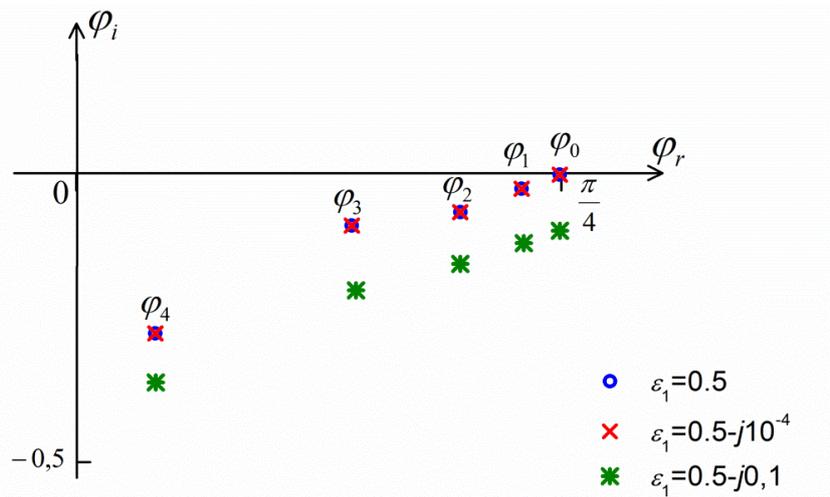


Figure 2.20 Lieu des 5 premiers pôles dans le plan complexe en fonction des pertes, dans la même configuration que la Figure 2.17

2.6 Modélisation d'une structure bicouche

2.6.1 Introduction

Dans cette section, nous appliquons les outils théoriques mis en place avec une structure à une couche, sur une nouvelle configuration à deux couches de diélectrique. Cette configuration est plus représentative du cas de l'antenne à ondes de fuite que l'on souhaite réaliser, dans laquelle le plasma au-dessus du plan métallique doit être confiné. Ainsi, nous ajoutons au-dessus de la couche 1 un diélectrique noté 2 d'épaisseur d_2 et de permittivité relative ε_2 , comme le montre la Figure 2.21. On excite toujours la structure par une ligne de courant magnétique placée dans le milieu 1.

2.6.2 Résultats théoriques

La modélisation de cette nouvelle configuration suit les mêmes étapes de calcul que dans 2.2. Nous obtenons ainsi une intégrale spectrale pour le champ magnétique dans l'espace libre, qu'on ne présentera pas ici vu la complexité de son expression (cf. Annexe C).

Il est cependant intéressant d'étudier le dénominateur de l'intégrande qui permet d'obtenir les singularités de l'intégrale ou les modes propres. Les pôles de la configuration bicouche sont les racines de l'équation suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{k_{z_2}^2}{\varepsilon_2^2} \left(\frac{k_{z_1}}{\varepsilon_1} \tan(k_{z_1} d) + \frac{k_{z_2}}{\varepsilon_2} \tan(k_{z_2} d_2) \right) \\ & + jk_{z_0} \left(\frac{k_{z_1} k_{z_2}}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \tan(k_{z_1} d) \tan(k_{z_2} d_2) - \frac{k_{z_2}^2}{\varepsilon_2^2} \right) = 0, \end{aligned} \quad (2.46)$$

avec k_{z_q} le nombre d'onde dans la direction z dans le milieu q , avec $q \in \{0,1,2\}$. Les pôles satisfont aussi les conditions de continuité suivantes :

$$\begin{cases} k_{z_0}^2 - k_{z_1}^2 = (1 - \varepsilon_1)k_0^2 \\ k_{z_0}^2 - k_{z_2}^2 = (1 - \varepsilon_2)k_0^2 \\ k_x^2 + k_{z_0}^2 = k_0^2. \end{cases} \quad (2.47)$$

En passant maintenant dans le plan complexe φ , on peut exprimer l'intégrale spectrale du champ magnétique $H_{0_{bc}}$ dans l'espace libre sous la forme d'une somme de 2 termes comme dans (2.29) :

$$H_{0_{bc}}(r, \theta) = H_{SDP_{bc}}(r, \theta) + 2\pi j \sum_{p=0}^{N-1} \mp \text{Res}(\varphi_p) U(\theta - \theta_{c_p}), \quad (2.48)$$

où l'indice bc désigne la configuration bicouche. Le premier terme est la valeur de l'intégrale spectrale en suivant les chemins d'intégration SDP et le second représente

les résidus des pôles φ_p , solutions du système {(2.46),(2.47)}. La définition des variables liées aux résidus reste la même qu'avec la première configuration.

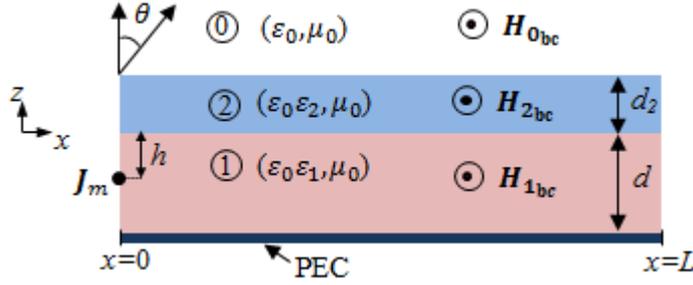


Figure 2.21 Schéma de la structure bicouche

Le théorème du point col nous permet d'exprimer $H_{SDP_{bc}}$ en champ lointain, i.e. pour $k_0 r \gg 1$. Au premier ordre, on obtient :

$$H_{SDP_{bc}}(r, \theta) \approx j\omega\varepsilon_0\varepsilon_1 \sqrt{\frac{1}{2\pi k_0 r}} e^{-j(k_0 r - \frac{\pi}{4})}$$

$$\frac{\cos \theta K_2 e^{jK_0(d+d_2)}}{K_2 \cos(K_2 d_2) + jK_0 \varepsilon_2 \sin(K_2 d_2)} \left(2A \cos(K_1 d) - j \frac{e^{jK_1 d}}{K_1} \cos(K_1 h) \right),$$

$$\forall \theta \in]-\pi/2, \pi/2[\quad (2.49)$$

avec :

$$A = \frac{j \cos(K_1 h) e^{jK_1 d}}{2\varepsilon_2 K_1 e^{-jK_2 d_2} \cos(K_1 d) \cos(K_2 d_2)} \times$$

$$\frac{\varepsilon_1(K_2 + \varepsilon_2 K_0) + (\varepsilon_2 K_1/K_2 - \varepsilon_1)(K_1 \cos(K_2 d_2) + j\varepsilon_2 K_0 \sin(K_2 d_2)) e^{-jK_2 d_2}}{jK_1 \tan(K_1 d) + jK_2 \varepsilon_1/\varepsilon_2 \tan(K_2 d_2) - \varepsilon_2 K_0 K_1/K_2 \tan(K_1 d) \tan(K_2 d_2) + \varepsilon_1 K_0}$$

et $K_0 = k_0 \cos \theta$, $K_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta}$ et $K_2 = k_0 \sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta}$.

Cette expression nous permet d'obtenir le diagramme de rayonnement dans le cas d'une excitation bidirectionnelle. Dans le cas monodirectionnel, il est nécessaire s'utiliser, comme dans le paragraphe 2.4.2, la méthode de Kirchhoff-Huygens. Afin d'intégrer le champ créé sur l'interface séparant la structure de l'espace libre, un calcul des résidus est nécessaire. Mais vu la complexité du calcul des dérivées dans ce cas, nous baserons notre analyse théorique uniquement sur une étude modale et sur le champ lointain donné par le théorème du point col.

2.6.3 Comparaison avec la configuration monocouche

Nous étudions ici le cas particulier d'un milieu 2 formé d'une couche de quartz de permittivité complexe $\varepsilon_2 = 4.4 - j4 \cdot 10^{-5}$ [KDT⁺99]. Le choix d'un tel matériau sera expliqué dans le Chapitre 4 traitant le design et la réalisation du prototype.

Afin d'étudier l'effet de l'ajout du milieu 2 sur la structure, commençons par comparer les modes de fuite des deux configurations. La résolution numérique du système formé par la relation de dispersion (2.46) et les équations (2.47) permet d'obtenir les modes propres de la configuration bicouche. La méthode de résolution est explicitée dans l'Annexe D.

Plaçons-nous dans le cas d'existence de modes de fuite avec la configuration monocouche, i.e. $0 \leq \varepsilon_1' \leq 1$ et reprenons l'exemple défini dans le paragraphe 2.4.1.4. En partant du cas monocouche, i.e. $d_2 = 0$, nous cherchons numériquement les pôles pour différentes épaisseurs de quartz d_2 .

La Figure 2.22 représente le lieu de ces pôles pour n de 0 à 3, avec n l'ordre du mode.

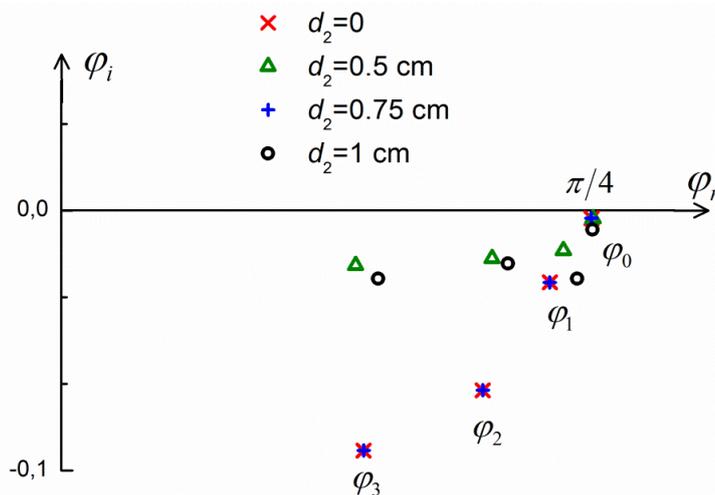


Figure 2.22 Lieu des 4 premiers pôles dans le plan complexe en fonction de l'épaisseur du milieu 2, dans la configuration suivante : $\varepsilon_1 = 0.5 - j10^{-4}$, $d = 4$ cm, $\varepsilon_2 = 4.4 - j4 \cdot 10^{-5}$ et $f = 20$ GHz

Les pôles rouges correspondent aux pôles tracés sur la Figure 2.17. Nous constatons que, pour $d_2 \neq 0$, les pôles sont aussi des modes de fuite dont le lieu dépend de la valeur de d_2 . Le mode d'ordre 0 ne change quasiment pas en ajoutant le milieu 2, ce qui n'est pas le cas pour les ordres supérieurs.

En effet, pour $d_2 = 0.5$ cm et $d_2 = 1$ cm, les pôles sont situés plus près de l'axe réel du plan φ en gardant en général la même abscisse. Comme expliqué dans la section 2.5, ceci peut être interprété, par une augmentation de la directivité du mode en question par rapport au cas monocouche. En effet, la lame de quartz limite la fuite de l'onde par confinement dans la structure ce qui rend le mode plus directif. Les angles de rayonnement restent très proches. Jusqu'ici nous avons vu qu'avec une configuration monocouche, le mode d'ordre 0 a plus de poids sur les modes d'ordre supérieur. Nous

constatons ici que l'ajout d'une couche de quartz peut augmenter le poids de ces modes par leur directivité.

Nous constatons cependant que, pour $d_2 = 0.75 \text{ cm} = \lambda/2$, les pôles ne changent pas par rapport au cas $d_2 = 0$. Le milieu 2 n'a donc pas d'effet sur les modes excités dans le milieu 1, il est transparent. Il est important de noter qu'il s'agit d'un cas particulier dans notre exemple et ne peut être utilisé pour en tirer une règle générale.

Comparons maintenant sur le même exemple les diagrammes de rayonnement calculé avec la méthode de descente rapide. La Figure 2.23 représente d'un côté le diagramme de rayonnement issu de H_{SDP} pour $d_2 = 0$ et les diagrammes de rayonnement issus de $H_{SDP_{bc}}$ dans les cas où $d_2 \neq 0$, d'un autre. Pour $d_2 = 0.5 \text{ cm}$ et $d_2 = 1 \text{ cm}$, le lobe principal est plus bas et les pics secondaires sont plus hauts et plus étroits que pour $d_2 = 0$. Ces résultats recourent l'analyse modale effectuée ci-dessus avec la Figure 2.22. En effet, les modes d'ordre supérieur sont plus directifs avec l'ajout du milieu 2. Comme attendu aussi, avec une épaisseur de 0.75 cm , le diagramme de rayonnement obtenu est très proche du cas monocouche.

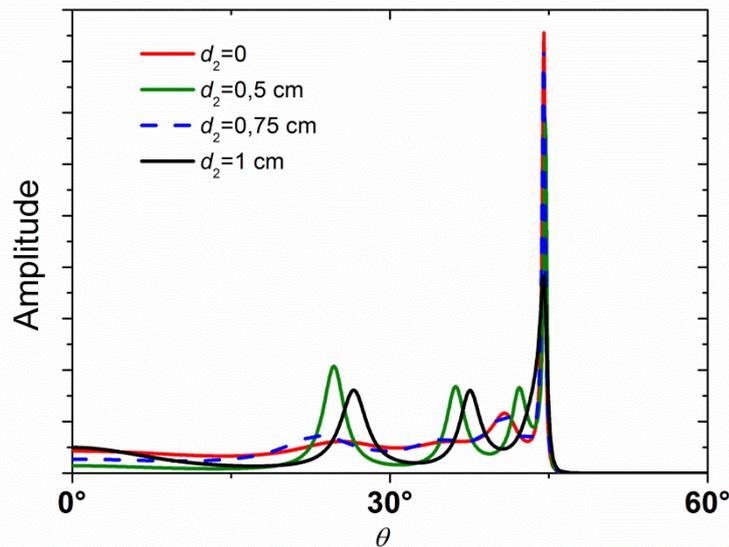


Figure 2.23 Effet de l'épaisseur de la couche de quartz sur le diagramme de rayonnement. Diagrammes représentés sur $[0,60^\circ]$. Unité arbitraire

2.7 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons établi un modèle théorique 2D pour des structures canoniques pouvant être le support d'ondes de fuite. A partir d'une structure simple à une seule couche de diélectrique, nous avons établi l'équation du champ magnétique dans l'espace libre sous la forme d'une intégrale spectrale. Le dénominateur de l'intégrande nous a permis d'obtenir l'équation de résonance transversale de la structure. Les pôles de l'intégrande représentant les modes propres sont sous forme d'OPI car complexes. Nous avons distingué deux types principaux de modes quand la permittivité de la couche du diélectrique est celle d'un plasma $-\infty < \epsilon'_1 \leq 1$: les ondes

de surface si k_x est réel et les ondes complexes si k_x est complexe. Les ondes complexes sont appropriées si $\varepsilon'_1 < 0$ et inappropriées si $0 \leq \varepsilon'_1 \leq 1$ (ne satisfont pas la condition de rayonnement à l'infini). Le 1^{er} type est une onde rayonnant en arrière ou « backward », le 2nd est une onde de fuite.

Le champ correspondant à la valeur de l'intégrale correspond au champ lié au spectre continu ou le champ de l'espace. Le champ total est obtenu en ajoutant à ce champ un terme appelé les résidus. Chaque pôle définit un résidu dans une région limitée de l'espace où il s'écrit sous forme d'une OPI.

Selon la nature des pôles, i.e. la valeur de ε'_1 , nous avons montré que l'un des deux termes peut être prépondérant sur l'interface. En effet, le terme des résidus est dominant sur l'interface quand $0 \leq \varepsilon'_1 \leq 1$ et nous avons montré que les pôles dans ce cas (qui sont des ondes de fuite) influent sur le rayonnement à travers le champ de l'espace. Nous avons vu aussi qu'au contraire quand $\varepsilon'_1 < 0$, les pôles n'ont pas d'influence sur le rayonnement.

Nous avons ensuite calculé le champ lointain de deux façons. La première consiste à utiliser la méthode du point col pour calculer l'intégrale spectrale, et négliger le terme des résidus en champ lointain.

La seconde méthode de calcul du champ lointain utilise l'intégration de Kirchhoff-Huygens. Cette méthode permet de calculer le rayonnement d'une structure finie, contrairement à la méthode du point col. Nous avons appliqué cette intégration sur le champ au niveau de l'interface. Nous avons négligé le champ de l'espace et considéré uniquement le champ dû aux pôles qui est dominant dans le cas des ondes de fuite. Cette hypothèse a été vérifiée en retrouvant le même diagramme de rayonnement que celui obtenu avec la méthode du point col.

Dans le paragraphe suivant, nous nous sommes intéressés aux ondes de fuite et à leur lien avec le diagramme de rayonnement. L'étude des pôles dans le plan complexe nous a permis d'analyser les caractéristiques de ce diagramme.

L'analyse modale nous a permis d'obtenir la direction de rayonnement d'un mode de fuite. Avec cette méthode, nous avons pu vérifier que les différents lobes d'un diagramme de rayonnement correspondent à des modes de fuite d'ordre différents. L'angle de rayonnement décroît avec l'ordre.

D'un autre côté, nous avons étudié l'amplitude des lobes en se basant sur la directivité des modes de fuite. La directivité d'un pôle, qui est liée à la décroissance de l'onde le long des équi-phases, a été obtenue analytiquement avec la méthode de Kirchhoff-Huygens. La formule montre que la directivité diminue en s'éloignant de l'axe réel du plan complexe.

Les outils mathématiques utilisés pour modéliser la structure précédente ont été aussi appliqués sur une nouvelle configuration bicouche. L'équation de résonance transversale a été établie à partir de la nouvelle intégrale spectrale et le diagramme de rayonnement a été calculé avec la méthode du point col. La résolution numérique de l'équation de résonance a permis de trouver les modes propres de la nouvelle structure et en particulier les modes de fuite qui existent dans la même plage de permittivité qu'avec la configuration monocouche. Les ondes de fuite ont été comparés dans les deux configurations, dans le cas d'une seconde couche en quartz. Nous avons constaté qu'en fonction de l'épaisseur du quartz, les modes de fuite d'ordre 0 restent très proches

du cas monocouche. Cependant, les modes d'ordre supérieurs peuvent s'éloigner tout en ayant approximativement le même angle de rayonnement.

Les modes de fuite feront l'objet du chapitre suivant où leur excitation sera étudiée dans le cas de la configuration bicouche. Cette configuration sera analysée en tant qu'antenne à balayage à ondes de fuite dont le dimensionnement sera développé en utilisant le modèle théorique du chapitre 2.

Chapitre 3

Antenne à Ondes de Fuite

Reconfigurable par Plasma

Sommaire

3.1	Introduction	42
3.2	Les antennes à balayage	42
3.3	Etat de l'art sur les antennes à ondes de fuite	43
3.3.1	Principe.....	43
3.3.2	Classification des antennes à ondes de fuite.....	43
3.3.3	Antennes à ondes de fuite à balayage.....	44
3.3.3.1	Fréquence variable.....	44
3.3.3.2	Fréquence fixe.....	45
3.4	Principe de fonctionnement de l'antenne proposée.....	45
3.4.1	Excitation des ondes de fuite	46
3.4.2	Principe de reconfigurabilité par plasma	47
3.5	Dimensionnement de l'antenne	48
3.5.1	Contraintes et choix.....	48
3.5.2	Dimensionnement de l'épaisseur du plasma	49
3.5.2.1	Dépendance des modes de fuite avec l'épaisseur du plasma	49
3.5.2.2	Détermination d'une épaisseur optimisée du plasma	53
3.5.3	Dimensionnement de la couche de quartz	56
3.5.4	Dimensionnement de la longueur de l'antenne	58
3.5.4.1	Effet de la troncature.....	58
3.5.4.2	Critère de troncature de l'antenne	58
3.5.4.3	Résultats.....	60
3.6	Sources adaptées à l'excitation des ondes de fuite.....	62
3.6.1	Critères de choix des sources	62
3.6.2	Etude de sources dédiées à exciter l'antenne à 10 GHz	62
3.6.2.1	Guide d'onde à fente.....	62
3.6.2.2	Monopôle.....	64
3.6.2.3	Guide d'onde	65
3.6.2.4	Cornet pyramidal	66
3.6.2.5	Comparaison et choix de la source	68
3.6.3	Simulations de l'antenne excitée par un cornet pyramidal.....	68
3.7	Conclusion du chapitre	70

3.1 Introduction

Le chapitre précédent a permis de mettre en place des outils mathématiques et une modélisation théorique 2D de structures planaires canoniques pouvant exciter des ondes de fuite. Ce modèle, à la fois analytique et numérique, nous servira à étudier dans ce présent chapitre une antenne à balayage à ondes de fuite dans une configuration bicouche. Le mécanisme de balayage sera assuré par l'utilisation de plasma comme matériau reconfigurable dans la couche inférieure de l'antenne.

Dans un premier temps, un état de l'art sur les différents types d'antennes à balayage est effectué. Ensuite les antennes à ondes de fuite feront l'objet d'une étude bibliographique en détaillant en particulier les mécanismes de reconfigurabilité existant dans la littérature.

Dans une seconde partie, le principe de fonctionnement de l'antenne à balayage à ondes de fuite proposée est décrit. Ensuite, le dimensionnement des paramètres géométriques de cette antenne est détaillé en se basant sur le modèle théorique : l'épaisseur des deux couches de diélectrique et la longueur.

La dernière partie de ce chapitre traite de la source d'excitation de l'antenne. Une étude comparative de plusieurs sources adaptées à l'excitation d'ondes de fuite est menée avec le logiciel de simulation HFSS.

3.2 Les antennes à balayage

Le balayage angulaire est réalisé classiquement par deux types d'antennes : les antennes à réflecteur et les réseaux à commande de phase.

Une antenne à réflecteur [B05, ch. 15] [L78] peut être de forme paraboloidale ou sphérique. Dans les deux cas, le contrôle angulaire peut être assuré par rotation mécanique de la structure entière, mais le moment d'inertie important contre ce mouvement. Une alternative est de déplacer la source d'alimentation uniquement [LH70]. Cependant, ce déplacement crée des aberrations géométriques dans les deux configurations, paraboloidale et sphérique, ce qui induit la limitation de la plage de balayage angulaire.

Par ailleurs, le contrôle de l'angle de rayonnement des antennes réseaux à commande de phase [H09] est réalisé au moyen de déphaseurs associés aux éléments rayonnants. Ce type de système est coûteux. De plus, afin d'obtenir une haute résolution angulaire, un grand nombre de déphaseurs est nécessaire ce qui augmente la complexité du système.

Les antennes à ondes de fuite peuvent représenter une alternative étant donné leur capacité à balayer une large plage angulaire, en plus de leur excitation et leur structure simples. Elles sont capables aussi d'atteindre une forte directivité de rayonnement [G11].

Dans la section suivante, une étude bibliographique des antennes à ondes de fuite est réalisée suivie d'un état de l'art sur les mécanismes de reconfigurabilité de la direction de rayonnement.

3.3 Etat de l'art sur les antennes à ondes de fuite

3.3.1 Principe

Les antennes à ondes de fuite font partie d'une grande classe d'antennes dites à ondes progressives dont font partie aussi les antennes à ondes de surface et les antennes périodiques [CZ69, ch.19]. La première antenne à ondes de fuite, constituée d'un guide d'onde rectangulaire à fente, a été proposée par Hansen en 1940 [H40].

Une antenne à ondes de fuite est une structure guidée qui rayonne grâce à la fuite progressive de l'énergie vers l'espace libre.

Ce type d'antenne peut rayonner suivant une direction de façon monodirectionnelle ou bidirectionnelle selon l'emplacement de la source d'excitation : à une extrémité ou au milieu de la structure, respectivement.

La structure de l'antenne peut être 1D ou 2D. Dans le premier cas, la propagation de l'onde est axiale suivant la longueur de la structure. Dans le second cas, l'onde se propage radialement et le faisceau résultant est de forme conique [O93]. Nous nous focaliserons dans cet état de l'art sur les structures 1D.

3.3.2 Classification des antennes à ondes de fuite

Les antennes à ondes de fuite 1D sont réparties en 3 catégories : les antennes uniformes, quasi-uniformes et périodiques.

Une antenne uniforme a une structure guidée uniforme suivant la longueur (ici suivant l'axe x). Nous pouvons citer comme exemple la ligne micro-ruban proposée dans [M79] et excitant un mode de fuite ou le guide d'onde à fente dans [H40]. La Figure 3.1 montre un exemple d'une antenne à ondes de fuite formée d'un guide d'onde à fente.

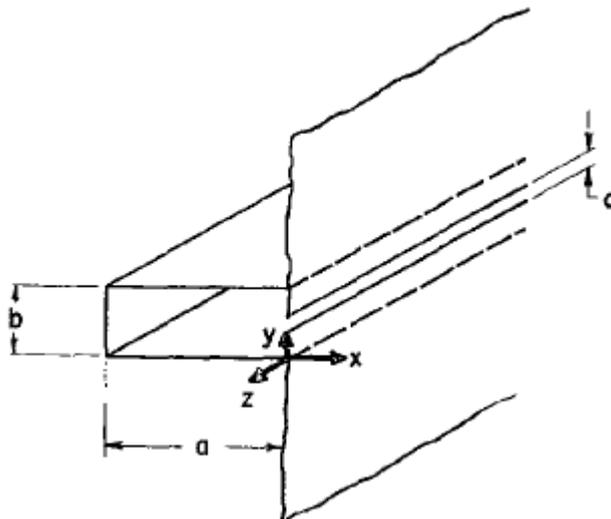


Figure 3.1 Antenne à ondes de fuite formée d'un guide d'onde à fente [GO59]

Une antenne quasi-uniforme est une structure périodique dont la période est très petite par rapport à la longueur d'onde. La périodicité n'est pas responsable du rayonnement ici mais sert à obtenir une permittivité effective ; l'antenne se comporte donc comme

une structure uniforme. Appartiennent à cette catégorie par exemple les antennes à métamatériaux comme proposée dans [LCI02].

Pour ces deux types d'antennes, un mode de fuite est excité avec un vecteur d'onde dont la composante suivant l'interface est complexe telle que $k_{\text{interface}} = k'_{\text{interface}} - jk''_{\text{interface}}$ avec $0 < k'_{\text{interface}} < k_0$. L'onde est alors rapide suivant l'interface par rapport à l'espace libre, et l'énergie fuit progressivement la surface de la structure par rayonnement.

Une antenne périodique est formée d'une structure périodique dont la période est de l'ordre de la longueur d'onde. Le mode excité dans le guide a une vitesse de phase plus faible que la célérité de la lumière, il ne rayonne donc pas. Le rayonnement est alors assuré par la périodicité introduite le long de la structure. Les modes excités dans ce cas sont des modes de Bloch-Floquet. Le guide d'onde à trous périodiques dans [H57] et les lignes micro-ruban périodiques dans [H59] font partie de ce type d'antennes. La Figure 3.2 représente l'antenne proposée dans [H59] et formée de lignes inductives périodiques.

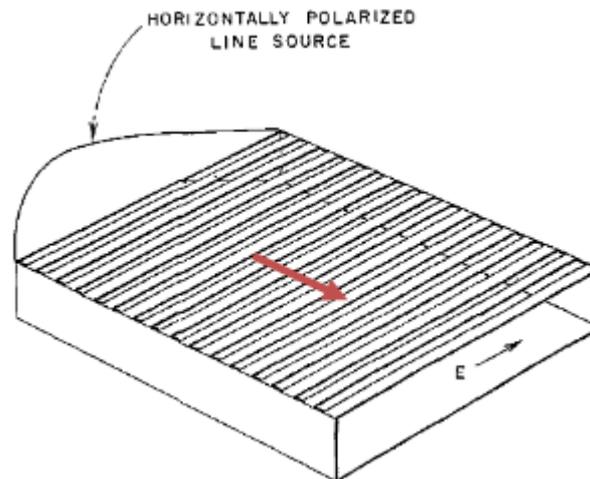


Figure 3.2 Antenne à ondes de fuite formée de lignes inductives périodiques [H59]. Flèche rouge : direction de propagation de l'onde

3.3.3 Antennes à ondes de fuite à balayage

3.3.3.1 Fréquence variable

Les antennes à ondes de fuite sont capables de changer de direction de rayonnement avec un mécanisme de contrôle donné. Classiquement, dans la littérature, ce balayage angulaire est réalisé par variation de la fréquence de travail. Dans [LFS⁺98], Lampariello *et al.* proposent une antenne à ondes de fuite reconfigurable par la fréquence formée d'un guide d'onde avec un stub ouvert décentré sur la paroi supérieure. Paulotto *et al.* [PBF⁺08] et Lei *et al.* [LCI02] ont étudié des antennes à métamatériaux gravés périodiquement sur un substrat. Podilchak *et al.* ont choisi dans [PFA08] comme antenne à ondes de fuite une structure périodique formée de grilles métalliques. Dans [HJ06], Hrabar *et al.* proposent un guide d'onde à fente, rempli d'un métamatériau.

Dans tous ces travaux, les antennes à ondes de fuite proposées réalisent un balayage angulaire en variant la fréquence de travail. L'utilisation de métamatériaux dans certains de ces travaux permet un rayonnement vers des angles négatifs.

3.3.3.2 Fréquence fixe

Le balayage angulaire en fonction de la fréquence n'est pas adapté à des applications qui nécessitent de travailler à fréquence fixe. C'est pour cette raison que de nouvelles antennes à ondes de fuite à balayage à fréquence fixe ont émergé durant les dernières décennies. Par exemple, dans [LCI04], Lim *et al.* ajoutent des diodes varactor à leur antenne et contrôlent l'angle de rayonnement par variation de la tension appliquée. Aussi, Ikeda *et al.* [ISM⁺08] ont proposé une antenne formée d'un guide d'onde avec un stub ouvert dont la longueur peut être ajustée pour changer la direction de rayonnement. Huang *et al.* dans [HCdL00] ont utilisé des diodes PIN pour contrôler la période de leur structure et ainsi la direction de l'onde de fuite. Par ailleurs, Li *et al.* [LL06] ont ajouté des commutateurs électroniques à leur antenne constituée d'une ligne micro-ruban multiport.

D'autres solutions basées sur les propriétés intrinsèques des matériaux existent. En effet, par exemple, Maheri *et al.* varient dans [MTK88] le champ magnétique DC dans une structure formée de ferrites ondulées afin de contrôler l'angle de l'onde de fuite. Yashchyshyn *et al.* [YM05] ont appliqué le même principe en changeant la tension DC sur un substrat ferroélectrique d'une antenne microruban. Un semiconducteur a été utilisé par Alphones *et al.* [AT95] et Matsumoto *et al.* [MTK87] pour générer un plasma solide photo-induit périodique dont la période modulable modifie la direction de l'onde de fuite. Le même matériau a été utilisé cette fois de façon uniforme par Grewal *et al.* dans [GH03] où la variation de la puissance lumineuse le générant modifie l'angle de rayonnement.

Nous proposons dans ce manuscrit pour notre antenne l'utilisation des décharges plasma, une autre technologie de reconfigurabilité de l'onde de fuite qui, à notre connaissance, n'a jamais été proposée auparavant. Le balayage de l'antenne dont la structure est uniforme est réalisé à fréquence fixe.

3.4 Principe de fonctionnement de l'antenne proposée

Notre antenne est basée sur la structure bicouche présentée sur la Figure 2.21 et rappelée sur la Figure 3.3. Le milieu 1 dans notre cas est un plasma à basse pression (i.e. de l'ordre de la dizaine de Pascal). Le milieu 2 est une couche de diélectrique dont le rôle est de confiner le gaz. Le diélectrique étant en contact direct avec le plasma il doit avoir une bonne résistance thermique d'un côté et mécanique de l'autre, vu la différence de pression à laquelle il sera soumis. Le quartz est un bon candidat. Il est souvent utilisé dans les dispositifs plasma pour ses qualités thermiques et mécaniques.

Dans cette partie, nous allons expliquer le principe de l'antenne à ondes de fuite et le mécanisme de reconfigurabilité de la direction de rayonnement par plasma.

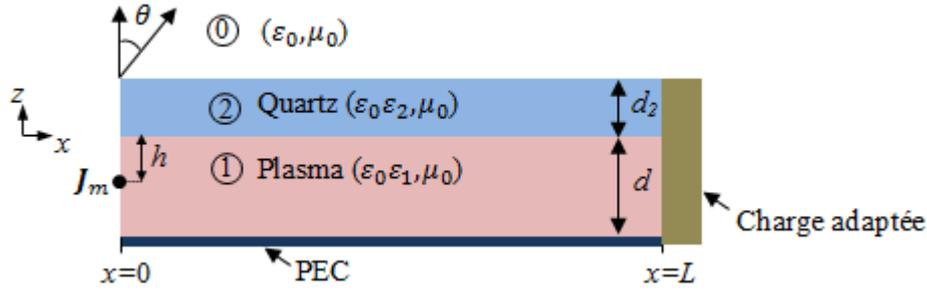


Figure 3.3 Schéma 2D de l'antenne. Une charge adaptée fictive est placée au bout de l'antenne modélisant la troncature à $x=L$

3.4.1 Excitation des ondes de fuite

L'excitation d'ondes de fuite est possible si deux conditions sont satisfaites : une géométrie pouvant exciter des ondes de fuite et la domination de l'onde de fuite sur le champ proche.

Pour répondre à la première condition, nous avons montré dans le Chapitre 2 sur une structure canonique que les ondes de fuite existent pour une permittivité relative $0 \leq \varepsilon'_1 \leq 1$. Ceci est vrai aussi en présence de la couche de quartz, comme nous l'avons montré dans le même chapitre.

La permittivité relative du plasma que nous utilisons [LL05] suit le modèle de Drude et s'écrit sous la forme suivante :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 - j\varepsilon''_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\omega\nu} \quad (3.1)$$

où ω_p est la pulsation plasma, ω la pulsation de l'onde et ν la fréquence de collisions électrons neutres. La densité d'électrons dans le plasma est définie comme suit :

$$n_e = \varepsilon_0 m_e \omega_p^2 / e^2, \quad (3.2)$$

avec m_e et e la masse et charge d'un électron, respectivement. Nous montrons à partir de l'expression (3.1) que la partie réelle de la permittivité relative du plasma peut varier théoriquement de $-\infty$ à 1. Ainsi, en choisissant les paramètres ω et n_e , nous pouvons avoir $0 \leq \varepsilon'_1 \leq 1$, ce qui correspond au domaine d'existence des ondes de fuite. Ceci permet de valider la première condition.

Par ailleurs, nous avons vu avec l'étude des résidus dans le paragraphe 2.4.1.4, le Tableau 2.1 ainsi qu'avec le calcul du diagramme de rayonnement par intégration de Kirchhoff-Huygens dans 2.4.2 que les ondes de fuite dominent le champ magnétique au niveau de l'interface et que le champ d'espace y est négligeable. Les ondes de fuite déterminent ainsi le champ lointain. La seconde condition de l'excitation des ondes de fuite est alors satisfaite.

Il est à noter cependant que le degré d'importance d'un mode de fuite sur le rayonnement total dépend de son ordre. En effet, nous avons expliqué dans le paragraphe 2.5.2.2 que comparé au mode d'ordre 0 les modes d'ordre supérieur sont fortement atténués. Nous choisirons donc pour notre antenne une configuration qui permet de privilégier le mode d'ordre 0, comme nous allons le voir dans la section 3.5.2.

3.4.2 Principe de reconfigurabilité par plasma

L'expression (3.1) montre que, pour une fréquence donnée, la permittivité du plasma dépend de deux paramètres principaux : n_e la densité électronique et ν la fréquence de collisions. En pratique, la densité d'électrons dans le gaz ionisé dépend de la puissance injectée, tandis que la fréquence de collisions est fonction principalement de la pression du gaz. L'analyse de l'expression de la permittivité permet de déduire que la partie réelle est principalement fonction de n_e et la partie imaginaire est liée à ν . La fréquence de collisions induit donc des pertes dans le plasma.

Considérons pour commencer un plasma sans pertes, i.e. $\nu = 0$ et une épaisseur de quartz nulle et reprenons l'exemple du Chapitre 2 où $d = 4$ cm, $z(h) = -d$ et $f = 20$ GHz. Afin de balayer la plage de permittivité ϵ_1 $[0,1]$, la densité électronique doit varier de 10^{10} à $4,97 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} . Le diagramme de rayonnement calculé avec la méthode du point col est tracé sur la **Figure 3.4** pour différentes valeurs de densités électroniques. Nous observons une augmentation de l'angle de rayonnement de la verticale vers l'horizontale à mesure que l'on diminue la densité électronique ou, ce qui revient au même, que l'on augmente ϵ_1 . La forte directivité du mode de fuite observée sur ces diagrammes de rayonnement est due au fait que l'on considère une antenne à ouverture infinie.

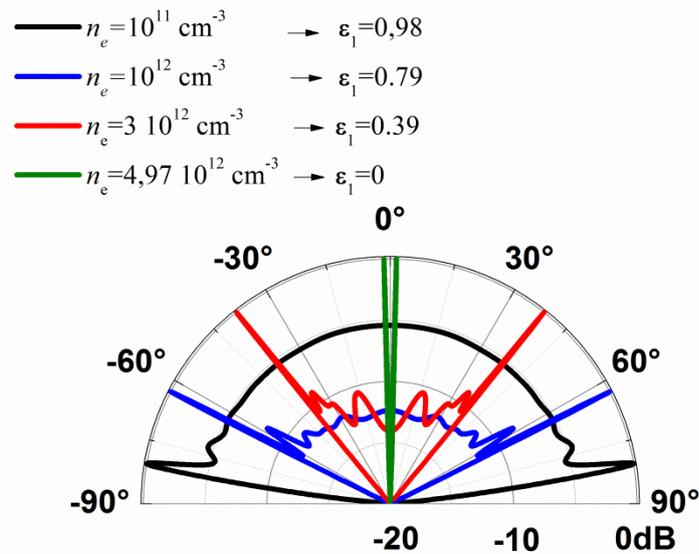


Figure 3.4 Diagrammes de rayonnement normalisés calculés analytiquement avec $\nu = 0$, $d = 4$ cm, $d_2 = 0$, $h = -d$ et $f = 20$ GHz

D'un autre côté, en cherchant les pôles du système (2.23) dans chaque cas, nous pouvons obtenir les modes d'ordre 0 représentés dans le plan complexe φ sur la Figure 3.5. Les pôles se déplacent principalement parallèlement à l'axe réel de droite à gauche avec la densité électronique, i.e. φ_{r_p} diminue. Avec l'équation (2.39) indiquant la direction de rayonnement d'une onde de fuite θ_p , nous pouvons conclure que l'angle augmente avec la permittivité. Notons que l'élargissement du lobe principal du diagramme de rayonnement à la densité 10^{11} cm^{-3} est dû à la diminution de la directivité comme le montre l'ordonnée du pôle correspondant sur la Figure 3.5.

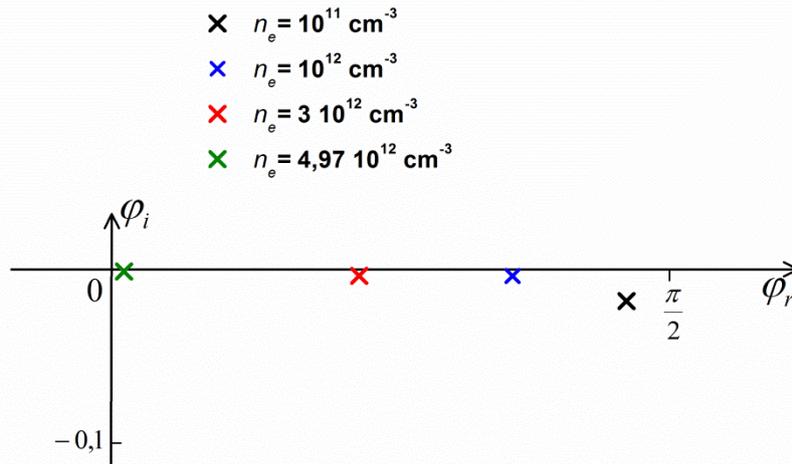


Figure 3.5 Lieu des pôles de fuite d'ordre 0 dans le plan complexe pour la configuration de la Figure 3.4

Cet exemple montre que l'onde de fuite peut être contrôlée de façon continue par la permittivité du plasma. En effet, la direction de rayonnement de la structure varie avec la densité d'électrons. Cette conclusion reste valable dans le cas d'introduction de pertes dans le plasma, l'étude des pertes ayant été faite dans le paragraphe 2.5.4. Elle reste valable aussi pour des épaisseurs de quartz non nulles, comme le montre le paragraphe 2.6.3.

La structure bicouche (comme la monocouche) se comporte ainsi en antenne à balayage dont le mécanisme de reconfigurabilité est issu de la variation de la densité électronique du plasma. La section suivante traite du dimensionnement des paramètres de cette antenne.

3.5 Dimensionnement de l'antenne

3.5.1 Contraintes et choix

Dans notre laboratoire, le matériel en microonde disponible ne permet d'atteindre que les fréquences en bande X et Ku. Les basses fréquences sont à écarter pour éviter les problèmes d'encombrement. D'un autre côté, nous disposons de différents types de sources plasma qui permettent globalement d'atteindre sur de grands volumes des densités d'électrons allant jusqu'à 10^{13} cm^{-3} à différentes pressions.

Nous choisissons de travailler avec des densités maximales de 10^{12} cm^{-3} car aller au-dessus de cette valeur nécessite d'augmenter la pression du gaz et donc les pertes.

La densité maximale que peut atteindre le plasma impose une fréquence de travail maximale pour obtenir une permittivité nulle. Dans notre cas, une fréquence en bande X autour de 10 GHz permet d'annuler la permittivité du plasma pour une densité de 10^{12} cm^{-3} . Nous choisissons donc une fréquence de travail de 10 GHz.

Par ailleurs, nous choisissons de travailler dans ce chapitre avec une fréquence de collision égale à 10^8 s^{-1} . Ce choix sera expliqué dans le chapitre suivant.

Pour résumer, nous avons choisi de dimensionner une antenne fonctionnant à 10 GHz appartenant à la bande X. Ainsi, afin de balayer la plage de permittivité relative $\varepsilon'_1 [0,1]$, avec $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$, la densité électronique doit varier entre 10^9 et $1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Nous avons choisi une antenne excitée de façon monodirectionnelle afin de limiter la taille du plasma et du prototype durant la validation expérimentale.

De plus, cette excitation permet de balayer les angles faibles proches de la verticale. En effet, avec une excitation bidirectionnelle il arrive que les deux lobes symétriques et proches de 0° fusionnent et rayonnent avec un seul lobe à 0° , on est alors dans le cas (b) de la section 2.5.2.1. L'excitation monodirectionnelle, par contre, conserve les angles de rayonnement des ondes de fuite.

Les sections suivantes ont pour objet le dimensionnement des paramètres de cette antenne : d l'épaisseur du plasma, d_2 l'épaisseur du quartz et L la longueur, en se basant sur le modèle théorique développé dans le Chapitre 2.

3.5.2 Dimensionnement de l'épaisseur du plasma

3.5.2.1 Dépendance des modes de fuite avec l'épaisseur du plasma

En considérant la configuration monocouche, le lieu des pôles dépend de plusieurs paramètres d'après le système (2.23) : la fréquence, l'épaisseur du plasma, sa permittivité ou plus particulièrement sa densité d'électrons et sa fréquence de collisions. Nous avons fixé dans les paragraphes précédents la fréquence de travail à 10 GHz et la fréquence de collisions à 10^8 s^{-1} et nous avons vu le principe de balayage angulaire de l'antenne par variation de la densité électronique dans la plage définie ci-dessus. Il faut donc choisir maintenant une épaisseur de plasma.

Avant de dimensionner l'épaisseur du plasma, nous commencerons par étudier le comportement des modes de fuite en fonction de celle-ci. Nous supposons dans cette section que l'épaisseur de la couche de quartz est nulle.

Considérons 3 valeurs de densités électroniques comprises dans l'intervalle $[10^9, 1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}]$. La **Figure 3.6** représente le lieu des pôles d'ordre 0 correspondants dans le plan complexe en fonction de l'épaisseur du plasma. L'épaisseur d varie ici entre 0.1 et 4 cm comme le montrent les graduations indiquées sur les courbes. Nous superposons avec ces 3 courbes le contour $SDP(\frac{\pi}{2})$ divisant le plan en 2 parties : à droite les pôles ne contribuant pas dans le champ rayonné et à gauche les pôles y contribuant, comme expliqué dans la section 2.4.1.3. Ainsi, pour $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, pour d dans l'intervalle considéré, le mode de fuite intervient dans le terme des résidus et donc dans le champ rayonné. Cependant, les courbes rouges et noires sont réparties sur les 2 parties du cadran : les modes de fuite à $d = 0.1 \text{ cm}$ ne contribuent pas dans le champ rayonné, mais en augmentant l'épaisseur le mode s'approche du contour $SDP(\frac{\pi}{2})$ et passe dans la partie de gauche à partir d'une épaisseur d_{\min} dépendant de la densité électronique. En effet, pour $n_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, les ondes de fuite interviennent dans le champ rayonné à partir d'une épaisseur de 0.36 cm alors que pour $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, ce n'est qu'à partir de 1.29 cm qu'elles peuvent être interceptées par un contour SDP .

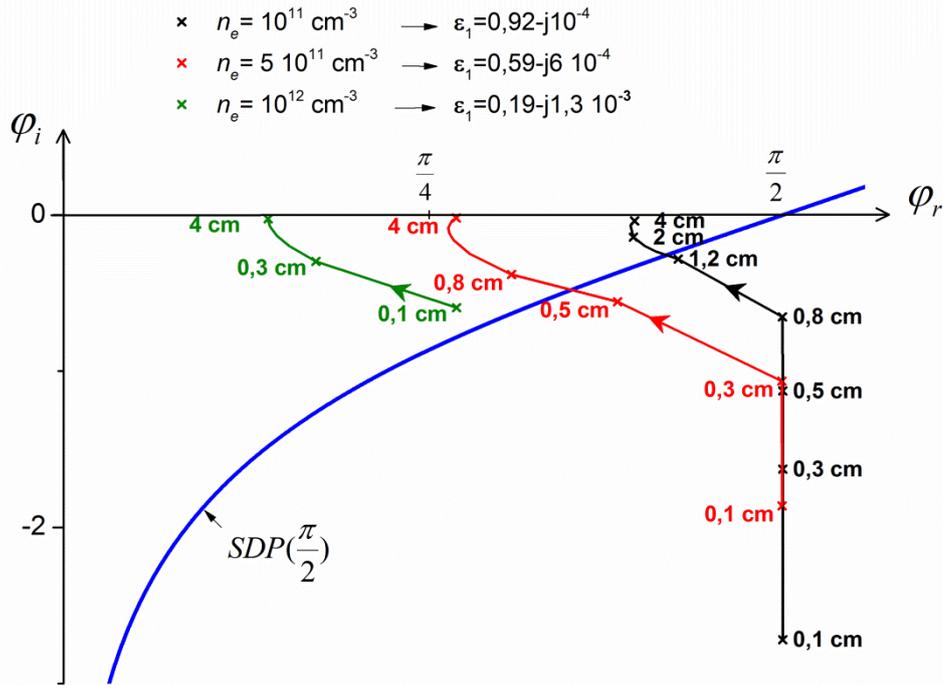


Figure 3.6 Lieu des pôles d'ordre 0 dans le plan complexe en fonction de d l'épaisseur du plasma pour 3 densités différentes. d varie de 0.1 à 4 cm, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$. Les graduations indiquent la valeur de l'épaisseur d

L'analyse du lieu des pôles nous a permis de montrer que l'épaisseur de la couche 1 joue un rôle primordial dans l'excitation des ondes de fuite. Une épaisseur minimale est ainsi nécessaire pour qu'une onde de fuite soit excitable. Mais cette épaisseur minimale dépend de la permittivité du milieu 1 : plus ϵ_1' est fort, plus la couche doit être épaisse pour que le pôle intervienne dans le terme des résidus. Rappelons que le champ des résidus dus aux ondes de fuite est dominant au niveau de l'interface et que ceci garantit leur rayonnement comme nous l'avons montré avec la méthode de Kirchhoff-Huygens.

Par ailleurs, en reprenant la **Figure 3.6**, nous remarquons que l'augmentation de l'épaisseur rapproche le pôle des deux axes du plan complexe. Le déplacement vers l'axe réel montre une augmentation de la directivité du mode avec l'épaisseur. Nous voyons en effet qu'à $d = 4 \text{ cm}$ la valeur de $|\varphi_i|$ est très faible. D'un autre côté, les pôles se déplacent vers l'axe imaginaire avec l'épaisseur. Dans ce cas, φ_r décroît et par conséquent l'angle de rayonnement de l'onde de fuite décroît aussi. Mais à partir d'une épaisseur donnée le changement de cet angle dû à l'augmentation de l'épaisseur n'est plus significatif, comme le montre le zoom de la **Figure 3.7**. Par conséquent nous pouvons associer dans ce cas à une permittivité ϵ_1 donnée un angle de rayonnement.

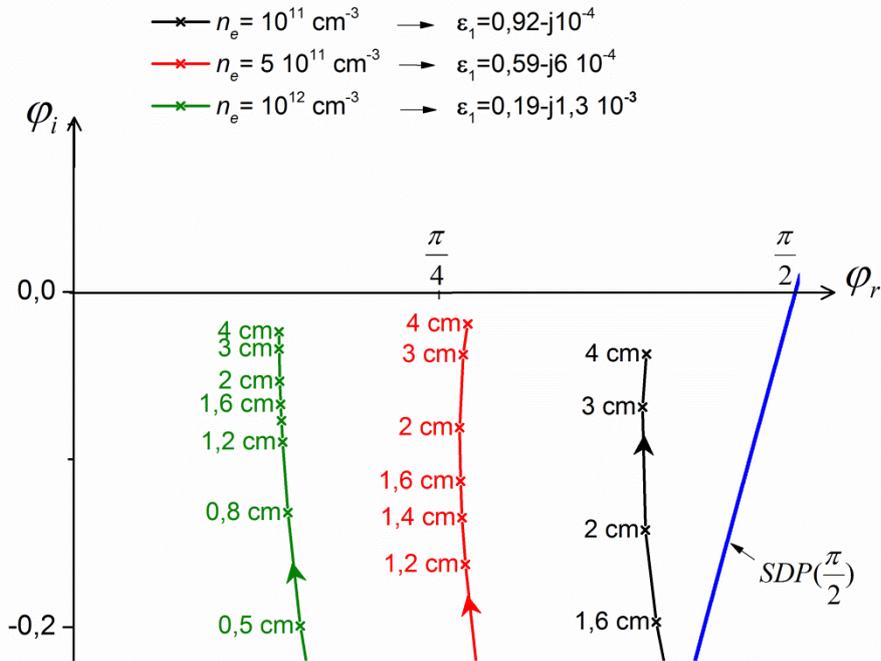


Figure 3.7 Zoom sur la zone $0 \leq \varphi_i \leq -0.2$ du plan complexe montrant le lieu des pôles de la Figure 3.6

Passons maintenant aux modes d'ordre supérieur. En reprenant les mêmes valeurs de densités électroniques que la **Figure 3.6**, nous ajoutons sur la **Figure 3.8** le lieu des pôles d'ordres 1 et 2 en fonction de l'épaisseur du plasma. Notons tout d'abord que pour une densité donnée, les modes d'ordre 0, 1 et 2 appartiennent à la même partie du cadran par rapport au contour $SDP(\frac{\pi}{2})$, i.e. sont tous à droite ou à gauche du contour. Il en est ainsi pour tous les ordres $n \in \mathbb{N}$. A titre d'illustration, les 3 courbes vertes de la **Figure 3.8** sont entièrement à gauche du chemin de descente rapide. Pour la deuxième densité électronique, les 3 courbes associées aux 3 premiers ordres pour une même densité (i.e. de même couleur) franchissent ce chemin à la même épaisseur de plasma. Ainsi, pour une épaisseur et une densité données, si un mode rayonne, tous les modes peuvent potentiellement rayonner (mais avec des amplitudes différentes, comme expliqué dans 2.5.3).

D'un autre côté, les modes d'ordre supérieur sont situés à gauche du mode d'ordre 0, ce qui montre que le rayonnement de ces modes se fait à des angles plus faibles que celui du mode d'ordre 0. De plus, $|\varphi_i|$ croît avec l'ordre ; la directivité décroît alors avec l'ordre ce qui rejoint l'étude effectuée dans la section 2.5.3. Cependant, à $d = 4$ cm, on remarque que l'ordonnée du pôle d'ordre 1 n'est plus négligeable devant celle du mode d'ordre 0. Un lobe important correspondant à ce mode apparaîtrait donc sur le diagramme de rayonnement à côté du lobe principal. Pour vérifier ces suppositions, comparons les diagrammes de rayonnement calculés analytiquement avec la méthode du point col pour les épaisseurs 2, 3 et 4 cm pour la densité $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Avec la **Figure 3.9**, nous remarquons qu'aucun lobe n'existe hormis le lobe principal à $d = 2$ cm ce qui confirme la forte atténuation du mode d'ordre 1 dans ce cas. Toutefois, à $d = 3$ cm un lobe à 0° apparaît. Ce lobe est dû au pôle d'ordre 1 qui vérifie le cas (b) du

paragraphe 2.5.2.1 ($|\cos \varphi_p| > 1$). Accroître d à 4 cm fait apparaître deux lobes à $\pm 13.5^\circ$ de niveau comparable aux lobes principaux. Il s'agit toujours du mode d'ordre 1 mais maintenant vérifiant la condition $|\cos \varphi_p| < 1$ (cas (a) du paragraphe 2.5.2.1). Notons que dans cet exemple la direction de rayonnement du mode principal ne change pas avec l'épaisseur. Nous vérifions ceci avec la courbe verte de la **Figure 3.7** où avec $d = 2, 3$ et 4 cm l'abscisse du pôle reste constante. Par conséquent, dans le cas général si l'on veut favoriser le mode d'ordre 0 et supprimer les lobes des modes supérieurs sur le diagramme de rayonnement, il faut limiter l'épaisseur du milieu 1.

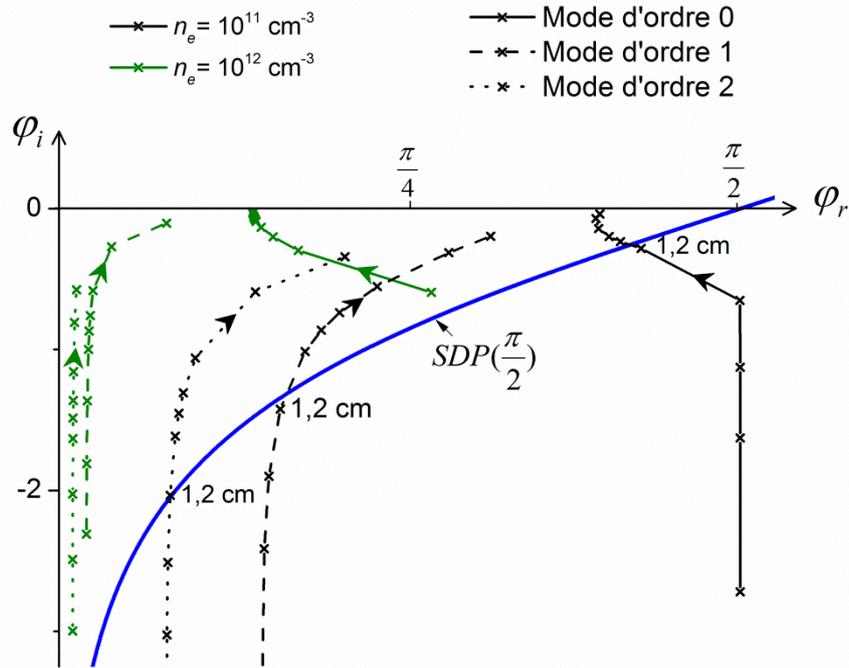


Figure 3.8 Lieu des pôles d'ordre 0, 1 et 2 dans le plan complexe en fonction de d l'épaisseur du plasma pour 2 densités différentes. d varie de 0.1 à 4 cm, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

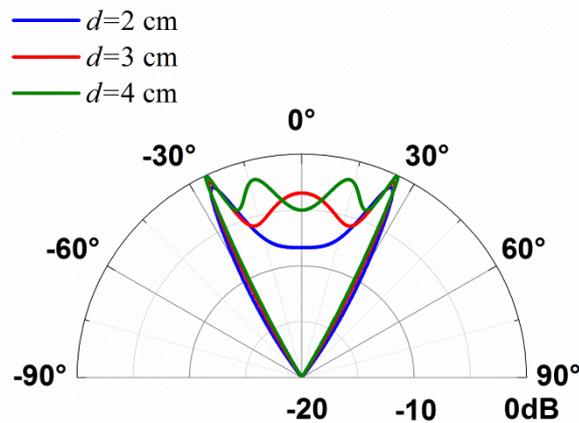


Figure 3.9 Diagrammes de rayonnement normalisés calculés analytiquement pour $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

3.5.2.2 Détermination d'une épaisseur optimisée du plasma

Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'une épaisseur minimale du plasma est nécessaire pour exciter un mode de fuite. Cette épaisseur minimale croît avec ε_1' la partie réelle de la permittivité de la couche.

En appliquant cette remarque sur notre antenne à balayage et en choisissant par exemple $d = 1.29$ cm, la **Figure 3.6** montre que pour des densités d'électrons n_e supérieures à 10^{11} cm $^{-3}$, tous les pôles d'ordre 0 contribueront dans le champ rayonné et pour $n_e \leq 10^{11}$ cm $^{-3}$, les pôles n'auront aucune contribution. Ainsi, le balayage angulaire de l'onde de fuite dans ce cas sera réalisé de la verticale jusqu'à l'angle limite à la densité 10^{11} cm $^{-3}$, qui est approximativement de 75° d'après la formule (2.39).

En conséquence, le choix du paramètre d nous impose une plage de balayage de l'onde de fuite en limitant le rayonnement vers les directions rasantes.

Le raisonnement inverse revient à considérer une plage angulaire de balayage minimale et à obtenir une limite inférieure de l'épaisseur. Appelons $\theta_{p_{\min}}$ l'angle correspondant à l'onde de fuite obtenue à la densité d'électrons maximale $n_{e_{\max}} = 1.24 \cdot 10^{12}$ cm $^{-3}$, calculé avec (2.39). De même, $\theta_{p_{\max}}$ correspond à l'onde de fuite à la densité minimale $n_{e_{\min}}$. $n_{e_{\min}}$ est la valeur limite de contribution des ondes de fuite. Elle sera forcément supérieure à la valeur minimale théorique de 10^9 cm $^{-3}$ (cf. paragraphe 3.5.1) et dépendra de d . La grandeur $\theta_{p_{\max}} - \theta_{p_{\min}}$ représente alors la plage de balayage des ondes de fuite qu'on obtiendra avec un calcul modal. La **Figure 3.10** montre l'évolution de cette grandeur en fonction de l'épaisseur du plasma. Nous observons une évolution quasi-linéaire à forte pente de la plage de balayage jusqu'à une épaisseur de 2 cm. La variation de $\theta_{p_{\max}} - \theta_{p_{\min}}$ devient ensuite plus lente jusqu'à devenir quasi-constante à partir de $d = 6$ cm avec $\theta_{p_{\max}} - \theta_{p_{\min}} \cong 85^\circ$.

Il serait donc naturel de choisir l'épaisseur maximale possible pour que le balayage soit maximal.

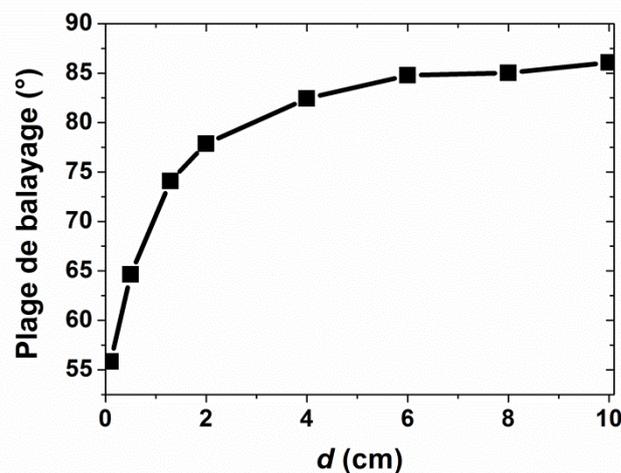


Figure 3.10 Plage angulaire de balayage $\theta_{p_{\max}} - \theta_{p_{\min}}$ obtenue en fonction de d par calcul modal, avec $\nu = 10^8$ s $^{-1}$ et $f = 10$ GHz

Cependant, nous avons vu dans le paragraphe 3.5.2.1 qu'accroître l'épaisseur d augmente la directivité des modes supérieurs ce qui accentue les lobes associés à chacun de ces modes sur le diagramme de rayonnement. Afin de privilégier l'onde de fuite

d'ordre 0 dans notre antenne, il faut limiter l'épaisseur du milieu 1. Une limite supérieure de d sera alors imposée.

L'exemple de la **Figure 3.9** permet de montrer qu'à partir de 3 cm d'épaisseur l'antenne excite le mode d'ordre 1 de façon importante. Cet exemple va nous permettre d'extraire un critère approximatif de choix de d . En effet, la valeur de $|\varphi_{i_1}|$ (valeur absolue de l'ordonnée du pôle d'ordre $n = 1$) à 2 et 3 cm est égale respectivement à 0.58 et 0.27. Nous prendrons alors la valeur moyenne de 0.4 comme limite inférieure pour le mode d'ordre 1 ; i.e. pour l'épaisseur choisie, $|\varphi_{i_1}|$ doit être supérieur à 0.4 sur toute la plage de densité pour considérer le pôle d'ordre 1 négligeable.

Nous avons pu vérifier sur des valeurs discrètes de densités électroniques que la condition $d \leq 2$ cm permet de respecter ce critère.

Ainsi, afin de maximiser la plage de balayage, nous choisissons alors la valeur $d = 2$ cm.

Une épaisseur de plasma de 2 cm permet un balayage angulaire de 77.9° d'après la **Figure 3.10**. Ceci est réalisé avec une variation de la densité électronique de $n_{e_{\min}} = 4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à $n_{e_{\max}} = 1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour un rayonnement des ondes de fuite de 79.3 à 1.6° . La **Figure 3.11** illustre ces résultats d'analyse modale.

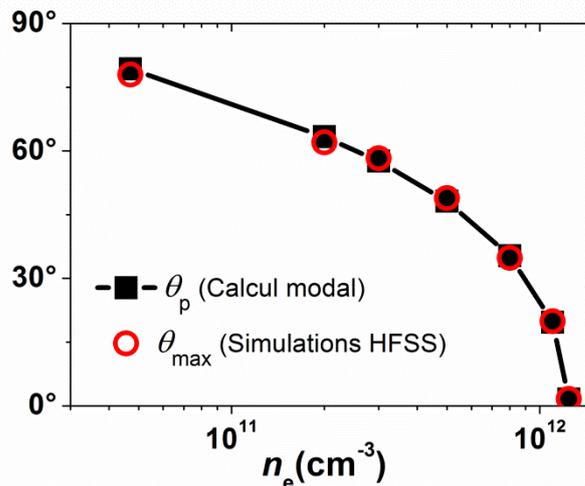


Figure 3.11 Angle de rayonnement en fonction de n_e pour $d = 2$ cm, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10$ GHz

Afin de valider ces résultats de balayage, nous avons simulé la structure de l'antenne monocouche sur une longueur finie $L = 8\lambda = 24$ cm avec le logiciel de simulation HFSS [HFSS]. La source d'excitation monodirectionnelle considérée ici est un « waveport » [HFSS] qui assure une distribution de champ d'excitation uniforme sur l'épaisseur du plasma. Afin de simuler une structure 2D et la polarisation TM avec ce logiciel, nous avons considéré les deux plans limitant la structure et perpendiculaires à l'axe y comme des conducteurs magnétiques. Nous avons reporté en rouge sur la **Figure 3.11** les angles θ_{\max} représentant la position du maximum des diagrammes de rayonnement obtenus pour les différentes densités électroniques. Les résultats de ces simulations, en concordance avec le calcul modal, permettent de valider le principe de balayage de l'angle de rayonnement avec la densité du plasma. A titre d'exemple, nous représentons sur les figures **Figure 3.12** et **Figure 3.13** le diagramme de rayonnement normalisé de notre antenne obtenu à des densités d'électrons de $1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et

$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ respectivement, avec le logiciel HFSS en rouge d'un côté, et en noir avec la méthode de Kirchhoff-Huygens monodirectionnelle, i.e. pour $x_1 = 0$ et $x_2 = L = 8\lambda$ (cf. 2.4.2). Nous avons considéré avec cette méthode une distribution équi-amplitude et équiphasé de lignes de courant magnétique discrète répartie sur l'épaisseur du plasma. Pour chaque densité, les deux courbes sont confondues ce qui valide le calcul avec l'intégration de Kirchhoff-Huygens.

Il est important de noter que les diagrammes de rayonnement tracés sur la **Figure 3.9** ont été calculés en considérant une source de courant magnétique placée à $z = -d$, i.e. sur le plan métallique. Le champ magnétique de tous les modes de fuite possibles dans une telle structure possède un maximum en ce point. De plus, la source possède un spectre infini pouvant exciter théoriquement tous les modes avec la même pondération. Il s'agit donc d'une excitation neutre ne privilégiant aucun mode particulier. C'est pour cette raison que nous avons choisi de l'utiliser pour montrer le poids théorique de chaque mode.

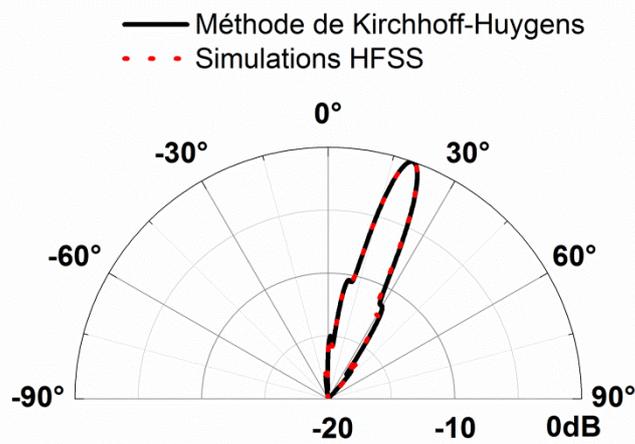


Figure 3.12 Diagrammes de rayonnement normalisés pour $n_e = 1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ i.e. $\varepsilon_1 = 0.11 - j1.4 \cdot 10^{-3}$, avec $d = 2 \text{ cm}$, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

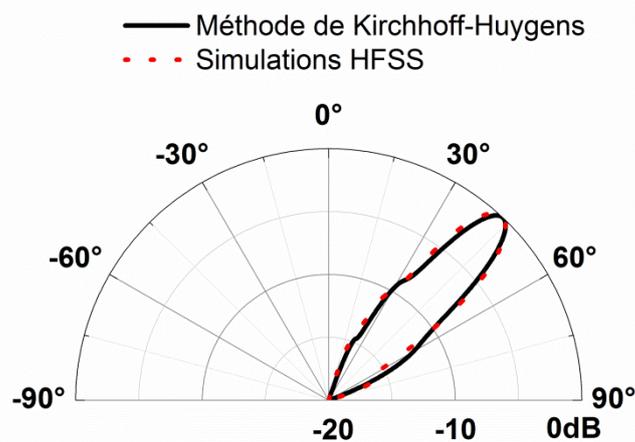


Figure 3.13 Diagrammes de rayonnement normalisés pour $n_e = 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ i.e. $\varepsilon_1 = 0.52 - j0.8 \cdot 10^{-3}$, avec $d = 2 \text{ cm}$, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

3.5.3 Dimensionnement de la couche de quartz

Le dimensionnement de l'épaisseur de la couche de plasma en l'absence du milieu 2 a conduit au choix de $d = 2$ cm permettant un balayage angulaire de 1.6 à 79.3° pour n_e allant de $1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ à $4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Nous avons étudié dans la section 2.6.3 l'effet de l'ajout d'une couche de quartz sur les ondes de fuite. Nous adapterons cette étude modale à notre antenne afin de dimensionner son épaisseur d_2 . En tenant compte des contraintes expérimentales qui seront décrites dans le Chapitre 5, nous ne considérons dans cette étude que quelques valeurs discrètes de $d_2 \in \{0.5, 1, 1.5\}$ cm. Le choix des valeurs a été basé sur les épaisseurs communément utilisées pour des sources plasma de la littérature.

Dans ce paragraphe, une étude modale comparative des différentes épaisseurs de quartz par rapport au cas monocouche est menée. Jusqu'ici, le plan complexe φ a été utilisé pour représenter les pôles et étudier leur contribution dans le rayonnement. En particulier, le contour $\mathcal{SDP}(\frac{\pi}{2})$ coupe le cadran des modes de fuite en deux parties selon ce critère. En se basant sur la formule (2.28), l'équation de ce contour s'écrit comme suit :

$$\mathcal{SDP}\left(\frac{\pi}{2}\right) : \sin \varphi_r \cosh \varphi_i = 1. \quad (3.3)$$

La condition de contribution d'un pôle φ_p dans le terme des résidus s'exprime alors mathématiquement par l'inégalité $\sin \varphi_{r_p} \cosh \varphi_{i_p} < 1$. D'un autre côté, avec la transformation de (2.33), nous voyons que le terme de gauche est égal à k'_{x_p}/k_0 . Par conséquent, la condition de contribution du pôle φ_p s'écrit aussi sous la forme suivante :

$$k'_{x_p}/k_0 < 1. \quad (3.4)$$

En utilisant cette condition, nous représentons sur la **Figure 3.14** les valeurs de k'_{x_p}/k_0 en fonction de la densité d'électrons pour $d_2 = 0$ et $d_2 \in \{0.5, 1, 1.5\}$ cm. Ces courbes ont été obtenues par calcul modal en configuration monocouche pour le 1^{er} cas et en configuration bicouche pour les 3 autres cas par résolution de l'équation (2.46). La plage de densité considérée est issue du dimensionnement de la couche de plasma dans le paragraphe précédent, i.e. allant de $n_{e_{\min}} = 4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à $n_{e_{\max}} = 1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Tout d'abord, nous remarquons que la courbe noire correspondant au cas monocouche part de $k'_{x_p}/k_0 = 1$ à $n_e = 4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, i.e. la limite de la condition (3.4). Ceci confirme le choix de cette valeur minimale de densité dans le paragraphe précédent.

La **Figure 3.14** montre que les courbes correspondant aux 3 épaisseurs de quartz suivent fidèlement le cas monocouche pour les densités élevées mais commencent à s'en écarter en diminuant la densité. En particulier, à la densité minimale, les courbes à $d_2 = 0.5$ et 1.5 cm passent en dessous de 1, tandis qu'à $d_2 = 1$ cm, la courbe passe au dessus de 1. Ce dernier cas ne respecte plus l'inégalité (3.4) ; l'onde de fuite ne contribue plus dans le champ rayonné à la densité $n_{e_{\min}}$ ce qui a pour conséquence la réduction de la plage angulaire de balayage. La valeur $d_2 = 1$ cm est alors écartée. Les deux autres épaisseurs de quartz permettent aux ondes de fuite de rayonner sur toute la plage de densité. Mais la courbe verte reste la plus proche du cas monocouche même pour les densités faibles. C'est pourquoi nous avons choisi la valeur $d_2 = 1.5$ cm. D'autre part, cette valeur assure une meilleure tenue mécanique de la couche de quartz.

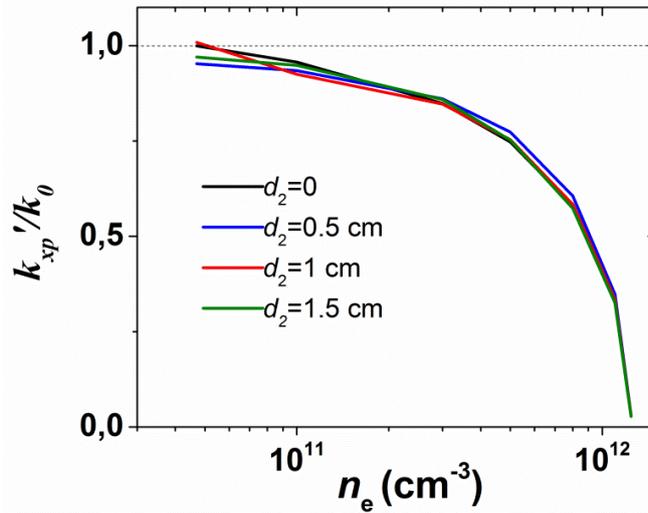


Figure 3.14 Tracé de k'_{xp}/k_0 par calcul modal en fonction de la densité électronique pour 4 valeurs différentes d'épaisseur de quartz, avec $d = 2$ cm, $\nu = 10^8$ s $^{-1}$ et $f = 10$ GHz

Avec ce résultat, l'angle de rayonnement des ondes de fuite reste très proche de la configuration monocouche avec une faible diminution de l'angle maximal comme on peut le prévoir à partir de la **Figure 3.14**. Pour valider ces conclusions, nous représentons sur la **Figure 3.15** l'angle θ_p calculé avec l'expression (2.39) avant et après l'ajout de la couche de quartz de 1.5 cm d'épaisseur à l'antenne. Ainsi, la dynamique se limite à un angle maximal de 74.9° au lieu de 79.3° sans la seconde couche à la densité électronique de $4.7 \cdot 10^{10}$ cm $^{-3}$.

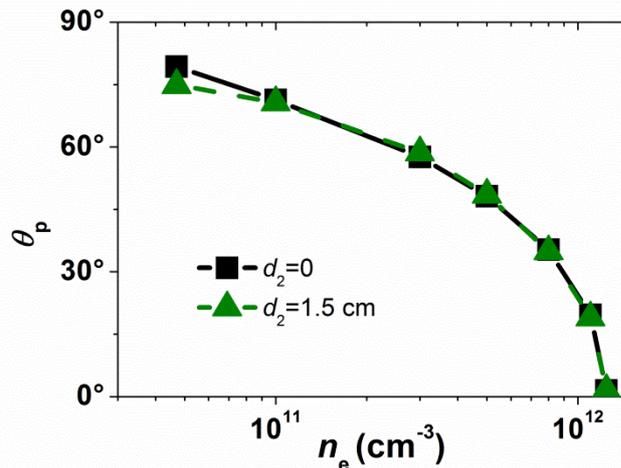


Figure 3.15 Comparaison de θ_p obtenu par calcul modal en fonction de la densité électronique en configuration monocouche et bicouche, avec $d = 2$ cm, $\nu = 10^8$ s $^{-1}$ et $f = 10$ GHz

3.5.4 Dimensionnement de la longueur de l'antenne

3.5.4.1 Effet de la troncature

Le dernier paramètre d'antenne à dimensionner est L , la longueur de la structure.

En partant d'une longueur infinie, la troncature de la structure affecte la directivité de l'antenne et le niveau des lobes secondaires présents sur les diagrammes de rayonnement. L'importance de cet effet dépend directement de l'amplitude du champ à l'extrémité de l'antenne : plus cette amplitude est élevée plus la troncature altère le diagramme de rayonnement.

L'amplitude du champ est liée à la décroissance exponentielle de l'onde donnée par le vecteur k'' . Mais cette amplitude dépend aussi de l'angle de rayonnement de l'onde. En effet, le niveau du champ à l'extrémité de l'interface, i.e. en $x = L$ est donné par la décroissance de l'onde sur l'interface ou la valeur de k_x'' , projection du vecteur k'' sur la direction x .

Pour résumer, plus k_x'' est faible, plus l'amplitude du champ en $x = L$ sera élevée et donc plus important sera l'impact de la troncature. Par conséquent, le dimensionnement de la longueur de l'antenne dans le paragraphe suivant sera basé sur la valeur de k_x'' .

3.5.4.2 Critère de troncature de l'antenne

La troncature de l'antenne produit la perte d'une partie de l'énergie et la création de lobes secondaires sur le diagramme de rayonnement. Parmi les critères de troncature possibles, nous pouvons par exemple fixer un niveau maximal des lobes secondaires. Nous aurons besoin dans ce cas du diagramme de rayonnement théorique d'une structure bicouche de longueur finie. Etant donné que ce calcul est compliqué (cf. 2.6.2), nous n'avons pas retenu ce critère. Nous avons choisi un critère basé sur l'analyse modale qui a déjà été établie dans le paragraphe 2.6. Ce critère est extrait de l'expression de l'Efficacité de Rayonnement (ER) d'une antenne à ondes de fuite sans pertes de longueur L [O93] qui est donnée par :

$$ER = 100(1 - e^{-2k_x''L}). \quad (3.5)$$

Cette formule représente dans le cas sans pertes le pourcentage de la puissance rayonnée par rapport à la puissance communiquée à l'antenne. La puissance perdue est liée uniquement à la troncature par rapport au cas de l'antenne infinie. Cette définition correspond donc bien à une efficacité de rayonnement. La décroissance de l'amplitude du champ exprimée par k_x'' est due à la perte par rayonnement. En revanche, dans le cas avec pertes, la décroissance associée à k_x'' intègre à la fois les pertes par rayonnement et les pertes diélectriques. Ainsi, la formule (3.5) n'est plus valide car elle induit que l'ensemble des pertes correspond au rayonnement, ce qui majorerait de manière erronée l'efficacité de l'antenne.

Ainsi, plutôt que de nous baser sur l'efficacité de rayonnement que l'on ne peut pas expliciter directement par k_x'' , il est préférable de nous appuyer sur un critère de perte de puissance liée à la troncature. Par conséquent, la puissance perdue par troncature pour le mode de fuite φ_p d'ordre 0 s'exprime par :

$$PPT = 100e^{-2k_{x_p}''L}, \quad (3.6)$$

avec PPT pour Puissance Perdue par Troncature. En d'autres termes, PPT représente la puissance qu'absorberait une charge adaptée fictive placée à l'extrémité de l'antenne en $x = L$.

En fixant une valeur de PPT , une longueur d'antenne peut donc être déduite à partir de sa formule.

Cependant, avec le mécanisme de balayage, la valeur de k''_{xp} varie en fonction de la densité électronique. Le critère fixé avec (3.6) doit être vérifié avec toutes les valeurs de k''_{xp} . Ainsi, en fixant une valeur maximale de PPT la longueur L doit être choisie de telle façon que PPT reste inférieur à cette valeur maximale pour toutes les valeurs possibles de k''_{xp} . La longueur doit donc être choisie en se plaçant dans le cas le plus défavorable.

Ce cas le plus défavorable par rapport à L , i.e. donnant la longueur maximale notée L_{max} , est quand k''_{xp} est minimal. L_{max} permet ainsi de vérifier le critère pour tout k''_{xp} .

Pour notre antenne, nous fixons une valeur maximale de PPT égale à 10%, i.e. au maximum 10% de la puissance est perdue par troncature. Afin de trouver L_{max} , nous calculons avec l'analyse modale les valeurs de k''_{xp} du mode de fuite dominant (d'ordre 0) en configuration bicouche. La **Figure 3.16** représente la variation du taux de fuite en fonction de la densité électronique sur la plage sélectionnée précédemment, i.e. de $n_{e_{min}} = 4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à $n_{e_{max}} = 1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. La courbe est maximale autour de $n_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ou $\epsilon_1 = 0.59 - j6 \cdot 10^{-4}$, ce qui correspond au cas le moins contraignant en terme de longueur. La longueur L_{max} est dimensionnée avec la valeur minimale qui se produit à la densité $n_{e_{min}}$. En fixant $PPT = 10\%$, la formule (3.6) donne $L_{max} = 24 \text{ cm}$.

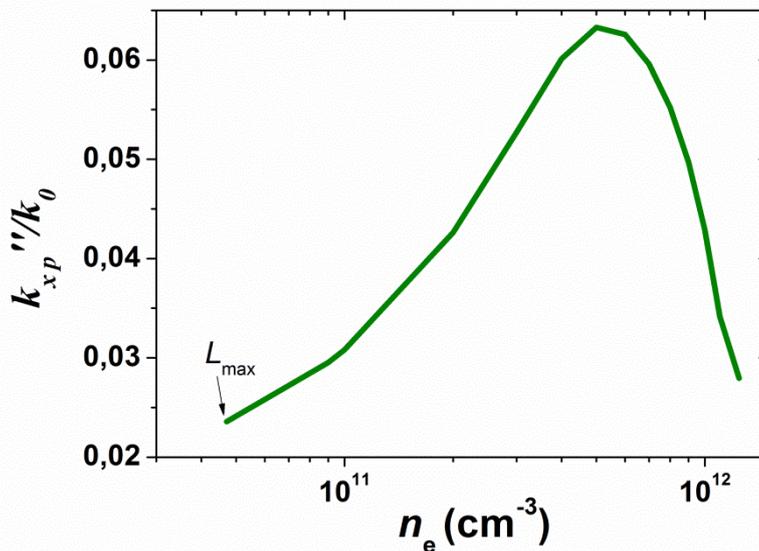


Figure 3.16 Variation du taux de fuite en fonction de la densité d'électrons avec la configuration bicouche : $d = 2 \text{ cm}$, $d_2 = 1.5 \text{ cm}$, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$. L_{max} est calculée à partir de la valeur minimale du taux de fuite

3.5.4.3 Résultats

Dans tout ce qui précède, nous avons dimensionné les paramètres de la structure de l'antenne en utilisant le modèle théorique. Nous pouvons maintenant vérifier le principe de balayage angulaire théoriquement. Cependant le diagramme de rayonnement, n'ayant pas été calculé avec le modèle théorique en configuration bicouche, sera calculé pour cette antenne à partir de simulations avec le logiciel HFSS. Nous avons donc simulé la structure complète avec $d = 2$ cm, $d_2 = 1.5$ cm et $L_{\max} = 24$ cm. L'excitation et les conditions aux limites dans ces simulations ont déjà été explicitées dans 3.5.2.2.

La **Figure 3.17** montre 4 diagrammes de rayonnement normalisés calculés avec HFSS pour 4 valeurs de densité électronique. Cette figure valide le balayage angulaire de l'onde de fuite avec la densité électronique du plasma en partant de $n_{e_{\min}}$ jusqu'à $n_{e_{\max}}$. De plus, le niveau des lobes secondaires reste plus bas que -10 dB sur ces courbes, et est le plus haut pour $n_{e_{\min}}$. Ceci s'explique par le faible taux de fuite dans ce cas, comme le montre la **Figure 3.16**. Cependant, pour $n_{e_{\min}}$ le diagramme présente aussi un lobe réfléchi autour de -60° à -8.5 dB. En effet, une désadaptation au bout de l'antenne (en $x = L$) a induit une réflexion de l'énergie. Sachant que le taux de fuite est faible avec cette densité, le taux d'énergie arrivant au bout de l'antenne sans avoir encore rayonné est important, d'où le niveau élevé du lobe réfléchi. Augmenter la longueur de la structure aurait donc pour effet de baisser son niveau.

Concernant l'angle de rayonnement, à la densité $n_{e_{\max}}$ le diagramme de rayonnement tracé en noir a un maximum à 1.5° ce qui valide le calcul modal effectué dans le paragraphe 3.5.3. Nous pouvons vérifier aussi que pour les deux diagrammes de rayonnement suivants (vert et bleu) la position de leur maximum correspond aux prévisions de l'analyse modale (cf. **Figure 3.15**). Toutefois, pour $n_{e_{\min}}$, le maximum de rayonnement se produit à 63° alors qu'on obtient théoriquement un angle de 74.9° comme le montre la **Figure 3.15**.

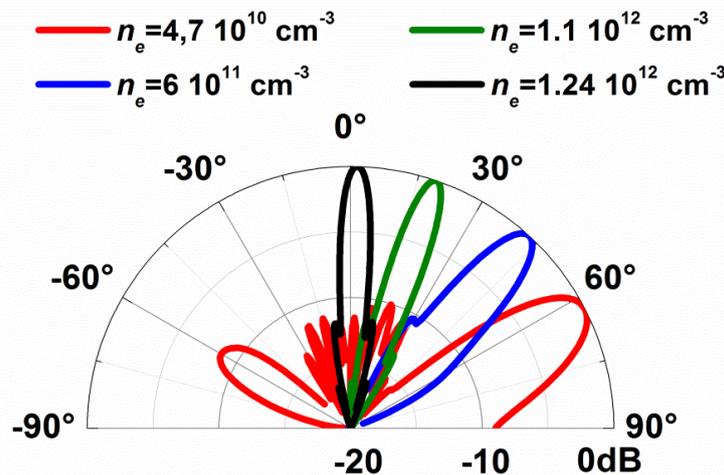


Figure 3.17 Diagrammes de rayonnement normalisés calculés avec HFSS pour 4 valeurs de densité, avec $d = 2$ cm, $d_2 = 1.5$ cm, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$, $L = 24$ cm et $f = 10$ GHz

Afin d'expliquer cette différence importante, nous augmentons la longueur de l'antenne. En passant de 24 à 50 cm, le nouveau diagramme de rayonnement tracé en bleu sur la **Figure 3.18** montre une translation du lobe principal vers 74° , une valeur assez proche de l'angle attendu avec le modèle théorique. La troncature de l'antenne est

ainsi la cause du décalage angulaire dans le rayonnement. Le lobe secondaire de fort niveau et le lobe principal ne forment plus qu'un seul lobe large présentant un maximum à un angle intermédiaire. Cette remarque est valable pour les densités produisant un rayonnement proche de l'horizontale et donc fortement perturbé par la troncature.

L'allongement de l'antenne permet de séparer le lobe secondaire de niveau plus faible et le lobe principal de niveau plus élevé. Le niveau des autres lobes secondaires et du lobe réfléchi a également baissé.

Ainsi, avec la longueur choisie de 24 cm, la dynamique de balayage angulaire est limitée à 63°.

Par ailleurs, nous remarquons aussi sur la **Figure 3.17** que la largeur du lobe principal décroît lorsque la densité électronique croît. Ceci montre que la directivité croît avec la densité. Pour confirmer cette constatation, nous calculons analytiquement la directivité donnée par la formule (2.44) dans le cas d'une structure infinie. La Figure 3.19 montre l'évolution de cette grandeur en fonction de la densité électronique. La directivité augmente significativement avec n_e , ce qui valide les résultats de la **Figure 3.17**.

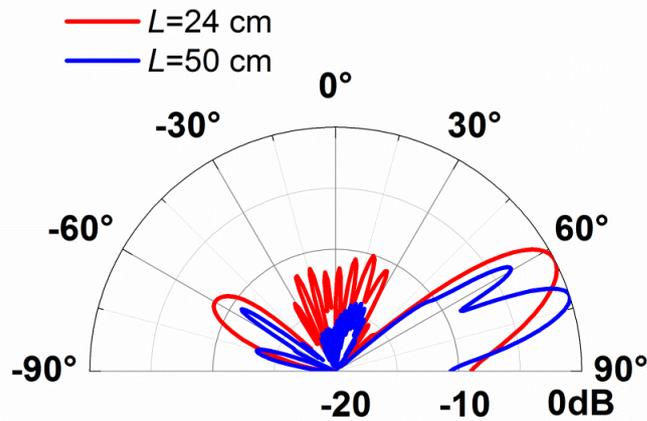


Figure 3.18 Variation du diagramme de rayonnement avec la longueur de l'antenne pour $n_{e_{\min}} = 4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, avec $d = 2 \text{ cm}$, $d_2 = 1.5 \text{ cm}$, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

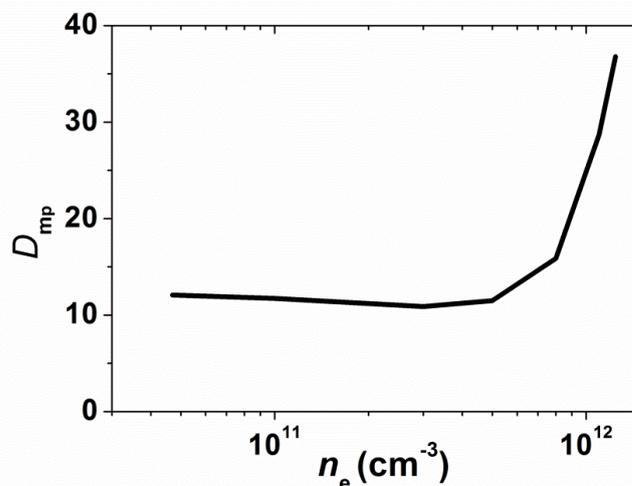


Figure 3.19 Directivité (calculé avec Kirchoff-Huygens) du mode de fuite d'ordre 0 en fonction de la densité d'électrons, avec $d = 2 \text{ cm}$, $d_2 = 0$, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

3.6 Sources adaptées à l'excitation des ondes de fuite

3.6.1 Critères de choix des sources

La configuration choisie pour notre antenne nécessite l'excitation d'ondes de fuite en polarisation TM. La source microonde doit alors produire cette polarisation dans la structure. Une polarisation différente mais gardant un champ magnétique dirigé principalement suivant y peut aussi être adaptée à cette configuration.

Par ailleurs, le mode de fuite dominant étant l'ordre 0 pour notre antenne, la source doit produire dans la structure une distribution de champ magnétique le long de l'axe z qui ne privilégie pas de modes supérieurs. Idéalement, afin de privilégier l'ordre 0, cette distribution peut prendre la forme du mode en question en amplitude et en phase dans la structure.

Dans le dimensionnement précédent nous avons considéré une excitation monodirectionnelle.

Dans le paragraphe suivant, nous étudions des sources qui répondent aux critères précédents et nous comparons leurs diagrammes de rayonnement et l'adaptation de l'onde d'entrée à la structure. L'étude sera basée sur la comparaison de 3 densités électroniques présentées dans le Tableau 3.1.

Toutes les simulations que nous allons présenter dans cette partie ont été réalisées sur une structure 3D de largeur de 15 cm suivant y .

Tableau 3.1 Angles de rayonnement des ondes de fuite en fonction de la densité électronique

n_e	ϵ_1	θ_p
$1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$0.11 - j1.4 \cdot 10^{-3}$	18.9°
$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$0.52 - j0.8 \cdot 10^{-3}$	43.8°
10^{11} cm^{-3}	$0.92 - j0.1 \cdot 10^{-3}$	70.7°

3.6.2 Étude de sources dédiées à exciter l'antenne à 10 GHz

3.6.2.1 Guide d'onde à fente

La source d'excitation que nous avons utilisée dans notre modèle est une ligne de courant magnétique. Une telle source n'existe pas mais peut être approchée par une ouverture. En effet, considérons un guide d'onde rectangulaire où seul le mode TE_{01} est excité. Une fente placée sur la face la plus large du guide longitudinalement, comme le montre la Figure 3.20, peut être considérée comme une ligne de courant magnétique. En effet, la fente intercepte des lignes de courants électriques surfaciques orientées perpendiculairement à la longueur de la fente. Les courants magnétiques fictifs seront non nuls si la fente est décentrée [YV93], étant donné que les courants électriques s'annulent au centre de la face.

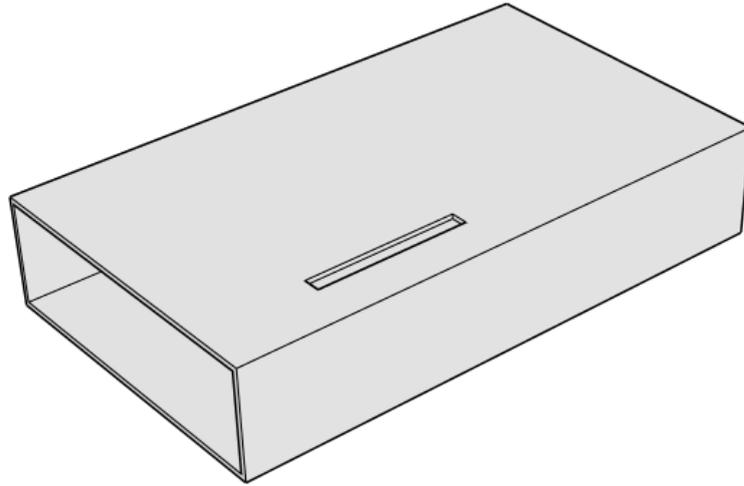


Figure 3.20 Schéma d'un guide d'onde rectangulaire à fente longitudinale décentrée

Avec un guide d'onde en bande X dont la plus grande dimension de son ouverture vaut 22.86 mm, seul le mode TE_{01} existe à 10 GHz. Une étude paramétrique menée avec le logiciel HFSS nous a permis d'obtenir la résonance pour une fente de longueur 15.15 mm, de largeur 0.5 mm et décentrée de 10 mm. La position longitudinale de la fente est évidemment centrée sur un maximum des courants électriques.

Nous avons utilisé ce guide d'onde à fente comme source d'excitation de notre antenne de longueur 24 cm. Le guide d'onde est placé en dessous de la structure de l'antenne de telle sorte que la face contenant la fente est confondue avec le plan métallique. Une coupe transversale de cette structure est représentée sur la Figure 3.21. La fente est orientée suivant l'axe y .

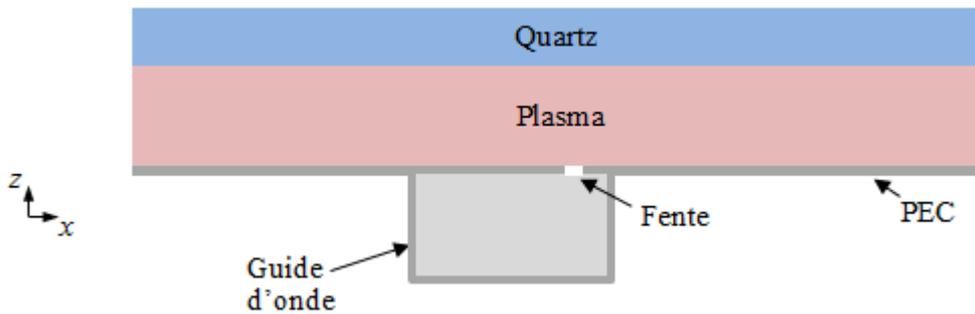


Figure 3.21 Coupe transversale de l'antenne excitée par un guide d'onde à fente

En plaçant la source en entrée de la structure afin d'obtenir une excitation monodirectionnelle, les simulations avec HFSS ne nous ont pas permis de distinguer un rayonnement d'ondes de fuite sur le diagramme de gain. Nous avons alors placé la source au centre de la structure comme une excitation bidirectionnelle (en doublant la longueur de la structure). Nous obtenons ainsi les diagrammes de gain tracés sur la **Figure 3.22**. Nous observons sur les courbes verte et rouge un lobe principal pointant à un angle très proche de l'angle théorique de l'onde de fuite θ_p noté dans le Tableau 3.1. La fente a donc excité les ondes de fuite désirées en TM. Toutefois, la courbe bleue présente un lobe principal autour de 55° , ce qui est différent de ce que prévoit la théorie pour la densité 10^{11} cm^{-3} . Il s'agit aussi de l'onde de fuite attendue mais la différence

angulaire provient de la longueur finie de l'antenne comme cela a été le cas dans le paragraphe 3.5.4.3. Bien que cette source ait réussi à exciter les modes de fuite, le diagramme de rayonnement présente des lobes secondaires très élevés par rapport au lobe principal.

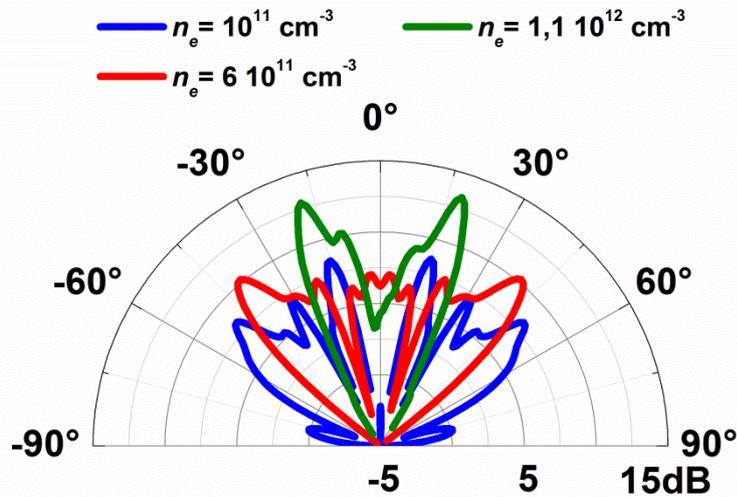


Figure 3.22 Diagrammes de gain en dB dans le plan E simulés avec HFSS pour une excitation bidirectionnelle d'un guide d'onde à fente, avec $d = 2$ cm, $d_2 = 1.5$ cm, $\nu = 10^8$ s⁻¹, $L = 24$ cm et $f = 10$ GHz

3.6.2.2 Monopôle

Des sources linéiques magnétiques n'existent pas, tandis que des sources électriques existent. En plaçant un monopôle suivant la direction principale du champ électrique, i.e. suivant z , la polarisation s'approche de celle désirée et pourrait exciter les modes de fuite.

Considérons un monopôle quart-d'onde de longueur $\lambda/4$ et de diamètre 2.2 mm, λ étant la longueur d'onde dans le vide. Le choix du diamètre est lié aux dimensions du câble coaxial utilisé pour alimenter le monopôle en bande X. Nous avons simulé avec le logiciel HFSS la structure complète de l'antenne en plaçant le monopôle dans le milieu 1 de telle façon que le plan de masse du monopôle soit confondu avec le plan métallique de l'antenne. Nous avons considéré dans ce cas une excitation monodirectionnelle : le monopôle est placé au bout de la structure dont la longueur est égale à 24 cm, comme le montre la Figure 3.23.

Les simulations avec le logiciel HFSS pour les 3 valeurs de densités électroniques du Tableau 3.1 donnent les diagrammes de gain représentés sur la **Figure 3.24**. Nous observons pour les courbes verte et rouge un lobe principal pointant vers des angles très proches de ce que prévoit la théorie avec θ_p dans le Tableau 3.1. Nous notons que pour la densité électronique de 10^{11} cm⁻³ le lobe principal est décalé par rapport à la théorie mais avec un angle de 60°, i.e. un peu plus proche de l'angle attendu qu'avec la source précédente. Ces diagrammes de gain démontrent l'excitation des ondes de fuite en TM par le monopôle. Notons aussi avec cette source l'existence de lobes secondaires élevés sur ces diagrammes.

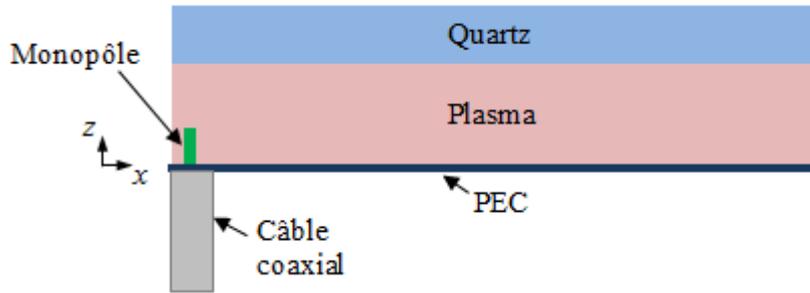


Figure 3.23 Schéma de l'antenne excitée avec un monopôle avec HFSS, en projection dans le plan (x,z) . Le monopôle est séparé de 6 mm de l'extrémité de l'antenne (suivant x)

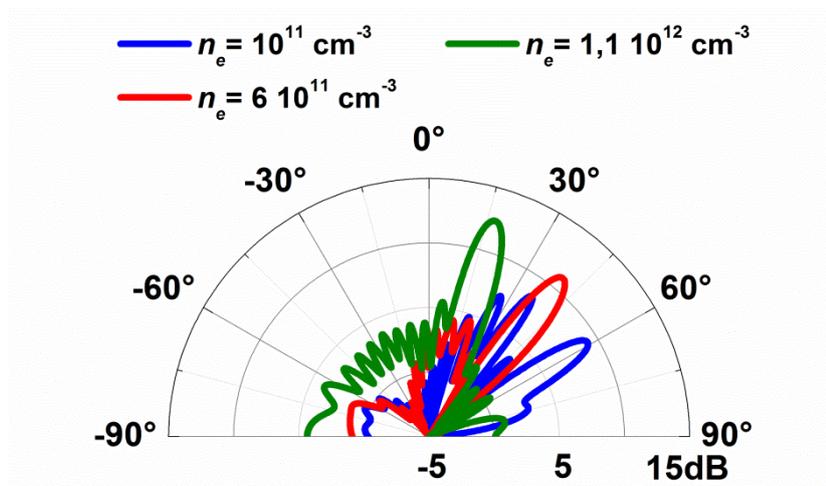


Figure 3.24 Diagrammes de gain en dB dans le plan E pour une excitation monodirectionnelle avec un monopole, avec $d = 2 \text{ cm}$, $d_2 = 1.5 \text{ cm}$, $L = 24 \text{ cm}$, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

3.6.2.3 Guide d'onde

Les guide d'onde font partie des sources d'excitation monodirectionnelles les plus communes. En considérant un guide d'onde rectangulaire excitant uniquement le mode fondamental TE_{01} , nous espérons obtenir dans notre structure un champ magnétique orienté principalement suivant y , approchant ainsi la polarisation désirée.

Nous avons simulé avec HFSS la structure de longueur 24 cm excitée par un guide d'onde bande X placé en amont telle que la sortie du guide est tangente au bout du milieu 1, comme le montre la Figure 3.25. L'ouverture du guide d'onde est de dimensions $a=22.86 \text{ mm}$ et $b=10.16 \text{ mm}$ (WR90).

Pour les densités électroniques de plasma du Tableau 3.1, nous obtenons les diagrammes de gain de la **Figure 3.26**. Nous notons que les modes de fuite d'ordre 0 sont une fois de plus correctement excités. La position du lobe principal de la courbe bleue s'est décalée à 63° , s'approchant ainsi de l'angle théorique θ_p par rapport aux sources précédentes. Les lobes secondaires sont aussi moins élevés avec le guide d'onde, même s'ils restent élevés par rapport au lobe principal pour les faibles densités.

Il est important de noter aussi que le niveau de gain maximal a augmenté comparé aux sources précédentes.

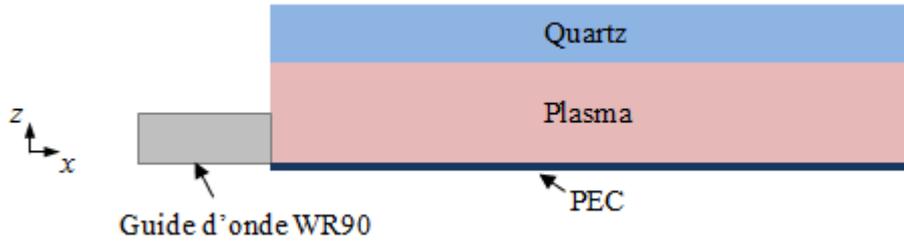


Figure 3.25 Schéma de l'antenne excitée avec un guide d'onde rectangulaire avec HFSS, en projection dans le plan (x,z)

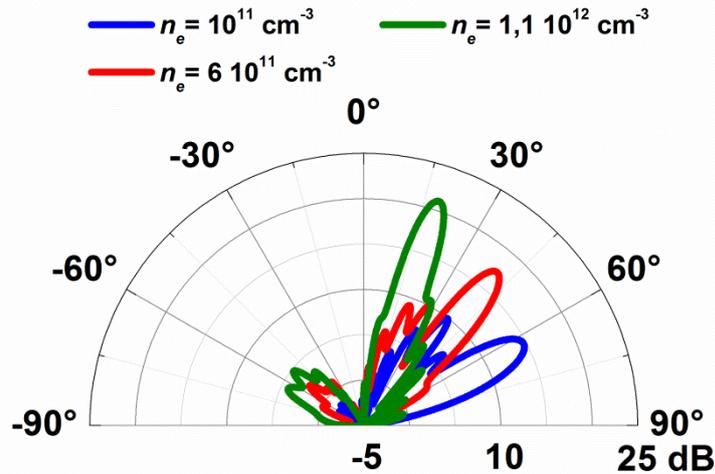


Figure 3.26 Diagrammes de gain en dB dans le plan E pour une excitation avec un guide d'onde WR90, avec $d = 2$ cm, $d_2 = 1.5$ cm, $L = 24$ cm, $d_2 = 1.5$ cm et $f = 10$ GHz

3.6.2.4 Cornet pyramidal

L'utilisation d'un guide d'onde rectangulaire a permis d'améliorer les résultats de simulations obtenus avec la fente et le monopôle. Cependant l'ouverture du guide d'onde est limitée vu l'utilisation de dimensions standard en bande X. Etant donné que l'ouverture est liée à la directivité de l'onde émise par la source, nous pouvons penser que l'augmenter pourrait améliorer l'excitation des ondes de fuite. Un moyen simple d'augmenter progressivement cette ouverture est l'utilisation d'un cornet pyramidal à partir du guide d'onde précédent, comme le montre la Figure 3.27.

La hauteur finale du cornet B suivant l'axe z sera égale à l'épaisseur de la couche de plasma. Ceci permet d'éviter des nuls dans la distribution du champ magnétique dans le plasma pour ne pas exciter les modes d'ordre supérieur (cf. Figure 2.5). De plus, nous avons choisi la largeur $A = 6$ cm. En effet, le passage d'une configuration 2D à une configuration 3D (par suppression des murs magnétiques orthogonaux à l'axe y) a permis de conclure avec HFSS qu'à partir d'une largeur de 6 cm suivant y , on se rapproche du cas 2D (i.e. une invariance suivant y).

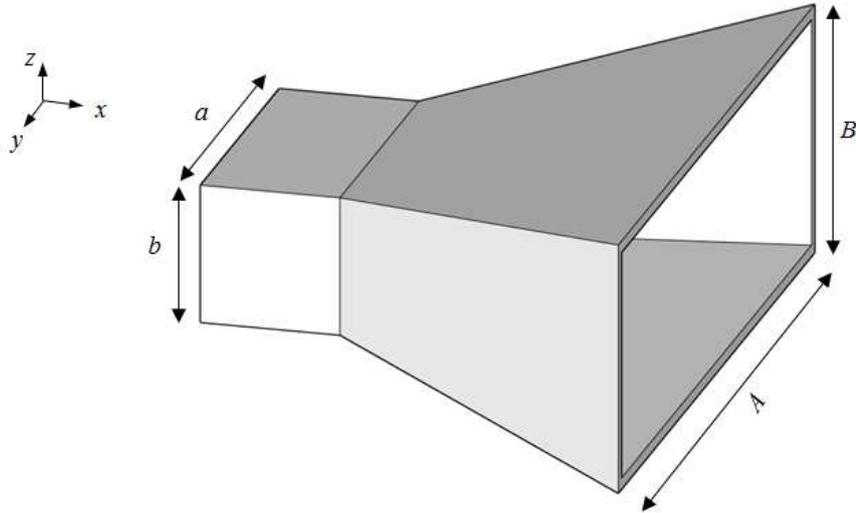


Figure 3.27 Schéma du cornet pyramidal utilisé relié à un guide d'onde bande X

A partir de la sortie du guide d'onde précédent (a, b), l'ouverture croit progressivement jusqu'à atteindre la taille (A, B). La longueur du cornet suivant l'axe x reste un degré de liberté. Nous fixerons ici arbitrairement cette longueur à 3 cm. Avec HFSS, nous simulons l'antenne excitée par le cornet dont la sortie est placée en contact avec l'amont de la couche de plasma. Les diagrammes de gain obtenus sont présentés sur la **Figure 3.28**. Concernant les directions de rayonnement maximal, les remarques faites avec le guide d'onde sont valables ici. Pour la densité 10^{11} cm^{-3} , le lobe principal pointe à 64° .

D'autre part, les lobes secondaires sont réduits en utilisant le cornet par rapport au guide d'onde seul mais les lobes réfléchis sont plus élevés dans ce cas.

Cependant, le gain maximal a augmenté avec le cornet par rapport à la **Figure 3.26**.

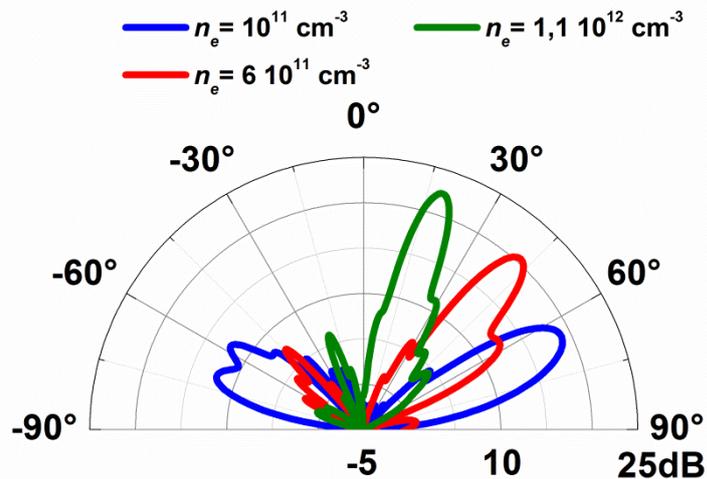


Figure 3.28 Diagrammes de gain en dB dans le plan E pour une excitation avec un cornet pyramidal, avec $d = 2 \text{ cm}$, $d_2 = 1.5 \text{ cm}$, $L = 24 \text{ cm}$, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

3.6.2.5 Comparaison et choix de la source

Nous avons vérifié dans ce qui précède avec plusieurs sources l'excitation des ondes de fuite d'ordre 0. Le niveau du gain maximal et des lobes secondaires était différent selon la source. Avec ce critère le guide d'onde et le cornet pyramidal donnent de meilleurs résultats. Bien que dans la formule du gain on tienne compte de l'adaptation de l'onde émise par la source à l'antenne, il est intéressant d'étudier ce critère de façon séparée.

Le **Tableau 3.2** regroupe les valeurs en dB du paramètre S_{11} obtenus avec HFSS pour chaque source et pour les 3 densités étudiées. Une grande partie de la puissance émise par le guide d'onde à fente et le monopôle est réfléchi, pour les fortes densités. En particulier à $1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, la totalité de la puissance est réfléchi vers la source. Rappelons que cette densité équivaut à une permittivité de plasma proche de zéro, ce qui explique la non-pénétration de l'onde dans la structure. Le guide d'onde permet d'améliorer l'adaptation de l'onde pour les faibles densités. Mais avec le cornet, on obtient de meilleurs résultats même pour les fortes densités. L'élargissement progressif de l'ouverture de la source a ainsi aidé à une meilleure pénétration de l'onde dans le plasma.

Par conséquent, selon les deux critères (excitation des ondes de fuite et adaptation), nous avons choisi le cornet pyramidal comme source microonde de notre antenne. Cette étude a été menée sous l'hypothèse d'un plasma de densité homogène. Mais nous verrons dans le chapitre suivant que cette hypothèse n'est pas vérifiée dans la réalité et des simulations sous HFSS permettront d'obtenir des résultats dans le cas d'un plasma non homogène.

Tableau 3.2 Valeurs du paramètre S_{11} en dB obtenus avec HFSS en fonction de la densité d'électrons et de la source d'excitation

S_{11}	$n_e = 1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$n_e = 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
Guide d'onde à fente	-0.11 dB	-1.91 dB	-12.80 dB
Monopôle	-0.38 dB	-6.72 dB	-10.80 dB
Guide d'onde rectangulaire	-1.7 dB	-9.7 dB	-18.9 dB
Cornet pyramidal	-5.14 dB	-15.2 dB	-21.9 dB

3.6.3 Simulations de l'antenne excitée par un cornet pyramidal

A l'issue de l'étude comparative précédente, un cornet pyramidal avec une ouverture de sortie de dimensions $A \times B = 6 \times 2 \text{ cm}^2$ est considéré. Etant donné que ce cornet est alimenté par un guide d'onde en bande X (WR90) au moyen d'un câble coaxial, un degré de liberté reste à fixer qui est la longueur du cornet suivant x (cf. Figure 3.27).

Afin de dimensionner cette grandeur, nous avons mené une étude paramétrique avec le logiciel HFSS. La structure simulée est composée de l'antenne bicouche excitée par le système d'alimentation complet : câble coaxial + transition câble coaxial/guide d'onde bande X + cornet pyramidal comme le montre la Figure 3.29. Afin de gagner en

temps de calcul, vu le nombre important de simulations, la longueur de la structure de l'antenne a été réduite à 15 cm au lieu de 24 cm.

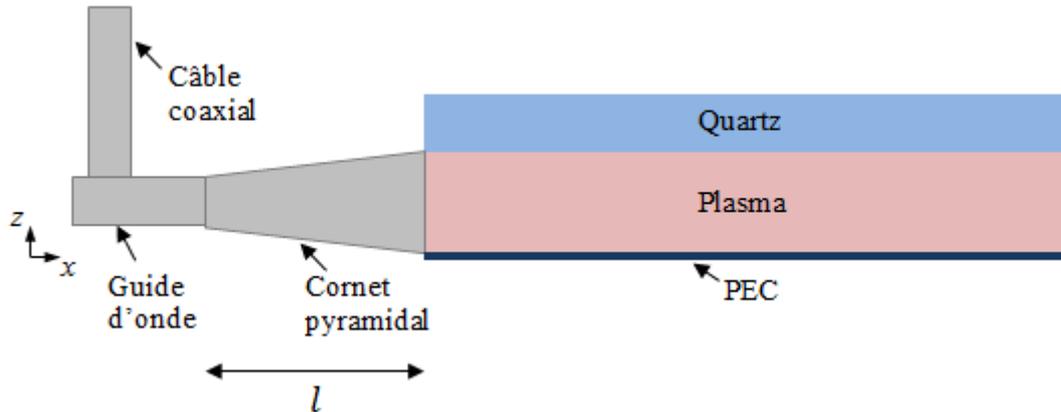


Figure 3.29 Schéma de l'antenne excitée avec un cornet pyramidal avec HFSS, en projection dans le plan (x,z)

Les résultats de simulation du système complet sont présentés dans le **Tableau 3.3** pour différentes longueurs à partir de $l = 3$ cm. Le niveau d'adaptation de l'onde émise représenté par le paramètre S_{11} a été simulé avec un pas de $\frac{\lambda}{8}$ sur la longueur pour les 3 densités considérées précédemment et notés sur la colonne de gauche.

Afin de choisir la longueur donnant les meilleurs résultats, nous suivons la procédure suivante :

1. Pour chaque densité électronique, on sélectionne la longueur donnant la valeur de S_{11} la plus basse en dB
2. A partir des longueurs sélectionnées dans l'étape précédente, on compare la moyenne de $|S_{11}|$ sur les 3 densités électroniques et on choisit la longueur donnant la moyenne la plus basse
3. En cas d'égalité entre deux longueurs, on compare leurs diagrammes de gain.

D'après le **Tableau 3.3**, la 1^{ère} étape du processus donne : l pour la densité $n_e = 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et $l + \frac{\lambda}{2}$ pour les deux autres valeurs de n_e . Nous calculons alors pour chacune de ces 2 longueurs la moyenne du module $|S_{11}|$ en valeurs naturelles et nous obtenons 0.23 pour l et 0.25 pour $l + \frac{\lambda}{2}$. La longueur $l = 3$ cm est alors choisie vu qu'elle donne la moyenne la plus faible. Nous n'aurons donc pas recours à l'étape 3.

Bien que les résultats des 2 longueurs précédentes soient comparables, le choix de la longueur l est défendable non seulement par le processus suivi mais aussi par le critère d'encombrement.

Tableau 3.3 Valeurs de S_{11} en dB en fonction de la densité d'électrons (en colonnes) et de la longueur du cornet (en lignes)

S_{11} (dB)	l	$l + \frac{\lambda}{8}$	$l + \frac{\lambda}{4}$	$l + \frac{\lambda}{3}$	$l + \frac{3\lambda}{8}$	$l + \frac{\lambda}{2}$	$l + \frac{5\lambda}{8}$	$l + \frac{3\lambda}{4}$	$l + \lambda$
10^{11} cm^{-3}	-15.4	-12.9	-12.7	-14.6	-14.9	-16.3	-13.5	-12.5	-16.1
$6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	-18.8	-16.9	-10.2	-8.9	-8.9	-12.7	-21.7	-10.5	-11.6
$1.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	-7.9	-6.9	-4.4	-4.8	-5.1	-9.0	-7.4	-4.5	-4.1

Nous avons intégré le cornet ainsi choisi dans les simulations de l'antenne excitée comme le montre la Figure 3.29 et en reprenant la longueur d'antenne de 24 cm. Le **Figure 3.30** montre les diagrammes de gain pour les différentes densités considérées. Nous remarquons que les lobes réfléchis ont disparu de ces diagrammes comparé à la **Figure 3.28** où le guide d'onde a été directement alimenté par un « waveport ». La transition câble coaxial/guide d'onde dimensionnée en bande X a ainsi permis de réduire l'énergie réfléchie. Cependant, le niveau des lobes secondaires est plus important particulièrement pour la densité 10^{11} cm^{-3} .

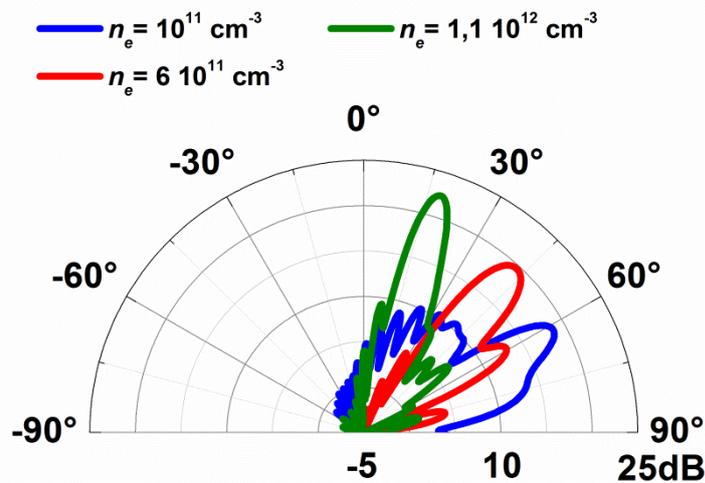


Figure 3.30 Diagrammes de gain en dB dans le plan E pour une excitation avec la source schématisée dans la Figure 3.29 et un cornet de longueur 3 cm, avec $d = 2 \text{ cm}$, $d_2 = 1.5 \text{ cm}$, $L = 24 \text{ cm}$, $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ et $f = 10 \text{ GHz}$

3.7 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons effectué une étude bibliographique sur les antennes à balayage où nous avons présenté les inconvénients des antennes réseaux et les antennes réflecteurs par rapport aux antennes à ondes de fuite. Un état de l'art des mécanismes de balayage de ce dernier type d'antenne a ensuite permis de distinguer les antennes reconfigurables à fréquence variable et celles fonctionnant à fréquence fixe. Notre antenne fait partie de cette dernière catégorie. Elle repose sur l'utilisation du plasma comme matériau reconfigurable dont la permittivité dépend de la densité d'électrons.

Nous avons montré que l'excitation des ondes de fuite nécessite deux conditions : une permittivité du milieu 1 telle que $0 \leq \varepsilon'_1 \leq 1$ et une domination du mode de fuite sur le champ total au niveau de l'interface. La première condition est vérifiée par le plasma et il en découle le principe de fonctionnement de l'antenne : la variation de la densité électronique contrôlée par la puissance de la source plasma dans la plage adéquate permet une variation de ε'_1 de 0 à 1, ce qui crée une onde de fuite rayonnant suivant une direction variant en théorie de 0 à 90°. La seconde condition a été traitée dans le Chapitre 2 où nous avons montré que le terme des résidus dus aux modes de fuite constitue majoritairement le champ au niveau de l'interface et détermine donc le champ lointain.

La valeur de 10^8 s^{-1} pour la fréquence de collisions induisant les pertes dans le plasma a été prise pour cette étude. Elle est cohérente avec le choix de la source plasma comme nous le verrons dans le chapitre suivant. La fréquence de fonctionnement de l'antenne a aussi été choisie égale 10 GHz, ce qui a imposé une plage de variation de la densité électronique de 10^9 à $1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Ensuite le dimensionnement des paramètres géométriques de l'antenne a été effectué en utilisant le modèle théorique développé dans le chapitre précédent. Tout d'abord, l'épaisseur de la couche de plasma constituant le milieu 1 a été choisie égale à 2 cm. L'épaisseur jouant un rôle dans la contribution du pôle dans le rayonnement détermine la plage angulaire de balayage et l'importance du mode de fuite selon son ordre. La valeur de 2 cm permet d'obtenir un balayage de 1.6 à 79.3° en variant la densité de $1.24 \cdot 10^{12}$ à $4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et garantit la domination du mode d'ordre 0 sur le rayonnement.

Le second paramètre que nous avons dimensionné est l'épaisseur du diélectrique 2 considéré comme du quartz. Toujours avec un calcul modal, nous avons montré que la seconde couche limite le balayage angulaire de l'antenne au niveau des angles proches de l'horizontale. Nous avons choisi une épaisseur égale à 1.5 cm qui permet aux pôles d'être les plus proches de la configuration monocouche. Le balayage se limite dans ce cas à un angle maximal de 74.9°.

Afin de limiter la taille de l'antenne, nous avons mis en place un critère de troncature permettant de choisir une longueur adéquate. Le critère consiste à limiter la puissance perdue par troncature au bout de l'antenne à 10 % de la puissance transmise ce qui a donné avec l'analyse modale une longueur de 24 cm.

Les résultats de simulations avec le logiciel HFSS de cette antenne ont permis de valider le principe de balayage avec la densité électronique, mais la troncature de l'antenne a induit une limitation du rayonnement à 63°.

La dernière partie de ce chapitre a traité de la source d'excitation de l'antenne. Une étude comparative de quatre sources permettant d'exciter des ondes de fuite en mode TM dans cette structure a été menée avec le logiciel HFSS. Les diagrammes de gain obtenus avec un guide d'onde à fente et avec un monopôle montrent des lobes secondaires élevés. Les résultats des simulations avec un guide d'onde standard et avec un cornet pyramidal présentent une diminution de ces lobes. Le choix de la source adéquate a été basé sur la comparaison de l'adaptation de l'onde émise à la structure avec le paramètre S_{11} . Le cornet a permis d'obtenir les meilleurs résultats. La longueur de ce cornet a ensuite été choisie en utilisant la même grandeur. Un cornet de 3 cm de long a permis d'obtenir le meilleur niveau d'adaptation.

Le chapitre suivant présente les sources plasma adéquates à notre antenne. De plus, des mesures plasma avec la source choisie sont décrites et intégrées dans les simulations de notre antenne.

Chapitre 4

Etude de la Source Plasma

Sommaire

4.1	Introduction	74
4.2	Introduction aux plasmas	74
4.2.1	Classification des plasmas	74
4.2.2	Plasmas froids hors-équilibre	76
4.2.2.1	Pulsation plasma	76
4.2.2.2	Fréquence de collision	76
4.2.2.3	Longueur de Debye	76
4.2.2.4	Gaine	77
4.2.3	Interaction entre un plasma et une onde électromagnétique	77
4.2.3.1	Permittivité du plasma vue par une onde électromagnétique	78
4.2.3.2	Epaisseur de peau	80
4.3	Choix de la source plasma	80
4.3.1	Critères de choix	80
4.3.2	Les mécanismes de création du plasma	81
4.3.2.1	Décharge à courant continu et alternatif	81
4.3.2.2	La décharge microonde	82
4.3.2.3	La décharge radiofréquence	83
4.3.3	Plasma à couplage inductif	84
4.3.3.1	Configurations	84
4.3.3.2	Principe de fonctionnement	84
4.3.3.3	Caractéristiques d'un plasma RF confiné	86
4.4	Mesures plasma dans un réacteur à couplage inductif	88
4.4.1	Description du réacteur	89
4.4.2	Système de mesure	90
4.4.2.1	Confinement du plasma	90
4.4.2.2	Sonde de diagnostic	90
4.4.3	Résultats expérimentaux	92
4.4.3.1	Test de balayage en puissance et profil vertical de densité électronique	92
4.4.3.2	Profil de densité électronique entre les plaques	93
4.5	Pistes d'amélioration des résultats	95
4.5.1	Remarques concernant les mesures	95
4.5.2	Confinement par des aimants permanents	96
4.5.3	Géométrie de la bobine inductive	97
4.6	Intégration des résultats expérimentaux dans l'antenne	97
4.6.1	Introduction	97
4.6.2	Simulations d'un gradient de densité	98
4.7	Conclusion du chapitre	100

4.1 Introduction

Le plasma représente l'élément le plus important constituant l'antenne à ondes de fuite proposée dans ce manuscrit. Il est donc primordial de créer un plasma dont les propriétés électromagnétiques correspondent à celles attendues pour le bon fonctionnement de l'antenne. En effet, le balayage angulaire requiert une permittivité relative modulable entre 0 et 1 ce que le plasma peut réaliser vu ses propriétés de reconfigurabilité qu'on a pu évoquer rapidement dans le chapitre précédent et qu'on va détailler dans ce chapitre. Des propriétés en termes de pertes électromagnétiques et de volume sont aussi exigées par l'antenne.

Il existe plusieurs sources qui génèrent des plasmas avec des propriétés différentes. Le but principal de ce chapitre est donc de choisir la source qui permet d'obtenir un plasma répondant aux critères imposés par l'antenne. Avant de choisir la source, nous commençons le chapitre par une introduction générale aux plasmas. Ensuite, une description de quelques propriétés d'un type de plasma particulier appelé plasma froid hors-équilibre sera proposée. Nous étudierons ensuite l'interaction entre le plasma et une onde électromagnétique. Nous passons ensuite au choix de la source en comparant les critères exigés aux propriétés des sources existantes. La partie suivante expose les mesures expérimentales du plasma réalisées avec une source disponible au laboratoire et correspondant à la source choisie pour l'antenne. Nous proposons ensuite des pistes d'amélioration des résultats de mesures. Pour finir, nous intégrons le plasma mesuré dans des simulations de l'antenne avec HFSS.

4.2 Introduction aux plasmas

Le terme plasma, considéré comme le 4^{ème} état de la matière, est un gaz ionisé. Il a été introduit pour la première fois par le physicien I. Langmuir en 1928 [L28]. Il représente 99% de la matière visible de notre univers. Pourtant on ne le rencontre pas dans notre environnement à l'état naturel. Il est présent en fait au-delà de la haute atmosphère dans l'ionosphère, les nébuleuses, la foudre, le soleil... Ces différents types sont représentés sur la **Figure 4.1** en fonction de la densité électronique n_e qui représente le nombre d'électrons libres par unité de volume et la température des électrons T_e .

Le plasma peut aussi être généré artificiellement suivant des méthodes différentes selon les applications : les tubes à décharges pour l'éclairage par exemple, les plasmas de traitement pour la gravure, le dépôt ou le dopage, les propulseurs pour le domaine spatial ou la fusion nucléaire.

4.2.1 Classification des plasmas

L'obtention d'un plasma se fait par ionisation d'un gaz initialement neutre par apport d'une énergie qui peut être électrique (application d'un champ électrique), thermique (par chauffage du gaz) ou électromagnétique (par microonde par exemple). L'énergie fournie au gaz sert à accélérer les électrons libres et à créer des collisions avec les particules neutres. Une énergie suffisante dépendant du type du gaz permet d'ioniser les particules neutres à partir de ces collisions. Les collisions successives forment ainsi le plasma.

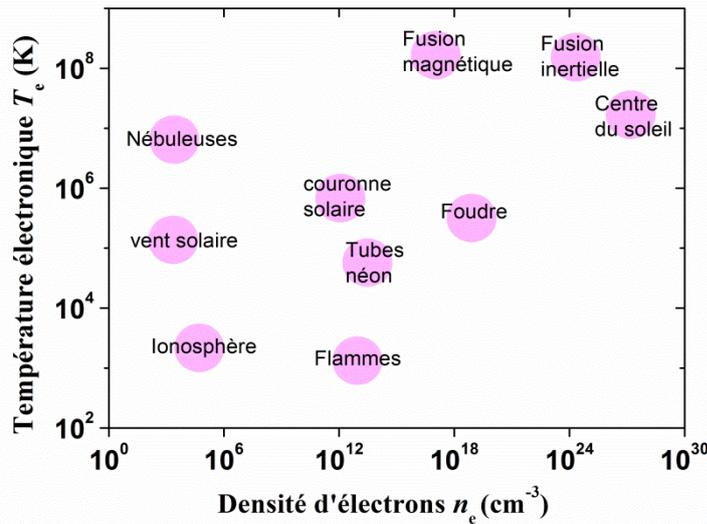


Figure 4.1 Classification des décharges plasma selon n_e et T_e en échelle logarithmique

Notons qu'à l'échelle macroscopique, le plasma est en général électroniquement neutre, en d'autres termes :

$$n_e = n_i, \quad (4.1)$$

avec n_i représentant la densité des ions dans le gaz.

Nous pouvons classer les plasmas selon leur degré d'ionisation défini par :

$$I = \frac{n_e}{n_e + n_g}, \quad (4.2)$$

avec n_g la densité des particules neutres dans le gaz. Cette grandeur prend des valeurs très faibles de l'ordre de 10^{-10} pour les plasmas faiblement ionisés et peut aller jusqu'à 1 pour les plasmas très fortement ionisés comme les plasmas de fusion ou le cœur des étoiles. A partir d'une valeur typique du degré d'ionisation $I_0 = 10^{-4}$, on distingue deux catégories : les plasmas froids tels que $I < I_0$ et les plasmas chauds tels que $I > I_0$.

Dans notre étude, nous nous intéresserons aux plasmas faiblement ionisés ou plasmas froids. Selon le processus de génération et de pertes du plasma, un équilibre thermodynamique peut exister ou pas entre les différentes particules présentes dans le gaz. Selon ce critère, on distingue deux classes de plasmas froids :

- **Plasmas froids à l'équilibre thermodynamique** : Ce type de plasma nécessite une énergie thermique importante pour atteindre l'énergie d'ionisation. Dans ce cas, les températures de toutes les particules sont quasiment identiques : $T_e \approx T_i \approx T_g$ avec T_i la température des ions et T_g celle du gaz.
- **Plasmas froids hors-équilibre** : D'autres mécanismes du chauffage du gaz sont responsables de la génération du plasma, comme l'application d'un champ électrique. Les températures des particules dans le gaz sont différentes, avec $T_e \gg T_i \approx T_g$.

4.2.2 Plasmas froids hors-équilibre

Dans notre étude, nous nous focaliserons sur la classe des plasmas froids hors-équilibre. Nous présentons dans cette section les paramètres importants caractérisant ce type de plasma.

4.2.2.1 Pulsation plasma

Si on applique une perturbation locale sous forme d'un champ électrique sur un plasma neutre, les particules sont perturbées mais le plasma revient vers un état d'équilibre. En réalité, les électrons font des oscillations non amorties autour de cet état d'équilibre [LL05, ch. 4] avec une pulsation appelée pulsation plasma et notée ω_p :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (4.3)$$

Cette expression rejoint la formule (3.2) où toutes les variables ont été définies.

4.2.2.2 Fréquence de collision

Avant de définir la fréquence de collision, exprimons tout d'abord λ_e le libre parcours moyen des électrons [LL05, ch. 3]:

$$\lambda_e = \frac{1}{n_g \sigma_e}, \quad (4.4)$$

σ_e désignant la section efficace de transfert de quantité de mouvement électron-neutre et n_g la densité de neutres. A partir du libre parcours moyen, on peut écrire la fréquence de collision électron-neutre comme suit :

$$\nu = \frac{v_e}{\lambda_e} = v_e n_g \sigma_e, \quad (4.5)$$

avec v_e la vitesse des électrons. Il est important de noter que n_g est proportionnelle à P la pression du gaz, comme le prévoit l'équation des gaz parfaits avec $P = n_g k_B T_g$. Par conséquent, la fréquence de collision est directement liée à la pression du gaz : plus P est élevé, plus ν est important, i.e. les électrons font plus de collisions avec les particules neutres. Rappelons que cette grandeur a déjà été introduite dans le paragraphe 3.4.1.

4.2.2.3 Longueur de Debye

La longueur de Debye est une grandeur caractéristique d'un plasma. En regardant à l'échelle de cette longueur, le gaz n'est pas neutre. Elle s'exprime pour les électrons comme suit :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad (4.6)$$

avec k_B la constante de Boltzmann. Pour avoir un plasma neutre, les dimensions de l'enceinte contenant le gaz doivent être beaucoup plus grandes que la longueur de Debye. Cette longueur dépend à la fois de la température et de la densité électronique. Ainsi, pour une enceinte donnée, le plasma est neutre à une densité suffisamment élevée pour que λ_D soit négligeable devant les dimensions de l'enceinte.

4.2.2.4 Gaine

Pour comprendre la notion de gaine, considérons un plasma neutre, i.e. $n_e = n_i$, limité par une paroi isolée électriquement. Le plasma est dans un état initial de neutralité, comme le montre la Figure 4.2 (a), mais l'agitation thermique des particules dans le gaz ionisé va changer cet état. En effet, la vitesse thermique électronique étant beaucoup plus importante que celle des ions vu la différence de masse entre ces 2 particules, les électrons arrivent vers la paroi rapidement. Les électrons suivants seront refoulés par la couche d'électrons sur la paroi et les ions seront attirés. Ainsi, la zone proche de la paroi où un déficit en électrons est créé, i.e. $n_e \ll n_i$, est appelée gaine. De plus, ce déficit électronique dans la gaine engendre l'application d'une force électrostatique sur les électrons dirigée de la paroi vers le plasma et d'une force opposée dirigée vers la gaine sur les ions. La densité des électrons décroît alors progressivement à partir de la frontière séparant le plasma neutre de la gaine jusqu'à la paroi, comme le montre la Figure 4.2 (b). La courbe de décroissance de n_e dépend de plusieurs paramètres et sera étudiée dans la suite de ce chapitre dans le cas particulier d'un plasma RF (Radio-Fréquence).

La neutralité dans le plasma est alors assurée par deux phénomènes opposés : la vitesse thermique des électrons d'un côté et la force électrostatique de l'autre. L'épaisseur de la gaine est de l'ordre de quelques longueurs de Debye et dépend du mécanisme de génération du plasma.

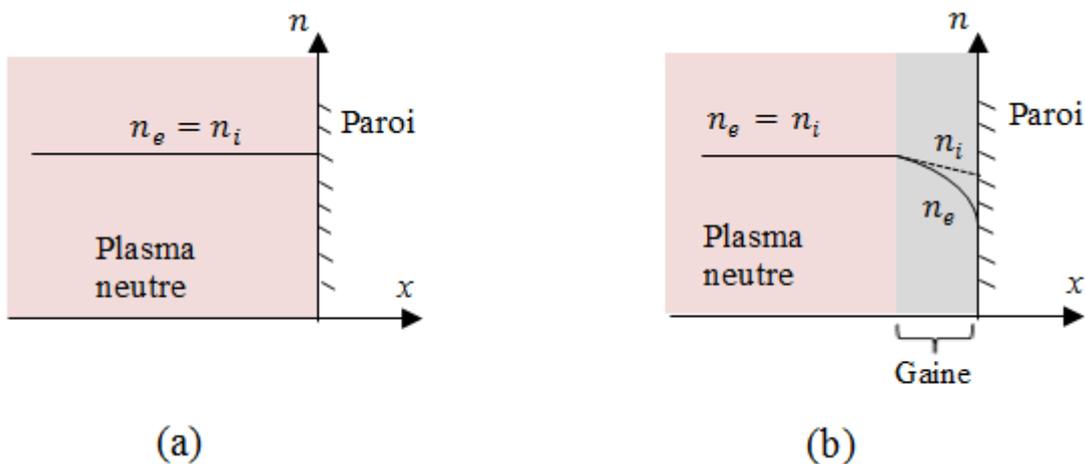


Figure 4.2 Description de la formation de la gaine avec la densité : (a) état initial (b) état une fois la gaine formée

4.2.3 Interaction entre un plasma et une onde électromagnétique

Dans ce paragraphe, on suppose un champ électromagnétique incident sur un plasma froid hors-équilibre déjà établi. L'objectif de cette partie est de modéliser l'interaction entre l'onde et le plasma et d'analyser ses propriétés.

4.2.3.1 Permittivité du plasma vue par une onde électromagnétique

Afin d'obtenir l'expression de la permittivité du plasma vue par une onde électromagnétique de fréquence $\omega/2\pi$, commençons par écrire la 2^{ème} loi de Newton de la dynamique pour un électron :

$$m_e \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -e\mathbf{E} - m_e \nu \mathbf{v}_e, \quad (4.7)$$

où \mathbf{v}_e est le vecteur vitesse de dérive d'un électron et \mathbf{E} le vecteur champ électrique incident. La partie de droite de cette égalité est composée de deux forces : la première est la force de Lorentz appliquée par le champ électrique incident sur un électron, et la seconde est la force de frottement subie par l'électron dans le plasma à cause des collisions. En régime harmonique, la solution de l'équation différentielle en temps (4.7) s'exprime comme suit :

$$\mathbf{v}_e = -\frac{e}{m_e} \left(\frac{1}{\nu + j\omega} \right) \mathbf{E}. \quad (4.8)$$

L'expression du vecteur de densité de courant électronique s'écrit alors :

$$\mathbf{J}_e = -en_e \mathbf{v}_e = \frac{e^2 n_e}{m_e} \left(\frac{1}{\nu + j\omega} \right) \mathbf{E}. \quad (4.9)$$

A partir de la loi d'Ohm $\mathbf{J}_e = \sigma \mathbf{E}$, nous obtenons, par identification avec (4.9) et en utilisant la formule (4.3), l'expression de la conductivité $\sigma = \sigma' + j\sigma''$ du plasma :

$$\sigma = \varepsilon_0 \omega_p^2 \left(\frac{1}{\nu + j\omega} \right). \quad (4.10)$$

Ensuite, en exprimant l'équation de Maxwell-Ampère ($\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_e + j\omega \varepsilon_0 \mathbf{E}$) sous la forme $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 \mathbf{E}$ et en utilisant la formule (4.9), nous obtenons l'expression de la permittivité relative équivalente $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' - j\varepsilon_1''$ du plasma comme suit :

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\omega\nu}. \quad (4.11)$$

Nous retrouvons ainsi le modèle de Drude de l'équation (3.1) du chapitre précédent. Rappelons que cette relation dépend de trois paramètres : ω la pulsation de l'onde, ω_p la pulsation plasma et ν la fréquence de collision.

Afin de comprendre l'influence de chaque paramètre sur ε_1 , nous traçons sur la **Figure 4.3** et la **Figure 4.4** respectivement la partie réelle ε_1' et la partie imaginaire ε_1'' en fonction des rapports ν/ω et ω_p/ω .

Nous vérifions que ε_1' prend des valeurs négatives pour les fortes valeurs de ω_p/ω puis passe par 0 et tend vers 1 quand le rapport ω_p/ω devient petit. En effet, avec une très faible densité d'électrons le plasma devient quasiment de l'air. Par ailleurs, le contour correspondant à la valeur 0 a pour équation :

$$(\omega_p/\omega)^2 = (\nu/\omega)^2 + 1, \quad (4.12)$$

qu'on retrouve avec la relation (4.11). Le domaine de travail sur les ondes de fuite qui concerne les valeurs de ε_1' entre 0 et 1 est situé en dessous de ce contour.

La partie imaginaire de ε_1 tracée sur la **Figure 4.4** montre des maxima à l'abscisse $\nu/\omega = 1$ qu'on peut vérifier analytiquement pour un rapport ω_p/ω fixé. A partir de ce maximum, ε_1'' décroît beaucoup plus rapidement dans la zone $\nu/\omega < 1$ comparée à la zone $\nu/\omega > 1$. Ainsi dans la 1^{ère} zone, les valeurs de ε_1'' sont plus faibles. Nous pouvons vérifier d'ailleurs que, pour notre antenne, $\omega > \nu$.

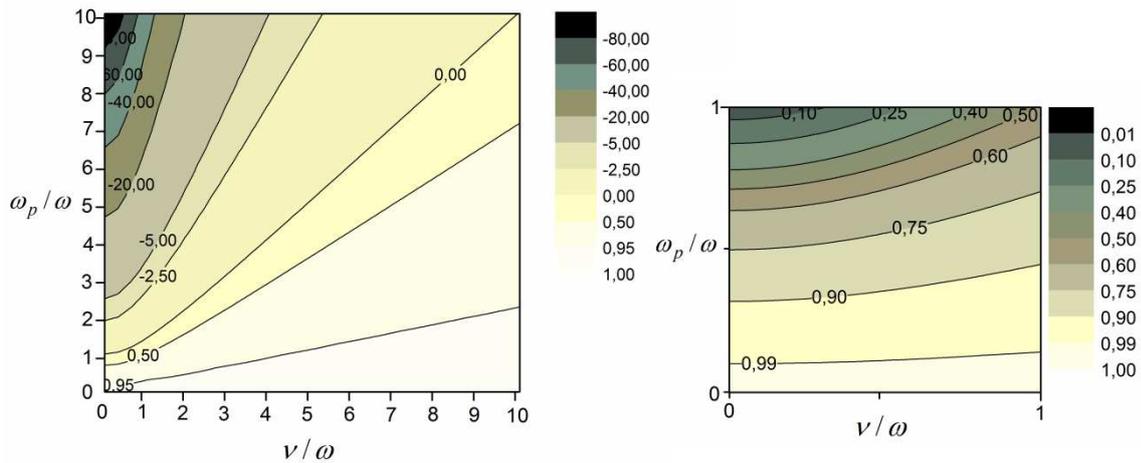


Figure 4.3 ε_1' en fonction de ν/ω et ω_p/ω . A droite, un zoom sur la région $0 \leq \nu/\omega \leq 1$ et $0 \leq \omega_p/\omega \leq 1$

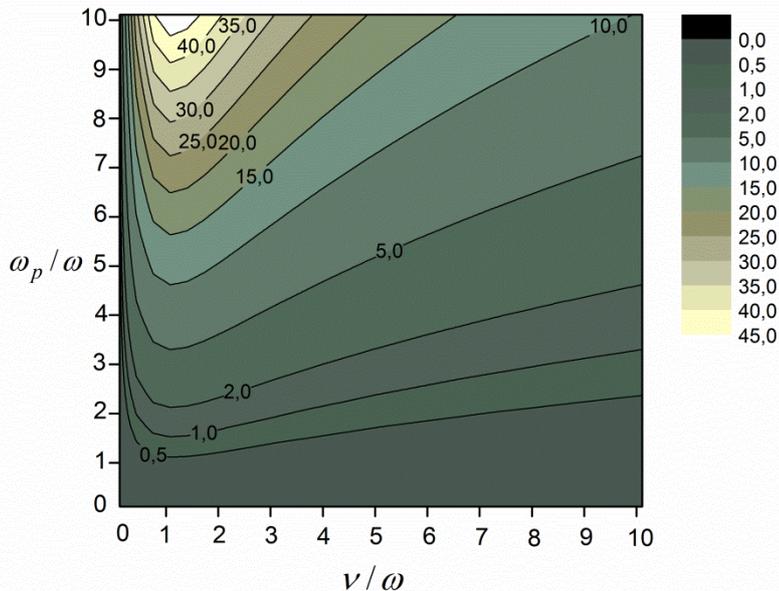


Figure 4.4 ε_1'' en fonction de ν/ω et ω_p/ω

En reprenant maintenant la **Figure 4.3** et en repérant la zone $\nu/\omega < 1$ choisie précédemment, nous pouvons voir que la région où ε'_1 peut balayer les valeurs de 0 à 1 devient restreinte et limitée au-dessus par le contour $\varepsilon'_1 = 0$. En pratique, pour notre antenne, la fréquence de travail et la pression du gaz seront fixées, i.e. ω et ν constants, respectivement. Le mécanisme de balayage de l'onde de fuite nécessite une variation de la densité d'électrons et donc de la pulsation plasma. Ainsi, en augmentant le rapport ω_p/ω à partir de 0 à ν/ω constant dans la petite région repérée sur la **Figure 4.3** et approximativement représentée sur la figure de droite, la valeur de ε'_1 diminue progressivement en partant de 1 jusqu'à s'annuler quand l'égalité (4.12) est satisfaite.

Pour résumer, les courbes de la permittivité du plasma ont permis d'analyser la variation de ses parties réelle et imaginaire en fonction des rapports ω_p/ω et ν/ω .

4.2.3.2 Epaisseur de peau

L'onde électromagnétique incidente pénètre le plasma sur une épaisseur de peau δ qui dépend de sa permittivité ; il s'agit de l'épaisseur nécessaire pour que l'onde soit atténuée d'un rapport de $1/e$. A partir de l'expression du vecteur d'onde dans le plasma, l'épaisseur de peau dans le plasma s'écrit comme suit :

$$\delta = \frac{c}{\omega |\text{Im}(\sqrt{\varepsilon_1})|} \quad (4.13)$$

L'épaisseur de peau dépend alors des mêmes paramètres que la permittivité du plasma : ω , ω_p et ν . Des expressions plus simples de δ peuvent être obtenues avec des hypothèses particulières : un plasma sans collisions ($\nu \ll \omega$) et un plasma à fréquence de collision très élevée ($\nu \gg \omega$) [LL05, ch. 12]. Dans ce chapitre nous nous intéressons aux cas directement liés à notre antenne. En reprenant les paramètres du plasma considérés dans le chapitre précédent, i.e. $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\omega = 2\pi \times 10 \text{ GHz}$ et n_e de $4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à $1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, l'épaisseur de peau varie de 155.69 m jusqu'à 0.32 m avec la densité électronique. Ceci confirme la non évanescence de l'onde incidente dans l'antenne et, qu'à cette échelle, le plasma est vue comme un milieu de propagation.

Cependant, il est important d'évaluer l'épaisseur de peau quand l'onde électromagnétique est responsable de la création du plasma. Dans ce cas, les dimensions de l'enceinte contenant le gaz doivent être beaucoup plus grandes que l'épaisseur de peau. Ceci sera étudié dans la partie 4.3.

4.3 Choix de la source plasma

La taille d'un plasma, l'épaisseur de la gaine ou la densité électronique dépendent du mécanisme de création et maintien d'une décharge plasma. Ainsi, dans ce paragraphe, nous passons en revue les principales sources de génération de plasma et comparons leurs propriétés afin de choisir la source la plus adéquate à notre antenne. Mais tout d'abord, fixons les critères que doit satisfaire le plasma.

4.3.1 Critères de choix

- Le plasma doit être de grand volume avec une épaisseur de 2 cm, une longueur de 24 cm et une largeur d'au moins 6 cm.

- La densité électronique doit être la plus uniforme possible dans ce volume, sachant toutefois que la présence de la gaine perturbera cette uniformité.
- Le plasma doit être généré à faible pression de gaz (1 – 100 mTorr) afin de limiter les pertes par collision, comme le montre la relation entre la pression et la fréquence de collision dans le paragraphe 4.2.2.2. Le choix de $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$ était intéressant en terme microonde pour réduire les pertes plasma dans notre antenne ; cette valeur a été obtenue pour un plasma d'argon à la pression $P = 100 \text{ mTorr}^2$ avec le code BOLSIG+ [HP05]. Cette pression fait partie du domaine des basses pressions pour les plasmiciens.
- Le plasma doit pouvoir atteindre une densité d'électrons de l'ordre de $1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour que l'antenne puisse rayonner proche de la verticale. Cette densité est élevée si on veut l'atteindre à une pression faible.
- La densité d'électrons dans le plasma doit rester stable dans le temps afin de ne pas perturber le fonctionnement de l'antenne.

4.3.2 Les mécanismes de création du plasma

Passons maintenant à l'exploration des différents mécanismes de création de plasma.

4.3.2.1 Décharge à courant continu et alternatif

Le premier type de source ayant un rôle historique dans le domaine des plasmas froids hors équilibre est la décharge DC (Direct Current) ou à courant continu. La configuration la plus simple est composée de deux électrodes parallèles distantes de d sur lesquelles on applique une tension continue. Le gaz placé entre ces électrodes à la pression P ne devient du plasma qu'à partir d'une tension minimale appelée tension de claquage qui dépend directement du produit Pd . La tension de claquage suit une courbe caractéristique appelée loi de Paschen pour chaque type de gaz, comme le montre la Figure 4.5. Ces courbes montrent qu'à faible produit Pd , la tension nécessaire pour allumer un plasma est très élevée. Par exemple, pour de l'hélium, dans le cas où $Pd = 1 \text{ Torr.cm}$, un plasma ne peut être allumé que si la tension appliquée sur les électrodes dépasse 1 kV. L'argon est moins contraignant vu qu'il peut devenir du plasma dans les mêmes conditions avec une tension plus faible que 200 V.

Cette loi montre la difficulté d'amorcer une décharge et donc d'atteindre de fortes densités. D'autres configurations fonctionnant en courant continu ont été proposées avec la même idée d'utiliser des électrodes comme le dispositif MHCD (MicroHollow Cathode Discharge) [SEM⁺00] ou le MCSDD (Micro Cathode Sustained Discharge) [SS99]. Avec la dernière configuration, des densités élevées de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} ont pu être atteintes [MBS02] sur une épaisseur de plasma de l'ordre du centimètre mais à la pression atmosphérique. La pression atmosphérique égale à 760 Torr correspond pour l'argon notamment à une fréquence de collision de 10^{12} s^{-1} , ce qui ne répond pas aux critères de notre antenne car induit de très fortes pertes dans le plasma.

Une décharge AC (Alternative Current) à courant alternatif repose sur le même principe qu'une décharge DC. Elle possède les mêmes propriétés mais du fait que le courant oscille avec la période du courant, la densité électronique oscille aussi. Le

² Le Torr est l'unité de mesure de pression utilisée par les plasmiciens. $1 \text{ Torr} \cong 133 \text{ Pascal}$

plasma est alors instable dans le temps, ce qui ne correspond pas aux exigences de notre antenne.

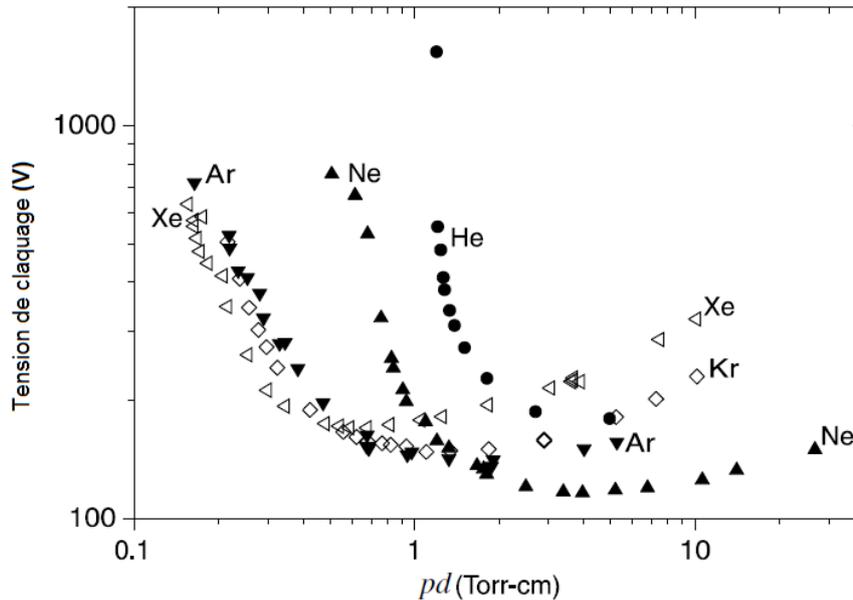


Figure 4.5 Courbes de tensions de claquage en fonction du produit Pd pour les gaz rares. Graphe publié dans [LL05]

Nous continuons donc dans les paragraphes suivants d'explorer d'autres mécanismes de création de décharges qui permettent d'atteindre des densités élevées à faible pression, contrairement aux décharges DC et AC.

4.3.2.2 La décharge microonde

Un plasma peut être amorcé et entretenu par une microonde. Ce type de décharge est réparti en deux catégories :

- La décharge à cavité résonante est créée par une onde électromagnétique en polarisation TM_{01p} dans une cavité cylindrique avec p un entier naturel. La puissance microonde est injectée dans la cavité résonante contenant le gaz à travers une fenêtre diélectrique. Des configurations de cavités non résonantes peuvent générer des plasmas de forte densité électronique en introduisant un champ magnétique statique par résonance cyclotronique des électrons.
- La décharge à onde de surface est comme son nom l'indique amorcée et entretenue par une onde de surface. Cette onde de surface n'existe qu'avec le plasma dont il représente le support de propagation. La diffusion électronique crée un plasma volumique.

Avec ces deux types de décharge, le plasma peut atteindre des densités élevées avec des gaz à pression faible, ce qui correspond à nos besoins. Cependant, ces réacteurs fonctionnent généralement à 2.45 GHz, une fréquence très proche de la fréquence de fonctionnement de notre antenne. Ceci pose des problèmes de filtrage fréquentiel en réception vu que le réacteur doit être mis dans une cage de Faraday pour se protéger du rayonnement électromagnétique.

4.3.2.3 La décharge radiofréquence

Dans la gamme des radiofréquences ou RF, des mécanismes de création de plasma existent. La puissance RF injectée dans le gaz est transmise aux électrons permettant ainsi d'ioniser le gaz. La fréquence allouée classiquement aux réacteurs RF est 13.56 MHz. Deux mécanismes principaux de chauffage existent : le couplage capacitif et le couplage inductif.

- Le plasma à couplage capacitif ou CCP (Capacitive Coupling Plasma) est très largement utilisé notamment dans le domaine de la microélectronique. Il consiste à appliquer un champ électrique RF sur une électrode directement plongée dans le plasma volumique. Ce type de décharge fonctionne à faible pression 1 – 100 mTorr mais ne peut dépasser la densité électronique 10^{10} – 10^{11} cm^{-3} . Augmenter la tension RF appliquée sur l'électrode afin d'obtenir des densités élevées induit l'élargissement de la gaine. De plus, la gaine oscille dans le temps car elle génère des harmoniques à la fréquence de l'onde RF. Un réacteur capacitif multifréquence peut remédier à certains problèmes de ce type de décharge mais crée des ondes stationnaires ce qui cause des non uniformités dans le plasma [CB11, ch. 5 et 6].

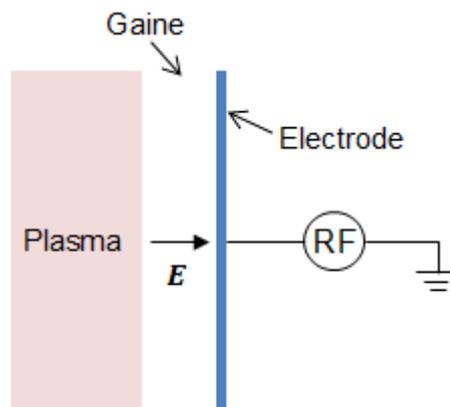


Figure 4.6 Schéma de principe d'une décharge RF à couplage capacitif

- Le plasma à couplage inductif ou ICP (Inductive Coupling Plasma) est créé à partir d'une bobine dans laquelle circule un courant RF. La bobine est séparée de l'enceinte contenant le gaz par une fenêtre diélectrique, ce qui représente la différence majeure par rapport au réacteur CCP. La densité du plasma peut atteindre 10^{12} cm^{-3} à faibles pressions (1 – 100 mTorr), ce qui correspond à 10 fois plus que ce que peut atteindre une décharge CCP [LL05, ch. 12]. Ainsi, avec ce réacteur, les critères demandés sont satisfaits. Par conséquent, nous avons choisi de l'utiliser dans notre antenne à ondes de fuite.

Le paragraphe suivant décrit avec plus de détails le plasma à couplage inductif et son fonctionnement.

4.3.3 Plasma à couplage inductif

4.3.3.1 Configurations

La première décharge à couplage inductif a été inventée en 1884 par Hittorf qui a enroulé une bobine autour d'un tube dans lequel une décharge a été amorcée par le courant circulant dans la bobine. Il s'agit d'un réacteur ICP à bobine hélicoïdale, comme on l'appelle aujourd'hui. Une seconde configuration a été proposée dans les années 1980 basée sur une bobine plate. Les deux configurations sont représentées sur la Figure 4.7.

Une fenêtre diélectrique sépare la bobine du plasma dans les deux cas. Dans notre cas, la configuration à bobine plate convient le mieux à notre antenne car la chambre d'ionisation peut avoir n'importe quelle forme (rectangulaire ou cylindrique) alors que la configuration à bobine hélicoïdale ne peut être que de forme cylindrique et ne possède que 2 faces libres.

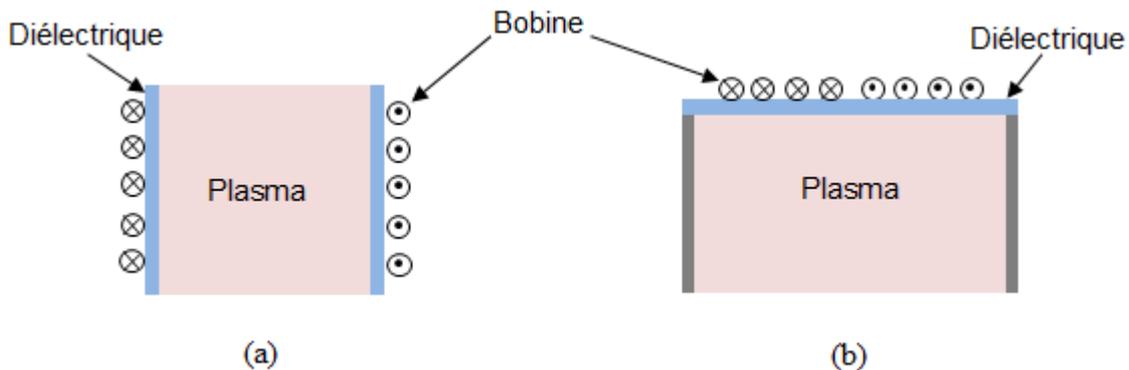


Figure 4.7 Schémas des configurations du plasma à couplage inductif en coupe transversale. (a) Configuration à bobine hélicoïdale (b) Configuration à bobine plate

4.3.3.2 Principe de fonctionnement

Avec une excitation RF à la pulsation $\omega_{RF} = 2\pi \times 13.56 \text{ MHz}$, un courant I_{RF} circule dans la bobine. La puissance électrique est transmise aux électrons à travers la fenêtre diélectrique sur une profondeur de peau δ , comme le montre la **Figure 4.8**. Les électrons entrant en collisions avec les neutres forment alors le plasma.

Initialement, en l'absence du plasma, les lignes de champ magnétique de la bobine plate sont symétriques comme représenté sur la Figure 4.9 (a). Quand un plasma est créé en dessous de la bobine, et d'après l'équation de Maxwell-Faraday, un champ électrique azimutal induit est créé dans le plasma comme le montre la **Figure 4.8**. Ce champ est confiné dans le plasma sur une couche dont l'épaisseur est du même ordre de grandeur que δ . Ceci est schématisé par un resserrement des lignes de champ sur la Figure 4.9 (b). Par association au champ électrique induit, un courant induit est créé dans le plasma sur une profondeur de peau. Le sens de circulation est opposé au courant de la bobine. Le système complet peut alors être modélisé par un transformateur dont le primaire est la bobine plate constituée de N tours et le secondaire est le plasma modélisé par une bobine constituée d'un seul tour dans lequel circule le courant induit. Les détails de cette modélisation peuvent être consultés dans [LL05, ch. 12].

La formule de l'épaisseur de peau δ est donnée par (4.13). A une pression de 100 mTorr par exemple, i.e. $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$, δ varie de 3 à 0.7 cm pour des densités de l'ordre de $10^{10} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

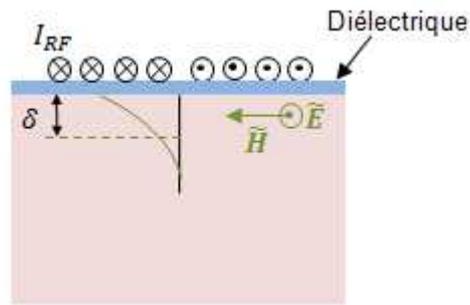


Figure 4.8 Absorption de l'énergie RF sur l'épaisseur de peau δ et champs induits dans le plasma

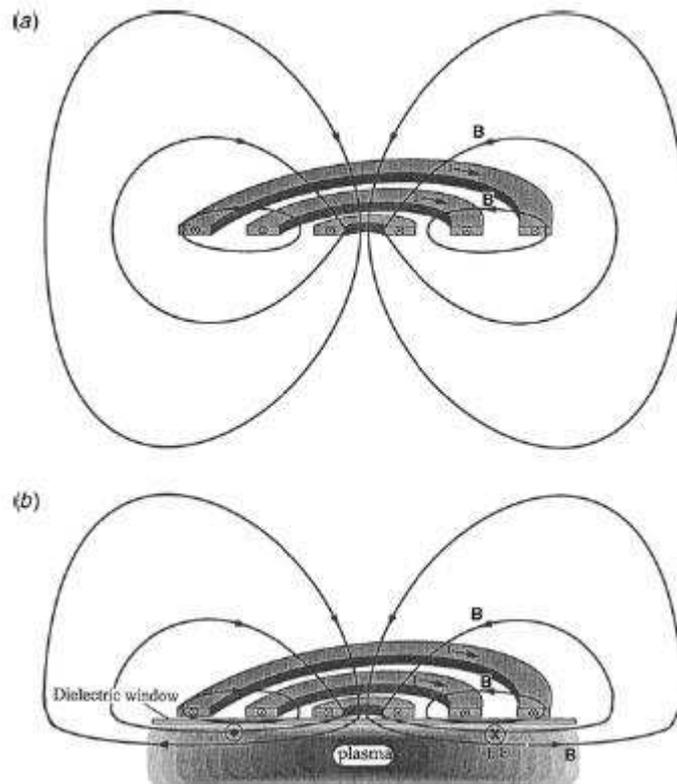


Figure 4.9 Lignes de champ magnétique d'une bobine plate (a) sans plasma (b) avec plasma. D'après [LL05]

- **Couplage capacitif**

Un couplage capacitif peut exister, essentiellement aux faibles densités électroniques, entre la bobine et le plasma au dépend du couplage inductif. Afin de réduire ce couplage parasite, un écran de Faraday est placé entre la bobine et le plasma (au-dessus de la fenêtre diélectrique), comme le montre la Figure 4.10. Il sert à confiner le champ électrique statique entre la bobine et l'écran.

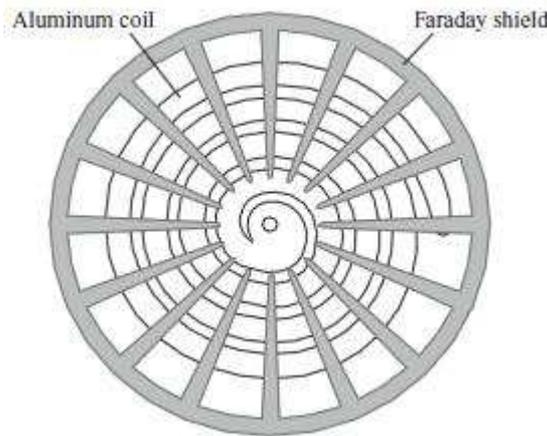


Figure 4.10 Ecran de Faraday vu du côté de la fenêtre diélectrique. D'après [MWB+94]

4.3.3.3 Caractéristiques d'un plasma RF confiné

En considérant deux parois confinant un plasma de taille l , nous avons vu dans le paragraphe 4.2.2.4 qu'une gaine se forme entre la paroi et le plasma neutre, comme le montre la Figure 4.11. La densité d'électrons dans le plasma est notée n_{e_0} et celle au niveau de la gaine est n_{e_g} . L'épaisseur de la gaine au niveau de chaque paroi est notée g .

Dans le cas de la source choisie, i.e. le réacteur ICP, le plasma est généré à faible pression : typiquement $P < 100$ mTorr pour l'argon. Dans cette gamme de pression, la densité d'électron a un profil assez plat et chute rapidement en s'approchant des parois, comme illustré sur la Figure 4.11. Cependant, avec de fortes densités à plus haute pression, le profil est moins plat et prend une forme sinusoidale [LL05, ch. 5]. Ceci représente un autre intérêt de travailler à faible pression.

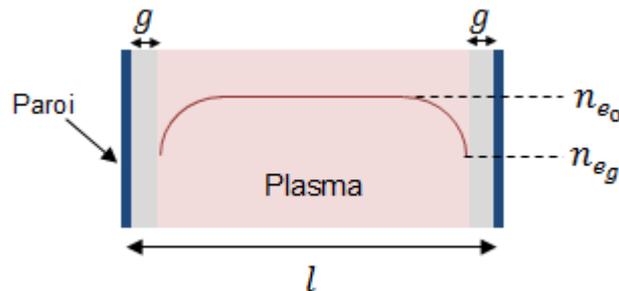


Figure 4.11 Profil de densité d'un plasma de largeur l confiné entre 2 parois

Des modèles analytiques ont été proposés afin d'estimer g la taille de la gaine et le rapport des densités entre la gaine et le plasma. Notons h_l ce rapport. Dans la gamme de pression considérée, h_l peut être estimé avec la relation suivante [LL05] :

$$h_l = \frac{n_{e_g}}{n_{e_0}} \approx \frac{0.86}{\sqrt{3 + l/2\lambda_i}} \quad (4.14)$$

avec λ_i le libre parcours moyen des ions s'exprimant en fonction de la section efficace d'ionisation σ_i comme suit :

$$\lambda_i = \frac{1}{n_g \sigma_i}. \quad (4.15)$$

Dans le cas de l'argon à la température de la pièce ($\sigma_i = 10^{-14} \text{ cm}^{-3}$ et $T_g = 300 \text{ K}$), on obtient $\lambda_i(\text{cm}) = 1/319P$ avec P en Torr. En considérant un plasma de taille de l'ordre de l'épaisseur d de la couche de plasma de notre antenne (quelques centimètres), nous traçons sur la **Figure 4.12** h_l en fonction de la pression du gaz pour 3 valeurs de l . Pour $P = 1 \text{ mTorr}$, h_l est très proche de $0,86/\sqrt{3} \cong 0,5$, valeur maximale pour les très faibles pressions. En augmentant la pression, la densité électronique dans la gaine décroît en fonction de $\log_{10} P$ jusqu'à atteindre des valeurs proches de $0,1n_{e_0}$. Nous remarquons aussi que plus le plasma est épais plus la densité dans la gaine est faible. À partir de ce modèle, on remarque également que si la température du gaz augmente significativement, ce qui peut être le cas aux fortes puissances, alors à pression constante, n_g diminue entraînant une augmentation du libre parcours moyen et donc une augmentation du rapport h_l . Cette analyse simplifiée a été validée par les travaux de L. Liard [L09] à l'aide d'un modèle tenant compte de la température du gaz.

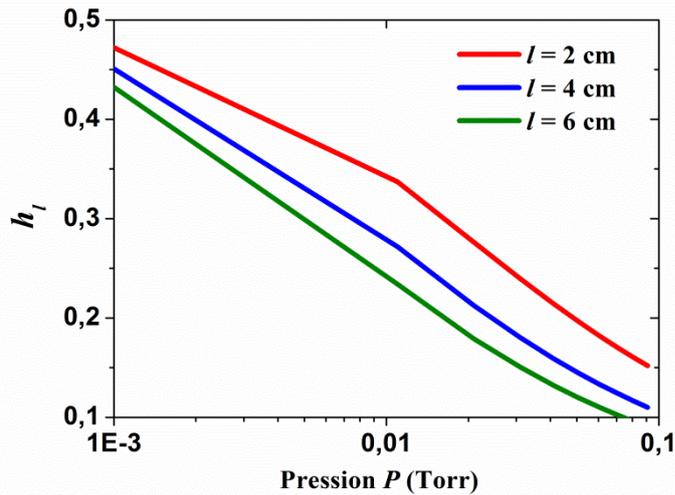


Figure 4.12 Rapport h_l en fonction de la pression pour 3 tailles de plasma

On peut aussi avoir une estimation de la taille de la gaine en fonction de la tension de la paroi V_0 avec la formule suivante [CB11] :

$$g = (4\sqrt{2}/9)^{1/2} \left(\frac{eV_0}{k_B T_e} \right)^{3/4} \lambda_D. \quad (4.16)$$

Dans le cas de l'argon et dans la plage de pression considérée (1 – 100 mTorr), la température électronique est en moyenne égale à 2,4 eV [CB11]. La relation (4.16) devient alors :

$$g \cong 0,4\lambda_D V_0^{3/4}. \quad (4.17)$$

Pour une paroi soumise à de faibles tensions, la taille de la gaine est de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye, comme prévu dans le paragraphe 4.2.2.4. Dans notre cas, λ_D est de l'ordre de $10^{-5} - 10^{-4}$ m pour des densités électroniques allant de 10^{10} à 10^{12} cm^{-3} . L'ordre de grandeur de l'épaisseur de la gaine est donc aussi entre 10^{-5} et 10^{-4} m.

Pour conclure, le confinement du plasma généré par couplage inductif permet de garder une meilleure homogénéité de la densité électronique entre les parois et crée une gaine très mince mais la densité chute considérablement en s'approchant des murs.

4.4 Mesures plasma dans un réacteur à couplage inductif

Dans cette partie, nous présentons des mesures plasma effectuées avec un réacteur ICP utilisé par l'équipe GREPHE de notre laboratoire [BGH13] et représenté sur la Figure 4.13. Ce réacteur, étant destiné à d'autres travaux de recherche, n'est pas adapté à notre antenne.

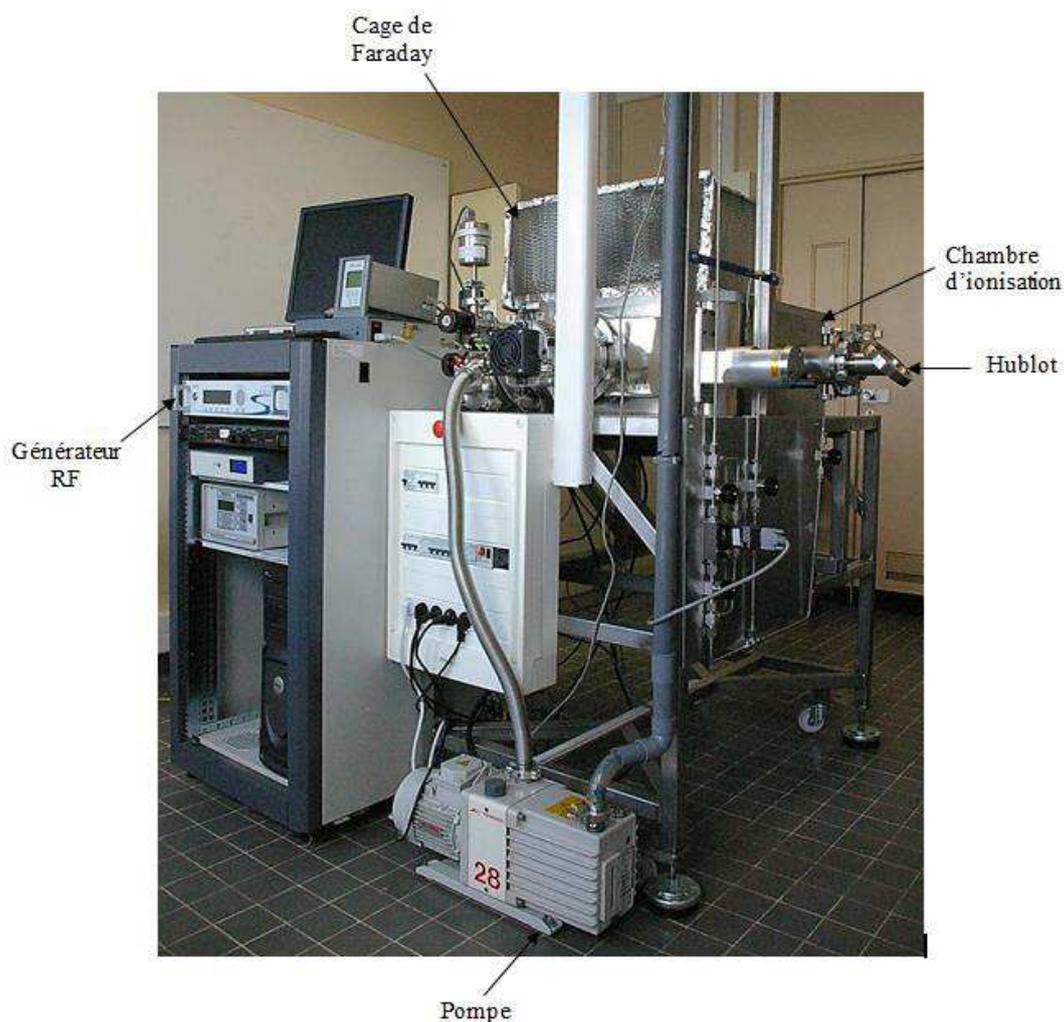


Figure 4.13 Photo du réacteur ICP

Nous avons cependant essayé de nous approcher le plus possible de la configuration voulue afin de réaliser des mesures plasma. Nos objectifs principaux de la campagne de mesures que nous avons menée étaient :

- De vérifier expérimentalement que le réacteur ICP permet d'atteindre des densités de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} et vérifier le mécanisme de balayage de densité avec la puissance RF, comme l'exige le fonctionnement de l'antenne à ondes de fuite
- D'obtenir la forme du profil de densité d'un plasma confiné entre deux parois (comme prévu dans le paragraphe 4.3.3.3 et la Figure 4.11).

4.4.1 Description du réacteur

Le réacteur à couplage inductif utilisé pour les mesures a une configuration à bobine plate. Une coupe transversale est représentée sur la Figure 4.14. La bobine est composée de 3 tours avec un diamètre extérieur de 15 cm. Elle est alimentée par un générateur RF fonctionnant à 13,56 MHz avec une puissance pouvant aller jusqu'à 1000 W. Une boîte d'accord est nécessaire pour adapter l'impédance de sortie du générateur (50Ω) à l'impédance de la charge (le réacteur + le plasma), ce qui garantit un meilleur transfert de puissance au système. La boîte d'accord utilisée ici est automatisée.

La bobine est posée sur un écran de Faraday qui sert à réduire le couplage capacitif parasite. Une fenêtre circulaire en quartz de diamètre 18 cm sépare la bobine du plasma contenu dans la chambre d'ionisation. Cette dernière est de forme parallélépipédique de dimensions $60 \times 60 \times 30 \text{ cm}^3$. La chambre est métallique et reliée à la masse.

Le gaz est injecté dans l'enceinte à un débit de 20 sccm (Standard Cubic Centimeter per Minute). Les mesures seront faites avec l'argon pour des pressions allant de 1 à 100 mTorr.

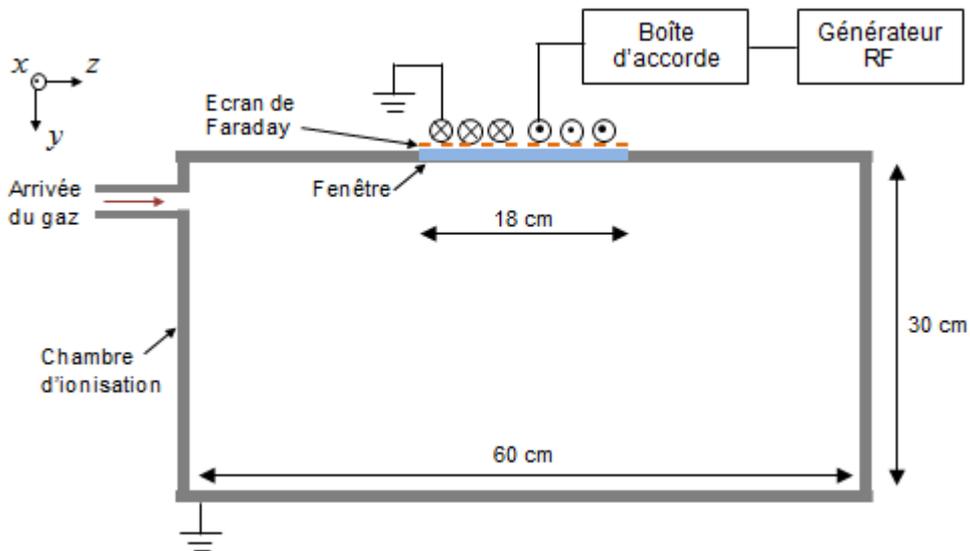


Figure 4.14 Schéma d'une coupe transversale du réacteur ICP utilisé dans la campagne de mesures

4.4.2 Système de mesure

4.4.2.1 Confinement du plasma

Etant donné que le réacteur a été destiné à d'autres applications, les dimensions de la chambre d'ionisation ne sont pas adaptées à celles du plasma de notre antenne. Nous avons alors essayé d'adapter la taille du plasma à mesurer en plaçant deux plaques parallèles séparées d'une distance e_p à l'intérieur de l'enceinte. Ces plaques ont été placées en se basant sur une configuration que nous avons imaginée pour l'antenne à ondes de fuite. La Figure 4.15 représente cette configuration en 3D où le réacteur ICP est placé de telle façon que la puissance RF est injectée suivant l'axe y . La bobine RF plate est donc placée dans le plan (x,z) générant une couche de plasma d'épaisseur d .

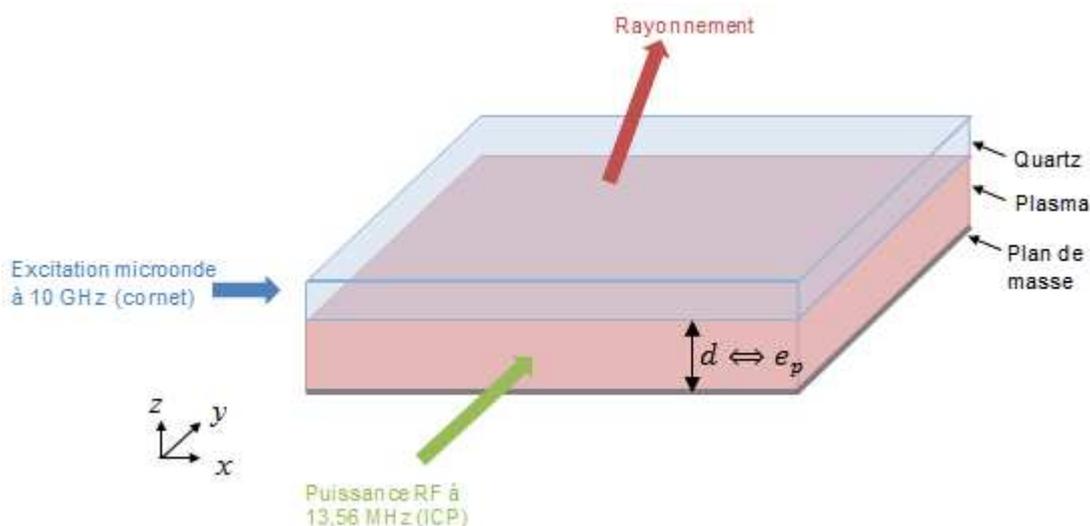


Figure 4.15 Configuration 3D imaginée de l'antenne à ondes de fuite en intégrant les sources microonde et plasma

Afin d'adapter au mieux la couche de plasma à la configuration adaptée, les deux plaques parallèles sont placées verticalement en dessous de la bobine, comme le montre la Figure 4.16. Les plaques sont métalliques et reliées à la masse. Elles sont portées par un bras équipé d'un système de translation suivant l'axe z . Ce système permet de bouger les plaques depuis l'extérieur du réacteur alors que le plasma est allumé. La distance verticale séparant le bord des plaques de la fenêtre de quartz est fixée à $h_p = 5,6$ cm, tandis que la distance entre les deux plaques e_p varie durant la campagne de mesures.

4.4.2.2 Sonde de diagnostic

La mesure de densité d'électrons du plasma a été réalisée avec une sonde plongée dans le gaz appelée sonde de Langmuir [HGW⁺93]. Cette sonde a été placée dans le réacteur comme représenté dans la Figure 4.17. Notons que ce schéma est représenté dans un plan perpendiculaire à la figure précédente, et que les plaques n'ont pas été représentées par souci de clarté. Etant donné que la fixation de la sonde est décentrée par rapport à l'axe de la bobine, une forme coudée a été choisie pour qu'elle puisse faire des mesures au centre de l'enceinte, i.e. sur l'axe de la bobine. Un système de

translation permet de bouger la sonde verticalement pour changer sa hauteur h_s par rapport à l'antenne RF.

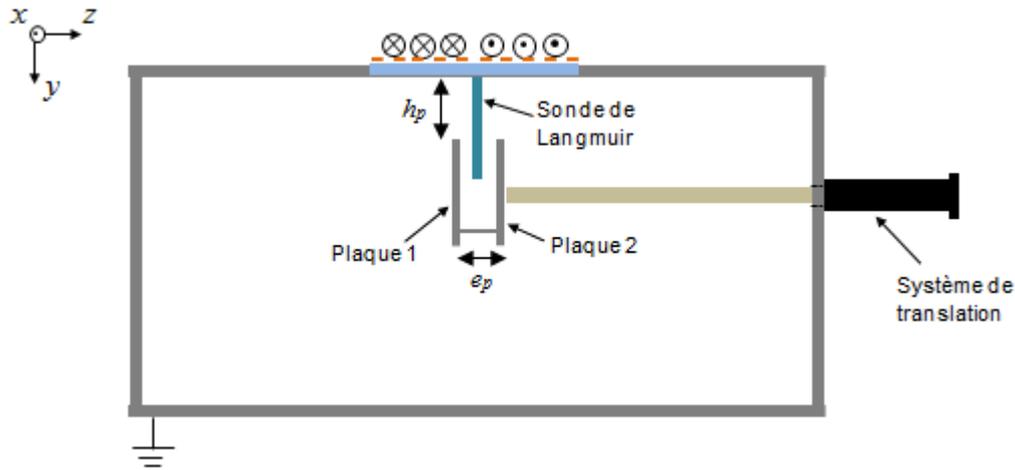


Figure 4.16 Schéma de disposition des plaques parallèles et la sonde de Langmuir dans la chambre d'ionisation dans le plan (y,z)

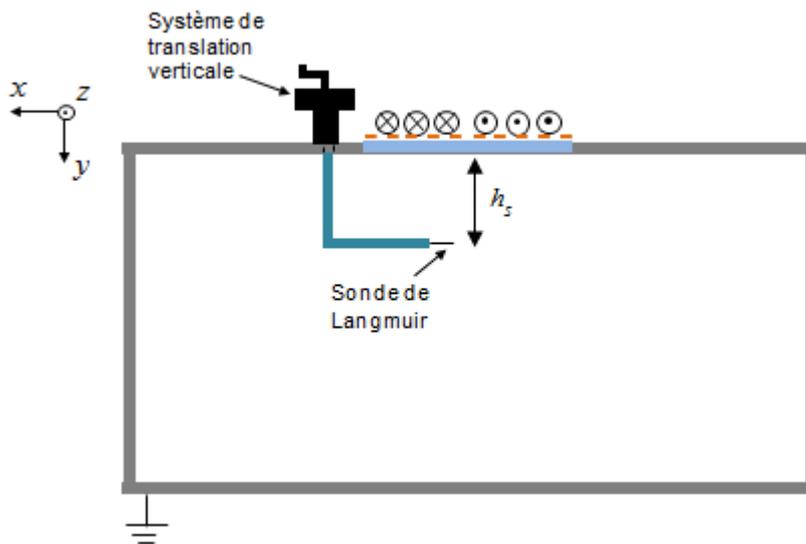


Figure 4.17 Schéma de disposition de la sonde de Langmuir dans la chambre d'ionisation dans le plan (x,y)

En revanche, une translation suivant l'axe z est nécessaire afin de mesurer le profil complet de la densité du plasma confiné entre les plaques métalliques. Ce sont donc les plaques qui bougent à l'aide du bras de translation.

La sonde utilisée dans notre campagne de mesures est constituée d'un filament cylindrique en tungstène de diamètre $100 \mu\text{m}$ inséré dans un tube en verre de diamètre externe de l'ordre du millimètre. L'extrémité du filament sort de 2 mm du tube ce qui nous fait une surface équivalente en contact avec le plasma de $6.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$. Un circuit électrique [CB11, ch. 10] additionnel, constitué d'une inductance de $22 \mu\text{H}$ et d'une résistance de quelques ohms, permet de filtrer les fluctuations éventuelles aux harmoniques multiples de 13.56 MHz . La taille du filament doit être très petite pour ne pas perturber le plasma.

La mesure de la densité d'électrons est réalisée comme suit : la sonde plongée dans le plasma mesure la tension et le courant autour du filament. A partir de la caractéristique courant-tension, un code de post-traitement programmé dans le laboratoire et utilisant la distribution d'énergie électronique [GPA93] permet d'estimer les paramètres plasma tels que la température et la densité électroniques.

Avec ce système de mesure, la densité électronique est estimée avec une incertitude de $\Delta n_e/n_e \approx 25\%$.

4.4.3 Résultats expérimentaux

Deux types de mesures plasma ont été menés dans le réacteur ICP. Le premier consiste, d'un côté, à étudier l'évolution de la densité en fonction de la distance verticale par rapport à la bobine, et d'un autre côté à réaliser un test de balayage en puissance dans la plage de densité d'électrons choisie dans le Chapitre 3. Le second type de mesures consiste à obtenir le profil de densité électronique entre les deux plaques.

Notons que les mesures ont permis d'estimer la température électronique qui prend des valeurs entre 2 et 3 eV, pour des pressions variant de 1 à 100 mTorr. La valeur moyenne de 2.4 eV considérée dans le calcul du paragraphe 4.3.3.3 est ainsi vérifiée.

4.4.3.1 Test de balayage en puissance et profil vertical de densité électronique

Dans les mesures suivantes, la distance entre les plaques e_p est fixée à 8 cm.

Le premier test que nous avons réalisé a pour but d'atteindre une densité de 10^{12} cm^{-3} pour vérifier le fonctionnement du balayage en puissance de la densité ou la permittivité du plasma. Le principe du test consiste à fixer la pression du gaz et à augmenter la puissance du générateur RF jusqu'à ce que la densité atteigne 10^{12} cm^{-3} . La sonde est centrée sur l'axe de la bobine. La hauteur h_s varie entre 3 valeurs : $h_p = 5.6 \text{ cm}$, $h_p - 1 \text{ cm}$ et $h_p + 1 \text{ cm}$, i.e. la sonde est positionnée au niveau des bords supérieurs des plaques et à $\pm 1 \text{ cm}$.

Au départ, pour $h_s = h_p + 1 \text{ cm}$, et en augmentant la puissance RF jusqu'à la limite de 1000 W, la densité augmente mais ne peut atteindre 10^{12} cm^{-3} qu'en augmentant la pression jusqu'à 28.5 mTorr. La puissance nécessaire est dans ce cas de 850 W. En rapprochant la sonde verticalement de l'antenne RF, la puissance nécessaire diminue à 650 W pour $h_s = h_p$ et à 540 W pour $h_s = h_p - 1 \text{ cm}$.

Ces résultats montrent qu'avec le réacteur utilisé, la densité électronique peut atteindre comme attendu des valeurs de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} à de faibles pressions. Ceci permet de valider le principe de balayage en puissance de la permittivité du plasma : pour $h_s = h_p - 1 \text{ cm}$ par exemple, en augmentant la puissance communiquée à la bobine jusqu'à 540 W, la partie réelle de la permittivité du plasma diminue jusqu'à s'annuler.

À travers ces tests, étant donné que la puissance nécessaire pour atteindre une densité donnée diminue en s'approchant de l'antenne RF, on peut conclure que la densité électronique augmente dans ce sens, ce qui est évident vu qu'on s'approche de la source de puissance.

Nous avons alors souhaité étudier cette évolution en fonction de la hauteur. En changeant le couple de paramètres {pression, puissance} pour chaque mesure, nous changeons la hauteur de la sonde et prélevons la densité mesurée. En prenant comme

référence la hauteur du bord des plaques (i.e. h_p), la Figure 4.18 montre 4 courbes correspondant au profil de densité en fonction de la distance verticale par rapport à h_p .

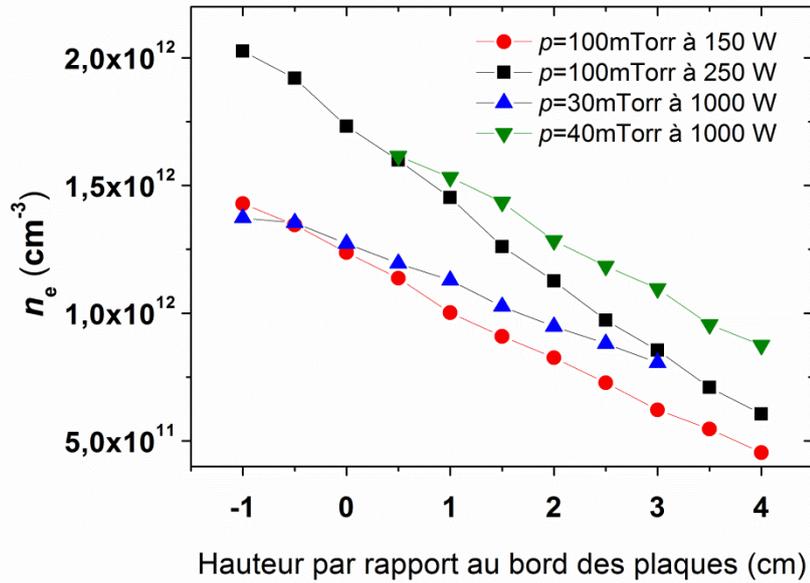


Figure 4.18 Evolution de la densité électronique en fonction de la distance verticale par rapport aux bords supérieurs des plaques

Nous observons une évolution quasi-linéaire avec une pente de décroissance qui dépend du couple de paramètres. De plus, à une hauteur donnée, la valeur de la densité augmente avec la pression et avec la puissance comme le montre ces graphes. En comparant les deux courbes à $P = 100$ mTorr par rapport aux autres courbes à plus faible pression, nous voyons que les fortes densités peuvent être atteintes en utilisant beaucoup moins de puissance.

Ainsi, afin de réduire la puissance RF consommée, il est judicieux de travailler à forte pression (sans dépasser les 100 mTorr pour ne pas augmenter les pertes par collisions).

4.4.3.2 Profil de densité électronique entre les plaques

Dans un second temps, nous mesurons le profil de densité électronique entre les plaques métalliques. Dans toutes les mesures suivantes, la sonde est placée à la hauteur $h_s = h_p + 2 \text{ cm} = 7.6 \text{ cm}$.

Nous avons tracé sur la Figure 4.19 trois profils de densité d'électrons normalisés obtenus avec 3 couples de paramètres {pression, puissance} différents. Les parois sont séparées d'une distance $e_p = 8 \text{ cm}$. Les 3 courbes suivent un profil plat au centre où la densité reste constante et égale à la densité maximale. Ensuite on observe une décroissance de la densité en s'approchant des plaques. La région plate est définie ici par la zone centrale du profil où la densité reste supérieure ou égale à 95 % du maximum. A la pression $P = 5.9 \text{ mTorr}$, la largeur de la région plate est de 2.5 cm. La largeur de cette zone décroît avec la pression comme on l'observe avec les 2 autres courbes. Elle ne mesure que 1.6 cm à $P = 100 \text{ mTorr}$.

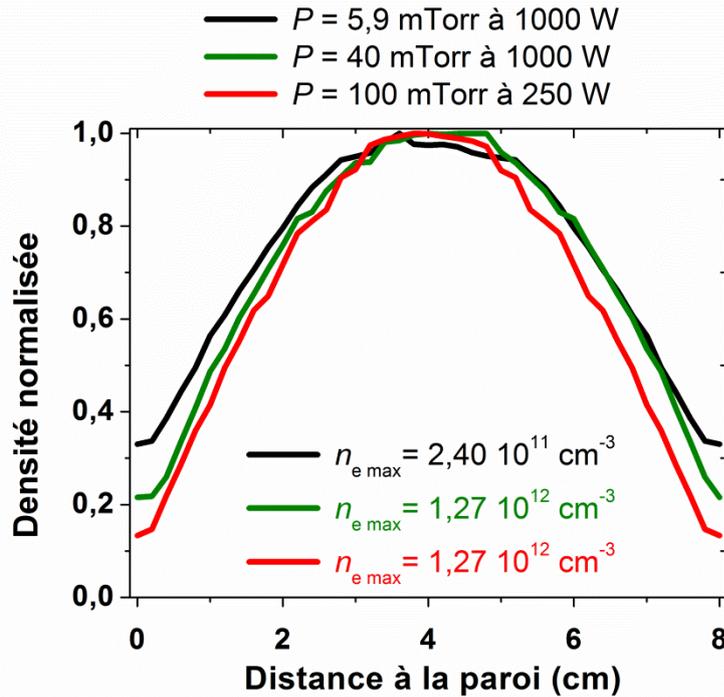


Figure 4.19 Densité normalisée mesurée entre deux parois séparées de 8 cm pour 3 couples de paramètres {pression, puissance} différents

Par ailleurs, on observe qu'au niveau des parois, la densité électronique chute par rapport à la densité au centre d'un facteur qui dépend aussi de la valeur de la pression. Ce facteur est de 0.34, 0.22 et 0.15 pour $P = 5.9$, 40 et 100 mTorr respectivement. En reprenant le modèle analytique donné par la formule (4.14) et les courbes correspondantes tracées sur la **Figure 4.12**, nous constatons que le facteur théorique a la même tendance en fonction de la pression. Mais les valeurs de ce facteur pour une épaisseur de 8 cm sont plus faibles. La formule (4.14) doit donc être corrigée en ajoutant des termes qui ont été négligés [LL05].

Ces mesures nous ont permis d'obtenir le profil du gradient de densité électronique d'un plasma confiné et de sa variation en fonction de la pression. Nous observons les mêmes tendances que celles prévues par la théorie dans le paragraphe 4.3.3.3. En effet, en augmentant la pression, le profil devient moins plat au centre et la densité d'électrons devient plus faible au niveau des parois. Par conséquent, pour avoir un plasma homogène sur une plus grande largeur, il faut travailler à faible pression. Un compromis apparaît alors avec la conclusion du paragraphe 4.4.3.1 : travailler à fortes pressions d'un côté permet de réduire la puissance nécessaire à atteindre les fortes densités, mais rend le profil de densité électronique du plasma confiné moins plat d'un autre.

Jusqu'ici, la distance entre les plaques a été de 8 cm. Nous varions maintenant l'épaisseur du plasma en changeant la distance entre les plaques. En se situant dans des conditions de mesure identiques, nous mesurons le profil de densité entre les plaques pour 2 épaisseurs différentes : $e_p = 4$ et 8 cm.

Nous présentons ici un exemple de ces mesures. La Figure 4.20 montre les deux profils obtenus en plaçant la sonde à la même hauteur de 7.6 cm et en fixant la pression à 5.9 mTorr et la puissance RF à 1000 W. Les courbes sont tracées sur une même échelle en considérant une distance normalisée par l'épaisseur e_p dans chaque cas.

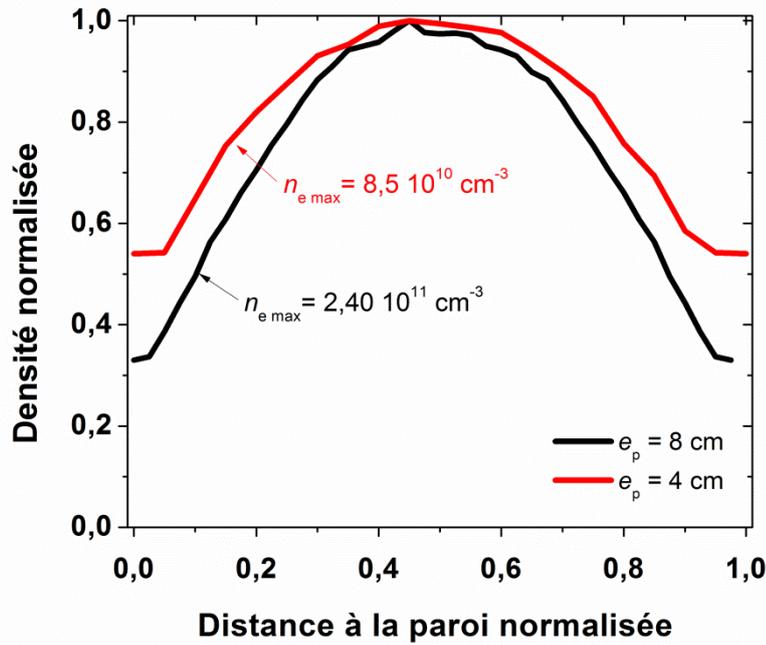


Figure 4.20 Densité normalisée mesurée à 5.9 mTorr et 1000 W entre deux parois séparées de 2 distances différentes

Nous remarquons que, bien que la puissance et la pression soient identiques, la densité maximale est approximativement 3 fois plus forte avec une épaisseur de 8 cm qu'avec 4 cm. Ceci s'explique en grande partie par le fait que les pertes vers les parois sont plus importantes pour une épaisseur de 4 cm que pour une épaisseur de 8 cm. En comparant maintenant les 2 profils, la densité reste constante sur une même largeur relative pour les deux épaisseurs. En effet, la forme du profil au centre n'est liée qu'à la pression qui est en fait identique pour les deux courbes. En revanche, nous voyons que le gradient de densité dépend de l'épaisseur : la densité chute de 66 % avec $e_p = 8$ cm et de 45 % avec $e_p = 4$ cm. Ces mesures confirment les résultats théoriques de la **Figure 4.12** qui montrent que la décroissance de la densité au niveau des parois est plus importante avec un plasma plus épais.

Ainsi, rapprocher les parois a pour effet une diminution de la densité électronique dans le plasma et un gradient moins marqué au niveau des parois.

4.5 Pistes d'amélioration des résultats

4.5.1 Remarques concernant les mesures

Les mesures analysées dans le paragraphe précédent nous ont permis d'obtenir le profil de variation de la densité électronique avec la distance verticale de la bobine et le profil du gradient de densité d'un plasma confiné. Nous avons aussi pu vérifier qu'un réacteur RF atteint les densités souhaitées à faibles pressions.

Il est cependant important de noter que les densités mesurées pour un couple {pression, puissance} donné dépendent fortement de la configuration du réacteur. En effet, en changeant de réacteur, avec une bobine RF différente ou une chambre

d'ionisation de dimensions différentes, on obtiendrait une densité différente en considérant le même couple de paramètres. Les valeurs obtenues ne peuvent donc pas être généralisées.

De plus, une chambre d'ionisation de taille aussi importante nécessite une puissance RF plus élevée qu'une chambre plus petite. Ainsi, étant donné que les dimensions du plasma de notre antenne sont plus petites, la puissance nécessaire pour allumer le plasma sera plus faible que les valeurs utilisées dans nos mesures. Il faut noter aussi que la sonde a été placée à des distances plus grandes que 4.6 cm de la fenêtre de quartz. Se rapprocher de cette fenêtre et donc de la bobine permet d'avoir des densités plus élevées. Ceci permet donc de réduire la puissance RF nécessaire pour atteindre une densité donnée.

L'étude nous a tout de même permis d'extraire des tendances en fonction de la valeur de la pression, de la puissance et de la distance entre les plaques, qu'on peut généraliser. Ces tendances qui concernent en particulier la variation verticale de la densité et le gradient entre les plaques doivent donc être prises en compte dans le design du réacteur dédié au prototype de l'antenne. D'un autre côté, nous avons cherché des moyens d'amélioration de ces profils afin d'obtenir un plasma plus homogène, qu'on expose dans ce qui suit.

4.5.2 Confinement par des aimants permanents

Dans travaux [HGW93, LL05] ont montré que l'utilisation d'aimants autour de la chambre d'ionisation des réacteurs ICP permet d'améliorer l'homogénéité de la densité électronique. Placer les aimants au niveau des parois latérales comme le montre la Figure 4.21 crée un champ magnétique fort au niveau des parois et faible au centre de l'enceinte, ce qui permet de ne pas affecter le plasma. Ce champ magnétique permet de confiner l'énergie électronique et ainsi de réduire les pertes en électrons au niveau des parois. Par conséquent, le profil de densité électronique devient plus homogène.

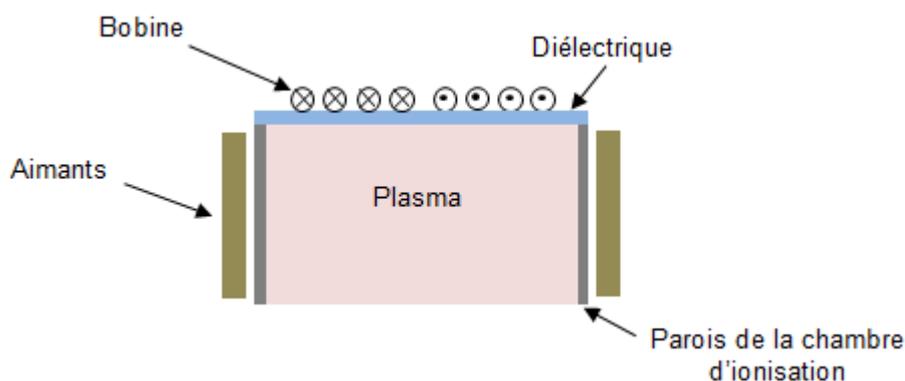


Figure 4.21 Aimants permanents placés sur les parois d'un réacteur à couplage inductif

Une autre façon d'utiliser les aimants dans ce type de source plasma a été proposée dans la littérature dans [MCR01, CB11]. Les aimants sont placés autour de la bobine comme un noyau. La Figure 4.22 représente à droite un noyau aimanté entourant une branche de la bobine inductive. L'ajout de cet aimant concentre les lignes de champ entre la bobine et le plasma augmentant ainsi l'efficacité du couplage inductif entre les deux éléments. Par conséquent cette méthode permet d'atteindre des densités plus

importantes comparées au cas sans aimants. De plus ce noyau permet d'améliorer l'homogénéité du plasma [MCR01].

Pour résumer, les travaux cités plus haut montrent que l'ajout d'aimants permanents sur les parois latérales ou autour de la bobine permet d'améliorer essentiellement l'homogénéité du plasma en obtenant un profil plus plat au centre.

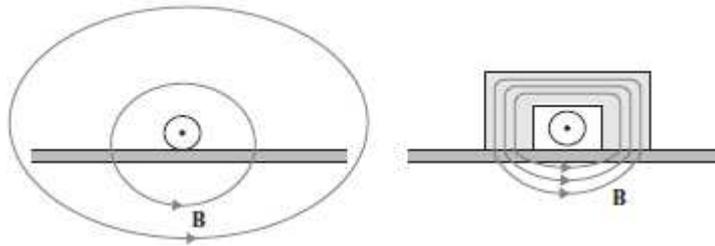


Figure 4.22 Schémas sur l'effet de l'ajout d'un aimant sur les lignes du champ magnétique créé par une bobine RF. A gauche un schéma sans aimant, à droite avec un aimant [CB11]

4.5.3 Géométrie de la bobine inductive

Nous trouvons dans la littérature plusieurs travaux proposant de nouvelles formes de bobines inductives dans le but d'améliorer l'homogénéité du plasma. Une bobine classique comme celle utilisée dans nos mesures a une forme spirale avec des tours équidistants.

Dans [PBS⁺95], Patrick *et al.* proposent une bobine de forme spirale avec des tours dont l'espacement est irrégulier. Cet espacement peut être configuré de telle façon que le plasma formé est homogène. Les mêmes auteurs suggèrent aussi de décentrer la position du point d'alimentation de la bobine. Déplacer ce point sur la bobine change la densité de courant et peut aider à homogénéiser le plasma si ce point est bien choisi.

Dans [CMR05], Colpo *et al.* étudient des bobines en S successives et 3 bobines alimentées en parallèle. Ces nouvelles géométries leur ont permis d'améliorer l'homogénéité du plasma.

Les pistes d'amélioration présentées dans cette partie sont à prendre en compte dans le design du prototype dédié au test de notre antenne plasma. L'avantage que présentent ces améliorations est qu'elles peuvent être ajoutées et même modifiées après la fabrication du prototype. En effet, les aimants peuvent être ajoutés facilement autour de la bobine ou de la chambre d'ionisation. Aussi, la bobine peut être changée vu qu'elle se trouve à l'extérieur de l'enceinte.

4.6 Intégration des résultats expérimentaux dans l'antenne

4.6.1 Introduction

Pour un plasma confiné entre deux plaques, les mesures ont montré la présence d'un gradient de densité électronique plus ou moins plat selon la valeur de la pression. En reprenant la configuration de l'antenne imaginée sur la Figure 4.15, ce gradient sera donc créé entre le plan de masse et la lame de quartz. Nous avons vu dans le paragraphe

précédent que la forme du profil peut être améliorée afin d'obtenir un plasma plus homogène. Nous considérons tout de même dans cette partie des profils mesurés avec le réacteur du laboratoire.

Le plasma a été considéré homogène dans l'étude théorique des chapitres précédents. Le but de cette partie est alors d'étudier l'effet du gradient de densité intégré dans l'antenne sur le rayonnement.

4.6.2 Simulations d'un gradient de densité

Nous considérons dans cette étude des profils de densité pour une distance entre les plaques de 4 cm. D'un autre côté, la couche de plasma dimensionnée dans le chapitre précédent a une épaisseur $d = 2$ cm.

En imaginant une configuration d'antenne symétrique où un plasma d'épaisseur $2d$ est placé entre 2 lames de diélectrique comme le montre la Figure 4.23 à gauche, ce problème peut être résolu en le décomposant en 2 sous problèmes et en utilisant ensuite le théorème de superposition. En effet, il est équivalent à la superposition de deux configurations : un plasma d'épaisseur d placé entre une lame de quartz et un conducteur électrique dans un cas et un conducteur magnétique dans un autre, comme le montre la Figure 4.23 à droite. La première configuration donne les solutions paires en champ magnétique tandis que la seconde configuration donne les solutions impaires.

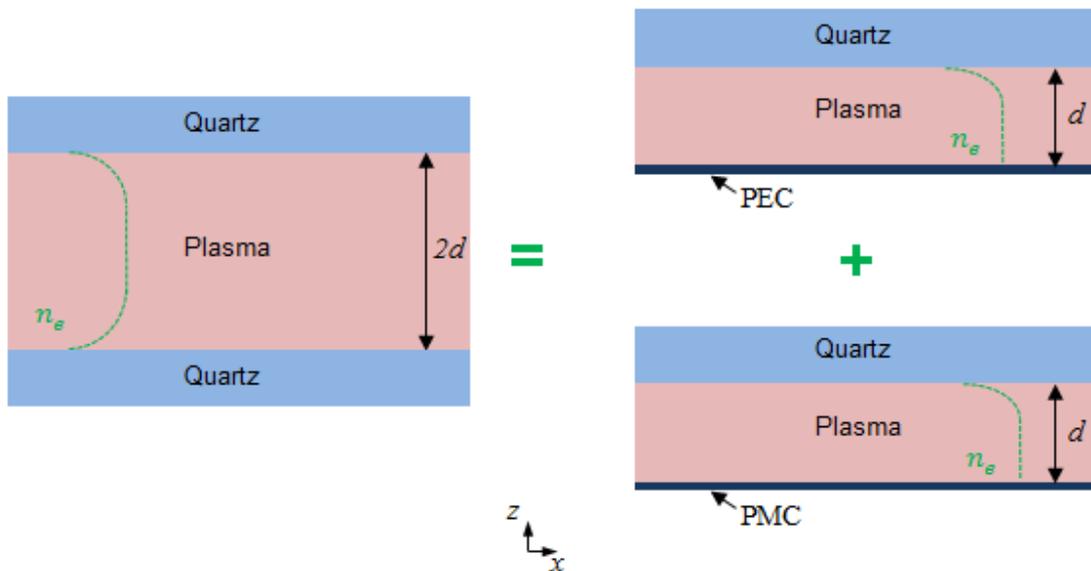


Figure 4.23 Schémas de la décomposition du problème à deux lames diélectriques (à gauche) en la superposition de deux problèmes : avec un plan métallique en haut à droite et avec un conducteur magnétique (PMC) en bas à droite. En vert : profil de densité

En reprenant maintenant les mesures réalisées pour des plaques séparées de 4 cm, on se retrouve dans le problème symétrique général où les plaques sont considérées comme des lames diélectriques. Notons ici que le plasma voit de façon identique des parois diélectriques ou métalliques non polarisées. Le profil de densité dans les deux cas est le même. Afin de retrouver la configuration de notre antenne, en haut à droite de la Figure 4.23, on prend la moitié de la couche de plasma. Ainsi, on ne considérera que la moitié du profil mesuré. Il est évident que ceci ne représente pas la réalité mais il s'agit

simplement d'une façon d'adapter les mesures d'un plasma d'épaisseur 4 cm à notre antenne.

Nous considérons dans cette étude deux profils de densité électronique :

- Profil 1 : mesuré entre les parois séparées de 4 cm pour une pression de 33 mTorr et une puissance de 800 W. La densité maximale au centre est égale à $2.95 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.
- Profil 2 : simulé en suivant le même profil que le premier mais en considérant une densité maximale au centre égale à 10^{12} cm^{-3} .

La **Figure 4.24** représente les parties réelle et imaginaire de la permittivité relative du plasma des 2 profils calculées à partir de la densité électronique et pour $\nu = 10^8 \text{ s}^{-1}$.

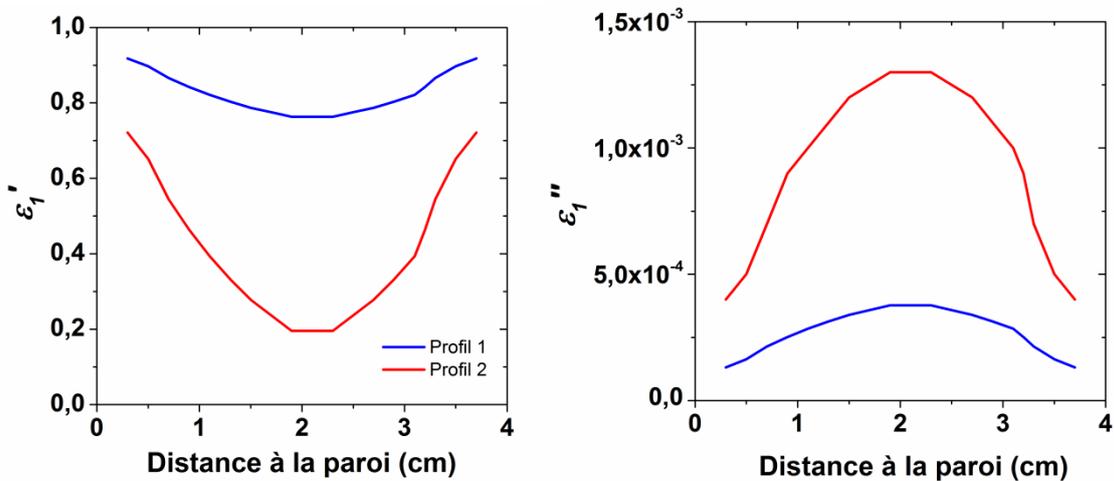


Figure 4.24 Profil de permittivité avec la partie réelle à gauche et la partie imaginaire à droite. Profil 1 : mesuré avec $P = 33 \text{ mTorr}$ à 800 W . Profil 2 : simulé (profil similaire au 1 mais avec une densité maximale de 10^{12} cm^{-3})

Nous intégrons ces profils de permittivité dans la couche de plasma de l'antenne en simulation avec HFSS. Le plasma simulé est divisé en sous-couches discrètes comme le montre la Figure 4.25.

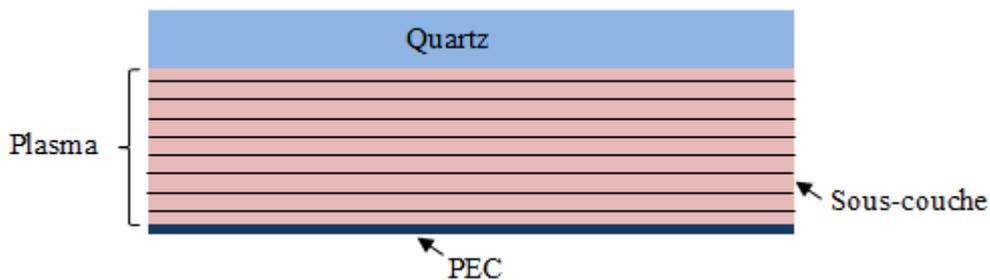


Figure 4.25 Schéma de l'antenne simulée avec un plasma multicouche

Chaque sous-couche est caractérisée par une valeur de permittivité complexe en suivant la moitié du profil (de 0 à 2 cm). Avec les 2 profils, les simulations avec HFSS donnent les diagrammes de gain normalisés représentés sur la Figure 4.26. Pour le profil 1, le

lobe principal est dirigé suivant l'angle $\theta_1 = 62.2^\circ$. Pour le profil 2, le lobe principal a un angle $\theta_2 = 37.9^\circ$.

Afin d'analyser ces résultats, nous calculons la permittivité moyenne de chaque profil. Nous obtenons pour le profil 1 $\varepsilon_{moy1} = 0.83 - j2 \cdot 10^{-4}$ et pour le profil 2 $\varepsilon_{moy2} = 0.42 - j9 \cdot 10^{-4}$. On considère maintenant l'antenne avec un plasma homogène d'épaisseur 2 cm et de permittivité constante égale à la moyenne du gradient, i.e. ε_{moy1} et ε_{moy2} . Avec la recherche numérique des pôles, nous obtenons un mode de fuite rayonnant suivant un angle de rayonnement égal à respectivement $\theta_{moy1} = 63.6^\circ$ et $\theta_{moy2} = 38.6^\circ$. Ces valeurs sont très proches des directions θ_1 et θ_2 du rayonnement de l'antenne avec un plasma non homogène. Par conséquent, dans le cas d'un plasma avec un gradient de densité électronique l'antenne excite aussi des ondes de fuite. En effet, l'onde électromagnétique voit un milieu homogène moyen dont la permittivité relative effective est entre 0 et 1, ce qui justifie le rayonnement d'ondes de fuite.

Pour résumer, l'hypothèse de départ de l'étude de l'antenne à ondes de fuite sur l'homogénéité du plasma n'est pas vérifiée. Cependant, en intégrant un gradient de permittivité dans des simulations en se basant sur des profils obtenus expérimentalement, le rayonnement de l'antenne montre toujours l'excitation d'ondes de fuite.

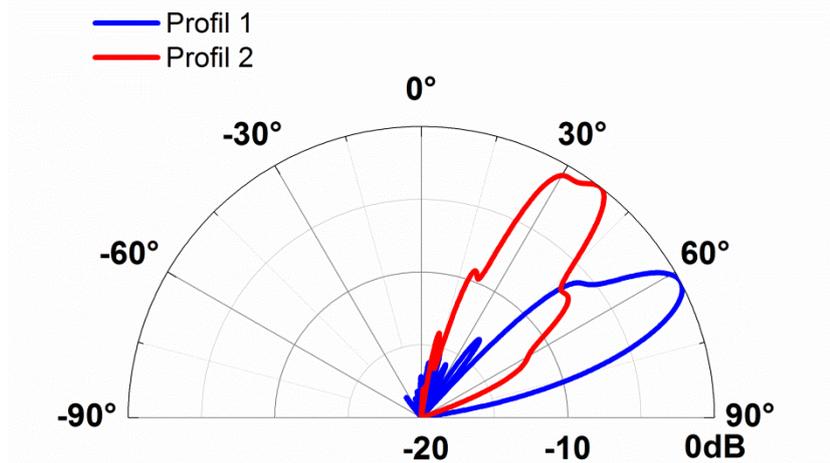


Figure 4.26 Diagrammes de gain normalisé de l'antenne avec un plasma multicouche suivant les profils 1 et 2

4.7 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons introduit le plasma et nous sommes intéressés à un type particulier appelé plasma froid hors-équilibre. Ce plasma est caractérisé par plusieurs grandeurs : la pulsation plasma qui est directement liée à la densité d'électrons, la fréquence de collision électron-neutre qui dépend de la pression et la gaine qui se forme à proximité des objets plongés dans le gaz où la densité électronique chute. Ensuite nous avons étudié l'interaction entre un plasma établi et une onde électromagnétique incidente. L'onde voit le plasma comme un milieu à permittivité complexe qui dépend de la densité d'électrons, de la fréquence de collision et de la fréquence de l'onde. Nous avons pu étudier la variation des parties réelle et imaginaire de la permittivité en fonction de ces paramètres. Cette étude nous a permis de définir une zone optimale de travail pour le plasma de notre antenne à balayage.

Nous avons défini des critères qui doivent être satisfaits par le plasma pour le bon fonctionnement de l'antenne. Les principales sources plasma ont été analysées afin de trouver celle qui répond à ces critères. Le réacteur à couplage inductif a été choisi vu qu'il permet d'atteindre des densités élevées à faibles pressions. Il est capable aussi de générer un plasma volumique et stable dans le temps.

Nous avons effectué des mesures plasma avec un tel réacteur disponible au laboratoire. Le plasma mesuré a été adapté en volume au plasma souhaité pour l'antenne. Les mesures montrent que cette source peut atteindre des densités de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} . La puissance nécessaire diminue avec la pression. De plus, la densité électronique décroît en s'éloignant de l'antenne RF.

En effectuant ensuite des mesures entre deux plaques, le profil de densité obtenu montre une zone centrale où elle reste constante et une zone de décroissance en s'approchant des parois du fait de la présence de gaines. Ce profil devient plus plat si on diminue la pression. Nous montrons ainsi expérimentalement que l'hypothèse d'homogénéité du plasma dans l'antenne n'est pas valide.

Nous avons alors proposé des pistes d'amélioration du profil de densité en se basant sur la littérature. L'ajout d'aimants autour de l'enceinte et de l'antenne RF et la modification de la géométrie de la bobine RF pourraient rendre le profil plus uniforme.

La dernière partie de ce chapitre a traité de l'effet du profil mesuré du plasma sur le rayonnement de l'antenne. Nous avons étudié deux profils que nous avons intégrés à des simulations avec HFSS. L'angle de rayonnement d'une onde de fuite dans le cas d'un plasma homogène dont la permittivité correspond à la moyenne calculée sur le profil est identique à la direction du lobe principal du diagramme de rayonnement simulé avec le profil. Nous avons donc montré qu'avec un plasma non homogène, les modes de fuite peuvent aussi être excités.

Le chapitre suivant portera sur le design du prototype de l'antenne en expliquant les étapes du passage aux conditions réelles dans notre laboratoire.

Chapitre 5

Conception du Prototype

Sommaire

5.1	Introduction	104
5.2	Passage aux conditions expérimentales.....	104
5.2.1	Contexte expérimental et nouvelle configuration.....	104
5.2.2	Simulation du plasma dans la nouvelle configuration.....	106
5.2.2.1	Objectif	106
5.2.2.2	Présentation du modèle numérique Magma	106
5.2.2.3	Résultats de modélisation du plasma	106
5.2.3	Intégration d'un gradient de densité électronique dans l'antenne	110
5.2.3.1	Mise en place des simulations.....	110
5.2.3.2	Analyse du champ dans la structure.....	110
5.2.3.3	Analyse du champ lointain.....	113
5.3	Description du prototype	117
5.3.1	Système d'excitation microonde	117
5.3.2	Système de génération du plasma.....	119
5.3.3	Système de mesure	120
5.4	Conclusion du chapitre.....	121

5.1 Introduction

Le dimensionnement de l'antenne, des paramètres du plasma et les mesures effectuées dans un plasma RF nous permettent de passer à la réalisation d'un prototype. Le design peut être optimisé en tenant compte des améliorations possibles du profil de densité : confinement par des aimants et modification de la forme de la bobine, comme expliqué dans le paragraphe 4.5. Mais dans un premier temps nous concevons un premier design où nous réutilisons un matériel déjà disponible au laboratoire. Avant de concevoir ce prototype, nous tenons compte des conditions expérimentales dans nos simulations.

Dans une première partie, nous proposons une nouvelle configuration du prototype en tenant compte des mesures plasma du chapitre précédent.

Ensuite, un modèle numérique 2D de plasma est présenté et utilisé pour modéliser le profil de densité électronique dans la nouvelle configuration. Les profils suivant les différentes directions sont alors analysés.

Dans la partie suivante, le gradient de densité obtenu suivant l'axe z (i.e. suivant l'épaisseur du plasma) est intégré dans les simulations 3D de l'antenne avec HFSS.

La dernière partie du chapitre décrit le prototype conçu avec les différents systèmes qui le constitue : d'excitation microonde, de génération du plasma et de mesure.

5.2 Passage aux conditions expérimentales

5.2.1 Contexte expérimental et nouvelle configuration

Nous disposons au laboratoire LAPLACE de matériel qu'on peut utiliser pour le prototype, ce qui nous permet de réduire les coûts de fabrication de l'antenne. Une bobine RF identique à celle du réacteur ICP est disponible : il s'agit d'une bobine de forme spirale de diamètre 15 cm. Nous avons proposé dans le chapitre précédent une configuration complète de l'antenne (cf. Figure 5.1) où la bobine RF est placée sur le côté. La fenêtre la séparant du plasma doit alors avoir comme dimensions $2 \times 24 \text{ cm}^2$. L'utilisation d'une telle bobine et les résultats expérimentaux du chapitre précédent montrent que cette configuration présente plusieurs inconvénients :

- La surface de couplage de $2 \times 24 \text{ cm}^2$ est très petite devant les dimensions de la bobine. De plus, la présence du plan métallique à proximité de la bobine risque de perturber son fonctionnement. Ainsi, le couplage inductif risque dans ce cas d'être mauvais ou pire de ne pas s'établir.
- La décroissance de la densité nous oblige à rapprocher le cornet de la bobine suivant l'axe y . Dans ce cas, le rayonnement issu du cornet peut toucher la bobine. De plus, cette décroissance suivant l'axe y dissymétrise la configuration par rapport à la distribution de l'onde incidente. Ainsi, le rayonnement pourra être affecté et avoir un maximum désaxé par rapport au plan (x,z) .

Pour toutes ces raisons, nous proposons une nouvelle configuration dans laquelle nous changeons la position de la bobine, comme le montre la Figure 5.2. La face contre laquelle la bobine est désormais placée correspond à celle du plan métallique. Cette configuration permet d'éloigner la bobine du rayonnement de l'antenne microonde. Le plasma vu par l'excitation microonde est parfaitement symétrique suivant x et y . De

plus, la surface de couplage est plus grande vu que la largeur de l'antenne (suivant y) est un degré de liberté.

En revanche, avec cette configuration nous sommes obligés de remplacer le plan métallique par une fenêtre diélectrique pour assurer le couplage entre la bobine RF et le plasma. Dans le paragraphe suivant nous traitons cette question.

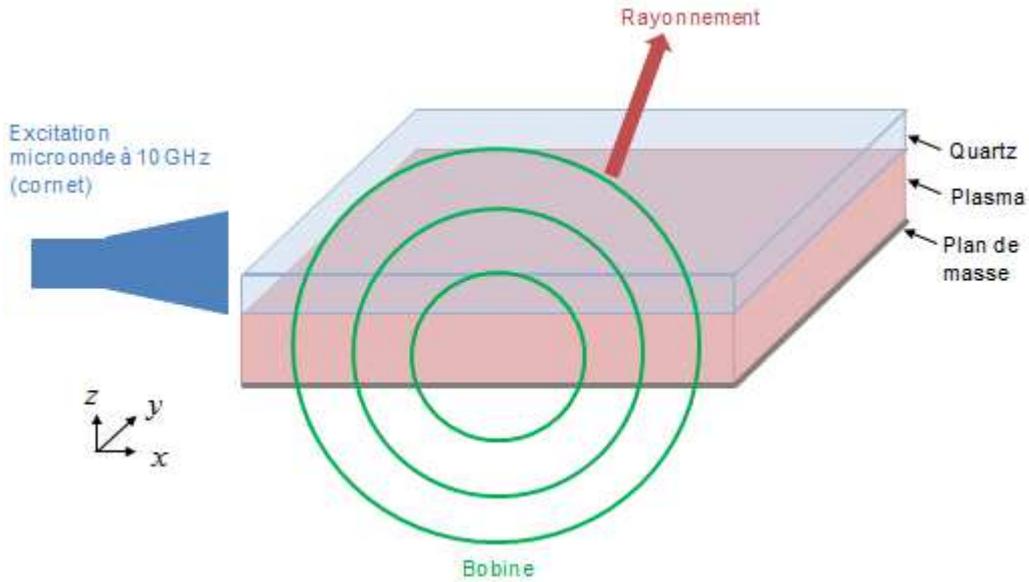


Figure 5.1 Schéma 3D de l'ancienne configuration de l'antenne complète

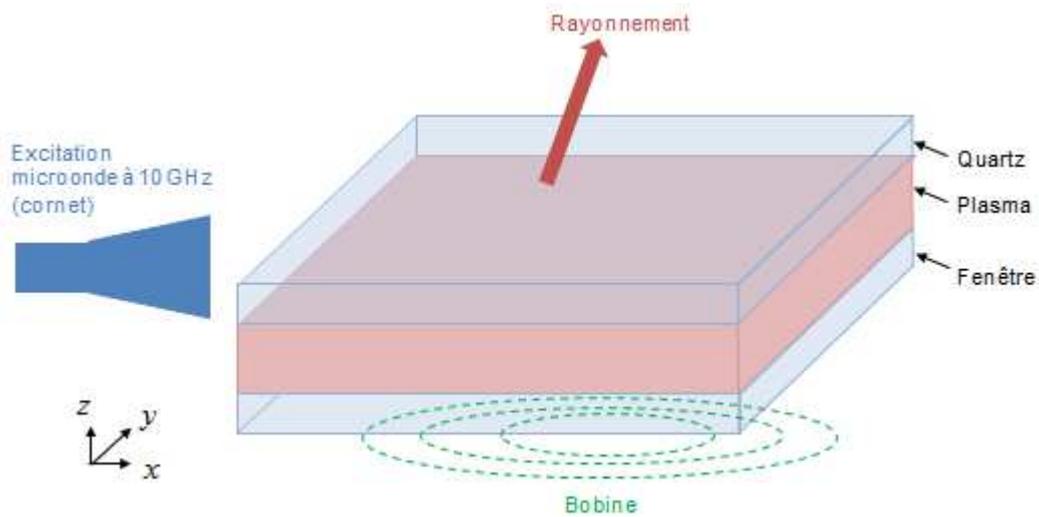


Figure 5.2 Schéma 3D de la nouvelle configuration de l'antenne complète

5.2.2 Simulation du plasma dans la nouvelle configuration

5.2.2.1 Objectif

La nouvelle configuration suggère que le plan métallique soit remplacé par une fenêtre diélectrique afin d'assurer le couplage RF entre la bobine et le plasma. Deux problèmes corrélés se posent avec ce changement. En effet, la suppression du plan métallique supprime une condition aux limites dans l'excitation des ondes de fuite. De plus, placer un diélectrique à la place de ce plan crée une nouvelle surface de rayonnement (vers z^-) qui pourrait atteindre la bobine.

Afin de répondre à ces interrogations, une modélisation numérique du plasma dans la nouvelle configuration est réalisée. Cette modélisation vise à obtenir précisément le profil du plasma suivant la direction z , i.e. en s'éloignant de l'antenne RF. Ce profil nous permettra de prédire le comportement de l'onde d'excitation dans la nouvelle configuration.

Il faut noter que nous avons déjà mesuré dans le paragraphe 4.4.3.1 un tel profil mais à partir d'une distance de 4.6 cm de la fenêtre. Ces mesures ont montré une décroissance de la densité électronique en s'éloignant de cette position. Cependant, un profil complet partant de la fenêtre n'a pas été mesuré. La modélisation du plasma nous donnera le profil complet.

5.2.2.2 Présentation du modèle numérique Magma

Le logiciel Magma est un code « maison » réalisé par l'équipe GREPHE. Il s'agit d'une modélisation numérique en 2D d'un fluide dans le cas d'un couplage inductif. Il permet de décrire chaque espèce présente dans le fluide par des équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie. Le code tient compte dans la résolution des équations de l'inertie de chaque particule, des conditions aux limites et de la viscosité. Un descriptif détaillé du modèle est publié par Hagelaar *et al.* dans [HFB11]. Il a déjà été validé sur des données expérimentales.

Un utilisateur de ce code doit saisir des données d'entrée qui sont propres à son problème. Ces entrées sont :

- La géométrie 2D du problème incluant l'enceinte contenant le plasma et la source de puissance RF
- Les conditions d'allumage : principalement le type du gaz, sa densité et donc sa pression (d'après l'équation des gaz parfaits) et la puissance RF.

5.2.2.3 Résultats de modélisation du plasma

La géométrie que nous modélisons avec Magma est la projection dans le plan (x,z) de la configuration de la Figure 5.2. Le plasma est contenu dans une enceinte rectangulaire de taille $d \times A$, comme représenté sur la Figure 5.3. La première dimension représente l'épaisseur du plasma et la seconde représente la longueur suivant x . La même modélisation peut être réalisée en considérant la seconde dimension comme la largeur du plasma suivant y , étant donné la symétrie de révolution de la bobine. L'enceinte est entourée de parois. La puissance RF est injectée dans l'enceinte suivant l'axe x de façon uniforme sur une longueur de 15 cm (correspondant au diamètre de la bobine). L'épaisseur de pénétration de la puissance dans le plasma correspondant à l'épaisseur de peau δ est aussi définie, comme le montre la Figure 5.3.

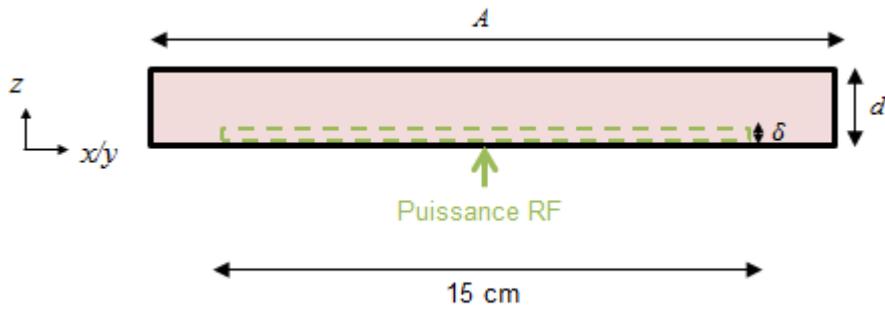


Figure 5.3 Schéma de la géométrie 2D simulée avec le modèle Magma

Nous simulons un plasma de largeur $A = 18$ cm et d'épaisseur $d = 2$ cm comme fixé pour l'antenne. La Figure 5.4 montre le profil de densité électronique obtenu avec le code Magma en injectant une puissance RF de 500 W sur 5 mm d'épaisseur de peau et pour deux pressions différentes.

a) Etude du profil suivant z

Examinons le profil suivant la direction z . Nous remarquons que la densité maximale se trouve décalée de l'antenne RF ; un gradient décroissant existe alors en partant de ce maximum et en s'approchant de la source de puissance. Ensuite, la densité décroît aussi en allant vers l'extrémité opposée de l'enceinte. Par conséquent, le profil vertical mesuré dans 4.4.3.1 concerne cette deuxième portion du profil.

En imaginant une onde incidente partant de la gauche de la Figure 5.4 et se propageant vers les x^+ , le gradient d'indice suivant z rappelle des structures telles que les fibres optiques à gradient d'indice. Mais ici, contrairement à la fibre optique, l'indice est maximal sur les bords (car la densité y est minimale) et minimal au centre.

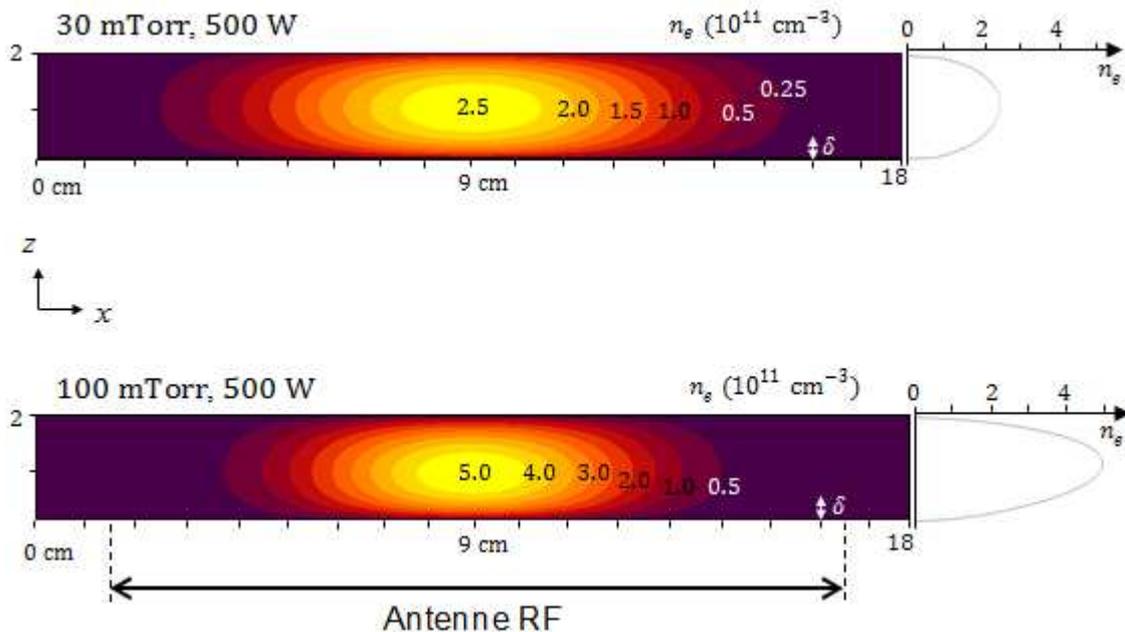


Figure 5.4 Profils de densité électronique de deux types de plasmas simulés avec Magma. Les courbes de droite représentent le profil de densité au milieu de l'enceinte

Afin de traiter notre problématique concernant le rayonnement sur la face opposée, nous essayons d'exploiter ce gradient d'indice. Ce dernier est souvent utilisé pour la focalisation dans les fibres optiques en télécommunication et dans les lentilles en imagerie [FF78, M80, FLP⁺08]. Le principe, expliqué par un schéma simple sur la Figure 5.5, repose sur des déviations successives des rayons lumineux par réfraction, en passant d'une couche à une autre d'indice plus faible.

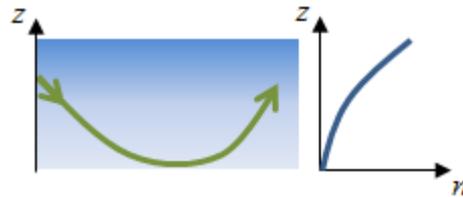


Figure 5.5 Schéma expliquant la déviation d'un rayon lumineux (en vert) dans un milieu à gradient d'indice n dont la variation spatiale est tracée en bleu

En gardant une épaisseur de 2 cm qui correspond à l'ouverture du cornet suivant z , et par analogie avec ce qui précède, une partie des vecteurs de Poynting voit un gradient d'indice croissant vers l'extrémité supérieure mais une autre partie voit un gradient croissant allant vers le bord inférieur. Cette deuxième partie est alors déviée vers l'antenne RF. Pour obtenir le cas de la Figure 5.5 où tous les vecteurs de Poynting voient un gradient décroissant en permittivité vers l'extrémité inférieure, il faut modifier cette configuration.

Pour ce faire il faut augmenter l'épaisseur du plasma. Avec $d = 6$ cm par exemple, le modèle Magma donne à $P = 100$ mTorr et 500 W le profil de densité tracé sur la Figure 5.6.

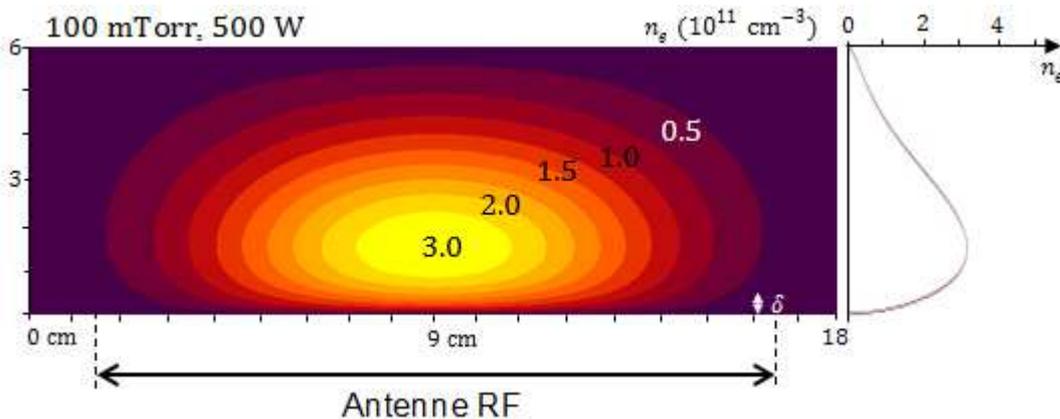


Figure 5.6 Profil de densité électronique simulé avec Magma avec $d = 6$ cm. Les courbes de droite représentent le profil de densité au milieu de l'enceinte

Nous voyons qu'augmenter l'épaisseur permet d'éloigner le maximum de densité suivant z du bord supérieur. Nous obtenons alors un profil de permittivité dissymétrique dont l'allure est tracée de façon simplifiée sur la Figure 5.7. L'onde émise du cornet placé tangent à la couche de quartz voit un gradient d'indice décroissant vers z^- . Par conséquent, elle est réfléchiée vers z^+ , comme le montre le trajet d'un rayon lumineux sur la Figure 5.7. Le gradient de densité permet donc de protéger la bobine du rayonnement.

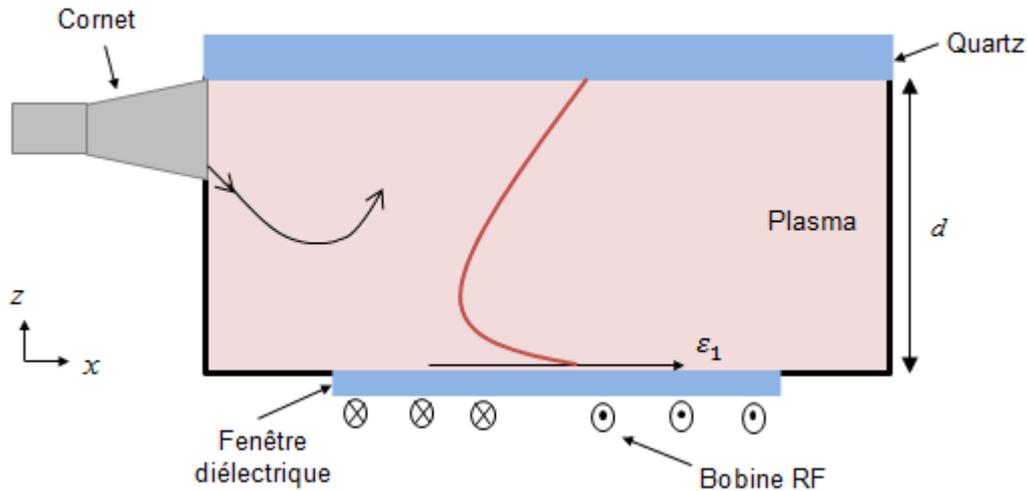


Figure 5.7 Allure du gradient de permittivité (en rouge) dans le plasma pour $d < 2$ cm et le comportement d'un vecteur de Poynting provenant du cornet dans le plasma

Des simulations de l'antenne complète seront présentées dans la section 5.2.2 afin de vérifier cette solution et d'étudier son impact sur le rayonnement de l'antenne. Nous continuons pour l'instant dans le paragraphe suivant l'analyse du profil de densité obtenu avec le modèle Magma.

b) Etude du profil suivant x

Nous remarquons sur la Figure 5.4 qu'un gradient de densité est créé entre les parois latérales suivant l'axe x . La décroissance de la densité est plus rapide à 100 mTorr qu'à 30 mTorr, ce qui confirme les conclusions du Chapitre 4.

Par ailleurs, en plaçant le cornet comme représenté sur la Figure 5.7, l'onde d'excitation partant du cornet voit le plasma comme un milieu dont la permittivité décroît progressivement suivant x^+ (car la densité croît). Nous pouvons en conclure que ce gradient améliore l'adaptation de l'onde au plasma par rapport au cas d'un plasma homogène. En effet, un fort contraste existe entre l'indice du milieu initial de propagation de l'onde (le cornet) et l'indice du plasma homogène de faible permittivité ($0 \leq \varepsilon_1 < 1$), ce qui conduit à un coefficient de réflexion de l'onde émise élevé (cf. paragraphe 3.6.3). Mais lorsque l'évolution de l'indice entre les deux milieux est progressive, les réflexions diminuent. Le gradient devient une fois de plus un avantage dans l'antenne à ondes de fuite.

Afin d'exploiter au mieux ce gradient, nous avons pensé à introduire le cornet dans le plasma et ce en le translatant suivant x à l'intérieur de l'enceinte. Le plasma se forme alors à l'intérieur du cornet. La Figure 5.8 montre un exemple de profil de densité formé à l'intérieur d'un cornet obtenu avec le modèle Magma en considérant la configuration de la Figure 5.7. Nous voyons que la densité d'électrons croît progressivement vers l'extérieur suivant x^+ . Ainsi, l'indice qui au départ est proche de celui de l'air dans le guide d'onde décroît progressivement dans le cornet puis continue à décroître dans la couche de plasma. Par conséquent, ce gradient aide l'onde d'excitation, qui se propage en suivant ce chemin, à s'adapter au plasma.

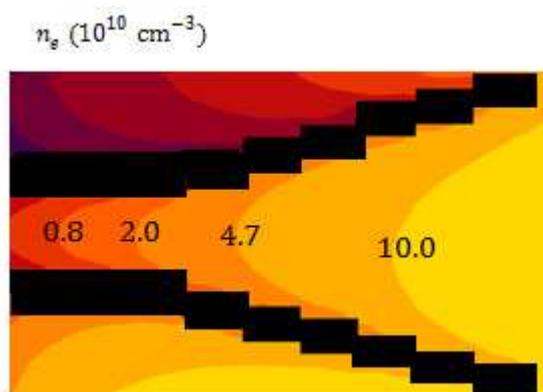


Figure 5.8 Profil de densité électronique simulé avec Magma dans un cornet, à 100 mTorr et 500 W. Schéma agrandi. Echelle logarithmique

5.2.3 Intégration d'un gradient de densité électronique dans l'antenne

5.2.3.1 Mise en place des simulations

L'étude du paragraphe précédent montre qu'on peut tirer profit des gradients de densité électronique qui apparaissent suivant les différents axes de l'enceinte : protéger la bobine du rayonnement d'un côté et améliorer l'adaptation de l'autre. Dans le premier cas, l'onde d'excitation voit une couche de plasma non homogène suivant l'axe z . Il faut donc vérifier si dans ces conditions les ondes de fuite peuvent être excitées, en plus de la protection de la bobine. Pour ce faire, nous réalisons avec HFSS des simulations de l'antenne dans la configuration de la Figure 5.7. Le gradient de densité est modélisé sous forme de couches discrètes dont la permittivité suit le profil obtenu avec Magma uniquement suivant l'axe z . Afin de réduire le temps de calcul, le cornet est remplacé dans ces simulations par un « waveport » dont les dimensions sont identiques à celles de son ouverture aval (i.e. $2 \times 6 \text{ cm}^2$). De plus, la longueur de l'antenne est limitée à 15 cm pour les mêmes raisons. La fenêtre diélectrique est considérée comme du quartz.

Le choix de l'épaisseur est un compromis. D'un côté, en se basant sur les simulations, on constate qu'on s'approche de la réflexion totale souhaitée suivant z à partir de $d = 6 \text{ cm}$. D'un autre côté, une épaisseur beaucoup plus grande que l'ouverture du cornet (de 2 cm) éloigne le maximum de densité vers z^- . Ceci entraîne de très faibles densités dans la zone de pénétration de l'onde. Dans ce cas, la variation de densité électronique en fonction de la puissance ne sera pas significative dans cette zone. Afin d'éviter ce problème, nous avons choisi l'épaisseur minimale de 6 cm.

5.2.3.2 Analyse du champ dans la structure

Les figures Figure 5.9 et Figure 5.10 montrent deux exemples de simulation d'une telle configuration en considérant un profil vertical imitant celui de la Figure 5.6 avec un maximum égal à $5.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et $1.25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ respectivement. Dans les deux cas, nous remarquons qu'une grande partie du champ magnétique est directement rayonnée depuis l'interface vers l'espace libre suivant une direction privilégiée. D'un autre côté, le module du champ magnétique décroît suivant z^- particulièrement au niveau du maximum de densité (i.e. minimum de permittivité) ce qui peut être dû à l'effet de réfraction souhaité. Cependant, nous observons aussi une augmentation du module dans le diélectrique inférieur.

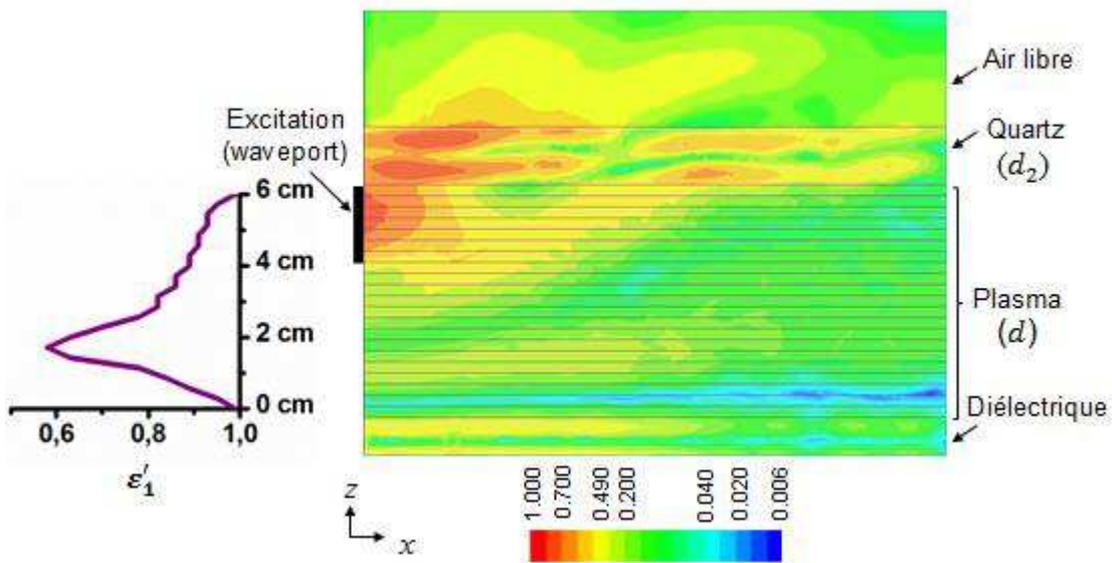


Figure 5.9 Module du champ magnétique normalisé simulé avec HFSS avec un gradient de densité dont le maximum est égal à $5.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. $d = 6 \text{ cm}$, $d_2 = 1.5 \text{ cm}$, $L = 15 \text{ cm}$, une épaisseur de diélectrique (quartz) de 1 cm . A gauche, le profil de permittivité simulé

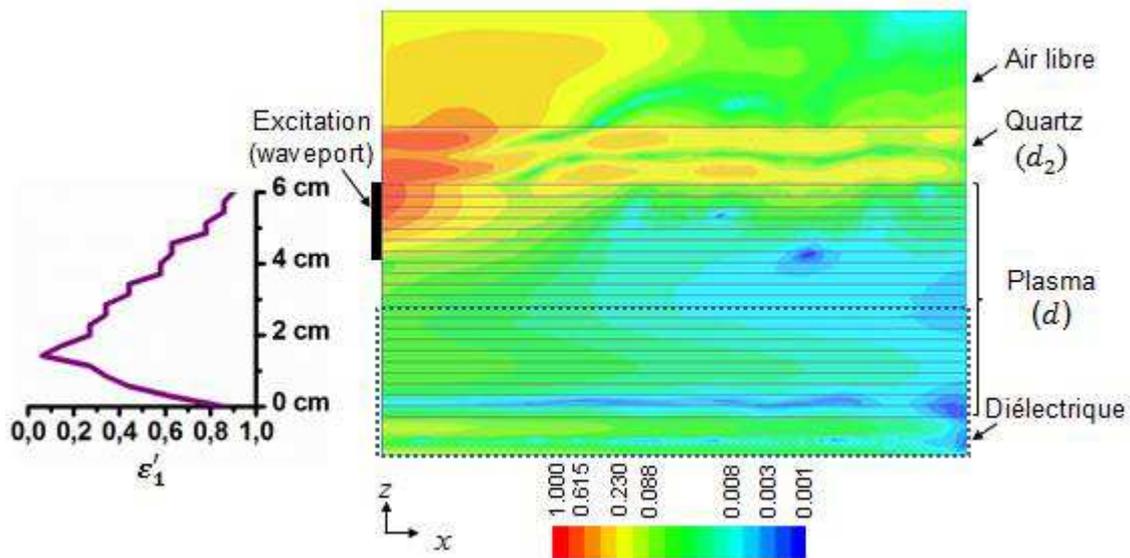


Figure 5.10 Module du champ magnétique normalisé simulé avec HFSS avec un gradient de densité dont le maximum est égal à $1.25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. $d = 6 \text{ cm}$, $d_2 = 1.5 \text{ cm}$, $L = 15 \text{ cm}$, une épaisseur de diélectrique (quartz) de 1 cm . A gauche, le profil de permittivité simulé

Afin d'expliquer ces observations, nous traçons sur la Figure 5.11 et la Figure 5.12 le vecteur de Poynting dans la zone encadrée sur la Figure 5.10 pour les deux gradients. Dans les deux cas, on constate qu'une grande partie des vecteurs initialement orientés vers le bas sont déviés progressivement jusqu'à avoir une orientation vers le haut. Ce comportement semblable à celui de la Figure 5.7 représente le phénomène de réfraction attendu sous l'effet du gradient d'indice décroissant. Cependant, nous constatons qu'une partie des vecteurs de Poynting arrive à atteindre le diélectrique inférieur. Ceci

s'explique par la très faible incidence de ces vecteurs par rapport à la normale aux couches de plasma. En effet, les réfractions successives d'un tel vecteur à partir de la source permettent de le dévier en partie, mais il atteint la zone d'indice minimal sans être complètement dévié. A partir de ce minimum (au niveau du point A de la Figure 5.11), l'indice croît suivant z^- jusqu'au diélectrique inférieur. Le vecteur en question est alors dévié vers la normale et atteint le diélectrique inférieur, comme le montre le chemin tracé en rouge sur la Figure 5.11.

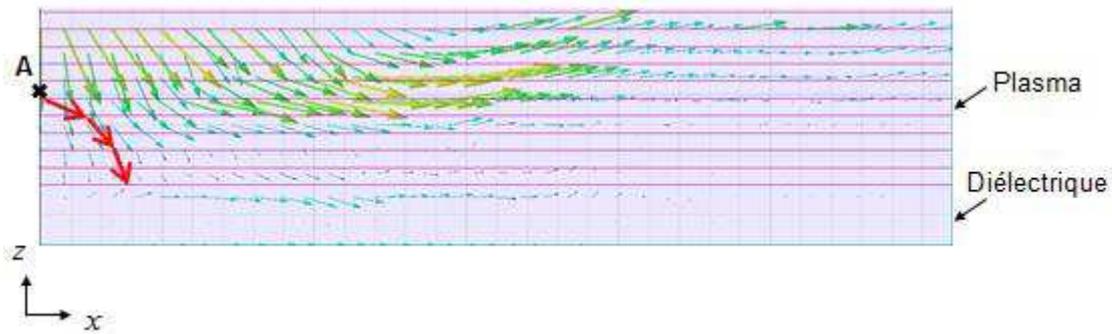


Figure 5.11 Vecteur de Poynting simulé avec HFSS avec un gradient de densité dont le maximum est égal à $5.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ dans la zone encadrée sur la Figure 5.10. En rouge : chemin d'un vecteur de Poynting (avec une échelle agrandie). Point A : niveau de l'indice minimal

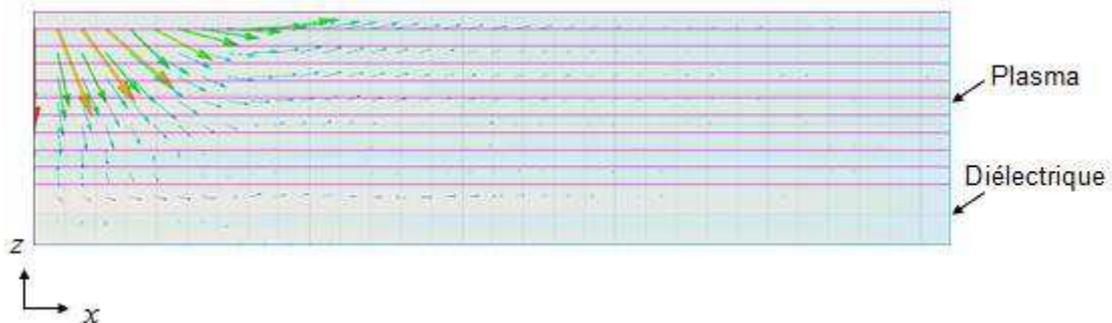


Figure 5.12 Vecteur de Poynting simulé avec HFSS avec un gradient de densité dont le maximum est égal à $1.25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ dans la zone encadrée sur la Figure 5.10

Il est important de rappeler que dans ces simulations la source d'excitation considérée est un waveport (équivalent à un guide d'onde) et que dans notre expérience nous utiliserons un cornet (dimensionné en Chapitre 3) dont l'énergie émise est plus directive. Ainsi, le cornet émet moins d'énergie avec de faibles incidences par rapport à la normale aux couches de plasma. Nous pouvons donc penser que l'énergie non déviée par réfraction et atteignant le diélectrique inférieur sera plus faible avec le cornet.

Par ailleurs, dans ces simulations, nous avons considéré un profil de densité suivant la direction z uniquement. Dans la réalité, comme le montre la Figure 5.6, le gradient suivant l'axe x rend ce profil de densité oblique. Ce type de profil est plus complexe à simuler avec le logiciel HFSS, mais nous essayons ici d'analyser qualitativement son effet sur le vecteur de Poynting incident. Trois cas de figure se présentent selon l'angle d'incidence du vecteur de Poynting émis par la source vers ce gradient oblique. La Figure 5.13 décrit ces cas : (a) se produit quand la direction du vecteur incident est

proche de celle de l'axe x , le vecteur réfracté est alors dirigé suivant z^+ , i.e. la direction souhaitée. Le cas (b) est un cas limite où tous les vecteurs sont colinéaires à la normale au contour iso-densité. A partir de cet angle limite, avec le cas (c), la réfraction produit un vecteur dirigé suivant z^- . Ce cas indésirable est limité quand la source d'excitation est directive.

Notons que ce gradient oblique de densité permet d'adapter l'onde émise au plasma comme expliqué dans le paragraphe 5.2.2.3, la réflexion de l'onde tracée en rouge dans les 3 cas est alors limitée.

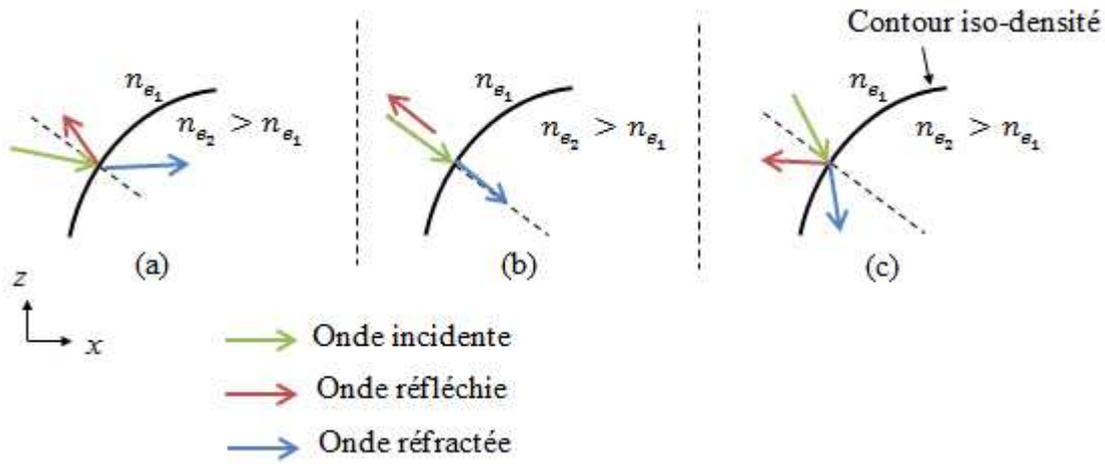


Figure 5.13 Schémas des 3 cas de comportement de l'onde émise selon son incidence par rapport à une courbe iso-densité oblique

L'étude que nous menons, basée sur des simulations et des interprétations théoriques, est importante car nous permet de prédire le comportement de l'antenne durant les expériences. Seules les mesures expérimentales peuvent confirmer les conclusions de cette étude.

5.2.3.3 Analyse du champ lointain

Il est important de noter tout d'abord que les cartographies de champ magnétique et de vecteur de Poynting du paragraphe précédent montrent que le rayonnement à partir de l'interface est découplé de l'énergie qui atteint le diélectrique inférieur : en effet, l'onde qui arrive au niveau du diélectrique inférieur est piégée et ne remonte pratiquement pas vers l'interface de rayonnement. Ceci peut être vérifié en modifiant les conditions aux limites au niveau de la face inférieure du diélectrique dans HFSS : conducteur électrique parfait, conducteur magnétique parfait et condition de rayonnement. A titre d'exemple, la Figure 5.14 montre les diagrammes de gain obtenus en imposant à chaque fois l'une de ces 3 conditions aux limites sur le diélectrique inférieur. La configuration simulée sur cette figure correspond à un gradient identique à la Figure 5.9 et une densité maximale égale à $1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Nous remarquons que les 3 courbes sont quasiment confondues ce qui nous permet de vérifier notre hypothèse et de conclure que l'onde qui atteint le diélectrique inférieur n'a pas d'impact sur le rayonnement.

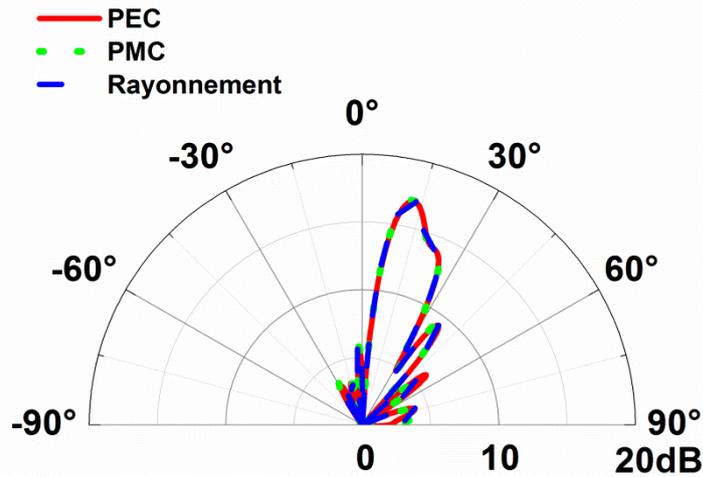


Figure 5.14 Diagrammes de gain simulés avec un profil de densité suivant z avec un maximum égal à $1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, pour 3 conditions aux limites différentes au niveau du diélectrique inférieur

Dans ce paragraphe, nous analysons le diagramme de rayonnement obtenu en simulation. Nous réalisons 3 simulations avec un profil identique à la Figure 5.9 mais avec une densité électronique maximale différente pour chaque cas. La Figure 5.15 montre les diagrammes de gain normalisés obtenus dans les 3 cas. Ici nous normalisons les courbes car nous ne nous intéressons pas au niveau de gain absolu vu que la source d'excitation utilisée ne correspond pas à la source choisie pour l'expérience.

Nous distinguons sur les courbes un lobe principal dont la direction notée θ_{\max} est 64° , 44° et 13° pour les profils dont la densité maximale est égale respectivement à $5.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $1.25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Ces résultats montrent qu'augmenter la densité électronique permet d'obtenir un rayonnement dont la direction est de plus en plus proche de la verticale, ce qui correspond à nos attentes. Notons que les lobes secondaires ont un niveau élevé, ce qui s'explique par la faible longueur de l'antenne considérée dans ces simulations (pour des raisons de temps de calcul). Augmenter cette longueur permet de réduire leur niveau.

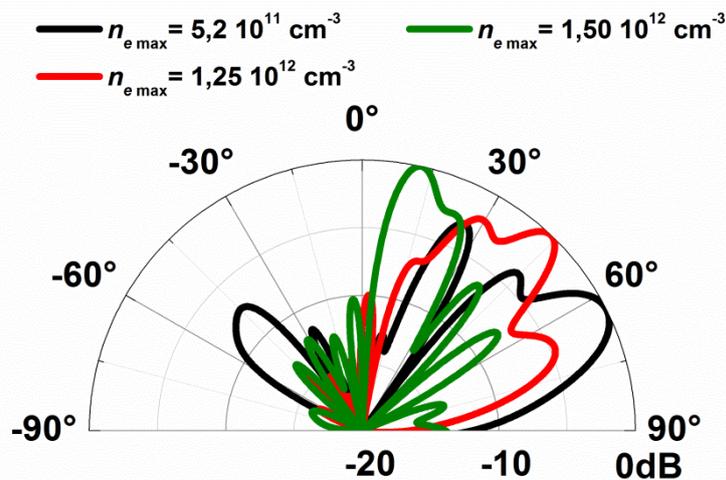


Figure 5.15 Diagrammes de gain normalisés simulés avec 3 profils de densité identiques et des densités maximales différentes, avec $d = 6 \text{ cm}$, $d_2 = 1.5 \text{ cm}$, $L = 15 \text{ cm}$, une épaisseur de diélectrique (quartz) de 1 cm

Pour aller plus loin au niveau de l'interprétation des lobes principaux obtenus, nous supposons que la configuration simulée est équivalente à une configuration bicouche canonique (comme celle étudiée dans ce manuscrit), comme le montre la Figure 5.16. Dans cette configuration, l'épaisseur et la permittivité de la couche de plasma homogène équivalent ainsi que la condition aux limites en $z = -d$ sont inconnues.

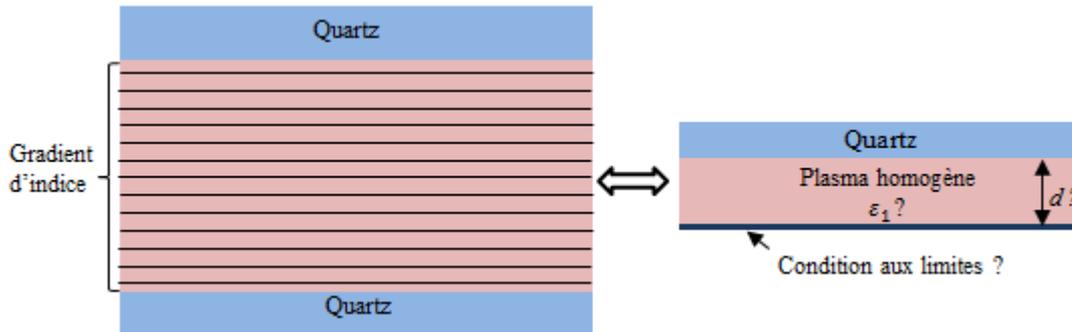


Figure 5.16 Schéma d'équivalence entre la configuration simulée (à gauche) et une configuration canonique bicouche (à droite)

Dans la configuration simulée (schéma de gauche), l'onde d'excitation est injectée sur une épaisseur de 2 cm correspondant à la hauteur de l'ouverture du cornet. Nous pouvons alors supposer que l'épaisseur du plasma équivalent est $d = 2$ cm. Afin d'estimer la permittivité équivalente, nous prenons en compte les sous-couches de plasma vues par l'ouverture du cornet sur 2 cm. A partir de la permittivité de chacune de ces sous-couches, nous calculons une permittivité moyenne ϵ_{moy} et nous considérons que $\epsilon_1 = \epsilon_{\text{moy}}$. Ces valeurs sont reportées dans le Tableau 5.1 pour chaque profil de la Figure 5.15.

La condition aux limites (cf. Figure 5.16) est la dernière inconnue à déterminer sur la configuration canonique. En supposant que, dans la configuration simulée, les couches inférieures du plasma et le diélectrique inférieur ne contribuent pas au rayonnement, on peut écarter la condition de rayonnement. Cette hypothèse a été vérifiée au début de ce paragraphe. Les deux conditions aux limites possibles sont alors le conducteur électrique et le conducteur magnétique parfaits. La deuxième condition n'est pas détaillée dans ce manuscrit mais la recherche des pôles est similaire à la première (l'équation de résonance est obtenue en remplaçant la fonction \tan par la fonction $-\cot$ dans l'équation (2.21)).

En considérant maintenant la structure canonique bicouche avec un conducteur électrique ou magnétique, un plasma homogène de permittivité ϵ_{moy} et d'épaisseur $d = 2$ cm et une couche de quartz $d_2 = 1.5$ cm, l'analyse modale nous permet de calculer l'angle de rayonnement de l'onde de fuite d'ordre 0 correspondante. Cet angle noté $\theta_{p_{\text{moy}} \text{ PEC}}$ dans le cas d'un conducteur électrique et $\theta_{p_{\text{moy}} \text{ PMC}}$ dans le cas d'un conducteur magnétique est comparé à la direction du lobe principal θ_{max} de chaque profil dans le Tableau 5.1.

Tableau 5.1 Permittivité moyenne vue par la source d'excitation et angle de rayonnement de l'onde de fuite correspondante

	$n_{e \max} = 5.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$n_{e \max} = 1.25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$n_{e \max} = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
ε_{moy}	$0.89 - j2 \cdot 10^{-4}$	$0.55 - j7 \cdot 10^{-4}$	$0.10 - j15 \cdot 10^{-4}$
$\theta_{p_{\text{moy PEC}}}$	67.9°	45.9°	18.2°
$\theta_{p_{\text{moy PMC}}}$	56°	37°	6°
θ_{\max}	65°	44°	13°

Nous voyons que les valeurs de $\theta_{p_{\text{moy PMC}}}$ sont éloignées des directions des lobes principaux (θ_{\max}) observés en simulation. D'un autre côté, $\theta_{p_{\text{moy PEC}}}$ et θ_{\max} sont assez proches.

Ces résultats nous permettent de retenir le plan métallique comme condition aux limites. De plus, elles permettent de valider le rayonnement d'ondes de fuite dans la nouvelle configuration.

La différence notée entre les valeurs de $\theta_{p_{\text{moy PEC}}}$ et θ_{\max} peut être expliquée par plusieurs facteurs :

- D'un côté, avec la déviation du vecteur de Poynting vers z^+ par réfractions successives, l'onde de fuite peut être excitée dans une couche de plasma d'épaisseur plus grande que 2 cm. Dans ce cas, l'angle de rayonnement est légèrement plus petit car la permittivité moyenne est un peu plus faible. Etant donné que $\theta_{\max} < \theta_{p_{\text{moy PEC}}}$ d'après le Tableau 5.1, ce facteur peut justifier la différence.

- D'un autre côté, cette différence peut aussi s'expliquer par la fusion entre le lobe et des lobes secondaires très proches, ce qui décale la direction principale de rayonnement. Il s'agit du même problème que celui rencontré sur la Figure 3.18. Une antenne de longueur plus grande permet ainsi de séparer les lobes secondaires du lobe principal pour se rapprocher de la direction réelle de rayonnement. C'est ce que nous avons pu vérifier avec le profil de densité maximale $n_{e_{\max}} = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. En effet, la Figure 5.17 montre les diagrammes de gain simulés avec des longueurs de 15 et 24 cm. Avec $L = 24 \text{ cm}$ et comparé avec $L = 15 \text{ cm}$, les lobes secondaires sont plus bas et l'angle de rayonnement de 15° est plus proche de l'angle théorique (cf. Tableau 5.1).

Nous retenons dans cette analyse que les simulations ont permis de vérifier le rayonnement d'ondes de fuite dans le cas d'un plasma avec un gradient suivant l'axe z . La différence entre l'angle théorique du mode et la direction du lobe principal peut provenir de deux facteurs exposés plus haut.

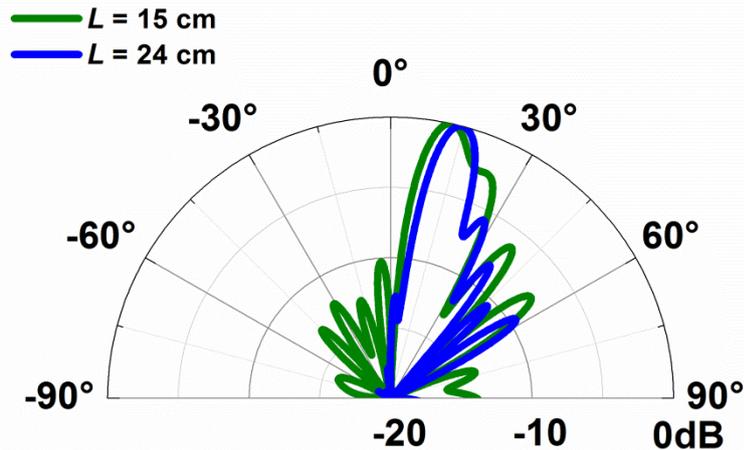


Figure 5.17 Diagrammes de gain normalisés simulés avec le profil à $n_{e_{\max}} = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour 2 longueurs d'antenne différentes

5.3 Description du prototype

Nous avons modélisé le plasma dans la nouvelle configuration de l'antenne avec le code Magma et vérifié avec le logiciel HFSS l'excitation d'ondes de fuite. Avec ces résultats, nous pouvons passer à la conception de l'antenne. Le recensement du matériel disponible dans le laboratoire et qu'on peut réutiliser nous a permis d'aboutir à un design du prototype.

L'antenne de forme parallélépipédique, comme représenté sur la Figure 5.18, est en phase finale de conception. Les quatre parois latérales sont métalliques. Les deux faces du plan (x,y) sont formées de quartz et représentent d'un côté la face où la bobine sera posée et de l'autre la surface de rayonnement de l'antenne. L'épaisseur des couches de quartz est de 1 cm. Nous avons dû réduire en effet l'épaisseur initialement dimensionnée à 1.5 cm pour des raisons financières. Mais l'épaisseur reste suffisante pour supporter les forces mécaniques que les couches subissent avec le vide dans l'enceinte. Les dimensions de l'enceinte sont représentées sur la Figure 5.19.

Il est important de noter que tous les passages entre l'air libre et l'intérieur de l'enceinte à travers les parois sont étanches au vide.

5.3.1 Système d'excitation microonde

La longueur de cette enceinte est choisie assez grande par rapport à la longueur théorique pour pouvoir y intégrer la source d'excitation microonde. Cette dernière sera portée par un bras permettant sa translation suivant l'axe x (cf. Figure 5.19). La source microonde sera alimentée par un analyseur de réseau vectoriel par le moyen d'un câble coaxial de type SMA.

Le cornet représenté sur la Figure 5.20 a été conçu suivant le dimensionnement du Chapitre 3. Les tests du fabricant montrent un taux d'ondes stationnaires mesuré à 10 GHz égal à 1.2, ce qui revient à un coefficient de réflexion inférieur à -20 dB.

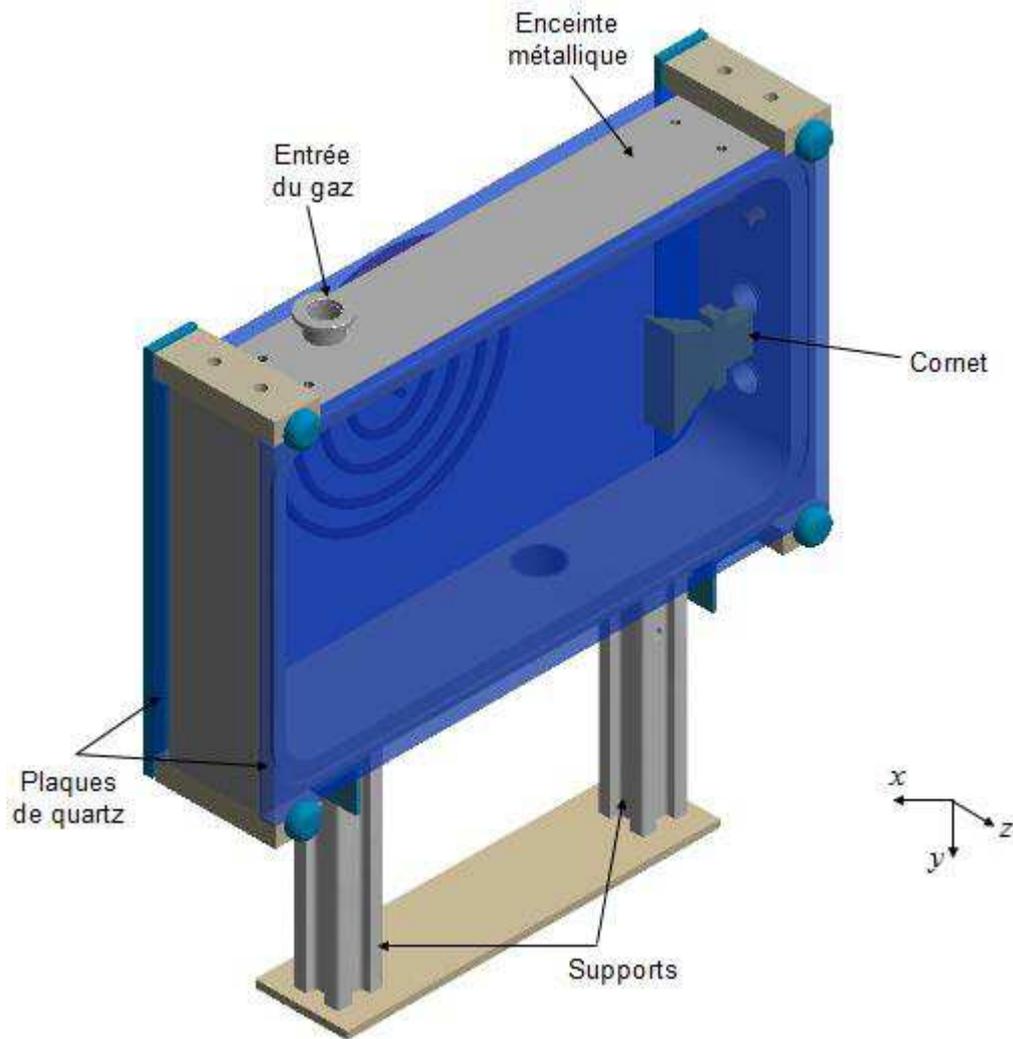


Figure 5.18 Vue en 3D du schéma du prototype de l'antenne

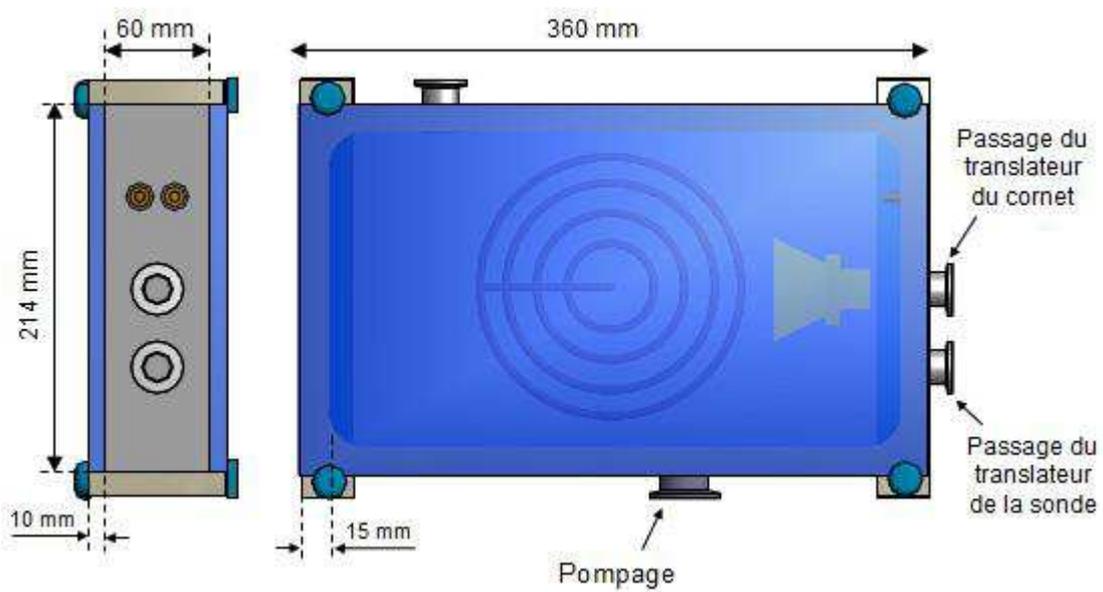


Figure 5.19 Vue de face (plan (x,y)) et vue de droite (plan (y,z)) de l'enceinte

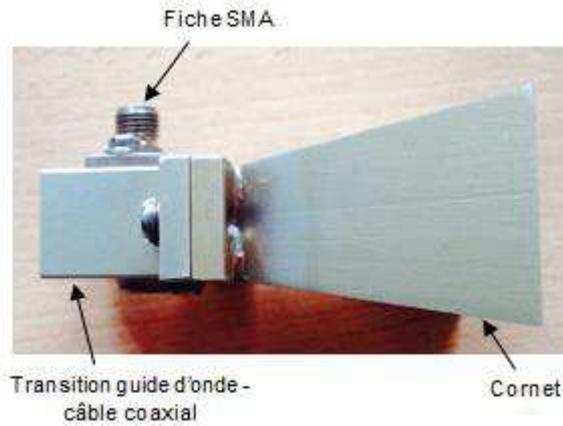


Figure 5.20 Photo du cornet conçu

5.3.2 Système de génération du plasma

Une bobine spirale à 3 tours de diamètre 15 cm sera responsable de la création du plasma dans l'antenne. Le générateur RF et la boîte d'accord du réacteur utilisé dans les mesures plasma (cf. Figure 4.14) seront connectés à cette bobine. Un écran de Faraday, comme le montre la Figure 5.21, de diamètre 20 cm et gravé en cuivre sur un diélectrique sera placé entre la bobine et la couche de quartz.

L'entrée du gaz sera assurée à travers une bride représentée sur la Figure 5.18. Le système de pompage sera connecté à une autre bride placée sur la face opposée, comme le montre la Figure 5.19. Ce système est composé d'une pompe turbomoléculaire permettant d'obtenir le vide secondaire, i.e. une pression de l'ordre de 10^{-5} Torr.

La position des brides de pompage et d'entrée du gaz est choisie pour optimiser la circulation du flux de gaz dans toute l'enceinte.

Une sonde de Langmuir sera placée à l'intérieur de l'enceinte pour le diagnostic du plasma, elle sera portée par un bras de translation parallèle à celui du cornet.

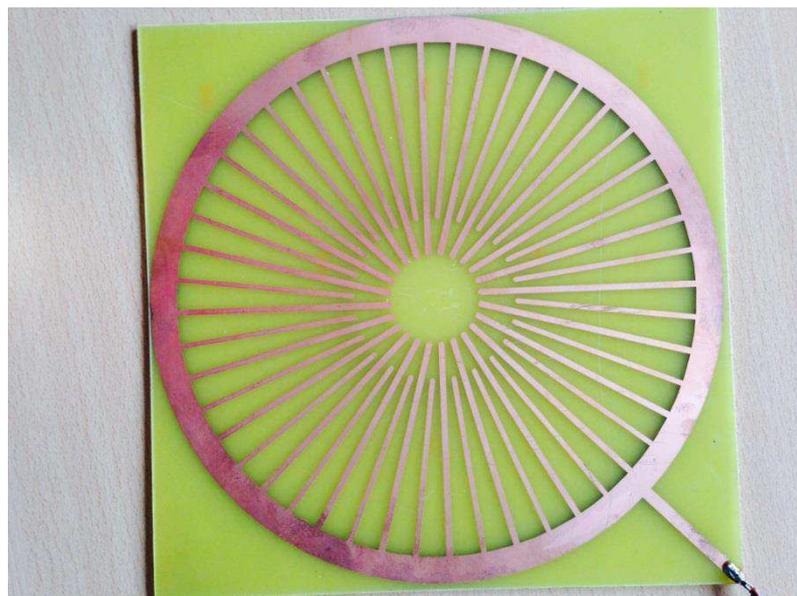


Figure 5.21 Photo de l'écran de Faraday de diamètre 20 cm

5.3.3 Système de mesure

Une fois le plasma à couplage inductif allumé et maintenu dans l'enceinte grâce au système décrit ci-dessus, une onde électromagnétique à 10 GHz est émise par le cornet. Le rayonnement sur la face opposée à la bobine sera alors reçu par un deuxième cornet placé à une distance R de l'antenne dans la zone du champ lointain. Cette zone, appelée aussi zone de Fraunhofer, est définie classiquement à partir de la distance $2L^2/\lambda$ [B05], L étant la dimension la plus grande de l'ouverture de l'antenne, supposée être une ouverture équi-phase. Dans notre cas, cette formule n'est pas valable car la phase n'est pas constante sur la longueur de l'antenne. En effet, avec l'étude de la directivité des ondes de fuite dans le paragraphe 2.5.3, nous avons vu que l'ouverture équi-phase dépendait de l'angle de rayonnement, comme le montre la Figure 2.19. Cette ouverture est alors plus petite que la longueur L . La formule $2L^2/\lambda$ (qui donne une distance de 6 m) représente alors un majorant dans notre cas. En pratique, cette zone sera vérifiée par l'invariance angulaire du champ rayonné par rapport à la distance.

Le cornet de réception sera fixe et un plateau tournant assurera la rotation de l'antenne autour de l'axe y afin de décrire tous les angles d'observation θ , comme le montre la Figure 5.22.

Allumer un plasma inductif nécessite des puissances relativement élevées, même si elles seront plus faibles que les valeurs vues au Chapitre 4 étant donné que l'enceinte de notre antenne est plus petite. De plus, le couplage inductif dans cette nouvelle configuration devrait permettre le transfert quasiment total de la puissance RF à la création du plasma. Cela devrait limiter de manière importante le rayonnement RF hors de notre antenne. Cependant par mesure de précaution, une cage de Faraday sera utilisée pour se protéger du rayonnement à 13.56 MHz à travers les couches de quartz. Une cage filtrant cette fréquence mais laissant passer le rayonnement à 10 GHz sera alors placée autour de l'antenne.

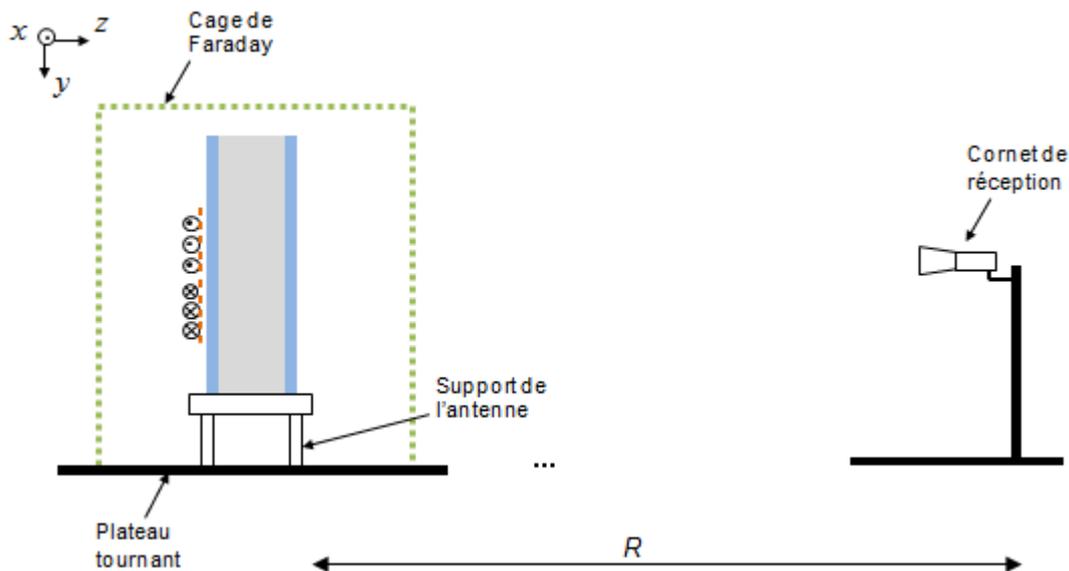


Figure 5.22 Schéma 2D du système de mesure du rayonnement de l'antenne

5.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons étudié une nouvelle configuration de l'antenne en tenant compte des contraintes expérimentales où la bobine est placée sur la face opposée au rayonnement. Elle permet entre autres d'assurer un meilleur couplage de la bobine inductive. Le plan métallique est dans ce cas remplacé par une fenêtre diélectrique.

Nous avons utilisé un code numérique 2D modélisant le plasma dans la nouvelle configuration afin d'obtenir ses caractéristiques. Le profil de densité donné par le modèle présente un gradient dont le maximum est proche de la bobine.

Le gradient qui ne correspond pas à l'hypothèse d'homogénéité de départ présente en réalité plusieurs avantages dans notre antenne. Le gradient croissant en densité que voit l'onde émise par le cornet permet de l'aider à s'adapter au plasma et de réduire l'énergie réfléchie.

De plus, suivant la direction perpendiculaire, le gradient croissant en densité allant vers la bobine permet, avec la loi de réfraction dans un gradient d'indice, de dévier l'onde vers le sens du rayonnement, protégeant ainsi la bobine d'un rayonnement parasite. Pour obtenir cet effet, l'épaisseur du plasma doit être plus grande que l'ouverture du cornet.

Avec un gradient suivant l'axe de la bobine et en choisissant une épaisseur de 6 cm, nous avons pu vérifier en simulation que la déviation de l'onde a bien lieu. Mais une partie de l'énergie arrive à atteindre la fenêtre diélectrique de la bobine. En effet, les vecteurs de Poynting dont l'incidence par rapport à la normale au gradient est faible ne sont pas complètement déviés. Le cornet, plus directif, permet de limiter cet effet.

Le diagramme de gain obtenu en simulation présente un lobe principal dont la direction est proche de celle calculée théoriquement avec un plasma homogène équivalent de permittivité égale à la moyenne du profil sur une épaisseur de 2 cm. La différence notée entre la simulation et la théorie peut être due au fait de sous-estimer l'épaisseur du plasma vue par l'onde de fuite ou aux lobes secondaires qui fusionnent avec le lobe principal.

Cette étude nous a permis de concevoir un prototype d'antenne dont le design peut être optimisé par la suite, et ce en changeant la bobine par exemple ou en ajoutant des aimants afin d'obtenir un plasma plus homogène.

Cette étude basée sur la modélisation du plasma et la simulation de l'antenne nous permet aussi de prédire le comportement du plasma et de l'onde de fuite dans le prototype.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Sommaire

6.1 Conclusions et contributions	124
6.2 Perspectives du travail de thèse.....	126
6.3 Pistes de recherches futures.....	126

6.1 Conclusions et contributions

Ce travail de thèse avait pour objectif principal la conception d'une antenne à ondes de fuite dont la direction peut être contrôlée au moyen d'un plasma. Plusieurs étapes ont été nécessaires pour y aboutir.

Dans un premier temps, nous avons analysé les modes propres d'une structure guidée ouverte en se basant sur deux configurations canoniques excitées par une source de courant magnétique en polarisation TM : la première formée d'une couche de diélectrique sur métal et l'autre constituée de deux couches de diélectrique superposées sur métal. Ces modes sont des ondes complexes décrits par la notion d'onde plane inhomogène dont nous avons exploré les propriétés.

Nous avons montré que ces modes propres correspondent aux pôles de l'intégrande du champ magnétique exprimé sous forme d'une intégrale spectrale. Dans les deux configurations, la recherche des pôles a été effectuée numériquement. En particulier, les ondes de fuite font partie de ces modes propres et interviennent pour des permittivités de diélectrique comprises entre 0 et 1.

Ensuite, à partir de l'intégrale spectrale du champ magnétique, le champ lointain a été calculé de deux façons. La première consiste à appliquer, d'une part le théorème du point col pour obtenir une expression analytique du champ d'espace dû au spectre continu, et d'autre part, le théorème des résidus afin de tenir compte des pôles interceptés au cours de l'intégration dans le plan complexe de descente rapide. Le champ total est égal à la somme de ces deux termes. Nous avons montré que le second terme, correspondant au champ modal, s'exprime sous la forme d'une onde plane inhomogène dans une région limitée de l'espace. Ce terme est négligeable par rapport au champ de l'espace en champ lointain mais son influence sur le diagramme de rayonnement a été démontrée dans le cas où il domine le champ au niveau de l'interface diélectrique/air libre.

La seconde façon de calculer le champ lointain est la méthode de Kirchhoff-Huygens qui permet d'obtenir le champ lointain d'une structure de taille finie. Cette méthode, dans laquelle on intègre le champ au niveau de l'interface, est simple à utiliser dans le cas de domination du terme des résidus dans le champ total au niveau de l'interface.

Nous nous sommes ensuite attardés sur les ondes de fuite. Nous avons montré que le terme des résidus dû à ces modes est prépondérant sur l'interface. L'étude modale et l'analyse du diagramme de rayonnement nous ont permis d'exprimer la direction de rayonnement et la directivité de ces modes. Nous avons montré que le lieu des modes dans le plan complexe de descente rapide donnait toutes ces informations.

Dans le chapitre suivant, nous nous sommes focalisés sur l'étude de l'antenne que nous proposons. Nous avons considéré une configuration bicouche avec une couche inférieure constituée de plasma homogène et une couche supérieure en quartz. La permittivité du plasma peut varier entre 0 et 1 en fonction de la densité d'électrons (avec le modèle de Drude), ce qui permet d'exciter des ondes de fuite. Nous avons montré que la direction de rayonnement du mode de fuite d'ordre 0 varie en conséquence de la verticale vers l'horizontale.

Ensuite, pour une fréquence de travail de 10 GHz et une fréquence de collision de 10^8 s^{-1} , nous avons dimensionné les paramètres de l'antenne : l'épaisseur de la couche du plasma et du diélectrique supérieur ainsi que la longueur de la structure. Le dimensionnement a été basé sur une étude modale des ondes de fuite, en utilisant en particulier le lieu des pôles dans le plan complexe de descente rapide. Avec un plasma

d'épaisseur 2 cm et une couche de quartz d'épaisseur 1.5 cm, nous obtenons théoriquement un balayage de 1.6 à 79.3° en variant la densité de $1.24 \cdot 10^{12}$ à $4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Les simulations avec le logiciel HFSS ont permis de valider ces résultats mais ont également montré que la troncature de l'antenne à 24 cm limitait le rayonnement horizontal à 63°.

L'excitation du mode de fuite d'ordre 0 désiré en polarisation TM nécessite une source dédiée. En comparant plusieurs types de sources, nous avons montré en simulation qu'un cornet donne les meilleurs résultats en termes de niveau des lobes secondaires et de coefficient de réflexion.

Dans le Chapitre 4, nous nous sommes intéressés à l'aspect plasma. Nous avons montré que le plasma froid hors-équilibre est caractérisé par plusieurs grandeurs : la pulsation plasma qui est directement liée à la densité d'électrons, la fréquence de collision électron-neutre qui dépend de la pression et la gaine qui se forme à proximité des parois et où la densité électronique chute. Par ailleurs, nous avons étudié la variation de la permittivité complexe du plasma vue par une onde électromagnétique incidente en fonction de la densité d'électrons, de la fréquence de collision et de la fréquence de l'onde.

Afin de créer un plasma volumique de densité élevée à faible pression, nous avons choisi le réacteur à couplage inductif. Des mesures dans une telle source ont permis de vérifier le balayage de la plage de densité fixée en fonction de la puissance. D'un autre côté, nous avons observé la présence d'un gradient de densité dû à la formation d'une gaine à proximité des parois. Les simulations de l'antenne dans le cas d'un plasma avec un gradient de permittivité nous ont permis de vérifier l'excitation d'ondes de fuite.

La dernière partie de ce manuscrit a porté sur la conception du prototype de l'antenne. Nous avons choisi de générer le plasma par une bobine placée contre la face opposée à celle du rayonnement. Le profil de densité du plasma obtenu à l'aide d'un modèle numérique dans la configuration de l'antenne choisie présente un gradient suivant les différentes directions donnant naissance à un gradient d'allure concentrique. D'une part, nous avons montré que le gradient de permittivité décroissant dans la direction de l'onde émise par le cornet aide à son adaptation au plasma. D'autre part, suivant la direction perpendiculaire, le gradient de densité est exploité pour empêcher l'énergie microonde d'atteindre la bobine. En effet, la réfraction dans un milieu à gradient d'indice décroissant permet sa déviation complète. Nous avons pu obtenir ce résultat en simulation en augmentant l'épaisseur du plasma à 6 cm, mais la déviation de l'onde n'est pas complète pour des incidences particulières (avec un waveport comme source). Ces cas sont limités avec une source directive telle qu'un cornet. Le passage à l'expérience nous permettra de vérifier ce phénomène de réfraction dans les conditions réelles, i.e. en présence d'un gradient concentrique.

Ensuite, nous avons montré en simulation qu'un tel gradient de densité permet d'exciter des ondes de fuite.

Finalement, nous avons conçu un premier prototype d'antenne dont le design peut être optimisé à l'issue des premières mesures, et ce en changeant la bobine ou en ajoutant des aimants afin d'obtenir un plasma plus homogène.

Les principales contributions de ce travail de thèse sont :

- Utiliser un plasma volumique de faibles pertes électromagnétiques comme milieu d'excitation des ondes de fuite.

- Créer un balayage angulaire à fréquence fixe en variant la densité électronique du plasma.
- Tirer profit de l'inhomogénéité du plasma dans le fonctionnement de l'antenne.

6.2 Perspectives du travail de thèse

Les perspectives directes et à court terme de ce travail portent sur l'antenne plasma à onde de fuite.

Ce travail de thèse a abouti à la conception d'un prototype en se basant d'un côté sur une modélisation théorique de l'antenne validée par des simulations avec HFSS, et d'un autre sur des mesures plasma et une modélisation du profil de densité. Nous sommes en train de mettre en place un banc expérimental destiné aux mesures d'antenne ainsi qu'aux diagnostics plasma. Nous visons à mesurer le champ lointain pour différentes densités électroniques du plasma en modifiant la puissance RF. Le fait de repérer un lobe principal dont la direction varie en fonction de la puissance RF validera le concept de reconfigurabilité.

Les expériences suivantes auront pour objectif d'optimiser le fonctionnement de l'antenne. Il s'agira tout d'abord d'allumer dans notre enceinte un plasma à forte densité en limitant la puissance RF injectée. Pour atteindre cet objectif, nous disposons de plusieurs degrés de liberté : utiliser une bobine plus adaptée à la surface de couplage ou ajouter des aimants, etc. Ces manipulations contribuent aussi à mieux contrôler le gradient d'indice afin par exemple de diminuer les lobes secondaires.

Ensuite, en ajoutant l'excitation microonde, nous viserons à mesurer le champ lointain pour différentes densités électroniques du plasma en modifiant la puissance RF. Le fait de repérer un lobe principal dont la direction varie en fonction de la puissance RF nous permettra de valider le concept de reconfigurabilité de l'antenne.

Une fois le concept validé, nos travaux porteront sur la mesure des performances de notre antenne et de leur amélioration en termes de diagramme de rayonnement, de balayage angulaire, de rapidité, etc.

Une autre voie intéressante d'application de cette antenne sera de la tester vis à vis d'une agression forte puissance. En effet, cette dernière en changeant la densité électronique du plasma pourrait naturellement dévier le lobe principal de réception de l'antenne, la rendant aveugle dans la direction de l'agression. Ce type d'antenne pourrait ainsi s'avérer intéressant pour des problématiques de protection.

6.3 Pistes de recherches futures

Les perspectives de ce travail à moyen et long terme sont principalement en relation avec l'utilisation de plasma radiofréquence et microonde dans des dispositifs hyperfréquences. Nous avons en effet montré que ces mécanismes de création du plasma permettent d'atteindre des densités élevées à basses pressions. Il est alors intéressant d'exploiter ce type de décharge qui peut alors avoir une permittivité proche de zéro tout en ayant de faibles pertes électromagnétiques.

Les dernières décennies ont vu l'apparition de plusieurs applications intéressantes des métamatériaux à permittivité proche de zéro (ENZ en anglais pour Epsilon Near Zero). Nous pouvons remplacer ces matériaux artificiels par un plasma, qui possède en plus

des propriétés d'ajustabilité. Parmi les phénomènes intéressants qu'on peut créer avec un tel plasma, on cite par exemple :

- Le « tunneling » [SE06, ASE08] qui consiste à transporter l'énergie sans pertes ni changement de phase dans un canal de très faible permittivité.
- L'ultraréfraction qui produit un rayonnement vertical très directif [EGT02, ETS02, LBC⁺06] d'une source ponctuelle plongée dans un matériau ENZ.
- L'adaptation des fronts d'onde à la forme des structures formées de matériaux ENZ [ASS⁺07].

Nous explorerons ces pistes de recherche dans le but de créer ces phénomènes avec le plasma, en y ajoutant la possibilité de reconfigurabilité.

Par ailleurs, nous avons noté dans ce travail de thèse la présence d'un gradient de permittivité dans le plasma. Ce gradient peut être utilisé dans certains dispositifs utilisant des diélectriques à gradient d'indice. Nous pouvons citer comme exemple les lentilles à gradient d'indice comme la lentille d'Eaton [E52, R76] ou le phénomène d'invisibilité créé par un gradient d'indice [PSS06, R76, LCZ⁺08]. Le plasma représente un candidat prometteur pour ces applications. En effet, le profil du gradient du plasma naturellement continu peut être contrôlé de différentes manières suivant le type du réacteur (confinement par des aimants, puissance, pression,...). Aussi, l'ajustabilité de la densité du plasma par la puissance peut être exploitée pour rendre le dispositif reconfigurable.

Enfin, le modèle théorique établi dans ce travail de thèse nous permet facilement d'étudier les ondes de surface. Nous pouvons donc explorer les propriétés et les applications des plasmas microondes générés par des ondes de surface.

Annexe A

Calcul du spectre angulaire d'ondes planes d'une structure monocouche en polarisation TM

Cette annexe développe les calculs menant à l'expression de l'intégrale spectrale donnée par (2.7).

Avec la configuration monocouche reprise sur la Figure A.1, nous partons des équations d'Helmholtz dans les deux milieux :

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_{z_0}^2\right)g_0(k_x, z) = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_{z_1}^2\right)g_1(k_x, z) = \delta(z + h), \quad (\text{A.2})$$

avec g_0 et g_1 définis par

$$g_q(k_x, z) = \frac{1}{j\omega\varepsilon_q} \int_{-\infty}^{+\infty} H_q(x, z) e^{jk_x x} dx \quad (\text{A.3})$$

avec $\varepsilon_q = \varepsilon_0$ si $q = 0$ et $\varepsilon_q = \varepsilon_0\varepsilon_1$ si $q = 1$ et les relations $k_{z_0}^2 - k_{z_1}^2 = (1 - \varepsilon_1)k_0^2$ et $k_x^2 + k_{z_0}^2 = k_0^2$.

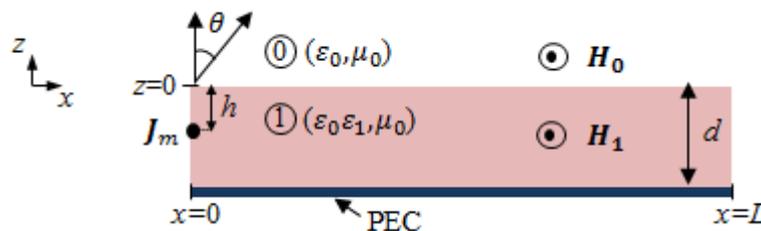


Figure A.1 Schéma de la structure monocouche étudiée

La fonction g_q , proportionnelle à la transformée de Fourier du champ magnétique H_q s'écrit sous la forme suivante selon la région :

$$\begin{cases} g_1(k_x, z) = A_1 e^{-jk_{z_1} z} + A_2 e^{jk_{z_1} z}, & -d \leq z \leq -h \\ g_1(k_x, z) = A_3 e^{-jk_{z_1} z} + A_4 e^{jk_{z_1} z}, & -h \leq z \leq 0 \\ g_0(k_x, z) = A_5 e^{-jk_{z_0} z}, & z \geq 0. \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

Les constantes A_1, A_2, \dots, A_5 sont déterminées à partir des conditions aux limites sur les champs électrique et magnétique. La continuité des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique sur l'interface ($z = 0$) s'écrit comme suit :

$$g_1(k_x, 0^-) = g_0(k_x, 0^+) \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial g_1}{\partial z}(k_x, 0^-) = \varepsilon_1 \frac{\partial g_0}{\partial z}(k_x, 0^+). \quad (\text{A.6})$$

De plus, la composante tangentielle du champ électrique s'annule au niveau du plan métallique ($z = -d$) ce qui permet d'écrire :

$$\frac{\partial g_1}{\partial z}(k_x, -d) = 0. \quad (\text{A.7})$$

L'équation (A.2) montre, en intégrant autour de la source en $z = -h$, que le champ magnétique est continu mais sa dérivée par rapport à z est discontinue en ce point. A partir de cette intégration, nous obtenons l'expression de la discontinuité. Les deux conditions aux limites sont alors :

$$g_1(k_x, -h^-) = g_1(k_x, -h^+) \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial g_1}{\partial z}(k_x, -h^+) - \frac{\partial g_1}{\partial z}(k_x, -h^-) = 1. \quad (\text{A.9})$$

Les 5 conditions aux limites exprimées dans (A.5), (A.6), (A.7), (A.8) et (A.9) permettent de trouver les 5 constantes dans (A.4). On trouve alors l'expression des fonctions g_0 et g_1 dans les 3 domaines :

$$\begin{cases} g_1(k_x, z) = \frac{\cos(k_{z_1} z)}{k_{z_1} \cos(k_{z_1} d)} \cdot \frac{-\varepsilon_1 k_{z_0} \sin(k_{z_1} h) + j k_{z_1} \cos(k_{z_1} h)}{\varepsilon_1 k_{z_0} + j k_{z_1} \tan(k_{z_1} d)}, & -d \leq z \leq -h \\ g_1(k_x, z) = \frac{\cos(k_{z_1} h)}{k_{z_1} \cos(k_{z_1} d)} \cdot \frac{\varepsilon_1 k_{z_0} \sin(k_{z_1} z) + j k_{z_1} \cos(k_{z_1} z)}{\varepsilon_1 k_{z_0} + j k_{z_1} \tan(k_{z_1} d)}, & -h \leq z \leq 0 \\ g_0(k_x, z) = \frac{\cos(k_{z_1} h)}{\cos(k_{z_1} d)} \cdot \frac{j e^{-jk_{z_0} z}}{\varepsilon_1 k_{z_0} + j k_{z_1} \tan(k_{z_1} d)} & z \geq 0. \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

A partir de la 3^{ème} ligne de (A.10) et de (A.3), nous obtenons l'expression du champ magnétique dans le milieu 0 sous forme d'intégrale spectrale donnée par (2.7).

Annexe B

Théorème du point col et théorème des résidus

Théorème du point col

Le théorème du point col s'applique sur les intégrales de la forme suivante :

$$I(\rho) = \int_A^B X(\varphi) e^{\rho f(\varphi)} d\varphi, \quad \rho \gg 1. \quad (\text{B.1})$$

L'exponentielle varie rapidement du fait que ρ soit très grand tandis que la fonction X doit varier lentement. φ étant complexe, l'intégration suit un chemin dans le plan complexe dont les points de départ et d'arrivée sont respectivement A et B . Dans le cas où la fonction f est analytique (toutes ses dérivées existent), on peut appliquer le théorème de Cauchy et changer de chemin d'intégration tant que les bornes restent fixes. En écrivant $f(\varphi) = f_1(\varphi_r, \varphi_i) + j f_2(\varphi_r, \varphi_i)$ avec $\varphi = \varphi_r + j \varphi_i$, la fonction exponentielle peut s'écrire comme suit :

$$e^{\rho f(\varphi)} = e^{\rho f_1(\varphi_r, \varphi_i)} e^{j \rho f_2(\varphi_r, \varphi_i)}. \quad (\text{B.2})$$

Cette fonction possède un extrémum en un point $\varphi = \varphi_0$. Etant donné que f est une fonction analytique, une de ses propriétés est qu'un extrémum ne peut être qu'un point col défini par $f'(\varphi_0) = 0$. Nous cherchons un chemin d'intégration particulier qui passe par un point φ_0 tel que la fonction f_1 atteint un maximum en φ_0 puis décroît rapidement en s'en éloignant. La formule (B.2) montre alors que pour éviter les oscillations dues à la partie imaginaire f_2 , cette fonction f_2 doit rester constante en s'éloignant de φ_0 . Ceci est la définition du chemin de descente rapide appelé également du point col.

Cherchons ce chemin dans notre cas où par identification avec la formule (2.27), $\rho = k_0 r$, $X(\varphi) = \frac{j \omega \varepsilon_0 \varepsilon_1}{2\pi} T_{10}(\varphi)$ et $f(\varphi) = -j \cos(\varphi - \theta)$. On se retrouve dans le cas de ce théorème pour $k_0 r \gg 1$, i.e. en champ lointain. Le point col défini par $f'(\varphi_0) = 0$ se trouve alors en θ . Le développement limité au 2nd ordre de f autour de θ permet d'écrire :

$$f(\varphi) - f(\theta) = \frac{j}{2} (\varphi - \theta)^2. \quad (\text{B.3})$$

Le chemin de descente rapide exige que la partie réelle de la fonction $\varphi \rightarrow f(\varphi) - f(\theta)$ soit maximale mais qu'en même temps sa partie imaginaire reste constante. On prend ici une partie imaginaire nulle, i.e. $\text{Im}(f(\varphi) - f(\theta)) = 0$, ce qui permet d'obtenir l'équation du chemin SDP :

$$\cos(\varphi_r - \theta) \cosh(\varphi_i) = 1. \quad (\text{B.4})$$

La condition $\text{Re}(f(\varphi) - f(\theta))$ maximal permet d'obtenir la pente de la tangente en $\varphi = \theta$, ce qui correspond à la pente de décroissance de la fonction en s'éloignant de θ . Le calcul donne une pente de $\pi/4$.

La valeur de l'intégrale I dans (B.1) autour du point col en suivant le chemin de descente rapide s'exprime dans le cas général comme suit :

$$I(\rho) = \sqrt{\frac{2\pi}{\rho}} \frac{e^{\rho f(\varphi_0)}}{(-f''(\varphi_0))^{1/2}} \sum_{m=0}^M \frac{d^{2m} X}{d\varphi^{2m}}(\varphi_0) \frac{(-1)^m}{m!} \left(\frac{1}{2\rho f''(\varphi_0)} \right)^m, \quad (\text{B.5})$$

Dans notre cas, nous avons évalué l'intégrale (2.27) en suivant le chemin (B.4) mais en s'arrêtant à l'ordre 1 ($m = 0$) ce qui a permis de donner l'expression (2.33).

Théorème des résidus

Lorsque la déformation du chemin d'intégration entre le chemin initial \mathcal{C} et le chemin de descente rapide intercepte un pôle de l'intégrande, le chemin d'intégration doit le contourner. Un lacet fermé autour du pôle est alors suivi pour le contourner. L'évaluation de l'intégrale en suivant ce lacet est appelée résidu. Le sens de parcours de ce lacet détermine son signe : positif si le lacet est parcouru dans le sens trigonométrique et négatif sinon.

En reprenant l'intégrale (B.1), et en exprimant la fonction X comme le rapport entre un numérateur et un dénominateur $X(\varphi) = A(\varphi)/B(\varphi)$, le résidu d'un pôle φ_p de la fonction X est donné par le théorème des résidus comme suit :

$$\text{Res}(\varphi_p) = \mp \frac{A(\varphi_p)}{B'(\varphi_p)}. \quad (\text{B.6})$$

Lorsque le chemin d'intégration passe au-dessus du pôle, un demi lacet suffit pour le contourner. La valeur du résidu est alors la moitié de (B.6).

En reprenant maintenant notre intégrale spectrale, comme $X(\varphi) = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_1}{2\pi} T_{10}(\varphi)$, l'application de la formule des résidus (B.6) donne directement l'expression (2.30).

Annexe C

Calcul du spectre angulaire d'ondes planes d'une structure bicouche en polarisation TM

Le calcul dans cette annexe suit la même méthode que celle de l'Annexe A, mais ici on ajoute un domaine de plus. On rappelle la configuration considérée sur la Figure C.1.

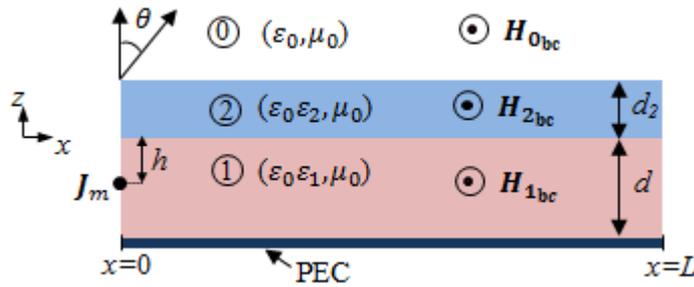


Figure C.1 Schéma de la structure bicouche

Les équations de Maxwell permettent d'obtenir l'équation d'Helmholtz dans chaque milieu :

$$\nabla^2 H_{0bc}(x, z) + k_0^2 H_{0bc}(x, z) = 0 \quad (C.1)$$

$$\nabla^2 H_{1bc}(x, z) + \varepsilon_1 k_0^2 H_{1bc}(x, z) = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 \delta(x) \delta(z + h) \quad (C.2)$$

$$\nabla^2 H_{2bc}(x, z) + \varepsilon_2 k_0^2 H_{2bc}(x, z) = 0. \quad (C.3)$$

Le passage à l'espace spectral par la transformation $g_q(k_x, z) = \frac{1}{j\omega \varepsilon_q} \int_{-\infty}^{+\infty} H_{qbc}(x, z) e^{jk_x x} dx$ ($q = 0, 1$ ou 2) et des manipulations de l'intégrale permettent d'écrire dans chaque domaine :

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_{z_0}^2\right) g_0(k_x, z) = 0 \quad (C.4)$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_{z_1}^2\right) g_1(k_x, z) = \delta(z + h) \quad (C.5)$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_{z_2}^2\right)g_2(k_x, z) = 0. \quad (\text{C.6})$$

Selon la région, la fonction g_q s'exprime comme suit :

$$\begin{cases} g_1(k_x, z) = B_1 e^{-jk_{z_1}z} + B_2 e^{jk_{z_1}z}, & -d \leq z \leq -h \\ g_1(k_x, z) = B_3 e^{-jk_{z_1}z} + B_4 e^{jk_{z_1}z}, & -h \leq z \leq 0 \\ g_2(k_x, z) = B_5 e^{-jk_{z_2}z} + B_6 e^{jk_{z_2}z}, & 0 \leq z \leq d_2 \\ g_0(k_x, z) = B_7 e^{-jk_{z_0}z}, & z \geq d_2 \end{cases} \quad (\text{C.7})$$

Les constantes B_1, B_2, \dots, B_7 sont déterminées à partir des conditions aux limites sur les champs électrique et magnétique, comme dans l'Annexe A. Sept conditions aux limites sont alors nécessaires, elles donnent les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial g_1}{\partial z}(k_x, -d) = 0 \\ g_1(k_x, -h^-) = g_1(k_x, -h^+) \\ \frac{\partial g_1}{\partial z}(k_x, -h^+) - \frac{\partial g_1}{\partial z}(k_x, -h^-) = 1 \\ \varepsilon_2 \frac{\partial g_1}{\partial z}(k_x, 0^-) = \varepsilon_1 \frac{\partial g_2}{\partial z}(k_x, 0^+) \\ g_1(k_x, 0^-) = g_0(k_x, 0^+) \\ \frac{\partial g_2}{\partial z}(k_x, d_2^-) = \varepsilon_2 \frac{\partial g_0}{\partial z}(k_x, d_2^+) \\ g_2(k_x, d_2^-) = g_0(k_x, d_2^+) \end{array} \right. \quad (\text{C.8})$$

La première relation exprime l'annulation de la composante tangentielle du champ électrique sur le plan métallique. Les 2^{ème} et 3^{ème} lignes traduisent la continuité du champ magnétique et la discontinuité du champ électrique au niveau de la source (même calcul que dans l'Annexe A). Les lignes 5 et 6 expriment la continuité de la composante tangentielle des champs électrique et magnétique au niveau de l'interface entre les milieux 1 et 2. Les deux dernières relations traduisent la même continuité au niveau de l'interface entre le milieu 2 et l'air libre.

Le système d'équations nous permet d'obtenir l'expression de chacune des constantes B_1, B_2, \dots, B_7 . Ces expressions ne seront pas présentées ici vu leur complexité. La fonction g_q permet alors de remonter au champ magnétique dans chaque milieu exprimé sous forme d'une intégrale spectrale. La relation (2.46) est extraite du dénominateur de l'intégrande dans le milieu 0.

Nous avons appliqué le théorème du point col afin d'exprimer cette intégrale en champ lointain pour obtenir la relation (2.49).

Annexe D

Recherche numérique des pôles rayonnants en configuration bicouche

En configuration monocouche, la recherche des pôles à partir de l'équation de résonance a été effectuée en suivant la méthode numérique développée dans [B14, Annexe C]. Avec la configuration bicouche, cette méthode n'est plus valable et le développement d'une autre méthode a été nécessaire.

La méthode présentée ci-dessous a été testée sur la configuration monocouche et a donné les mêmes résultats que la première méthode.

Le système à résoudre est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{k_{z_2}^2}{\varepsilon_2^2} \left(\frac{k_{z_1}}{\varepsilon_1} \tan(k_{z_1} d) + \frac{k_{z_2}}{\varepsilon_2} \tan(k_{z_2} d_2) \right) + j k_{z_0} \left(\frac{k_{z_1} k_{z_2}}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \tan(k_{z_1} d) \tan(k_{z_2} d_2) - \frac{k_{z_2}^2}{\varepsilon_2^2} \right) = 0 \\ k_{z_0}^2 - k_{z_1}^2 = (1 - \varepsilon_1) k_0^2 \\ k_{z_0}^2 - k_{z_2}^2 = (1 - \varepsilon_2) k_0^2 \\ k_x^2 + k_{z_0}^2 = k_0^2 \end{array} \right. , \quad (D.1)$$

Afin de chercher les solutions de la première équation du système (D.1), on réécrit le terme à gauche sous forme d'une fonction f_{obj} d'une seule inconnue $Y = k_{z_1}$:

$$f_{obj}(Y) = \frac{Y^2 - C_2^2}{\varepsilon_2^2} \left(\frac{Y}{\varepsilon_1} \tan(Yd) + \frac{\sqrt{Y^2 - C_2^2}}{\varepsilon_2} \tan(d_2 \sqrt{Y^2 - C_2^2}) \right) + j \sqrt{Y^2 - C_1^2} \left(\frac{Y \sqrt{Y^2 - C_2^2}}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \tan(Yd) \tan(d_2 \sqrt{Y^2 - C_2^2}) - \frac{Y^2 - C_2^2}{\varepsilon_2^2} \right), \quad (D.2)$$

avec $C_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 - 1}$ et $C_2 = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}$.

Nous avons utilisé un algorithme d'optimisation appelé méthode Simplex de Nelder-Mead expliquée dans [LRW⁺98]. Cette méthode est déjà codée dans le logiciel MATLAB [Matlab] sous la fonction « *fminsearch* ». Dans cette méthode d'optimisation sans contraintes, nous avons défini comme fonction objectif la fonction $|f_{obj}|$, i.e. le module de f_{obj} , étant donné que la méthode ne minimise que des fonctions réelles. De plus, cette méthode ne peut avoir que des variables d'optimisation réelles alors que Y est une variable complexe. Nous avons alors défini deux variables d'optimisation réelles qui sont les parties réelle et imaginaire de Y .

Le dernier paramètre à définir dans cette optimisation est le point initial Y_0 à partir duquel la méthode démarre. Ce point est important car un mauvais choix

d'initialisation peut fausser le résultat en tombant sur un minimum local ou sur un minimum différent du minimum souhaité.

Afin d'éviter ces problèmes, nous commençons par minimiser la fonction objectif dans le cas monocouche qu'on peut retrouver en posant $d_2 = 0$. Dans cette configuration, on sait que les pôles complexes rayonnants donnent des arches de cosinus dans le milieu 1 dont le nombre est donné par la partie entière de $\frac{k'_{z_1} d}{\pi} = \frac{\text{Re}(Y)d}{\pi}$. Ainsi, afin d'obtenir un pôle rayonnant d'ordre n , on initialise Y en imposant sur la partie réelle $\text{Re}(Y)$ une valeur proche de $n\pi/d$. Le résultat de minimisation de la fonction objectif en configuration monocouche ($d_2 = 0$) est noté Y_1 . Ce résultat sera le point initial de l'optimisation en configuration bicouche ($d_2 \neq 0$), i.e. $Y_0 = Y_1$.

Ainsi, le résultat de la minimisation de $|f_{obj}|$ en Y permet d'obtenir le pôle souhaité avec $k_{z_1} = Y$. k_{z_0} , k_{z_2} et k_x sont ensuite déduits des 3 dernières équations du système (D.1).

Bibliographie

- [AG09] D.E. Anagnostou, A.A. Gheethan, "A coplanar reconfigurable folded slot antenna without bias network for WLAN applications," *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 8, pp. 1057–1060, 2009.
- [ASE08] A. Alù, M. Silveirinha, et N. Engheta, "Transmission-line analysis of ϵ -near-zero-filled narrow channels," *Physical Review E*, vol. 78, no 1, p. 016604, 2008.
- [ASS⁺07] A. Alù, M. Silveirinha, A. Salandrino, et N. Engheta, "Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern," *Physical Review B*, vol. 75, no 15, p. 155410, 2007.
- [AT95] A. Alphones, et M. Tsutsumi, "Leaky wave radiation from a periodically photoexcited semiconductor slab waveguide," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 43, no. 9, pp. 2435–2441, Sep. 1995.
- [B05] C. A. Balanis, *Antenna Theory, Analysis and Design*, 3rd ed. New York: Wiley, 2005.
- [B14] O. Balosso, "Introduction des Ondes de Surface dans un Modèle Adapté de Faisceaux Gaussiens pour le Traitement du Couplage Antenne-Structure," Thèse, *Université Toulouse III – Paul Sabatier*, 2014.
- [BGH13] R. Baude, F. Gaboriau, et G. J. M. Hagelaar, "Wall current probe: a non invasive in situ plasma diagnostic for space and time resolved current density distribution measurement," *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, no 8, p. 083502, 2013.
- [BHM⁺99] G.G. Borg, J. H. Harris, D. G. Miljak, et N. M. Martin, "Application of plasma columns to radiofrequency antennas," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 22, pp. 3272–3274, 1999.
- [C91] R. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, 2nd ed. New York: IEEE Press, 1991, ch. 11.
- [CB11] P. Chabert, et N. Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. New-York : Cambridge, 2011.

- [CMR05] P. Colpo, T. Mezzani, and F. Rossi, "Inductively coupled plasmas: Optimizing the inductive-coupling efficiency for large-area source design," *Journal of Vacuum Science and Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 23, no. 2, pp. 270–277, Mar. 2005.
- [CZ69] R. E. Collin, et F. J. Zucker, *Antenna theory - Part 2*. McGraw-Hill, New York, 1969.
- [E52] J. E. Eaton, "On spherically symmetric lenses," *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol. 4, pp. 66-71, Déc. 1952.
- [EGT02] S. Enoch, B. Gralak, et G. Tayeb, "Enhanced emission with angular confinement from photonic crystals," *Applied physics letters*, vol. 81, no 9, pp. 1588-1590, 2002.
- [ETS02] S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Guérin, et P. Vincent, "A metamaterial for directive emission," *Physical Review Letters*, vol. 89, no 21, p. 213902, 2002.
- [FF78] M. D. Feit, et J. A. Fleck Jr., "Light propagation in graded-index optical fibers," *Applied optics*, vol. 17, no 24, pp. 3990-3998, 1978.
- [FLP⁺08] B. Fuchs, O. Lafond, S. Palud, L. Le Coq, M. Himdi, M. C. Buck, et S. Rondineau, "Comparative design and analysis of Luneburg and half maxwell fish-eye lens antennas," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 56, no 9, pp. 3058-3062, 2008.
- [FM94] L. B. Felsen et N. Marcuvitz, *Radiation and scattering of waves*. New York, IEEE Press, 1994, p. 481.
- [G11] F. B. Gross, *Frontiers in Antennas: Next Generation Design and Engineering*. McGraw-Hill Professional, 2011, ch. 9.
- [GH03] G. Grewal, and G. W. Hanson, "Optically-controlled solid-state plasma leaky-wave antenna," *Microwave Opt. Tech. Lett.*, vol. 39, pp. 450–453, Dec. 2003.
- [GO59] L. Goldstone, L. et A. Oliner, "Leaky-wave antennas I Rectangular waveguides," *Antennas and Propagation, IRE Transactions on*, 1959, vol. 7, no 4, p. 307-319.
- [GPA93] V. A. Godyak, R. B. Piejak, et B. M. Alexandrovich, "Probe diagnostics of non-Maxwellian plasmas," *Journal of applied physics*, vol. 73, no 8, pp. 3657-3663, 1993.
- [GSP09] L. Giroud, J. Sokoloff, et O. Pigaglio, "Reconfigurable EBG at 18 GHz using perimeter defects," *J. of Electromagn. Waves and Appl.*, vol. 23, pp. 1029-1037, 2009.
- [H09] R. C. Hansen, *Phased Array Antennas*, 2nd ed. New York: Wiley, 2009.
- [H40] W. W. Hansen, "Radiating electromagnetic waveguide," U.S., Patent 2.402.622, 1940.
- [H57] J. N. Hines, "A wide aperture tapered-depth scanning antenna," *Ohio*

State Univ. Res. Found., Columbus, OH, Tech. Rep. 667–7, Dec. 1957.

- [H59] R. C. Honey, "A flush-mounted leaky wave antenna with predictable patterns," *IRE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-7, pp. 320–329, Oct. 1959
- [HCdL00] L. Huang, Jung-Chih Chiao, et M. P. De Lisio, "An electronically switchable leaky wave antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, no. 11, pp. 1769–1772, Nov. 2000.
- [HFB11] G. J. M. Hagelaar, G. Fubiani, et J. P. Boeuf, "Model of an inductively coupled negative ion source: I. General model description," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 20, no 1, p. 015001, 2011.
- [HFSS] HFSS, <http://www.ansoft.com>, Ansoft Corporation.
- [HGW⁺93] J. Hopwood, C. R. Guarnieri, S. J. Whitehair, et J. J. Cuomo, "Langmuir probe measurements of a radio frequency induction plasma," *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 11, no. 1, pp. 152–156, Jan. 1993.
- [HGW93] J. Hopwood, C. R. Guarnieri, S. J. Whitehair, et J. J. Cuomo, "Electromagnetic fields in a radio-frequency induction plasma," *Journal of Vacuum Science & Technology A*, vol. 11, no 1, pp. 147-151, 1993.
- [HJ06] S. Hrabar, et G. Jankovic, "Scanning leaky-wave antenna based on a waveguide filled with plasma-like ENG metamaterial," *IEEE Mediterranean Electrotechnical Conference - MELECON 2006*, Malaga (Spain), May 16-19, 2006.
- [HP05] G. J. M. Hagelaar, et L. C. Pitchford, "Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 14, no. 4, pp. 722–733, Oct. 2005.
- [ISM⁺08] T. Ikeda, K. Sakakibara, T. Matsui, N. Kikuma, and H. Hirayama, "Beam-Scanning Performance of Leaky-Wave Slot-Array Antenna on Variable Stub-Loaded Left-Handed Waveguide," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 56, no. 12, pp. 3611–3618, Dec. 2008.
- [KBS⁺12] O. H. Karabey, S. Bildik, S. Strunck, A. Gaebler, et R. Jakoby, "Continuously polarization reconfigurable antenna element by using liquid crystal based tunable coupled line," *Electron. Lett.*, vol. 48, no. 3, pp. 141–143, 2012.
- [KDT⁺99] J. Krupka, K. Derzakowski, M. Tobar, J. Hartnett, et R. G. Geyer, "Complex permittivity of some ultralow loss dielectric crystals at cryogenic temperatures," *Measurement Science and Technology*, vol. 10, no. 5, pp. 387–392, May 1999.
- [KLA06] M. F. Karim, A. Q. Liu, A. Alphones, et A. B. Yu, "A novel reconfigurable filter using periodic structures," *Microwave Symposium Digest, 2006. IEEE MTT-S International*, pp. 943-946, 2006.

- [KSC14] A. Kallel, J. Sokoloff, T. Callegari, et O. Pigaglio, "A Tunable Electromagnetic Bandgap Structure Using Plasma," *Progress In Electromagnetics Research C*, vol. 50, p. 113-120, 2014.
- [L09] L. Liard, "Transport non linéaire dans un réacteur Hélicon," Thèse, Ecole Polytechnique, 2009.
- [L28] I. Langmuir, "Oscillations in ionized gases," *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 14: 627–637, 1928
- [L78] A. W. Love, *Reflector Antennas*. IEEE Press, New York, 1978.
- [LBC⁺06] G. Lovat, P. Burghignoli, F. Capolino, D. R. Jackson, et D. R. Wilton, "Analysis of directive radiation from a line source in a metamaterial slab with low permittivity," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 54, no. 3, pp. 1017-1030, 2006.
- [LCI02] L. Lei, C. Caloz, et T. Itoh, "Dominant mode leaky-wave antenna with backfire-to-endfire scanning capability," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 23, pp. 1414–1416, Nov. 2002.
- [LCI04] S. Lim, C. Caloz, et Tatsuo Itoh, "Metamaterial-based electronically controlled transmission-line structure as a novel leaky-wave antenna with tunable radiation angle and beamwidth," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 52, no. 12, pp. 2678–2690, Dec. 2004.
- [LCZ⁺08] Y. Luo, H. Chen, J. Zhang, L. Ran et J. A. Kong, "Design and analytical full-wave validation of the invisibility cloaks, concentrators, and field rotators created with a general class of transformations," *Physical Review B*, vol. 77, no 12, p. 125127, 2008.
- [LFS⁺98] P. Lampariello, F. Frezza, H. Shigesawa, M. Tsuji, et A. Oliner, "A versatile leaky-wave antenna based on stub-loaded rectangular waveguide: Part I—Theory," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 46, pp. 1032–1041, July 1998.
- [LH70] L. M. LaLonde, et D. E. Harris, "A High Performance Line Source Feed for the AIO Spherical Reflector," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 18, no. 1, pp. 41–48, Jan. 1970.
- [LJC⁺09] R. Liu, C. Ji, J. J. Mock, J. Y. Chin, T. J. Cui, et D. R. Smith, "Broadband ground-plane cloak," *Science*, vol. 323, no. 5912, pp. 366-369, 2009.
- [LKK⁺05] S. Lee, J. M. Kim, J. M. Kim, Y. K. Kim, et Y. Kwon, "Millimeter-wave MEMS tunable low pass filter with reconfigurable series inductors and capacitive shunt switches," *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 15, no. 10, pp. 691–693, 2005.
- [LL05] M. A. Lieberman, et A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. Wiley Interscience (2005).
- [LL06] Y. Li, et Y. Long, "Frequency-fixed beam-scanning microstrip leaky-wave antenna with multi-terminals," *Electronics Letters*, vol. 42, no. 1, pp. 7–8, Jan. 2006.

- [LRW⁺98] J. C. Lagarias, J. A. Reeds, M. H. Wright, and P. E. Wright, "Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions," *SIAM Journal of Optimization*, vol. 9, no. 1, pp. 112–147, 1998.
- [LSC⁺10] J. Lo, J. Sokoloff, T. Callegari, J. P. Boeuf, "Reconfigurable electromagnetic band gap device using plasma as a localized tunable defect," *Applied Physics Letters*, vol. 96, pp. 251501–251501-3, 2010.
- [M07] S. A. Maier *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, 2007.
- [M79] W. Menzel, "A new traveling-wave antenna in microstrip," *Archiv fur Elek-tronik und Ubertragungstechnik (AEU)*, vol. 33, no. 4, pp. 137–140, April 1979.
- [M80] D. T. Moore, "Gradient-index optics: a review," *Applied Optics*, vol. 19, no 7, pp. 1035-1038, 1980.
- [M91] W.M. Manheimer, "Plasma reflectors for electronic beam steering in radar systems," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, no. 6, pp. 1228–1234, 1991.
- [Matlab] MATLAB R2008b, The MathWorks, Inc., Natick, Massachusetts, United States.
- [MBS02] A. A. H. Mohamed, R. Block, et K.H. Schoenbach, "Direct current glow discharges in atmospheric air," *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 30, no. 1, pp. 182 –183, Feb. 2002.
- [MCR01] T. Meziani, P. Colpo, et F. Rossi, "Design of a magnetic-pole enhanced inductively coupled plasma source. Plasma Sources Science and Technology," vol. 10, no 2, p. 276, 2001.
- [MTK87] M. Matsumoto, M. Tsutsumi, et N. Kumagai, "Radiation of Millimeter Waves from a Leaky Dielectric Waveguide with a Light-Induced Grating Layer," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 35, no. 11, pp.1033–1042, Nov. 1987.
- [MTK88] H. Maheri, M. Tsutsumi, and N. Kumagai, "Experimental studies of magnetically scannable leaky-wave antennas having a corrugated ferrite slab/dielectric layer structure," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, no. 7, pp. 911–917, July 1988.
- [MWB⁺94] L. J. Mahoney, A. E. Wendt, E. Barrios, C. J. Richards, et J. L. Shohet, "Electron-density and energy distributions in a planar inductively coupled discharge," *Journal of applied physics*, vol. 76, no. 4, pp. 2041–2047, 1994.
- [O87] A. A. Oliner, "Leakage from higher modes on microstrip line with applications to antennas," *Radio Science*, vol. 22, no. 6, pp. 907–912, Nov. 1987.
- [O93] A. A. Oliner, "Leaky-wave antennas," dans *Antenna Engineering Handbook*, R. C. Johnson, Ed. New York: McGraw-Hill, 1993, ch. 10.

- [PBF⁺08] S. Paulotto, P. Baccarelli, F. Frezza, et D. Jackson, "Full-wave modal dispersion analysis and broadside optimization for a class of microstrip CRLH leaky-wave antennas," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 56, no. 12, pp. 2826–2837, Dec. 2008.
- [PBS⁺95] R. Patrick, F. Bose, P. Schoenborn, et H. Toda, "Coil configurations for improved uniformity in inductively coupled plasma systems," U.S. Patent 5 401 350, Mar. 28, 1995.
- [PFA08] S. K. Podilchak, A. P. Freundorfer, et Y. M. M. Antar, "Planar leaky-wave antenna designs offering conical-sector beam scanning and broadside radiation using surface-wave launchers," *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 7, pp. 155–158, 2008.
- [PSS06] J. B. Pendry, D. Schurig, et D. R. Smith, "Controlling electromagnetic fields," *Science*, vol. 312, no 5781, pp. 1780-1782, 2006.
- [R1892] B. Riemann, *Gesammelte Mathematische* 2e Aufl, 1892 Leipzig, pp. 424-430.
- [R76] P. Rozenfeld, "The electromagnetic theory of three-dimensional inhomogeneous lenses," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 24, no. 3, pp. 365-370, Mai 1976.
- [SE06] M. Silveirinha, et N. Engheta, "Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using ϵ -near-zero materials," *Physical review letters*, vol. 97, no 15, p. 157403, 2006.
- [SEM⁺00] K. H. Schoenbach, A. El-Habachi, M. M. Moselhy, W. Shi, et R. H. Stark, "Microhollow cathode discharge excimer lamps," *Physics of Plasmas*, vol. 7, no. 5, pp. 2186–2191, 2000.
- [SS99] Robert H. Stark and Karl H. Schoenbach, "Direct current glow discharges in atmospheric air," *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 25, pp. 3770–3772, 1999.
- [SST05] O. Sakai, T. Sakaguchi, et K. Tachibana, "Verification of a plasma photonic crystal for microwaves of millimeter wavelength range using two-dimensional array of columnar microplasmas," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 24, p. 241505-1-3, 2005.
- [THC⁺13] M. T. J. Tajudin, M. Himdi, F. Colombel, et O. Lafond, "Performance and radiation patterns of a reconfigurable plasma corner-reflector antenna," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, no 99, 2013.
- [TO62] T. Tamir and A. A. Oliner, "The influence of complex waves on the radiation field of a slot-excited plasma layer," *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-10, pp. 55–65, Jan. 1962.
- [TO63a] T. Tamir, et A. A. Oliner, "Guided complex waves: Part 1, Fields at an interface," *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, IET Digital Library, vol. 110, pp. 310–324. "Guided complex waves: Part 2, Relation to radiation patterns," vol. 110, pp. 325–334, Feb. 1963.

- [TO63b] Tamir, T.; Oliner, A.A., "The spectrum of electromagnetic waves guided by a plasma layer," *Proceedings of the IEEE*, vol.51, no.2, pp.317,332, Feb. 1963
- [VGC⁺14] S. Varault, B. Gabard, T. Crépin, J. Sokoloff, et S. Bolioli, "Reconfigurable modified surface layers using plasma capillaries around the neutral inclusion regime," *Journal of Appl. Phys.* Vol. 115, p. 084906, 2014.
- [VGS⁺11] S. Varault, B. Gabard, J. Sokoloff, et S. Bolioli, "Plasma-based localized defect for switchable coupling applications," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 13, p. 134103-1–3, 2011.
- [W19] H. Weyl, "Ausbreitung elektromagnetischer wellen über einem ebenen leiter" ("Propagation of electromagnetic waves over a conducting plane"), *Ann. Phys.* 60, 481–500 (1919).
- [YM05] Y. Yashchyshyn, et J. W. Modelski, "Rigorous analysis and investigations of the scan antennas on a ferroelectric substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 53, no. 2, pp. 427–438, Feb. 2005.
- [YV93] H. Y. Yee, et R. C. Voges, "Slot-Antenna Arrays," in *Antenna Engineering Handbook*, R. C. Johnson, Ed. New York: McGraw-Hill, 1993, ch. 9.
- [ZAL⁺12] T. Zervos, A.A. Alexandridis, F. Lazarakis, M. Pissas, D. Stamopoulos, E.S. Angelopoulos, et K. Dangakis, "Design of a polarisation reconfigurable patch antenna using ferrimagnetic materials," *IET Microw. Antennas Propag.*, vol. 6, no. 2, pp. 158–164, 2012.

Liste des Publications

Revues internationales avec comité de lecture

- “Leaky-wave Plasma Antenna With Tunable Radiation Angle”, **A. Kallel**, J. Sokoloff, et T. Callegari, *Microwave and Optical Technology Letters*, 2014, vol. 56, no 11, p. 2601-2604.
- “A tunable electromagnetic bandgap structure using plasma”, **A. Kallel**, J. Sokoloff, T. Callegari, et O. Pigaglio, *Progress In Electromagnetic Research C*, Vol. 50, 113-120, 2014.
- “Non-thermal plasma potentialities for microwave device reconfigurability”, J. Sokoloff, O. Pascal, T. Callegari, R. Pascaud, F. Pizarro, L. Liard, et **A. Kallel**, *Comptes Rendus Physique*, 13 April 2014.

Conférences internationales avec comité de sélection et publication des actes

- “Theory and simulations of a beam-scanning plasma antenna”, **A. Kallel**, J. Sokoloff, et T. Callegari, *Antennas and Propagation (EuCAP)*, 7th European Conference on IEEE, 8-12 Avril 2013, Goteborg.

Conférences nationales

- “Structure planaire à bande interdite électromagnétique reconfigurable par plasma”, **A. Kallel**, J. Sokoloff, T. Callegari, et J. Lo, 12èmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux (JCMM), 28-30 mars 2012, Chambéry.
- “Antenne à onde de fuite reconfigurable par plasma”, **A. Kallel**, J. Sokoloff et T. Callegari, 13èmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux (JCMM), 24-26 mars 2014, Nantes

Résumé

Nous proposons dans cette thèse l'étude et la conception d'une antenne plasma à ondes de fuite reconfigurable, en tirant profit du caractère accordable de la permittivité des décharges plasma par la puissance. La reconfigurabilité de l'antenne fonctionnant à fréquence fixe consiste au contrôle de la direction de rayonnement par la densité électronique du plasma, elle-même commandée par la puissance d'une source plasma radiofréquence externe fonctionnant à 13.56 MHz.

Le travail s'organise en trois parties.

Dans un premier temps, nous développons un modèle théorique pour étudier les ondes de fuite dans une configuration canonique 2D. Ce modèle permet de dimensionner les paramètres de l'antenne : permittivité, épaisseur et longueur du plasma. Des simulations avec un logiciel de simulation permettent de valider ce modèle. Nous réalisons dans ce travail le dimensionnement d'une antenne fonctionnant à 10 GHz. Le balayage angulaire du rayonnement d'une soixantaine de degrés obtenu avec cette antenne nécessite une densité électronique du plasma allant jusqu'à $1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

La deuxième partie du travail concerne l'aspect plasma. Nous choisissons tout d'abord une source plasma radiofréquence à couplage inductif pour notre antenne car répond aux critères fixés par le dimensionnement. Nous passons ensuite à la réalisation expérimentale de ce type de plasma ce qui nous permet de vérifier ces critères.

Enfin, nous passons aux conditions expérimentales avec des simulations de l'antenne en 3D. Nous réalisons ensuite un prototype de l'antenne.

Mots clé : Ondes de fuite, Plasma RF, Antenne reconfigurable, Métamatériaux, Antenne à balayage.

Abstract

In this work, a beam scanning leaky-wave antenna working at a fixed operating frequency and constructed from a grounded plasma layer is proposed. The radiation angle can be tuned by the plasma electron density which is controlled by the power.

A 2D theoretical model based on a canonical structure is proposed to study the leaky waves. The antenna parameters (plasma thickness, length and permittivity) are dimensioned using this theoretical model, at 10 GHz, and a microwave source is chosen to excite the antenna. The scanning range of about 60° needs a plasma reaching an electron density of $1.24 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

In a second step an inductively coupled plasma source is chosen since it meets the dimensioning requirements. The measurements of the plasma parameters confirm the requirements. Finally, the antenna prototype is designed.

Key-words: Leaky-wave, RF plasma, Tunable antenna, Metamaterial, beam-scanning.