

Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :
Francisco PIZARRO TORRES

le vendredi 20 décembre 2013

Titre :

Potentialités d'un plasma hors-équilibre localisé pour la réalisation
d'antennes imprimées reconfigurables ou autolimitantes

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED AA : Electromagnétisme et systèmes de haute fréquence, Ingénierie des plasmas

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA SCANR

Directeur(s) de Thèse :

M. Olivier PASCAL (directeur de thèse)
M. Romain PASCAUD (co-directeur de thèse)

Jury :

M. Thierry MONEDIERE - Président
M. Jean-Marc LAHEURTE - Rapporteur
M. Mohamed HIMDI - Rapporteur
M. Thierry CALLEGARI - Examineur
M. Laurent LIARD - Examineur
M. Philippe POULIGUEN - Examineur
M. Olivier PASCAL - Directeur de thèse
M. Romain PASCAUD - Co-Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse, Olivier PASCAL et Romain PAS-CAUD. Olivier, merci pour ta disponibilité, tes précieux conseils et ta confiance pendant le déroulement des travaux. Romain, merci beaucoup pour ta patience, ta disponibilité et ton soutien continu pendant ces trois ans (et demi si on compte le stage !). Merci de m'avoir présenté le monde des micro-ondes, qui fera partie intégrante de mon futur professionnel. Vous êtes tous les deux pour moi des modèles à suivre pour ce qui est de la façon d'aborder les choses autant dans le monde de la recherche que sur le plan académique.

Je remercie également mes encadrants en ce qui concerne l'aspect plasma, Thierry CAL-LEGARI et Laurent LIARD. Merci pour vos enseignements concernant le plasma (dont, il faut le dire, toute la physique est aussi complexe que fascinante. . .). Merci pour vos conseils et le temps que vous avez consacré à toutes les réalisations pratiques.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude aux Professeurs Jean-Marc LAHEURTE et Mohamed HIMDI pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi qu'au Professeur Thierry MONEDIERE et au Docteur Philippe POULIGUEN pour leur participation active au jury de thèse.

Je tiens également à remercier toutes les personnes qui ont participé à la réalisation des maquettes. Merci à Daniel GAGNEUX, Guillaume BEAUGENDRE, Matthieu BERRANGER, Philippe HENRICH et Kevin.

Je voudrais remercier toute l'équipe du DEOS à Jolimont. Merci pour la bonne ambiance du travail et votre convivialité, j'ai passé de très bonnes années à travailler dans votre équipe. Je veux dédier quelques lignes à tous les doctorants et post-doctorants de l'équipe. Merci François, Jean-Phi, Txema, Fred, Sam, Wang, Aurélien et Seb, il a été très agréable de travailler avec vous ! Merci pour tous ces bons moments !

Un grand merci à tous les amis et amies que j'ai connu pendant ces trois ans (la liste est trop longue pour vous citer tous, mais vous savez que je vous aime bien !). Merci à mes deux super-colocs, Nacho et Anna, pour leur amitié et leur patience, pour m'avoir supporté à la maison.

Je remercie également ma famille pour tout leur soutien même à distance. Je n'ai pas besoin d'écrire beaucoup ici car vous savez tous que je tiens à vous. Enfin, je remercie aussi cette personne qui m'a aidé énormément dans cette thèse par sa compagnie, son calme dans les moments les plus durs et ses corrections de français, merci beaucoup Camille !

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale	1
------------------------------	----------

1	5
Introduction aux plasmas	5

1.1	Introduction	6
1.2	Plasmas froids hors-équilibre	8
1.2.1	Principes physiques fondamentaux	8
1.2.1.i	Phénomènes d'ionisation dans un gaz	8
1.2.1.ii	Courbes de Paschen	9
1.2.1.iii	Claquage de Townsend	11
1.2.2	Paramètres caractéristiques d'un plasma froid hors-équilibre	12
1.2.2.i	Degré d'ionisation	12
1.2.2.ii	Pulsation plasma ω_p	13
1.2.2.iii	Longueur de Debye λ_{De}	13
1.2.2.iv	Fréquence de collision électron-neutre ν_p	13
1.2.3	Exemples de dispositifs générateurs de microdécharges plasma hors-équilibre	14
1.2.3.i	Microdécharges DC	14
1.2.3.ii	Microdécharges AC	16
1.2.3.iii	Microdécharges micro-ondes	16
1.2.4	Conclusion	17
1.3	Interaction plasma micro-ondes	18

1.3.1	Modèle de Drude de la permittivité diélectrique d'un plasma hors-équilibre non magnétisé	18
1.3.2	Dispersion dans un milieu plasma hors-équilibre, non magnétisé et infini	19
1.3.3	Interactions au niveau d'une interface air/plasma	22
1.3.4	Conclusion	23
1.4	Conclusion	24

2

État de l'art des dispositifs micro-ondes reconfigurables à base de plasma 27

2.1	La reconfigurabilité dans le domaine des antennes micro-ondes	28
2.1.1	Diverses stratégies de reconfigurabilité d'une antenne	28
2.1.1.i	Reconfigurabilité en fréquence	28
2.1.1.ii	Reconfigurabilité en diagramme	29
2.1.1.iii	Reconfigurabilité en polarisation	29
2.1.2	Dispositifs pour la reconfigurabilité micro-ondes et exemples d'application	30
2.1.2.i	Utilisation d'éléments localisés	30
2.1.2.ii	Utilisation de matériaux accordables	35
2.1.2.iii	Utilisation d'approches plus exotiques	37
2.1.3	Conclusion	39
2.2	Utilisation des plasmas pour la reconfigurabilité dans le domaine des micro-ondes	40
2.2.1	Exploitation du plasma comme un matériau à ϵ fortement négatif	41
2.2.1.i	Applications dans le domaine des circuits micro-ondes	41
2.2.1.ii	Applications dans le domaine des antennes	45
2.2.2	Exploitation du plasma comme un matériau à ϵ faiblement négatif	48
2.2.2.i	Applications dans le domaine des antennes	48
2.2.2.ii	Applications dans le domaine des matériaux et métamatériaux	50
2.2.3	Exploitation du plasma comme un matériau à ϵ nul ou positif	51
2.2.3.i	Applications dans le domaine des circuits	52
2.2.3.ii	Applications dans le domaine des antennes	53
2.3	Conclusion	53

3

Caractérisation micro-onde expérimentale d'une décharge plasma localisée du type MCSD 55

3.1	Introduction	56
3.2	Dispositifs de mesure	58
3.2.1	Ligne de transmission microruban intégrant une microdécharge	
	MCSD	58
3.2.1.i	Cathode	58
3.2.1.ii	Feuille diélectrique	60
3.2.1.iii	Anode 1	60
3.2.1.iv	Anode 2	60
3.2.1.v	Ligne de transmission microruban 50 Ω	61
3.2.1.vi	Dispositif final	61
3.2.2	Ligne de transmission microruban inversée intégrant une microdécharge	
	MCSD	62
3.3	Protocole expérimental	66
3.4	Résultats de mesure	68
3.4.1	Mesures du dispositif utilisant une ligne de transmission microruban	69
3.4.1.i	Puissance DC injectée à la décharge	69
3.4.1.ii	Coefficient de réflexion S_{11}	70
3.4.1.iii	Coefficient de transmission S_{21}	72
3.4.1.iv	Bilan de puissance micro-onde	75
3.4.2	Mesures du dispositif utilisant une ligne de transmission microruban	
	inversée	76
3.4.2.i	Puissance DC injectée à la décharge	76
3.4.2.ii	Coefficient de réflexion S_{11}	76
3.4.2.iii	Coefficient de transmission S_{21}	78
3.4.2.iv	Bilan de puissance micro-onde	78
3.5	Conclusion	79

4

Antenne imprimée reconfigurable en fréquence à base d'une microdécharge plasma 83

4.1	Introduction	84
4.2	Étude théorique	85
4.3	Validation numérique	88
4.4	Conception du prototype d'antenne imprimée	93
4.4.1	Dimensionnement et validation numérique	93

4.4.2	Réalisation	94
4.5	Caractérisation expérimentale	97
4.5.1	Protocole expérimental	97
4.5.2	Résultats de mesure	98
4.6	Conclusion	101

5 Antenne imprimée auto-limitante en puissance à base d'une microdécharge plasma 103

5.1	Introduction	104
5.2	État de l'art des dispositifs limiteurs de puissance	105
5.2.1	Caractéristiques d'un limiteur de puissance	105
5.2.2	Circuits limiteurs de puissance insérées dans une chaîne de réception .	106
5.2.3	Limiteurs de puissance insérées directement dans un circuit utile de la chaîne de réception	107
5.3	Principe de fonctionnement d'une antenne imprimée autolimitante à base d'avec une microdécharge MCSD	108
5.4	Étude numérique de l'effet autolimitant en puissance pour différentes antennes imprimées	109
5.4.1	Antenne imprimée rectangulaire	109
5.4.2	Antenne imprimée circulaire	112
5.4.3	Antenne imprimée annulaire	114
5.4.4	Conclusion	116
5.5	Validation expérimentale	117
5.5.1	Dispositif de mesure	118
5.5.2	Protocole expérimental	123
5.5.3	Résultats de mesure	125
5.5.4	Conclusion	131
5.6	Conclusion	131

Conclusion et perspectives 133

Bibliographie 137

Annexes 147

A Optimisation du placement et de la forme de l'anode 2 du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée	147
B Mesures complètes réalisées pour les dispositifs de mesure utilisant une ligne microruban et une ligne microruban inversée	151
C Modélisation d'un milieu plasma dans le logiciel Ansys HFSS	161
D Procédure de calibration du dispositif expérimental de caractérisation de l'antenne imprimée autolimitante en puissance	165
E Constantes utilisées	167

Contexte

Le développement des systèmes de communication sans fils, de la radionavigation et des capteurs sans contact conduit à une explosion du nombre de standards opérationnels pour ces systèmes (GSM 1, 2, 3, 4, Wifi a, b, g, n, Bluetooth, DCS, GPS, ...). Leur multiplication sur une même plateforme induit alors des difficultés de cohabitation, notamment pour le partage de l'espace de rayonnement. L'accroissement du nombre des antennes devient particulièrement critique en regard des difficultés d'implantation et des couplages qui résultent de leur plus grande proximité. Ajoutant à cela les impératifs de miniaturisation qui pèsent sur elles, les antennes concentrent alors de nombreuses contraintes et il devient impossible d'envisager les prochaines générations de systèmes comme résultant de la simple juxtaposition de fonctionnalités et de leurs antennes classiquement associées.

Il devient donc vital pour répondre aux nouveaux besoins de disposer d'éléments rayonnants qui répondent à plusieurs standards et intègrent une diversité de modes de fonctionnement. Ce besoin d'adaptabilité sous-tend tout un domaine de recherche en antennes, connu sous la dénomination d'antennes reconfigurables. C'est dans ce contexte que s'inscrit la thèse développée dans ce manuscrit.

Plusieurs stratégies sont aujourd'hui déployées dans les laboratoires pour répondre à ces questions. Elles utilisent des éléments localisés actifs tels que des diodes, des capacités variables ou des MEMS, ou encore des matériaux reconfigurables comme des cristaux liquides, des ferrites ou des matériaux ferroélectriques. Au cours des dix dernières années, de nombreuses publications ont ainsi présenté des solutions antennaires reconfigurables pour répondre à des cahiers des charges adaptatifs, souvent multistandards. Néanmoins, les stratégies évoquées précédemment couvrent difficilement le domaine des densités moyennes ou élevées de puissance micro-onde, typiquement dans la gamme de quelques dizaines de watts et davantage. Or ces niveaux de puissance correspondent à de nombreuses applications dans les systèmes de télécommunication et les radars, généralement pour les émetteurs. On les trouve par exemple dans les stations de base des réseaux de téléphonie mobile, à bord des satellites de télécommunications, dans les radars institutionnels, qu'ils concernent l'aviation civile ou bien le secteur de la défense, ...

L'utilisation de composants actifs, préférentiellement contrôlés électriquement et adaptés à des densités de puissance significatives, présente donc un intérêt significatif qui est adressé dans le cadre de cette thèse.

Depuis le développement des technologies radar durant la Seconde Guerre Mondiale, on utilise des tubes T/R (pour *Transmit/Receive*) qui sont compatibles avec les très fortes puissances des émetteurs radars pulsés, puissances qui peuvent atteindre plusieurs gigawatts en puissance instantanée ou mégawatts en puissance moyenne. Ces tubes contiennent en pratique un gaz neutre qui, lorsqu'il est soumis à un champ incident intense, s'ionise et devient conducteur. Ce changement d'état du gaz, aussi appelé plasma, modifie alors son interaction avec l'onde électromagnétique. Vu les puissances en jeu dans ces systèmes radars pulsés, ces dispositifs ont été optimisés pour fonctionner en guide d'onde métallique, le plus souvent rectangulaire. La plupart du temps, leur fonction est de protéger le récepteur radar, particulièrement sensible, lors de l'émission de l'impulsion de forte puissance car le récepteur et l'émetteur sont tous les deux connectés à la même antenne.

Dans la recherche de nouveaux composants pour les antennes et circuits micro-ondes, les décharges plasma semblent donc des candidates intéressantes en raison de leurs propriétés physiques. Le plasma, souvent défini comme étant le quatrième état de la matière, est un gaz ionisé, macroscopiquement neutre et qui possède des propriétés qui varient selon la façon de le produire. Dans le contexte des plasmas générés artificiellement en laboratoire, on trouve les plasmas froids hors-équilibre thermodynamique. Ils ont l'avantage de présenter une température qui reste proche de la température ambiante, ce qui est favorable en vue d'une d'intégration dans des circuits micro-ondes ou des antennes. De plus, ils présentent, dans le domaine des micro-ondes, une permittivité complexe ajustable. Elle peut atteindre des valeurs originales : négatives, nulle, ou comprises entre zéro et un. L'interaction d'une onde électromagnétique avec ce type de plasma peut être abordée par un modèle simple qui détermine que cette permittivité complexe est dépendante du type de gaz, de sa pression, de la densité électronique du milieu et de la fréquence de l'onde qui interagit avec le plasma. En contrôlant en particulier la répartition spatiale de densité électronique, on peut envisager l'utilisation d'un plasma froid hors équilibre comme élément actif dans une topologie d'antenne reconfigurable.

La question de l'utilisation de plasmas pour les antennes a conduit à plusieurs travaux référencés dans la dernière décennie. Par exemple, le plasma a été utilisé comme élément rayonnant ou réflecteur en profitant d'un comportement quasi-métallique. Il a été exploité en circuits comme limiteur de puissance, comme coupleur variable ou bien comme commutateur. Force est de constater que la grande majorité de ces études utilisent des décharges dont les volumes sont importants vis-à-vis de la taille du dispositif RF (e.g. tube plasma). Très peu d'études se sont orientées vers les décharges localisées qui offrent pourtant de perspectives intéressantes en termes d'intégration plasma / antenne et de pertes électromagnétiques.

Pourtant, les topologies de microdécharges ont constitué un domaine actif de recherche en plasma ces dernières années avec notamment la perspective d'un fonctionnement à haute pression. Elles ont pour caractéristique de générer des décharges plasmas localisées, qui peuvent éventuellement être compatibles avec des technologies imprimées micro-ondes. L'originalité de ce travail de thèse réside dans l'association de ces microdécharges avec la technologie des antennes imprimées.

Il se trouve que les ressources du site de Toulouse sur les registres à l'interface entre la physique et les technologies des micro-ondes et des plasmas ont été mobilisées par le Réseau

Thématique de Recherches Avancées en Sciences et Technologies pour l'Aéronautique et l'Es-pace (RTRA STAE) dans le cadre du projet PLASMAX de 2008 à 2011. Sous le pilotage de l'ONERA, de nombreux travaux fondamentaux et transversaux ont pu être déployés et ont bénéficié à la recherche présentée dans ce mémoire. La genèse de ce sujet original est à rechercher dans les échanges entre ces deux communautés qui étaient auparavant très séparées, bien qu'ayant en commun l'électromagnétisme Maxwellien.

Problématique et objectifs

L'objectif de ce travail est donc d'intégrer une microdécharge au sein d'une antenne micro-onde pour réaliser une antenne reconfigurable. Il faut donc évaluer la fonctionnalité en termes d'adaptation et de rayonnement et identifier dans quel cadre ce dispositif présente un potentiel applicatif.

De nombreuses études de l'interaction plasma / micro-onde portent sur des modèles simplifiés du milieu plasma. Souvent non collisionnels, homogènes et/ou irréalistes en densités électroniques, ne prenant pas en compte les effets des gaines, ces modèles " idéalisés " restent peu représentatifs. Ils traduisent également la difficulté pour les non spécialistes du domaine plasma à prendre en compte la complexité de la physique de ce milieu et la diversité des configurations qu'elle engendre. De ce point de vue, l'appui sur des investigations expérimentales est une orientation importante de ce travail. Elle permet d'envisager de s'affranchir des limites précédentes, mais elle conduit à d'autres interrogations, sur la répétabilité des conditions expérimentales, par exemple. Cette question fondamentale d'une interaction maîtrisée et localisée comme élément de base pour envisager des topologies plus sophistiquées nous a conduit à mettre temporairement de côté l'aspect rayonnement pour nous orienter vers une caractérisation en ligne de transmission, la plus large possible en termes de variation des divers paramètres physiques.

Les résultats ainsi obtenus ont conduit à l'identification de deux effets qui ont focalisé la suite des travaux. En premier lieu, le déphasage de l'onde électromagnétique apparaît possible sans trop de pertes. Cela nous donne la possibilité d'utiliser une telle décharge comme un élément actif pour la reconfigurabilité en fréquence d'une antenne planaire en bande X. En second lieu, l'absorption importante de la puissance incidente et les propriétés non linéaires du plasma vis-à-vis de l'onde ouvrent l'intérêt de son utilisation dans un dispositif limiteur de puissance, possiblement intégré à l'antenne.

Organisation du manuscrit

La thèse est organisée en cinq chapitres qui sont décrits ci-après.

Le premier chapitre est consacré à l'introduction des notions théoriques essentielles à la compréhension de la physique des plasmas froids et de leurs interactions avec les micro-ondes. En raison de nos objectifs, nous traitons spécifiquement des plasmas hors-équilibre thermodynamique qui présentent des caractéristiques au niveau thermique compatibles avec une intégration poussée dans un circuit micro-onde.

En première partie, on s'intéresse aux caractéristiques basiques qui décrivent une décharge

plasma. Une focalisation particulière est ensuite proposée sur les mécanismes de génération des microdécharges plasmas. En deuxième partie on présente un modèle élémentaire qui décrit l'interaction d'un milieu plasma froid hors-équilibre avec une onde électromagnétique incidente. La dépendance de la permittivité aux paramètres tels que la pression du gaz et le courant continu injecté dans la décharge est exposée. Des exemples en termes de dispersion et réflexion de l'onde dans le milieu plasma sont également traités.

Le deuxième chapitre, s'attarde sur les différentes techniques de reconfigurabilité et les composants et matériaux actifs qui sont classiquement associés. En complément, on présente un état de l'art des dispositifs micro-ondes qui intègrent une décharge plasma. Afin d'élargir le champ d'investigation, les antennes et les circuits sont associés dans cette revue. Une classification originale est introduite, selon la valeur de permittivité qui correspond au milieu plasma dans le dispositif.

Le troisième chapitre présente la caractérisation expérimentale d'une microdécharge avec deux dispositifs de mesure. Ces dispositifs s'appuient sur deux topologies de lignes de transmission microruban 50Ω : normale et inversée. Une unique microdécharge est précautionneusement insérée dans leurs centres. Chaque ligne permet donc l'évaluation large bande, en contrôlant plusieurs paramètres qui permettent de changer les caractéristiques physiques du plasma, notamment la pression du gaz et le courant continu injecté dans la décharge. Plusieurs résultats de mesures des paramètres S sont donc exposés et discutés.

Le quatrième chapitre présente une antenne imprimée reconfigurable en fréquence exploitant la microdécharge caractérisée dans le chapitre précédent. En effet, un déphasage significatif avec de faibles pertes a pu être identifié dans le haut de la bande, vers 10 GHz, et à basse pression, entre 2.5 et 10 torr. Tout d'abord, un modèle théorique simple de l'agilité en fréquence d'une antenne imprimée avec un plasma judicieusement localisé est exposé. Ensuite, on étudie l'intégration de la microdécharge dans cette topologie d'antenne imprimée inversée rectangulaire. Elle permet d'avoir un gap d'air sous l'antenne, et donc la possibilité de changer la permittivité relative de ce milieu une fois le plasma établi. Un prototype est décrit et caractérisé.

Finalement, **le cinquième chapitre** présente l'intégration d'une microdécharge dans une topologie d'antenne imprimée pour agir comme élément limiteur de puissance. Après une brève revue sur les limiteurs de puissance et le contexte des agressions HPM (High Power Microwave), en s'appuyant sur les choix qui produisent une absorption maximale quand le plasma est présent, plusieurs modèles d'antennes imprimées sont successivement testés en simulation. Le plus favorable en regard de l'effet recherché est alors réalisé et mesuré. L'effet de limitation est mis en évidence. La possibilité d'agir sur le seuil de déclenchement est envisagée.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION AUX PLASMAS

Avant de regarder plus en détails les applications des plasmas dans le domaine des micro-ondes, nous allons dans ce chapitre introduire les notions théoriques essentielles à la compréhension de la physique des plasmas et de leurs interactions avec les micro-ondes.

Après une introduction générale sur les plasmas et leur classification, nous traiterons spécialement des plasmas utilisés lors de nos travaux, à savoir les plasmas froids hors-équilibre thermodynamique. Différents exemples de dispositifs permettant la génération de ces plasmas seront présentés. Nous aborderons plus spécifiquement les dispositifs permettant de générer des microdécharges dans l'optique d'une intégration poussée dans des composants micro-ondes.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous traiterons d'un point de vue théorique de l'interaction entre une onde électromagnétique et un milieu plasma. Le modèle permettant d'exprimer la permittivité d'un milieu plasma en fonction de ses paramètres physiques sera analysé en s'appuyant sur des exemples canoniques pour bien comprendre l'effet de ces paramètres sur l'onde électromagnétique incidente.

Sommaire

1.1	Introduction	6
1.2	Plasmas froids hors-équilibre	8
1.2.1	Principes physiques fondamentaux	8
1.2.1.i	Phénomènes d'ionisation dans un gaz	8
1.2.1.ii	Courbes de Paschen	9
1.2.1.iii	Claquage de Townsend	11
1.2.2	Paramètres caractéristiques d'un plasma froid hors-équilibre	12
1.2.2.i	Degré d'ionisation	12
1.2.2.ii	Pulsation plasma ω_p	13
1.2.2.iii	Longueur de Debye λ_{De}	13
1.2.2.iv	Fréquence de collision électron-neutre ν_p	13
1.2.3	Exemples de dispositifs générateurs de microdécharges plasma hors-équilibre	14
1.2.3.i	Microdécharges DC	14

1.2.3.ii	Microdécharges AC	16
1.2.3.iii	Microdécharges micro-ondes	16
1.2.4	Conclusion	17
1.3	Interaction plasma micro-ondes	18
1.3.1	Modèle de Drude de la permittivité diélectrique d'un plasma hors-équilibre non magnétisé	18
1.3.2	Dispersion dans un milieu plasma hors-équilibre, non magnétisé et infini	19
1.3.3	Interactions au niveau d'une interface air/plasma	22
1.3.4	Conclusion	23
1.4	Conclusion	24

1.1 Introduction

Le plasma, connu comme le quatrième état de la matière, est défini comme un gaz ionisé, macroscopiquement neutre, qui peut se comporter comme un milieu conducteur électrique sous certaines conditions. Comme le montre la Figure 1.1, il existe de nombreux types de plasma qui peuvent être qualifiés par leur densité électronique n_e (i.e. le nombre d'électrons libres par unité de volume) et leur température électronique T_e . Les plasmas naturels, qui sont présents dans 99 % de l'univers, y sont par exemple cités. Parmi ces plasmas naturels, on retrouve les plasmas qu'on peut considérer comme fortement ionisés, tels que la foudre, la couronne solaire ou l'ionosphère. Dans la Figure 1.1, on trouve aussi des plasmas générés artificiellement. Les applications de ces plasmas artificiels sont nombreuses. Leurs utilisations concernent principalement la production lumineuse (e.g. les tubes néons) [1], le traitement de surfaces [2], le dépôt de couches minces de matériaux [3] ou encore la propulsion spatiale [4, 5, 6]. Dans notre travail nous allons nous intéresser aux plasmas artificiels collisionnels qui résultent des mécanismes de collision entre les électrons et les particules neutres présentes dans le gaz.

Pour créer artificiellement un plasma du type collisionnel à partir d'un gaz neutre, il est nécessaire de lui fournir de l'énergie car à température ambiante, l'énergie due à l'agitation thermique

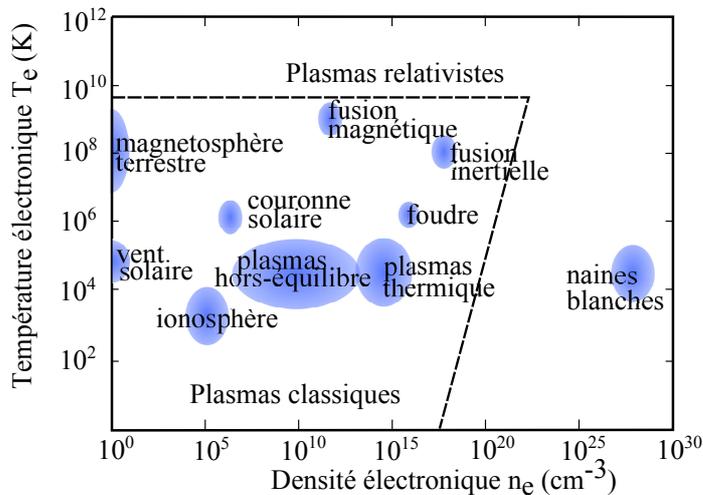


FIGURE 1.1 – Types de décharge plasma.

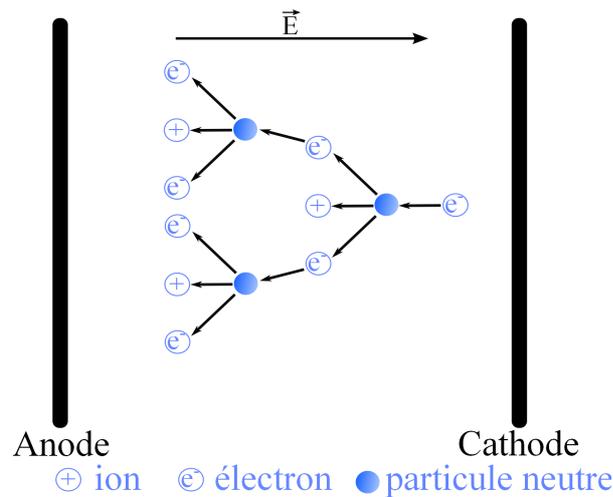


FIGURE 1.2 – Principe d’une avalanche électronique due à l’application d’un champ électrique entre deux électrodes.

n’est pas suffisante pour que les collisions entre particules changent la structure électronique du gaz. Ainsi, l’énergie fournie au gaz entraîne l’accélération des électrons libres dans le gaz et leurs collisions avec d’autres particules. Si les électrons ont acquis suffisamment d’énergie, ces collisions permettent l’ionisation des particules neutres et il y a donc davantage d’électrons libres entrant en collision avec les particules neutres du gaz. Ce processus est appelé avalanche électronique (Figure 1.2). Il permet la création dans le gaz d’une décharge et donc d’un milieu plasma. Les sources d’énergie classiquement utilisées pour ioniser un gaz reposent sur un échauffement thermique du gaz, sur l’utilisation d’une source laser focalisée ou encore sur l’application d’un champ électrique statique ou dynamique au gaz. En fonction de la source d’énergie considérée, il est possible de produire des plasmas avec différentes caractéristiques en termes de température et de densité électronique.

Une première classification possible pour les plasmas considère le degré d’ionisation δ du plasma qui renseigne sur la quantité d’électrons libres présents dans le gaz vis-à-vis du nombre de particules neutres. Les plasmas fortement ionisées sont ainsi appelés plasmas chauds. Dans ce cas, la quasi-intégralité des particules neutres du gaz est ionisée. C’est le cas, par exemple, des plasmas produits par fusion nucléaire. On trouve aussi en contrepartie des plasmas faiblement ionisés ou plasmas froids. Les plasmas produits artificiellement dans les laboratoires sont en général de cette catégorie. Parmi les différents types de plasmas froids on distingue généralement deux catégories :

- **Plasmas froids à l’équilibre thermodynamique** : il existe alors un équilibre thermique des particules, ce qui veut dire que les électrons, les ions et les neutres sont à la même température ($T_e \sim T_g$ avec T_e la température électronique et T_g la température du gaz). Ce type de plasma nécessite une température d’ionisation élevée d’environ 4000 K pour des éléments faciles à ioniser tels que le césium et 20000 K pour les éléments difficiles à ioniser comme l’hélium [7].
- **Plasmas froids hors-équilibre thermodynamique** : ce type de plasma a comme caracté-

téristique principale une température des électrons de l'ordre de quelques électron-volts¹, alors que les ions et les neutres ont des températures proches de la température ambiante ($T_e \gg T_g$). Cette caractéristique permet donc de créer des décharges plasma qui restent à des températures proches de la température ambiante.

Pour la suite de ces travaux, nous nous focaliserons exclusivement sur les plasmas froids hors-équilibre thermodynamique (ou plasmas froids hors-équilibre) pour deux raisons. La première raison concerne la température du plasma qui, dans ce cas, reste proche de la température ambiante. Cette caractéristique permet d'envisager leur intégration au sein de composants micro-ondes sans craindre un endommagement dû à des températures extrêmes. L'autre point important, qui concerne les plasma froids hors équilibre, relève de leur mécanisme de production. En effet, ils peuvent être produits par l'application d'un champ électromagnétique au gaz. Cette configuration autorise un contrôle relativement simple de la décharge en modifiant par exemple la tension appliquée aux bornes d'électrodes au sein du gaz. On retrouve alors l'idée d'un contrôle en tension d'un élément actif au sein de dispositifs micro-ondes reconfigurables.

1.2 Plasmas froids hors-équilibre

Les plasmas froids hors-équilibre sont des plasmas qui ont une densité électronique n_e comprise généralement entre 10^5 et 10^{15} cm^{-3} , avec des températures électroniques T_e pouvant varier sur plusieurs ordres de grandeurs et dont une valeur moyenne classique est de l'ordre de quelques eV, en fonction de la méthode de production du plasma. Dans ce cas précis, les interactions entre les particules du gaz déclenchant le processus d'ionisation s'effectuent principalement par des collisions entre les électrons et les neutres présents dans le gaz. En pratique, ce sont les électrons qui reçoivent l'énergie extérieure utile pour l'ionisation du gaz.

Dans cette section, nous allons présenter les principes physiques fondamentaux d'un plasma hors-équilibre ainsi que les paramètres qui le décrivent. Différents systèmes permettant la génération de ce type de plasma seront finalement introduits.

1.2.1 Principes physiques fondamentaux

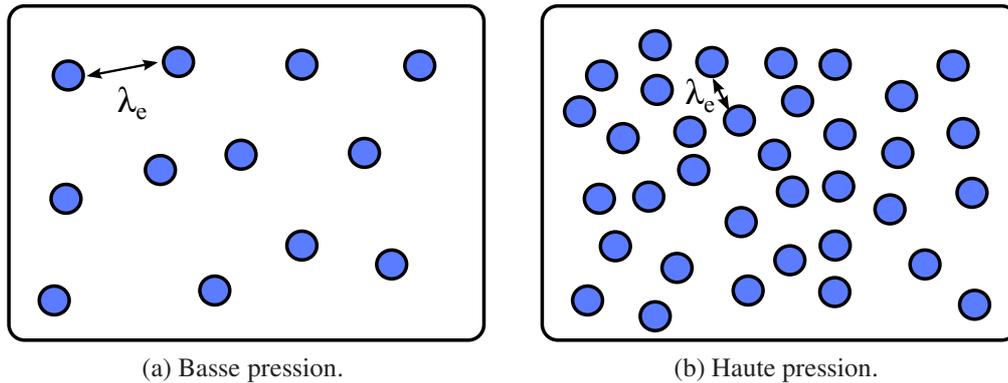
Comme mentionné précédemment, pour créer une décharge plasma hors-équilibre, il convient de fournir aux électrons libres présents dans le gaz l'énergie nécessaire pour amorcer le processus d'ionisation. Une solution consiste à appliquer au gaz un champ électrique. Dans un premier temps, et par souci de clarté, nous allons rappeler quelques concepts basiques sur les phénomènes d'ionisation dans un gaz.

1.2.1.i Phénomènes d'ionisation dans un gaz

Pour bien comprendre la dynamique des interactions dans un gaz, il convient tout d'abord d'introduire la notion de libre parcours moyen λ_e (en m). Ce paramètre nous donne une information sur la distance entre les particules dans un gaz, et il est défini comme :

$$\lambda_e \sim \frac{1}{NQ} \quad (1.1)$$

1. 1 eV \equiv 11600 K

FIGURE 1.3 – Libre parcours moyen λ_e dans un gaz à basse pression et à haute pression.

où Q représente la section efficace de collision électron-neutre (de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-11} m^{-2}) et N la densité de neutres dans le gaz en m^{-3} . La densité de neutres N s'obtient à partir de l'équation fondamentale des gaz :

$$P = Nk_bT \quad (1.2)$$

avec k_b la constante de Boltzmann ($k_b = 1.3806488 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$), T la température du gaz (en K) et P la pression du gaz (en Pascal). Ainsi, si on considère un volume de gaz donné à basse pression (cf. Figure 1.3a) la distance λ_e est plus importante qu'à haute pression (cf. Figure 1.3b) du fait d'une densité de neutres N moins importante. Cette distance de libre parcours moyen λ_e renseigne en quelque sorte sur la distance à parcourir par un électron avant d'avoir une interaction avec une particule neutre.

Cette interaction entre un électron et une particule neutre prend la forme d'une collision qui peut être élastique ou inélastique. Dans une collision élastique, l'électron garde pratiquement toute son énergie cinétique et une faible partie de cette énergie est transmise à la particule neutre. Ce type de collision ne permet pas l'ionisation des particules neutres du gaz. Une collision inélastique, en revanche, se produit lorsque l'énergie cinétique de l'électron est suffisamment importante pour que la particule neutre impactée soit transformée en ion en libérant un électron, ou soit portée sur un niveau excité. En général, l'ionisation d'un atome ou d'une particule, ainsi que le processus de désexcitation s'accompagne d'une émission d'un photon, d'où l'aspect lumineux d'une décharge plasma.

Au final, pour qu'il y ait ionisation du gaz, il faut donc des électrons libres auxquels on communique suffisamment d'énergie extérieure pour générer des collisions inélastiques entre électrons et neutres. Il y a généralement quelques électrons libres à l'état initial dus aux rayons cosmiques ou à la radioactivité normale, mais il existe d'autres moyens pour générer des électrons libres dans le gaz comme des techniques de préionisation du gaz, l'utilisation de sources radioactives,... Enfin, l'énergie nécessaire, aussi appelée énergie d'ionisation dépend essentiellement du type de gaz utilisé. Par exemple, l'énergie d'ionisation pour l'Argon est de 15.76 eV, pour le Néon de 21.56 eV et pour l'Hélium de 24.5 eV.

1.2.1.ii Courbes de Paschen

Lors de la création d'un plasma hors-équilibre par application d'un champ électrique, on applique une tension, par exemple continue, entre deux électrodes séparées par une distance d ,

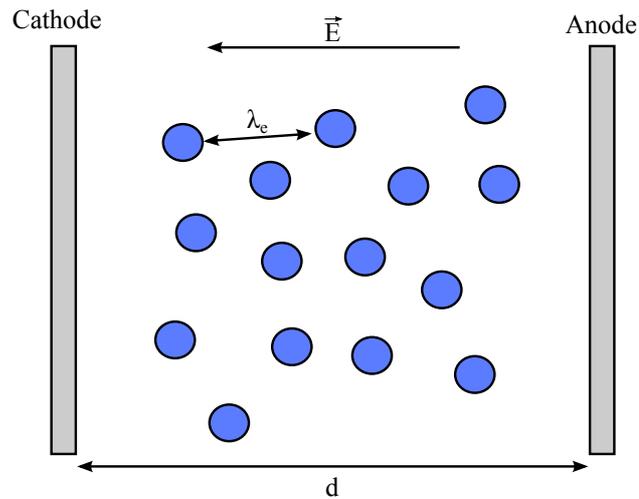


FIGURE 1.4 – Particules neutres de gaz entre deux électrodes.

dans un gaz à une pression P comme le montre la Figure 1.4. Comme mentionné précédemment, la distance λ_e qui sépare les particules neutres dans un gaz dépend de la pression du gaz. Plus la pression est forte, plus cette distance est faible.

La Figure 1.5 représente plusieurs courbes de Paschen, c'est-à-dire la tension minimale à appliquer entre les deux électrodes pour produire un plasma, ou tension de claquage, en fonction du produit Pd entre la pression P du gaz exprimée en torr¹ et la distance interélectrodes d exprimée en cm.

On remarque tout d'abord qu'il existe un produit Pd optimal pour chaque gaz qui permet de minimiser la tension de claquage du gaz.

La forme de ces courbes peut s'expliquer en raison du comportement des particules neutres dans le gaz. Prenons par exemple le cas de l'Argon, dont la valeur optimale Pd est proche de 1 torr.cm. Pour une distance d fixée, si la pression du gaz est trop basse, il se produit peu de collisions en raison de la séparation entre les particules neutres (distance λ_e trop importante). Les collisions étant rares dans l'espace interélectrodes il faut donner plus d'énergie pour ioniser le gaz, et donc augmenter la tension pour produire le claquage (côté gauche de la courbe de Paschen). Lorsque la pression est trop importante en revanche, les électrons effectuent beaucoup de collisions (distance λ_e faible), ce qui les empêche de gagner de l'énergie (côté droit de la courbe de Paschen). Dans ce cas-là, il est également nécessaire d'augmenter la tension appliquée à la décharge pour arriver au claquage. Il existe donc une pression optimale P pour une distance interélectrodes d donnée qui permet de minimiser la tension de claquage. Il est aussi intéressant d'observer qu'il existe une équivalence entre des décharges qui ont le même produit Pd . Par exemple une décharge produite dans l'Argon à 1 torr avec une distance interélectrodes de 1 cm requiert la même tension de claquage qu'une décharge dans le même gaz à une pression de 10 torr et une distance interélectrodes de 0.1 cm.

1. Pression atmosphérique égale à 760 torr

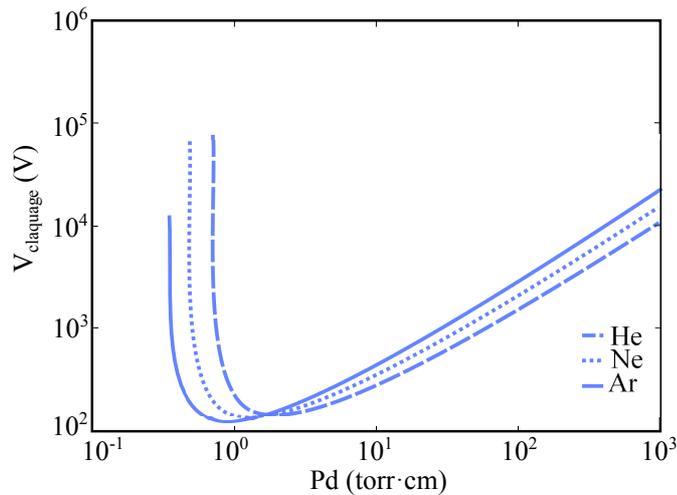


FIGURE 1.5 – Courbes de Paschen pour trois gaz différents (Argon, Néon et Hélium).

1.2.1.iii Claquage de Townsend

Pour un produit Pd typiquement inférieur à 100 torr.cm on peut utiliser la théorie de Townsend pour décrire les différentes étapes qui apparaissent lors de la création d'une décharge plasma. On parle aussi dans ce cas de décharge luminescente. Les différentes étapes sont les suivantes :

- **Avalanche électronique** : le champ électrique appliqué au gaz entraîne l'augmentation du nombre d'électrons libres. Ici, les ions se dirigent vers la cathode avec une vitesse inférieure à celle des électrons (en raison de leur masse) qui eux, se dirigent vers l'anode. Le déplacement plus lent des ions par rapport aux électrons a pour effet de créer une charge d'espace ionique dans l'espace interélectrodes. Le bombardement des ions sur la cathode entraîne aussi l'émission d'électrons secondaires, qui se multiplient par ionisation.
- **Pré-claquage** : comme mentionné précédemment, l'application d'une tension importante au gaz entraîne l'augmentation de la quantité d'ions dans l'espace interélectrodes en raison de la multiplication électronique plus importante côté anodique.
- **Claquage et formation du plasma** : pendant cette étape, le nombre d'ions continue à croître, ce qui augmente en valeur absolue le champ électrique du côté cathodique et le diminue du côté de l'anode. Ce phénomène provoque l'annulation du champ électrique du côté anodique, empêchant ainsi le libre passage des électrons vers l'anode. A partir de ce moment, la densité électronique augmente de façon à compenser la densité des ions, ce qui génère un milieu macroscopiquement neutre du côté anodique, le plasma.
- **État stationnaire** : s'il se crée davantage de particules chargées qu'il ne s'en perd, le nombre de particules chargées augmente et le plasma s'étend vers la cathode, ce qui provoque une compression de la région du champ vers la cathode. Une fois la quantité de particules chargées créées parvenue à un état d'équilibre (le nombre de particules créées est alors égal au nombre de pertes), la décharge rejoint alors un état stationnaire. Le plasma est donc dans ces conditions une région macroscopiquement neutre, avec un champ quasi nul. Lorsque le plasma est à cet état, il apparaît également une zone au niveau de la cathode appelée gaine. C'est une région de forte charge d'espace ionique créant

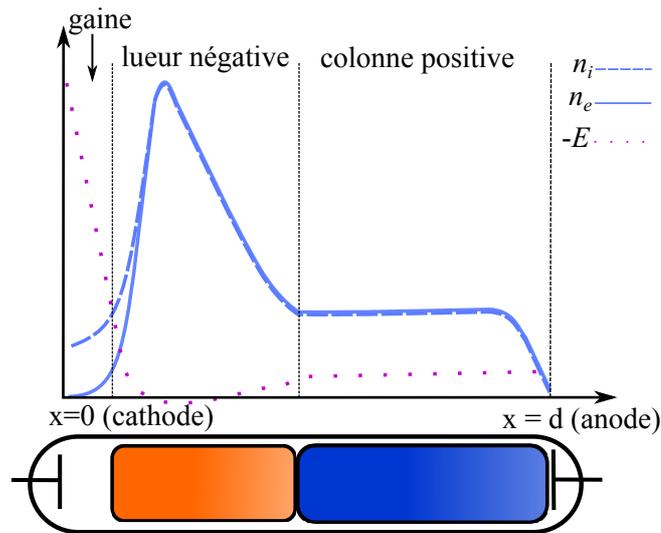


FIGURE 1.6 – Distribution des particules chargées d'une décharge lumineuse.

un champ électrique élevé. Dans la gaine se distribue une grande partie de la tension appliquée. La distribution des particules chargées dans l'état stationnaire est représentée sur la Figure 1.6. Il est possible de distinguer deux zones dans la distribution des particules dans la décharge (hormis la gaine). Tout d'abord la lueur négative, où se trouve une forte densité électronique et qui est entretenue par des électrons émis par la cathode et accélérés dans la gaine. L'autre zone est la colonne positive, qui présente une densité électronique plus faible que la lueur négative, et qui est entretenue par le champ électrique local.

1.2.2 Paramètres caractéristiques d'un plasma froid hors-équilibre

Pour mieux comprendre l'interaction entre un milieu plasma froid hors-équilibre et une onde électromagnétique, il convient d'introduire quelques paramètres décrivant le comportement intrinsèque d'un plasma.

1.2.2.i Degré d'ionisation

Le degré d'ionisation δ d'un plasma est défini comme :

$$\delta = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (1.3)$$

où n_e est la densité électronique et N la densité de neutres. La densité de neutres N est proportionnelle à la pression du gaz comme indiqué par l'équation 1.2.

Un plasma faiblement ionisé possède classiquement un degré d'ionisation $\delta < 10^{-4}$. Il existe alors très peu d'électrons en comparaison avec le nombre de neutres. On comprend bien que pour obtenir une densité électronique importante pour un degré d'ionisation donné, il convient alors de travailler à plus forte pression.

1.2.2.ii Pulsation plasma ω_p

Si on considère un milieu plasma déjà établi et qu'on le soumet à une perturbation extérieure locale sous la forme d'un champ électrique incident qui altère la distribution des charges, le plasma tend alors à revenir à un état d'équilibre. Les forces produites par cette différence de potentiel à l'intérieur du volume font que les électrons oscillent en cherchant à retourner vers un point d'équilibre. Ces oscillations de type harmonique se produisent à la pulsation plasma ω_p (en rad/s) [8] :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.4)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide ($\epsilon_0 = 8.85418782 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$), m_e la masse de l'électron ($m_e = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$) et e la charge de l'électron ($1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$). Cette pulsation ω_p dépend en pratique de la densité électronique n_e du gaz. Comme nous le verrons par la suite, la pulsation plasma joue un rôle important lorsque les interactions plasma/micro-ondes sont en jeu.

1.2.2.iii Longueur de Debye λ_{De}

Le plasma est un milieu macroscopiquement neutre. Le bilan global des charges reste donc nul tant que l'on considère un volume suffisant, contenant un grand nombre de charges. Cependant, il existe une échelle de distance où un écart à la neutralité peut être observé. Dans le plasma, cette distance s'appelle la longueur de Debye (en m) :

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{e^2 n_e}} \quad (1.5)$$

Pour obtenir la neutralité électrique, une échelle d'observation supérieure à λ_{De} est nécessaire. Pour les distances supérieures à la longueur de Debye, le potentiel électrostatique est écranté et décroît exponentiellement vers zéro [9]. On remarque que cette longueur dépend essentiellement de la densité électronique, qui présente normalement des variations plus importantes par rapport à la température électronique T_e [8].

Un gaz ionisé est donc considéré comme un plasma quand sa densité électronique est suffisamment importante pour que la longueur de Debye λ_{De} reste bien inférieure à la dimension de la décharge.

1.2.2.iv Fréquence de collision électron-neutre ν_p

Enfin, une dernière caractéristique importante d'un plasma froid hors-équilibre est sa fréquence de collision électron-neutre ν_p (en s^{-1}). Ce paramètre nous informe sur la fréquence des collisions entre les électrons et les neutres. On s'intéresse tout particulièrement à ces interactions puisqu'elles prédominent dans le cas des plasmas froids hors-équilibre. L'expression de la fréquence de collision électron-neutre est donnée par l'équation suivante :

$$\nu_p \sim \frac{\nu_e}{\lambda_e} \quad (1.6)$$

où v_e est la vitesse électronique (de l'ordre de 10^7 à 10^8 cm/s) et λ_e le libre parcours moyen comme défini dans l'équation (1.1). La fréquence de collision dépend donc de la pression du gaz, comme le libre parcours moyen. Plus la pression est élevée, plus v_p est importante. Par exemple, dans l'Argon, la valeur estimée de la fréquence de collision pour une pression de 1 torr est de $5 \cdot 10^9$ s⁻¹ contre $25 \cdot 10^{10}$ s⁻¹ pour une pression de 50 torr. Les valeurs des fréquences de collision varient aussi entre différents gaz. Par exemple, pour un mélange Néon-Xénon (Néon 99% et Xénon 1%) la fréquence de collision pour une pression de 1 torr est d'environ $1.3 \cdot 10^9$ s⁻¹. Cette différence s'explique par la différence de section efficace des particules neutres qui composent le gaz. Nous verrons par la suite que la fréquence de collision électron-neutre intervient directement lorsqu'il s'agit d'étudier les interactions plasma/micro-ondes.

1.2.3 Exemples de dispositifs générateurs de microdécharges plasma hors-équilibre

Maintenant que les mécanismes de création d'un plasma ainsi que ses paramètres physiques ont été exposés, il est intéressant de considérer les dispositifs permettant la génération d'une décharge plasma froid hors-équilibre par l'application d'un champ électrique statique (tension DC) ou dynamique (champ AC ou RF). La grande partie des dispositifs existants permettent la génération de plasmas dans des tubes ou dans des cavités de dimensions relativement importantes. Les applications visées concernent alors la gravure ou le dépôt de couches minces en microélectronique [10], la production de lumière [11] ou le traitement de gaz [12, 13]. Le problème principal est que les dimensions des plasmas générés et ces systèmes de production ne sont pas compatibles avec une intégration dans des circuits imprimés micro-ondes.

Depuis quelques années de nombreuses études ont conduit à la réalisation de dispositifs de plus petites dimensions appelés microdécharges [14, 15, 16, 17]. Les applications visées concernent principalement le traitement de surfaces et les applications biomédicales. Ces dispositifs compacts permettent de générer des décharges localisées de petite taille. Ces caractéristiques nouvelles laissent envisager une intégration simplifiée dans un circuit imprimé micro-ondes.

1.2.3.i Microdécharges DC

L'objectif principal qui a conduit à la réalisation de microdécharges DC est la volonté de générer des décharges à pression atmosphérique. Comme mentionné en Section 1.2.1.ii, les décharges générées à partir d'une tension continue suivent la loi de Paschen. La tension de claquage dépend donc du produit entre la distance d entre les électrodes et la pression P du gaz. Étant donné que, pour beaucoup de gaz, on a une tension de claquage optimale pour des valeurs de Pd comprises entre 0.1 et 10 torr-cm, la distance entre les électrodes pour une décharge à pression atmosphérique est d'environ 100 μ m. Le dispositif doit alors avoir des dimensions similaires. On peut néanmoins envisager des topologies millimétriques voire centimétriques selon les gammes de pression à adresser, ce qui reste compatible avec nos objectifs d'intégration.

La Figure 1.7 montre quelques topologies de microdécharges DC. L'idée générale est toujours la même, à savoir appliquer un potentiel DC entre deux électrodes. Les différences principales entre les décharges à cathode creuse (MHCD pour *Micro Hollow Cathode Discharge*)

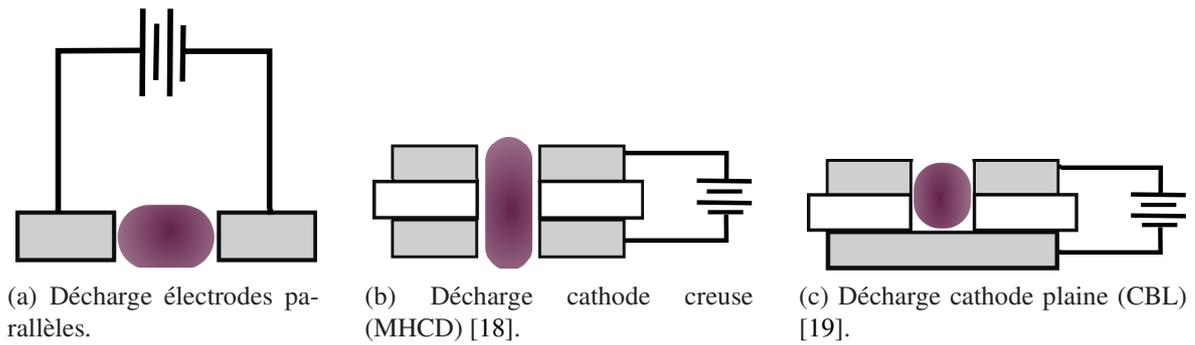
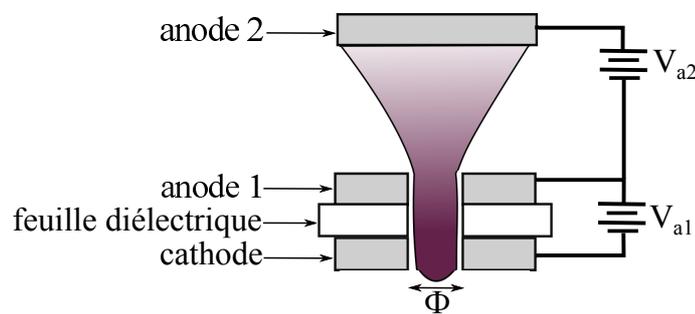


FIGURE 1.7 – Microdécharges DC.

FIGURE 1.8 – Microdécharge DC du type *Micro-Hollow Cathode Sustained Discharge* (MCSD).

et à cathode plane (CBL pour *Cathode Boundary Layer*) concernent d'une part la densité électronique maximale atteignable [20], et d'autre part leur stabilité au profit de la MHCD [21]. Cette stabilité de la MHCD est due à la géométrie de la cathode, qui permet à la décharge de s'étaler à l'extérieur de la cathode. Cela offre donc la possibilité d'augmenter le courant sans passer vers un régime d'arc pour la décharge. Au final, on observe donc une augmentation de la densité électronique au niveau de la cathode, qui peut atteindre des valeurs comprises entre 10^{14} et 10^{16} cm^{-3} à pression atmosphérique [17]. En revanche, à forte pression, la température peut s'élever à quelques centaines de degrés au niveau de la cathode [22] ce qui peut raccourcir sa durée de vie. De manière générale, le principal inconvénient avec ces microdécharges DC est la durée de vie des électrodes. Le bombardement constant de la cathode par des particules chargées entraîne à long terme l'érosion de l'électrode et peut aussi contaminer la décharge.

Plus récemment, il a été proposé une solution de microdécharge permettant la création d'un plasma d'un volume plus important à pression atmosphérique. Cette configuration est connue sous le nom de *Micro-hollow Cathode Sustained Discharge* (MCSD). La Figure 1.8 représente la topologie d'une décharge MCSD. On remarque l'ajout d'une anode supplémentaire au-dessus de la structure MHCD. Ainsi, pour la création de la décharge on utilise une structure MHCD constituée d'une cathode et d'une anode séparées par une feuille diélectrique (pour l'isolation électrique entre les deux électrodes). Un trou de diamètre Φ est percé entre l'anode et la cathode. Les dimensions de ce trou (diamètre Φ et hauteur) dépendent des conditions de pression de la décharge [23, 24]. Pour générer la décharge, on applique entre la cathode et l'anode 1 une tension DC suffisante pour déclencher un plasma à l'intérieur du trou de diamètre Φ . Une fois

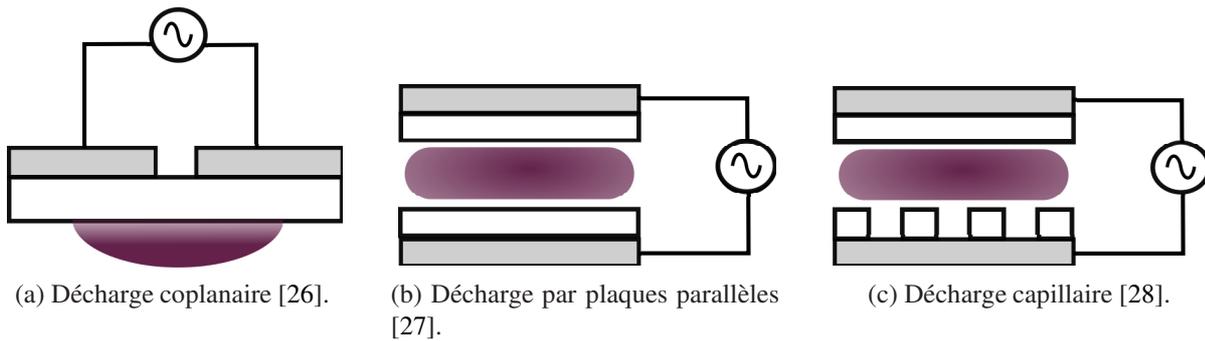


FIGURE 1.9 – Microdécharges AC.

la décharge établie, on polarise l'anode 2 avec une tension DC (qui dépend de la distance d qui sépare les deux anodes). Cette tension tire les électrons vers l'extérieur du trou et crée une décharge d'un volume plus important. Ici, la cathode se comporte comme une source d'électrons et la décharge s'établit entre la cathode et l'anode supplémentaire. Cette décharge permet une diffusion stable des électrons et elle peut être établie à pression atmosphérique sans la formation d'arcs.

Cette décharge présente plusieurs avantages si l'on considère son intégration dans un circuit imprimé. Le premier point intéressant concerne la possibilité d'avoir une décharge plus volumineuse, et donc une zone d'interaction plus importante entre le champ électromagnétique présent dans le circuit imprimé et le plasma, tout en conservant un dispositif planaire relativement compact. De plus, cette topologie permet la création de la décharge en deux étapes, ce qui peut s'avérer avantageux en termes de contrôle et de temps de commutation de la décharge.

1.2.3.ii Microdécharges AC

Les microdécharges AC les plus répandues sont les microdécharges à barrière diélectrique. Elles consistent à recouvrir les électrodes avec un diélectrique pour limiter le courant grâce à l'effet capacitif introduit par les diélectriques (verre, quartz, céramique,...) et donc empêcher la transition vers un mode arc de la décharge [25]. Ces dispositifs sont alimentés avec une tension alternative (sinusoïdale ou pulsée) à très basse fréquence (de l'ordre du kHz). La Figure 1.9 représente plusieurs topologies de microdécharges à barrière diélectrique.

Parmi les applications de ce type de microdécharges, on trouve par exemple les écrans plasma [26], la production d'ozone ou le traitement des gaz d'échappement [12, 13].

L'utilisation d'une microdécharge à barrière diélectrique dans notre cas soulève la question d'éventuels problèmes d'intermodulation entre le signal micro-ondes qui interagit avec le plasma et le signal alternatif BF qui sert à générer le plasma. L'autre problème de ces décharges concerne l'évolution temporelle de la densité électronique sur plusieurs ordres de grandeurs au cours d'une période du signal AC d'alimentation.

1.2.3.iii Microdécharges micro-ondes

Récemment, quelques travaux ont montré la faisabilité de microdécharges plasma à pression atmosphérique en utilisant des circuits imprimés micro-ondes. La Figure 1.10 montre quelques

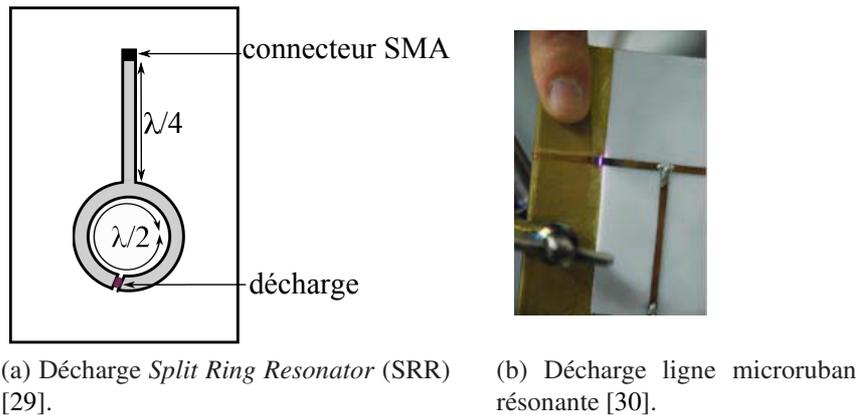


FIGURE 1.10 – Microdécharges micro-ondes.

exemples de dispositifs micro-ondes pour la génération de plasmas [29, 30]. Dans ce type de dispositifs, le plasma est généré par des structures très résonantes, qui présentent ainsi un champ électrique micro-ondes intense dans une région du dispositif. Ce champ électromagnétique dynamique entraîne l'ionisation du gaz généralement pour des longueurs inférieures à la longueur d'onde qui excite la décharge.

Ces résultats pratiques mettent en avant des questions intéressantes quant à la non-linéarité du plasma vis-à-vis d'une onde incidente. Ces effets non-linéaires peuvent aussi être mis à profit, comme nous le verrons dans le Chapitre 5, pour des applications de reconfigurabilité de signaux micro-ondes de forte puissance.

1.2.4 Conclusion

Cette section relativement importante a permis de mettre en avant les caractéristiques principales de la production d'un milieu plasma froid hors-équilibre thermodynamique. Ce type de plasma, produit par des mécanismes collisionnels entre des électrons libres et des particules neutres, présente l'avantage d'avoir une température de fonctionnement proche de la température ambiante. Plusieurs paramètres sont associés à ce type de décharges et notamment la pulsation plasma ω_p et la fréquence de collision électron-neutre ν_p qui sont, comme nous le verrons dans la section suivante, de première importance dans les interactions plasma/micro-ondes. Enfin, plusieurs dispositifs de génération de microdécharges plasma compatibles avec une intégration dans un circuit imprimé ont été présentés. Parmi ces différentes configurations, la décharge MCSD à trois électrodes présente a priori les caractéristiques les plus intéressantes avec d'une part l'utilisation de tensions DC pour éviter d'éventuels produits d'intermodulation, et d'autre part l'utilisation de trois électrodes pour avoir une souplesse au niveau du contrôle de la microdécharge.

Avant de considérer l'intégration de ce type de microdécharge dans un dispositif micro-ondes, il convient de donner quelques bases théoriques concernant l'interaction entre une onde électromagnétique et un milieu plasma.

1.3 Interaction plasma micro-ondes

Afin de mieux appréhender les potentialités d'un plasma en termes de reconfigurabilité micro-ondes, nous allons présenter les bases de l'interaction plasma/micro-ondes. Dans un premier temps, le modèle électromagnétique d'un plasma froid hors-équilibre non magnétisé sera introduit, puis discuté. Dans un second temps, quelques exemples canoniques d'interaction plasma micro-ondes seront présentés.

1.3.1 Modèle de Drude de la permittivité diélectrique d'un plasma hors-équilibre non magnétisé

Pour modéliser un milieu plasma d'un point de vue électromagnétique, on exprime classiquement sa permittivité relative complexe à partir du modèle de Drude [31]. Pour déterminer son expression, il faut considérer l'équation de mouvement appliquée aux électrons du plasma lorsqu'ils sont soumis à un champ électromagnétique incident, par exemple un champ électromagnétique micro-ondes. Si on considère un milieu plasma non magnétisé (i.e. sans champ magnétique externe), l'équation de la dynamique appliquée aux électrons s'écrit :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -e\vec{E} - m_e \nu_p \vec{v}_e \quad (1.7)$$

où \vec{v}_e est le vecteur vitesse de dérive des électrons, ν_p la fréquence de collision électron-neutre, m_e la masse électronique, e la charge élémentaire d'un électron et \vec{E} le champ électrique incident. Le premier terme de la partie droite de l'équation traduit la force de Lorentz électrique due au champ incident, tandis que le second terme rend compte de l'amortissement dû aux collisions dans le plasma. En régime harmonique, l'équation (1.7) a pour solution :

$$\vec{v}_e = -\frac{e}{m_e} \frac{\nu_p - j\omega}{\nu_p^2 + \omega^2} \vec{E} \quad (1.8)$$

avec ω la fréquence angulaire de l'onde électromagnétique incidente. A partir de la valeur de la vitesse de dérive, on peut exprimer le vecteur densité de courant électrique \vec{J} :

$$\vec{J} = -en_e \vec{v}_e = \frac{e^2 n_e}{m_e} \frac{\nu_p - j\omega}{\nu_p^2 + \omega^2} \vec{E} \quad (1.9)$$

On en déduit alors l'expression de la conductivité complexe σ du milieu plasma à partir de la loi d'Ohm microscopique $\vec{J} = \sigma \vec{E}$. Si on insère l'expression de la pulsation plasma ω_p (équation (1.4)) dans l'équation (1.9), on obtient l'expression de la conductivité du milieu plasma en fonction de la fréquence de collision ν_p , de la pulsation plasma ω_p , et de la pulsation de l'onde incidente ω :

$$\sigma = \sigma' + j\sigma'' = \epsilon_0 \frac{(\omega_p/\omega)^2 \nu_p}{1 + (\nu_p/\omega)^2} - j\epsilon_0 \frac{\omega_p^2/\omega}{1 + (\nu_p/\omega)^2} \quad (1.10)$$

Le modèle de Drude nous donne donc une expression de la conductivité complexe d'un milieu plasma froid hors-équilibre non magnétisé. L'introduction d'un champ magnétique aurait pour principale influence de créer de l'anisotropie dans l'expression de la conductivité du plasma.

A partir de l'équation de Maxwell-Ampère ($\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\epsilon\vec{E}$), on peut obtenir une expression équivalente en terme de permittivité diélectrique du milieu plasma :

$$\nabla \times \vec{H} = \left(\frac{\sigma''}{\omega\epsilon_0} + 1 - j\frac{\sigma'}{\omega\epsilon_0} \right) j\omega\epsilon_0\vec{E} = j\omega\epsilon_0(\epsilon' - j\epsilon'')\vec{E} \quad (1.11)$$

où l'on remplace les termes de conductivité obtenus dans l'équation (1.9) pour obtenir la permittivité relative complexe du plasma ϵ_p :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\nu_p\omega} \quad (1.12)$$

que l'on peut aussi écrire sous la forme suivante

$$\epsilon_p = \epsilon' - j\epsilon'' = 1 - \frac{(\omega_p/\omega)^2}{1 + (\nu_p/\omega)^2} - j\frac{(\omega_p/\omega)^2(\nu_p/\omega)}{1 + (\nu_p/\omega)^2} \quad (1.13)$$

Comme l'expression de la conductivité, celle de la permittivité dépend de la fréquence de collision électron-neutre ν_p , de la pulsation plasma ω_p et de la fréquence angulaire ω de l'onde électromagnétique qui interagit avec le plasma. En fonction des valeurs des paramètres physiques de la décharge plasma, tels que la fréquence de collision électron-neutre ν_p ou la pulsation plasma ω_p , la partie réelle de la permittivité relative du plasma peut ainsi prendre des valeurs négatives, nulles ou comprises entre zéro et un pour une pulsation donné. La Figure 1.11 montre les parties réelle ϵ' et imaginaire ϵ'' de la permittivité relative du plasma en fonction des rapports ν_p/ω et ω_p/ω . Cette figure nous donne un premier aperçu des valeurs qu'on peut atteindre pour ϵ_p selon les valeurs de ν_p , ω_p et ω .

1.3.2 Dispersion dans un milieu plasma hors-équilibre, non magnétisé et infini

A partir de l'expression de la permittivité relative du plasma (Équation 1.12), on peut écrire l'expression du nombre d'onde d'une onde électromagnétique qui se propage dans un milieu plasma infini de la façon suivante :

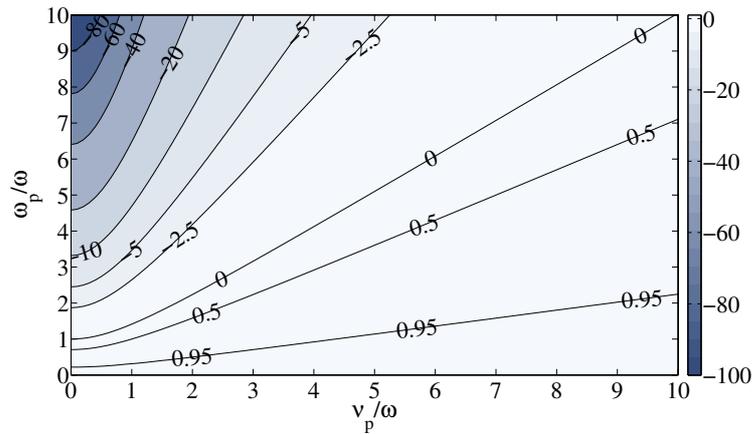
$$k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = k_0\sqrt{\epsilon_p} = k' - jk'' \quad (1.14)$$

avec k_0 égal à ω/c où c est la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le vide $c \sim 3 \times 10^8$ m/s. La Figure 1.12 montre la variation du nombre d'onde complexe k en fonction des rapports ν_p/ω et ω_p/ω et normalisé par k_0 .

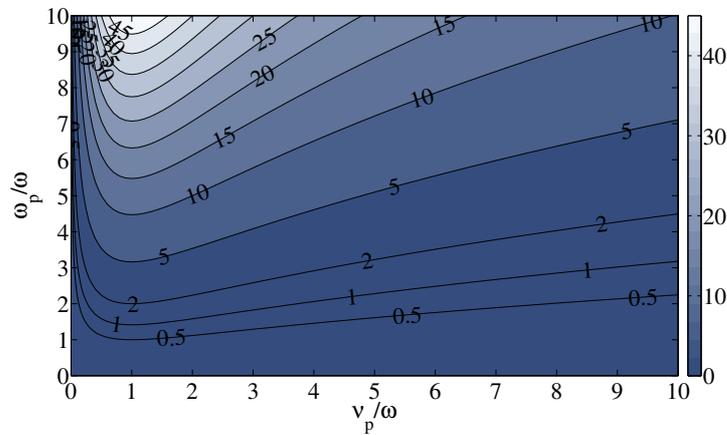
En l'absence de collisions (i.e. $\nu_p = 0$), l'expression du nombre d'onde devient :

$$k = k_0\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (1.15)$$

Dans le cas où $\omega \ll \omega_p$, et toujours en l'absence de collisions, le nombre d'onde devient purement imaginaire et donc il n'y a pas de propagation dans le milieu plasma ($k \simeq jk_0\omega_p/\omega$).



(a) Partie réelle ϵ' .



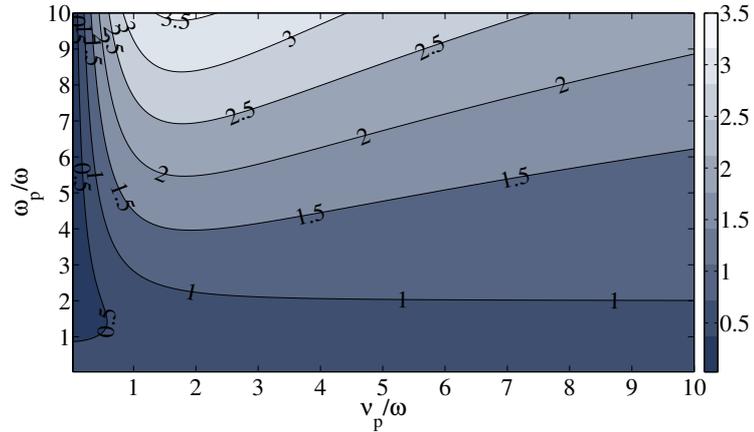
(b) Partie imaginaire ϵ'' .

FIGURE 1.11 – Variation de la permittivité relative complexe ϵ_p du plasma en fonction de ν_p/ω et ω_p/ω .

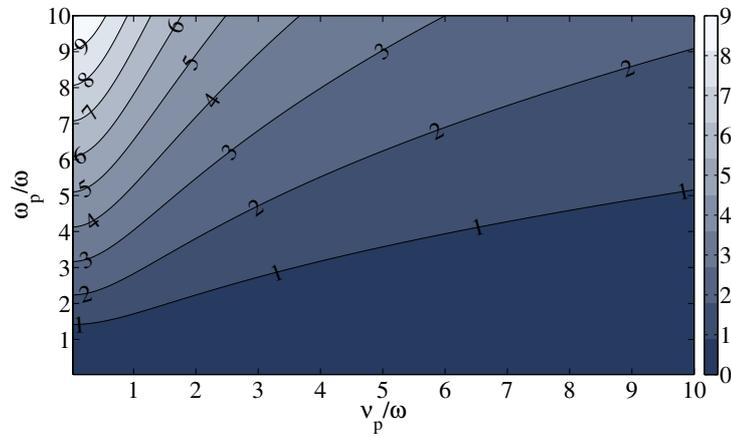
En revanche, quand $\omega \gg \omega_p$, l'onde se propage dans le milieu plasma avec un nombre d'onde proche de celui du vide ($k \simeq k_0$).

La Figure 1.13 nous montre par exemple les composantes réelle et imaginaire du nombre d'onde en fonction de la fréquence dans le cas où $\nu_p = 0 \text{ s}^{-1}$ et $\omega_p = 25.2 \times 10^9 \text{ rad/s}$ (donc sans collision) et le cas où $\nu_p = 3.25 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ (paramètre obtenu pour un mélange de Néon-Xéon à une pression de 2.5 torr) pour la même pulsation plasma.

On remarque que dans le cas sans collision, la partie réelle du nombre d'onde est nulle, jusqu'à la pulsation de coupure plasma. L'onde est alors évanescente dans le plasma. Pour des pulsations supérieures à la pulsation de coupure, l'onde devient purement propagative. Dans le cas où des collisions sont présentes dans le plasma, ce qui est toujours le cas en pratique du fait de son caractère collisionnel, les effets sont moins marqués. Ainsi, en dessous de la pulsation plasma, l'onde électromagnétique est susceptible de se propager dans le milieu plasma mais avec une atténuation très importante. Lorsque la pulsation de l'onde incidente est très élevée, les pertes deviennent négligeables et la constante de propagation se rapproche de celle du vide.



(a) Partie réelle k' du nombre d'onde normalisé par k_0 (en rad/m).



(b) Partie imaginaire k'' du nombre d'onde normalisée par k_0 (en Np/m).

FIGURE 1.12 – Variation du nombre d'onde k dans un plasma en fonction de ν_p/ω et ω_p/ω .

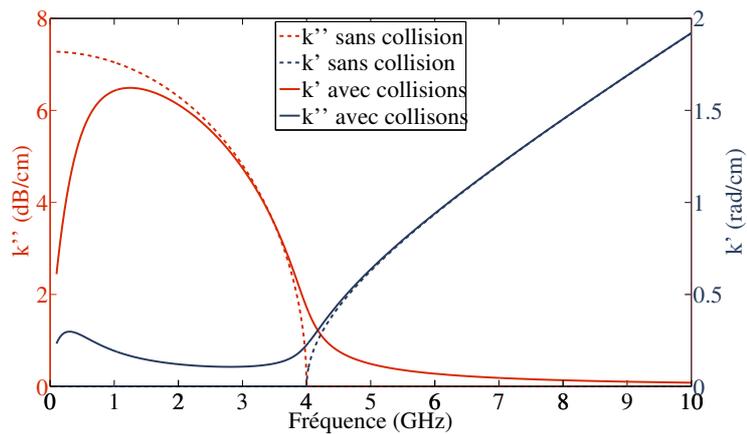


FIGURE 1.13 – Nombres d'onde dans un plasma sans collision ($\nu_p = 0 \text{ s}^{-1}$) et dans un plasma avec collisions ($\nu_p = 3.25 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$) pour une pulsation plasma $\omega_p = 25.2 \times 10^9 \text{ rad/s}$.

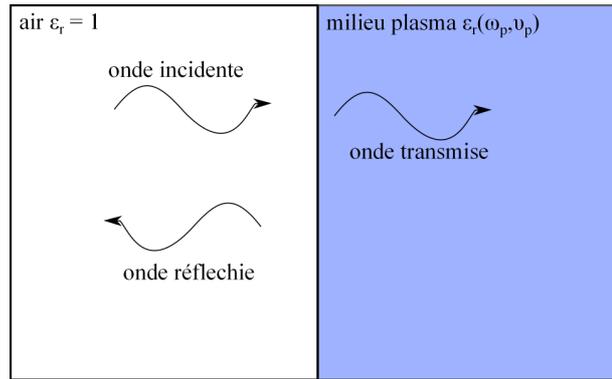


FIGURE 1.14 – Modèle simple d’interaction entre une onde électromagnétique et un milieu plasma.

1.3.3 Interactions au niveau d’une interface air/plasma

Enfin, pour mettre en évidence les interactions qui ont lieu lorsqu’une onde électromagnétique rencontre un milieu plasma, on considère le cas canonique d’une onde électromagnétique qui se propage dans l’air et qui arrive sur un milieu plasma uniforme de dimension semi-infinie avec une incidence normale par rapport à l’interface (cf. Figure 1.14).

Le coefficient de réflexion Γ au niveau de l’interface air/ plasma s’écrit comme :

$$\Gamma = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_p}}{1 + \sqrt{\epsilon_p}} = |\Gamma| e^{j\phi_{plasma}} \quad (1.16)$$

La Figure 1.15 représente le module et la phase de ce coefficient de réflexion en fonction des rapports ω_p/ω et ν_p/ω . On observe par exemple que pour créer un plasma ayant le comportement d’un conducteur électrique parfait (i.e. $\Gamma = 1e^{j\pi}$) il faut à la fois une pulsation plasma ω_p largement supérieure à la fréquence de collision électron-neutre ν_p et largement supérieure à la pulsation de l’onde électromagnétique ω . Ces deux conditions sont difficiles à obtenir pour des pulsations ω élevées car pour augmenter la pulsation plasma il faut une densité électronique importante, c’est-à-dire travailler à haute pression, mais dans ce cas la fréquence de collision devient trop importante.

La Figure 1.16 présente par exemple le module et la phase du coefficient de réflexion dans le cas d’une interface air/plasma avec un plasma semi-infini homogène sans collision ($\nu_p = 0 \text{ s}^{-1}$) et avec collisions ($\nu_p = 3.25 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$). La densité électronique pour les deux cas est égale à $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, soit une pulsation plasma de $25.2 \times 10^9 \text{ rad/s}$. On constate que dans le cas sans collision la réflexion est totale lorsque ω est inférieur à ω_p . Cette réflexion totale de l’onde est due à la forte permittivité négative du milieu plasma qui se rapproche alors d’un comportement métallique. On note tout de même un comportement différent d’un conducteur électrique parfait au niveau de la phase de Γ (cf. 1.16b). Par contre dans le cas avec collisions, la réflexion est moins prononcée du fait des pertes présentes dans le milieu plasma qui entraîne un effet de peau non négligeable.

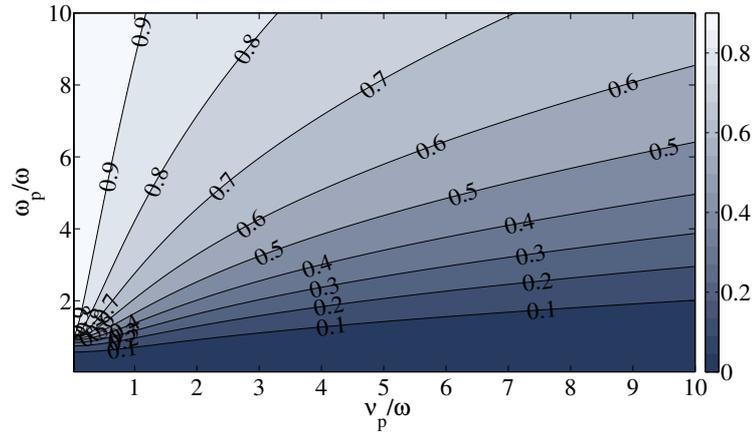
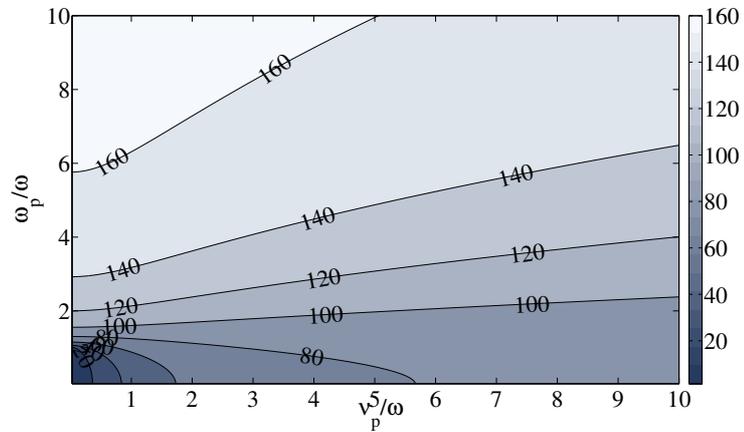
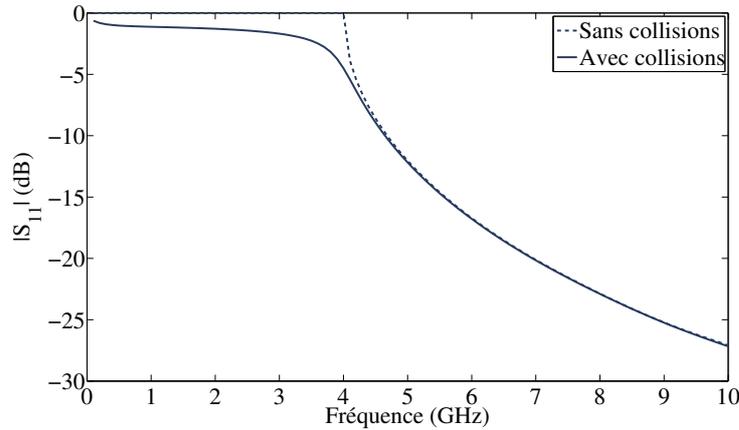
(a) Module $|\Gamma|$.(b) Phase ϕ_{plasma} .

FIGURE 1.15 – Variation du coefficient de réflexion Γ à l'interface entre de l'air et un plasma en fonction de ν_p/ω et ω_p/ω .

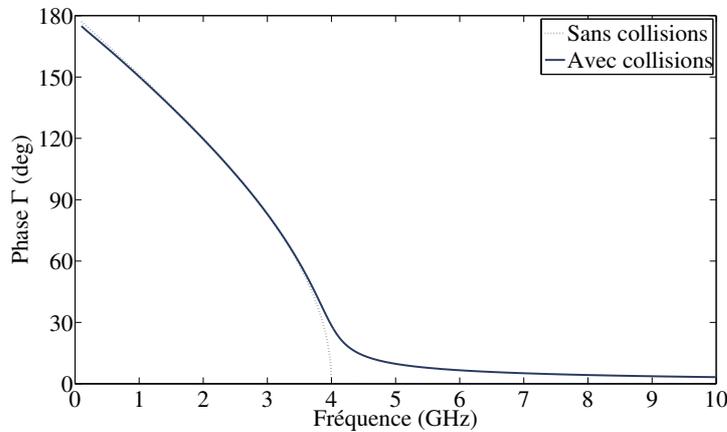
1.3.4 Conclusion

Dans cette section, le modèle théorique de la permittivité diélectrique d'un milieu plasma a été présenté. Ce modèle, basé sur le modèle de Drude permet de mettre en évidence la dépendance de la permittivité relative du plasma vis-à-vis de la pulsation plasma ω_p , la fréquence de collision ν_p et de la pulsation de l'onde incidente ω .

Si théoriquement cette permittivité peut prendre une infinité de valeurs, en pratique il existe des limitations dues aux caractéristiques des plasmas utilisés. En effet, pour une pression donnée, c'est-à-dire une fréquence de collision ν_p donnée, il n'est pas possible d'augmenter indéfiniment la densité électronique, et donc la pulsation plasma ω_p . Ce jeu de deux paramètres est donc en quelque sorte interdépendant, ce qui limite les configurations possibles.



(a) Coefficient de réflexion.



(b) Phase du coefficient de réflexion.

FIGURE 1.16 – Coefficient de réflexion à l’interface entre l’air et un plasma semi-infini homogène dans le cas sans collision et avec collisions ($\nu_p = 3.25 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$) et une pulsation plasma égale à $25.2 \times 10^9 \text{ rad/s}$.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les mécanismes de production des plasmas froids hors-équilibre thermodynamique collisionnels et défini leurs caractéristiques principales comme la pulsation plasma ω_p et la fréquence de collision électron-neutre ν_p qui entrent en jeu dans le modèle électromagnétique du plasma. Ce type de plasma a l’avantage d’être relativement simple à générer et surtout de présenter une température de fonctionnement proche de la température ambiante.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux dispositifs générateurs de plasmas froids hors-équilibre, et plus précisément aux microdécharges plasma. Ce choix est conditionné par la volonté de proposer des sources de plasma localisées directement intégrées dans des circuits imprimés micro-ondes. Parmi les différentes topologies connues, la décharge MCSD présente comme avantage, en vue de son intégration dans un circuit imprimé, un contrôle aisé de la gé-

nération de la microdécharge. Elle sera par conséquent considérée dans la suite de cette étude.

Enfin, le modèle théorique de la permittivité diélectrique d'un plasma froid hors-équilibre non magnétisé et homogène a été présenté et discuté. Ce modèle met clairement en évidence les potentialités en termes de reconfigurabilité que peut fournir un tel milieu en permettant de contrôler les interactions entre une onde électromagnétique incidente et ce milieu plasma. Néanmoins, ce modèle reste limité pour représenter correctement les décharges qui nous intéressent puisque le caractère homogène n'est pas réaliste en pratique.

Dans le chapitre suivant, nous allons dresser un état de l'art des dispositifs micro-ondes reconfigurables utilisant des décharges plasma. Pour ce faire, nous proposerons justement une classification basée sur les propriétés de la partie réelle de la permittivité diélectrique du plasma qui sont mises à profit (valeurs négatives, nulles ou comprises entre 0 et 1).

CHAPITRE 2

ÉTAT DE L'ART DES DISPOSITIFS MICRO-ONDES RECONFIGURABLES À BASE DE PLASMA

Ce chapitre a pour objectif principal de dresser un état de l'art de l'utilisation des plasmas dans le cadre de la reconfigurabilité micro-ondes.

Dans un premier temps, nous rappellerons les stratégies de reconfigurabilité dans le domaine des antennes. Les éléments actifs classiquement utilisés pour la reconfiguration dans le domaine micro-ondes (e.g. diodes PIN, MEMS, ...) seront ensuite présentés, discutés et illustrés par des exemples issus de la littérature.

Dans un second temps, nous dresserons un état de l'art des dispositifs micro-ondes reconfigurables utilisant des décharges plasmas. La relative marginalité de ces dispositifs nous a conduit à considérer non seulement les applications dans le domaine des antennes, mais aussi celles dans le domaine des circuits micro-ondes. Une classification originale est proposée. Elle est basée sur les propriétés diélectriques du plasma utilisées pour chaque application, à savoir une permittivité relative fortement négative (comportement métallique du plasma), faiblement négative, ou comprise entre 0 et 1.

Sommaire

2.1	La reconfigurabilité dans le domaine des antennes micro-ondes	28
2.1.1	Diverses stratégies de reconfigurabilité d'une antenne	28
2.1.1.i	Reconfigurabilité en fréquence	28
2.1.1.ii	Reconfigurabilité en diagramme	29
2.1.1.iii	Reconfigurabilité en polarisation	29
2.1.2	Dispositifs pour la reconfigurabilité micro-ondes et exemples d'application	30
2.1.2.i	Utilisation d'éléments localisés	30
2.1.2.ii	Utilisation de matériaux accordables	35
2.1.2.iii	Utilisation d'approches plus exotiques	37
2.1.3	Conclusion	39
2.2	Utilisation des plasmas pour la reconfigurabilité dans le domaine des micro-ondes	40

2.2.1	Exploitation du plasma comme un matériau à ϵ fortement négatif . . .	41
2.2.1.i	Applications dans le domaine des circuits micro-ondes . . .	41
2.2.1.ii	Applications dans le domaine des antennes	45
2.2.2	Exploitation du plasma comme un matériau à ϵ faiblement négatif . . .	48
2.2.2.i	Applications dans le domaine des antennes	48
2.2.2.ii	Applications dans le domaine des matériaux et métamatériaux	50
2.2.3	Exploitation du plasma comme un matériau à ϵ nul ou positif	51
2.2.3.i	Applications dans le domaine des circuits	52
2.2.3.ii	Applications dans le domaine des antennes	53
2.3	Conclusion	53

2.1 La reconfigurabilité dans le domaine des antennes micro-ondes

Avec l'essor des technologies sans-fil, le spectre de fréquences est devenu rapidement saturé. Pour cette raison, de nombreuses études s'intéressent à l'amélioration de la capacité du canal de propagation par l'utilisation de systèmes MIMO (*Multiple Input Multiple Output*) [32], de systèmes UWB (*Ultra Wide Band*) [33] ou encore de solutions de radio cognitive [34].

Dans le cadre des solutions de radio cognitive, une stratégie consiste à utiliser des éléments reconfigurables dans les chaînes d'émission/réception. Entre autres, le développement d'antennes reconfigurables s'impose comme un nouveau challenge à relever. Le terme antennes reconfigurables s'applique en pratique aux antennes qui ont la capacité de changer un ou plusieurs de leurs paramètres intrinsèques (fréquence de résonance, polarisation et/ou diagramme de rayonnement) par l'utilisation d'éléments actifs localisés, de matériaux reconfigurables ou encore de stratégies plus exotiques (e.g. dispositifs mécaniques, pneumatique, ...) [35]. La réversibilité de l'état de reconfigurabilité doit aussi être possible. L'un des objectifs de cette approche est par exemple la possibilité d'utiliser un seul élément rayonnant pour différents standards de communication [36].

2.1.1 Diverses stratégies de reconfigurabilité d'une antenne

Dans cette section nous allons présenter les principales stratégies de reconfigurabilité d'une antenne. Ces stratégies sont la reconfigurabilité en fréquence, la reconfigurabilité en diagramme de rayonnement et la reconfigurabilité en polarisation. A noter qu'une antenne reconfigurable peut combiner plusieurs de ces stratégies en fonction du système envisagé.

2.1.1.i Reconfigurabilité en fréquence

Les antennes reconfigurables en fréquence, ou antennes agiles en fréquence sont de première importance dans l'optique d'une reconfigurabilité au sens large d'un système d'émission/réception. L'idée sous-jacente est de disposer d'une antenne dont on peut contrôler le point de fonctionnement, c'est-à-dire la fréquence à laquelle les performances de l'antenne sont optimales. Une antenne répondant à ces critères peut ainsi être utilisée pour différents protocoles

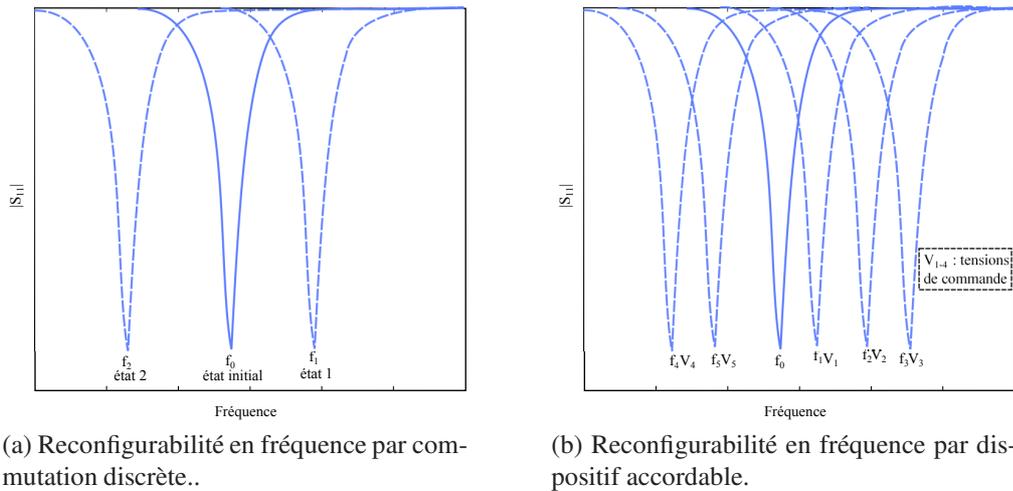


FIGURE 2.1 – Types de reconfigurabilité en fréquence.

de communication. On peut classiquement distinguer les différents types d'antennes agiles en fréquence en fonction de leur type de commutation : discret ou accordable. Dans le cas d'une commutation discrète en fréquence, l'élément de commande propose seulement quelques états discrets, ce qui implique un nombre fini de fréquences utiles dans la bande de reconfigurabilité (cf. Figure 2.1a). En revanche, on parle d'accordabilité en fréquence lorsque l'élément reconfigurable utilisé permet d'avoir une variation de la fréquence de l'antenne de manière continue sur une bande de fréquences donnée (cf. Figure 2.1b).

2.1.1.ii Reconfigurabilité en diagramme

La modification du diagramme de rayonnement d'une antenne pour une fréquence donnée est une stratégie de reconfigurabilité qui est aussi très intéressante d'un point de vue système. Dans ce cas, l'idée est de modifier le diagramme de rayonnement de l'antenne, et plus particulièrement les directions pour lesquelles le rayonnement est maximal. Il s'agit là d'un filtre spatial reconfigurable dans le sens où l'on peut choisir de conserver ou d'éliminer certains signaux en fonction de leur direction d'arrivée. Deux approches différentes existent lorsqu'on considère une reconfigurabilité en diagramme d'une antenne, soit une reconfigurabilité qui conserve la même forme de diagramme mais en dépointant son lobe principal de rayonnement (cf. Figure 2.2a), soit une reconfigurabilité qui change complètement la forme du diagramme (cf. Figure 2.2b).

2.1.1.iii Reconfigurabilité en polarisation

Les dispositifs d'antennes reconfigurables en polarisation ont fait l'objet de nombreuses études ces dernières années. Ces solutions peuvent être très intéressantes pour combattre les effets de la dépolarisation des ondes que l'on observe lors de leur propagation en proposant le choix entre plusieurs polarisations reçues au niveau de l'élément rayonnant. Classiquement, les solutions développées permettent de commuter d'une polarisation donnée (e.g. une polarisation linéaire verticale) vers un autre état de polarisation (e.g. une polarisation circulaire droite).

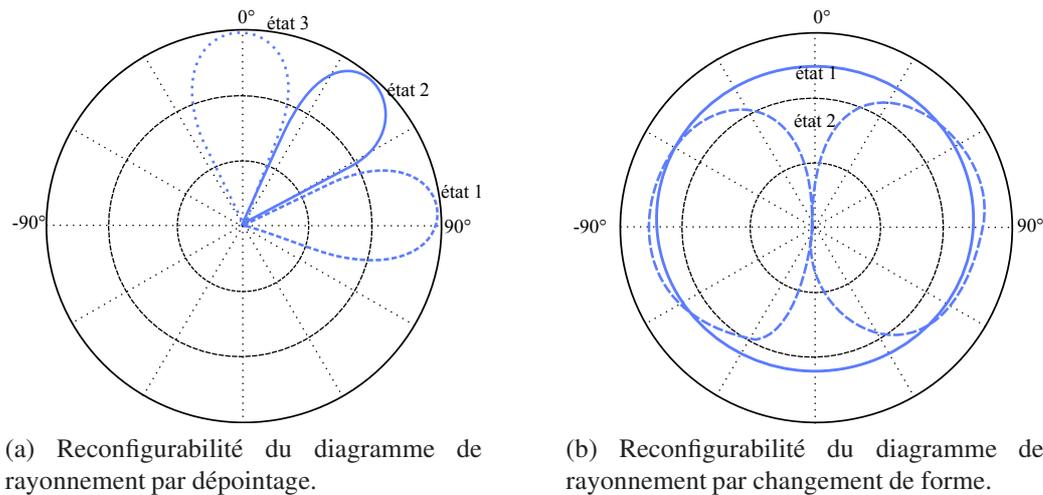


FIGURE 2.2 – Types de reconfigurabilité en diagramme de rayonnement.

2.1.2 Dispositifs pour la reconfigurabilité micro-ondes et exemples d'application

Pour mettre en œuvre les stratégies de reconfigurabilité mentionnées dans la section précédente, il existe différentes approches qui reposent sur l'utilisation d'éléments actifs spécifiques. Dans notre cas, nous proposons de répertorier et d'illustrer les éléments actifs les plus répandus sous la forme d'une liste comportant trois catégories : les éléments localisés, les matériaux reconfigurables et les approches plus exotiques. Cette classification n'est pas exclusive dans le sens où on peut aussi trouver des antennes reconfigurables utilisant à la fois des éléments localisés et des matériaux reconfigurables par exemple.

2.1.2.i Utilisation d'éléments localisés

On parle d'éléments localisés lorsque l'élément, ou composant, possède des dimensions petites devant la longueur d'onde. Dans ce cas, il est envisageable d'intégrer directement de tels éléments au sein même de dispositifs micro-ondes sans trop altérer leur fonctionnement initial. Les éléments localisés actifs les plus connus dans le domaine de la reconfigurabilité micro-ondes sont les diodes PIN (Positif - Intrinsic - Négatif) et les diodes varactors. Depuis quelques années, maintenant, on note aussi l'utilisation importante de MEMS (Micro-ElectroMechanical Systems) RF qui, de par leur petite taille, peuvent aussi être considérés comme des éléments localisés.

2.1.2.i.1 Diodes PIN

Une diode PIN est un semi-conducteur qui présente un comportement non linéaire pour le courant délivré en fonction de la tension qui lui est appliquée. En comparaison avec une diode classique P+N, la diode PIN possède une région centrale, nommée zone intrinsèque, où le champ électrique est constant (Figure 2.3). La zone intrinsèque est électriquement neutre. En pratique, la diode peut se comporter comme un court-circuit (état "on") ou bien comme un

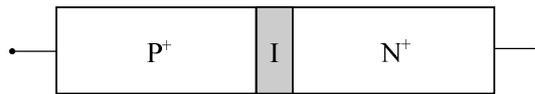


FIGURE 2.3 – Structure d'une diode PIN.

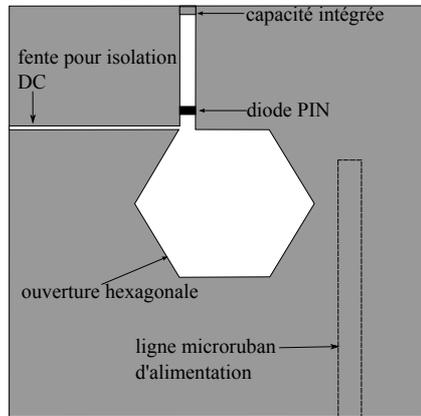


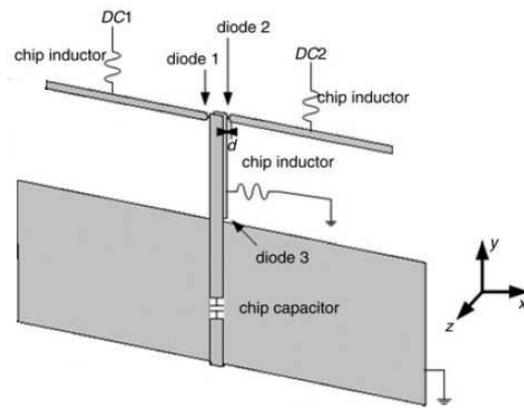
FIGURE 2.4 – Antenne fente reconfigurable en fréquence par l'utilisation d'une diode PIN [43].

circuit ouvert (état "off") pour des signaux micro-ondes, selon que la tension de polarisation DC appliquée à ses bornes est positive ou négative. Ces deux états de fonctionnement permettent l'utilisation de ces diodes comme commutateurs micro-ondes.

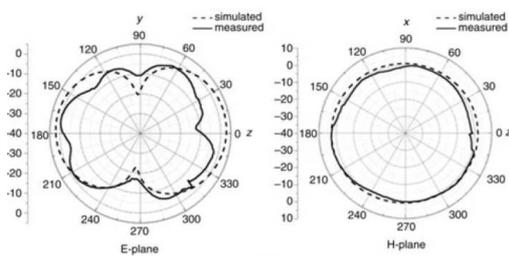
Les diodes PIN ont l'avantage de présenter un faible coût et une grande facilité d'intégration. En ce qui concerne le temps de commutation, la diode PIN est capable de commuter en un laps de temps très bref, du même ordre de grandeur que celui des transistors (quelques dizaines de nanosecondes). Les inconvénients principaux de ce dispositif sont sa consommation de puissance à l'état "on", ses pertes d'insertion dans le circuit micro-onde, et la puissance micro-ondes que la diode peut supporter. Cette puissance est de l'ordre de quelques dizaines de watts, ce qui limite l'utilisation des diodes PIN dans des applications micro-ondes de forte puissance.

Néanmoins, malgré ces quelques inconvénients, on trouve plusieurs solutions dans la littérature d'antennes reconfigurables basées sur l'utilisation de diodes PIN. Ainsi, les diodes PIN sont utilisées pour obtenir une reconfigurabilité discrète de la fréquence, et ceci pour différents types d'antennes comme des antennes fentes, des antennes microruban, des antennes à résonateurs diélectriques,... [37, 38, 39]. Classiquement, la diode PIN est utilisée comme un switch qui modifie les lignes de courant de la structure rayonnante en la perturbant localement [40, 41, 42]. Un exemple de ce type de reconfigurabilité est présenté sur la Figure 2.4 [43]. Cette antenne fente imprimée utilise une diode PIN afin de court-circuiter une fente rectangulaire placée sur un des côtés de l'hexagone. Cette fente rectangulaire permet la division du mode fondamental du patch en deux modes résonants séparés (TM_{10} et TM_{01} avec une fréquence de résonance de 1.48 GHz et 1.99 GHz) lorsque la diode PIN est à l'état "off". Lorsque la diode PIN est à l'état "on", l'influence de la fente rectangulaire devient négligeable, et les deux fréquences de résonance augmentent, tout en conservant une bonne adaptation dans les deux cas. La première fréquence de résonance varie alors de 110 MHz (1.585 GHz) et la deuxième de 60 MHz (2.05 GHz).

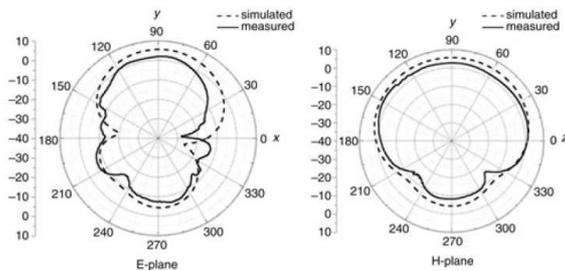
L'utilisation de diodes PIN pour la reconfigurabilité en diagramme est aussi possible. La



(a) Géométrie de l'antenne reconfigurable [44].



(b) Diagramme avec diodes PIN à l'état "off" [44].



(c) Diagramme avec diodes PIN à l'état "on" [44].

FIGURE 2.5 – Antenne reconfigurable en diagramme de rayonnement par l'utilisation de deux diodes PIN.

Figure 2.5 présente par exemple une topologie d'antenne qui permet d'obtenir deux diagrammes de rayonnement différents à la même fréquence [44]. Deux diodes PIN sont alors utilisées. Selon l'état des diodes, l'antenne peut se comporter comme une antenne monopole omnidirectionnelle ou bien comme un dipôle avec réflecteur. Les diagrammes de rayonnement des deux états de cette antenne sont exposés sur la Figure 2.5b et la Figure 2.5c.

Enfin, un exemple d'utilisation de diodes PIN pour la reconfigurabilité en polarisation d'une antenne est exposé sur la Figure 2.6 [45]. Dans ce cas, deux fentes placées à 90° l'une de l'autre sont gravées dans une antenne patch carrée. Une diode PIN est insérée au centre de chaque fente. Le contrôle de la polarisation du champ rayonné est au final assuré par la commutation des diodes PIN.

2.1.2.i.2 Diodes varactor

La diode varactor est un composant semi-conducteur basé sur une jonction P+N dont on peut contrôler la capacitance en appliquant une tension de polarisation aux bornes de cette dernière. Contrairement aux diodes PIN, elle autorise une variation continue de ses caractéristiques micro-ondes en fonction de la tension de commande. Parmi les avantages des diodes varactors on peut citer une consommation de puissance DC relativement faible, une facilité d'intégration et un rapport entre les valeurs extrêmes de capacité pouvant atteindre environ 10. Cet élément

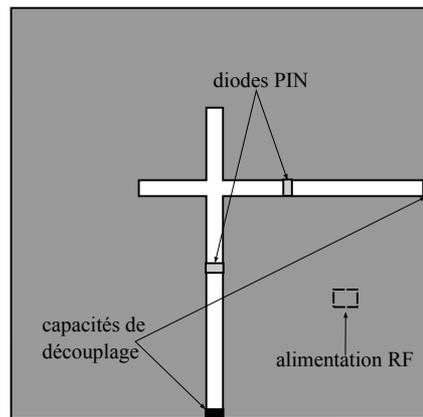


FIGURE 2.6 – Antenne patch carrée avec fente, agile en polarisation par modification à l’aide des diodes PIN.

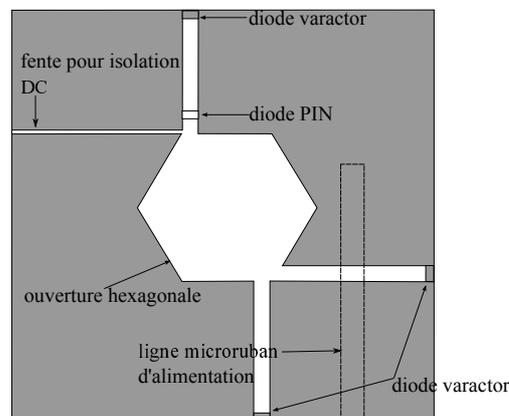


FIGURE 2.7 – Antenne fente accordable en fréquence à base de varactors.

actif présente tout de même quelques inconvénients, à savoir une faible tenue en puissance micro-ondes, un réseau de polarisation DC complexe et des pertes d’insertion non négligeables.

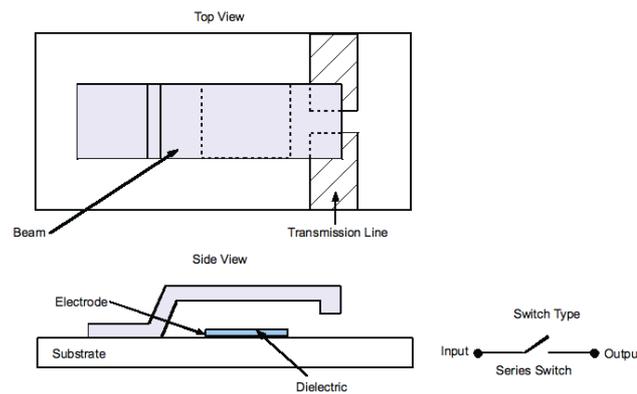
Contrairement aux diodes PIN, les diodes varactors permettent la réalisation d’antennes reconfigurables accordables en fréquence, c’est-à-dire dont on peut faire varier la fréquence de manière continue dans une certaine mesure. On utilise ainsi la variation continue de la capacité rapportée par la diode varactor en fonction de la tension appliquée aux bornes de cet élément actif. Cette propriété a été mise en œuvre dans plusieurs types d’antennes comme des antennes imprimées, des antennes PIFA (*Planar Inverted-F Antenna*), des résonateurs diélectriques,...[46, 47, 48, 49, 50, 51].

Par exemple, une modification de l’antenne présentée sur la Figure 2.4 est montrée sur la Figure 2.7. Ici, la structure est complétée par des fentes supplémentaires et trois diodes varactors pour permettre l’accordabilité en fréquence [52]. Dans ce cas, lorsque la tension de polarisation varie entre 0 et -30 V, les deux fréquences d’opération de 1.272 GHz et 1.616 GHz peuvent être accordées respectivement de 251 MHz et 232 MHz.

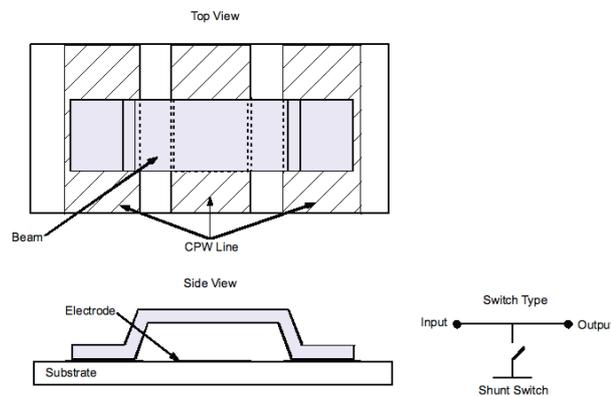
2.1.2.i.3 MEMS RF

Depuis quelques années maintenant, l'utilisation de dispositifs MEMS RF a aussi été étudiée pour permettre la reconfigurabilité dans le domaine des micro-ondes. Bien qu'il existe plusieurs topologies de MEMS RF, leur principe de fonctionnement repose sur la même idée, à savoir la déformation mécanique de micro-structures, et plus généralement de micro-membranes. Ces micro-membranes peuvent être conçues pour réaliser un contact direct (ou contact ohmique) ou un contact capacitif (empilement métal-isolant-métal). La micro-membrane peut être fixée soit à une extrémité (structure cantilever), soit aux deux extrémités (structure bridge) tel que le montre la Figure 2.8 [53].

Le mouvement de ces membranes peut s'effectuer de différentes façons, par exemple par application d'énergie électrostatique, électromagnétique, piézoélectrique ou thermomécanique. Parmi ces stratégies d'activation de la membrane, la plus répandue est l'application d'énergie électrostatique (soit un contrôle à partir d'une tension DC), en raison de sa simplicité de mise en œuvre, de la vitesse de réponse du MEMS RF et de sa faible consommation en puissance [54]. Au final, les MEMS RF peuvent être utilisés comme des switches, à la manière des diodes PIN, mais aussi comme des capacités variables, de façon analogue à des diodes varactors.



(a) Configuration MEMS cantilever [53].



(b) Configuration MEMS bridge [53].

FIGURE 2.8 – Différentes configurations de MEMS.

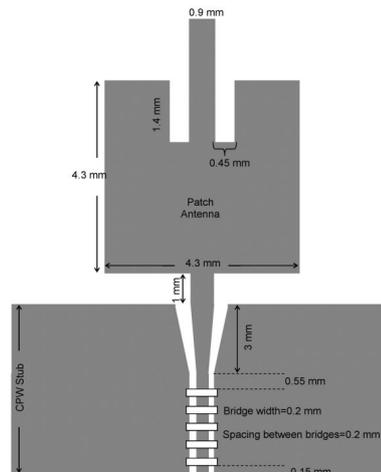


FIGURE 2.9 – Antenne fente accordable en fréquence à base de MEMS [57].

Les dispositifs MEMS RF présentent des caractéristiques intéressantes en comparaison avec les diodes PIN ou les autres commutateurs à l'état solide. Ils ont des pertes d'insertion faibles, une bonne isolation entre les deux états de commutation et une faible consommation en puissance DC si on les compare avec les diodes PIN. Parmi les points faibles de ces dispositifs, on peut mentionner les tensions importantes nécessaires pour leur activation, un coût de fabrication encore important, une fiabilité moindre et une disponibilité encore trop faible sur le marché. Dans le domaine des antennes reconfigurables en fréquence, on retrouve quelques applications des MEMS RF pour des antennes imprimées ou des antennes fentes...[55, 56].

La Figure 2.9 montre une antenne imprimée reconfigurable en fréquence avec des MEMS [57]. La reconfigurabilité en fréquence obtenue fait en modifiant les capacités MEMS mises dans un stub en technologie coplanaire. Cette antenne peut varier sa fréquence de résonance de 16.05 GHz à 15.75 GHz selon la tension DC appliquée aux MEMS (de 0 à 11.9 V).

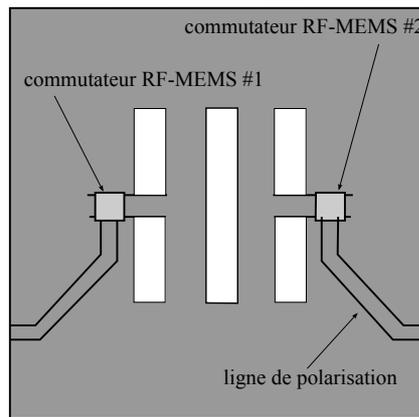
En ce qui concerne la reconfigurabilité en diagramme par le biais de MEMS RF, on peut citer l'antenne présentée sur la Figure 2.10 qui montre une antenne reconfigurable en directivité contrôlée par des éléments parasites [58]. Cette antenne présente un élément central rayonnant entouré par des éléments parasites reconfigurables. Le contrôle du diagramme de rayonnement s'effectue en modifiant les éléments parasites par le biais des MEMS RF. Sur la Figure 2.10b et la Figure 2.10c sont exposées les différentes possibilités de diagrammes de rayonnement avec cette antenne.

2.1.2.ii Utilisation de matériaux accordables

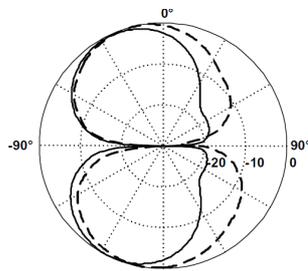
Une autre approche pour permettre la reconfigurabilité consiste à utiliser des matériaux dont les propriétés électromagnétiques sont accordables.

2.1.2.ii.1 Cristaux liquides

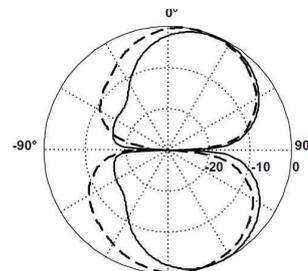
Les cristaux liquides (LC ou *Liquid Crystals*) sont des fluides qui présentent des états de phase qui dépendent de la façon dont leurs molécules sont arrangées. Chaque état peut va-



(a) Antenne fente reconfigurable en diagramme [58].



(b) Diagramme avec RF-MEMS 1 "on"- RF-MEMS 2 "off" [58].



(c) Diagramme avec RF-MEMS 1 "off"- RF-MEMS 2 "on" [58].

FIGURE 2.10 – Antenne reconfigurable en diagramme de rayonnement à l'aide des commutateurs MEMS.

rier d'une phase cristalline solide à un état liquide, et vice-versa, en fonction de la tension de commande continue. Cette technologie est largement utilisée dans le domaine optique pour la conception des écrans plats de télévision. Récemment, quelques études ont montré leur utilisation dans le domaine de la reconfigurabilité micro-onde. En effet, quand on applique un champ électrique à des cristaux liquides, les molécules changent d'orientation en réponse à ce champ, ce qui change leur permittivité relative dans la gamme des micro-ondes. La permittivité relative de ce type de matériau peut varier entre 2.5 et 4 [53]. Ces propriétés intéressantes ont été principalement mises en oeuvre dans le cadre de la réalisation de circuits imprimés dont le substrat contient des cristaux liquides.

Les avantages principaux des cristaux liquides sont leur faible tension de polarisation (entre 15 et 20 V) et leur modeste consommation de puissance. L'inconvénient principal de ce type de matériau est qu'il doit rester à une température comprise entre 20 et 35 °C. Dans le cas contraire, les cristaux liquides deviennent solides (à basse température) ou liquides (à haute température). Les autres points négatifs sont les fortes pertes d'insertion pour les hautes fréquences et le temps de commutation élevé (quelques ms [59]).

Dans les antennes reconfigurables, ce matériau est couramment employé comme déphaseur ou capacité variable pour obtenir une agilité en fréquence [60, 61, 62]. La Figure 2.11 [63]

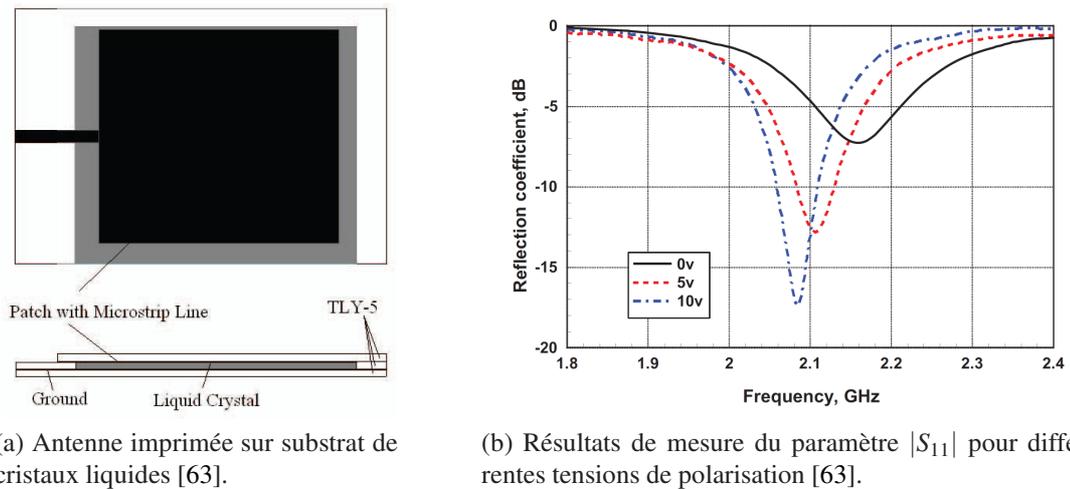


FIGURE 2.11 – Antenne reconfigurable en fréquence à base de cristaux liquides.

montre l'exemple d'une antenne reconfigurable et accordable à cristaux liquides.

2.1.2.ii.2 Ferrites et matériaux ferroélectriques

Les ferrites sont des matériaux qui ressemblent d'un point de vue structurel aux céramiques. Ils se caractérisent par des perméabilités relatives de quelques milliers et une permittivité diélectrique relative supérieure ou égale à 10. La propriété utilisée dans le domaine des antennes reconfigurables est la possibilité de faire varier la perméabilité en appliquant un champ magnétique statique. Les ferrites présentent des pertes faibles et proposent une agilité importante en fréquence en comparaison avec tous les autres matériaux accordables. Leurs principaux inconvénients sont des conditions de polarisation relativement complexes (i.e. une bobine électroaimantée) et une consommation de puissance DC élevée. Un autre inconvénient est que l'agilité maximale en fréquence proposée diminue avec l'augmentation de la fréquence [53]. Un exemple d'antenne à résonateur diélectrique reconfigurable en fréquence avec un ferrite est montré sur la Figure 2.12 [64]. La fréquence de résonance du résonateur peut varier de 10.5 GHz à environ 11.5 GHz en fonction de la polarisation magnétique appliquée à la ferrite.

Les matériaux ferroélectriques sont analogues aux ferrites mais c'est leur permittivité qui peut être accordée en appliquant un champ électrique statique. La constante diélectrique de ces matériaux est d'environ quelques centaines. La polarisation des matériaux ferroélectriques est plus simple que celle des ferrites. Les inconvénients principaux de ce type de reconfigurabilité sont la forte intensité du champ nécessaire pour réussir la reconfigurabilité (de l'ordre du MV/m) ainsi que des pertes importantes en haute fréquences. Un exemple d'antenne reconfigurable en fréquence avec un matériau ferroélectrique est montré sur la Figure 2.13 [65]. La fréquence de résonance de l'antenne peut changer de 33.54 GHz à 31.35 GHz.

2.1.2.iii Utilisation d'approches plus exotiques

En complément des éléments localisés et des matériaux accordables on trouve des stratégies plus exotiques pour la reconfigurabilité micro-onde.

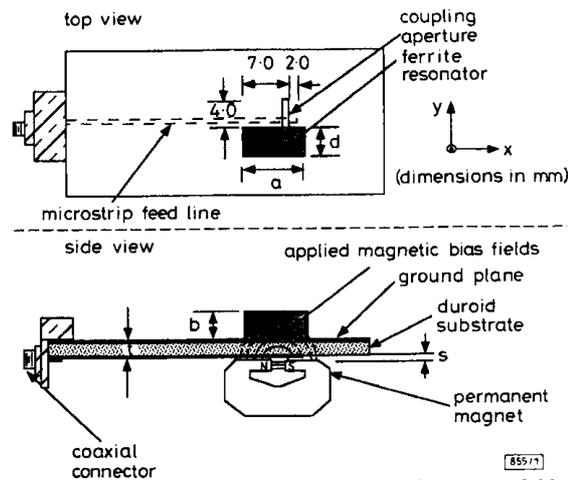


FIGURE 2.12 – Antenne à résonateur diélectrique accordable en fréquence avec un ferrite [64].

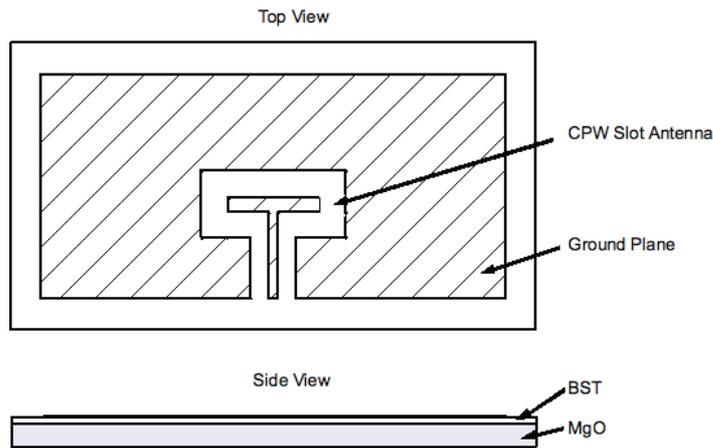


FIGURE 2.13 – Antenne fente accordable en fréquence avec un matériau ferroélectrique [65].

2.1.2.iii.1 Commutateurs hydrauliques et pneumatiques

Les commutateurs hydrauliques et pneumatiques utilisent une commutation mécanique pour parvenir à reconfigurer l'antenne. Le fonctionnement de ces mécanismes est normalement dû à un piston inséré dans un tube, qui, à l'aide d'un changement de pression de l'air (pneumatique) ou d'un liquide (hydraulique), peut se déplacer pour entraîner un contact dans la zone voulue. Ce type de dispositif est normalement très volumineux et nécessite un bon système de contrôle de positionnement du piston. D'autre part, la vitesse de commutation est relativement lente. L'avantage principal de ce type de configuration est l'absence d'un circuit de polarisation. La Figure 2.14 montre une antenne reconfigurable en fréquence par le positionnement d'une membrane métallique à l'aide des commutateurs pneumatiques [66]. La fréquence de résonance de cette antenne peut varier entre 51 GHz à 55.35 GHz en modifiant la position de la membrane.

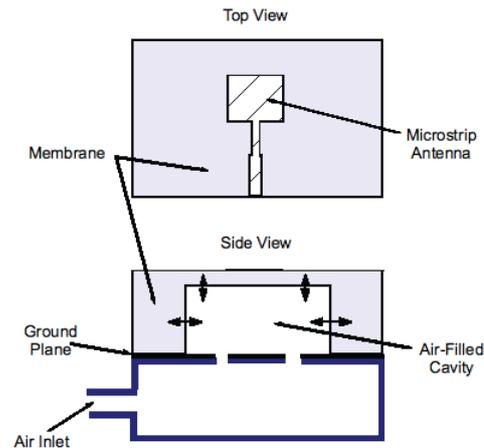


FIGURE 2.14 – Antenne imprimée accordable en fréquence à l’aide des commutateurs pneumatiques [66].

2.1.2.iii.2 Matériaux déformables

L’utilisation d’antennes qui peuvent changer activement de forme est également une méthode utilisée pour la reconfigurabilité. Parmi les matériaux utilisés comme dispositifs reconfigurables, on trouve des polymères électro-actifs et des alliages avec mémoire de forme. Les avantages principaux de tels matériaux sont leur bonne tenue en puissance (ils peuvent supporter des puissances RF élevées). Leur accordabilité est réglable selon la tension appliquée. Leurs inconvénients principaux sont leur temps de commutation, leur fiabilité mécanique qui impacte directement leur coût, leur tension de polarisation (d’environ 100 V) ainsi qu’une faible bande de reconfigurabilité (normalement de 10% pour des reconfigurabilités en fréquence). La Figure 2.15 représente des exemples d’antennes reconfigurables qui utilisent ce type de matériau pour la reconfigurabilité.

2.1.3 Conclusion

Dans cette section, nous avons présenté les différentes stratégies de reconfigurabilité pour une antenne. Ces stratégies comprennent la reconfigurabilité en fréquence, la reconfigurabilité en diagramme de rayonnement et la reconfigurabilité en polarisation.

Pour obtenir cette reconfigurabilité, différents éléments actifs existent et sont déjà mis en œuvre. Il peut s’agir d’éléments localisés (comme des diodes PIN, des diodes varactors ou des MEMS RF par exemple), de matériaux reconfigurables (comme des cristaux liquides, des ferrites ou des matériaux ferroélectriques par exemple), ou encore de stratégies plus exotiques. Chacune de ces technologies présente des avantages et des inconvénients qui lui sont propres. Néanmoins, une limitation commune à toutes ces solutions réside dans leur tenue en puissance micro-ondes.

L’utilisation de décharges plasma peut s’avérer être une solution alternative lorsque les puissances micro-ondes en jeu deviennent trop importantes de par leur capacité à supporter des densités de puissance élevées. Comme nous allons le voir dans la section suivante, cette propriété

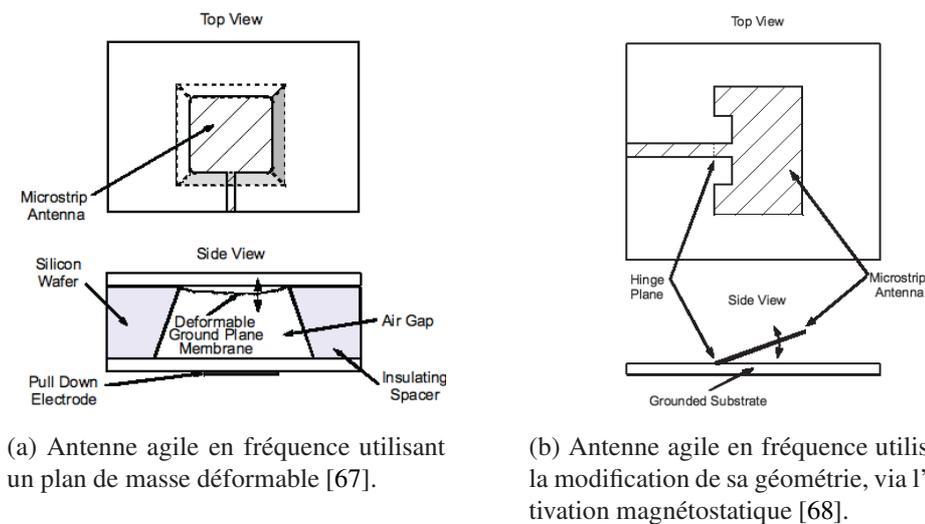


FIGURE 2.15 – Différentes configurations d'antennes reconfigurables en fréquence utilisant des matériaux déformables.

a déjà été mise à profit dans plusieurs dispositifs micro-ondes reconfigurables. Il est d'ailleurs intéressant de noter que le plasma peut être utilisé sous la forme d'un élément actif localisé, mais aussi d'un matériau reconfigurable.

2.2 Utilisation des plasmas pour la reconfigurabilité dans le domaine des micro-ondes

L'interaction entre une onde électromagnétique micro-onde et un plasma froid hors-équilibre est un sujet qui a été largement traité dans le passé dans le cadre de problématiques comme la propagation dans l'ionosphère [69], le phénomène de blackout (pertes des fonctions de communication) des engins spatiaux lors de leur rentrée dans l'atmosphère [70] ou encore l'implémentation de duplexeurs micro-ondes de forte puissance pour les systèmes RADAR [71].

Au fil des années, plusieurs travaux expérimentaux ont montré la faisabilité de fonctions micro-ondes reconfigurables utilisant des décharges plasmas. L'objectif de cette section est de fournir un état de l'art de l'utilisation des plasmas pour la reconfigurabilité dans le domaine des micro-ondes. Devant le caractère assez marginal de ces applications, nous avons décidé de considérer les systèmes antennaires reconfigurables bien entendu, mais aussi les circuits et dispositifs (métamatériaux, structures à bande interdite, ...) reconfigurables.

Cet état de l'art est construit de manière originale. En effet, dans le Chapitre 1 nous avons constaté que les valeurs prises par la partie réelle de la permittivité complexe relative du milieu plasma présentent trois zones distinctes. Le découpage de cette section suit donc cette classification en zones d'intérêt, à savoir une première zone où la permittivité du plasma est fortement négative, ce qui correspond en pratique à un comportement métallique du plasma, une deuxième zone où la permittivité du plasma est faiblement négative, et enfin une troisième zone où la permittivité relative du plasma est comprise entre 0 et 1.

2.2.1 Exploitation du plasma comme un matériau à ϵ fortement négatif

Comme mentionné dans le Chapitre 1, le plasma peut se comporter sous certaines conditions comme un matériau possédant une permittivité diélectrique négative très forte. En d'autres termes, le plasma peut être vu comme un élément conducteur électrique. Dans la littérature, on se réfère généralement à ce comportement en parlant du comportement métallique du plasma. Ainsi, le plasma pourrait a priori remplacer des éléments conducteurs lorsqu'il est ionisé, et être totalement transparent d'un point de vue électromagnétique une fois éteint. A noter, comme nous le verrons par la suite, que dans ce type d'applications, on retrouve l'idée d'un plasma contrôlé par l'intermédiaire d'une tension DC de commande, mais aussi l'idée d'un plasma directement généré par la puissance micro-ondes incidente.

2.2.1.i Applications dans le domaine des circuits micro-ondes

2.2.1.i.1 Applications à la limitation de puissance

Les premières applications micro-ondes des plasmas froids hors-équilibre ont trouvé naissance dans le développement des systèmes RADAR. Ces applications ont été essentiellement motivées par la nécessité de reconfigurer, ou plutôt protéger, des systèmes contre des puissances micro-ondes incidentes très importantes. Les dispositifs les plus connus sont les duplexeurs micro-ondes [71].

L'objectif d'un circuit duplexeur est de pouvoir utiliser une seule antenne commune au récepteur et à l'émetteur RADAR. En pratique, le duplexeur permet la commutation rapide entre les modes émission et réception d'un RADAR monostatique à ondes pulsées. Il assure ainsi la protection du récepteur lors de l'émission de signaux de forte puissance. Pour ce faire, on utilise des tubes remplis de gaz (communément de l'Argon) à basse pression qui réagissent à un champ incident intense en s'ionisant, ce qui a pour effet de réfléchir ce champ. On parle généralement de tubes TR (Transmit Receive) ou ATR (Anti Transmit Receive). Du fait de la forte puissance micro-onde incidente (de quelques kW jusqu'à quelques MW), la décharge créée à l'intérieur du tube possède une forte densité électronique n_e ($n_e \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ pour des pressions entre 10 et 30 torr). Cette décharge présente alors le comportement d'un milieu conducteur électrique, soit un court-circuit d'un point de vue circuit.

La Figure 2.16 montre la structure typique d'un de ces tubes en technologie guide d'ondes rectangulaire en bande X. Sur la Figure 2.16b on peut observer le tube TR inséré dans une section de guide d'ondes rectangulaire, tandis que la Figure 2.16c montre en détails la section du tube TR où la décharge est déclenchée. Le schéma de la Figure 2.16c permet de voir plus précisément la présence des cônes capacitifs entre lesquels la décharge est générée. La distance g entre les cônes est généralement comprise entre 0.25 et 0.76 mm. La fonction de l'électrode keep-alive que l'on observe sur la Figure 2.16c est de fournir une quantité d'électrons libres suffisante pour assurer la génération rapide et efficace du plasma lorsque l'onde RF arrive au niveau du tube. Normalement, cette électrode est polarisée avec une tension négative comprise entre -100 et -1000 V.

Ces propriétés de création d'un plasma par un champ électromagnétique micro-ondes incident ont aussi donné lieu plus récemment à leur utilisation dans le cadre de dispositifs limiteurs de puissance, avec comme objectif premier de se prémunir contre des attaques micro-ondes de



(a) Tube TR dans sa cellule [72] (b) Détail de la section tube TR [72] (c) Vue en coupe d'un tube TR

FIGURE 2.16 – Tube TR

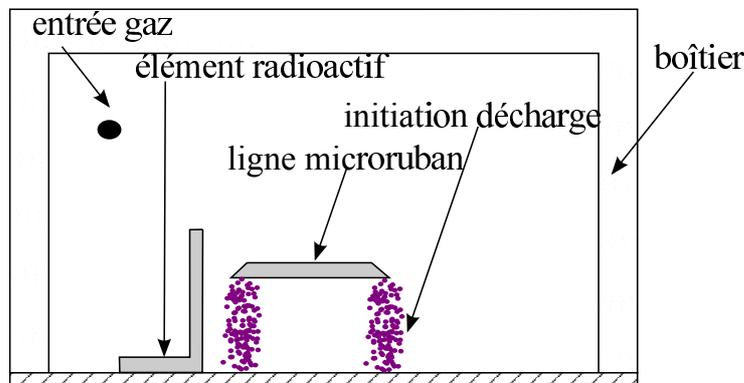


FIGURE 2.17 – Limiteur de puissance microruban à base de plasma [73].

forte puissance (HPM ou High Power Microwaves). Dans ce cas précis, les effets recherchés au niveau du plasma sont à la fois une réflexion du champ incident voire une absorption de ce champ par le plasma ainsi créé.

Par exemple, un limiteur de puissance en technologie microruban à base de plasma a été proposé pour une application large bande de 0 à 18 GHz [73]. La Figure 2.17 [73] montre une coupe transversale de ce limiteur. Il consiste en une ligne microruban suspendue insérée dans un boîtier hermétique rempli de Xénon. La section transversale de la ligne microruban est de forme trapézoïdale pour obtenir un champ électrique plus intense aux bords de la ligne. Lorsqu'une onde électromagnétique de forte puissance se propage le long de la ligne, une décharge plasma se déclenche au niveau des arêtes et s'étale vers le centre de la ligne. Une fois la décharge créée, elle a pour effet de court-circuiter en partie la ligne microruban et d'absorber aussi une partie de la puissance incidente. Le seuil de puissance nécessaire pour déclencher le limiteur est de 65 W. Une fois le limiteur en marche, la puissance de sortie est limitée à 1 W de la bande S jusqu'à la bande X. La puissance maximale admise en entrée de ce limiteur est de 50 kW.

En 2013, une nouvelle façon d'intégrer la fonction de limitation de puissance utilisant un plasma a été proposée. L'idée est d'intégrer directement au sein d'un filtre micro-ondes passe-bande des capsules de gaz neutre qui s'ionisent lorsque le champ électromagnétique devient trop intense [74]. Le plasma perturbe alors cette structure très résonante et entraîne la disparition de la bande-passante du filtre. La Figure 2.18 montre le dispositif expérimental conçu. Il

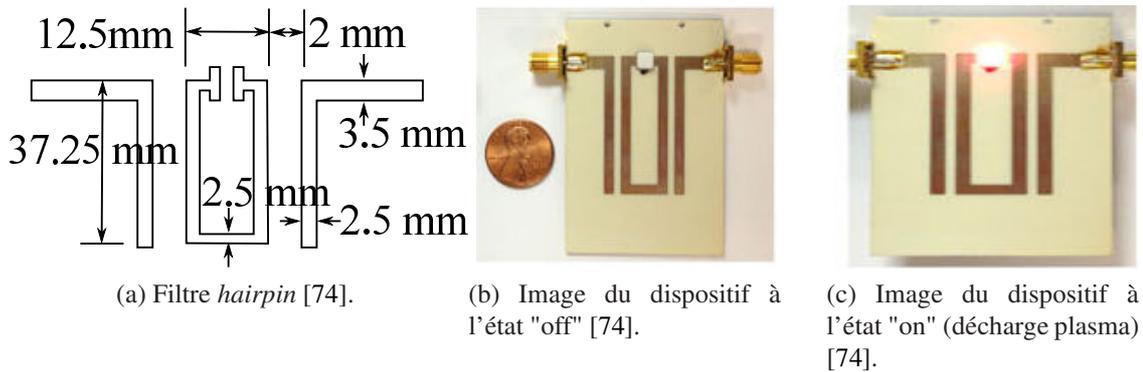


FIGURE 2.18 – Filtre limiteur de puissance d'ordre un à base de plasma.

s'agit d'un filtre à résonateur Hairpin d'ordre un incluant une capsule de gaz en alumine entre les deux extrémités du résonateur. Des électrodes insérées à l'intérieur de la coquille d'alumine permettent un couplage optimal entre le champ présent aux extrémités du résonateur et l'intérieur de la capsule.

Les résultats obtenus avec ce filtre limiteur en puissance sont exposés sur la Figure 2.19. On constate sur la Figure 2.19a la diminution du paramètre S_{21} avec l'augmentation de la puissance en entrée du filtre, et donc une limitation de la puissance délivrée en sortie du filtre. Néanmoins, lorsque la puissance en entrée du filtre est trop importante, on observe une saturation de l'effet de limitation de la puissance (région atténuation sur la Figure 2.19). Ceci est dû à une augmentation très importante de la densité électronique qui rend le plasma très conducteur, et qui transforme le résonateur Hairpin en un résonateur en anneau. On obtient alors un autre filtre opérationnel à une autre fréquence de résonance. Dès lors le plasma ne peut plus limiter la puissance. Il convient de noter que pour cette solution, la puissance nécessaire pour le claquage du gaz est de 28 dBm et non 12 dBm comme le laisse penser la Figure 2.16b. Le prolongement de l'effet limiteur à des puissances moins importantes est en fait dû à un effet d'hystérésis du plasma. Une fois déclenché, le plasma peut être entretenu avec des puissances micro-ondes plus faibles.

2.2.1.i.2 Applications à la reconfigurabilité

Le comportement métallique du plasma a aussi été mis à profit pour permettre la reconfigurabilité de circuits micro-ondes. Par exemple, un coupleur directionnel reconfigurable à base de plasma a été proposé [75]. Comme le montre la Figure 2.20, la décharge plasma est déclenchée dans un tube, à la manière des tubes Néon utilisés pour l'éclairage. Ce tube est inséré dans un guide d'ondes circulaire qui fait la jonction entre deux guides d'ondes rectangulaires et dont les dimensions ne permettent pas la propagation des ondes aux fréquences utilisées. Lorsque le plasma est allumé en revanche, le guide d'ondes circulaire tend à se comporter comme un câble coaxial dont l'âme centrale est le tube de plasma. En fonction de la densité électronique du plasma, on peut contrôler le niveau de couplage entre les deux guides d'ondes rectangulaires. Le niveau maximal de couplage observé expérimentalement est de 3 dB à 450 MHz.

Sur le même concept, un filtre passe-bande accordable en fréquence a été présenté [76].

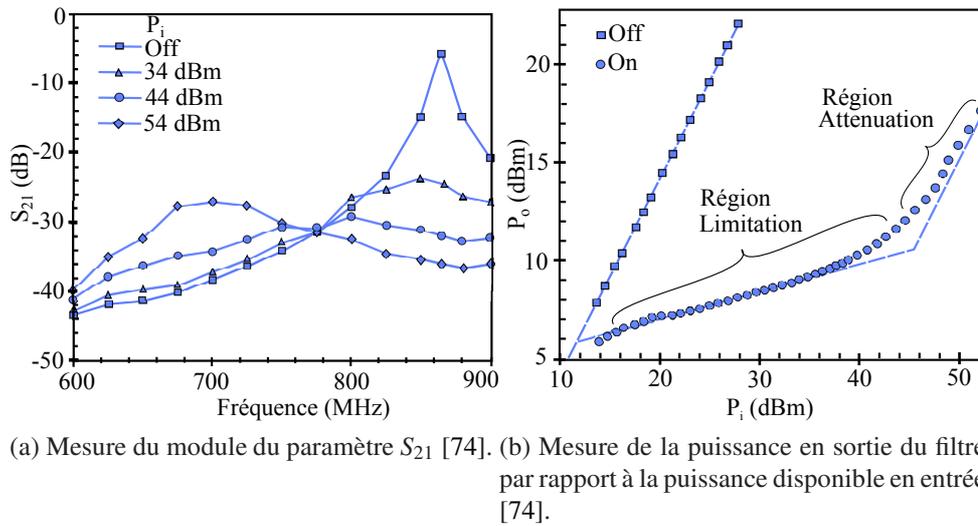


FIGURE 2.19 – Résultats de mesure du filtre limiteur de puissance d'ordre un à base de plasma.

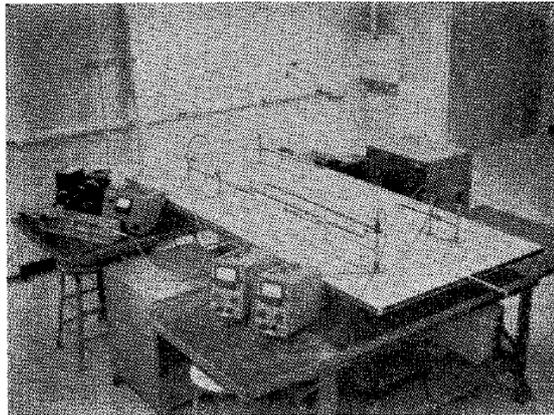


FIGURE 2.20 – Coupleur directionnel reconfigurable à base de plasma.

Comme le montre la Figure 2.21 un tube Néon est inséré en bout d'un guide d'ondes rectangulaire, et à proximité d'une sonde coaxiale. Le couplage entre les deux structures propagatives est faible bande. On obtient alors un filtre passe-bande dont la fréquence peut être accordée électriquement en faisant varier la densité électronique du plasma. En pratique, l'augmentation du courant dans la décharge (et donc de la densité électronique n_e) entraîne une augmentation de la fréquence centrale du filtre (variation entre 3.295 GHz et 3.982 GHz) et une diminution de sa bande passante (entre 320 MHz et 80 MHz). Dans tous les cas, les pertes d'insertion du dispositif ne dépassent pas les 2 dB.

Plus récemment, des travaux préliminaires ont montré la pertinence de reconsidérer les applications des plasmas dans les circuits micro-ondes en n'utilisant pas des tubes volumineux, mais plutôt des décharges localisées. Ainsi, la mise en œuvre d'une décharge coplanaire a été étudiée pour réaliser des fonctions de commutation dynamique large-bande [77, 78]. L'idée est de générer une décharge coplanaire pour compenser un gap de 3 mm inséré dans une ligne de transmission microruban. Lorsque le plasma est absent, le gap empêche la propagation le long

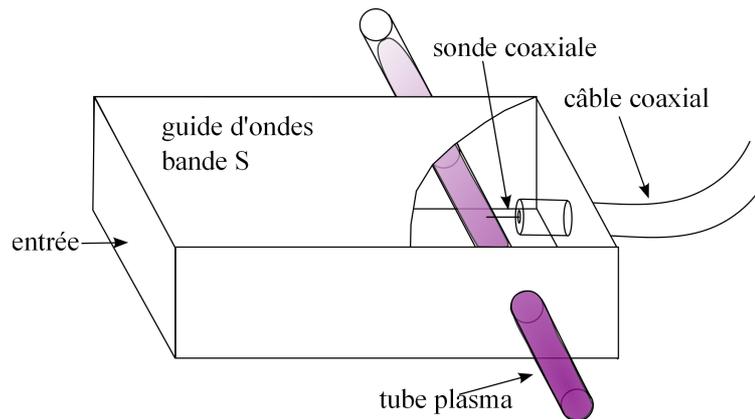


FIGURE 2.21 – Filtre à plasma avec sortie coaxiale.

de la ligne microruban. En revanche, lorsque la décharge est générée au niveau du gap, le comportement métallique du plasma doit compenser la partie manquante de la ligne de transmission. La Figure 2.22 représente un schéma du dispositif expérimental réalisé. Les expériences ont été conduites dans de l'Argon pour différentes pressions (entre 0.1 et 100 torr) et différents courants de décharge. La Figure 2.23a montre la puissance transmise pour une puissance incidente de 0 dBm. On observe que pour des faibles courants d'alimentation de la décharge plasma, la puissance transmise est très faible. Pour un courant supérieur à 10 mA en revanche, la puissance transmise tend vers une valeur constante de -6.1 dBm. Pour une ligne microruban sans gap, la puissance transmise est alors de -0.5 dBm. Cette topologie de commutateur propose une transmission relative de 27 % à 3 GHz pour un courant de 10 mA (cf. Figure 2.23b [77]). Cette transmission moindre peut s'expliquer par la faible densité électronique de la décharge (10^{12} cm^{-3}) et également par l'absence de contact idéal entre le plasma et le métal (présence de gaines). Ces effets se confirment lorsque l'on regarde la dépendance fréquentielle de la transmission relative. Le temps de réponse du commutateur est de $1 \mu\text{s}$ en montée et d'environ $2 \mu\text{s}$ en descente.

Selon le même principe, un coupleur reconfigurable en technologie microruban a été dimensionné [79]. Encore une fois le plasma sert à compenser un gap pour établir dans ce cas une jonction en T (cf. Figure 2.24). Quand le plasma est allumé, une réduction significative de la transmission le long de la ligne microruban est observée. Cette réduction dépend des paramètres de la décharge (principalement du courant injecté à la décharge). Ce dispositif a été testé avec des décharges à une pression comprise entre 20 et 200 torr pour du Néon.

2.2.1.ii Applications dans le domaine des antennes

2.2.1.ii.1 Applications à la limitation en puissance

Comme mentionné dans la Section 2.2.1.i.1, les plasmas froids hors-équilibre peuvent être utilisés comme briques de base pour la réalisation de limiteurs de puissances. En accord avec cette approche, une étude sur l'utilisation de décharges plasmas dans des antennes à fentes a été rapportée [80]. Le dispositif proposé consiste en une antenne fente résonante contenant en son centre deux pointes métalliques en vis-à-vis. Lorsqu'une onde électromagnétique de forte

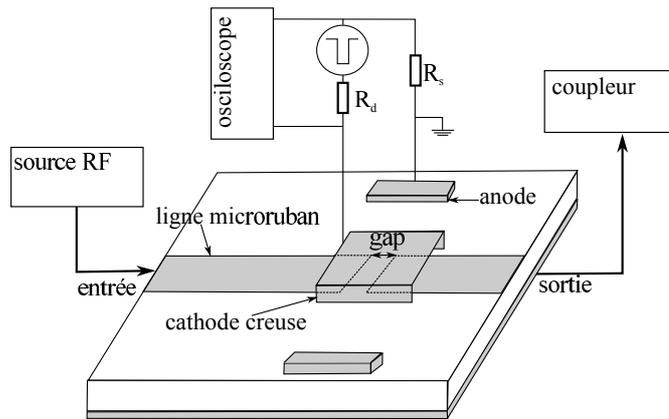
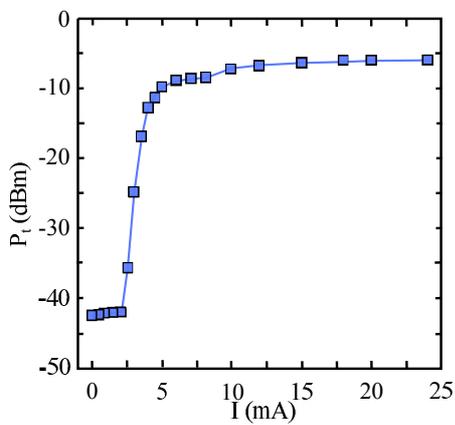
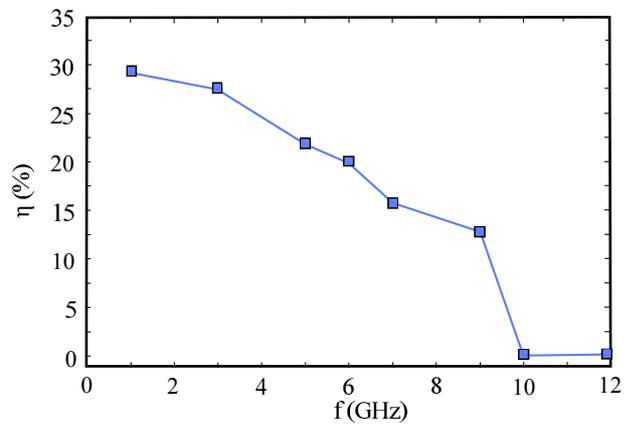


FIGURE 2.22 – Commutateur micro-ondes large-bande à base de plasma.



(a) Puissance transmise mesurée à 3 GHz en fonction du courant (puissance en entrée de 0 dBm) [77].



(b) Efficacité de transmission pour un courant de 10 mA [77].

FIGURE 2.23 – Résultats de mesure du commutateur micro-ondes large-bande à base de plasma.

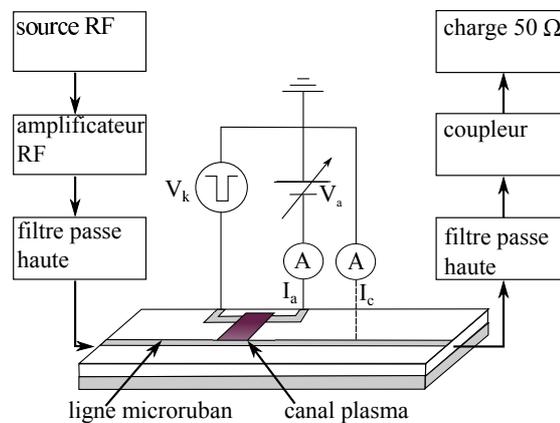


FIGURE 2.24 – Jonction reconfigurable en T à base de plasma.



FIGURE 2.25 – Dispositif de mesure du dispositif limiteur plasma basé sur une antenne fente résonante.

puissance en bande S est reçue, une décharge plasma est créée entre les deux pointes à pression atmosphérique et dans l'air. La Figure 2.25 présente une photo du dispositif expérimental. La présence de cette décharge permet une réduction de 24 dB de la puissance transmise lorsqu'un champ incident de 52 kV/m est reçu au niveau de la fente. Le temps de commutation du dispositif a été mesuré à environ 3 μ s. Ce temps peut a priori être réduit en utilisant une pointe polarisée pour créer une préionisation locale de l'air ou en insérant un élément radioactif à proximité de la fente.

2.2.1.ii.2 Applications à la reconfigurabilité

Le comportement métallique du plasma a aussi été largement étudié dans le cadre de l'utilisation d'une décharge comme élément rayonnant [81, 82, 83, 84]. Dans ces applications, le plasma est généré à partir d'un gaz à basse pression confiné dans un tube en verre à la manière d'un tube d'éclairage, et il est directement utilisé comme l'élément rayonnant principal sous la forme d'une antenne monopole. L'utilisation d'une décharge plasma en lieu et place d'un monopole entièrement métallique présente une propriété intéressante dans le domaine de la furtivité. En effet, le plasma peut être allumé et éteint rapidement, ce qui permet le passage rapide d'un état "on" à un état "off" de l'antenne. L'état "off" de l'antenne à plasma permet en l'occurrence de réduire sensiblement sa section équivalente RADAR par l'absence de conducteur électrique. Les performances de ce type d'antenne monopole à plasma ont été évaluées en utilisant un tube rempli d'Argon à une pression d'environ 1 torr [81]. Cette antenne présente de bons résultats en termes d'adaptation d'impédance et de gain d'antenne pour les fréquences des bandes HF (3-30 MHz) et VHF (30-300 MHz).

Ce concept de tubes plasma a aussi été utilisé pour la réalisation d'antennes reconfigurables en diagramme. Dans ce cas, comme le montre la Figure 2.26, plusieurs tubes sont disposés à proximité d'une antenne monopole standard. Ils occupent alors le rôle de réflecteurs reconfigurables puisqu'on peut choisir quels tubes sont allumés. En fonction du nombre de tubes allumés et de leurs positions, on peut obtenir un diagramme de rayonnement donné et reconfigurable [84]. Récemment, ce principe a été mis en œuvre pour la réalisation d'antennes reconfigurables en diagramme à 2,45 GHz [85, 86].

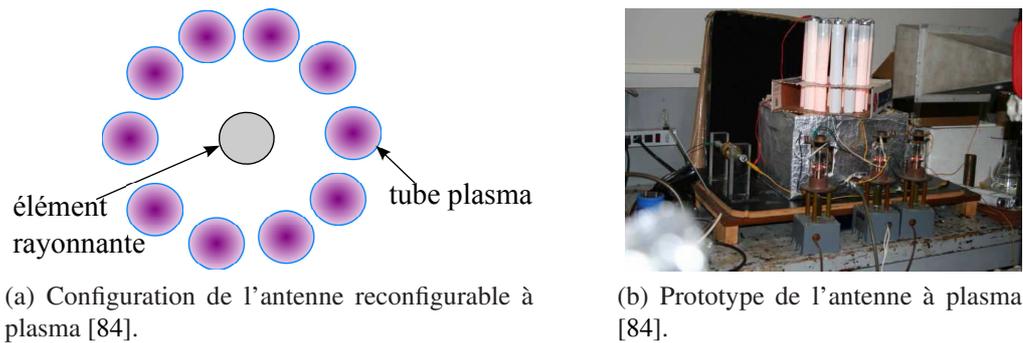


FIGURE 2.26 – Antenne reconfigurable en diagramme à base de tubes plasma.

Enfin, une approche similaire a été étudiée dans les années 1990 dans l'optique de réaliser des miroirs micro-ondes reconfigurables [87, 88, 89]. Ce comportement de miroir pour les ondes électromagnétiques est obtenu lorsque la fréquence angulaire ω de l'onde incidente est inférieure à la pulsation du plasma ω_p . L'utilisation de ces miroirs plasma était envisagée pour remplacer les miroirs métalliques utilisés pour les antennes directives des systèmes RADAR. Ces miroirs métalliques possèdent en pratique une forte inertie qui limite leurs mouvements. Le concept de miroir plasma en revanche présente l'avantage de se former dans un plan souhaité et de changer son orientation pour obtenir un nouveau dépointage en un temps bien inférieur. La validation expérimentale de ce concept a consisté en la création d'un volume de plasma partiellement ionisé produit par une décharge à cathode creuse pulsée, décharge qui est confinée à l'aide d'un champ magnétique axial [88]. Le gaz utilisé dans l'expérience était de l'air à une pression comprise entre 100 et 400 mtorr. Comme le montre la Figure 2.27a, pour la partie micro-ondes de l'expérience, un cornet émetteur et un cornet récepteur ont été mis en place face à face, avec la décharge entre les deux, et un autre cornet servant à récupérer la puissance réfléchie par le miroir plasma était installé perpendiculairement au cornet émetteur. Les résultats montrent que le dispositif permet un niveau de réflexion comparable à celui d'une paroi métallique en bande X (10.5 GHz), pour une pression égale à 145 mtorr et un champ magnétique égal à 150 Gauss (Figure 2.27b).

2.2.2 Exploitation du plasma comme un matériau à ϵ faiblement négatif

Comme mentionné précédemment, lorsque la partie réelle de la permittivité du plasma est fortement négative, le milieu se comporte comme un conducteur électrique. Lorsque cette partie réelle est faiblement négative en revanche, les effets sont légèrement différents, et d'autres applications sont envisageables.

2.2.2.i Applications dans le domaine des antennes

Dans les années 60, des résultats expérimentaux ont montré que le rayonnement d'une antenne miniature placée au centre d'une sphère remplie de plasma (cf. Figure 2.28) pouvait être sensiblement amélioré si l'antenne est utilisée à une fréquence légèrement inférieure à la fréquence plasma [90, 91, 92]. Dans ce cas, le plasma présente une permittivité faiblement négative et cette sphère de plasma se comporte alors comme un élément inductif pour le champ électro-

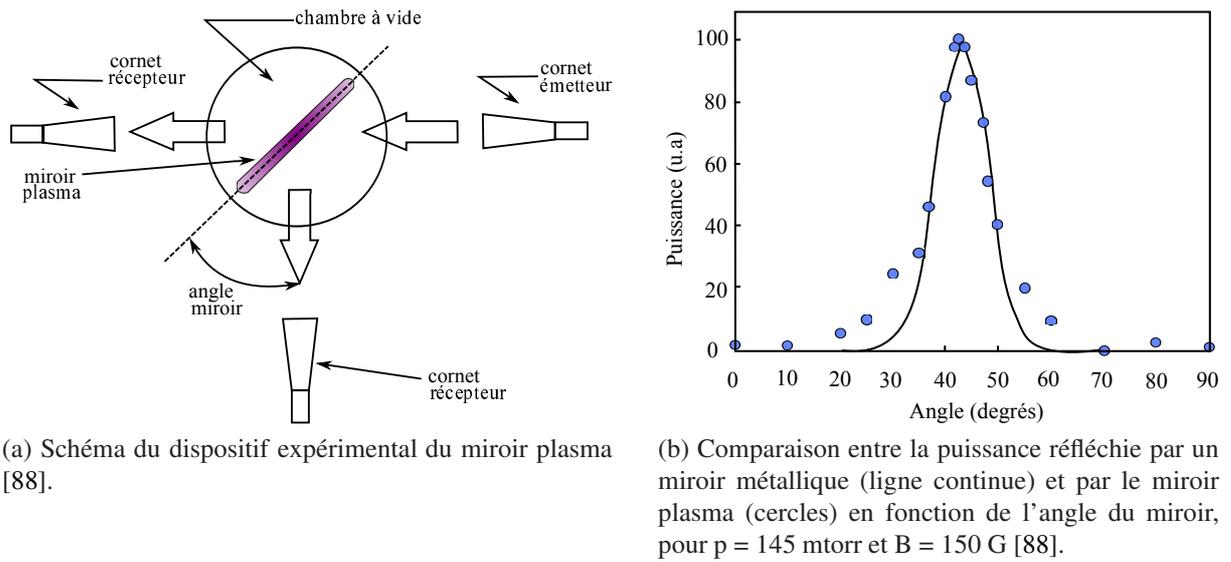


FIGURE 2.27 – Miroir à plasma pour la reconfigurabilité en diagramme d'antennes.

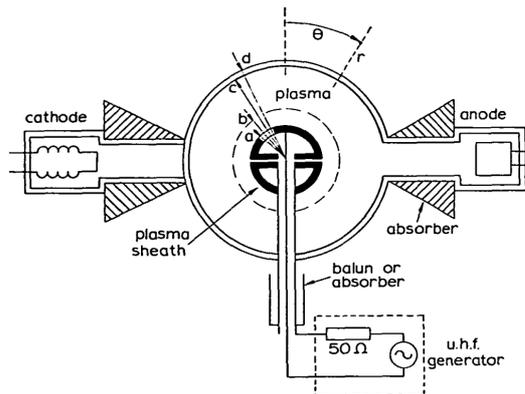


FIGURE 2.28 – Antenne miniature entourée d'un sphère de plasma [90].

magnétique. C'est en fait le signe négatif de la permittivité qui transforme l'effet capacitif de la sphère en un effet inductif. Au final, cette sphère de plasma permet de réduire l'effet de la forte capacitance qui existe dans le cas des antennes miniatures, et aussi améliorer l'efficacité d'antennes miniatures

Plus récemment, avec l'avènement des métamatériaux, cette constatation expérimentale a été remise au goût du jour d'un point de vue théorique [93, 94]. L'effet alors recherché est le comportement d'un matériau à permittivité faiblement négative ou ENG (pour Epsilon Negative). Ce type de matériau pourrait, selon certains auteurs, permettre de réaliser des antennes miniatures efficaces [93, 94, 95], des antennes à ondes de surface reconfigurables en diagramme [96] ou encore des coupleurs directionnels aux performances optimales [97].

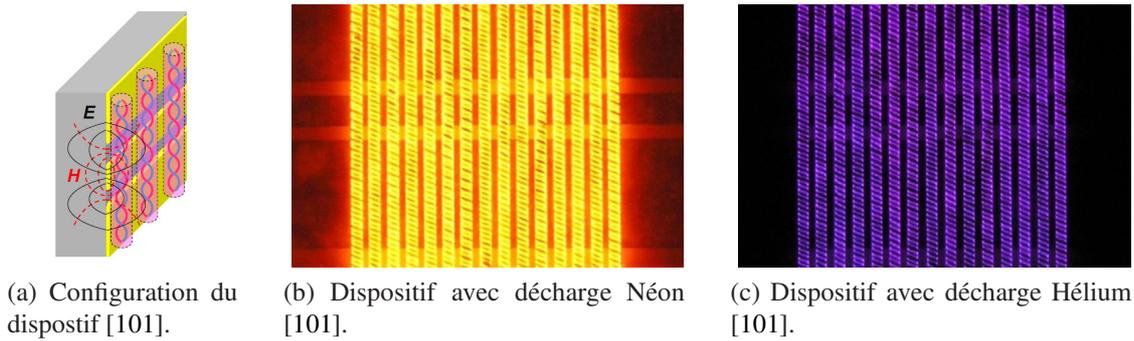


FIGURE 2.29 – Métamatériau reconfigurable à base de plasma.

2.2.2.ii Applications dans le domaine des matériaux et métamatériaux

En complément à ces travaux sur des antennes et circuits micro-ondes, l'utilisation des plasmas à permittivité faiblement négative est aussi étudiée dans le domaine des métamatériaux. Le terme métamatériau fait référence à des matériaux artificiels dont les propriétés électromagnétiques n'existent pas à l'état naturel [98]. En pratique, il s'agit d'un matériau dont la permittivité et la perméabilité sont toutes les deux négatives (DNG pour Double NeGative), c'est-à-dire un matériau dont l'indice de réfraction n est aussi négatif. De telles propriétés ouvrent des perspectives intéressantes en termes de contrôle de la propagation des ondes électromagnétiques. Dans la gamme micro-ondes, la perméabilité magnétique négative (MNG pour Mu-NeGative) est généralement obtenue en utilisant des matériaux structurés à base de résonateurs en anneaux fendus ou SRR (pour *Split Ring Resonators*) [99]. Pour obtenir une permittivité négative, on utilise classiquement un réseau de fils métalliques ou diélectriques périodiques qui émule cette propriété [100]. Récemment, il a été proposé de substituer à ce réseau de fils périodiques un milieu plasma dont les caractéristiques sont telles qu'il se comporte comme un matériau ENG. L'objectif est en réalité de pouvoir contrôler la valeur de cette permittivité à une fréquence donnée.

La Figure 2.29 montre par exemple un dispositif avec un indice de réfraction négatif contrôlable. Les structures à double-hélice métalliques génèrent une perméabilité magnétique artificielle alors que les décharges plasmas produites dans des tubes se comportent comme un matériau ENG [101]. D'un point de vue expérimental, ce dispositif a été étudié avec différents gaz et différentes conditions de décharge pour voir l'effet de la variabilité de la permittivité. L'indice de réfraction n a été estimé pour les cas sans et avec plasma. Sans décharge, la partie réelle de l'indice de réfraction $Re(n)$ est d'environ 1.8 avec un déphasage lors de la propagation de 6.1 rad. En présence du plasma (dans du Néon à une pression de 150 torr) le déphasage est supérieur à 2π , et la partie réelle de l'indice de réfraction $Re(n)$ prend des valeurs négatives, à savoir -1.5 et -3.0 en fonction du courant de décharge.

L'intégration d'une décharge plasma dans une structure périodique à bande interdite (EBG ou *Electromagnetic Band Gap*) reconfigurable a aussi été proposée [102, 103, 104]. La décharge plasma a ici pour but de perturber la structure périodique en jouant le rôle d'un défaut local. Il est ainsi possible de changer les propriétés de propagation du matériau EBG en contrôlant le plasma. La Figure 2.30a montre la structure EBG et la Figure 2.30b représente la décharge dans la structure EBG [102]. Comme le montre la Figure 2.31a, en l'absence de plasma cette structure

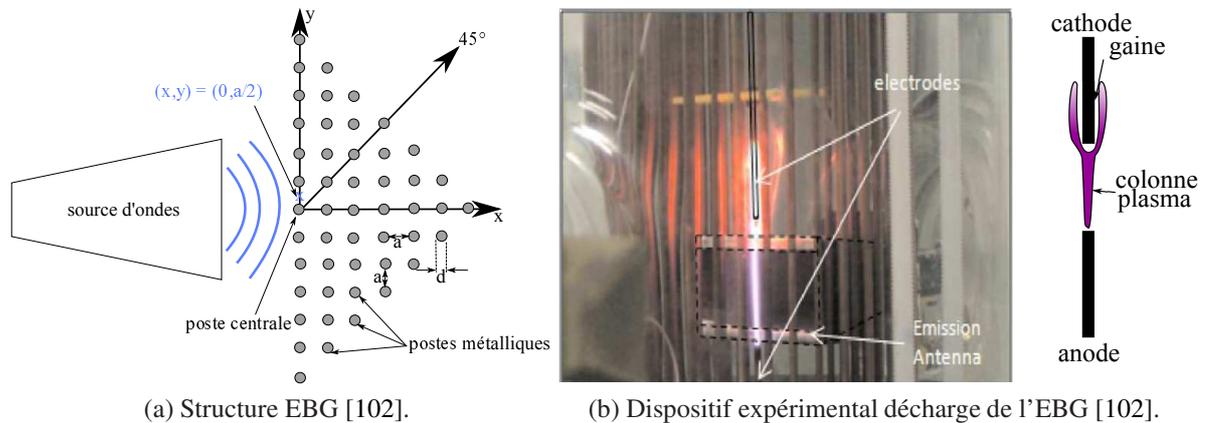


FIGURE 2.30 – Structure EBG avec défaut plasma.

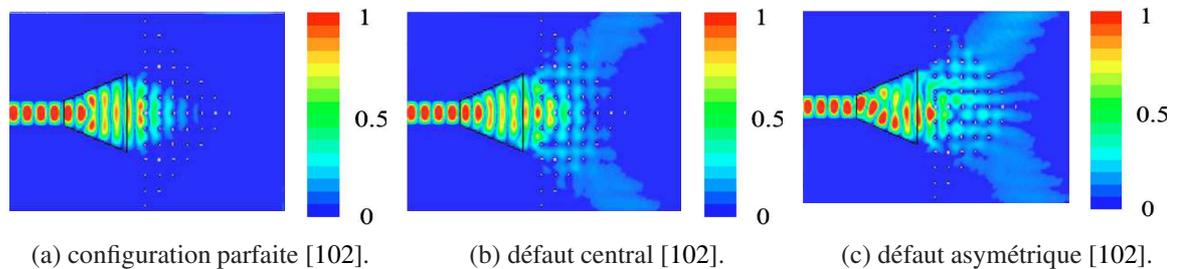


FIGURE 2.31 – Distribution du champ dans le matériau EBG sans et avec plasma.

interdit la propagation des modes diagonaux et axial, dans la direction O_x , pour une fréquence de 18 GHz. Lorsque le défaut plasma est présent en revanche, il dissymétrise la structure et autorise alors la propagation selon les modes diagonaux (cf. Figure 2.31b et 2.31c).

2.2.3 Exploitation du plasma comme un matériau à ϵ nul ou positif

Enfin, si l'on considère toujours la partie réelle de la permittivité relative d'un plasma, on voit qu'elle peut aussi être nulle ou comprise entre 0 et 1. Lorsque la permittivité est nulle ou proche de 0, on obtient un matériau classiquement appelé dans la littérature matériau ENZ (pour Epsilon Near-Zero). Dans ce cas particulier, l'onde peut être propagative (lorsque la permittivité est légèrement supérieure à 0) avec une longueur d'onde qui tend vers l'infini. De telles propriétés ont trouvé une résonance toute particulière dans la communauté scientifique, et différents travaux purement théoriques ont mis en évidence des applications très intéressantes dans le domaine des micro-ondes. Citons par exemple la possibilité de créer des antennes compactes directives [105, 106] ou encore le phénomène extraordinaire de canalisation (ou *tunneling* en anglais) de l'énergie électromagnétique à travers des canaux sub-longueur d'onde [107].

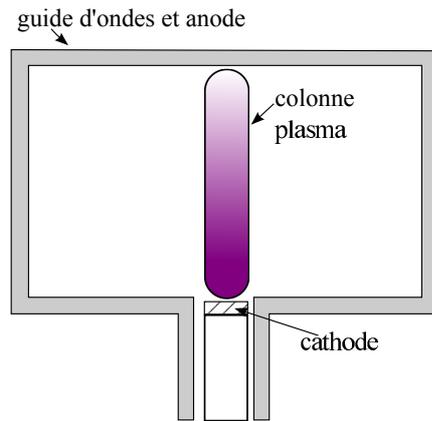
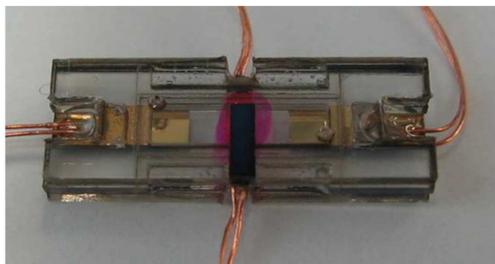
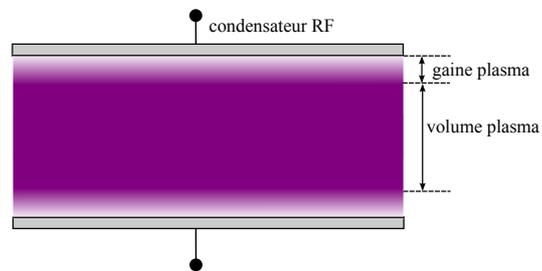


FIGURE 2.32 – Dispositif varactor à base de tubes plasma.



(a) Image du dispositif de mesure capacité micro-ondes [110].



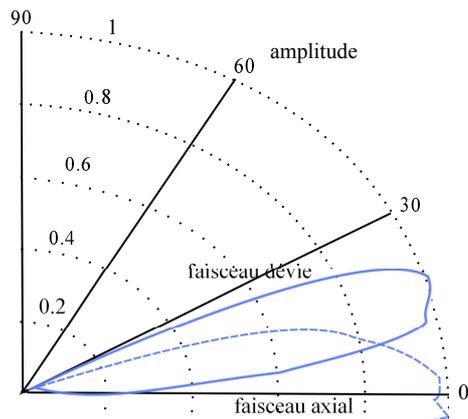
(b) Capacité micro-ondes à plasma [110].

FIGURE 2.33 – Capacité variable à base de plasma.

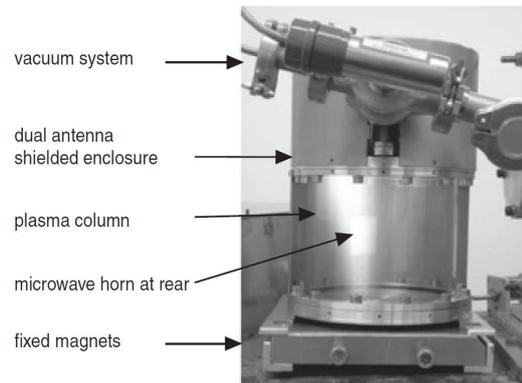
2.2.3.i Applications dans le domaine des circuits

La partie positive de la permittivité du plasma a déjà été mise à profit pour la réalisation d'un déphaseur en technologie guide d'ondes rectangulaire contrôlable en continu dans la bande X [108]. Pour ce faire des varactors à plasma, c'est-à-dire des décharges plasma confinées dans des tubes, sont insérés en série dans le plan transverse du guide d'ondes comme le montre la Figure 2.32. Chaque tube est contrôlé de manière indépendante de sorte à modifier le milieu de propagation de l'onde guidée. On fait alors varier la permittivité relative du plasma entre 0 et 1. Ce dispositif permet au final un déphasage continu de 360 degrés avec de faibles pertes d'insertion (inférieures à 0.5 dB), un faible bruit et une haute tenue en puissance (supérieure à 200 W).

Basé sur le même principe, le contrôle de cette permittivité positive a aussi été implémenté dans le cadre de la réalisation d'une capacité variable caractérisée de 500 MHz à 2.5 GHz [109]. Le contrôle de la permittivité du plasma se fait par l'intermédiaire d'une tension externe. Au final, la capacitance peut varier dans un rapport 2-6 :1 avec un facteur de qualité Q de 60 MHz à 600 MHz. La Figure 2.33 montre le condensateur variable à base de plasma.



(a) Mesure en champ lointain de la lentille plasma à 36 GHz [110].



(b) Prototype qui permet la déviation de faisceau [110].

FIGURE 2.34 – Dispositif de lentille plasma pour la reconfigurabilité en diagramme de rayonnement.

2.2.3.ii Applications dans le domaine des antennes

Dans le domaine des antennes, le caractère positif de la permittivité a été utilisé pour la réalisation d'une lentille reconfigurable en diagramme à 36 GHz [110]. Le principe de fonctionnement du dispositif est basé sur les propriétés de réfraction du plasma lorsqu'on génère un gradient de densité électronique. Ainsi, en générant un milieu dont la permittivité relative varie entre 0 et 1 dans l'espace, on peut contrôler la déviation d'un champ électromagnétique incident provenant d'une antenne source, et donc le dépointage du diagramme de rayonnement. Dans ce cas précis, l'antenne source est un cornet qui éclaire une enceinte où le plasma est généré.

Les mesures ont été réalisées avec le dispositif BASIL (Basic Ion Laser) qui produit un plasma magnétisé de forte densité ($5-10 \times 10^{18} m^{-3}$). La Figure 2.34 représente le dispositif expérimental proposé. La mesure du diagramme de rayonnement en champ lointain pour la lentille plasma à 36 GHz est représentée sur la Figure 2.34a et une image du dispositif sur la Figure 2.34b. La Figure 2.34a montre une excellente collimation du faisceau dévié avec une déviation maximale du faisceau de 25° . Les pertes d'insertion sont évaluées à environ 2 dB, et elles proviennent essentiellement des pertes par diffraction et par couplage de l'onde à travers la surface en verre de la cloche à vide.

Plus récemment, une équipe du LAPLACE à Toulouse a proposé d'utiliser cette propriété pour réaliser des antennes à ondes de fuite reconfigurables en diagramme [111]. Une implémentation pratique est en cours d'étude.

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons dans un premier temps rappelé les stratégies de reconfigurabilité envisagées dans le domaine des antennes micro-ondes, qu'il s'agisse d'une reconfigurabilité en fréquence, en diagramme ou en polarisation.

Une liste non exhaustive des éléments actifs utilisés pour réaliser cette propriété de reconfigurabilité a aussi été dressée en considérant notamment les éléments localisés (diodes PIN,

diodes varactors et MEMS RF), les matériaux reconfigurables (cristaux liquides, matériaux ferroélectriques, ...) et des stratégies plus exotiques. Si chaque approche possède ses avantages, il persiste une limitation commune en termes de puissance micro-onde acceptable. Ainsi, la reconfigurabilité de fonctions micro-ondes pour une gamme de puissance de l'ordre de quelques dizaines de watts à plusieurs centaines de watts ne peut pas être actuellement adressée simplement avec ces technologies. L'utilisation de décharges plasmas semble être une piste intéressante pour combler ce manque.

L'état de l'art réalisé dans ce chapitre sur les applications des plasmas dans le domaine de la reconfigurabilité micro-ondes permet justement de tirer quelques conclusions importantes. Tout d'abord, il apparaît clairement qu'une décharge plasma peut être utilisée même pour des puissances micro-ondes importantes. C'est en particulier le cas pour les limiteurs de puissance qui font appel aux propriétés non linéaires du milieu plasma à forte puissance vis-à-vis de l'onde électromagnétique incidente. Ensuite, on remarque que l'utilisation des plasmas dans des dispositifs micro-ondes reste relativement marginale. Ceci s'explique d'une part par l'existence d'autres technologies adressant les applications de faible puissance (diodes PIN, MEMS RF, ...), et d'autre part par la difficulté à intégrer les dispositifs de génération des plasmas dans des circuits micro-ondes (électrodage, puissance DC nécessaire, ...). D'ailleurs, on note pour ce dernier point que la majorité des dispositifs proposés utilisent des plasmas relativement volumineux au voisinage des fonctions micro-ondes (e.g. le miroir reconfigurable, la structure EBG, la lentille reconfigurable, ...) ou directement intégrés au sein de structures micro-ondes volumineuses (e.g. les tubes duplexeurs, les antennes tubes, le déphaseur réglable, ...), et ceci malgré l'apparition depuis quelques années des dispositifs de génération de microdécharges qui laissent entrevoir une intégration plus poussée du plasma au sein d'un circuit [112]. On observe justement quelques nouvelles applications récentes combinant la génération d'un plasma localisé au sein d'un circuit micro-ondes de plus petite taille (e.g. coupleur reconfigurable, capacité variable, ...).

A partir de ces conclusions, nous avons décidé d'étudier l'intégration et l'utilisation d'une microdécharge de type MCSD directement dans des circuits imprimés pour la reconfigurabilité des systèmes micro-ondes. Étant donné l'absence de modèle électromagnétique précis caractérisant ce type de microdécharges, nous avons privilégié une caractérisation expérimentale de ses propriétés.

CHAPITRE 3

CARACTÉRISATION MICRO-ONDE EXPÉRIMENTALE D'UNE DÉCHARGE PLASMA LOCALISÉE DU TYPE MCSD

Si le Chapitre 1 a permis de mettre en évidence les potentialités associées aux plasmas froids hors-équilibre en termes de reconfigurabilité électromagnétique, le Chapitre 2 a aussi démontré que les applications effectives restent marginales et qu'elles reposent principalement sur l'utilisation de plasmas volumineux.

Néanmoins, comme mentionné dans le Chapitre 1, de nombreuses études récentes dans le domaine des plasmas ont montré l'émergence de dispositifs de petite taille pour la génération de microdécharges qui laisse entrevoir des applications intéressantes dans le cadre des circuits imprimés micro-ondes reconfigurables.

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser tout particulièrement à la structure MCSD qui, comme mentionné dans le Chapitre 1, permet de générer des décharges localisées en utilisant trois électrodes DC. L'objectif à terme étant d'intégrer une microdécharge directement dans un circuit imprimé, il est nécessaire de bien connaître son comportement vis-à-vis d'une onde électromagnétique micro-onde. Même si l'existence du modèle de Drude permet d'appréhender certains effets, la complexité physique de la microdécharge en elle-même (i.e. en termes d'inhomogénéité de la densité électronique principalement) entraîne une incertitude forte sur la validité de ce modèle.

Pour remédier à ce problème, nous avons décidé de caractériser expérimentalement la décharge MCSD à l'aide de dispositifs de mesure conçus pour l'occasion. Ces dispositifs, ainsi que le protocole expérimental seront présentés. Les résultats de mesures seront analysés et discutés afin d'en extraire les informations pertinentes en termes d'utilisation comme élément reconfigurable.

Sommaire

3.1	Introduction	56
3.2	Dispositifs de mesure	58
3.2.1	Ligne de transmission microruban intégrant une microdécharge MCSD	58
3.2.1.i	Cathode	58

3.2.1.ii	Feuille diélectrique	60
3.2.1.iii	Anode 1	60
3.2.1.iv	Anode 2	60
3.2.1.v	Ligne de transmission microruban 50 Ω	61
3.2.1.vi	Dispositif final	61
3.2.2	Ligne de transmission microruban inversée intégrant une microdécharge MCSD	62
3.3	Protocole expérimental	66
3.4	Résultats de mesure	68
3.4.1	Mesures du dispositif utilisant une ligne de transmission microruban	69
3.4.1.i	Puissance DC injectée à la décharge	69
3.4.1.ii	Coefficient de réflexion S_{11}	70
3.4.1.iii	Coefficient de transmission S_{21}	72
3.4.1.iv	Bilan de puissance micro-onde	75
3.4.2	Mesures du dispositif utilisant une ligne de transmission microruban inversée	76
3.4.2.i	Puissance DC injectée à la décharge	76
3.4.2.ii	Coefficient de réflexion S_{11}	76
3.4.2.iii	Coefficient de transmission S_{21}	78
3.4.2.iv	Bilan de puissance micro-onde	78
3.5	Conclusion	79

3.1 Introduction

Parmi les différents types de microdécharges présentés dans le Chapitre 1, nous avons spécialement porté notre attention sur la *Micro-hollow Cathode Sustained Discharge* ou MCSD pour l'intégration dans un dispositif RF. Ce choix est principalement motivé par la versatilité de ce type de microdécharges et par sa configuration en termes d'électrodes qui laisse présager une intégration simplifiée au sein d'un circuit imprimé micro-onde.

La Figure 3.1 représente la topologie de la décharge MCSD. Nous remarquons un premier bloc constitué de deux électrodes, à savoir la cathode et l'anode 1, séparées par une feuille diélectrique. L'ensemble est percé en son centre pour obtenir un trou de diamètre Φ . En tant que telle, cette structure s'apparente à une microdécharge MHCD (*Micro Hollow Cathode Discharge*). La différence fondamentale entre les topologies MCSD et MHCD est la présence d'une troisième électrode, l'anode 2, dans le cas de la MCSD. Cette anode supplémentaire sert en pratique à tirer la décharge à l'extérieur du trou pour former un volume plasma plus important. La structure MHCD peut alors être vue comme une source d'électrons dans la configuration MCSD.

D'un point de vue opérationnel, on applique tout d'abord une tension DC suffisante entre la cathode et l'anode 1 de sorte à créer un plasma dans le trou de diamètre Φ . Une fois cette décharge établie, il est possible de l'étendre en volume en polarisant l'anode 2. Le milieu plasma occupe alors l'espace entre les deux anodes.

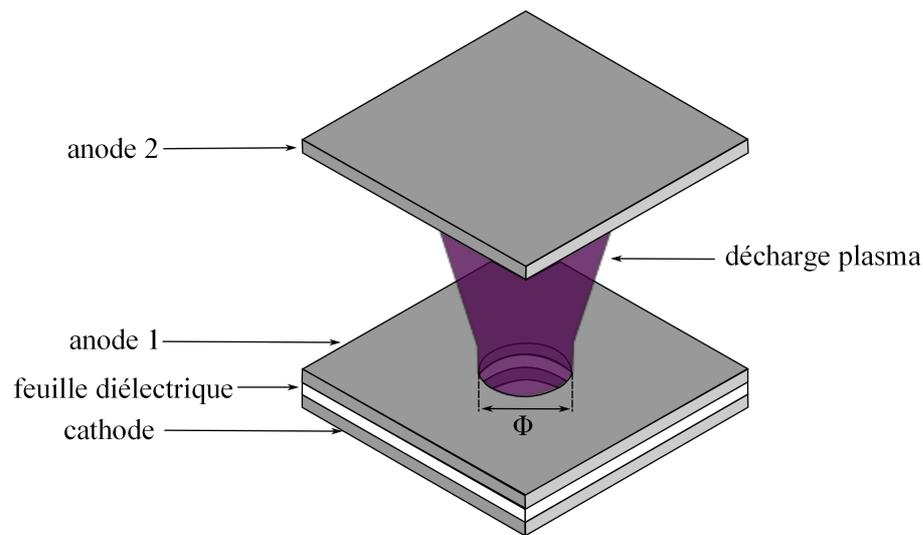


FIGURE 3.1 – Configuration d’une microdécharge MCSD.

Les avantages de cette microdécharge MCSD sont sa faible taille, une implémentation simple au niveau structurel, une forte densité électronique disponible et la possibilité de générer des décharges avec une bonne stabilité à pression atmosphérique [24]. D’un point de vue applicatif, et plus particulièrement si l’on considère des circuits imprimés dans le domaine des micro-ondes, ce dispositif permet d’utiliser l’espace entre l’anode 1 et l’anode 2 pour faire interagir une onde électromagnétique incidente avec le plasma.

Un autre avantage intéressant est la possibilité de séparer simplement les alimentations RF et DC, ce qui évite les problématiques liées au couplage des sources. Les inconvénients associés à l’utilisation d’une décharge MCSD sont ceux classiquement rencontrés avec les décharges DC, à savoir un vieillissement des électrodes, et principalement de la cathode, dû au bombardement ionique auquel l’électrode est soumise. Cet effet peut aussi entraîner l’augmentation de la température autour de cette électrode ce qui ajoute des contraintes au niveau thermique dans la conception du dispositif micro-ondes. Il convient donc d’éloigner la zone cathodique du dispositif micro-ondes et d’utiliser des matériaux avec une bonne dissipation et une bonne tenue thermique pour la zone cathodique (e.g. un bloc de cuivre et une feuille de céramique).

Si cette microdécharge semble intéressante d’un point de vue intégration, le milieu plasma qu’elle produit reste à caractériser. L’utilisation d’un modèle théorique ou même numérique n’est malheureusement pas envisageable du fait de la complexité de ce type de décharge, en particulier de la répartition fortement inhomogène de la densité électronique dans le volume du plasma. A partir de ce constat, nous avons décidé de réaliser une caractérisation expérimentale du plasma généré par une MCSD. Pour ce faire, nous avons développé deux dispositifs de mesure basés sur l’utilisation de lignes de transmission microruban et microruban inversée intégrant en leur centre une microdécharge plasma de type MCSD. La Section suivante présente en détails les caractéristiques de ces deux dispositifs de mesure.

3.2 Dispositifs de mesure

Deux dispositifs de mesure ont été conçus afin de caractériser les propriétés électromagnétiques d'une microdécharge de type MCSD. Ces deux dispositifs reposent sur le même principe, à savoir la mesure des paramètres S de lignes de transmission au centre desquelles on retrouve une microdécharge. Les deux lignes de transmission considérées sont une ligne microruban et une ligne microruban inversée. Ces deux choix sont bien entendu motivés par la volonté d'intégrer cette microdécharge dans des circuits imprimés. Quant à la conception de ces deux dispositifs, elle répond à la volonté de mettre en évidence l'influence du contraste diélectrique entre le milieu de propagation initial de l'onde (i.e. les milieux constitutifs de la ligne de transmission) et le plasma.

L'objectif final de ces dispositifs est de caractériser la microdécharge sur une large bande de fréquences en faisant varier de nombreux paramètres tels que le type de gaz, sa pression et la puissance DC injectée à la décharge. Le contrôle de tous ces paramètres est particulièrement important car ils ont tous une influence sur les caractéristiques physiques de la décharge, et en particulier sur la pulsation plasma ω_p et la fréquence de collision électron-neutre ν_p . Néanmoins, d'un point de vue opérationnel, seul le contrôle de la puissance DC injectée à la décharge est pertinent dans le cadre d'un dispositif micro-ondes reconfigurable. Le contrôle de la pression et du type de gaz est aussi envisageable mais avec des temps de commutation trop importants (temps liés au système de pompage et de contrôle du gaz).

3.2.1 Ligne de transmission microruban intégrant une microdécharge MCSD

La Figure 3.2 représente une vue éclatée du premier dispositif de mesure. On peut assez aisément repérer la structure de la microdécharge MCSD constituée de la cathode, d'une feuille diélectrique, de l'anode 1 (réalisée à partir de deux pièces pour des raisons pratiques) et de l'anode 2. La nouveauté concerne finalement l'insertion d'une ligne microruban entre l'anode 1 et l'anode 2. Pour mieux comprendre la structure de cette maquette, nous allons détailler ses différentes pièces.

3.2.1.i Cathode

Tout d'abord, si l'on considère la cathode, on note qu'elle possède une forme cylindrique originale dans l'optique de supporter des élévations de températures importantes sans endommagement. La Figure 3.3 montre une photo de la cathode ainsi qu'une vue en coupe. Cette pièce est fabriquée à partir d'un bloc de cuivre. Ses dimensions sont relativement importantes pour permettre une bonne dissipation de la chaleur. Il est important de remarquer que cette cathode est creuse (d'où le terme *Hollow Cathode* en anglais). En pratique, on note deux trous aux diamètres différents le long du cylindre, à savoir un premier trou de 1 mm de diamètre et un deuxième trou de 10 mm de diamètre sur la majeure partie de la hauteur de la cathode. Le premier trou correspond en fait au trou utile pour la structure MCSD (noté Φ dans la Figure 3.1). Il est aligné avec les autres trous présents au niveau de la feuille diélectrique et de l'anode 1. Le diamètre de ce trou a été choisi de manière à obtenir un bon compromis pour pouvoir générer des décharges dans une large gamme de pressions. Le deuxième trou de la cathode, qui

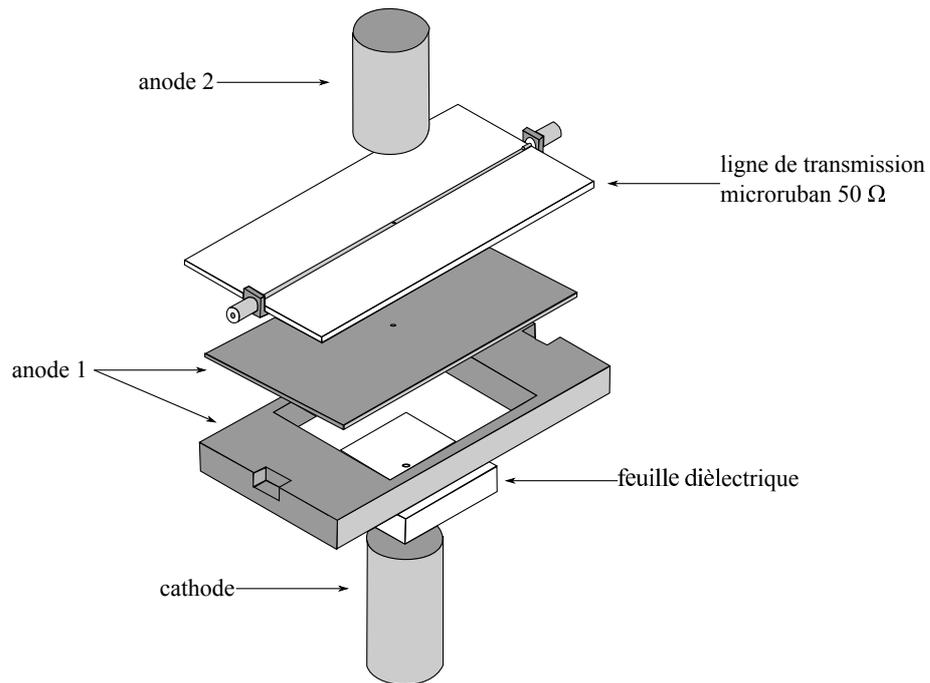
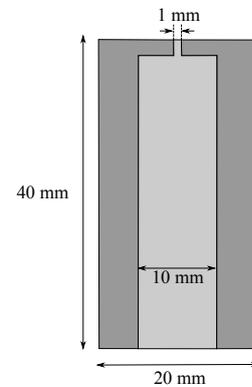


FIGURE 3.2 – Vue éclatée du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban.



(a) Photo de la cathode avec couverture en PVC.



(b) Vue de coupe de la cathode avec ses dimensions.

FIGURE 3.3 – Cathode utilisée dans le dispositif de mesure.

a un diamètre plus important, répond au besoin d'avoir une cathode creuse pour que le plasma puisse s'étendre côté cathodique lorsque des densités plus importantes sont recherchées [24]. D'un point de vue pratique, cette cathode est couverte par un cylindre en PVC lors des mesures pour éviter que le claquage du gaz puisse apparaître ailleurs que dans le trou de diamètre Φ .

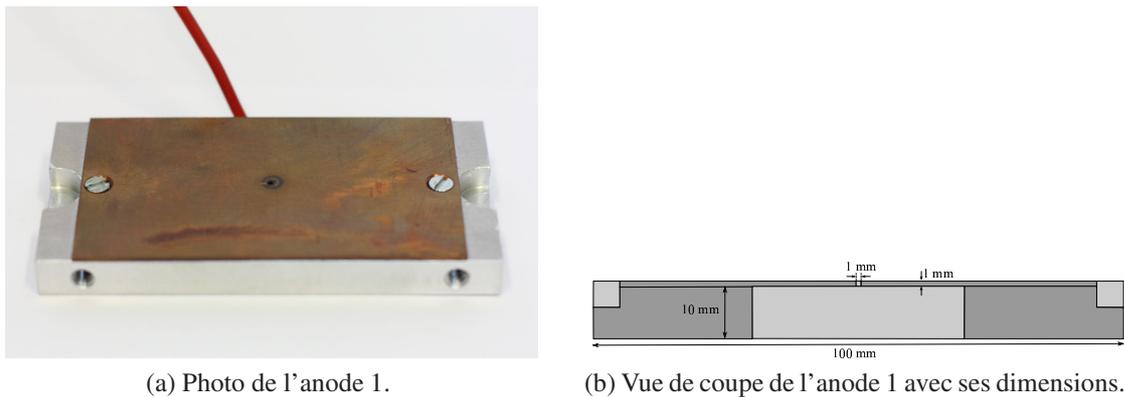


FIGURE 3.4 – Anode utilisée dans le dispositif de mesure.

3.2.1.ii Feuille diélectrique

La deuxième pièce utilisée est la feuille diélectrique insérée entre les deux premières électrodes. Il s'agit en pratique d'une plaque de Macor, un diélectrique vitrocéramique facile à usiner et présentant l'avantage de résister à de très hautes températures [113]. L'épaisseur de la pièce de Macor est de 8 mm. Cette épaisseur, assez élevée pour une décharge de ce type, a été choisie pour permettre la génération de décharges à basse pression. Le trou percé dans le diélectrique est d'un diamètre supérieur à $\Phi = 1\text{ mm}$, à savoir 3 mm, en raison des difficultés techniques rencontrées pour réaliser un perçage avec un diamètre inférieur.

3.2.1.iii Anode 1

Au-dessus de la pièce de Macor se trouve l'anode 1 (cf. Figure 3.4). Cette anode est composée d'une pièce en aluminium d'épaisseur 10 mm et d'une tôle de cuivre d'épaisseur 1 mm assemblées entre elles. Cette configuration répond à des contraintes de réalisation mécanique, puisqu'il est relativement difficile d'usiner une pièce pour obtenir une faible épaisseur tout en gardant une bonne planéité et rigidité. On note la présence d'un trou de diamètre $\Phi = 1\text{ mm}$, au centre de cette anode 1, trou qui correspond à l'endroit où est générée la décharge plasma. Des encoches ont aussi été réalisées sur les côtés de la partie en aluminium pour pouvoir accueillir les connecteurs SMA de la ligne de transmission microruban.

3.2.1.iv Anode 2

Enfin, pour compléter le dispositif permettant de créer la décharge MCSD, une anode supplémentaire appelée anode 2 est utilisée. Cette anode, présentée sur la Figure 3.5, permet la création de la partie la plus volumineuse de la décharge, laquelle va interagir avec la ligne microruban.

La forme particulière de l'anode 2 répond à des contraintes spécifiques au second dispositif de mesure. Sa conception sera donc détaillée dans la Section 3.4.2. La distance entre l'anode 1 et la pointe de l'anode 2 dans ce dispositif est de 7 mm.

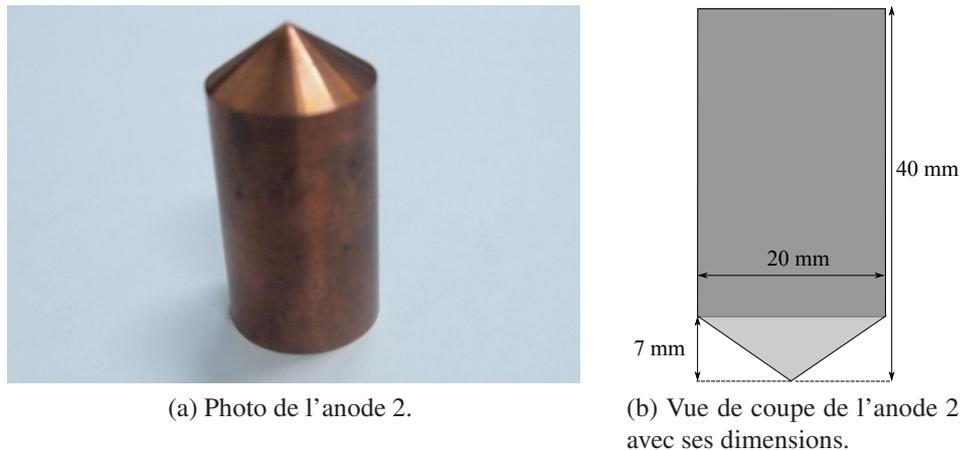


FIGURE 3.5 – Anode utilisée pour établir la décharge MCSD du dispositif de mesure.

3.2.1.v Ligne de transmission microruban 50 Ω

Si l'on compare le dispositif de mesure de la Figure 3.2 avec le dispositif standard de la Figure 3.1, on observe donc quasiment la même configuration pour la génération de la décharge MCSD hormis l'insertion d'une ligne de transmission microruban 50 Ω dans notre dispositif. Cette ligne est placée directement au-dessus de l'anode 1.

Le plan de masse de la ligne de transmission microruban et l'anode 1 sont donc au même potentiel électrique dans ce cas. La ligne microruban est réalisée à partir d'un substrat en alumine Kyocera A493 d'épaisseur 1 mm, de permittivité relative $\epsilon_r = 9.9$ et de tangente des pertes $\tan \delta = 0.0002$ [114]. Le choix d'un substrat d'alumine est justifié par ses propriétés de tenue en température, paramètre qui peut être important selon la densité de puissance DC fournit au plasma [22].

Les dimensions de la ligne microruban sont reportées sur la Figure 3.6. Pour avoir une ligne microruban d'impédance caractéristique égale à 50 Ω la largeur W de la ligne doit être égale à 0.966 mm [115]. Les métallisations de la ligne et du plan de masse sont en or, en raison notamment de la bonne conductivité thermique de ce métal. On remarque au centre de la ligne la présence d'un trou qui est en fait aligné avec le trou de la décharge MCSD. Ainsi, lorsque la décharge est allumée, le plasma vient remplir ce trou et donc interagir avec le champ électromagnétique qui se propage le long de la ligne. En raison de la largeur de la ligne utilisée, on ne peut pas percer un trou de 1 mm de diamètre. Le trou final est donc de 0.6 mm. A noter que le substrat, la ligne et le plan de masse sont tous percés ici.

3.2.1.vi Dispositif final

Au final, l'assemblage de ces différentes pièces conduit au dispositif de mesure dont la vue en coupe est donnée sur la Figure 3.7. L'ensemble du dispositif est maintenu par une structure en PVC, comme le montre la Figure 3.8.

La Figure 3.9 présente la comparaison entre les paramètres S obtenus en simulation numérique avec le logiciel Ansys HFSS et ceux issus de la mesure du dispositif à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA pour *Vector Network Analyzer*). On observe un bon accord entre les résultats de simulation et la mesure du dispositif de 0.1 à 10 GHz.

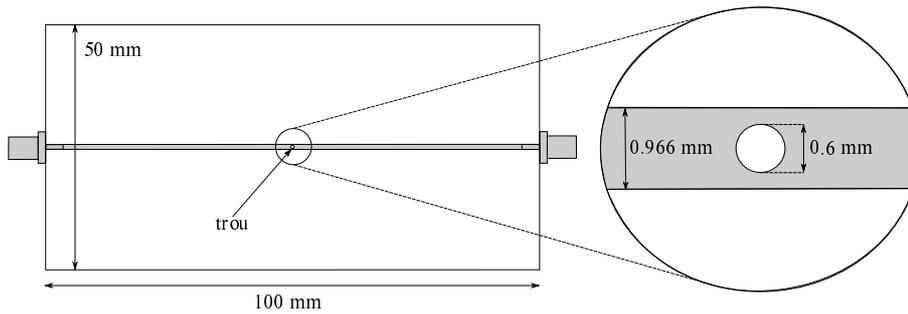


FIGURE 3.6 – Ligne de transmission microruban 50 Ω du dispositif de mesure.

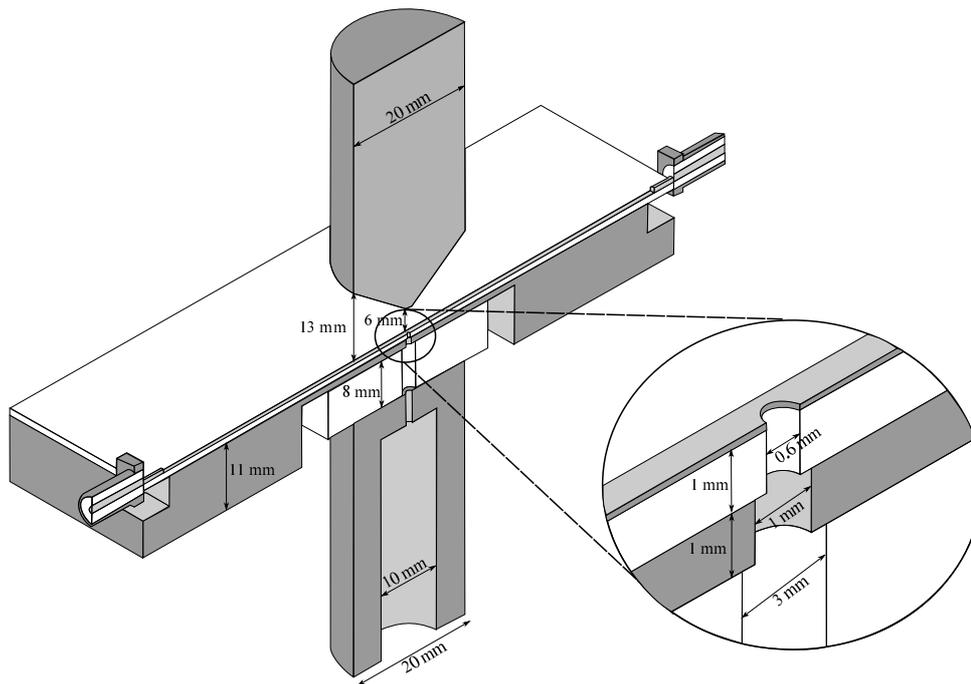


FIGURE 3.7 – Vue en coupe du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban.

Il convient de préciser par ailleurs que les dimensions de la structure MCSD, à savoir les diamètres des trous et les hauteurs, ne sont pas optimales pour toutes les valeurs de pression qui seront étudiées par la suite. Il s'agit là néanmoins d'un bon compromis en ce qui concerne la stabilité de la décharge et la puissance DC requise. A terme, il est préférable bien entendu d'optimiser toutes ces dimensions si on recherche un point de fonctionnement donné, c'est-à-dire un type de gaz et une pression donnés.

3.2.2 Ligne de transmission microruban inversée intégrant une microdécharge MCSD

Le second dispositif permettant l'évaluation de l'interaction entre une onde électromagnétique micro-onde et une microdécharge plasma du type MCSD utilise une ligne de transmission

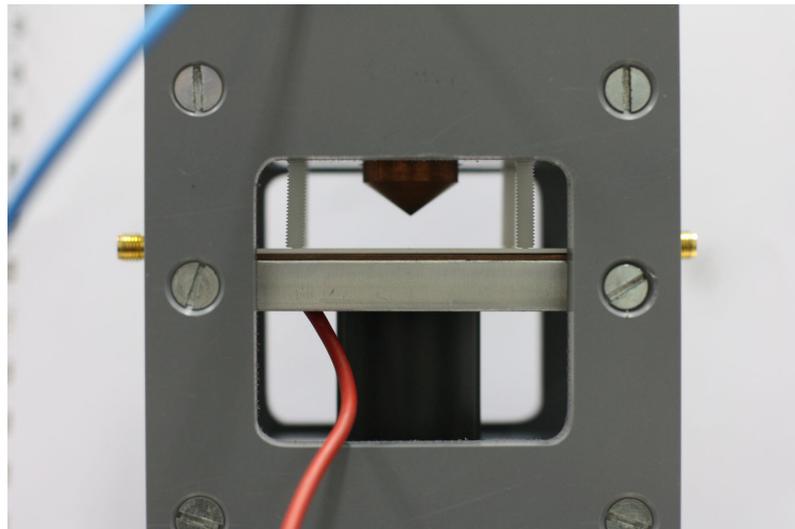
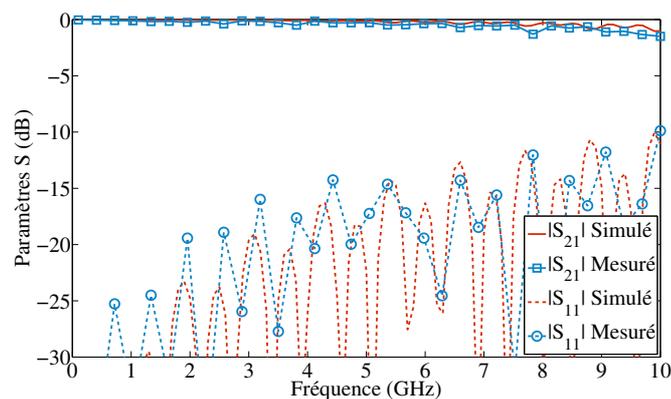


FIGURE 3.8 – Photo du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban.

FIGURE 3.9 – Comparaison des paramètres S mesurés et simulés pour le dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban 50Ω .

microruban inversée (cf. Figure 3.10). Ce dispositif est très proche du dispositif présenté dans la section précédente. La seule différence concerne l'utilisation d'une ligne de transmission microruban inversée. Les motivations qui ont conduit à la réalisation de ce second dispositif sont d'une part un coût de fabrication réduit par l'utilisation de substrat bas coût en comparaison avec de l'alumine, et d'autre part la volonté de réduire le contraste diélectrique entre la zone d'accueil du plasma et la région de propagation de l'onde électromagnétique. L'utilisation d'un substrat bas coût est rendue possible par une réduction des contraintes de température au niveau du diélectrique de la ligne microruban inversée. En effet, la topologie de la ligne microruban inversée permet d'éloigner le substrat diélectrique de la zone où la température est la plus importante en créant un gap d'air entre l'anode 1 et le substrat.

Plutôt que de détailler à nouveau tout le dispositif de mesure, nous allons nous concentrer sur les quelques modifications vis-à-vis du premier dispositif de mesure. On note des modifications structurelles au niveau de l'anode 1. Comme dans le premier cas, cette anode est constituée d'un

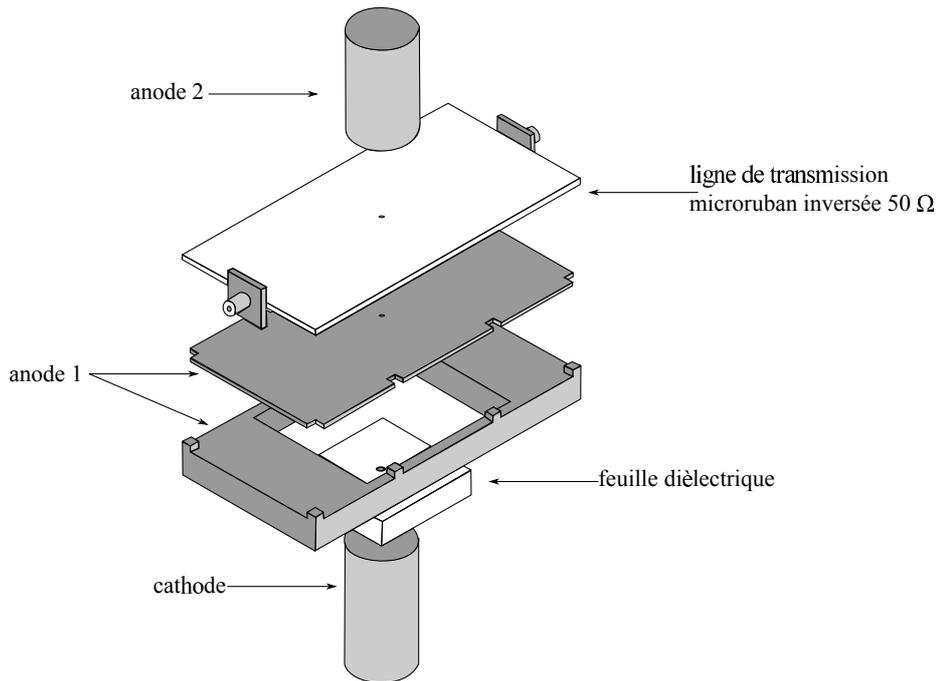


FIGURE 3.10 – Vue éclatée du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée.

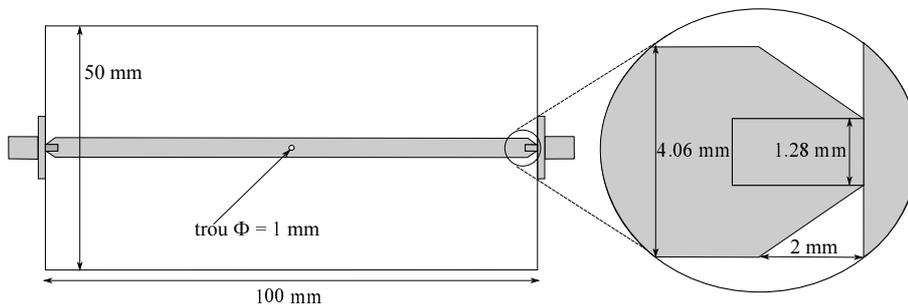


FIGURE 3.11 – Ligne de transmission microruban inversée 50Ω du dispositif de mesure.

assemblage de deux parties métalliques (une en cuivre et une en aluminium), mais de formes différentes. Des plots métalliques de 2 mm de haut ont été réalisés pour supporter le substrat inversé qui se trouve au final à 1 mm au-dessus de l'anode 1 qui sert ici de plan de masse pour la ligne inversée.

La géométrie de la ligne de transmission microruban inversée est exposée sur la Figure 3.11. Cette fois, seule une des deux faces du substrat diélectrique contient une métallisation, en l'occurrence le motif de la ligne microruban. La ligne en cuivre est gravée sur un substrat Taconic RF-35 qui présente une permittivité relative $\epsilon_r = 3.5$, une tangente de perte $\tan \delta = 0.0018$ et une épaisseur de 1.52 mm. Comme mentionné précédemment, dans le cas de la ligne microruban inversée, on peut choisir un substrat avec une tenue thermique moins importante que celle de l'alumine en raison de son éloignement avec la zone cathodique.

Ce substrat est finalement reporté sur le dispositif avec la face imprimée du côté de l'anode 1 et à une hauteur de 1 mm. Avec une ligne de transmission microruban inversée, l'onde électro-

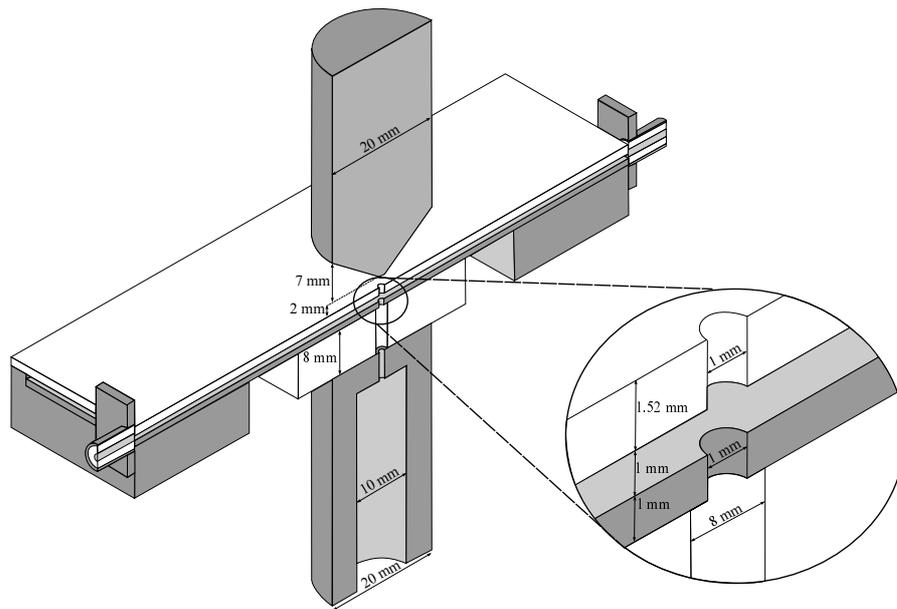


FIGURE 3.12 – Vue de coupe du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission micro-ruban inversée.

magnétique se propage donc essentiellement dans de l'air. En considérant la géométrie finale de la ligne de transmission inversée, on peut déterminer sa largeur W pour obtenir une impédance caractéristique de 50Ω , à savoir $W = 4.06 \text{ mm}$ dans ce cas précis.

Sur la Figure 3.11, on peut observer une forme particulière de la ligne à ses extrémités. Cette modification locale est due aux connecteurs SMA utilisés. En effet, de par la faible distance entre l'anode 1 et la ligne inversée (en l'occurrence 1 mm), il est impossible d'utiliser des connecteurs à broche ronde au risque d'entraîner un contact électrique entre la ligne et le plan de masse. Ainsi, nous avons utilisé des connecteurs SMA à broche plate. Cependant, avec une largeur de ligne de 4.06 mm , on risque de court-circuiter l'âme centrale et la masse du connecteur SMA, d'où la modification de la forme de la ligne à ses extrémités.

On peut noter aussi que, contrairement au cas de la ligne microruban classique, on peut percer un trou de diamètre égal à 1 mm dans la ligne microruban inversée sans pour autant couper la ligne de transmission.

Pour finir, on remarque encore une fois que l'anode 2 possède la forme particulière décrite dans la section précédente (cf. Figure 3.5). La forme de cette anode répond justement au besoin de minimiser son influence sur les performances micro-ondes de la ligne microruban inversée. En effet, dans ce dispositif, l'anode 2 présente une interaction plus importante avec la ligne de transmission, et une façon de diminuer ces effets est de considérer une anode conique. Pour plus de détails sur l'optimisation de la forme de l'anode 2, le lecteur peut se référer à l'Annexe A.

La Figure 3.12 montre finalement une vue en coupe du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée ainsi que ses dimensions les plus significatives. Comme dans le cas du premier dispositif, une structure en PVC a été conçue pour maintenir l'ensemble des pièces (cf. Figure 3.13)

Les résultats de simulation et de mesure des paramètres S du dispositif sont présentés sur la Figure 3.14. Le paramètre S_{11} mesuré est légèrement supérieur à celui estimé en simulation

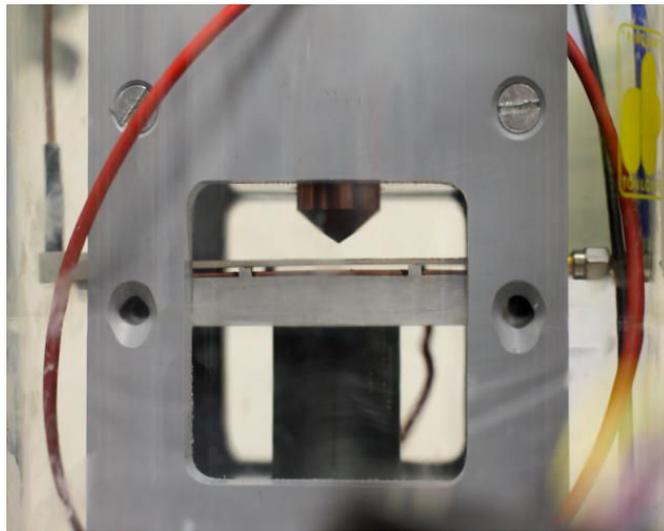


FIGURE 3.13 – Photo du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée.

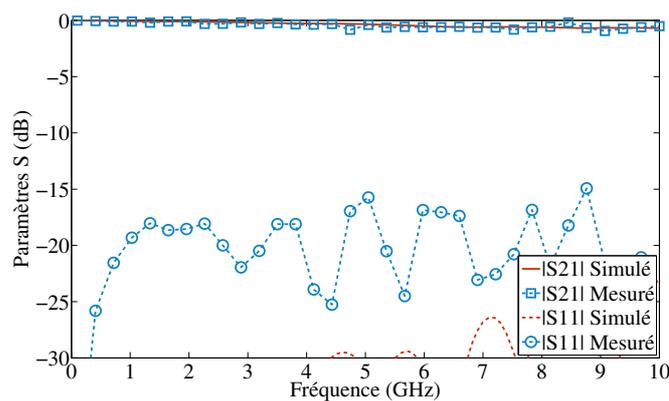


FIGURE 3.14 – Comparaison des paramètres S mesurés et simulés pour le dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée 50Ω .

avec Ansys HFSS. Néanmoins, il reste inférieur à -10 dB sur toute la bande d'analyse.

3.3 Protocole expérimental

Afin de caractériser les propriétés d'une décharge MCSD d'un point de vue électromagnétique, deux dispositifs de mesure ont donc été développés. Ces dispositifs doivent permettre au final d'extraire les paramètres S d'une ligne de transmission perturbée par un plasma dont on contrôle les propriétés physiques par le biais du type de gaz utilisé, de sa pression et de la puissance DC injecté à la décharge. Pour ce faire, un protocole expérimental a spécialement été mis en œuvre.

La Figure 3.15 représente l'installation expérimentale utilisée pour caractériser les deux dispositifs de mesure. Tout d'abord, on remarque que le dispositif de mesure est inséré dans une

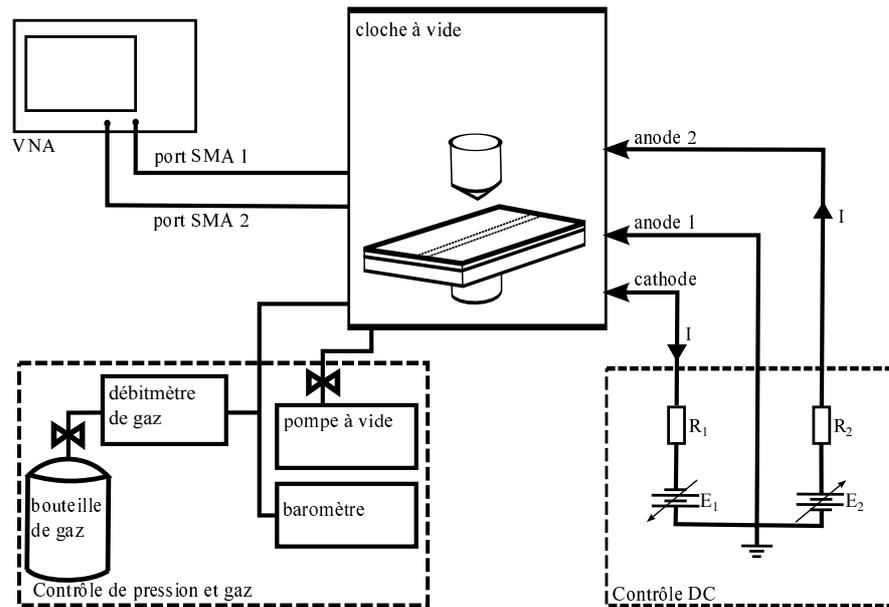


FIGURE 3.15 – Installation expérimentale utilisé pour caractériser les dispositifs de mesure.

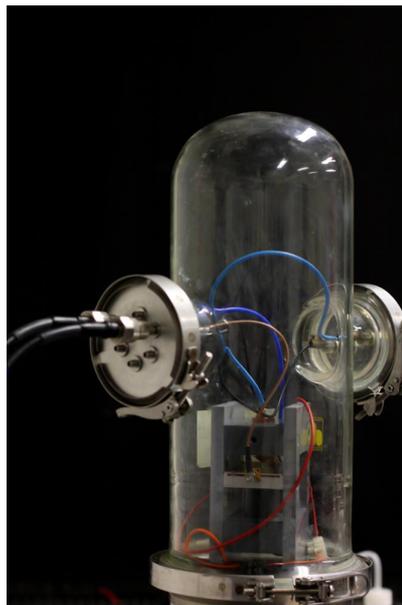


FIGURE 3.16 – Photo d'un dispositif de mesure inséré dans la cloche à vide.

cloche à vide cylindrique de diamètre 14.5 cm et de hauteur 40 cm. La Figure 3.16 présente par exemple une photo d'un dispositif de mesure inséré dans la cloche à vide. Comme nous le verrons par la suite, l'utilisation d'une cloche à vide nous permet de contrôler la composition du gaz ainsi que sa pression à l'intérieur de l'enceinte. Nous pouvons alors effectuer une étude paramétrique sur la pression du gaz, par exemple, sans avoir à fabriquer plusieurs dispositifs spécifiques. À terme, une utilisation réaliste d'un tel dispositif micro-ondes nécessiterait l'encapsulation du gaz dans une capsule inséré dans le circuit micro-ondes.

Cette cloche à vide est reliée à trois unités de contrôle par le biais de connecteurs spéciaux

(cf. Figure 3.15). La première unité permet de contrôler la composition du gaz dans l'enceinte et sa pression. Cette unité est composée d'une pompe à vide, d'une bouteille de gaz, d'un baromètre et d'un débitmètre de gaz. En pratique, l'enceinte est dans un premier temps vidée à l'aide de la pompe à vide. Ensuite, du gaz est injecté dans la cloche grâce au débitmètre jusqu'à atteindre la pression voulue qui est mesurée par le baromètre. Le débitmètre permet d'obtenir un flux de gaz constant d'environ 0.1 L/min à l'intérieur de la cloche à une pression donnée. Pour contrôler la pression dans l'enceinte, on règle donc le débit d'aspiration de la pompe à vide, à savoir un débit important pour travailler à basse pression dans l'enceinte, et un débit d'aspiration faible pour travailler à haute pression. La réalisation de mesures en flux de gaz se justifie par la volonté d'obtenir le gaz le plus pur possible en compensant les éventuelles fuites de l'enceinte qui peuvent entraîner une entrée d'air et ainsi une contamination du gaz et des mesures. Une mesure en flux permet de minimiser cet effet indésirable vis-à-vis d'une mesure en statique. Dans toutes les mesures présentées dans ce manuscrit, le gaz utilisé est un mélange de Néon-Xénon (99% Néon et 1% Xénon). Ce gaz permet d'obtenir un degré d'ionisation important, et donc une densité électronique importante, avec une fréquence de collision moindre par rapport à celles des autres gaz (Hélium, Argon, ...).

La deuxième unité de contrôle permet de régler la puissance DC injectée à la décharge plasma. Pour ce faire, deux sources réglables de forte tension sont utilisées (cf. Figure 3.15). La première source E_1 fournit la tension nécessaire entre l'anode 1 et la cathode pour provoquer le claquage du gaz dans cette partie de la configuration MCSD. La seconde source de tension E_2 est connectée entre l'anode 1 et l'anode 2 pour tirer le plasma à l'extérieur du trou et générer ainsi la décharge MCSD. Les deux résistances R_1 et R_2 ($R_1 = R_2 = 10 \text{ k}\Omega$) présentes dans le circuit de polarisation DC ont pour rôle de limiter le courant DC injecté au plasma de manière à éviter une transition vers le mode arc de la décharge. A noter que l'anode 1 est mise à la masse puisqu'elle sert aussi de plan de masse au circuit micro-ondes.

Enfin, la troisième unité connectée à la cloche à vide concerne le VNA qui est utilisé pour mesurer les paramètres S complexes des différents dispositifs de mesure pour une plage de fréquences allant de 0.1 à 10 GHz. La puissance de sortie du VNA est fixée à 0 dBm de manière à éviter l'apparition de non-linéarités dans le milieu plasma (ionisation due à la puissance micro-ondes), qui peuvent introduire des distorsions harmoniques [116].

3.4 Résultats de mesure

En utilisant le protocole expérimental présenté dans la section précédente, plusieurs séries de mesure des deux dispositifs ont été effectuées. Les résultats mis en avant dans cette section sont les résultats les plus représentatifs des effets observés en mesure. Ils concernent l'utilisation d'un mélange de gaz de Néon-Xénon pour des pressions de 2.5, 10 et 50 torr. Les courants DC injectés à la décharge varient de 0 à 100 mA par pas de 20 mA.

Avant de présenter les résultats obtenus, il convient d'aborder un point important, à savoir la répétabilité des mesures. Plusieurs séries de mesures ont été réalisées à des intervalles de temps divers et pour les mêmes conditions de pression et de courant que celles précédemment décrites. Si toutes les séries ont présentées un comportement équivalent, c'est-à-dire une tendance similaire au niveau des courbes, des variations de quelques décibels ont tout de même été observées pour quelques séries. Les causes susceptibles de générer ces écarts de niveau ob-

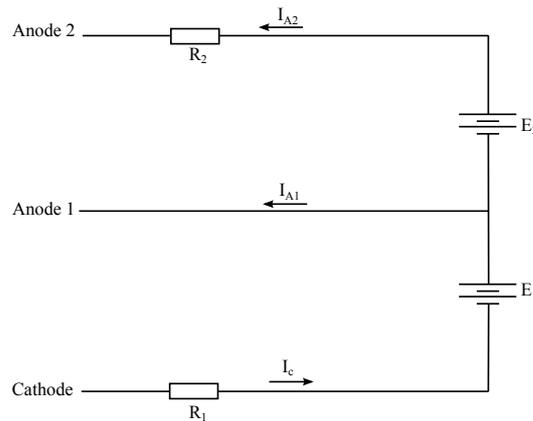


FIGURE 3.17 – Circuit de polarisation de la microdécharge MCS.

servés sur certaines séries peuvent provenir d'un mauvais remontage du dispositif de mesure (dispositif monté et démonté entre chaque série), d'une contamination du gaz dans l'enceinte liée à des fuites dans l'enceinte ou encore d'une inhomogénéité du flux de gaz dans la cloche à vide. A noter que les courbes qui sont présentées dans cette section sont les plus représentatives parmi les séries de mesures, c'est-à-dire celles qui sont le plus reproductibles.

3.4.1 Mesures du dispositif utilisant une ligne de transmission microruban

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser au dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban.

3.4.1.i Puissance DC injectée à la décharge

Avant de regarder plus en détails les paramètres S mesurés, il est intéressant de déterminer la puissance DC consommée par la microdécharge plasma. La Figure 3.17 rappelle le circuit de polarisation utilisé. En pratique, lors de la création de la décharge MCS, on s'arrange pour que le courant DC circule intégralement de l'anode 2 vers la cathode. Dans ce cas, le courant I_{A1} est nul et les courants I_c et I_{A2} sont égaux dans le circuit de la Figure 3.17. La puissance DC fournie à la décharge peut alors se calculer de la façon suivante :

$$P_{decharge} = (E_1 - R_1 I_c + E_2 - R_2 I_c) * I_c \quad (3.1)$$

La Figure 3.18 représente l'évolution de la puissance DC fournie à la microdécharge MCS en fonction de la pression et du courant $I = I_c = I_{A2}$. On constate tout d'abord que la puissance DC consommée par le plasma est quasiment linéaire avec le courant injecté à la microdécharge. Quelle que soit la pression du gaz, cette puissance est très élevée puisqu'elle peut atteindre plus de 40 W à 2.5 torr pour un courant de 100 mA. Les différences observées entre les différentes pressions sont attribuées à une topologie de décharge plus ou moins optimale géométriquement vis-à-vis du transfert d'énergie. Comme mentionné dans la Section 3.2, ces valeurs de puissance consommée peuvent être réduites si la conception de la structure MCS est optimisée pour une pression donnée.

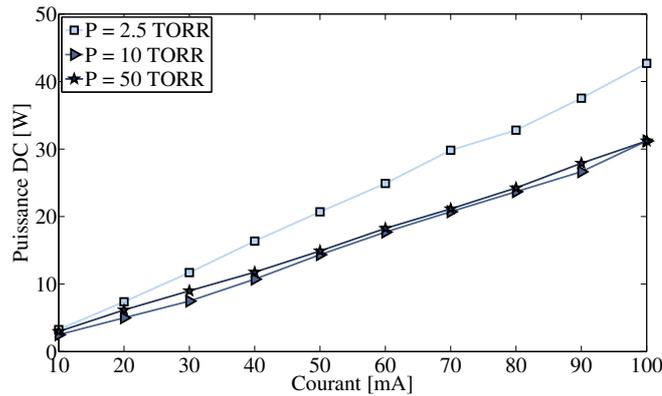


FIGURE 3.18 – Puissance DC fournie à la microdécharge MCSD pour le dispositif utilisant une ligne de transmission microruban

3.4.1.ii Coefficient de réflexion S_{11}

Le premier paramètre regardé est le coefficient de réflexion en entrée de la ligne microruban, et plus exactement son module. Les résultats de mesure sont présentés sur la Figure 3.19 en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la microdécharge et de la pression du gaz.

Tout d'abord, nous remarquons l'effet du courant DC sur les valeurs du paramètre $|S_{11}|$. On observe plus particulièrement une augmentation de la réflexion en entrée du dispositif de mesure lorsque le courant injecté au plasma augmente pour les pressions considérées. Pour des pressions supérieures à 50 torr, les effets observés sont moindres. En pratique, l'augmentation du courant entraîne un accroissement de la densité électronique n_e dans le plasma, ce qui modifie la permittivité relative ϵ_p du plasma présent au milieu de la ligne microruban. Ce contraste diélectrique entraîne une augmentation de la puissance réfléchiée. On note aussi que cet effet est plus prononcé à basse fréquence où le paramètre $|S_{11}|$ peut atteindre des niveaux de désadaptation non négligeables (e.g. $|S_{11}| = -7.1$ dB pour une pression de 2.5 torr, un courant DC de 100 mA et une fréquence de 3.5 GHz). Cette augmentation de la réflexion à basse pression et à basse fréquence s'explique en observant le comportement de la permittivité relative du plasma. Comme expliqué dans le Chapitre 1, pour augmenter la réflexion à l'interface d'un milieu plasma, il faut augmenter ω_p , soit augmenter le courant DC appliqué, et diminuer ν_p c'est-à-dire diminuer la pression du gaz. Dans ce cas, la réflexion devient non négligeable en basse fréquence.

De l'ensemble de ces résultats, on confirme que la pression a un effet très important sur les effets du plasma sur l'onde électromagnétique incidente. Néanmoins, pour des pressions supérieures à 20 torr, le paramètre $|S_{11}|$ varie peu avec le courant DC injecté à la décharge malgré l'augmentation de la densité électronique qui en résulte. Ce comportement est essentiellement dû à une contraction radiale de la décharge plasma dans et à l'extérieur du trou. Les images de la Figure 3.20 mettent en évidence ce phénomène de contraction de la microdécharge plasma qui intervient lorsque la pression augmente (plus la pression augmente, plus la décharge est contractée et se rapproche d'un régime filamentaire). Ainsi, pour une pression de 2.5 torr et un courant de décharge de 30 mA (Figure 3.20a), on observe un plasma plus étendu en volume qu'à une pression de 50 torr avec le même courant (Figure 3.20b). Cette contraction du plasma a

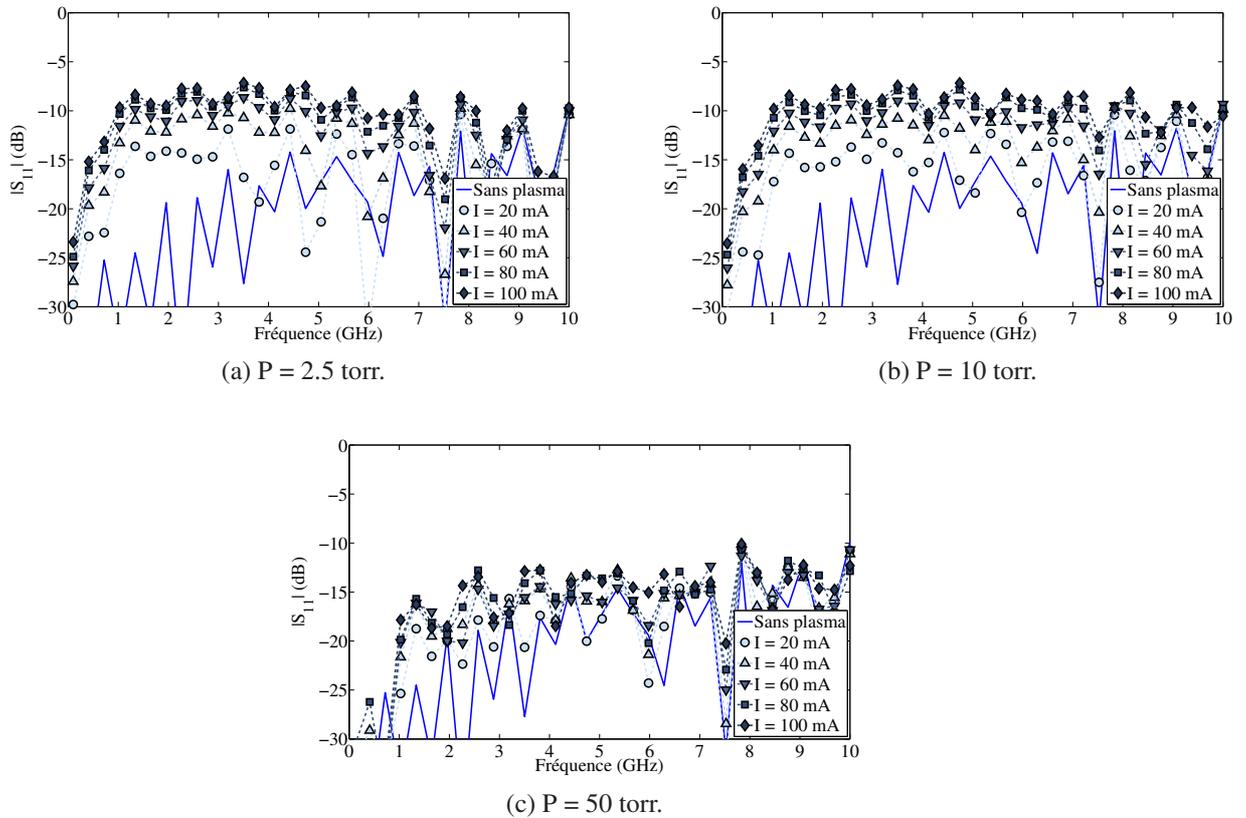
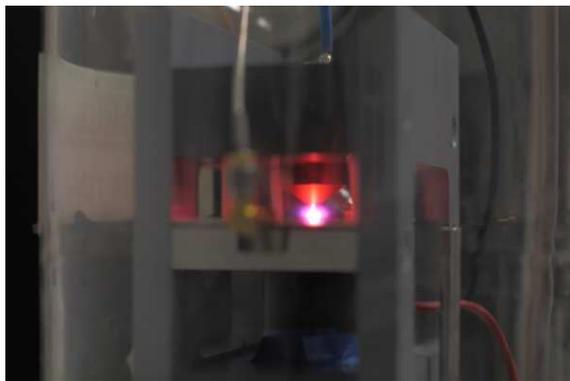
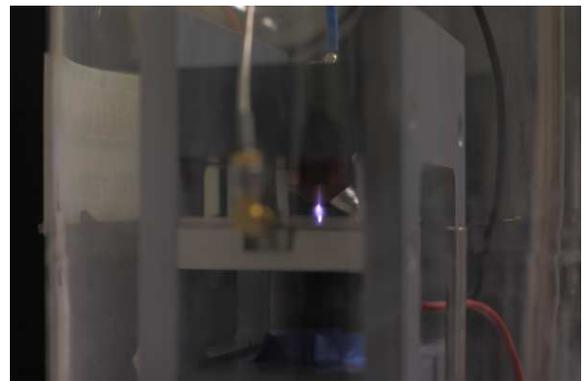


FIGURE 3.19 – Résultats de mesure du paramètre $|S_{11}|$ de la ligne microruban classique, en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.



(a) Décharge à 2.5 torr.



(b) Décharge à 50 torr.

FIGURE 3.20 – Photo du dispositif de mesure avec des microdécharges plasma à 2.5 torr et 50 torr.

pour conséquence la réduction de la zone d'interaction entre la microdécharge plasma et l'onde électromagnétique.

Un autre phénomène observable sur la Figure 3.20 est le changement de couleur de la décharge entre le cas où la pression est égale à 2.5 torr (Figure 3.20a) et le cas où elle est égale

à 50 torr (Figure 3.20b). Ce changement de couleur dans la décharge s'explique d'une part par le gaz utilisé, et d'autre part par le mode de fonctionnement de la microdécharge. A 2.5 torr, la décharge est de couleur rouge-orange, ce qui est caractéristique de la lueur négative du Néon-Xénon. Par contre, à 50 torr, la décharge est de couleur bleue, ce qui correspond à la lueur positive de la décharge du même gaz. En fait, étant donné que la distance interélectrodes est fixe dans notre système, lorsque l'on fait varier la pression du gaz on peut voir à un endroit donné (e.g. en sortie du trou) une lueur différente qui correspond à une zone particulière de la décharge lumineuse (cf. Section 1.2.1.iv du Chapitre 1). Comme mentionné dans le Chapitre 1, la zone de lueur négative se caractérise par une densité électronique plus importante que celle de la lueur positive [117], ce qui peut aussi expliquer une interaction plus importante en basse pression.

3.4.1.iii Coefficient de transmission S_{21}

A partir des mesures réalisées à l'analyseur de réseau vectoriel, on peut aussi extraire les valeurs du coefficient de transmission S_{21} du dispositif de mesure. A noter que la réciprocité du dispositif ($S_{21} = S_{12}$), et donc du plasma, a été vérifiée en mesures.

Le module du paramètre S_{21} est présenté sur la Figure 3.21 en fonction de la fréquence, du courant DC et de la pression du gaz. On remarque que l'augmentation du courant I dans la décharge plasma entraîne une diminution du module du coefficient de transmission en comparaison avec la ligne de transmission microruban sans plasma. Cette diminution peut engendrer des valeurs relativement faibles (e.g. $|S_{21}| = -7.4$ dB pour une pression de 2.5 torr, un courant DC de 100 mA et une fréquence de 3.5 GHz). Comme pour le coefficient de réflexion, une augmentation de la pression implique une réduction de l'interaction entre le plasma et l'onde électromagnétique micro-ondes. On remarque aussi que la bande de fréquences où le coefficient de transmission diminue est plus importante lorsque la pression augmente.

Enfin, quelles que soit les valeurs de pression et de courant considérées, à des fréquences inférieures à 1 GHz, le coefficient de transmission ne présente que très peu de perturbations, ce qui constitue un phénomène marquant. En effet, à ces fréquences, la microdécharge plasma devrait pourtant en théorie se comporter comme un milieu conducteur électrique et, par conséquent, court-circuiter notre dispositif de mesure. L'absence d'effets en basse fréquence peut s'expliquer par la présence d'une gaine entre le milieu plasma et les matériaux constitutifs du dispositif de mesure, et plus spécifiquement le substrat diélectrique et la métallisation de la ligne imprimée. Cette gaine est une région de la décharge où la densité des ions positifs est très importante en comparaison avec celle des électrons [117]. Localement, on se retrouve avec une zone contenant peu d'électrons et qui se comporte alors comme une couche d'air entre le plasma et les matériaux présents dans son voisinage. Cette gaine, d'une épaisseur caractéristique de quelques longueurs de Debye, crée au final une capacité parasite en série entre la partie conductrice du plasma et la ligne de transmission microruban, ce qui empêche de court-circuiter efficacement la ligne en basse fréquence.

Une autre information importante à extraire de la mesure du coefficient de transmission est l'information de déphasage introduit par la microdécharge plasma. Dans notre cas, nous allons exprimer la différence de phase mesurée entre le cas sans plasma et le cas avec plasma. Cette

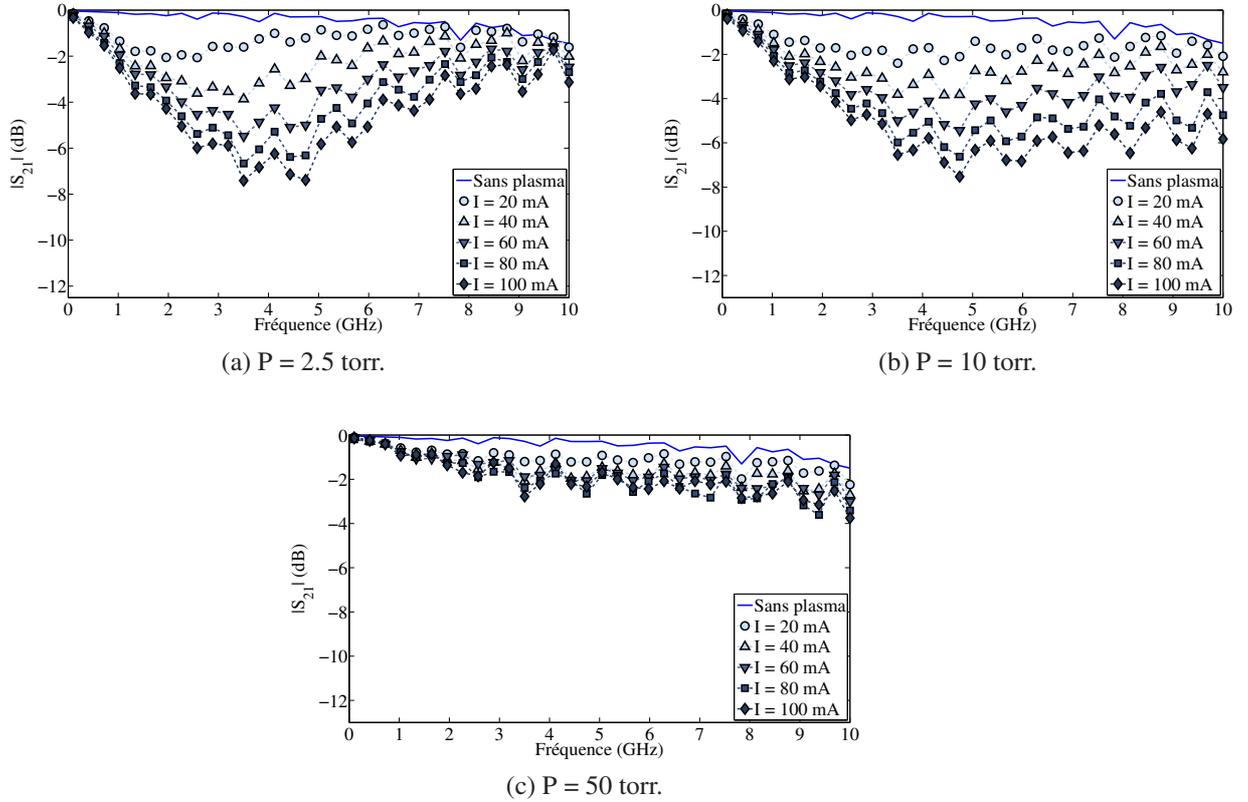


FIGURE 3.21 – Résultats de mesure du paramètre $|S_{21}|$ de la ligne microruban classique, en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

différence de phase s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta\angle S_{21} = [\angle S_{21} \text{ avec plasma}] - [\angle S_{21} \text{ sans plasma}] \quad (3.2)$$

Les résultats de mesure de la différence de phase en fonction de la fréquence, du courant DC et de la pression sont présentés sur la Figure 3.22. On constate la présence de deux zones bien distinctes sur ces différentes courbes. En basse fréquence, le paramètre différence de phase est négatif ($\Delta\angle S_{21} < 0$), tandis que pour des fréquences plus élevées, ce paramètre est positif ($\Delta\angle S_{21} > 0$). Lorsque $\Delta\angle S_{21}$ est négatif, cela implique que l'onde électromagnétique qui se propage le long de la ligne de transmission en présence de la microdécharge plasma est en retard de phase en comparaison avec le cas sans plasma. En revanche, lorsque $\Delta\angle S_{21} > 0$ l'onde électromagnétique qui se propage dans la ligne en présence du milieu plasma est en avance de phase vis-à-vis du cas sans plasma.

Il n'est pas évident de statuer clairement sur les raisons de cette variation de par les caractéristiques fortement inhomogènes de ce plasma et des interactions électromagnétiques complexes qui ont lieu au niveau des différentes interfaces. Néanmoins, on peut émettre l'hypothèse que cette différence de comportement en fréquence est étroitement liée à la valeur de la permittivité relative du plasma qui est d'abord négative en basse fréquence, puis positive et inférieure à l'unité lorsque la pulsation de l'onde électromagnétique ω est supérieure à la pulsation plasma

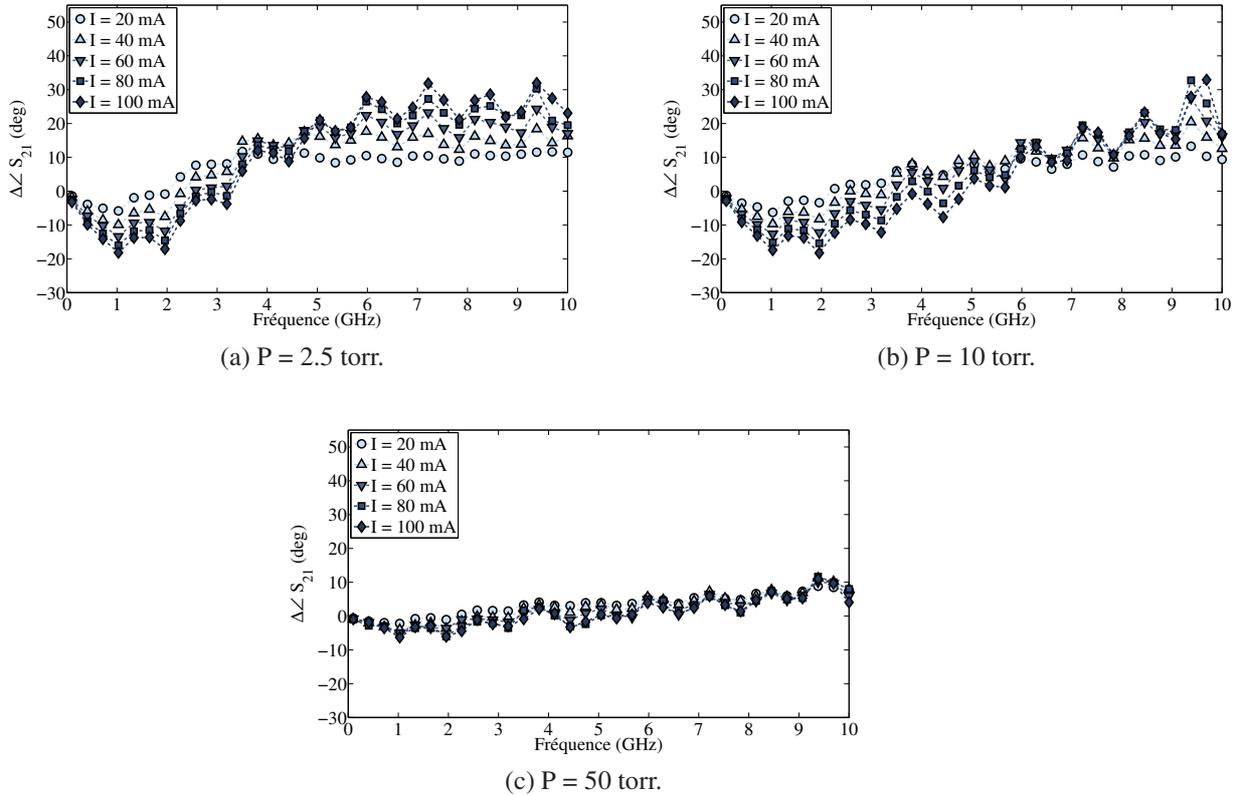


FIGURE 3.22 – Résultats de mesure de la différence de phase relative du paramètre $|S_{21}|$ de la ligne microruban classique, en fonction de la fréquence, du courant injecté à la décharge et de la pression.

ω_p . Nous remarquons d'ailleurs que la fréquence de transition entre ces deux zones varie en fonction de la pression et du courant. Si on se base sur le modèle de Drude (équation (1.12)), la transition entre les valeurs négatives et positives de la permittivité a lieu lorsque $\omega \sim \omega_p$ pour une fréquence de collision faible.

Nous constatons également et encore une fois l'influence importante de la pression et du courant sur les valeurs de ce paramètre. Par exemple, à 2.5 torr, la différence de phase relative $\Delta\angle S_{21}$ peut varier entre -18° et 30° pour un courant de 100 mA (Figure 3.22a). A plus haute pression, par exemple à 50 torr, la différence de phase peut varier entre -6° et 10° pour un même courant de décharge. Il convient de noter aussi que, pour le cas où la pression est de 2.5 torr (Figure 3.22a), la différence de phase dans la zone positive ($\Delta\angle S_{21} > 0$) s'effectue avec de faibles pertes d'insertion aux alentours de 10 GHz. La microdécharge plasma se comporte alors en quelque sorte comme un déphaseur variable contrôlé par le courant DC injecté au plasma. On rappelle que la microdécharge plasma ne fait que 0.6 mm de long (i.e. diamètre du trou), soit $\lambda_0/50$ à 10 GHz.

3.4.1.iv Bilan de puissance micro-onde

Pour compléter l'analyse des mesures obtenues avec ce dispositif, il est intéressant d'extraire les pourcentages de puissance réfléchiée, transmise et dissipée dans le dispositif. A partir des paramètres S mesurés, on peut extraire la puissance réfléchiée normalisée et la puissance transmise normalisée à partir des équations suivantes :

$$\frac{P_{ref}}{P_{inc}} = |S_{11}|^2 \quad (3.3)$$

$$\frac{P_{tra}}{P_{inc}} = |S_{21}|^2 \quad (3.4)$$

où P_{inc} représente la puissance incidente dans le dispositif, P_{ref} la puissance réfléchiée et P_{tra} la puissance transmise. On peut alors déduire la puissance dissipée totale dans le dispositif de mesure, et normalisée par rapport à la puissance incidente, comme :

$$\frac{P_{dis}}{P_{inc}} = 1 - \frac{P_{ref}}{P_{inc}} - \frac{P_{tra}}{P_{inc}} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 \quad (3.5)$$

En faisant l'hypothèse que le plasma ne modifie pas les pertes d'insertion dues à la ligne de transmission microruban, on peut exprimer la puissance totale dissipée normalisée comme :

$$\frac{P_{dis}}{P_{inc}} = \frac{P_{dis-line}}{P_{inc}} + \frac{P_{dis-plasma}}{P_{inc}} \quad (3.6)$$

où $P_{dis-line}$ est la puissance dissipée par la ligne microruban (pertes diélectriques et conductrices) et $P_{dis-plasma}$ la puissance dissipée par la décharge plasma. En pratique, la puissance dissipée dans la ligne de transmission et normalisée par rapport à P_{inc} est évaluée à partir de l'équation (3.5) en considérant les paramètres S du dispositif de mesure sans plasma. En s'appuyant sur l'hypothèse précédente, nous pouvons calculer la puissance effectivement dissipée dans la décharge en soustrayant la puissance dissipée dans la ligne microruban (i.e. les pertes dues à la ligne de transmission) de la puissance dissipée totale qui est évaluée à partir de l'équation (3.5).

La Figure 3.23a représente le bilan de puissance de la ligne de transmission microruban sans plasma en fonction de la fréquence. Dans ce cas, la majorité de la puissance incidente est transmise par la ligne microruban. Les Figures 3.23b, 3.23c et 3.23d présentent les bilans de puissance en fonction de la fréquence pour une microdécharge MCSD avec un courant de 100 mA et des pressions de 2.5, 10 et 50 torr, respectivement.

L'observation de ces bilans de puissance met tout d'abord en évidence l'augmentation de la réflexion liée au plasma, comme mentionné dans la Section 3.4.1.ii. On remarque néanmoins que la décharge plasma a pour effet principal de dissiper la puissance incidente dans le dispositif. Cette puissance dissipée peut atteindre des valeurs d'environ 60% lorsque la pression est égale à 2.5 et 10 torr (cf. Figures 3.23b et 3.23c). Ces bilans de puissance montrent aussi que ces effets de dissipation dépendent de la pression du gaz que ce soit pour la valeur maximale de la puissance dissipée, ou encore la bande de fréquences où les pertes sont importantes.

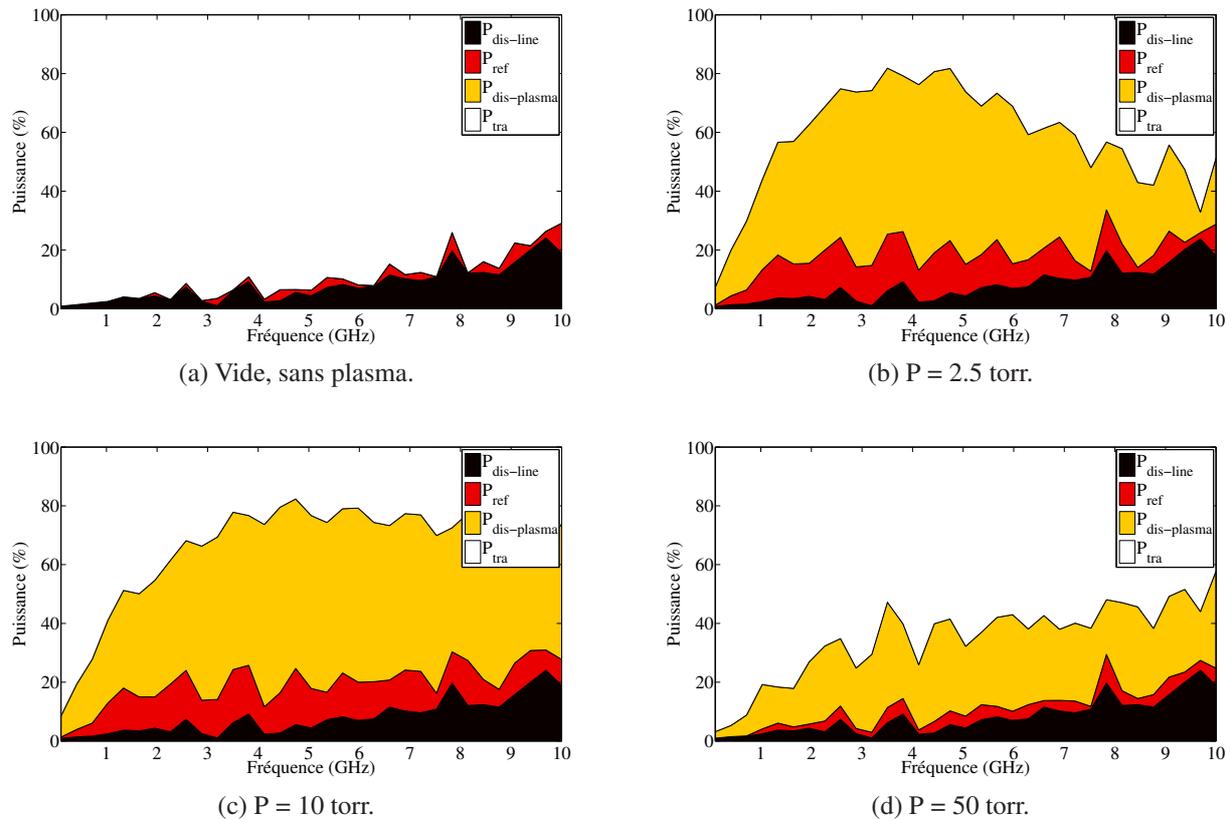


FIGURE 3.23 – Bilans de puissance mesurés de la ligne microruban en fonction de la fréquence et de la pression pour un courant DC injectée à la décharge de 100 mA.

3.4.2 Mesures du dispositif utilisant une ligne de transmission microruban inversée

Toutes les mesures détaillées dans la section précédente ont été réitérées avec le second dispositif de mesure, à savoir celui utilisant une ligne microruban inversée.

3.4.2.i Puissance DC injectée à la décharge

Pour évaluer la puissance DC effectivement délivrée à la microdécharge MCSD lors des mesures du second dispositif, on considère à nouveau le circuit équivalent de la Figure 3.17 ainsi que l'équation 3.1. La Figure 3.24 présente l'évolution de la puissance DC fournie au plasma en fonction de la pression et du courant de polarisation. On remarque que la consommation en puissance est comparable à celle obtenue dans le cas du premier dispositif (cf. Figure 3.18).

3.4.2.ii Coefficient de réflexion S_{11}

La Figure 3.25 présente les résultats de mesure du module du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression. Comme dans le cadre du premier dispositif de mesure, on observe que la désadaptation de la ligne de

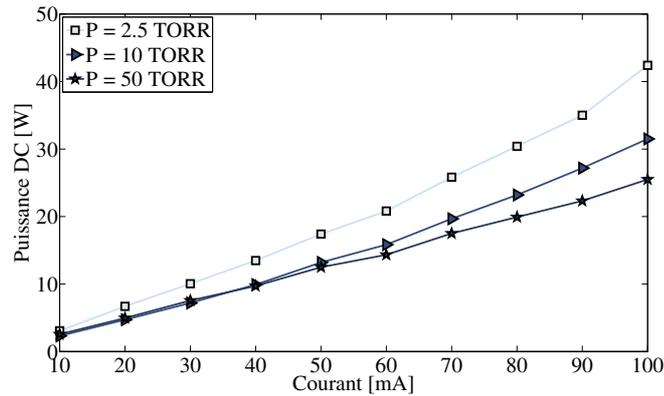


FIGURE 3.24 – Puissance DC fournie à la décharge dans le dispositif avec une ligne microruban inversée.

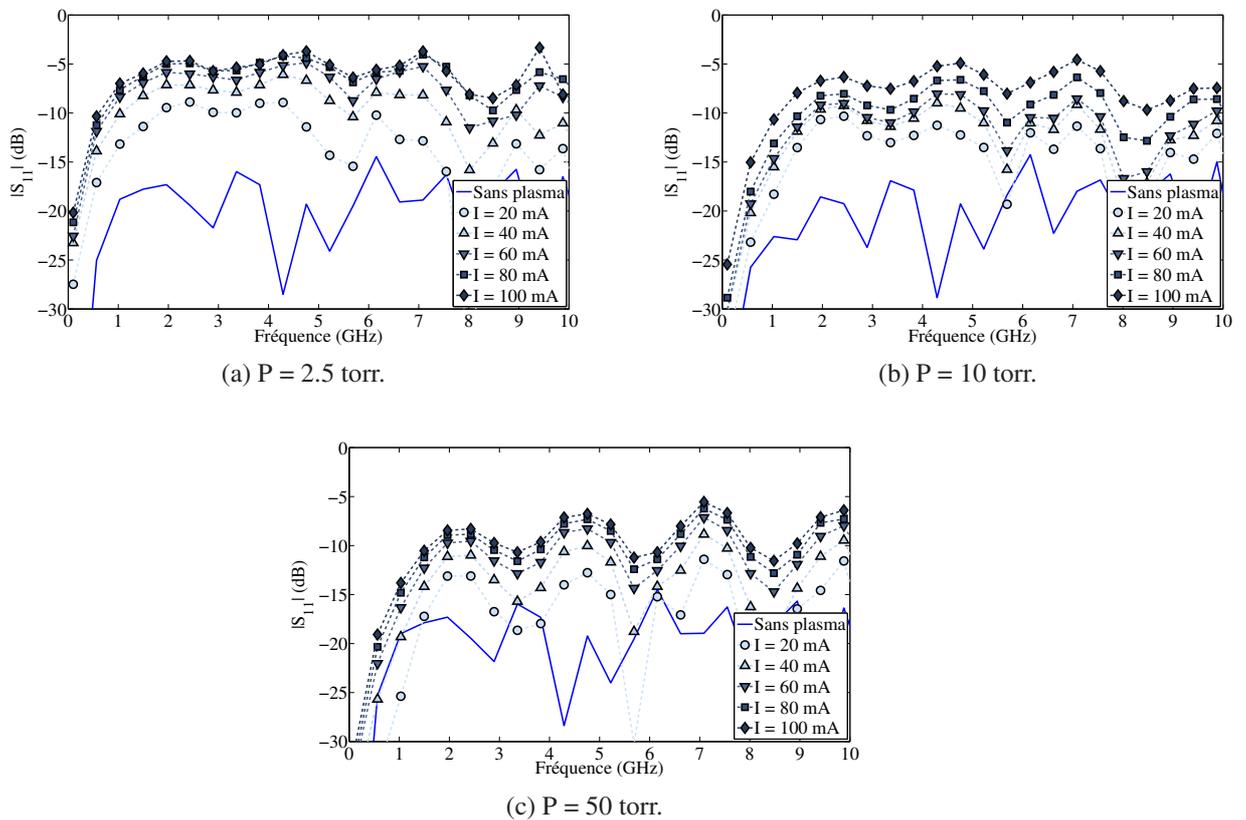


FIGURE 3.25 – Résultats de mesure du paramètre $|S_{11}|$ de la ligne microruban inversée en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

transmission augmente avec le courant DC de polarisation de la décharge pour une pression donnée. On note en revanche une réflexion plus importante dans le cas de la ligne microruban inversée, réflexion qui peut atteindre des valeurs de -3.7 dB pour une pression de 2.5 torr, un courant de 100 mA et une fréquence de 4.7 GHz, contre -25 dB sans plasma.

Cette tendance peut s'expliquer par le changement entre les deux dispositifs du contraste diélectrique entre le milieu de propagation de l'onde électromagnétique le long de la ligne microruban et l'air initialement présent dans le trou. Dans le cas de la ligne microruban en l'occurrence, le champ est très confiné dans le substrat d'alumine du fait de sa forte permittivité diélectrique. Ainsi, malgré la présence du plasma, le champ électrique tend à contourner le trou accueillant la microdécharge. Dans le cas de la ligne inversée, cet effet est minimisé puisque le milieu de propagation du champ est essentiellement de l'air, celui compris entre le plan de masse et le substrat inversé. A noter que dans le cas du second dispositif, pourtant, on retrouve aussi les phénomènes de contraction de la décharge avec la montée en pression. La dépendance du coefficient de réflexion vis-à-vis de la pression est similaire entre les deux dispositifs, à savoir un effet moins prononcé à plus forte pression, en l'occurrence à 50 torr.

3.4.2.iii Coefficient de transmission S_{21}

Les résultats des mesures du module du coefficient de transmission $|S_{21}|$ en fonction de la fréquence, du courant DC et de la pression sont exposés sur la Figure 3.26. Comme pour le premier dispositif, les pertes en transmission mesurées sont plus importantes lorsque le courant DC de polarisation de la microdécharge MCSD augmente. Nous remarquons par contre que les effets sont plus significatifs dans le cas de la ligne de transmission microruban inversée. Par exemple, le coefficient de transmission peut atteindre jusqu'à -10.3 dB pour une pression de 2.5 torr et une fréquence de 4.3 GHz lorsque le courant est égal à 100 mA. A la même fréquence, et sans plasma, les pertes en transmission sont seulement de -0.3 dB. On observe aussi mieux sur ces courbes la dépendance avec la pression, à savoir que lorsque la pression augmente, la fréquence où les pertes de transmission sont maximales augmente aussi.

En ce qui concerne la mesure de la différence de phase du paramètre S_{21} calculée à partir de l'équation (3.2), et présentée sur la Figure 3.27, on obtient le même comportement que dans le cas de la ligne microruban. On constate ainsi la présence de la zone négative où $\Delta\angle S_{21} < 0$, pour laquelle l'onde qui se propage en présence de la décharge est en retard de phase en comparaison avec l'onde qui se propage sans plasma, et la présence de la zone où $\Delta\angle S_{21} > 0$ pour laquelle l'onde en présence du plasma est en avance de phase par rapport au cas sans plasma.

La variation de cette différence de phase est cependant plus importante dans le cas de la ligne microruban inversée (e.g. -20° à 40° pour une pression de 2.5 torr et un courant de 100 mA).

3.4.2.iv Bilan de puissance micro-onde

Enfin, on considère le bilan de puissance du second dispositif obtenu à partir des mesures de la ligne de transmission microruban inversée et des calculs présentés dans la Section 3.4.1.iv. Les différents résultats sont présentés sur la Figure 3.28. On remarque bien l'augmentation importante de la puissance réfléchie en comparaison avec le premier dispositif de mesure. La puissance absorbée par la microdécharge MCSD reste néanmoins relativement importante dans tous les cas.

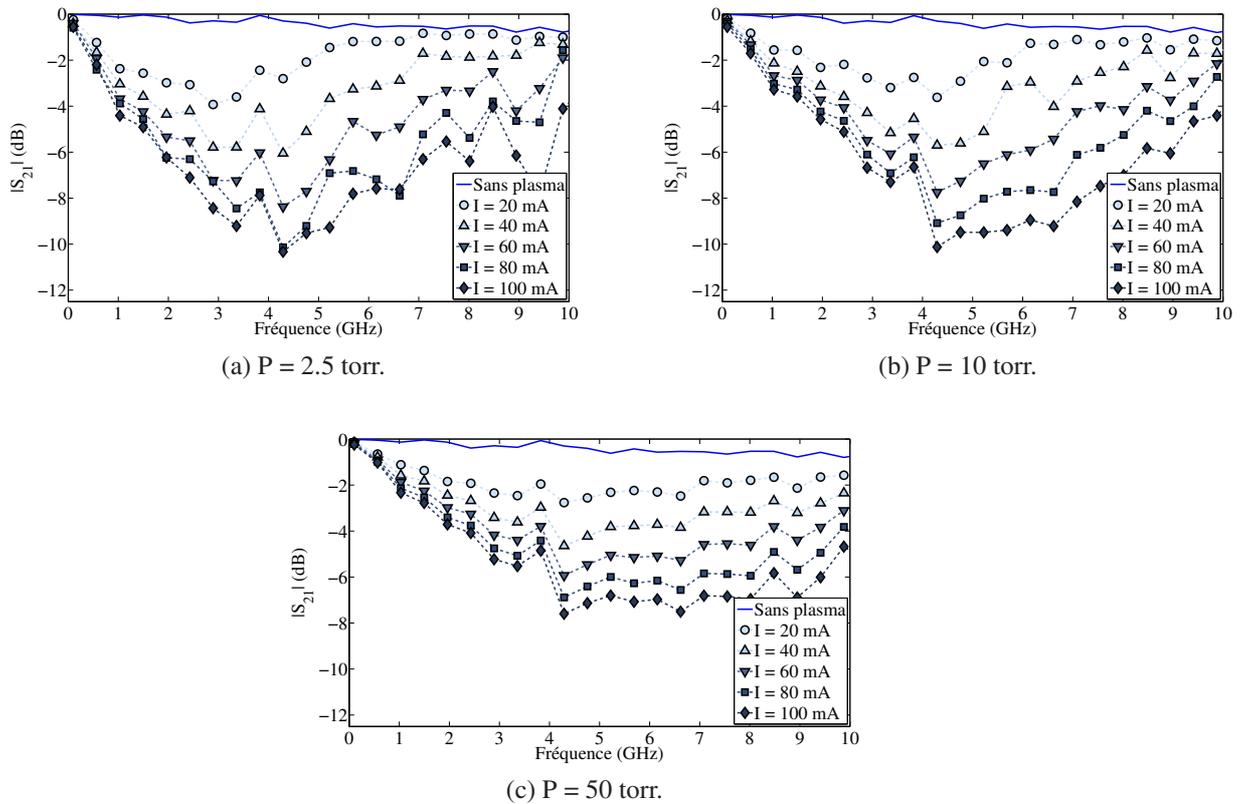


FIGURE 3.26 – Résultats de mesure du paramètre $|S_{21}|$ de la ligne microruban inversée en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

3.5 Conclusion

Les propriétés électromagnétiques d'une microdécharge plasma générée par la topologie MCSD ont été caractérisées jusqu'à 10 GHz grâce à deux dispositifs de mesure développés pour l'occasion. Il s'agit de deux lignes de transmission, une microruban et une microruban inversée, intégrant chacune en leur centre une microdécharge. La mise en place d'un protocole expérimental spécifique a permis de réaliser une étude paramétrique avec un champ d'investigation large en termes de fréquence micro-onde, de pression du gaz et de courant de polarisation de la microdécharge. L'observation des différents paramètres S mesurés lors de ces campagnes a permis de mettre en évidence plusieurs effets.

Le premier effet significatif observé lorsque la microdécharge est générée au sein du dispositif est une absorption importante de la puissance incidente, spécialement à des fréquences de l'ordre de 5 GHz pour les pressions considérées (i.e. 2.5, 10 et 50 torr). Cette absorption s'accompagne d'une augmentation du coefficient de réflexion en entrée du dispositif. L'intensité de ces effets est essentiellement fonction du courant DC injecté à la microdécharge et de la pression du gaz. Plus le courant est important, plus les effets augmentent. Plus la pression est importante, plus les effets s'amenuisent.

Le second effet intéressant intervient à des fréquences plus élevées (de l'ordre de 10 GHz) et

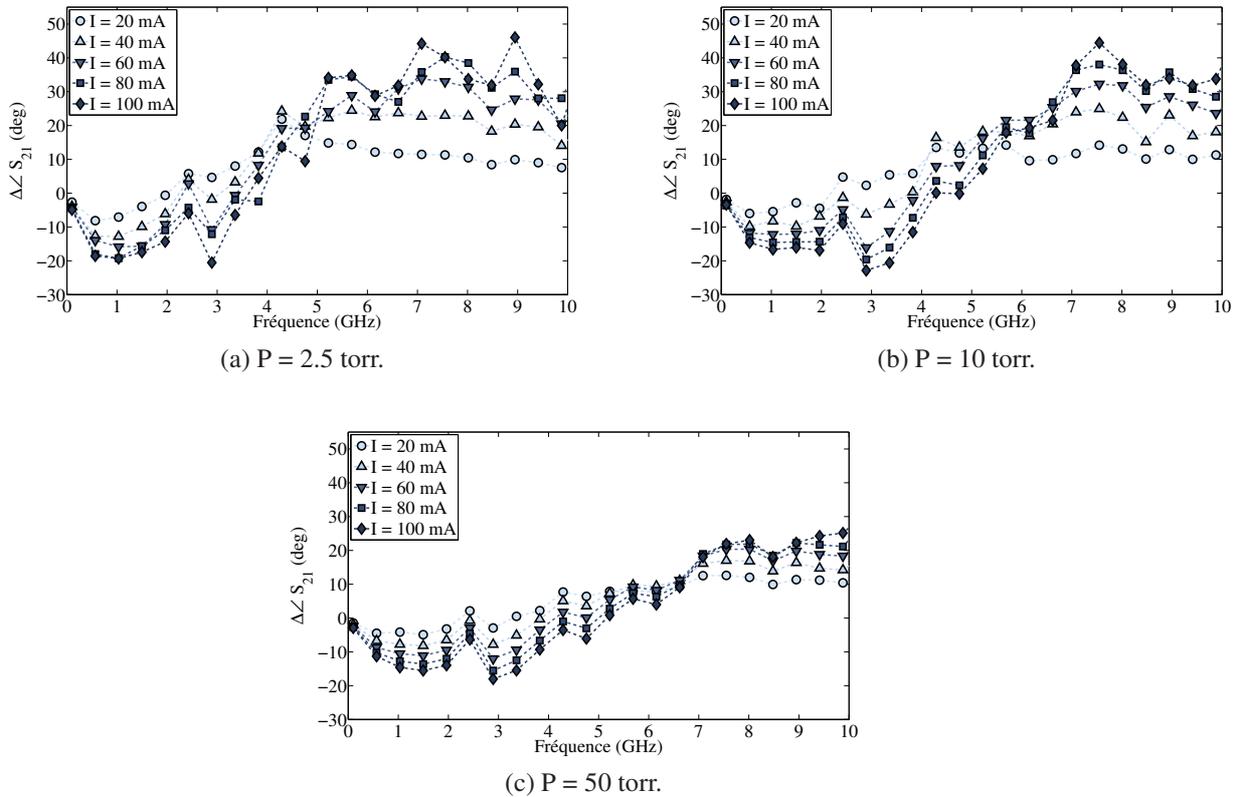


FIGURE 3.27 – Résultats de mesure de la différence de phase relative du paramètre $|S_{21}|$ de la ligne microruban inversée en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

à basse pression (de l'ordre de 2.5 torr). Dans ces conditions, la réflexion et la dissipation dues à la microdécharge plasma sont beaucoup moins importantes, mais on observe tout de même un déphasage contrôlable de l'onde électromagnétique en transmission de quelques dizaines de degrés pour un plasma de très petite taille ($\sim \lambda_0/50$).

Enfin, la comparaison des résultats obtenus entre les deux dispositifs a aussi permis de mettre en évidence l'utilité de considérer une topologie de circuit imprimé inversé afin de maximiser les interactions entre l'onde électromagnétique et la microdécharge MCSD.

Les propriétés observées lors de cette étape de caractérisation nous ont conduits à étudier et à réaliser deux dispositifs micro-ondes reconfigurables qui seront détaillés dans les deux derniers chapitres de cette thèse. Le premier dispositif, décrit dans le chapitre suivant, est une antenne imprimée reconfigurable en fréquence autour de 10 GHz qui utilise les propriétés de déphasage variable offertes par la microdécharge étudiée. Le second dispositif détaillé dans le dernier chapitre de cette thèse met à profit les caractéristiques absorbantes et réfléchissantes du plasma pour la réalisation d'une antenne imprimée autolimitante en puissance.

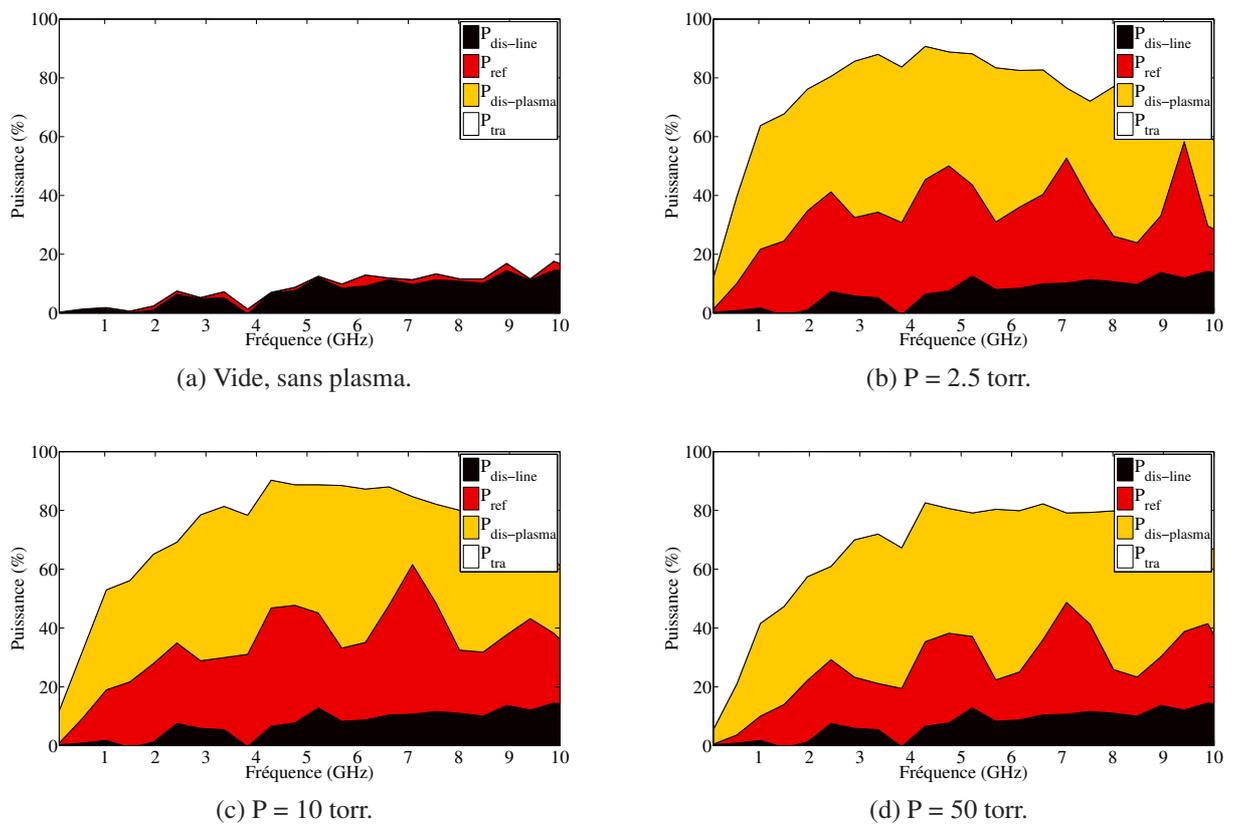


FIGURE 3.28 – Bilans de puissances mesurés de la ligne microruban en fonction de la fréquence de la pression pour un courant DC injectée à la décharge de 100 mA.

CHAPITRE 4

ANTENNE IMPRIMÉE RECONFIGURABLE EN FRÉQUENCE À BASE D'UNE MICRODÉCHARGE PLASMA

La caractérisation expérimentale du comportement électromagnétique d'une microdécharge MCSD effectuée dans le Chapitre 3 a permis de mettre en évidence quelques propriétés intéressantes. Entre autres, il a été montré que la microdécharge plasma produite au sein d'un circuit imprimé micro-onde pouvait se comporter, sous certaines conditions, comme un élément déphaseur contrôlable en bande X.

Cette propriété de déphasage variable du milieu plasma est mise à profit dans ce chapitre pour contrôler la fréquence de résonance d'une antenne imprimée inversée. Dans une première partie, une étude théorique du concept de reconfigurabilité en fréquence d'une antenne imprimée à base d'une microdécharge plasma est présentée. Afin de valider ce principe, une topologie d'antenne imprimée intégrant un milieu plasma est ensuite simulée numériquement. Enfin, les détails de la conception d'une telle antenne ainsi que les résultats obtenus en mesure sont reportés.

Sommaire

4.1	Introduction	84
4.2	Étude théorique	85
4.3	Validation numérique	88
4.4	Conception du prototype d'antenne imprimée	93
4.4.1	Dimensionnement et validation numérique	93
4.4.2	Réalisation	94
4.5	Caractérisation expérimentale	97
4.5.1	Protocole expérimental	97
4.5.2	Résultats de mesure	98
4.6	Conclusion	101

4.1 Introduction

Une des conclusions de la caractérisation expérimentale effectuée dans le chapitre précédent est que la microdécharge MCSD peut se comporter à basse pression (i.e. 2.5 torr) et à des fréquences élevées (i.e. aux alentours de 10 GHz) comme un élément déphaseur variable. Dans ce cas, le milieu plasma autorise la propagation de l'onde électromagnétique tout en la déphasant. Cette propriété intervient en pratique lorsque la permittivité relative du milieu plasma est positive, et donc comprise entre 0 et 1. Vis-a-vis des caractéristiques physiques du plasma, il faut alors que la pulsation ω de l'onde électromagnétique incidente soit à la fois supérieure à la fréquence de collision ν_p du plasma et à la pulsation plasma ω_p . Comme mentionné dans l'état de l'art du Chapitre 2, ce comportement particulier a déjà été utilisé pour obtenir de la reconfigurabilité micro-ondes, mais seulement une fois dans le cadre d'un circuit compact, à savoir lors de la réalisation d'une capacité variable [109].

Ainsi, dans ce chapitre, nous proposons d'étudier la faisabilité d'une antenne imprimée reconfigurable en fréquence utilisant une microdécharge plasma du type MCSD. L'idée est de générer une microdécharge plasma contrôlée en courant dans une cavité située entre le plan de masse de l'antenne et son conducteur principal, avec comme objectif final de modifier la fréquence de résonance de l'antenne. Sur certains aspects, l'utilisation du plasma dans cette configuration se rapproche des stratégies de reconfigurabilité utilisant des matériaux accordables (e.g. cristaux liquides, matériaux ferroélectriques, ...). Vis-à-vis de ces solutions, le plasma peut présenter un intérêt en termes de temps de commutation, mais surtout de tenue en puissance micro-ondes.

Dans un premier temps, nous allons étudier de manière théorique le comportement d'une antenne imprimée chargée par un milieu plasma homogène.

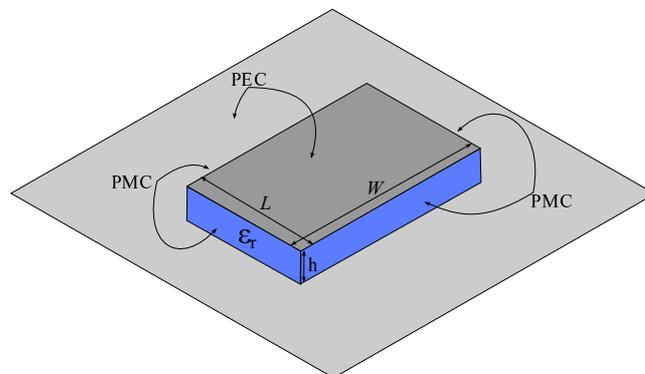


FIGURE 4.1 – Modèle de cavité de l'antenne imprimée rectangulaire reconfigurable avec plasma.

4.2 Étude théorique

Afin de valider le concept de reconfigurabilité en fréquence d'une antenne imprimée par un plasma, une étude théorique est tout d'abord menée. Une antenne imprimée rectangulaire est ici considérée. Pour des raisons de simplicité, le modèle utilisé pour déterminer les fréquences de résonance de cette antenne imprimée rectangulaire est celui d'une cavité de longueur L , de largeur W et de hauteur h , totalement remplie d'un matériau homogène (e.g. un plasma). Cette approche peut être utilisée en première approximation pour déterminer les fréquences de résonance d'une antenne imprimée [118]. Comme le montre la Figure 4.1, les conditions aux limites appliquées aux frontières de la cavité sont des conditions de conducteur électrique parfait (PEC pour *Perfect Electric Conductor*) sur les faces inférieure et supérieure pour modéliser les métallisations, et des conditions de conducteur magnétique parfait (PMC pour *Perfect Magnetic Conductor*) sur les quatre faces latérales pour prendre en compte les côtés rayonnants et non rayonnants de l'antenne imprimée. A partir de ce modèle, on peut montrer que la pulsation de résonance du mode TM_{10} , c'est-à-dire le mode fondamental utilisé en rayonnement pour une antenne imprimée rectangulaire, est donnée par l'équation suivante :

$$\omega_{res} = \frac{c\pi}{L\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.1)$$

où L est la longueur de la cavité en m, et ϵ_r est la permittivité relative du milieu qui remplit intégralement la cavité. Dans notre cas, ϵ_r représente en fait la permittivité relative du milieu plasma qui se retrouve d'après le modèle de Drude de l'équation (1.12) en considérant l'expression de la permittivité relative complexe ϵ_p du plasma sous la forme suivante :

$$\epsilon_p = \epsilon_r (1 - j \tan \delta) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_p^2}\right) \left(1 - j \frac{\nu_p}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_p^2 - \omega_p^2}\right) \quad (4.2)$$

où ϵ_r représente la permittivité relative du plasma et $\tan \delta$ sa tangente de perte. En utilisant l'expression de ϵ_r donnée par l'équation (4.2) dans l'équation (4.1) on obtient alors l'équation suivante :

$$\omega_{res} = \frac{c\pi}{L\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_{res}^2 + \nu_p^2}}} \quad (4.3)$$

On remarque que le caractère dispersif de la permittivité relative du plasma fait aussi intervenir le terme ω_{res} dans la partie droite de l'équation (4.3). On s'intéresse ici tout particulièrement au cas où la permittivité relative est strictement positive, soit $0 < \epsilon_r < 1$. En pratique, ça suppose que la pulsation de résonance ω_{res} étudiée est bien supérieure à la fréquence de collision ν_p et à la pulsation plasma ω_p ce qui est généralement le cas si on travaille à une pulsation élevée et à basse pression. Après développement de l'équation (4.3) on obtient l'équation bicarrée suivante :

$$\omega_{res}^4 + \left(\nu_p^2 - \omega_p^2 - \frac{\pi^2 c^2}{L^2}\right) \omega_{res}^2 - \left(\frac{\pi^2 c^2 \nu_p^2}{L^2}\right) = 0 \quad (4.4)$$

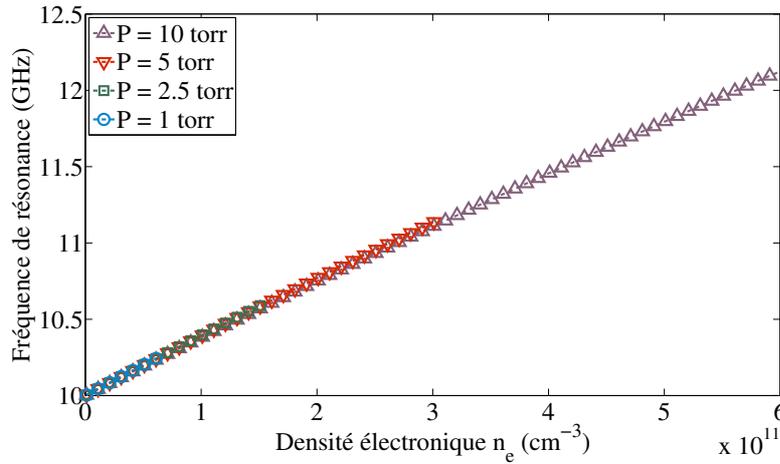


FIGURE 4.2 – Fréquence de résonance du modèle de cavité résonante d'une antenne imprimée rectangulaire chargée par un plasma en fonction de la densité électronique et de la pression.

qui admet quatre solutions dont une seule est purement réelle et strictement positive. Cette solution correspond à la pulsation de résonance du modèle de cavité utilisé pour représenter l'antenne imprimée rectangulaire chargée par un plasma.

Pour mettre en évidence l'influence du milieu plasma sur notre modèle théorique de cavité résonante, on dimensionne dans un premier temps une cavité (i.e. une antenne) remplie d'air afin qu'elle résonne à 10 GHz sur le mode TM_{10} . D'après l'équation (4.1) la longueur de la cavité doit donc être égale à 15 mm. On considère dans un second temps la même cavité totalement remplie d'un milieu plasma homogène généré à partir d'un mélange Néon-Xénon. En pratique, cette hypothèse d'un milieu homogène remplissant uniformément la cavité est très discutable. Néanmoins, il permet de simplifier les calculs associés. On fixe alors pour notre étude un degré d'ionisation maximal $\delta = 1.85 \times 10^{-6}$ qui respecte les conditions d'ionisation d'un plasma froid hors-équilibre. Ceci nous permet de déterminer une densité électronique n_e maximale pour une pression donnée. Ainsi, pour les pressions considérées, à savoir 1, 2.5, 5 et 10 torr, les densités électroniques maximales sont $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, respectivement. En ce qui concerne la fréquence de collision, elle est calculée en première approximation comme une fonction linéaire de la pression, à savoir $\nu_p \simeq 1.3P \times 10^9 \text{ s}^{-1}$. Le coefficient 1.3 est propre au mélange Néon-Xénon, et P est en torr.

A partir de ces différentes valeurs de n_e et ν_p , on peut déterminer les fréquences de résonance de la cavité en résolvant l'équation (4.3). La Figure 4.2 représente les fréquences de résonance du modèle de cavité en fonction des paramètres associés au plasma, soit sa densité électronique et la pression du gaz. Comme mentionné précédemment, selon la pression considérée l'excursion en densité électronique n'est pas la même. De plus, le degré d'ionisation étant fixé, la densité électronique est bornée. On remarque ensuite que la présence du milieu plasma a pour effet de modifier la fréquence de résonance de la cavité. Plus la densité électronique est élevée, plus la fréquence de résonance du mode TM_{10} de la cavité augmente. Cette augmentation est d'ailleurs quasi-linéaire vis-à-vis de la densité électronique du plasma pour cette plage de valeurs. Pour une pression de 10 torr et une densité électronique maximale de $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ par exemple, on observe une augmentation de la fréquence de résonance théorique de la cavité

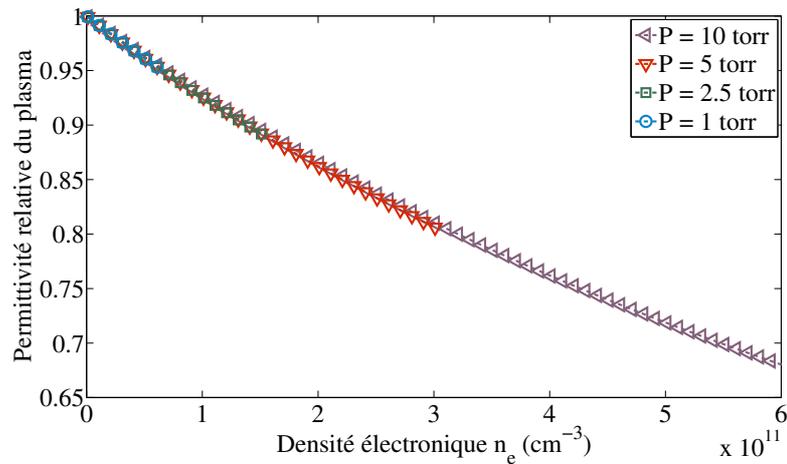
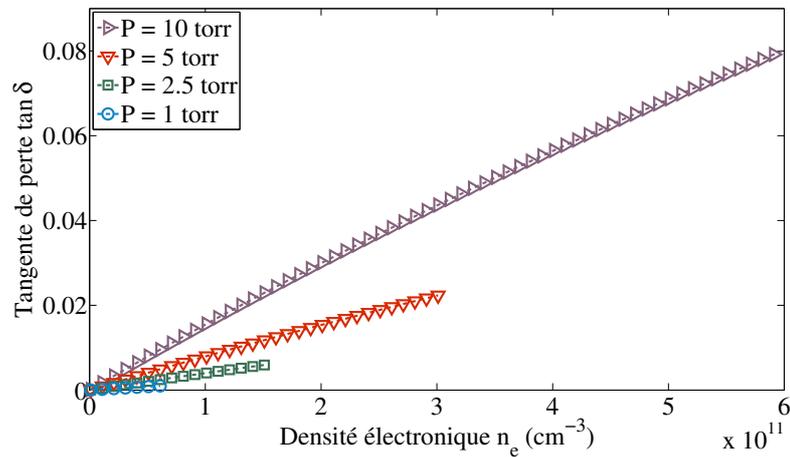
(a) Permittivité relative ϵ_r .(b) Tangente des pertes $\tan \delta$.

FIGURE 4.3 – Estimation de la permittivité relative du plasma ϵ_r et tangente de perte $\tan \delta$ d'un plasma de Néon-Xéon en fonction de la densité électronique n_e et de la pression.

de plus de 2 GHz.

Pour bien comprendre pourquoi la fréquence de résonance est modifiée de la sorte, il est intéressant de regarder les valeurs prises par la permittivité relative du plasma dans ce cas. La Figure 4.3a montre l'évolution du paramètre ϵ_r en fonction de la densité électronique et de la pression du gaz. On observe alors que la permittivité du milieu plasma diminue sensiblement lorsque le nombre d'électrons augmente. A première vue, on peut imaginer qu'il peut être intéressant d'augmenter encore plus la pression du gaz pour obtenir une densité électronique maximale plus élevée et donc une excursion en fréquence plus importante. Néanmoins, si on considère maintenant la Figure 4.3b qui représente la tangente de perte associée au plasma, on se rend compte que l'augmentation de la pression du gaz s'accompagne d'une augmentation de la densité électronique maximale certes, mais aussi de l'augmentation des pertes diélectriques dans la décharge.

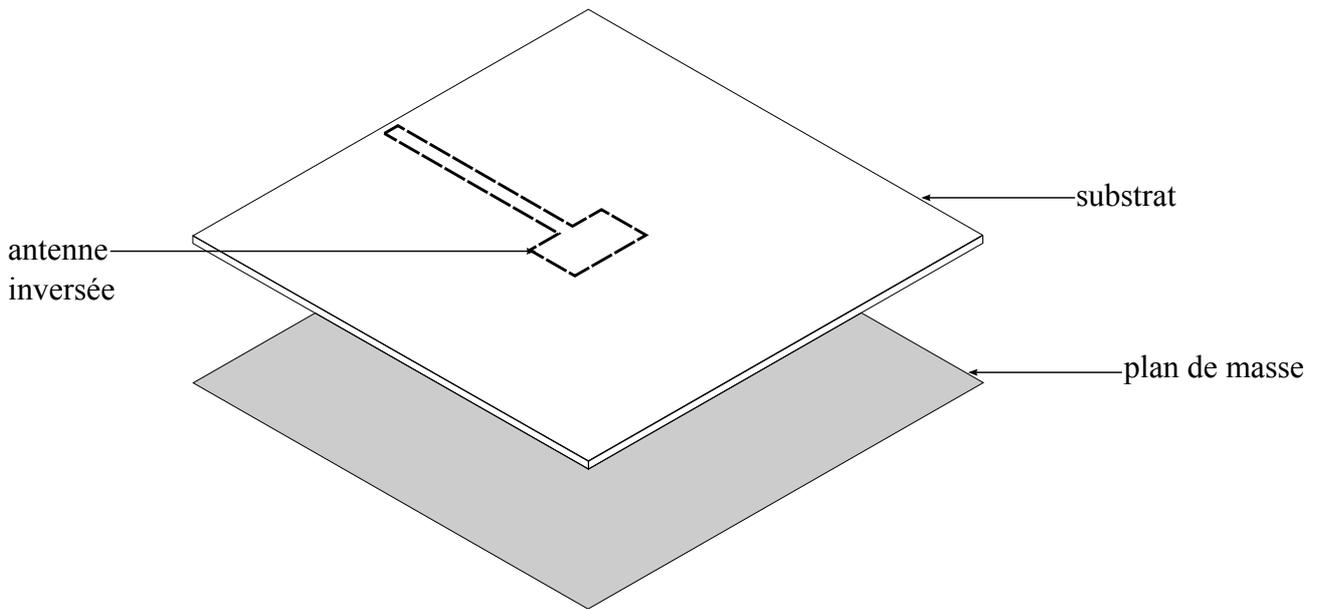


FIGURE 4.4 – Vue éclatée de l'antenne imprimée inversée modélisée.

Au final, d'après ce modèle théorique, le choix des paramètres du plasma à synthétiser dans la cavité résulte d'un compromis entre l'excursion en fréquence souhaitée et la diminution du facteur de qualité du résonateur, ou si on raisonne en termes d'antenne, du gain en rayonnement. Il faut préciser aussi que ce modèle théorique ne prend pas en compte les contraintes d'adaptation d'impédance qui existent en pratique pour une antenne. Si la fréquence de résonance est susceptible d'être modifiée, la conservation de la qualité de l'adaptation d'impédance n'est pas garantie.

Dans la section suivante nous allons tenter de vérifier le concept d'antenne reconfigurable en fréquence proposé en modélisant numériquement une antenne imprimée accueillant une décharge plasma homogène possédant les mêmes caractéristiques que dans les exemples précédents.

4.3 Validation numérique

L'objectif final étant de réaliser une antenne intégrant une microdécharge plasma, nous avons privilégié une topologie d'antenne simple à réaliser et bas coût. En se basant sur les résultats expérimentaux obtenus dans le Chapitre 3 nous avons opté pour l'utilisation d'une antenne imprimée rectangulaire inversée qui se rapproche du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée. Une validation numérique a ainsi été réalisée à l'aide du logiciel de simulation numérique Ansys HFSS. La Figure 4.4 montre la configuration en vue éclatée de l'antenne imprimée inversée modélisée. Le substrat diélectrique utilisé est du Taconic RF-35 dont la permittivité relative est égale à 3.5, la tangente de perte à 0.0018 et l'épaisseur à 1.52 mm. Cette antenne est alors placée en vis-à-vis du plan de masse à une hauteur de 1 mm pour obtenir la configuration d'antenne imprimée inversée de la Figure 4.4. On obtient alors un gap d'air de 1 mm entre les deux conducteurs constitutifs de l'élément rayonnant.

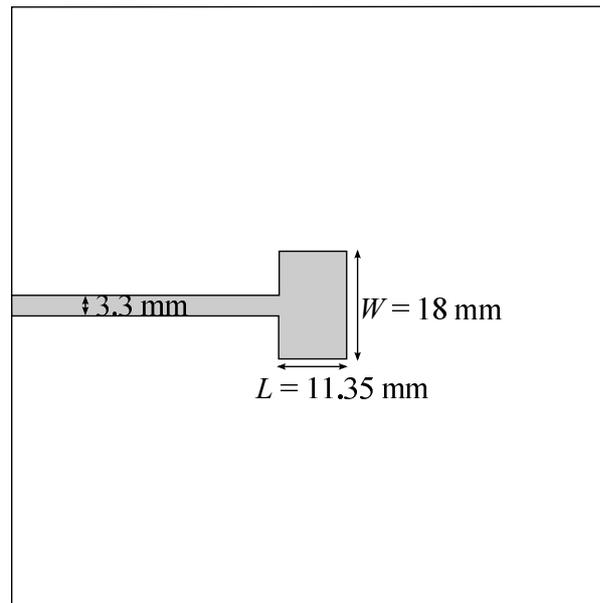


FIGURE 4.5 – Dimensions de l’antenne imprimée inversée simulée sans plasma.

Lors de la simulation numérique, l’antenne est alimentée par une ligne microruban inversée d’impédance caractéristique égale à 50Ω . Les dimensions exactes de l’antenne imprimée sont données sur la Figure 4.5. Ces dimensions ont été optimisées pour obtenir une antenne imprimée inversée dont la fréquence de résonance est égale à 10 GHz. En pratique, la longueur L sert à régler la fréquence de résonance de cette antenne, tandis que sa largeur W permet d’optimiser l’adaptation en impédance de l’antenne vis-à-vis de l’accès 50Ω . Pour cette simulation, un plan de masse infini est considéré. La Figure 4.6 présente le module du paramètre S_{11} obtenu en simulation pour l’antenne imprimée inversée. On note une très bonne adaptation d’impédance à la fréquence de 10 GHz. La Figure 4.7 montre les diagrammes de gain d’antenne simulés à 10 GHz. Le gain maximal est estimé à 10.9 dB à 10 GHz.

Le modèle numérique de l’antenne imprimée inversée de la Figure 4.4 est ensuite modifié pour accueillir un milieu plasma, et ainsi évaluer l’évolution de la fréquence de résonance de l’antenne. Comme le montre la Figure 4.8, le plasma est modélisé comme un volume parallélépipédique inséré entre l’antenne et le plan de masse et dont les dimensions latérales sont égales à celles de l’antenne imprimée (longueur L et largeur W). En revanche, la hauteur de la décharge est de 0.98 mm puisqu’un espace d’air de 0.01 mm est pris en compte entre le plasma et les métallisations pour considérer l’effet de gaine. Ce volume de plasma est uniformément rempli d’un plasma homogène dont la permittivité a été évaluée en utilisant le modèle de Drude pour une décharge plasma dans du Néon-Xénon à 5 torr, soit une fréquence de collision de $\nu_p = 6.5 \times 10^9 \text{s}^{-1}$ et une densité électronique n_e variable en accord avec l’étude théorique précédente ($1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$, $2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ et $3 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$). La modélisation d’un milieu plasma dans le logiciel Ansys HFSS est détaillée plus précisément dans l’Annexe C.

La Figure 4.9 présente les modules des paramètres S_{11} en fonction de la fréquence pour les cas sans plasma et avec plasma. La présence du plasma a bien pour effet de modifier la fréquence de résonance de l’antenne imprimée inversée. Même en présence du plasma, l’adaptation d’impédance reste bonne pour la plage de reconfigurabilité adressée. En revanche, comme

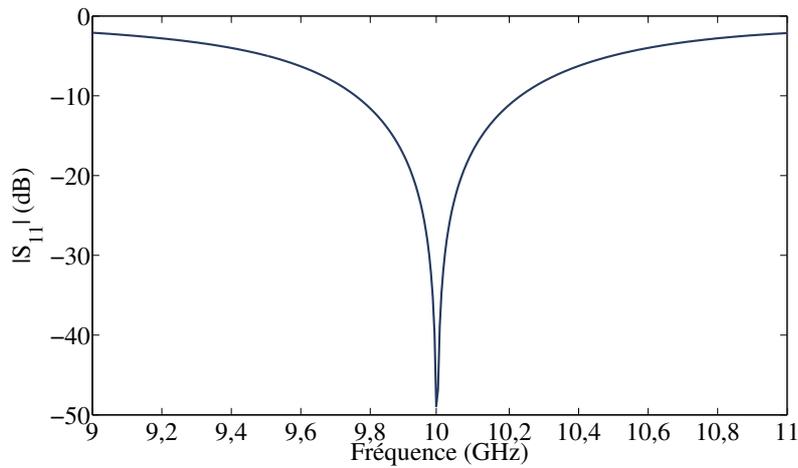


FIGURE 4.6 – Paramètre $|S_{11}|$ obtenu en simulation pour l'antenne imprimée inversée sans plasma.

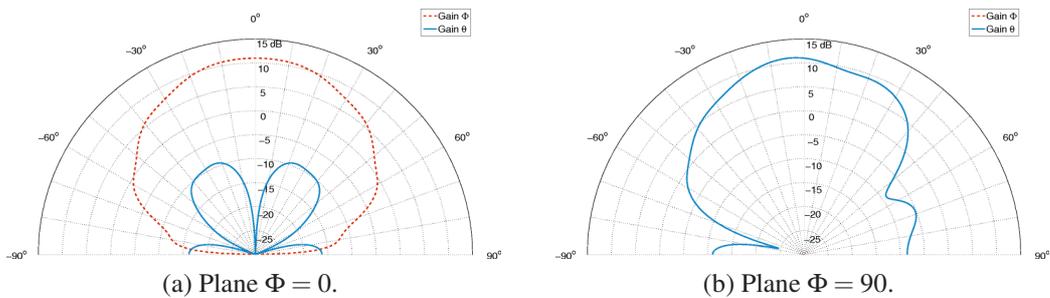


FIGURE 4.7 – Diagrammes de rayonnement en gain obtenus en simulation pour l'antenne imprimée inversée sans plasma.

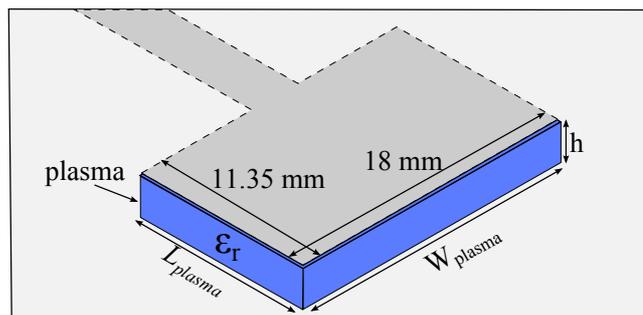


FIGURE 4.8 – Configuration de l'antenne imprimée inversée chargée par un milieu plasma et modélisée sous Ansys HFSS.

le montre la Figure 4.10, l'évolution de la fréquence de résonance obtenue en simulation n'est pas totalement en accord avec celle prédite par le modèle théorique de cavité utilisé dans la section précédente. En simulation numérique l'excursion maximale de fréquence est de 0.395 GHz pour une densité électronique $n_e = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ contre 1.15 GHz en théorie. Cet écart se justifie en partie par les conditions aux limites de type PMC du modèle qui imposent un confinement

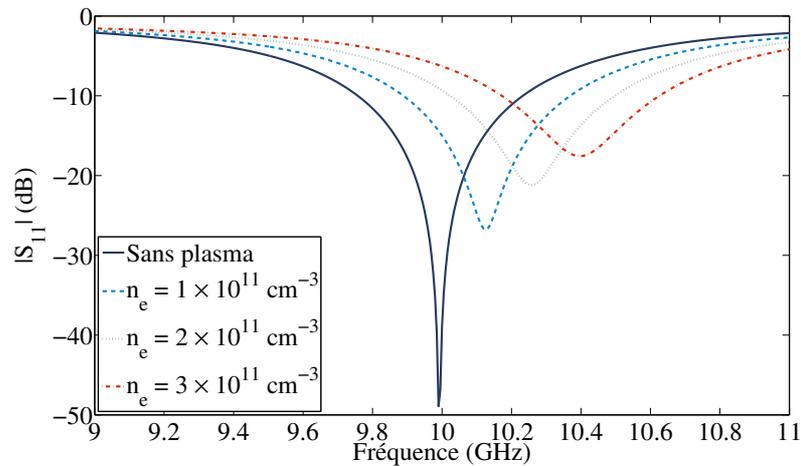


FIGURE 4.9 – Paramètre $|S_{11}|$ de l'antenne inversée obtenue en simulation en fonction de la fréquence pour les cas sans plasma et avec plasma.

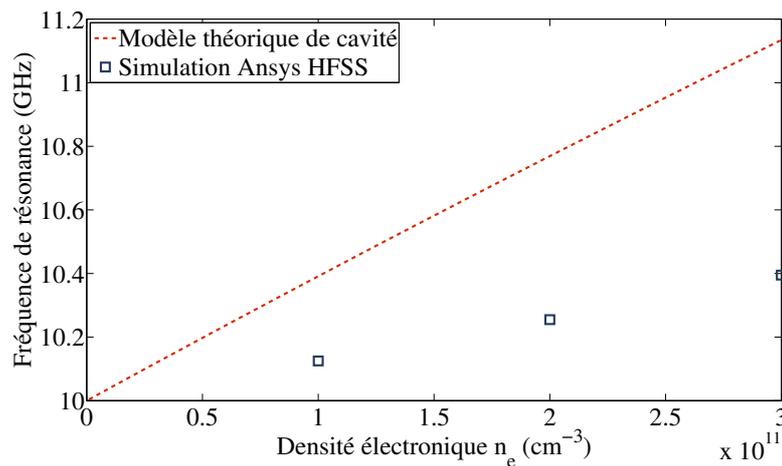


FIGURE 4.10 – Comparaison entre les résultats de simulation et les résultats du modèle théorique pour l'estimation de la fréquence de résonance de l'antenne imprimée inversée en fonction de la densité électronique n_e du plasma

du champ dans la cavité, alors qu'en pratique le champ électromagnétique s'étale en dehors de l'espace entre l'antenne et le plan de masse, et donc n'interagit pas entièrement avec la micro-décharge plasma.

Enfin, pour évaluer l'influence des pertes dans le milieu plasma sur les propriétés de l'antenne, son gain en rayonnement a été étudié. La Figure 4.11 présente les diagrammes de gain en rayonnement obtenus pour le cas sans plasma et les cas avec plasma. On constate que la forme du diagramme ne change pas significativement avec les décharges plasma. L'évolution du gain maximal en fonction de la densité électronique du plasma est donnée sur la Figure 4.12. On remarque que le gain maximal décroît très légèrement malgré la présence des pertes diélectriques introduites dans la cavité par la décharge plasma. Au final, il doit être envisageable à terme de

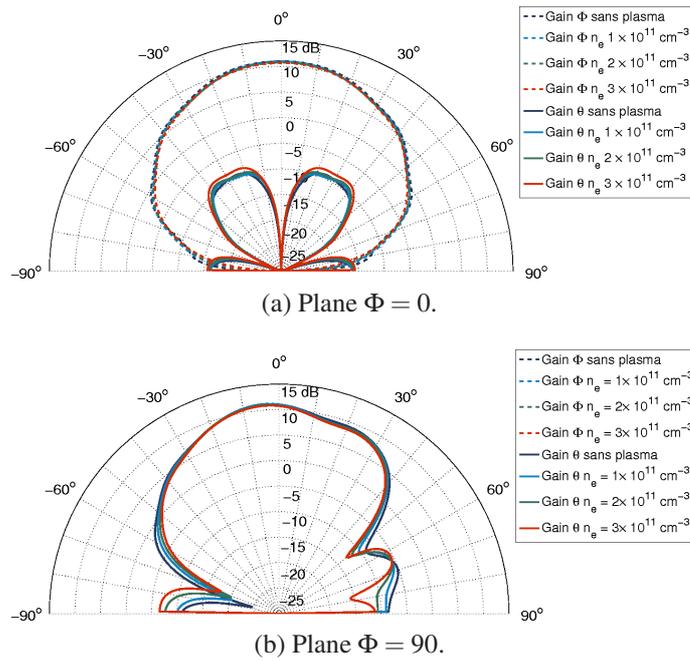


FIGURE 4.11 – Diagrammes de rayonnement en gain obtenus en simulation pour l’antenne imprimée inversée sans plasma et avec plasma pour différentes densités électroniques.

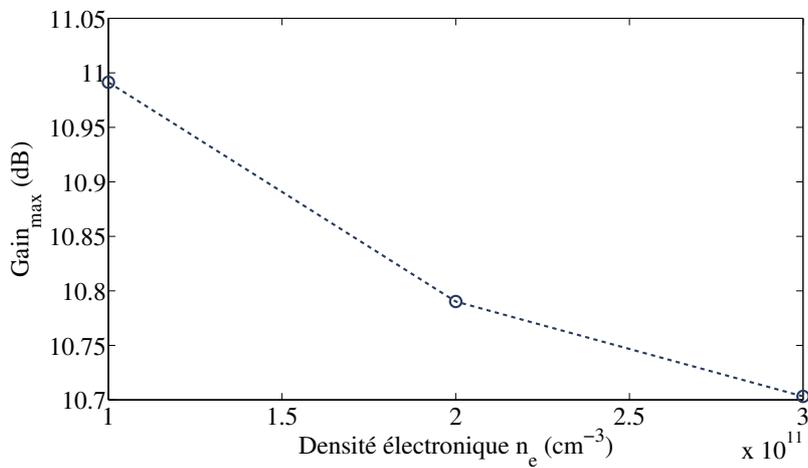


FIGURE 4.12 – Gain maximal à la fréquence de résonance de l’antenne imprimée inversée chargée par un milieu plasma obtenu en simulation en fonction de la densité électronique n_e du plasma.

travailler à des pressions plus élevées (e.g. 10 torr).

4.4 Conception du prototype d'antenne imprimée

En se basant sur les résultats des études théoriques et numériques obtenus dans les sections précédentes, un prototype d'antenne imprimée inversée intégrant une microdécharge plasma a été réalisé. Cette section présente en détails les étapes de conception de ce prototype ainsi que sa caractérisation sans plasma.

4.4.1 Dimensionnement et validation numérique

Pour concevoir le prototype d'antenne imprimée inversée, on se base sur la topologie du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée (cf. Section 3.4.2). Ainsi, c'est le même substrat qui est utilisé pour supporter l'antenne (Taconic RF-35 d'épaisseur égale à 1.52 mm), et la même distance de 1 mm qui est fixée entre le substrat inversé et le plan de masse de l'antenne. D'un point de vue pratique, le prototype d'antenne imprimée inversée doit satisfaire à plusieurs conditions.

Tout d'abord, suite aux résultats obtenus dans le chapitre précédent, l'antenne imprimée inversée doit fonctionner à des fréquences relativement élevées pour minimiser les pertes introduites par le plasma tout en générant un déphasage suffisant de l'onde électromagnétique, c'est-à-dire un changement de permittivité local notable. Ainsi, l'antenne est dimensionnée pour résonner à 10 GHz lorsque le plasma n'est pas présent.

Ensuite, pour minimiser l'influence des électrodes sur les performances de l'antenne, il convient de s'affranchir tout particulièrement de l'imposante anode 2 précédemment utilisée. En effet, l'emplacement de cette anode n'est pas optimal dans le cas d'une structure rayonnante puisqu'elle se trouve dans la zone de rayonnement directe de l'antenne. Pour s'affranchir de ce problème, l'antenne est directement utilisée comme une électrode pour la décharge. Afin de remplir cet objectif, il faut dimensionner un circuit de découplage DC/RF pour injecter la tension DC au niveau de l'antenne, sans perturber le comportement intrinsèque de l'antenne. D'autre part, il est aussi impératif d'utiliser un circuit protégeant les dispositifs micro-ondes, en l'occurrence le VNA, de la tension DC importante présente sur l'antenne (e.g. insertion d'un DC block).

Enfin, pour maximiser le volume de plasma généré, le trou dans le plan de masse doit être élargi par rapport à celui utilisé dans les dispositifs de caractérisation expérimentale de la microdécharge, et ceci sans affecter les performances électromagnétiques de l'antenne.

Au final, la Figure 4.13 représente la géométrie de la métallisation du prototype d'antenne imprimée inversée. Vis-à-vis de l'étude numérique de la Section 3.4.2, on observe principalement quatre différences. La première est la modification de la forme de la ligne de transmission microruban 50Ω au niveau du connecteur SMA pour éviter de court-circuiter ce connecteur. La deuxième concerne les dimensions du substrat et du plan de masse de l'antenne qui sont maintenant de dimensions latérales finies, à savoir celles d'un carré de côté égal à 100 mm. La troisième concerne la présence d'un trou de 3 mm de diamètre au centre du plan de masse pour générer la décharge plasma entre l'antenne et le plan de masse. Enfin, la dernière différence réside en la présence d'un circuit de découplage DC/RF pour utiliser l'antenne comme électrode en injectant la tension de polarisation DC directement sur la métallisation imprimée [119].

L'antenne ainsi dimensionnée a été simulée avec le logiciel Ansys HFSS. La Figure 4.14

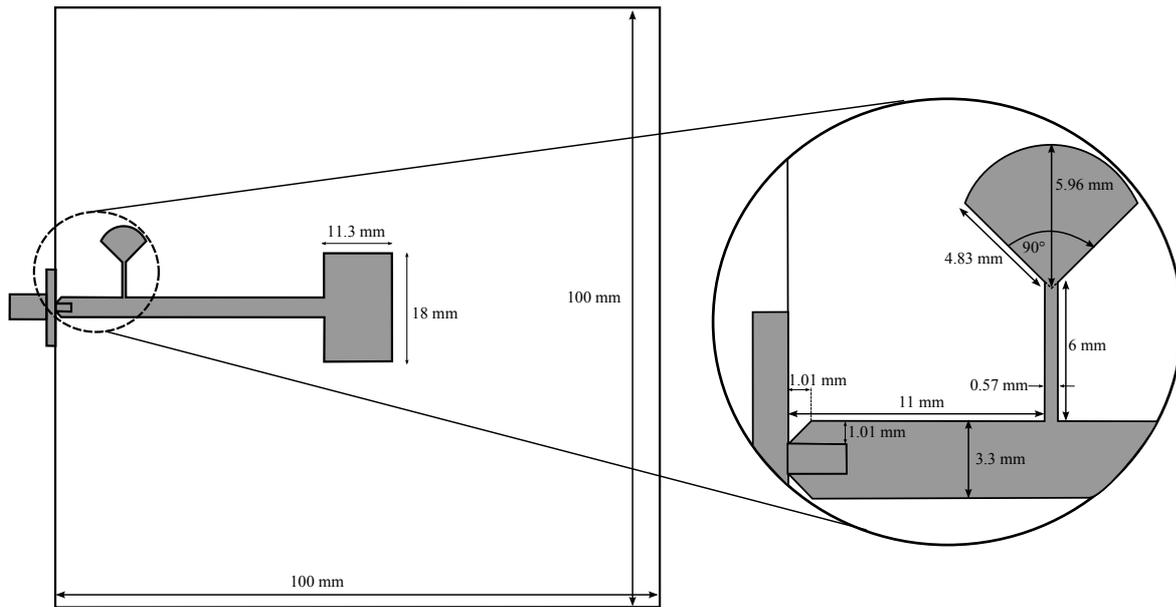


FIGURE 4.13 – Dimensions du prototype d'antenne imprimée inversée réalisé.

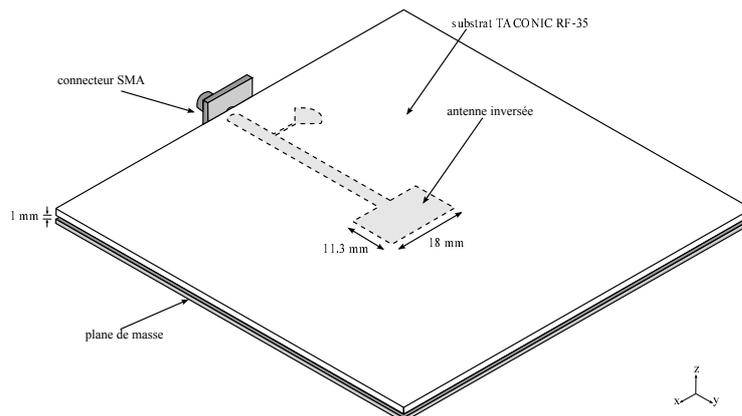


FIGURE 4.14 – Configuration du prototype d'antenne imprimée inversée réalisé et simulé.

présente la configuration finale simulée. Le paramètre $|S_{11}|$ obtenu en simulation est représenté sur la Figure 4.15 en fonction de la fréquence. On remarque que l'antenne est bien adaptée à 10 GHz avec une valeur de $|S_{11}|$ égale à -40 dB et une bande passante à -10 dB de 470 MHz. La Figure 4.16 montre les diagrammes de rayonnement en gain de l'antenne obtenus en simulation pour les plans $\Phi = 0^\circ$ et $\Phi = 90^\circ$ avec un gain maximal de 11 dB. La mise en oeuvre de cette antenne est détaillée dans la section suivante.

4.4.2 Réalisation

La Figure 4.17 propose une vue éclatée du prototype d'antenne imprimée inversée intégrant une microdécharge plasma. En ce qui concerne le dispositif de génération de la décharge plasma, on retrouve la cathode creuse utilisée jusqu'ici, ainsi que la feuille diélectrique insérée entre la cathode et le plan de masse de l'antenne. Comme mentionné précédemment, l'anode 2

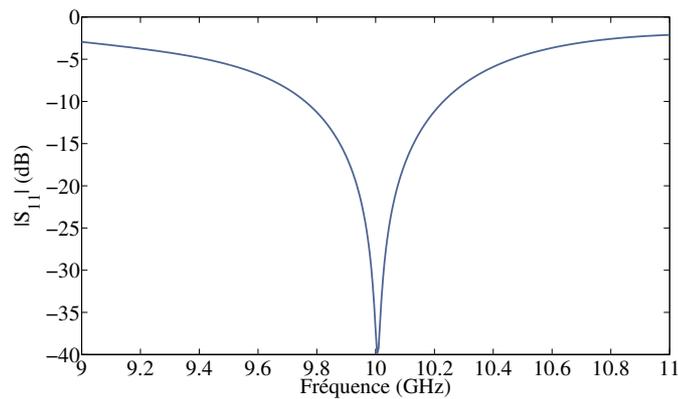


FIGURE 4.15 – Paramètre $|S_{11}|$ obtenu en simulation pour le prototype d'antenne imprimée inversée réalisé.

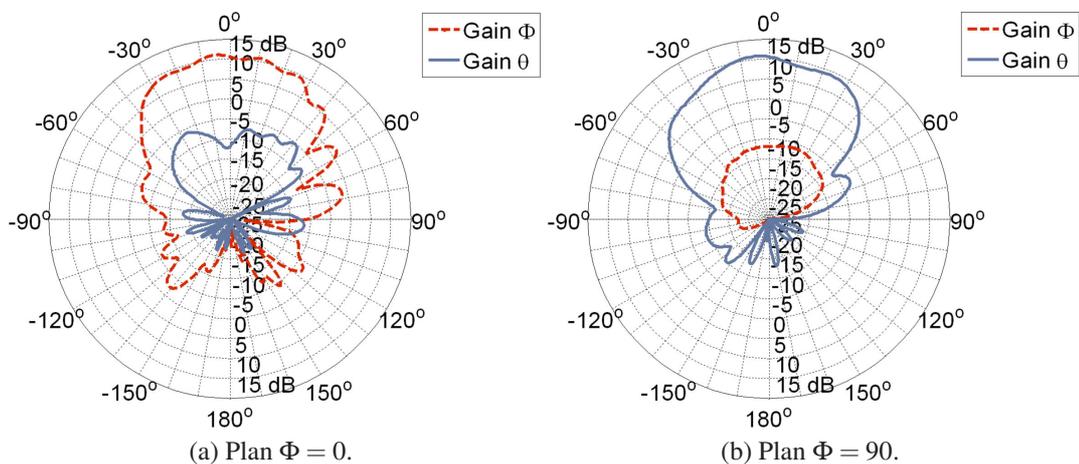


FIGURE 4.16 – Diagrammes de rayonnement en gain obtenus en simulation pour le prototype d'antenne imprimée inversée réalisé.

n'est plus utilisée puisque c'est directement l'antenne imprimée qui joue le rôle de cette électrode. Néanmoins, la structure finale se différencie sensiblement de la configuration MCSD car seulement deux électrodes, en l'occurrence la cathode et l'antenne, sont polarisées. En effet, lors des expérimentations, nous avons observé que l'espace de 1 mm entre le plan de masse de l'antenne, qui doit initialement jouer le rôle d'anode 1, et l'élément rayonnant, qui se comporte comme l'anode 2, est insuffisant pour générer une microdécharge MCSD stable. La configuration finale est donc une structure à deux électrodes, ou plus exactement un empilement d'une cathode creuse, d'une feuille diélectrique et d'une anode qui est l'antenne imprimée. Le plan de masse de l'antenne n'a donc aucune utilité d'un point de vue plasma dans cette configuration.

On détaille maintenant les différentes pièces du prototype. Ainsi, la cathode creuse est quasi-identique à celle présentée dans la Section 3.2.1.i à la différence que le diamètre du trou de 1 mm est agrandi à 3 mm pour faciliter le déclenchement de la microdécharge aux basses pressions envisagées (i.e. 1, 2.5, 5 et 10 torr). La feuille diélectrique utilisée est exactement la même que celle détaillée dans la Section 3.2.1.ii, à savoir une feuille de Macor de 8 mm d'épaisseur avec

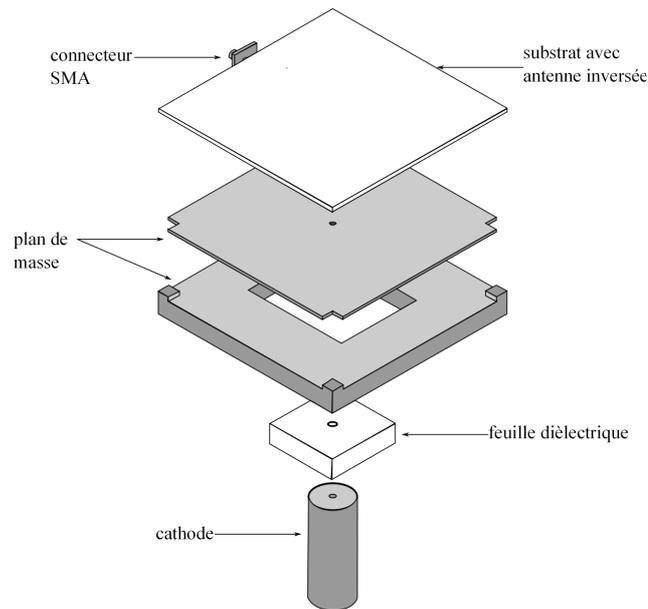
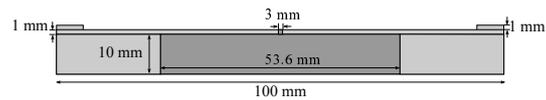


FIGURE 4.17 – Vue éclatée du prototype d’antenne imprimée inversée réalisé avec les différentes électrodes.



(a) Photo des deux pièces qui constituent le plan de masse de l’antenne.



(b) Vue de coupe du plan de masse avec ses dimensions.

FIGURE 4.18 – Plan de masse du prototype d’antenne imprimée inversée réalisé.

un trou central de diamètre égal à 3 mm. Comme le montre la Figure 4.18, le plan de masse de l’antenne est encore une fois constitué de deux pièces, l’une en aluminium et l’autre en cuivre. La pièce en aluminium possède des dimensions latérales égales à 100 mm et une épaisseur de 10 mm. Elle présente de plus des plots métalliques de 2 mm de hauteur dans chacun de ses coins, dont l’objectif est de maintenir l’antenne imprimée inversée à une distance de 1 mm du plan de masse. La partie en cuivre du plan de masse est une tôle d’épaisseur égale à 1 mm, avec un trou de 3 mm de diamètre en son centre.

Enfin, l’antenne imprimée sur Taconic RF-35 est présentée sur la Figure 4.19. Dans le dispositif final, elle est disposée sur les quatre plots du plan de masse, face retournée vers le plan de masse, et vissée avec des vis en nylon pour assurer une bonne stabilité de la structure. La Fi-

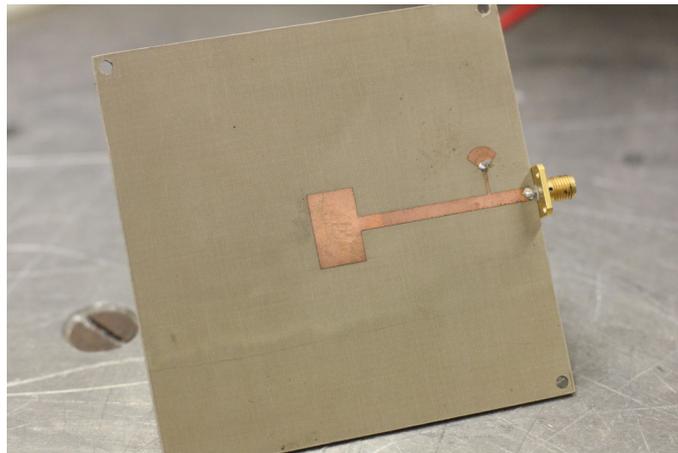


FIGURE 4.19 – Photo du motif métallique du prototype d'antenne imprimée inversée réalisé.

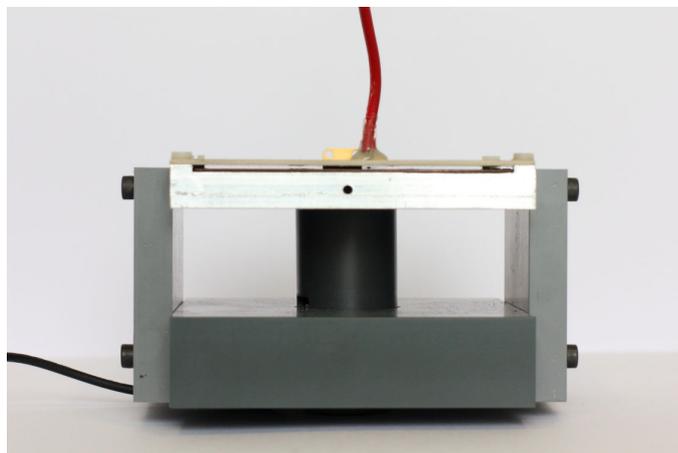


FIGURE 4.20 – Photo du prototype d'antenne imprimée inversée réalisé.

Figure 4.20 montre le prototype d'antenne imprimée inversée réalisé où l'on remarque la structure en PVC utilisée pour maintenir toutes les pièces du prototype en place.

4.5 Caractérisation expérimentale

4.5.1 Protocole expérimental

L'installation expérimentale mise en place pour caractériser le prototype d'antenne imprimée inversée intégrant une microdécharge plasma est présentée sur la Figure 4.21. Ce dispositif expérimental est très similaire à celui utilisé pour la caractérisation de la décharge MCSD dans le Chapitre 3.

L'antenne est ainsi insérée dans une cloche à vide où il est possible de contrôler le type de gaz, sa pression (en ajustant le flux de gaz) et le courant DC injecté à la microdécharge. Le gaz utilisé est un mélange de Néon-Xénon.

En ce qui concerne l'unité de contrôle de la puissance DC injectée à la décharge, elle diffère

légèrement de celle utilisée dans le chapitre précédent. En effet, dans le prototype dimensionné, il n'y a plus que deux électrodes pour générer la microdécharge. Le circuit de polarisation DC a donc été modifié en conséquence. Il comporte au final une source de tension réglable dont le courant est limité par une résistance en série R_1 de 10 k Ω .

Pour effectuer les mesures micro-ondes de l'antenne imprimée inversée, on la connecte au VNA via les transitions SMA à l'interface de la cloche à vide, sans omettre d'insérer un DC Block pour protéger le VNA de la tension DC présente sur l'antenne. A l'extérieur de la cloche, une antenne cornet a été ajoutée et connectée au second port du VNA. Cette antenne cornet, placée à une distance de 58.7 cm de l'antenne imprimée inversée nous permet d'évaluer la transmission entre les deux antennes pour estimer dans un second temps le gain de l'antenne en présence du plasma.

La Figure 4.22 représente une partie de l'installation expérimentale où l'on voit le prototype d'antenne imprimée inversée entièrement connectée dans la cloche à vide ainsi que l'antenne cornet à l'extérieur de l'enceinte.

4.5.2 Résultats de mesure

Plusieurs mesures ont été effectuées avec le prototype réalisé en suivant le protocole expérimental mis en place. La Figure 4.23 présente tout d'abord la comparaison entre les paramètres $|S_{11}|$ simulé et mesuré de l'antenne imprimée inversée sans plasma. On remarque un décalage de la fréquence de résonance de l'antenne réalisée de 630 MHz vis-à-vis du résultat obtenu en simulation. Cet écart est attribué aux tolérances de fabrication, et plus spécifiquement à l'incertitude sur la hauteur du gap d'air entre le plan de masse et le motif imprimé. Néanmoins, le dispositif présente une bonne adaptation à 10.63 GHz avec un coefficient de réflexion de l'ordre de -22.4 dB.

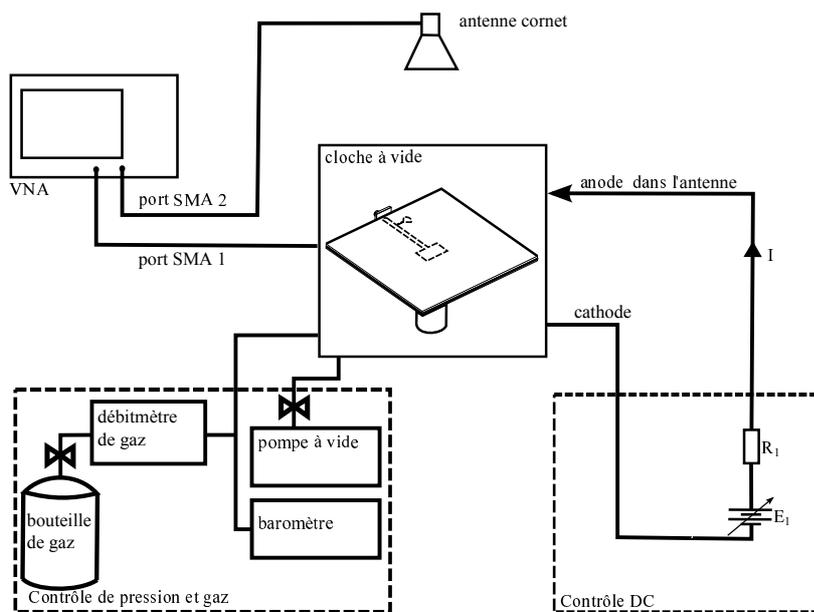


FIGURE 4.21 – Installation expérimentale pour la caractérisation du prototype d'antenne imprimée inversée reconfigurable en fréquence à base d'une microdécharge plasma.

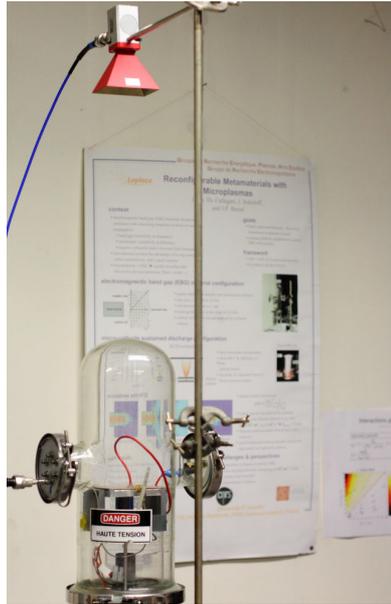


FIGURE 4.22 – Photo de l’installation expérimentale pour la caractérisation du prototype d’antenne imprimée inversée reconfigurable en fréquence à base d’une microdécharge plasma.

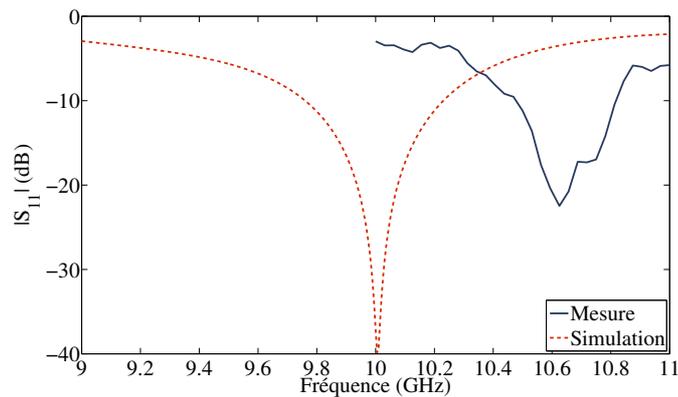


FIGURE 4.23 – Paramètres $|S_{11}|$ simulé et mesuré du prototype d’antenne imprimée inversée sans plasma.

La Figure 4.24 représente les résultats de mesure avec l’antenne inversée, en fonction du courant et de la fréquence, pour différentes valeurs de pression. On a fait varier la valeur du courant de 0 (pas de décharge) à 100 mA par pas de 20 mA pour des valeurs de pression choisies de 1, 2.5, 5 et 10 torr. On remarque que, pour tous les cas de pression, la fréquence de résonance augmente avec l’augmentation du courant (e.g 180 MHz à 2.5 torr pour un courant de 100 mA). On remarque un niveau de variation de la fréquence de résonance semblable pour toutes les pressions (environ 180 MHz). Si on considère plus spécifiquement la variation de la bande passante à -10 dB, le déplacement maximal est de 190 MHz pour une décharge à 2.5 torr avec un courant de 100 mA. Ces valeurs d’excursion plus faibles que prévue peuvent s’expliquer par la faible taille de la décharge, ce qui empêche une interaction importante entre l’antenne et

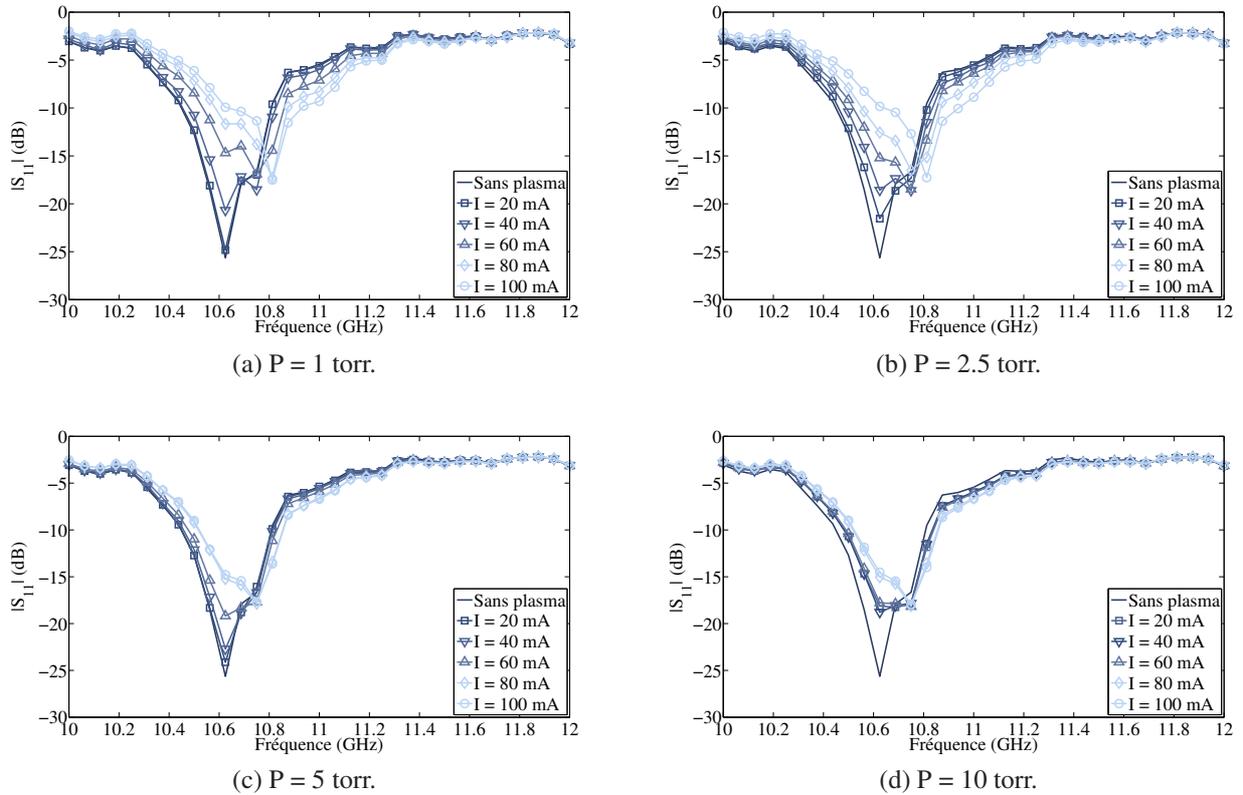


FIGURE 4.24 – Résultats de mesure du paramètre $|S_{11}|$ de l'antenne inversée, en fonction de la fréquence et du courant injecté à la décharge, pour différentes pressions.

le plasma. De plus, cette décharge de faible volume est située au centre de l'antenne imprimée, donc dans le plan de court-circuit de l'antenne donc où le champ électrique est faible. Comme le montre la Figure 4.25 la décharge produite est de faible volume, résultat très éloigné de la décharge volumineuse souhaitée et évaluée en simulation. Cette géométrie peut s'expliquer par la configuration de génération de la décharge, qui empêche à la décharge de s'étendre comme dans le cas des mesures avec ligne inversée.

Pour vérifier l'influence du volume et du positionnement de la décharge sur la fréquence de résonance, on a simulé l'antenne présenté sur la Figure 4.5 avec une décharge plasma de longueur L_{plasma} et largeur W_{plasma} (cf. Figure 4.8). La Figure 4.26 montre la valeur du paramètre $|S_{11}|$ en fonction des valeurs de L_{plasma} , W_{plasma} et de la fréquence. Pour ces simulations, la décharge a une densité électronique $n_e = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et une fréquence de collision $\nu_p = 6.5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$. Dans le cas où $L_{plasma} = 5.675 \text{ mm}$ et $W_{plasma} = 9 \text{ mm}$, ce qui représente une décharge plasma de faible volume, on remarque que la fréquence de résonance ne varie que de 30 MHz. Par contre dans le cas où $L_{plasma} = 22.7 \text{ mm}$ et $W_{plasma} = 36 \text{ mm}$, c'est-à-dire un plasma plus grand que l'antenne la fréquence de résonance présente une variation plus importante, même vis-à-vis du cas où la décharge est des mêmes dimensions que l'antenne ($L_{plasma} = 11.35 \text{ mm}$ et $W_{plasma} = 18 \text{ mm}$)

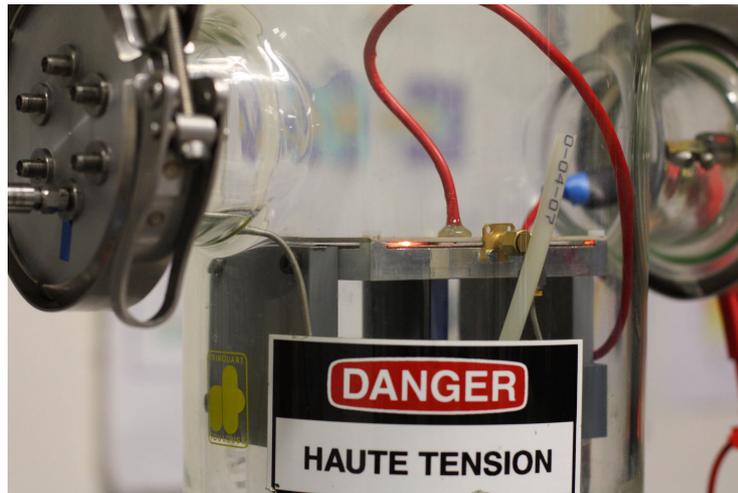


FIGURE 4.25 – Photo du prototype d’antenne imprimée inversée avec une décharge plasma dans du Néon-Xénon à 1 torr et pour un courant DC de 180 mA.

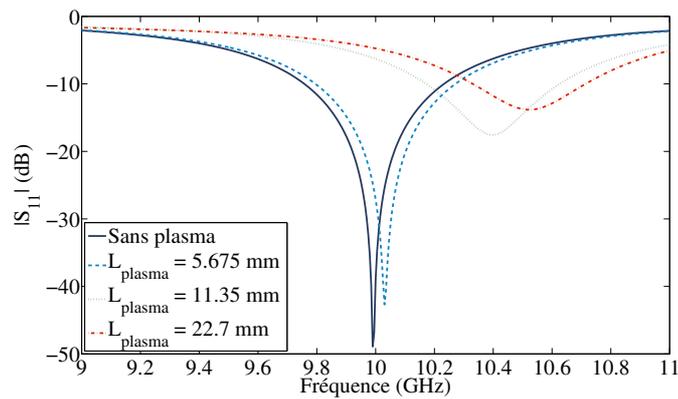


FIGURE 4.26 – Paramètre $|S_{11}|$ obtenu en simulation pour le prototype d’antenne imprimée inversée réalisé en fonction de la longueur de la décharge plasma L_{plasma} et sa largeur W_{plasma} pour une décharge avec $n_e = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ à 5 torr.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, un nouveau concept d’antenne imprimée reconfigurable en fréquence utilisant une microdécharge plasma a été présenté. Le plasma est alors vu comme un milieu dont la permittivité relative est positive et comprise entre 0 et 1. Cette variation de permittivité est mise à profit pour changer la fréquence de résonance d’une antenne en modifiant le milieu de propagation présent entre le plan de masse et l’antenne imprimée.

Une analyse théorique basée sur le modèle de cavité d’une antenne imprimée rectangulaire a mis en évidence les potentialités d’une telle approche. Le contrôle de la densité électronique du plasma à basse pression (i.e. faible fréquence de collision) conduit alors à un changement de la fréquence de résonance du mode fondamental de la cavité. Une validation numérique utilisant une antenne imprimée inversée a montré que le concept est viable mais que l’excursion en

fréquence théorique est surestimée. Enfin, un prototype a été réalisé et caractérisé. La reconfigurabilité en fréquence a été finalement démontrée, mais la variation de la fréquence de résonance de 180 MHz reste faible du fait du petit volume de plasma généré dans notre prototype.

Des développements futurs doivent permettre d'accroître le volume du plasma dans la cavité afin d'augmenter l'excursion en fréquence. Malgré une consommation en puissance DC importante, l'antenne imprimée reconfigurable en fréquence à base d'une microdécharge plasma représente une alternative intéressante pour obtenir des éléments rayonnants reconfigurables capables de supporter des puissances micro-ondes importantes, contrairement aux autres technologies classiquement utilisées (diodes PIN, MEMS RF, ...).

CHAPITRE 5

LANTENNE IMPRIMÉE AUTO-LIMITANTE EN PUISSANCE À BASE D'UNE MICRODÉCHARGE PLASMA

Dans ce dernier chapitre nous allons mettre à profit la seconde propriété mise en évidence lors de la caractérisation de la microdécharge MCSD effectuée lors du Chapitre 3, à savoir sa capacité à absorber la puissance électromagnétique incidente. Cette propriété a notamment déjà été utilisée pour la conception de dispositifs limiteurs de puissance dont l'objectif est d'écrêter la puissance délivrée en sortie afin de protéger les éléments suivants dans la chaîne. Si, classiquement, cette fonction est assurée par un circuit supplémentaire inséré dans la chaîne de traitement, la stratégie proposée ici est légèrement différente puisqu'elle consiste à intégrer cette fonction directement dans un circuit déjà existant dans la chaîne, en l'occurrence dans l'antenne.

Dans une première partie nous dresserons un bref état de l'art des dispositifs limiteurs de puissance afin d'extraire les paramètres essentiels qui quantifient leurs performances. Ensuite, nous présenterons l'approche proposée à travers des exemples numériques dont la finalité est de déterminer une solution optimale d'intégration de la microdécharge plasma. Enfin, les résultats obtenus en mesure seront présentés et discutés.

Sommaire

5.1	Introduction	104
5.2	État de l'art des dispositifs limiteurs de puissance	105
5.2.1	Caractéristiques d'un limiteur de puissance	105
5.2.2	Circuits limiteurs de puissance insérées dans une chaîne de réception	106
5.2.3	Limiteurs de puissance insérées directement dans un circuit utile de la chaîne de réception	107
5.3	Principe de fonctionnement d'une antenne imprimée autolimitante à base d'avec une microdécharge MCSD	108
5.4	Étude numérique de l'effet autolimitant en puissance pour différentes antennes imprimées	109
5.4.1	Antenne imprimée rectangulaire	109
5.4.2	Antenne imprimée circulaire	112

5.4.3	Antenne imprimée annulaire	114
5.4.4	Conclusion	116
5.5	Validation expérimentale	117
5.5.1	Dispositif de mesure	118
5.5.2	Protocole expérimental	123
5.5.3	Résultats de mesure	125
5.5.4	Conclusion	131
5.6	Conclusion	131

5.1 Introduction

La protection des chaînes de réception micro-ondes contre d'éventuelles attaques électromagnétiques pouvant endommager leurs fonctionnalités représente un enjeu important, en particulier dans le domaine militaire. En effet, depuis quelques années maintenant, un nouveau type d'armes a vu le jour en la présence des armes électromagnétiques dont l'objectif final est de rendre inutilisable les systèmes électroniques ennemis. L'idée est de rayonner vers la cible un signal généralement micro-onde et de forte puissance (HPM pour *High Power Microwaves*) de sorte que les systèmes électroniques visés soient électriquement endommagés.

Les mécanismes de couplage entre ces agressions électromagnétiques et les systèmes électroniques peuvent se faire de manière directe (ou *Front Door Coupling*) ou indirecte (ou *Back Door Coupling*). Contrairement au couplage indirect qui peut être minimisé en blindant correctement les systèmes électroniques, le couplage direct, par définition, ne peut pas être évité de manière simple. Dans le cas d'un couplage direct, l'onde électromagnétique de forte puissance est classiquement couplée à un récepteur de communication ou un récepteur RADAR par l'antenne de réception utilisée dont l'objectif est justement de recevoir des signaux micro-ondes. Les éléments les plus sensibles de la chaîne de réception, généralement les amplificateurs faible bruit (LNA pour *Low Noise Amplifier*), peuvent au final être endommagés par le signal prélevé par l'antenne de réception.

Pour lutter contre ces agressions électromagnétiques, on utilise des dispositifs de protection non linéaires en puissance, appelés limiteurs de puissance, qui se positionnent généralement entre l'antenne de réception et le LNA. Lorsque la puissance reçue est acceptable, un limiteur doit présenter des faibles pertes d'insertion. En revanche, lorsque la puissance en entrée dépasse un certain seuil critique, il a pour rôle de limiter la puissance à sa sortie à un niveau de puissance acceptable par les composants les plus sensibles. Comme nous allons le voir dans la section suivante, il existe différentes solutions technologiques pour obtenir ce comportement non linéaire en puissance.

Nous proposons par la suite, dans ce chapitre, une nouvelle approche qui consiste à intégrer directement la fonction de limitation de puissance dans une antenne de réception. Pour ce faire, une microdécharge plasma est mise à profit.

5.2 État de l'art des dispositifs limiteurs de puissance

5.2.1 Caractéristiques d'un limiteur de puissance

Comme mentionné en introduction, un limiteur de puissance a pour fonction de limiter la puissance en sortie lorsque la puissance en entrée dépasse un certain seuil, tout en garantissant des pertes d'insertion minimales lorsque le limiteur est inactif. La Figure 5.1 montre les courbes caractéristiques associées à un limiteur de puissance idéal et à un limiteur de puissance réel, en comparaison avec un cas sans limitation.

On observe qu'en l'absence de limiteur, la puissance de sortie est proportionnelle à la puissance en entrée du dispositif. Un limiteur idéal possède une caractéristique différente puisque la puissance en sortie devient constante lorsque la puissance en entrée dépasse une puissance donnée, appelée puissance de seuil. En pratique, un limiteur réel présente le même comportement mais jusqu'à un certain niveau de puissance qui caractérise sa tenue en puissance incidente. Lorsque ce second seuil est dépassé, sa puissance en sortie se remet à augmenter jusqu'à une éventuelle destruction du limiteur lorsque la puissance en entrée dépasse le seuil maximal de tenue en puissance du composant.

Un limiteur de puissance peut agir sur le surplus de puissance incidente en la dissipant directement, en la réfléchissant vers l'antenne ou en la détournant vers un circuit secondaire dont le rôle est de dissiper cette puissance. La première stratégie possède quelques limitations en termes de tenue en puissance du limiteur puisque, la dissipation du surplus en puissance peut causer un échauffement important du limiteur, et donc sa destruction. Les solutions qui privilégient une réflexion de la puissance incidente présentent un inconvénient majeur du point de vue militaire, car le signal réfléchi et re-rayonné par l'antenne de réception, permet éventuellement de localiser la position du récepteur attaqué. Enfin, les dispositifs qui détournent le surplus de puissance vers un circuit secondaire peuvent être intéressants dans la perspective d'analyser ce signal aveuglant tout en permettant la dissipation de la puissance.

En plus de la puissance de seuil et de la puissance maximale acceptable en entrée, les dispositifs limiteurs sont caractérisés par leur temps de commutation entre les modes passant et

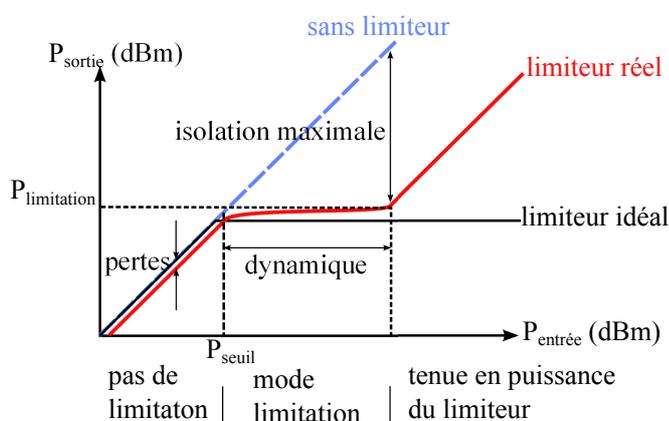


FIGURE 5.1 – Courbe caractéristique du comportement en puissance d'un limiteur de puissance [120].

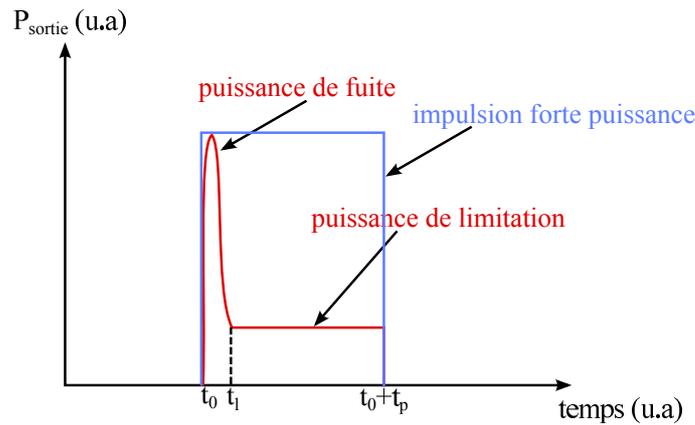


FIGURE 5.2 – Réponse temporelle d'un limiteur de puissance vis-à-vis d'une impulsion de forte puissance.

bloquant. Comme le montre la Figure 5.2 si le limiteur réagit avec un temps de latence trop important à une agression de forte puissance, une quantité d'énergie non négligeable est susceptible d'être propagée aux éléments de la chaîne de réception. On parle alors de puissance de fuite. Ce temps de réponse entre l'arrivée du signal forte puissance sur le port d'entrée du limiteur et le déclenchement du limiteur est donc un paramètre très important.

Enfin, le dernier paramètre définissant la plage d'utilisation d'un limiteur est la bande de fréquences où le dispositif est fonctionnel.

Comme nous allons le voir dans la section suivante, les dispositifs limiteurs de puissance sont généralement des circuits indépendants qui sont insérés dans une chaîne de réception et qui utilisent des composants bien spécifiques (diodes, MEMS, ...).

5.2.2 Circuits limiteurs de puissance insérées dans une chaîne de réception

La Figure 5.3 montre une configuration standard pour une chaîne de réception incluant un circuit limiteur de puissance. Le limiteur se trouve toujours avant les éléments les plus sensibles qui sont généralement les LNA. Ces circuits utilisent des éléments reconfigurables pour commuter d'un état passant vers un état bloquant. Il peut s'agir de diodes semi-conductrices (PIN [121], Schotky [122]), de matériaux supraconducteurs [123], de matériaux ferroélectriques [124, 125], de matériaux ferromagnétiques [126], d'éclateurs à gaz [127] ou encore de MEMS RF [128]. Le Tableau 5.1 résume les propriétés associées à ces différents types de technologie.

On constate à première vue qu'il n'existe pas de solutions proposant à la fois une large

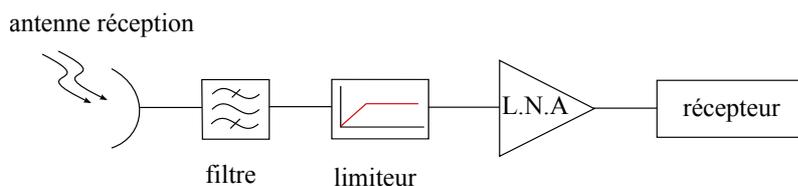


FIGURE 5.3 – Synoptique d'une chaîne de réception incluant un limiteur de puissance.

Technologie de limiteur	P_{seuil}	P_{max}	Temps de réponse	Bande de fréquence
Diodes PIN	20 dBm	< 40 dBm	0.1 μ s	Large
Diodes Schottky	0 dBm	<20 dBm	0.1 μ s	Large
Supraconducteurs	20 dBm	>40 dBm	<1 μ s	Très large
Ferromagnétiques	<10 dBm	<30 dBm	>100 μ s	Étroite
Ferroélectriques	>40 dBm	>40 dBm	0.1 μ s	Étroite
Éclateurs à gaz	>40 dBm	>40 dBm	<0.1 ns	Étroite

TABLE 5.1 – Synthèse des performances des dispositifs limiteurs de puissance

bande de fréquences, un temps de commutation très rapide, une puissance de seuil faible et une tenue en puissance importante. Si, pour certaines applications, le caractère large-bande est discutable de par la sélectivité des antennes et des filtres passe-bande utilisés, les autres points restent primordiaux pour garantir une efficacité de protection maximale.

Plus récemment, d'autres stratégies de protection ont été étudiées. Elles consistent à insérer directement le comportement limiteur dans un des éléments préexistants de la chaîne de réception.

5.2.3 Limiteurs de puissance insérées directement dans un circuit utile de la chaîne de réception

La stratégie qui consiste à intégrer directement une fonction de limitation de puissance dans un circuit micro-onde peut répondre à l'exigence permanente de miniaturisation des récepteurs. Elle résulte plutôt, à vrai dire, d'une volonté d'utiliser le comportement non-linéaire en puissance des décharges plasma pour la limitation de puissance. Ces décharges présentent des caractéristiques en termes de tenue en puissance et de temps de commutation qui en font des candidates sérieuses dans cet optique. Par exemple, comme mentionné dans l'état de l'art du Chapitre 2, une ligne de transmission microruban inversée a été optimisée pour permettre le déclenchement d'une décharge plasma entre ses deux conducteurs si une forte puissance est injectée à son entrée [73]. Plus récemment, il a été montré que l'insertion de microcapsules de gaz au sein d'un filtre de type *Hairpin* pouvait proposer un effet limiteur avec une intégration plus aboutie au sein d'un circuit micro-ondes [74]. Enfin, une étude a aussi été effectuée sur des dispositifs où la décharge plasma est intégrée au sein d'éléments rayonnants, à savoir une antenne de type fente rayonnante pour laquelle une décharge est déclenchée dans la fente en cas d'interaction avec une forte puissance électromagnétique [80]. Le point commun de ces trois dispositifs est que la génération de la décharge plasma est cette fois occasionnée par l'onde électromagnétique micro-ondes de forte puissance incidente. Cette onde incidente donne alors suffisamment d'énergie pour ioniser le gaz et donc générer une décharge qui entraîne une limitation de la puissance en sortie.

L'approche originale proposée dans ce chapitre est à ranger dans cette catégorie. Ici, la limitation de puissance est assurée par une microdécharge plasma directement insérée dans une antenne imprimée de réception.

5.3 Principe de fonctionnement d'une antenne imprimée autolimitante à base d'avec une microdécharge MCSD

Cette section présente le principe de fonctionnement d'une antenne imprimée autolimitante en puissance via une microdécharge de type MCSD. La Figure 5.4 détaille l'architecture générale de cette antenne. On retrouve d'une part les électrodes servant à générer le plasma (cathode et anode 1) et d'autre part l'antenne placée au-dessus de l'anode 1. L'idée de base est ici de considérer la métallisation de l'élément imprimé comme l'anode 2 de la configuration MCSD. Ainsi, la partie basse sert à générer une décharge plasma à partir d'une tension DC, tandis que le champ électromagnétique micro-onde présent au niveau de l'antenne permet d'étirer le plasma à l'extérieur du trou, à la manière du rôle de l'anode 2 dans la configuration MCSD. On a alors une décharge plasma générée par une puissance DC et étirée en volume par une puissance micro-onde. On peut aussi voir la partie basse du dispositif comme une source d'électrons libres qui sert à faciliter le processus d'ionisation de la microdécharge au niveau de l'antenne. Pour bien comprendre comment marche cette antenne, il convient de détailler ces deux modes de fonctionnement, à savoir son mode passant et son mode bloquant.

Le mode passant correspond à l'état où l'antenne reçoit normalement les signaux micro-ondes incidents. Comme le montre la Figure 5.4a, dans ce mode de fonctionnement, une microdécharge de type MHCD est générée sous l'antenne entre la cathode et l'anode 1. La décharge MHCD, correspond en pratique à l'empilement cathode-diélectrique-anode 1 retrouvé dans la configuration MCSD utilisée jusqu'ici. Cette décharge est alors confinée dans un trou sous l'antenne qui est aligné avec un autre trou réalisé dans le substrat diélectrique de l'antenne imprimée. Dans cette configuration initiale, la décharge n'a pas d'influence sur les paramètres intrinsèques de l'élément rayonnant puisqu'elle est confinée sous le plan de masse de ce dernier.

Le mode bloquant correspond en revanche à l'état où l'antenne remplit le rôle de limiteur de puissance. Ainsi, comme le montre la Figure 5.4b, lorsqu'une onde incidente de forte puissance

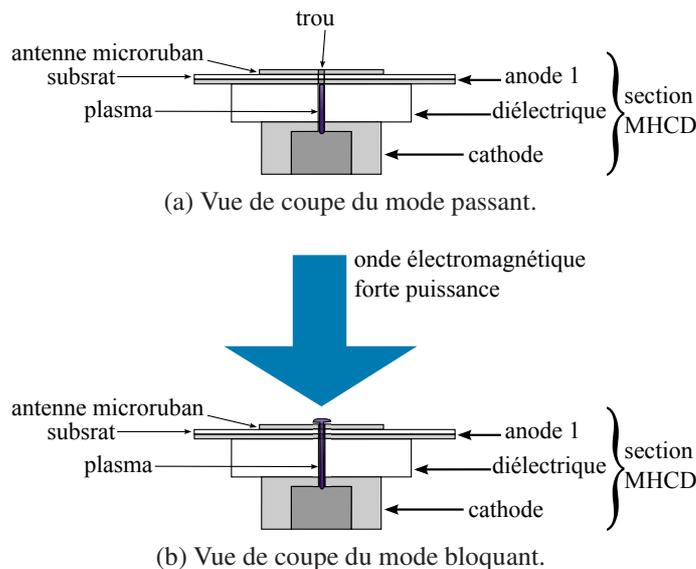


FIGURE 5.4 – Principe de fonctionnement de l'antenne imprimée autolimitante en puissance.

arrive sur l'antenne, elle induit un champ électromagnétique intense au niveau du trou dans le substrat qui a pour effet de tirer la microdécharge initiale dans ce trou, et ainsi interagir avec l'onde électromagnétique incidente. On a donc dans ce mode de fonctionnement une microdécharge au niveau de l'antenne qui agit comme un élément perturbateur dans l'élément rayonnant. Cette perturbation locale entraîne en pratique une altération du rendement de l'antenne d'une part liée à la désadaptation éventuelle de l'antenne, et d'autre part du fait de la présence des pertes diélectriques du milieu plasma. Les deux effets produits par la microdécharge plasma ont pour résultat de limiter la puissance délivrée par l'antenne au récepteur.

Dans un premier temps, afin de valider le principe de limitation de la puissance reçue, une étude numérique a été menée.

5.4 Étude numérique de l'effet autolimitant en puissance pour différentes antennes imprimées

Dans l'optique de réaliser un prototype d'antenne imprimée autolimitante en puissance, trois topologies d'antennes imprimées intégrant une microdécharge plasma ont été étudiées en simulation numérique : une antenne imprimée rectangulaire, une antenne imprimée circulaire et une antenne imprimée annulaire.

5.4.1 Antenne imprimée rectangulaire

Dans un premier temps, nous avons considéré l'antenne imprimée la plus répandue, à savoir l'antenne imprimée rectangulaire. La Figure 5.5 présente l'antenne imprimée rectangulaire qui a été dimensionnée pour obtenir une fréquence de résonance égale à 2.45 GHz. On note la présence d'un trou d'air dans le substrat dont la vocation est d'accueillir la microdécharge plasma. Ce trou est situé au niveau d'un côté rayonnant de l'antenne, c'est-à-dire une zone où le champ électrique est intense, ce qui permet de maximiser l'interaction entre le champ électromagnétique présent au niveau de l'antenne et le milieu plasma présent dans le trou. Cette antenne est imprimée sur un substrat carré d'alumine de 100 mm de côté et d'épaisseur égale à 1 mm. Les caractéristiques diélectriques de ce substrat sont les suivantes : $\epsilon_r = 9.9$, $\tan \delta = 0.0002$. L'alimentation de cette antenne s'effectue par une ligne de transmission microruban directement connectée à un côté non rayonnant de l'antenne. Cette technique d'alimentation permet de trouver facilement un point d'adaptation à 50 Ω [118].

Le coefficient de réflexion en entrée de l'antenne et ses diagrammes de rayonnement en gain à 2.45 GHz (pertes en désadaptation d'impédance prises en compte) obtenus en simulation sont représentés respectivement sur les Figures 5.6 et 5.7. On observe sur la Figure 5.6 une bonne adaptation d'impédance à 2.45 GHz avec une valeur du paramètre $|S_{11}|$ égale à -21 dB. La bande passante à -10 dB de cette antenne est de 8.2 MHz (i.e. 0.33%). Le gain maximal à 2.45 GHz pour cette antenne est égal à 6.44 dB.

On considère maintenant la même antenne que celle de la Figure 5.5 mais dont le trou est chargé d'une microdécharge uniforme cylindrique de rayon 0.49 mm (une distance de 0.01 mm sépare donc la décharge du bord du trou d'accueil et modélise ainsi la gaine plasma) et de hauteur 1 mm (hauteur identique à celle du substrat). Les paramètres plasma utilisés sont une

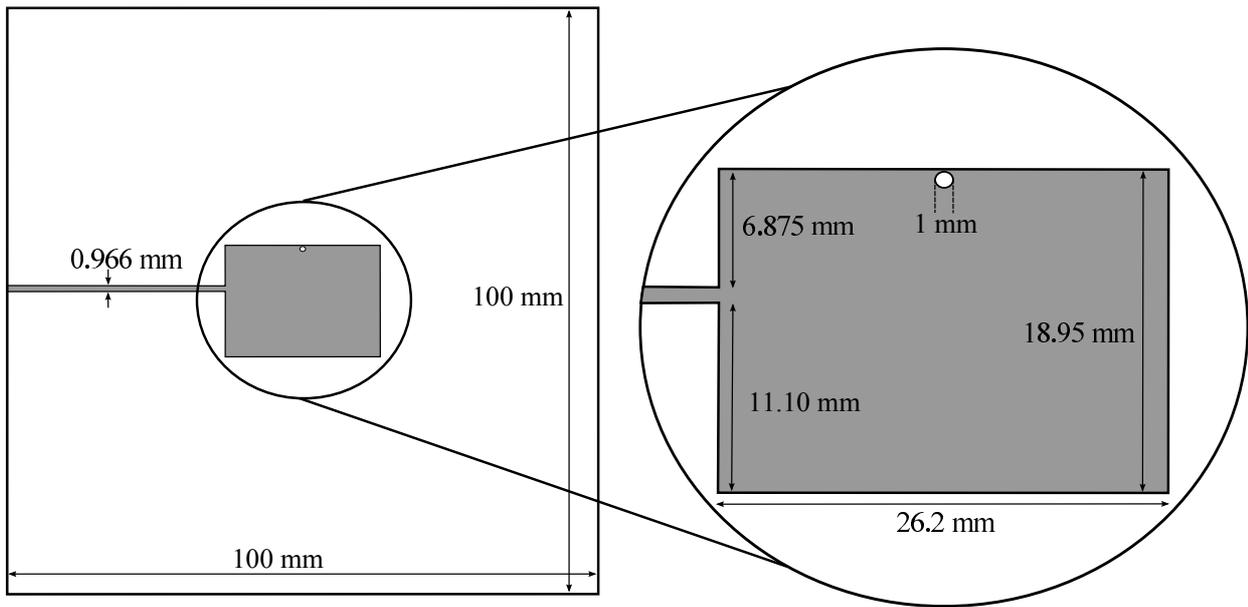


FIGURE 5.5 – Antenne imprimée rectangulaire avec détails de la zone d'accueil pour la microdécharge plasma.

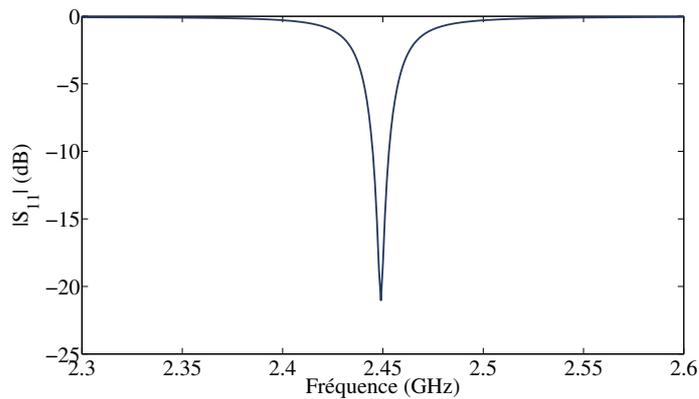


FIGURE 5.6 – Paramètre $|S_{11}|$ obtenu en simulation pour l'antenne imprimée rectangulaire.

densité électronique n_e égale à $5.10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ($\omega_p = 1.26.10^{11} \text{ cm}^{-3}$) et une fréquence de collision ν_p égale à 13.10^9 s^{-1} , ce qui correspond à une estimation de la fréquence de collision pour une pression de 10 torr. Ces valeurs, bien qu'hypothétiques, ont été choisies pour respecter la condition relative au degré d'ionisation des plasmas froids hors-équilibre. En l'occurrence, le plasma modélisé correspond à un plasma dont le degré d'ionisation est égal à $\delta = 1.56 \times 10^{-5}$. La Figure 5.8 présente la comparaison entre les coefficients de réflexion de l'antenne sans plasma et avec plasma. On observe une dégradation significative du paramètre $|S_{11}|$ de l'antenne lorsque la microdécharge est présente. A la fréquence de 2.45 GHz, le coefficient de réflexion est égal à -4.2 dB. La microdécharge plasma a bien pour effet de perturber la résonance de l'antenne, ce qui se traduit par une désadaptation d'impédance de l'élément rayonnant. Comme le montre la Figure 5.9, il en résulte aussi une diminution du gain maximal de l'antenne qui

5.4. Étude numérique de l'effet autolimitant en puissance pour différentes antennes imprimées

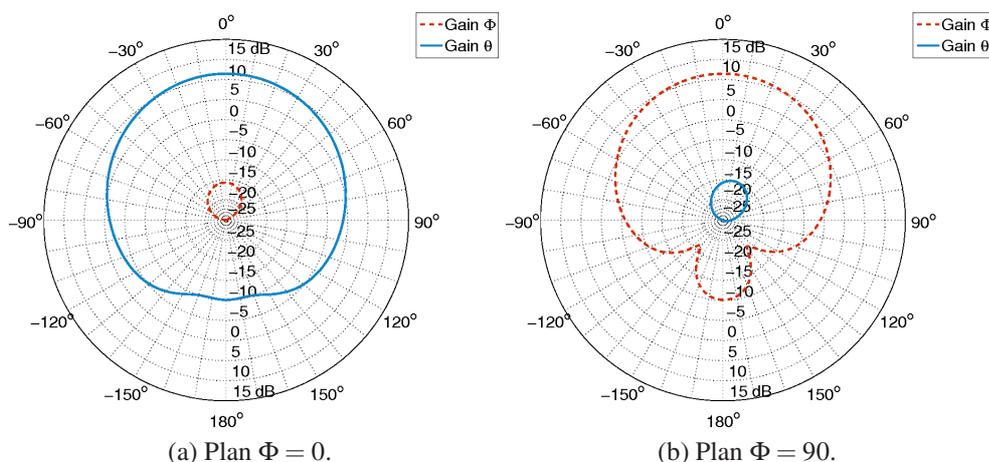


FIGURE 5.7 – Diagrammes de rayonnement en gain à 2.45 GHz obtenus en simulation pour l'antenne imprimée rectangulaire.

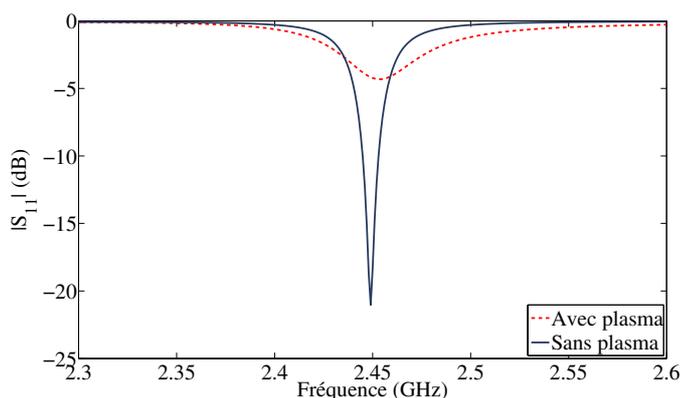


FIGURE 5.8 – Paramètres $|S_{11}|$ obtenus en simulation pour l'antenne imprimée rectangulaire avec et sans microdécharge plasma.

chute alors de 6.44 dB à -1.1 dB à 2.45 GHz, soit un écart de 7.54 dB. La forme des diagrammes de rayonnement est en revanche conservée.

Pour mieux comprendre l'effet de la microdécharge plasma, on peut exprimer le rendement de désadaptation comme $e_r = 1 - |S_{11}|^2$ [35]. En comparant les cas sans et avec plasma, on observe une diminution de ce rendement e_r de 2.07 dB du fait de la désadaptation d'impédance. Par conséquent, les 5.47 dB de pertes supplémentaires sur le gain sont donc liées à l'absorption de la puissance micro-ondes par ce milieu plasma à pertes. Ce comportement laisse entendre que dans cet effet limitant, la puissance micro-ondes incidente est principalement dissipée dans le plasma, ce qui limite d'autant la puissance réfléchie, et donc la signature Radar de l'antenne autolimitante en puissance.

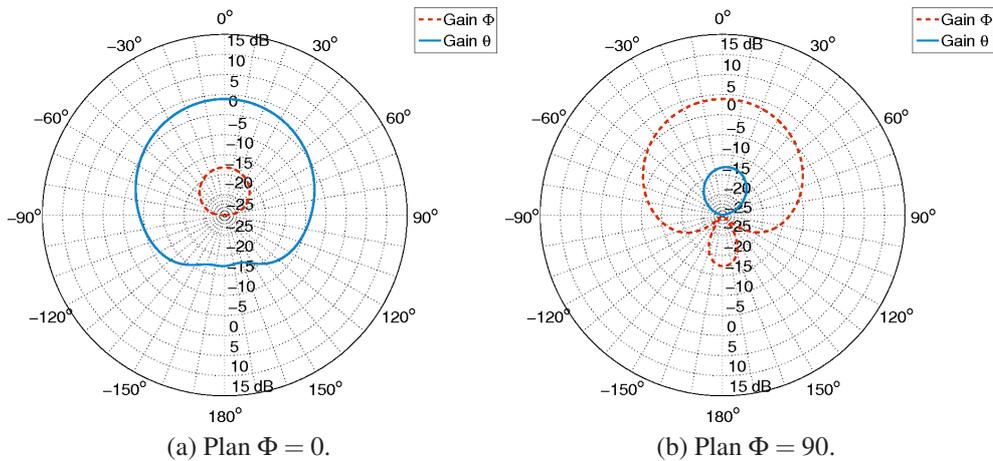


FIGURE 5.9 – Diagrammes de rayonnement en gain à 2.45 GHz obtenus en simulation pour l'antenne imprimée rectangulaire avec microdécharge plasma.

5.4.2 Antenne imprimée circulaire

La deuxième topologie d'antenne simulée est une antenne imprimée circulaire. La Figure 5.10 représente l'antenne imprimée circulaire étudiée ainsi que ses dimensions. Le substrat utilisé est identique à celui employé pour l'antenne imprimée rectangulaire. L'antenne est alimentée par une ligne de transmission microruban 50 Ω insérée dans l'élément rayonnant en réalisant des encoches. Cette technique d'adaptation permet d'adapter aisément les antennes imprimées [35].

Le paramètre $|S_{11}|$ de l'antenne imprimée circulaire est montré sur à la Figure 5.11 tandis

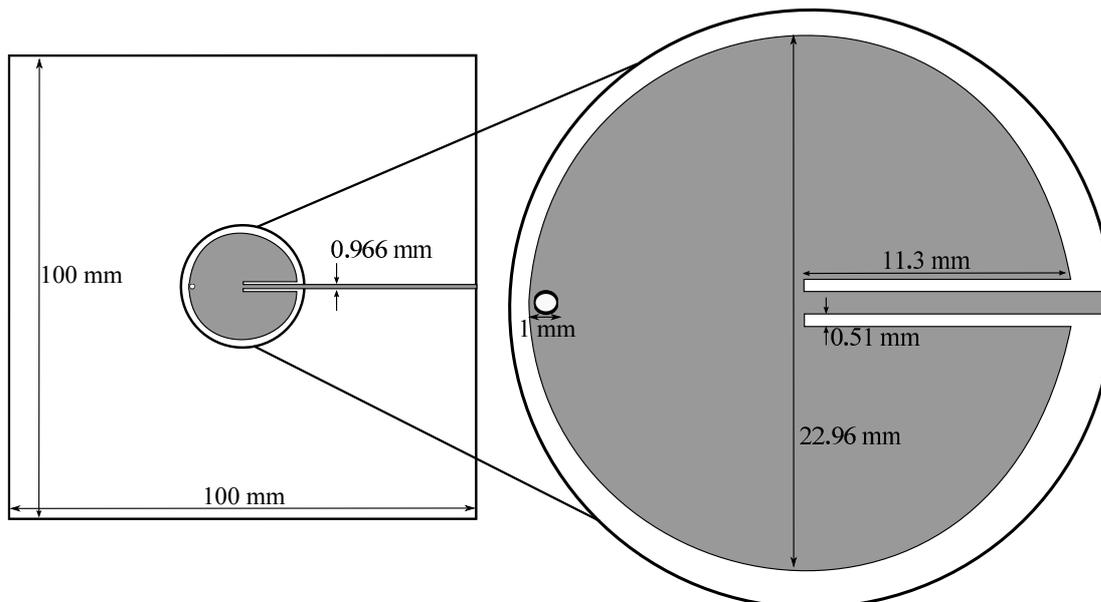


FIGURE 5.10 – Antenne imprimée circulaire avec détails de la zone d'accueil pour la microdécharge plasma.

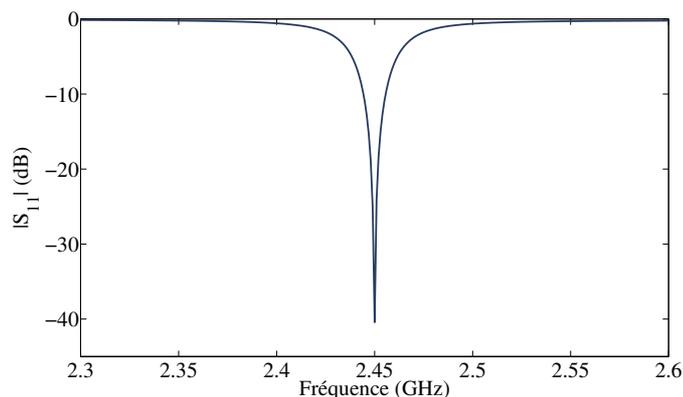


FIGURE 5.11 – Paramètre $|S_{11}|$ obtenu en simulation pour l'antenne imprimée circulaire.

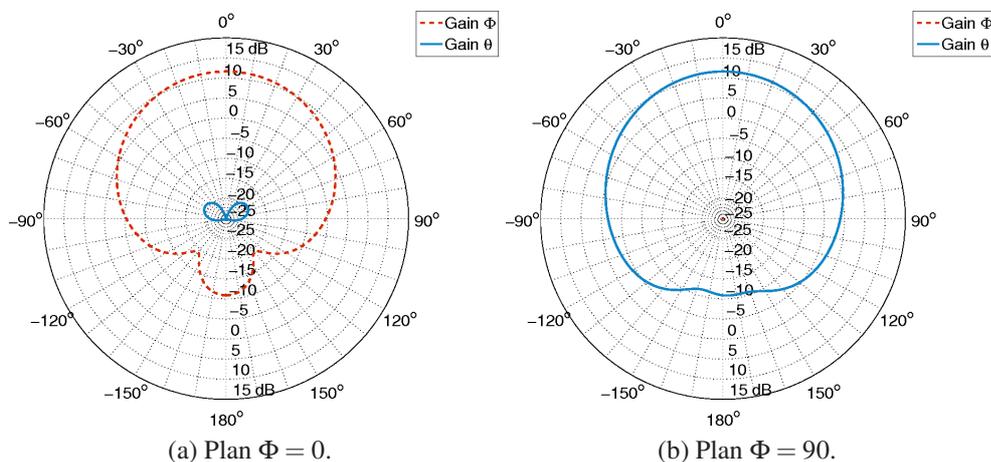


FIGURE 5.12 – Diagrammes de rayonnement en gain à 2.45 GHz obtenus en simulation pour l'antenne imprimée circulaire.

que ses diagrammes de rayonnement en gain à la fréquence de 2.45 GHz sont présentés sur la Figure 5.12. On remarque une bonne adaptation en impédance à 2.45 GHz avec un coefficient de réflexion égal à -40.43 dB et une bande passante à -10 dB de 11 MHz (i.e. 0.45%). Le gain maximal obtenu en simulation à cette fréquence est alors de 6.62 dB.

On prend maintenant en compte une microdécharge plasma identique à celle utilisée dans la Section 5.4.1. La comparaison entre les coefficients de réflexion sans et avec microdécharge est présenté sur la Figure 5.13. On constate alors une dégradation moins importante du paramètre $|S_{11}|$ que dans le cas de l'antenne imprimée rectangulaire avec un coefficient de réflexion de -4.6 dB à 2.45 GHz pour l'antenne imprimée circulaire avec plasma. Le gain maximal est alors égal -0.66 dB à 2.45 GHz (Figure 5.14), ce qui implique une réduction du gain d'environ 7.2 dB par rapport au cas sans plasma. Cette différence de comportement peut s'expliquer par le caractère moins résonant de l'antenne imprimée circulaire [118].

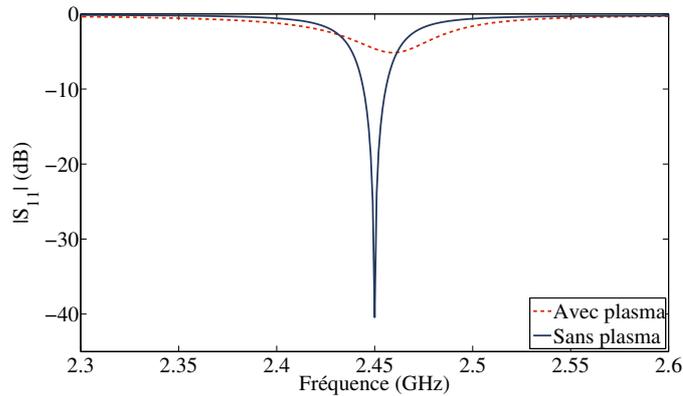


FIGURE 5.13 – Paramètres $|S_{11}|$ obtenus en simulation pour l'antenne imprimée circulaire avec et sans microdécharge plasma.

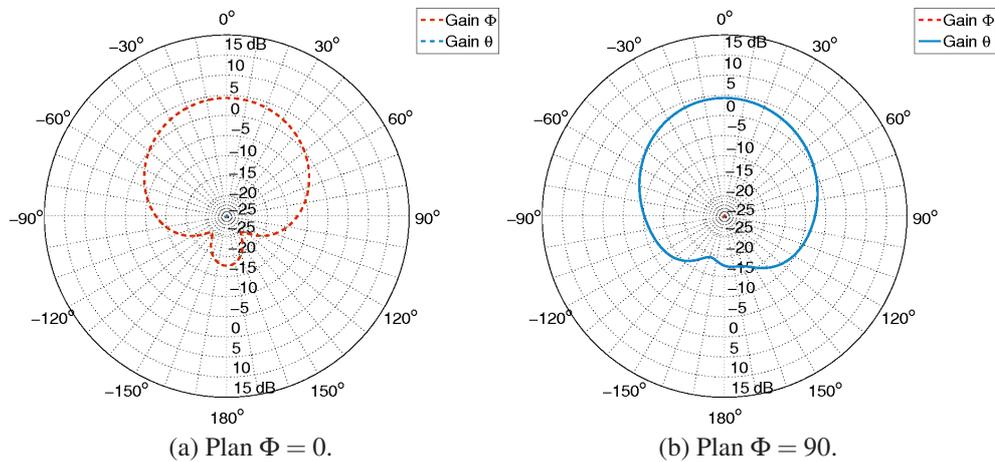


FIGURE 5.14 – Diagrammes de rayonnement en gain à 2.45 GHz obtenus en simulation pour l'antenne imprimée circulaire avec microdécharge plasma.

5.4.3 Antenne imprimée annulaire

La dernière topologie d'antenne imprimée étudiée est une antenne imprimée annulaire. La Figure 5.15 présente la géométrie de cette antenne. L'une des caractéristiques de ces antennes imprimées annulaires est qu'il est difficile de les adapter simplement en connectant directement une ligne de transmission microruban 50Ω . En effet, dans ce cas, le mode de résonance est fixé par la position de la ligne d'excitation, et quelle que soit cette position, l'impédance d'entrée est alors incompatible avec l'impédance caractéristique de cette ligne de transmission. Une technique proposée dans la littérature consiste à insérer des fentes dans l'anneau (cf. Figure 5.15) afin de fixer le mode de résonance de l'antenne (et ainsi sa polarisation) de sorte qu'un déplacement du point de connection de la ligne de transmission entraîne une variation de l'impédance d'entrée de l'antenne, à la manière de ce qui a été fait pour l'antenne imprimée rectangulaire de la Section 5.4.1 [118, 129]. Dans cette configuration, le champ électrique est maximal dans le plan où se trouvent les fentes, ce qui explique l'emplacement choisi pour le trou d'accueil du

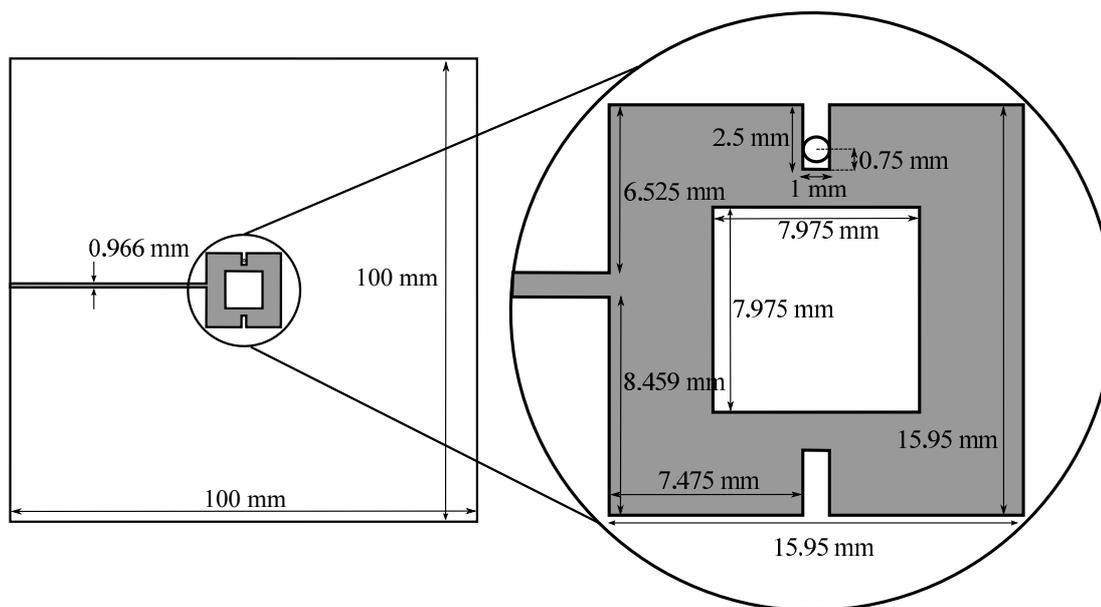


FIGURE 5.15 – Antenne imprimée annulaire avec détails de la zone d'accueil pour la microdécharge plasma.

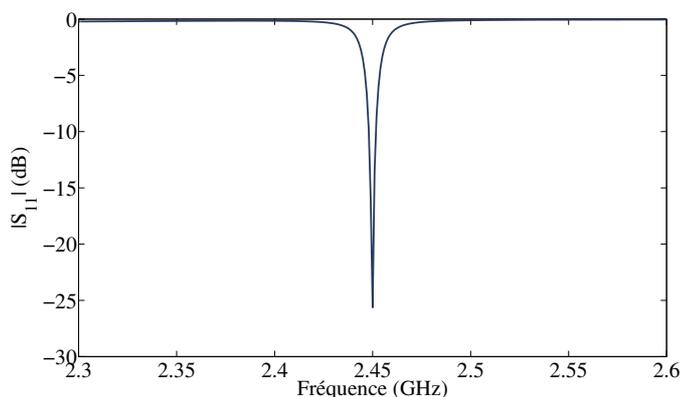


FIGURE 5.16 – Paramètre $|S_{11}|$ obtenu en simulation pour l'antenne imprimée annulaire.

plasma. Comme on peut le voir sur la Figure 5.16, cette antenne est bien adaptée en simulation à 2.45 GHz ($|S_{11}| = -25.63$ dB) avec une bande passante à -10 dB de 4 MHz (i.e. 0.16 %). Le gain maximal en simulation à cette fréquence est alors de 6.4 dB (cf. Figure 5.17).

Finalement, on fait interagir cette antenne avec la même microdécharge plasma que celle utilisée dans les cas précédents. La Figure 5.18 représente les paramètres $|S_{11}|$ de l'antenne sans et avec plasma. La présence du plasma conduit à une désadaptation d'impédance et une valeur du coefficient de réflexion de -1.5 dB dB à 2.45 GHz. Les diagrammes de rayonnement en gain à 2.45 GHz et avec la microdécharge plasma sont présentés sur la Figure 5.19. On note un gain maximal de l'antenne de -5.6 dB à 2.45 GHz dans ce cas, soit une réduction du gain d'antenne de 12 dB par rapport au cas sans plasma.

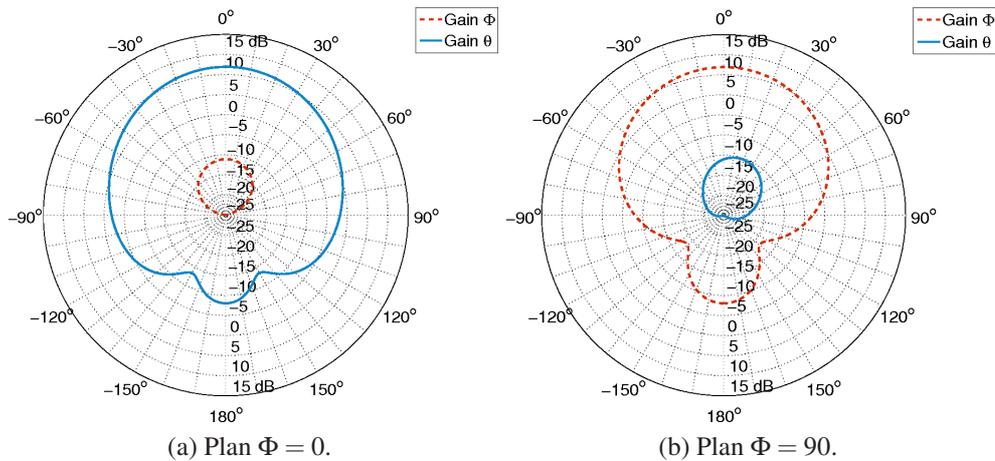


FIGURE 5.17 – Diagrammes de rayonnement en gain à 2.45 GHz obtenus en simulation pour l'antenne imprimée annulaire.

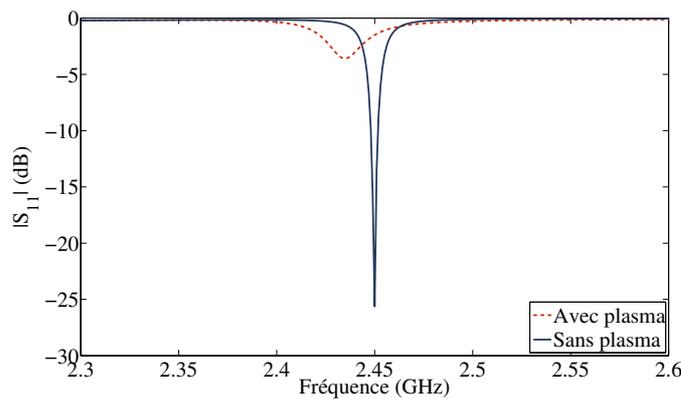


FIGURE 5.18 – Paramètres $|S_{11}|$ obtenus en simulation pour l'antenne imprimée annulaire avec et sans microdécharge plasma.

5.4.4 Conclusion

Dans cette section, une étude numérique a été menée pour valider le concept d'antenne autolimitante en puissance. Ce concept repose sur la génération d'une microdécharge au sein d'un élément rayonnant afin de perturber son fonctionnement intrinsèque et ainsi réduire sa puissance reçue, et donc la puissance délivrée au récepteur. Trois topologies d'antennes imprimées ont été étudiées, à savoir une antenne imprimée rectangulaire, une antenne imprimée circulaire et une antenne imprimée annulaire. L'emplacement de la microdécharge dans les trois cas a été défini de sorte à avoir le champ électrique maximal dans le trou pour d'une part maximiser l'interaction plasma/micro-ondes, et d'autre part faciliter à terme l'allumage de la décharge avec la puissance électromagnétique incidente au niveau de l'antenne.

Le tableau 5.2 résume les différents paramètres obtenus en simulation pour les trois topologies d'antennes imprimées considérées sans et avec plasma. On observe bien, quelle que soit l'antenne considérée, l'effet de la microdécharge sur les performances en rayonnement de

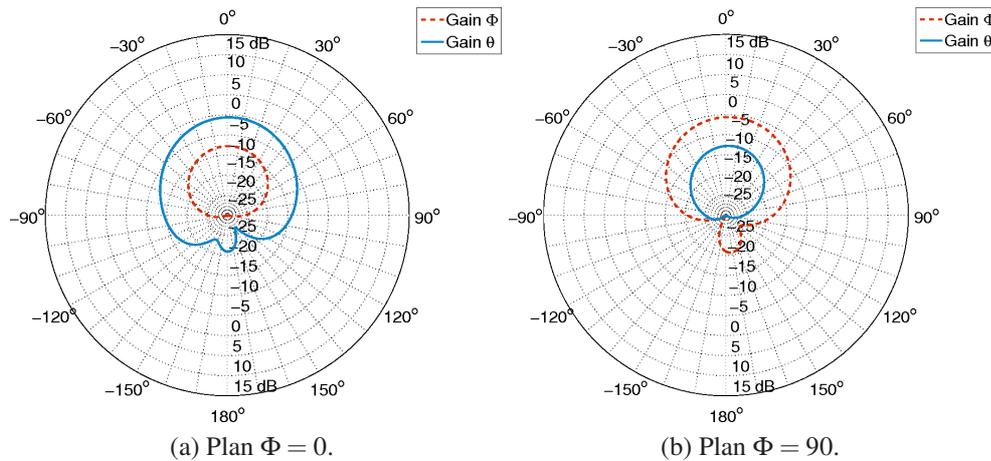


FIGURE 5.19 – Diagrammes de rayonnement en gain à 2.45 GHz obtenus en simulation pour l’antenne imprimée annulaire avec microdécharge plasma.

Topologie d’antenne imprimée	$ S_{11} $ sans plasma	$ S_{11} $ avec plasma	G_{max} sans plasma	G_{max} avec plasma
Rectangulaire	-21 dB	-4.2 dB	6.4 dB	-1.1 dB
Circulaire	-40.4 dB	-4.6 dB	6.6 dB	-0.66 dB
Annulaire	-25.6 dB	-1.5 dB	6.4 dB	-5.6 dB

TABLE 5.2 – Paramètres obtenus à 2.45 GHz en simulation pour les trois topologies d’antennes imprimées considérées sans et avec plasma.

l’antenne. En l’occurrence, cette dégradation du gain d’antenne est liée d’une part à une désadaptation de son impédance d’entrée, et d’autre part à une dissipation du champ dans le plasma. Parmi les trois antennes étudiées, on observe que l’antenne sur laquelle le plasma a l’influence la plus importante est l’antenne imprimée annulaire. Cette observation peut s’expliquer du fait qu’il s’agit là de l’antenne la plus résonante des trois ce qui la rend plus sensible aux perturbations locales engendrées par la microdécharge.

Par la suite, la validation expérimentale de ce concept d’antenne autolimitante s’est donc focalisée sur l’utilisation d’une antenne imprimée annulaire avec comme objectif de démontrer la faisabilité d’une telle approche.

5.5 Validation expérimentale

Cette section présente la validation expérimentale du concept d’antenne autolimitante en puissance en se focalisant sur l’étude d’une antenne imprimée annulaire. Nous présentons dans un premier temps le dispositif de mesure mis en œuvre pour la caractérisation d’une antenne imprimée annulaire autolimitante en puissance. Ensuite, le protocole expérimental utilisé est détaillé. Enfin, les résultats obtenus sont présentés et discutés.

5.5.1 Dispositif de mesure

Le schéma du dispositif de mesure utilisé pour valider le concept d'antenne autolimitante en puissance est représenté sur la Figure 5.20. Ce dispositif est constitué de deux parties. La première partie du dispositif est une antenne en technologie guide d'onde rectangulaire qui sert d'antenne d'émission, ou en quelque sorte de source, pour rayonner un champ électromagnétique de forte puissance vers l'antenne sous test. L'objectif est donc de générer l'agression électromagnétique que l'antenne autolimitante doit combattre. La seconde partie du dispositif consiste en l'empilement de l'antenne imprimée annulaire avec la structure qui sert à générer la microdécharge plasma sous le plan de masse de l'antenne. D'un point de vue système, cette partie se comporte comme l'antenne de réception du dispositif de mesure. Ces deux antennes sont finalement séparées d'une distance d variable.

La Figure 5.21 présente les dimensions de l'antenne d'émission du dispositif. Il s'agit d'un guide d'ondes rectangulaire court-circuité sur l'un de ses deux accès. Ce choix résulte d'un compromis entre plusieurs paramètres dimensionnants du dispositif de mesure. Ainsi, cette antenne doit en premier lieu fonctionner de manière optimale dans la bande de l'antenne de réception, c'est-à-dire autour de 2.45 GHz. Ensuite, de par les puissances en jeu lors de la caractérisation expérimentale, une antenne d'émission directive est à privilégier pour focaliser l'agression électromagnétique vers l'antenne sous test. Enfin, les dimensions de cette antenne d'émission doivent permettre son intégration dans la cloche à vide utilisée pour contrôler l'environnement du dispositif. Il a été décidé d'insérer l'antenne d'émission dans la cloche pour éviter les réflexions introduites par l'interface en verre de la cloche. A partir de ces observations, il a été choisi de considérer une antenne à ouverture comme antenne d'émission. Cependant, lorsqu'on considère les dimensions de la cloche à vide, à savoir un diamètre interne d'environ 14 cm, les guides d'ondes rectangulaires standard qui couvrent la bande de fréquences de l'antenne de

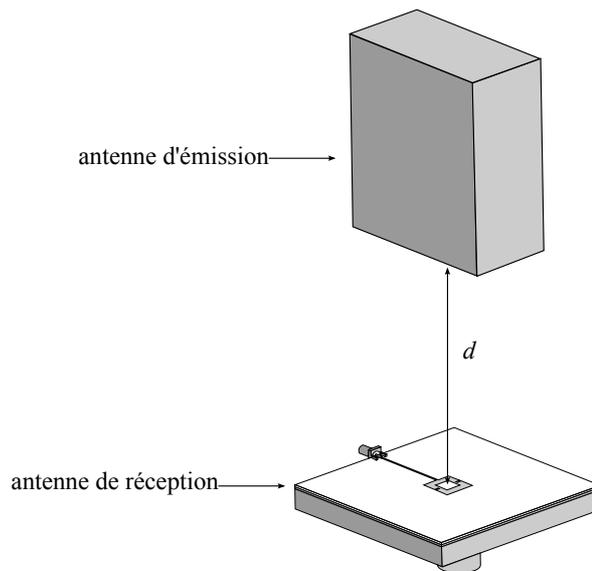


FIGURE 5.20 – Schéma du dispositif de mesure utilisé pour caractériser l'antenne imprimée autolimitante en puissance.

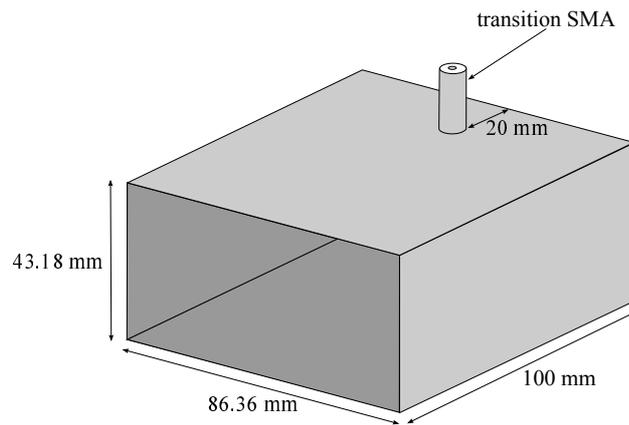
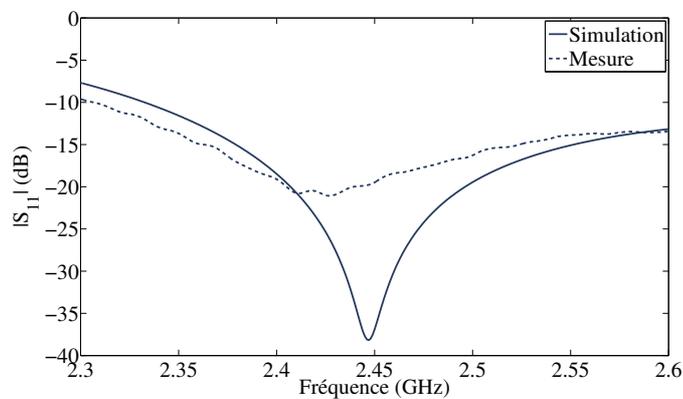


FIGURE 5.21 – Schéma de l'antenne d'émission utilisée dans le dispositif de mesure.

FIGURE 5.22 – Comparaison des paramètres $|S_{11}|$ obtenus en simulation et en mesure pour l'antenne d'émission

réception (WR-430 et WR-340¹) ne rentrent pas dans notre cloche de par la taille des brides utilisées. Nous avons donc conçu une antenne d'émission sur mesure pour notre application.

Les paramètres $|S_{11}|$ simulé et mesuré pour cette antenne sont présentés sur la Figure 5.22. On remarque un bon accord entre la mesure et la simulation avec un coefficient de réflexion inférieur à -10 dB sur une large bande de fréquences. Les diagrammes de rayonnement en gain de cette antenne ont été évalués numériquement à 2.45 GHz. Comme on peut le voir sur la Figure 5.23 cette antenne propose un gain maximal dans l'axe de rayonnement de 5.6 dB pour la même fréquence.

La seconde partie du dispositif de mesure, c'est-à-dire l'antenne de réception ou antenne sous test, est présentée sur la Figure 5.24 en vue éclatée. On y retrouve l'antenne imprimée annulaire dont les dimensions sont identiques à celles utilisées lors de l'étape de validation numérique du concept (cf. Figure 5.15) et dont la photo est montrée sur la Figure 5.25. Il s'agit d'une antenne imprimée en or sur un substrat d'alumine Kyocera A493. A noter que la face arrière est aussi entièrement métallisée pour faire office de plan de masse de l'antenne. Sur cette photo on remarque la présence du trou de diamètre égal à 1 mm qui doit accueillir la

1. WR-430 : 1.7 - 2.6 GHz et WR-340 : 2.2 - 3.3 GHz

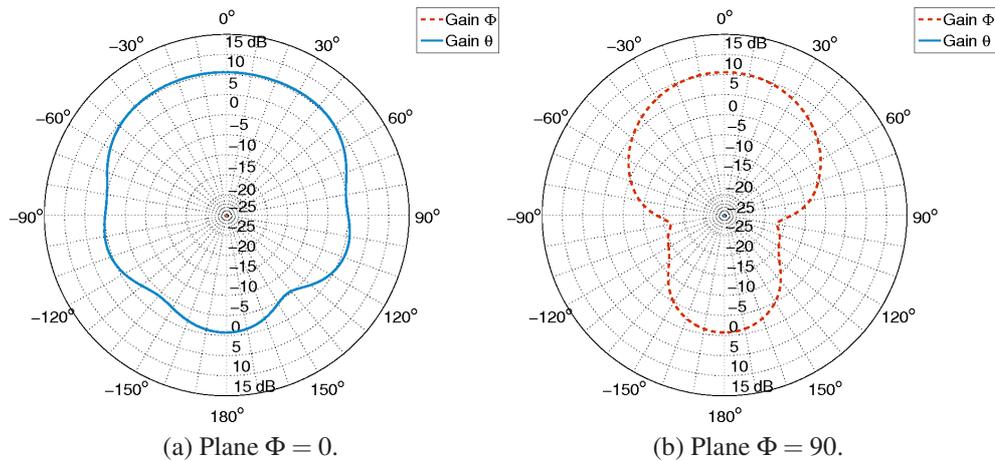


FIGURE 5.23 – Diagramme de rayonnement en gain à 2.45 GHz obtenus en simulation pour l'antenne d'émission.

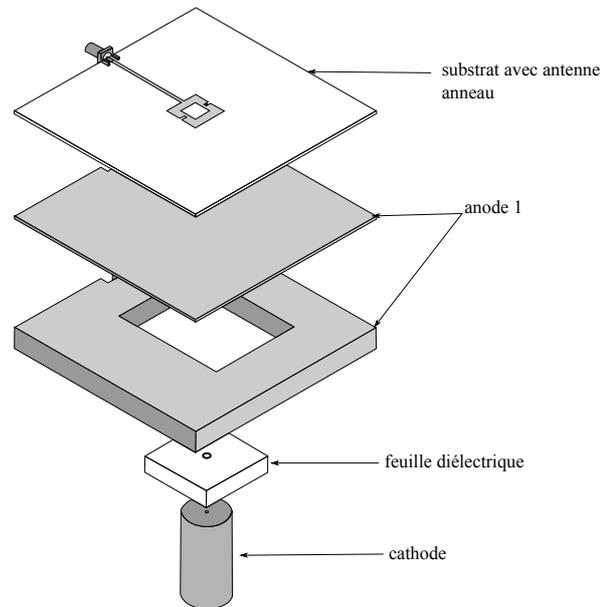


FIGURE 5.24 – Vue éclatée de l'antenne anneau avec dispositif de génération de la décharge plasma.

microdécharge plasma. En pratique, cette microdécharge est initiée sous le plan de masse de l'antenne grâce à l'empilement de la cathode, de la feuille diélectrique et de l'anode (i.e. structure MHCD). Cette microdécharge est donc présente dans le trou de l'antenne si, et seulement si, le champ électromagnétique micro-ondes est suffisamment important pour tirer la microdécharge en dehors de son trou d'origine. Dans ce dispositif, la cathode et la feuille diélectrique utilisées sont strictement les mêmes que celles présentées dans le Chapitre 3. Le trou dans le plan de masse de l'antenne, c'est-à-dire dans l'anode, est d'un diamètre aussi égal à 1 mm.

La Figure 5.26 montre la comparaison entre les paramètres $|S_{11}|$ simulé et mesuré pour cette antenne. Un bon accord est observé malgré une adaptation légèrement moins bonne en mesure

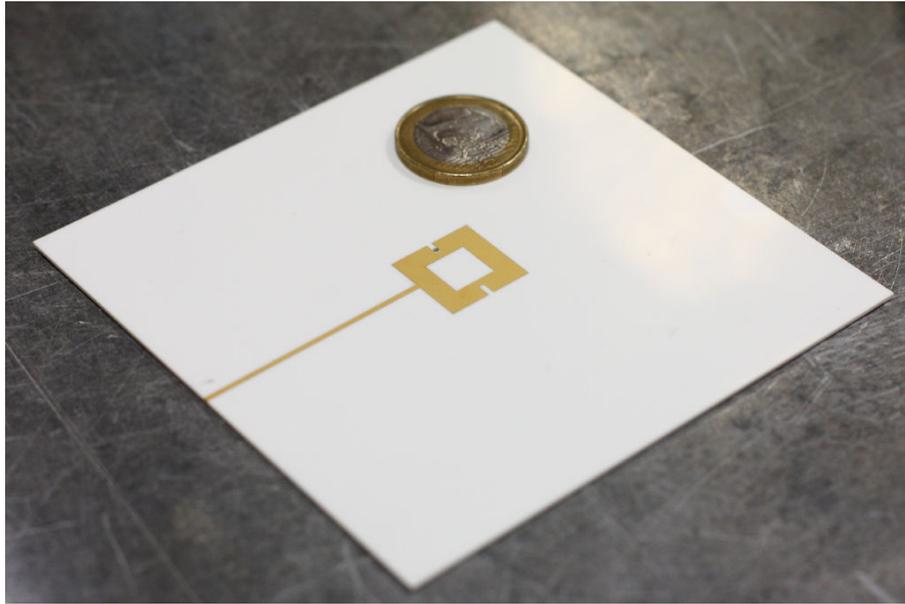
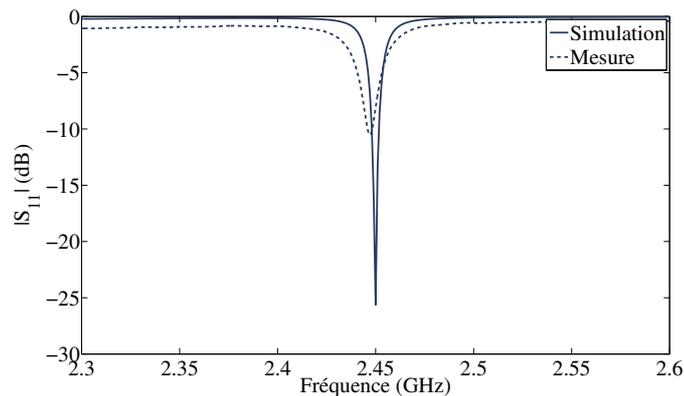


FIGURE 5.25 – Photo de l’antenne imprimée annulaire conçue

FIGURE 5.26 – Comparaison des paramètres $|S_{11}|$ obtenus en simulation et en mesure pour l’antenne annulaire

que celle attendue, à savoir -10.4 dB au lieu de -25.63 dB. Les diagrammes de rayonnement en gain à 2.45 GHz ont été évalués seulement en simulation numérique et ils sont identiques bien entendu à ceux présentés sur la Figure 5.17.

La Figure 5.27 présente une photo du dispositif de mesure final où l’on remarque la structure en PVC chargée de maintenir les deux antennes en place à une distance d l’une de l’autre. Il convient de noter aussi que le positionnement de ces deux antennes a été choisi de manière à respecter les polarisations générées. La Figure 5.28 montre par exemple les paramètres S mesurés du dispositif sans plasma pour une distance d de 10 cm avec le port 1 qui correspond à l’antenne d’émission (i.e. l’antenne en technologie guide d’ondes rectangulaire) et le port 2 à l’antenne de réception (i.e. l’antenne imprimée annulaire). Ces résultats de mesure nous donnent une fréquence de résonance de l’antenne imprimée de 2.453 GHz avec une valeur du

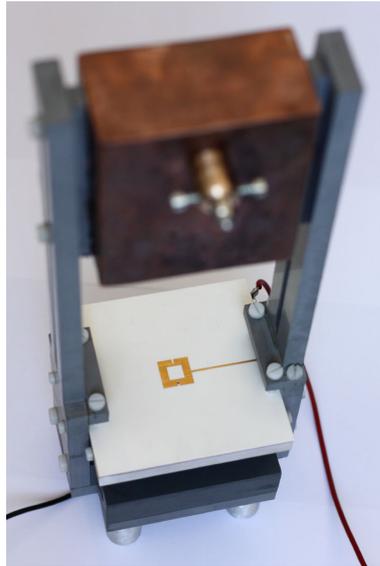


FIGURE 5.27 – Photo du dispositif de mesure pour la caractérisation de l'antenne imprimée annulaire autolimitante en puissance.

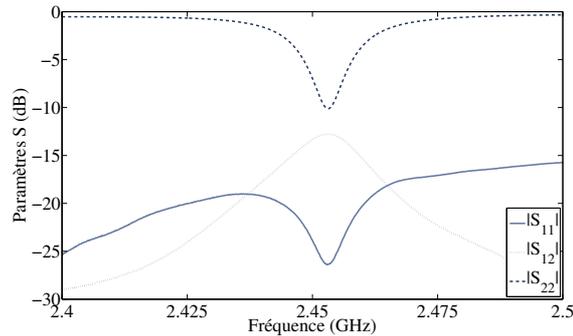


FIGURE 5.28 – Paramètres S obtenus en mesure pour le dispositif sans plasma et pour une distance d entre antennes de 10 cm : port 1 connecté à l'antenne d'émission (i.e. l'antenne en technologie guide d'ondes rectangulaire) et port 2 connecté à l'antenne de réception (i.e. l'antenne imprimée annulaire).

coefficient de réflexion $|S_{22}|$ de -10.12 dB. Le coefficient de réflexion du cornet $|S_{11}|$ est de -26.36 dB à cette fréquence et le coefficient de transmission entre ces deux antennes $|S_{12}|$ est égal à -12.77 dB pour cette distance d de 10 cm. Pour cette distance, la condition de champ lointain n'est pas totalement respectée puisqu'elle est normalement de 12 cm. Néanmoins, une analyse expérimentale de la sensibilité du couplage en fonction de la distance d nous a permis de rapprocher légèrement les deux antennes sans altérer leurs performances. Ceci permet au final de réduire les pertes par transmission en espace libre, et donc les besoins finaux en termes de puissance nécessaire pour l'agression électromagnétique.

5.5.2 Protocole expérimental

Comme pour les campagnes de mesure rapportées dans les chapitres précédents, ce dispositif de mesure est finalement inséré dans une cloche à vide où l'on peut contrôler le type de gaz, sa pression et la puissance DC injectée à la décharge (cf. Figure 5.29). Comme le montre la Figure 5.30, on dispose pour le contrôle de la puissance DC d'une source de tension variable connectée entre la cathode et l'anode via une résistance en série de 10 k Ω . D'un point de vue micro-ondes, cette insertion dans la cloche s'accompagne de l'ajout de deux câbles qui servent à relier les accès des antennes aux passages de câbles SMA de la cloche.

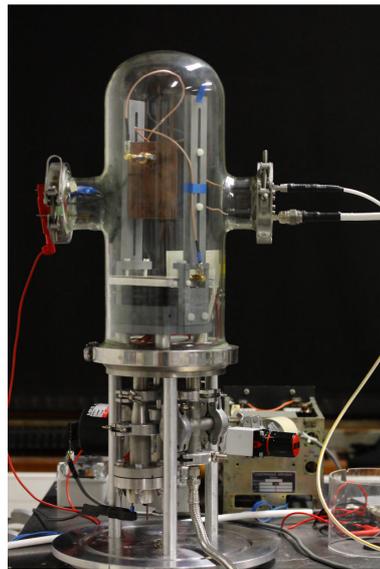


FIGURE 5.29 – Dispositif de mesure inséré dans la cloche à vide.

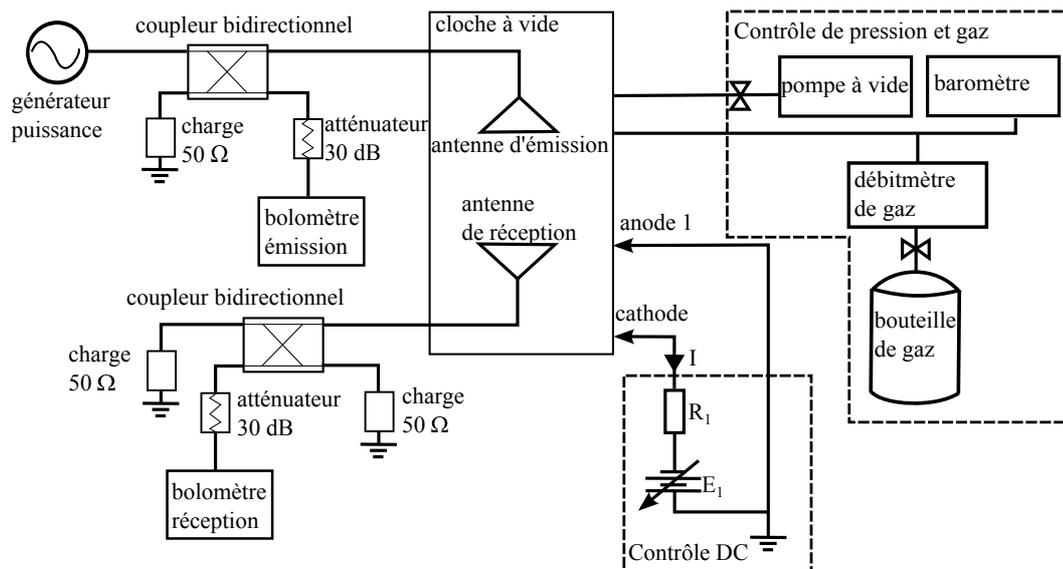


FIGURE 5.30 – Installation expérimentale pour la caractérisation de l'antenne imprimée annulaire autolimitante en puissance.

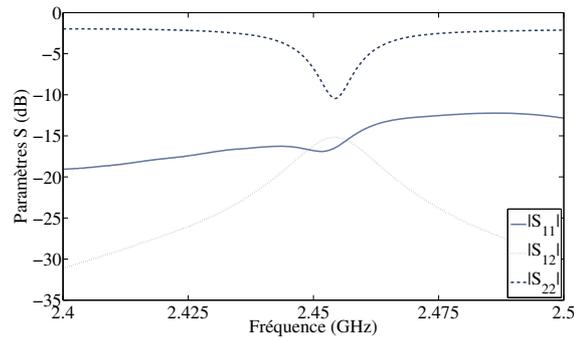


FIGURE 5.31 – Paramètres S obtenus en mesure pour le dispositif inséré dans la cloche à vide, sans plasma et pour une distance d entre antennes de 10 cm : port 1 connecté à l’antenne d’émission (i.e. l’antenne en technologie guide d’ondes rectangulaire) et port 2 connecté à l’antenne de réception (i.e. l’antenne imprimée annulaire).

La Figure 5.31 montre les paramètres S mesurés du dispositif une fois inséré dans la cloche. On remarque des modifications mineures des différents paramètres S du fait de la présence de la cloche et des câbles SMA. Ainsi, le paramètre $|S_{22}|$, c’est-à-dire le coefficient de réflexion de l’antenne imprimée annulaire, a une valeur minimale de -10.44 dB à la fréquence de 2.4544 GHz. La valeur du paramètre $|S_{11}|$ est de -16.43 dB à la même fréquence. Enfin, le coefficient de transmission entre les deux antennes (i.e. paramètre $|S_{12}|$) est alors de -15.16 dB. Les pertes additionnelles sont principalement dues à l’utilisation des deux câbles.

Une fois le dispositif de mesure inséré dans la cloche à vide, on peut connecter le reste des instruments micro-ondes pour la caractérisation expérimentale du concept proposé. Comme on peut le voir sur la Figure 5.30 un générateur de puissance micro-ondes est tout d’abord utilisé. Ce générateur délivre un signal harmonique continu (ou CW pour *Continuous Wave*) dont la fréquence est réglable dans une certaine mesure. Ici, la fréquence est choisie pour être égale à la fréquence de résonance de l’antenne imprimée annulaire dans la cloche, soit 2.4544 GHz. La puissance disponible en sortie de ce générateur est aussi réglable de 1 W jusqu’à 200 W par pas de 1 W.

Le signal de puissance en sortie du générateur est injecté dans un coupleur bidirectionnel proposant une sortie directe très faiblement atténuée et une sortie couplée atténuée de 30 dB. La sortie couplée est connectée à un atténuateur de 30 dB en série avec un bolomètre. Ce bolomètre mesure en pratique la puissance émise (en dBm) par la source, et donc indirectement la puissance transmise à l’antenne d’émission du dispositif de mesure. L’atténuation totale de 60 dB est nécessaire du fait de la dynamique de mesure du bolomètre utilisé. La sortie directe du coupleur est connectée à l’antenne d’émission à l’aide de câbles et au travers du passage SMA de la cloche à vide.

Une fois rayonnée, cette puissance micro-onde est en partie reçue par l’antenne imprimée annulaire, et donc transmise vers un second coupleur bidirectionnel situé à l’extérieur de la cloche via les câbles et les passages SMA. Ce coupleur est terminé par une charge adaptée 50 Ω sur sa sortie directe, et un second bolomètre sur sa sortie couplée pour mesurer indirectement la puissance reçue par l’antenne de réception.

Cette installation expérimentale nous permet donc de relever les courbes reliant la puissance

reçue par l'antenne imprimée en fonction de la puissance d'émission, et ceci pour différentes pressions de gaz et différents courants DC de préionisation de la microdécharge plasma.

5.5.3 Résultats de mesure

Nous allons présenter dans cette section les principaux résultats de mesure obtenus avec ce dispositif. Le gaz utilisé est le même que celui utilisé dans le Chapitre 3, c'est-à-dire un mélange Néon-Xénon avec 99 % de Néon. Les mesures effectuées ont été répétées pour trois pressions, à savoir 2.5, 10 et 50 torr. En ce qui concerne le courant DC injecté dans la décharge sous l'antenne (i.e. la partie MHCD), il varie de 0 à 30 mA par pas de 10 mA. Le cas 0 mA correspond au cas sans plasma initial, c'est-à-dire sans préionisation du dispositif. Le générateur de puissance a été configuré pour émettre des signaux à 2.454 GHz avec des puissances comprises entre 1 et 50 W (i.e. 30 à 47 dBm). Nous n'avons pas pu dépasser les 50 W à l'émission car au-delà de cette valeur, une décharge plasma se déclenche automatiquement dans l'antenne d'émission, c'est-à-dire dans le guide d'onde rectangulaire. Il est important de noter que dans tous les résultats exposés dans cette section, les pertes introduites par les câbles et transitions SMA utilisés ont été évaluées et prises en compte pour avoir une idée plus précise des puissances émises et reçues au niveau des accès des antennes. Le détail de ces corrections est présenté dans l'Annexe D.

La Figure 5.32 présente dans un premier temps la puissance reçue par l'antenne imprimée en fonction de la puissance fournie à l'antenne d'émission lorsque le courant de préionisation est nul, c'est-à-dire sans plasma initialement. On observe un comportement linéaire de la puissance reçue en fonction de la puissance d'émission qui traduit l'équation du bilan de liaison du dispositif de mesure. A basse puissance, la courbe présente quelques écarts de linéarité essentiellement dus à une mauvaise stabilité de la source micro-onde pour des puissances faibles.

Une première mesure a été effectuée à 2.5 torr avec des courants DC de préionisation de la microdécharge variant de 0 à 30 mA par pas de 10 mA. La Figure 5.33 montre en l'occurrence une photo de l'antenne de réception lorsque la décharge plasma est allumée sous l'antenne, et donc confinée entre la cathode et l'anode du dispositif de mesure. On devine la décharge par l'aspect lumineux du trou dans l'antenne. A noter qu'on a pu vérifier en mesure que la décharge de préionisation n'a pas d'influence sur les paramètres de l'antenne.

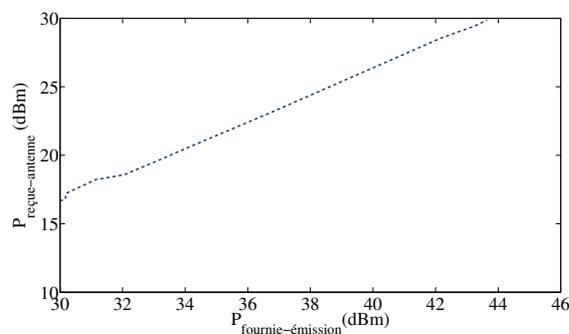


FIGURE 5.32 – Puissance reçue par l'antenne de réception en fonction de la puissance fournie à l'antenne d'émission sans plasma initial.

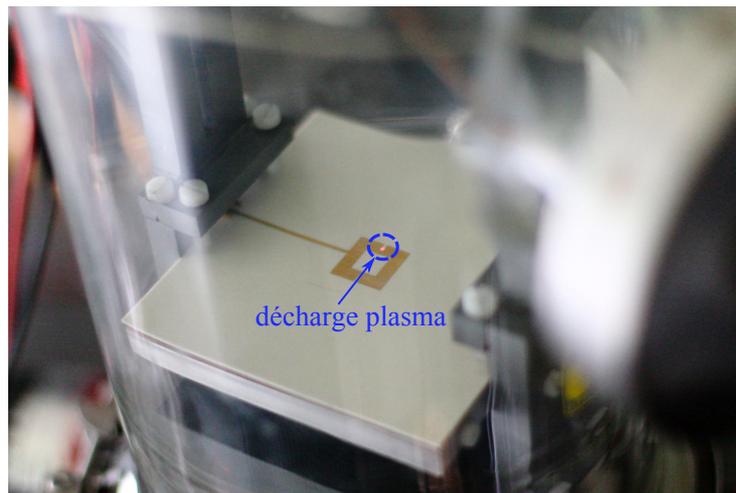


FIGURE 5.33 – Photo de l'antenne imprimée anneau avec un courant de préionisation de 30 mA : microdécharge plasma confinée dans le trou sous l'antenne.

Dans le cas des mesures à une pression de 2.5 torr, et pour les différentes valeurs de courant de préionisation du dispositif, l'antenne imprimée annulaire reste tout le temps en mode passant pour les puissances utilisées à l'émission (i.e. inférieures ou égales à 50 W). En d'autres termes, l'effet autolimitant en puissance n'apparaît pas à cette pression pour les puissances de caractérisation utilisées. Ceci s'explique en observant la tendance des courbes de Paschen. Bien que les mécanismes d'ionisation soient légèrement différents lorsque le champ électromagnétique appliqué au gaz est dynamique (i.e. micro-ondes dans notre cas), la dépendance entre la tension de claquage et le produit pression distance interélectrodes reste valable. Ainsi, à 2.5 torr, la distance de 1 mm entre l'antenne et son plan de masse, soit entre l'anode 2 et l'anode 1, est trop faible pour envisager un claquage du gaz dans ces conditions expérimentales de pression et d'intensité de champ incident.

Ces mesures ont été répétées pour des pressions de 10 et 50 torr. La Figure 5.34 montre l'évolution de la puissance reçue par l'antenne imprimée en fonction de la puissance fournie à l'antenne d'émission, du courant de préionisation et de la pression du gaz. Pour ces deux valeurs de pression, on observe bien l'effet de limitation de la puissance reçue par l'antenne imprimée lorsque la puissance reçue dépasse une certaine valeur. Cette valeur de puissance, qu'on peut rapprocher de la puissance de seuil qui caractérise les circuits limiteurs, est d'ailleurs fonction de la valeur du courant de préionisation du dispositif, et donc réglable dans une certaine mesure. On observe qu'en absence de préionisation (i.e. $I = 0$ mA), l'effet limitant n'apparaît pas pour les puissances en jeu. Lorsque l'effet de limitation apparaît (i.e. $I \geq 10$ mA), l'antenne de réception rentre dans un mode bloquant où la puissance délivrée au récepteur est constante quelle que soit la puissance émise par l'agresseur. On note cependant que la puissance nécessaire pour passer en mode bloquant est supérieure à la puissance délivrée par l'antenne une fois la microdécharge présente.

La Figure 5.35 présente les photos de l'antenne autolimitante en puissance dans ces deux états de fonctionnement. On remarque clairement que dans le mode bloquant, la microdécharge plasma n'est plus confinée dans le trou sous l'antenne, mais qu'elle occupe bien un volume plus important dans l'espace et en particulier au niveau de l'antenne.

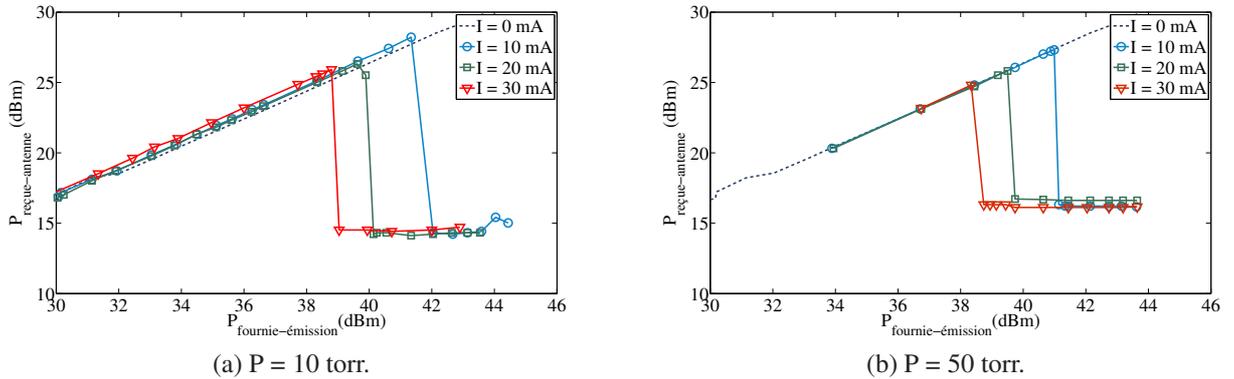


FIGURE 5.34 – Puissance reçue par l’antenne de réception en fonction de la puissance fournie à l’antenne d’émission, du courant de préionisation de la décharge et de la pression du gaz (mélange Néon-Xénon).

Si on considère par exemple une pression de 10 torr et un courant de préionisation de 10 mA, la microdécharge plasma est tirée dans le trou de l’antenne lorsque la puissance fournie à l’antenne d’émission dépasse 41.5 dBm. Dans ce cas, la puissance effectivement reçue par l’antenne en mode passant est en fait de 28.8 dBm. Une fois la microdécharge générée par cette puissance incidente, la puissance délivrée par l’antenne imprimée annulaire est limitée à 14.52 dBm. Il y a donc une réduction de 13.63 dB de la puissance reçue lors de la commutation entre le mode passant et le mode bloquant de l’antenne autolimitante en puissance. On remarque également que la valeur de puissance reçue en mode bloquant reste constante avec l’augmentation de la puissance émise, ce qui traduit bien l’effet de limitation de la puissance. L’excursion possible en puissance de notre installation expérimentale ne nous a pas permis en revanche de quantifier la tenue en puissance du dispositif, c’est-à-dire de mettre en évidence un éventuel arrêt de l’effet limitatif.

Comme mentionné précédemment, la puissance de seuil de déclenchement de la microdécharge est fonction du courant de préionisation. Plus le courant est important, et donc la consommation en puissance DC du dispositif aussi, plus cette puissance de seuil est réduite. La Figure 5.36 représente les valeurs de la puissance de seuil (i.e. la puissance reçue par l’antenne imprimée au moment du déclenchement de l’effet limitatif) en fonction du courant de préionisation et de la pression. Ainsi 3 dB peuvent être gagné sur cette valeur de seuil en augmentant le courant de préionisation de 10 mA à 30 mA.

Pour mieux évaluer les niveaux d’agression en jeu pour que ce dispositif soit opérationnel, on peut essayer d’évaluer le champ électrique incident au niveau de l’antenne imprimée annulaire au moment du déclenchement de la microdécharge. Pour calculer ce champ électrique, on évalue d’abord la densité de puissance incidente au niveau de l’antenne imprimée. A cet effet, on utilise la configuration du dispositif de mesure représentée sur la Figure 5.20. En considérant une distance d égale à 10 cm entre les deux antennes du dispositif, et en faisant l’hypothèse d’une onde plane générée au niveau de l’antenne de réception, la densité de puissance (en W/m^2) incidente au niveau de l’antenne imprimée est donnée par :

$$|\vec{W}| = \frac{P_f G_{\text{émission}}}{4\pi d^2} \quad (5.1)$$

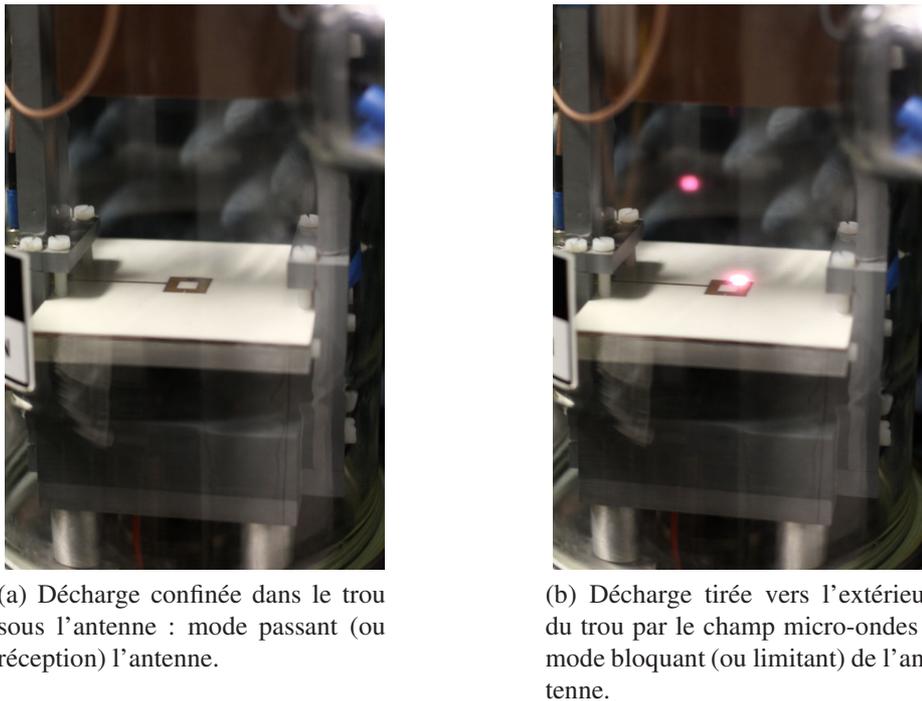


FIGURE 5.35 – Photos de l'antenne imprimée annulaire dans les modes passant (ou réception) et bloquant (ou limitant).

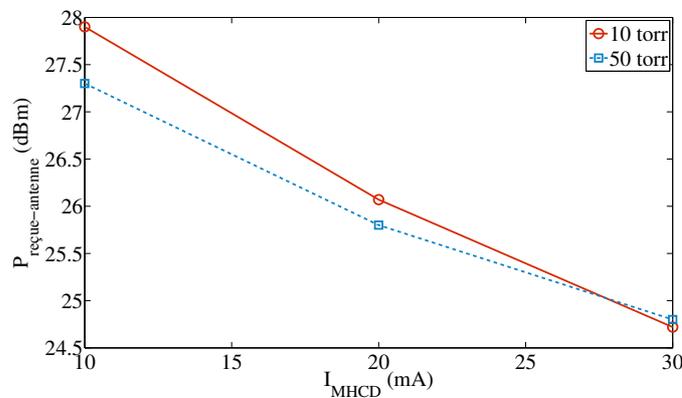


FIGURE 5.36 – Puissance micro-ondes nécessaire au déclenchement du mode bloquant (ou limitant) en fonction du courant DC injecté à la décharge pour préionisation.

avec P_f la puissance fournie à l'antenne d'émission et $G_{emission}$ le gain de l'antenne d'émission dont la valeur est estimée à 5.6 dB en simulation. Cette estimation de la densité de puissance repose sur une hypothèse de champ lointain qui n'est pas totalement garantie dans notre cas. Néanmoins, ce calcul doit tout de même permettre de fixer les idées en termes de niveaux de densités de puissance et de champ électrique incidents. La Figure 5.37 présente en l'occurrence l'estimation de la densité de puissance incidente obtenue à partir de l'équation (5.1) en fonction de la puissance fournie à l'antenne d'émission.

Pour obtenir la valeur de l'intensité du champ électrique incident (en V/m) au niveau de

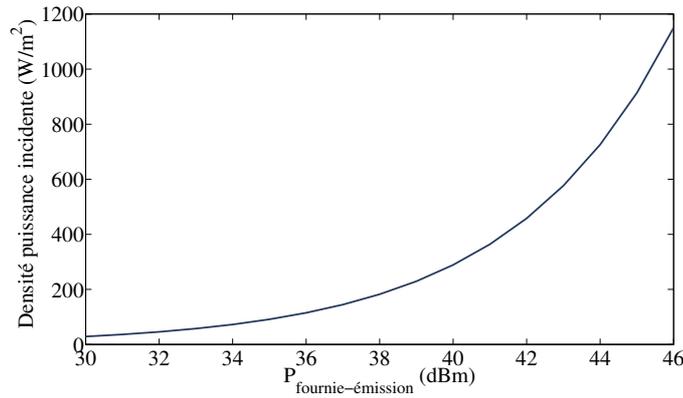


FIGURE 5.37 – Estimation de la densité de puissance incidente au niveau de l’antenne imprimée annulaire produite par l’antenne d’émission considérée en fonction de la puissance qui lui est fournie.

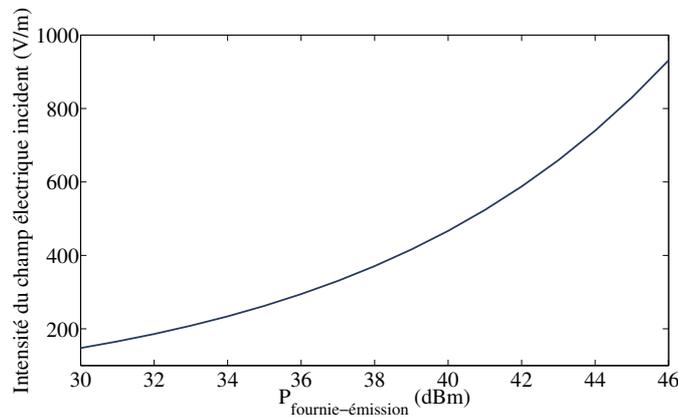


FIGURE 5.38 – Estimation de l’intensité du champ électrique incident au niveau de l’antenne imprimée annulaire produite par l’antenne d’émission considérée en fonction de la puissance qui lui est fournie.

L’antenne imprimée annulaire, on utilise l’équation suivante :

$$|\vec{E}| = \sqrt{2\eta_0|\vec{W}|} \quad (5.2)$$

avec $\eta_0 = 377\Omega$. La Figure 5.38 montre l’estimation de l’intensité du champ électrique incident au niveau de l’antenne imprimée en fonction de la puissance fournie à l’antenne d’émission. Les valeurs estimées de l’intensité du champ électrique incident varient entre 148 V/m et 930 V/m.

Au final, à partir de ces valeurs estimées d’intensité de champ électrique incident, on peut déterminer l’intensité nécessaire pour déclencher la microdécharge plasma dans le trou de l’antenne et ainsi basculer en mode bloquant. La Figure 5.39 montre sous la forme de marqueurs les valeurs estimées de cette intensité de champ pour garantir l’effet limitatif. Par exemple, pour une pression de 10 torr et un courant de préionisation de 10 mA, on a besoin d’un champ électrique incident d’au moins 587 V/m pour que le mode limitant soit actif. Si l’on augmente le courant de préionisation à 30 mA, le champ nécessaire est alors de 416 V/m.

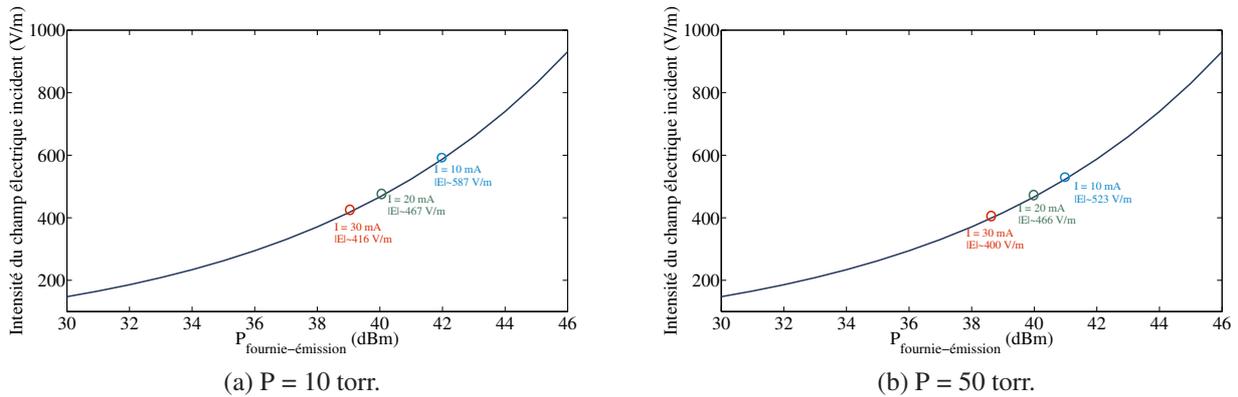


FIGURE 5.39 – Estimation de l'intensité du champ électrique incident de déclenchement au niveau de l'antenne imprimée annulaire produite par l'antenne d'émission considérée en fonction de la puissance qui lui est fournie.

Enfin, on peut aussi évaluer en simulation numérique l'intensité du champ électrique à l'intérieur du trou d'accueil de la microdécharge dans le substrat de l'antenne. Pour ce faire, on modélise le dispositif entier avec le logiciel Ansys HFSS, et on fixe la puissance fournie à l'antenne d'émission comme étant égale à la puissance induisant le déclenchement de la microdécharge en mesure. Si on prend par exemple le cas de mesure à 10 torr avec un courant de 10 mA, on constate qu'on a besoin d'une puissance fournie à l'antenne d'émission de 42 dBm pour déclencher le mode de limitation de puissance. L'évaluation numérique du champ électrique dans le trou est fait au centre de ce dernier, sur toute la hauteur du trou, et donc du substrat. La référence à 0 mm de cette évaluation est donnée pour le plan de masse de l'antenne. Les intensités de champ obtenues à l'intérieur du trou en fonction de la position dans le trou et de la configuration de déclenchement en termes de pression et de courant de préionisation (ou champ électrique incident nécessaire) sont exposées sur la Figure 5.40.

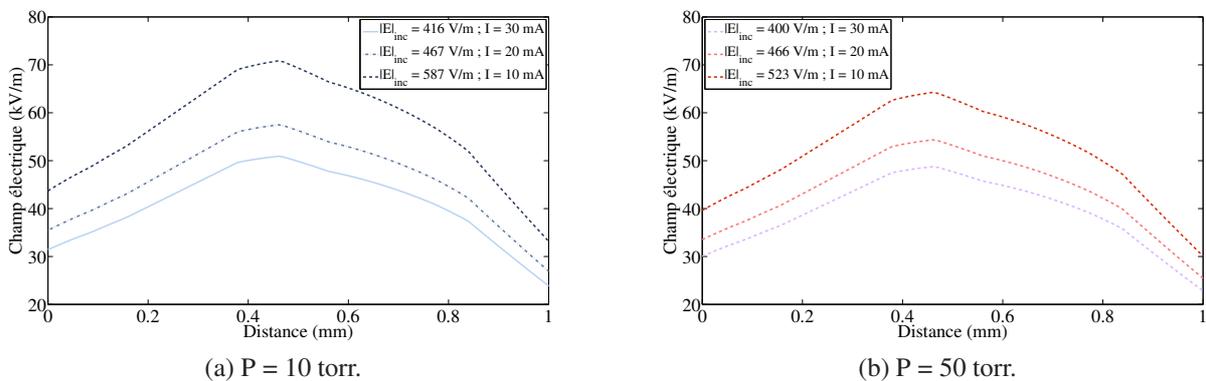


FIGURE 5.40 – Estimation de l'intensité du champ électrique à l'intérieur du trou de l'antenne imprimée annulaire en fonction de la pression et du champ incident de déclenchement (qui est lié au courant de préionisation).

On remarque qu'une valeur de 70.8 kV/m du champ électrique dans le trou pour déclencher la microdécharge à 10 torr pour un courant de préionisation de 10 mA. On remarque aussi que ces valeurs de champ dans le trou sont 121 fois supérieures à celles du champ incident, ce qui s'explique par le phénomène de surtension lié à la résonance de l'antenne imprimée annulaire. On peut donc imaginer qu'une antenne moins résonante nécessiterait une densité de puissance incidente plus importante pour passer en mode bloquant.

5.5.4 Conclusion

Dans cette section nous avons présenté les résultats de mesure du concept développé d'antenne imprimée autolimitante en puissance. Ces résultats indiquent que, pour des pressions de 10 et 50 torr, la microdécharge plasma utilisée est capable de limiter la puissance reçue par l'antenne imprimée quand la puissance micro-ondes incidente est suffisante pour tirer la décharge à l'extérieur du trou où elle est initialement confinée.

On note aussi que le seuil de déclenchement de ce phénomène est réglable dans une certaine mesure à partir du courant DC de préionisation, tandis que le niveau de puissance reçue par l'antenne en mode limitant est indépendant de ce courant.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le concept d'une antenne imprimée autolimitante en puissance à l'aide d'une microdécharge plasma. Le dispositif de mesure proposé consiste en une antenne imprimée intégrant une microdécharge placée au-dessous de son plan de masse, et qui réagit au champ électrique induit dans l'antenne lorsque cette dernière est agressée par une onde électromagnétique de forte puissance. Ainsi, lorsque l'antenne reçoit une champ électrique suffisamment intense, la microdécharge sort du trou dans lequel elle est confinée pour interagir avec le champ électromagnétique au niveau de l'antenne. Au final, cette interaction se traduit par une limitation de la puissance délivrée par l'antenne de réception au récepteur qui lui est connecté.

Plusieurs mesures ont été réalisées avec ce dispositif en considérant différentes pressions de gaz, et différents courants de préionisation. Ces résultats ont mis en évidence la capacité de ce dispositif à limiter la puissance délivrée au récepteur à une certaine valeur lorsque le champ incident dépasse un certain seuil. Le courant de préionisation permet d'ailleurs d'abaisser cette puissance de seuil dans une certaine mesure au détriment d'une consommation en puissance DC plus importante.

Ces résultats sont très encourageants mais ils doivent être étayés par des mesures complémentaires pour évaluer d'une part la tenue en puissance d'un tel dispositif, et d'autre part le temps de commutation pour quantifier l'éventuelle fuite d'énergie lors du déclenchement de la microdécharge. Ces mesures nécessitent cependant des moyens expérimentaux non disponibles lors de ce travail mais sont bien entendu envisagées à court terme pour qualifier ce concept.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Malgré un abord délicat, les plasmas froids hors-équilibre thermodynamique représentent des milieux actifs qui disposent de propriétés intéressantes en vue de la reconfigurabilité micro-onde dans le cadre des fortes densités de puissance. Un tel milieu exhibe en effet une permittivité relative complexe qui dépend principalement de la pression du gaz et du courant injecté dans la décharge. L'ajustement de ce courant est donc une voie pour le contrôle des dispositifs micro-ondes et en particulier des antennes.

En général, les quelques exemples de ce type issus de la bibliographie exploitent des plasmas assez volumineux. La quête d'une intégration poussée conduit naturellement à s'intéresser aux plasmas localisés pour lesquels on espère des pertes électromagnétiques plus raisonnables.

L'objectif de ce travail a été donc d'intégrer une microdécharge au sein d'un dispositif micro-onde pour envisager une reconfigurabilité.

Dans un premier temps, on a introduit les concepts et paramètres basiques qui permettent de comprendre ce qu'est un plasma froid hors-équilibre thermodynamique et son interaction avec une onde électromagnétique. Parmi les différents moyens de générer ce type de décharge, on a choisi d'utiliser des sources continues pour la simplicité du contrôle qu'elles autorisent. On a présenté également plusieurs dispositifs propres aux microdécharges, parmi lesquels les MCSD ou *Micro-hollow Cathode Sustained Discharge* nous ont paru bien adaptés à l'intégration planaire. C'est une configuration à trois électrodes qui permet d'avoir des microdécharges stables, avec une longueur plus importante entre les deux anodes pour y glisser un guide d'onde planaire.

Nous avons ensuite détaillé le modèle de Drude qui fournit la permittivité complexe d'un milieu plasma en fonction de deux paramètres qui sont la fréquence de collision électron-neutre ν_p et la pulsation plasma ω_p . Comme il s'agit d'un milieu dispersif, cette permittivité dépend également de la pulsation de l'onde électromagnétique. Nous avons discuté comment la fréquence de collision ν_p est dépendante du type de gaz et de sa pression et comment la pulsation plasma est dépendante de la densité électronique n_e . En pratique, un ajustement dynamique de la pression n'est pas envisageable et c'est bien le courant de décharge qui peut favorablement agir sur la densité électronique et donc la permittivité.

Ce modèle a été immédiatement mis à profit dans la classification originale d'une revue des dispositifs et techniques de reconfiguration à plasma dans le domaine micro-onde, antennes et circuits associés. Trois domaines ont été identifiés : quand la permittivité relative du plasma est

très négative, quand elle est faiblement négative et quand elle prend des valeurs comprises entre zéro et l'unité. Quelques conclusions intéressantes ont pu ainsi être obtenues. Tout d'abord, on peut utiliser les décharges à plasma avec des puissances micro-ondes importantes, par exemple dans des dispositifs limiteurs de puissance. Ensuite, on remarque que l'utilisation des plasmas dans des dispositifs micro-ondes reste relativement marginale. Ceci peut s'expliquer par l'existence d'autres technologies qui adressent des applications de faible puissance (diodes PIN, MEMS RF,...), c'est également lié à la difficulté d'intégrer un plasma dans un circuit micro-onde, en termes d'électrodage et de puissance continue nécessaire. En regard de ce bilan, l'utilisation des microdécharges comme dispositifs intégrés dans un circuit micro-ondes a été très peu traitée. Ceci confirme l'originalité du travail réalisé dans le cadre de cette thèse et nous conduit à viser une intégration plus poussée, en technologie planaire.

Pour envisager cette intégration, il faut disposer de résultats fiables quand à une interaction élémentaire entre l'onde et le milieu plasma. Le choix du type de microdécharge MCSD réduit le domaine d'investigation. Mais l'absence de modèle électromagnétique précis caractérisant ce type d'interaction nous a conduit à privilégier une approche expérimentale. Pour ce faire, nous avons conçu deux dispositifs de mesure. Ils consistent en deux lignes de transmission microrubans normale et inversée. Une microdécharge est positionnée en chaque centre. Ces deux orientations reposent sur le fait que les permittivités diélectriques de l'alumine et de l'air peuvent significativement affecter le comportement.

Grâce à ces dispositifs et à la définition d'un protocole adapté, les paramètres S ont pu être extraits jusqu'à 10 GHz. Les impacts de la pression du gaz et du courant de décharge ont été évalués. Tout d'abord, l'utilité de considérer une topologie inversée de circuit imprimé pour maximiser les interactions entre l'onde électromagnétique et la microdécharge MCSD a été mise en évidence. Ensuite, deux effets se sont principalement dégagés lors de l'exploitation des résultats. Un déphasage en transmission contrôlable de quelques dizaines de degrés pour un plasma de très petite taille ($\sim \lambda_0/50$) a été obtenu. Il se situe dans la partie haute de la bande d'analyse, 10 GHz environ, pour de faibles pressions, inférieures à 10 torr, avec de faibles conditions de réflexion et dissipation. Le second effet significatif observé est une absorption importante de la puissance incidente, particulièrement à des fréquences de l'ordre de 5 GHz pour les pressions considérées (i.e. 2.5, 10 et 50 torr). L'absorption est accompagnée d'une augmentation du coefficient de réflexion en entrée du dispositif. L'intensité de ces effets est essentiellement fonction du courant DC injecté à la microdécharge et de la pression du gaz. Plus le courant est important, plus les effets augmentent. Plus la pression est importante, plus les effets s'amenuisent.

En appui sur ces constatations, deux dispositifs micro-ondes originaux ont été visés : une antenne imprimée inversée reconfigurable en fréquence et une antenne autolimitante en puissance, toutes deux à base d'une décharge plasma.

Pour l'antenne inversée imprimée reconfigurable en fréquence, le plasma est vu comme un milieu dont la permittivité relative est positive et comprise entre 0 et 1. Cela affecte la fréquence de résonance en modifiant le milieu dans lequel l'énergie électromagnétique est stockée, entre le plan de masse et le motif imprimé. L'analyse théorique d'une antenne imprimée rectangulaire fondée sur le modèle de cavité a mis en évidence les potentialités d'une telle approche. La fréquence de résonance du mode fondamental de la cavité varie donc en fonction de la densité électronique de la décharge, pour un gaz à une pression donnée. Une validation numérique du modèle a été faite mais la confrontation avec l'expérience a montré que l'excursion en fréquence

théorique était surestimée. On peut considérer que les résultats expérimentaux démontrent la fonctionnalité du concept. Cependant, l'agilité en fréquence reste faible, environ 180 MHz pour une fréquence centrale autour de 10 GHz. C'est lié au faible volume de plasma généré dans notre prototype, et au mauvais positionnement de la décharge dans le plan de court-circuit de l'antenne.

Enfin, pour l'antenne imprimée autolimitante, une antenne du type annulaire a été sélectionnée parmi trois topologies analysées en simulation. Elle intègre une microdécharge placée au-dessous de son plan de masse. La décharge confinée dans un trou sous le plan de masse de l'antenne réagit au champ électrique induit dans l'antenne lorsque cette dernière est agressée par une onde électromagnétique de forte puissance. Dans ce cas, la microdécharge s'étend pour interagir avec le champ électromagnétique au niveau de l'antenne. Cela a comme effet la limitation de la puissance délivrée par l'antenne au récepteur qui lui est connecté. Les mesures du dispositif ont mis en évidence plusieurs phénomènes très intéressants. Tout d'abord on a prouvé la capacité du dispositif à limiter la puissance délivrée au récepteur à une valeur définie et stable lorsque le champ incident dépasse un certain seuil. Par ailleurs, ce seuil de déclenchement du phénomène est réglable, dans une certaine mesure, à partir du courant de préionisation, tandis que le niveau de puissance reçue par l'antenne en mode limitant est indépendant de ce courant. Le seuil de déclenchement peut donc être abaissé, mais au prix d'une augmentation de la puissance consommée par la décharge.

Perspectives

Les perspectives de ce travail sont à court terme d'améliorer les deux dispositifs conçus pour exploiter les effets produits par la microdécharge. En premier lieu, pour le prototype d'antenne imprimée reconfigurable en fréquence à plasma, on peut envisager de créer une décharge plus volumineuse en agrandissant l'orifice. Cet élargissement du trou ne doit pas avoir de conséquences sur les paramètres intrinsèques de l'antenne, ce qui peut se traduire par l'utilisation de motifs percés dans le plan de masse au lieu d'agrandir un unique trou. Même si la consommation en puissance DC est importante pour produire la reconfiguration, cette antenne représente une alternative intéressante car elle serait capable de supporter des puissances micro-ondes importantes, contrairement aux autres technologies classiquement utilisées (diodes PIN, MEMS RF, ...). Il reste cependant à évaluer également si les effets non linéaires liés aux forts niveaux de puissance demeurent acceptables.

Pour l'antenne autolimitante en puissance, une première perspective est d'évaluer la tenue en puissance du dispositif. Cela implique de disposer d'un système qui permet d'envoyer une puissance plus importante vers l'antenne imprimée dans des conditions satisfaisantes de sécurité. Une autre mesure importante à faire à court terme est celle du temps de commutation. Il est en effet impérieux de quantifier la fuite d'énergie lors du déclenchement de la microdécharge. Ce type de mesure nécessite des investissements pour des sources impulsionnelles de moyenne puissance et des oscilloscopes rapides.

A moyen terme, on peut prévoir une optimisation de la conception pour une application plus ciblée. Cela affecterait le dispositif de génération de la décharge. Les électrodes pourraient être conçues pour travailler à une pression donnée, cela conduirait à optimiser le produit Pd . Ainsi l'encapsulation du gaz et l'optimisation des sources DC à utiliser pourraient être finalisées.

A plus long terme, on peut prévoir des conceptions basées sur l'utilisation en série de ces dispositifs une fois optimisés. On peut également imaginer exploiter d'autres caractéristiques des milieux plasmas, telles que la permittivité proche de zéro, mais cela requiert certainement de perfectionner les dispositifs de diagnostic plasma pour accéder par exemple au profil de densité électronique.

- [1] R. R. Machlett, "Neon tube light and factors governing its life," *Journal of the Franklin Institute*, vol. 211, no. 3, pp. 319 – 326, 1931.
- [2] J. L. Shohet, "Plasma-aided manufacturing," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 19, no. 5, pp. 725–733, 1991.
- [3] O. Goossens, E. Dekempeneer, D. Vangeneugden, R. V. de Leest, and C. Leys, "Application of atmospheric pressure dielectric barrier discharges in deposition, cleaning and activation," *Surface and Coatings Technology*, vol. 142–144, no. 0, pp. 474 – 481, 2001. Proceedings of the 7th International Conference on Plasma Surface Engineering.
- [4] I. D. Boyd, "Numerical simulation of hall thruster plasma plumes in space," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 34, no. 5, pp. 2140–2147, 2006.
- [5] G. Markelov and E. Gengembre, "Modeling of plasma flow around smart-1 spacecraft," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 34, no. 5, pp. 2166–2175, 2006.
- [6] D. Estublier, "The smart-1 spacecraft potential investigations," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 36, no. 5, pp. 2262–2270, 2008.
- [7] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley Sons Inc, 1994.
- [8] P. Fauchais, "Gaz ionisés et plasmas." Techniques de l'ingénieur, 2000.
- [9] J. M. Rax, *Physique des plasmas*. Dunod, 2005.
- [10] B. Chapman, *Glow discharge processes : Sputtering and plasma etching*. John Wiley and Sons, 1980.
- [11] N. D. Gibson, U. Kortshagen, and J. Lawler, "Investigations of the 147 nm radiative efficiency of xe surface wave discharges," *Journal of Applied Physics*, vol. 81, no. 3, pp. 1087–1092, 1997.
- [12] K. Takaki, T. Sasaki, S. Kato, S. Mukaigawa, and T. Fujiwara, "Nox removal from engine exhaust gas using multipoints dbd and pulse streamer discharges with sos pulse generator," in *Power Modulator Symposium, 2002 and 2002 High-Voltage Workshop. Conference Record of the Twenty-Fifth International*, pp. 575–578, 2002.

- [13] K. Oehmigen, R. Brandenburg, K. Weltmann, and T. von Woedtke, "Comparison of direct dbd treatment and dbd exhaust gas treatment of liquids," in *Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS), 2012*, pp. 3P-79-3P-79, 2012.
- [14] R. Stark and K. Schoenbach, "Direct current glow discharges in atmospheric air," *Applied Physics Letters*, vol. 74, pp. 3770-3772, Jun. 1999.
- [15] R. Stark and K. Schoenbach, "Direct current glow discharges in atmospheric air," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, pp. 2075-2080, 1999.
- [16] R. Block, M. Laroussi, F. Leipold, and K. Schoenbach, "Optical diagnostics for non-thermal high pressure discharges," *Proc. 14th Int. Symp. on Plasma Chemistry*, pp. 945-950, 1999.
- [17] M. Moselhy, I. Petzenhauser, K. Frank, and K. Schoenbach, "Excimer emission from microhollow cathode argon discharges," *Journal of Applied Physics*, vol. 36, p. 2922, 2003.
- [18] J. W. Frame, D. J. Wheeler, T. A. DeTemple, and J. G. Eden, "Microdischarge devices fabricated in silicon," *Applied Physics Letters*, vol. 71, pp. 1165-1167, 1997.
- [19] M. Moselhy and K. Schoenbach, "Excimer emission from cathode boundary layer discharges," *Journal of Applied Physics*, vol. 95, no. 4, pp. 1642-1649, 2004.
- [20] G. J. Kim, F. Iza, and J. K. Lee, "Electron and ion kinetics in a micro hollow cathode discharge," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 39, no. 20, p. 4386, 2006.
- [21] J. P. Boeuf, L. Pitchford, and K. Schoenbach, "Predicted properties of microhollow cathode discharges in xenon," *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 7, pp. 071501-071501-3, 2005.
- [22] R. Stark and K. Schoenbach, "Electron heating in atmospheric pressure glow discharges," *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 7, pp. 3568-3573, 2001,.
- [23] K. Makasheva, G. Hagelaar, J. Boeuf, T. Callegari, and L. Pitchford, "Ignition of microcathode sustained discharge," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 36, pp. 1236-1237, Aug. 2008.
- [24] T. Callegari, X. Aubert, A. Rousseau, J. P. Boeuf, and L. C. Pitchford, "Microhollow cathode sustained discharges : comparative studies in micro- and equivalent macro-cell geometries," *The European Physical Journal D*, vol. 60, pp. 581-587, Dec. 2010.
- [25] R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt, and K. H. Schoenbach, *Low Temperature Plasmas : Fundamentals, Technologies, and Techniques*. Wiley-VCH, 2 ed., 2007.
- [26] J. P. Boeuf, "Plasma display panels : physics, recent developments and key issues," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 36, no. 6, p. R53, 2003.
- [27] M. Miclea, K. Kunze, G. Musa, J. Franzke, and K. Niemax, "The dielectric barrier discharge — a powerful microchip plasma for diode laser spectrometry," *Spectrochim. Acta B*, vol. 56, no. 1, pp. 37-43, 2001.
- [28] K. Becker, A. Koutsospyros, C. C. S.-M. Yin, N. Abramzon, J. C. Joaquin, and G. Brelles-Marino, "Environmental and biological applications of microplasmas," *Plasma Phys. Controlled Fusion*, vol. 47, 2005.

-
- [29] F. Iza and J. Hopwood, "Low-power microwave plasma source based on a microstrip split-ring resonator," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 31, no. 4, pp. 782–787, 2003.
- [30] J. Gregório, L. L. Alves, O. Leroy, P. Leprince, and C. Boisse-Laporte, "Microwave microplasma sources based on microstrip-like transmission lines," *European Physical Journal D*, vol. 60, no. 3, pp. 627–635, 2010.
- [31] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges*. John Wiley Sons Inc, 2005.
- [32] L. Zheng and D. Tse, "Diversity and multiplexing : a fundamental tradeoff in multiple-antenna channels," *IEEE Transactions on Information Theory*, vol. 49, no. 5, pp. 1073–1096, 2003.
- [33] E. Farr, "Recent topics in ultra-wideband antennas," in *IEEE International Conference on Ultra-Wideband (ICUWB), 2012*, pp. 222–226, 2012.
- [34] B. Wang and K. Liu, "Advances in cognitive radio networks : A survey," *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, vol. 5, no. 1, pp. 5–23, 2011.
- [35] C. A. Balanis, *Modern Antenna Handbook*. Wiley-Interscience, 1 ed., Sep 2008.
- [36] S. Yang, C. Zhang, H. Pan, A. Fathy, and V. Nair, "Frequency-reconfigurable antennas for multiradio wireless platforms," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 10, no. 1, pp. 66–83, 2009.
- [37] J. Desjardins, D. McNamara, S. Thirakoune, and A. Petosa, "Electronically frequency-reconfigurable rectangular dielectric resonator antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 6, pp. 2997–3002, 2012.
- [38] C. Luxey, L. Dussopt, J.-L. Le Sonn, and J.-M. Laheurte, "Dual-frequency operation of cpw-fed antenna controlled by pin diodes," *Electronics Letters*, vol. 36, no. 1, pp. 2–3, 2000.
- [39] A. Sheta and S. Mahmoud, "A widely tunable compact patch antenna," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 7, pp. 40–42, 2008.
- [40] F. Yang and Y. Rahmat-Samii, "Patch antennas with switchable slots (pass) in wireless communications : concepts, designs, and applications," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 47, no. 2, pp. 13–29, 2005.
- [41] M. Alayesh, C. Christodoulou, M. Joler, and S. Barbin, "Reconfigurable multi-band stacked microstrip patch antenna for wireless applications," in *Antennas and Propagation Conference, 2008. LAPC 2008. Loughborough*, pp. 329–332, 2008.
- [42] D. Peroulis, K. Sarabandi, and L. P. B. Katehi, "Design of reconfigurable slot antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, no. 2, pp. 645–654, 2005.
- [43] S. Shynu, A. Guijo, C. Anansan, P. Mohonan, and K. Vasudevan, "A reconfigurable dual-frequency slot-loaded microstrip antenna controlled by pin diodes," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 44, pp. 374–376, 2005.
- [44] W. Kang, J. Park, and Y. Yoon, "Simple reconfigurable antenna with radiation pattern," *Electronics Letters*, vol. 44, no. 3, pp. 182–183, 2008.

- [45] F. Yang and Y. Rahmat-Samii, "A reconfigurable patch antenna using switchable slots for circular polarization diversity," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 12, no. 3, pp. 96–98, 2002.
- [46] H. Mi and Z. Feng, "A novel compact varactor-tunable pifa antenna for isdb-t application," in *Microwave Conference, 2007. APMC 2007. Asia-Pacific*, pp. 1–4, 2007.
- [47] M. Abdallah, L. Le Coq, F. Colombel, G. Le Ray, and M. Himdi, "Frequency tunable monopole coupled loop antenna with broadside radiation pattern," *Electronics Letters*, vol. 45, no. 23, pp. 1149–1151, 2009.
- [48] B. Holland, R. Ramadoss, S. Pandey, and P. Agrawal, "Tunable coplanar patch antenna using varactor," *Electronics Letters*, vol. 42, no. 6, pp. 319–321, 2006.
- [49] C. White and G. Rebeiz, "A slot-ring antenna with an octave of tunability," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2007*, pp. 5841–5844, 2007.
- [50] N. Behdad and K. Sarabandi, "Dual-band reconfigurable antenna with a very wide tunability range," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 2, pp. 409–416, 2006.
- [51] L. Huitema, T. Reveyrand, J.-L. Mattei, E. Arnaud, C. Decroze, and T. Monediere, "Frequency tunable antenna using a magneto-dielectric material for dvh-h application," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 9, pp. 4456–4466, 2013.
- [52] S. Shynu, G. Augustin, C. K. Aanandan, P. Mohanan, and K. Vasudevan, "Triple slot arm loaded reconfigurable dual frequency microstrip antenna using varactors," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2005*, vol. 2B, pp. 609–612, 2005.
- [53] A. Petosa, "An overview of tuning techniques for frequency-agile antennas," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 54, no. 5, pp. 271–296, 2012.
- [54] G. M. Rebeiz, *RF MEMS Theory, Design and Technology*. Wiley, 2003.
- [55] P. Panaia, C. Luxey, G. Jacquemod, R. Staraj, G. Kossiavas, L. Dussopt, F. Vacherand, and C. Billard, "Mems-based reconfigurable antennas," in *IEEE International Symposium on Industrial Electronics, 2004*, vol. 1, pp. 175–179, 2004.
- [56] B. Cetiner, G. Crusats, L. Jofre, and N. Biyikli, "Rf mems integrated frequency reconfigurable annular slot antenna," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 58, no. 3, pp. 626–632, 2010.
- [57] E. Erdil, K. Topalli, M. Unlu, O. Civi, and T. Akin, "Frequency tunable microstrip patch antenna using rf mems technology," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 4, pp. 1193–1196, 2007.
- [58] L. Petit, L. Dussopt, and J.-M. Laheurte, "Mems-switched parasitic-antenna array for radiation pattern diversity," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 9, pp. 2624–2631, 2006.
- [59] F. Goelden, A. Gaebler, S. Mueller, A. Lapanik, W. Haase, and R. Jakoby, "Liquid-crystal varactors with fast switching times for microwave applications," *Electronics Letters*, vol. 44, no. 7, pp. 480–481, 2008.

-
- [60] R. Bose and A. Sinha, "Tunable patch antenna using a liquid crystal substrate," in *IEEE Radar Conference, 2008. RADAR '08.*, pp. 1–6, 2008.
- [61] M. Koeberle, M. Hoefle, M. Chen, A. Penirschke, and R. Jakoby, "Electrically tunable liquid crystal phase shifter in antipodal finline technology for reconfigurable w-band vivaldi antenna array concepts," in *Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, pp. 1536–1539, 2011.
- [62] L. Liu and R. Langley, "Liquid crystal tunable microstrip patch antenna," *Electronics Letters*, vol. 44, no. 20, pp. 1179–1180, 2008.
- [63] L. Liu and R. Langley, "Electrically small antenna tuning techniques," in *Antennas Propagation Conference, 2009. LAPC 2009. Loughborough*, pp. 313–316, 2009.
- [64] A. Petosa, R. Mongia, M. Cuhaci, and J. Wight, "Magnetically tunable ferrite resonator antenna," *Electronics Letters*, vol. 30, no. 13, pp. 1021–1022, 1994.
- [65] A. Castro-Vilaro and R. Solis, "Tunable folded-slot antenna with thin film ferroelectric material," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2003.*, vol. 2, pp. 549–552 vol.2, 2003.
- [66] S. Hage-Ali, N. Tiercelin, P. Coquet, R. Sauleau, V. Preobrazhensky, and P. Pernod, "A millimeter-wave frequency tunable microstrip antenna on ultraflexible pdms substrate," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI), 2010*, pp. 1–4, 2010.
- [67] S.-G. Kim and K. Chang, "Frequency tunable cpw-fed slot dipole using piezoelectric transducer," *Electronics Letters*, vol. 39, no. 13, pp. 991–992, 2003.
- [68] J.-C. Langer, J. Zou, C. Liu, and J. Bernhard, "Micromachined reconfigurable out-of-plane microstrip patch antenna using plastic deformation magnetic actuation," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 13, no. 3, pp. 120–122, 2003.
- [69] V. L. Ginzburg, *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*. Oxford U.K. : Pergamon, 1964.
- [70] J. E. Drummond, *Plasma Physics*. McGraw-Hill Book Co. Inc., 1961.
- [71] L. D. Smullin and C. G. Montgomery, *Microwave Duplexers*. McGraw-Hill Book Co., 1948.
- [72] A. Cowley. site web, <http://www.andycowley.com/valves/var/trcell/trcell.php>.
- [73] S. D. Patel, L. Dubrowsky, S. E. Saddow, R. Kaul, and R. V. Garver, "Microstrip plasma limiter," *IEEE International Microwave Symposium MTT-S 1989*, pp. 879–882, Jun. 1989.
- [74] L. W. Cross, M. J. Alnalkawi, and V. K. Devabhaktuni, "Theory and demonstration of narrowband bent hairpin filters integrated with ac-coupled plasma limiter elements," *to be published in IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*.
- [75] J. Willis, "A plasma controlled directional coupler," *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 10, pp. 383–389, Sep. 1962.
- [76] L. Kaufman and W. Steier, "A plasma-column band-pass microwave filter," *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 10, pp. 431–439, Nov. 1962.

- [77] J. Ouyang, J. Cao, S. Li, Z. Peng, W. Li, and W. Ren, "Application of discharge plasma as dynamic switch in microstrip line," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 31, pp. 1491–1493, Dec. 2010.
- [78] A. M., V. T., and D. J., "Electrical equivalent circuit for microstrip micro-plasma : Control of em propagation and numerical simulations," *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy*, no. 46, pp. 17–25, 2012.
- [79] O. Sakai and K. Tachibana, "Dynamic control of propagating electromagnetic waves using tailored millimeter plasmas on microstrip structures," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 34, pp. 80–87, Feb. 2006.
- [80] M. Backstrom, U. Jordan, D. Andersson, A. Kim, M. Lisak, and O. Lunden, "Can intentional electrical discharges be used for hpm protection ?," in *Electromagnetic Compatibility (EMC), 2011 IEEE International Symposium on*, pp. 752–757, 2011.
- [81] G. Borg, J. Harris, D. Miljak, and N. Martin, "Application of plasma columns to radio-frequency antennas," *Applied Physics Letters*, vol. 74, pp. 3272–3274, May 1999.
- [82] J. Rayner, A. Whichello, and A. Cheetham, "Physical characteristics of plasma antennas," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 32, pp. 269–281, Feb. 2004.
- [83] G. Cerri, R. D. Leo, V. Primiani, and P. Russo, "Measurement of the properties of a plasma column used as a radiating element," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 57, pp. 242–247, Feb. 2008.
- [84] T. Anderson, *Plasma Antennas*. Artech House, 2011.
- [85] M. Jusoh, O. Lafond, F. Colombel, and M. Himdi, "Performance and radiation patterns of a reconfigurable plasma corner-reflector antenna," *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 12, pp. 1137–1140, 2013.
- [86] M. T. Jusoh, O. Lafond, F. Colombel, and M. Himdi, "Performance of a reconfigurable reflector antenna with scanning capability using low cost plasma elements," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 55, no. 12, pp. 2869–2874, 2013.
- [87] W. M. Manheimer, "Plasma reflectors for electronic beam steering in radar systems," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 19, pp. 1228–1234, Dec. 1991.
- [88] A. Robson, R. Morgan, and R. Meger, "Demonstration of a plasma mirror for microwaves," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 20, pp. 1036–1040, Dec. 1992.
- [89] W. M. Manheimer, R. F. Fernsler, and M. S. Gitlin, "High power, fast, microwave components based on beam generated plasmas," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 26, pp. 1543–1555, Oct. 1998.
- [90] A. M. Messiaen and P. E. Vandenplas, "Theory and experiments of the enhanced radiation from a plasma-coated antenna," *Electronic Letters*, vol. 3, pp. 26–27, Jan. 1967.
- [91] K. M. Chen and C. C. Lin, "Enhanced radiation from a plasma-imbedded antenna," *Proceedings of the IEEE*, vol. 56, pp. 1595–1597, Sep. 1968.
- [92] C. C. Lin and K. M. Chen, "Improved radiation from a spherical antenna by overdense plasma coating," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 17, pp. 675–678, Sep. 1969.

-
- [93] H. Stuart and A. Pidwerbetsky, "Electrically small antenna elements using negative permittivity resonators," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, pp. 1644–1653, Jun. 2006.
- [94] R. Ziolkowski and A. Erentok, "Metamaterial-based efficient electrically small antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, pp. 2113–2130, Jul. 2006.
- [95] A. Alu, F. Bilotti, N. Engheta, and L. Vegni, "Subwavelength, compact, resonant patch antennas loaded with metamaterials," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, pp. 13–25, Jan. 2007.
- [96] A. Alu, F. Bilotti, N. Engheta, and L. Vegni, "Theory and simulations of a conformal omni-directional subwavelength metamaterial leaky-wave antenna," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, pp. 1698–1708, Jun. 2007.
- [97] S. Lauro, A. Toscano, and L. Vegni, "Symmetrical coupled microstrip lines with epsilon negative metamaterial loading," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, pp. 1182–1185, Mar. 2009.
- [98] N. Engheta and R. W. Ziolkowski, *Metamaterials : Physics and Engineering Explorations*. Wiley-IEEE Press, June 2006.
- [99] V. Varadan and A. R. Tellakula, "Effective properties of split-ring resonator metamaterials using measured scattering parameters : Effect of gap orientation," *Journal of Applied Physics*, vol. 100, no. 3, pp. 034910–034910–8, 2006.
- [100] S. Hrabar and G. Jankovic, "Experimental investigation of waveguide filled with uniaxial thin-wire-based eng metamaterial," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium 2006*, pp. 475–478, 2006.
- [101] O. Sakai and K. Tachibana, "Plasmas as metamaterials : a review," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 21, Jan. 2012.
- [102] J. Lo, J. Sokoloff, T. Callegari, and J. Boeuf, "Reconfigurable electromagnetic band gap device using plasma as a localized tunable defect," *Applied Physics Letters*, vol. 96, pp. 251501–251501–3, Jun. 2010.
- [103] J. Lo, *Étude de la reconfigurabilité d'une structure à Bande Interdite Électromagnétique (BIE) métallique par plasmas de décharge*. PhD thesis, Université de Toulouse III, Paul Sabatier, Mai 2012.
- [104] S. Varault, B. Gabard, J. Sokoloff, and S. Bolioli, "Plasma-based localized defect for switchable coupling applications," *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 13, pp. 134103–134103–3, 2011.
- [105] S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Guérin, and P. Vincent, "A metamaterial for directive emission," *Physical Review Letters*, p. 213902, November 2002.
- [106] C. Lechte and H. Kumric, "Simulation of a plasma-filled horn antenna with improved radiation pattern," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 39, pp. 2488–2489, Nov. 2011.
- [107] M. Silveirinha and N. Engheta, "Tunneling of electromagnetic energy through sub-wavelength channels and bends using ϵ -near-zero materials," *Physical Review Letters*, vol. PRL 97, p. 157403, Oct 2006.

- [108] J. Y. Wada, R. C. Knechtli, B. J. Forman, and A. Fafarman, "Plasma varactor x-band phase shifters," *IEEE International Microwave Symposium MTT-S*, pp. 188–191, May 1967.
- [109] P. Linardakis and G. Borg, "Small-signal impedance of a radio frequency plasma capacitor," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 17, pp. 763–765, Nov. 2007.
- [110] P. Linardakis, G. Borg, and N. Martin, "Plasma-based lens for microwave beam steering," *Electronics Letters*, vol. 42, pp. 444–446, Apr. 2006.
- [111] A. Kallel, J. Sokoloff, and T. Callegari, "Theory and simulations of a beam-scanning plasma antenna," in *7th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP), 2013*, pp. 3457–3461, 2013.
- [112] F. Iza, G. J. Kim, S. M. Lee, J. K. Lee, J. L. Walsh, Y. T. Zhang, and M. G. Kong, "Microplasmas : Sources, particle kinetics, and biomedical applications," *Plasma Processes and Polymers*, vol. 5, no. 4, pp. 322–344, 2008.
- [113] Corning. site web, <http://www.corning.com/docs/specialtymaterials/pisheets/Macor.pdf>.
- [114] KYOCERA. site web, <http://global.kyocera.com/prdct/fc/list/material/alumina/index.html>.
- [115] D. Pozar, *Microwave Engineering*. John Wiley and Sons Ltd, 4 ed., 2011.
- [116] P. Linardakis and G. G. Borg, "Harmonic and intermodulation distortion output of a radio-frequency plasma capacitor," *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*, vol. 18, no. 3, pp. 164–166, 2008.
- [117] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*. Springer, 1991.
- [118] P. Bhartia, I. Bahl, R. Garg, and A. Ittipiboon, *Microstrip Antenna Design Handbook*. Artech House, 2001.
- [119] I. Bahl, *Fundamentals of RF and Microwave Transistor Amplifiers*. Wiley and Sons, 2009.
- [120] J. GAUVIN, *Développement de limiteurs de puissance radiofréquence à MEMS-RF*. PhD thesis, Université de Limoges, Décembre 2012.
- [121] D. Smith, D. Heston, J. Heston, B. Heimer, and K. Decker, "Designing reliable high-power limiter circuits with gaas pin diodes," in *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2002*, vol. 2, pp. 1245–1247, 2002.
- [122] S. C. Bera, K. Basak, V. Jain, R. V. Singh, and V. K. Garg, "Schottky diode-based microwave limiter with adjustable threshold power level," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 52, no. 7, pp. 1671–1673, 2010.
- [123] J. Booth, D. A. Rudman, and R. H. Ono, "A self-attenuating superconducting transmission line for use as a microwave power limiter," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, no. 2, pp. 305–310, 2003.
- [124] M. Cohn and A. Eikenberg, "A high-power ferroelectric limiter," in *PTGMITT International Symposium Digest, 1964*, vol. 64, pp. 144–149, 1964.
- [125] J. Horton and M. Donaldson, "A one-ghz ferroelectric limiter," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 15, no. 9, pp. 517–523, 1967.

-
- [126] E. Spencer and F. Sansalone, "Low-temperature microwave power limiter (correspondence)," *IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 9, no. 3, pp. 272–273, 1961.
- [127] Epcos. Surge arresters and switching spark gaps, <http://www.epcos.com>.
- [128] B. Schauwecker, J. Mehner, K. M. Strohm, H. Haspeklo, and J. Luy, "Investigations of rf shunt airbridge switches among different environmental conditions," *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 114, no. 1, pp. 49 – 58, 2004.
- [129] S.-S. Oh and L. Shafai, "Investigation into polarization of unloaded and loaded microstrip square-ring antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56, no. 10, pp. 3129–3135, 2008.

ANNEXE A

OPTIMISATION DU PLACEMENT ET DE LA FORME DE L'ANODE 2 DU DISPOSITIF DE MESURE UTILISANT UNE LIGNE DE TRANSMISSION MICRORUBAN INVERSÉE

Cette annexe présente l'étude paramétrique qui a conduit au dimensionnement de l'anode 2 présentée dans le Chapitre 3. Cette anode a pour vocation à générer la décharge MCSD caractérisée par le dispositif de mesure. Son influence doit donc être minimale sur le dispositif, c'est-à-dire sur la ligne de transmission microruban inversée.

Les paramètres S de la ligne de transmission microruban inversée sans électrodes sont donnés sur la Figure A.1. La perte maximale en transmission (paramètre $|S_{21}|$) est alors de 0.5 dB à 10 GHz. Le paramètre $|S_{11}|$ reste lui inférieur à -20 dB sur toute la bande de fréquences considérée.

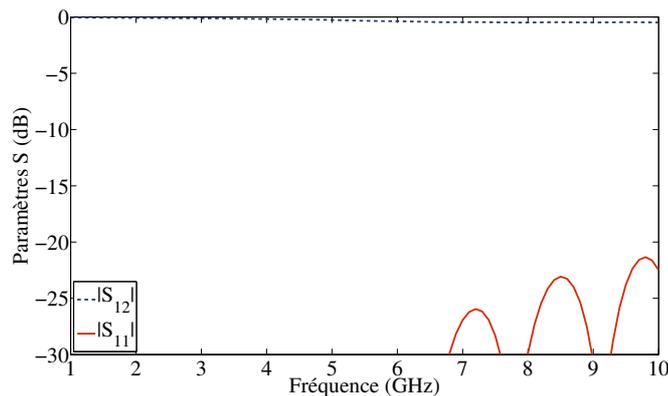


FIGURE A.1 – Paramètres S du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée sans électrodes.

On considère maintenant l'intégration dans le modèle simulé d'une anode 2 cylindrique de diamètre d comme présenté sur la Figure A.2. Cette anode 2 est séparée d'une distance h du substrat diélectrique utilisé. On rappelle que la métallisation de la ligne se trouve sur la face du

substrat en vis-à-vis avec le plan de masse, soit sur la face opposée à celle qui voit l'anode 2.

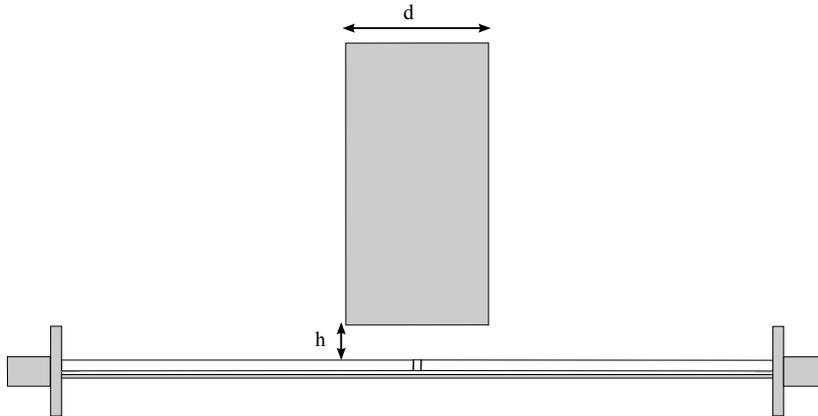


FIGURE A.2 – Schéma de l'intégration de l'anode 2 cylindrique dans le dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée.

Dans un premier temps, des simulations numériques sont effectuées pour mettre en évidence la sensibilité du dispositif à la présence de cette électrode. La Figure A.3 présente en l'occurrence les paramètres S de la ligne microruban inversée en fonction de la distance h entre l'anode 2 et le substrat diélectrique pour un diamètre d fixe égal à 20 mm. Lorsque la distance h décroît, c'est-à-dire lorsque l'anode 2 se rapproche de la ligne de transmission, les paramètres S initiaux sont sensiblement modifiés avec une désadaptation d'impédance aux accès et une augmentation des pertes en transmission. Cependant, cette distance h doit rester faible pour réduire la tension nécessaire pour tirer la microdécharge plasma dans la configuration MCSD. Si on fixe maintenant la distance h comme étant égale à 2 mm et qu'on fait varier le diamètre d de l'anode 2, on obtient les paramètres S de la Figure A.4. On constate en particulier sur le coefficient de transmission que l'effet de l'anode 2 s'amenuise lorsque le diamètre d est réduit.

Afin de réduire la distance h sans impacter les performances de la ligne de transmission, il a été proposé d'utiliser une anode 2 conique (cf. Figure A.5). Les paramètres dimensionnants sont donc le diamètre d , la distance h et le paramètre δh qui spécifie la forme du cône. Pour des raisons pratiques, le diamètre d est pris égal à 20 mm. La Figure A.6 représente alors les paramètres S obtenus en simulation pour la ligne de transmission microruban inversée en présence d'une anode 2 conique en fonction de la fréquence et des paramètres h et δh .

A partir de ces résultats, on détermine la forme de l'anode 2 pour d'une part minimiser son influence sur la ligne de transmission microruban inversée, et d'autre part conserver des distances acceptables pour garantir le bon fonctionnement de la microdécharge MCSD. Ainsi, la forme de l'anode 2 est décrite par les paramètres suivants : $d = 20$ mm, $h = 2$ mm et $\delta h = 7$ mm. La Figure A.7 présente au final la comparaison entre les paramètres S sans et avec anode 2 optimisée. On constate une diminution de 0.1 dB supplémentaire sur le paramètre $|S_{21}|$ due à l'électrode.

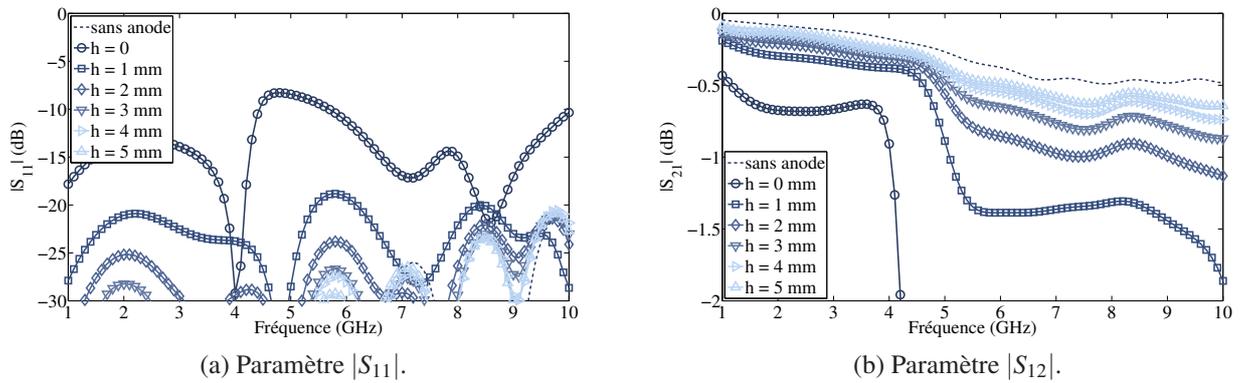


FIGURE A.3 – Paramètres S du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission micro-ruban inversée en fonction de la fréquence et de la distance h séparant l’anode 2 du substrat diélectrique de la ligne ($d = 20$ mm).

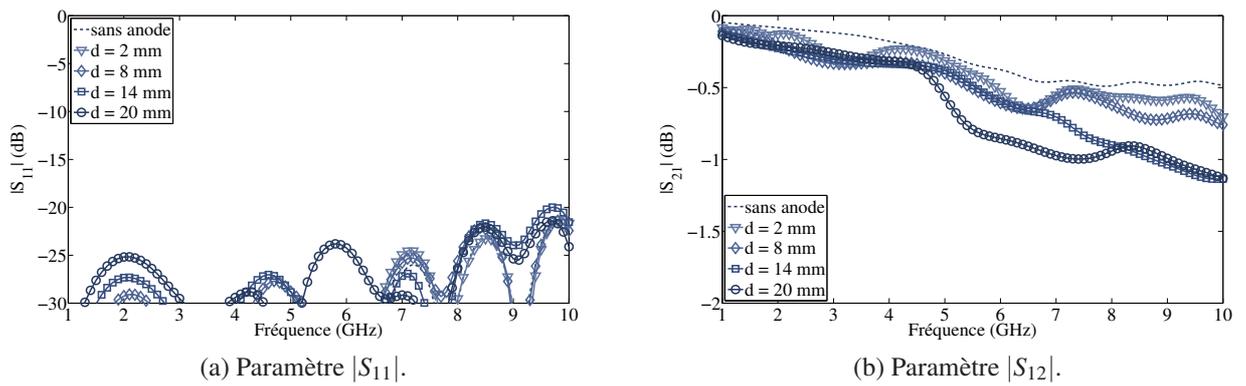


FIGURE A.4 – Paramètres S du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission micro-ruban inversée en fonction de la fréquence et du diamètre d de l’anode 2 ($h = 2$ mm).

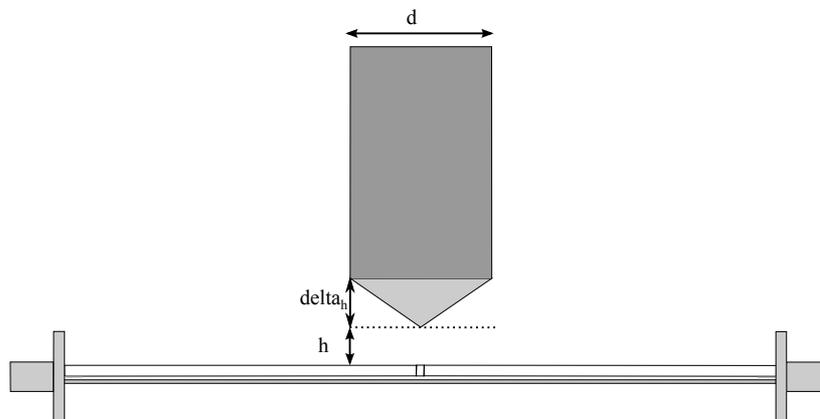


FIGURE A.5 – Schéma de l’intégration de l’anode 2 conique dans le dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée.

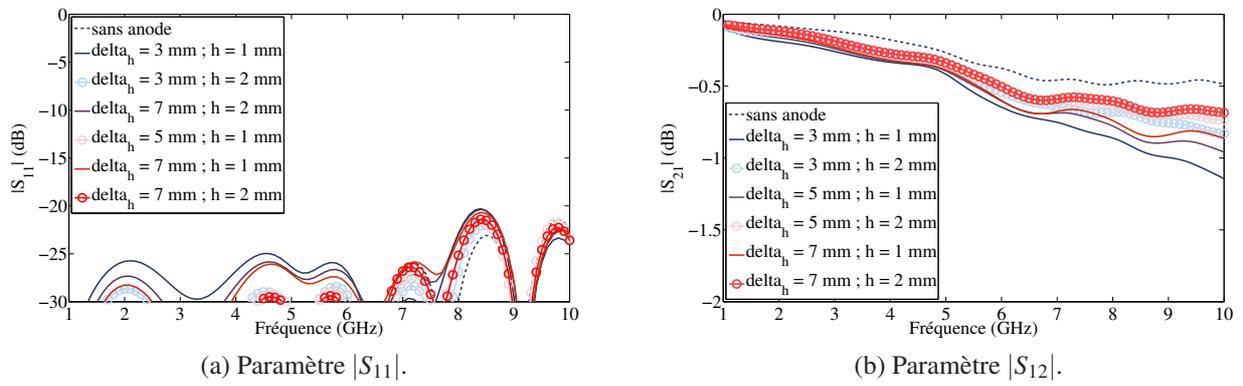


FIGURE A.6 – Paramètres S du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée en fonction de la fréquence et des paramètres δa_h et h de l'anode 2 ($d = 20$ mm).

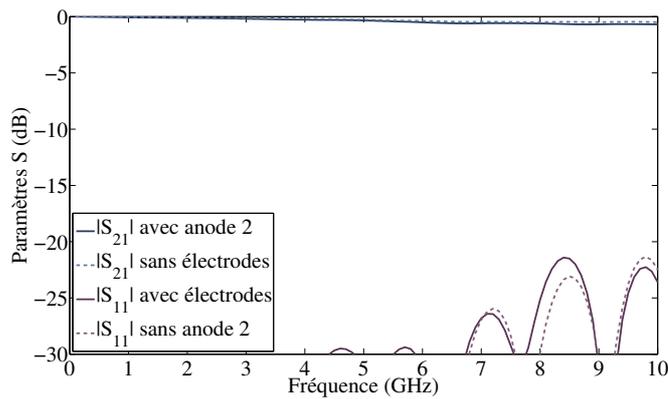


FIGURE A.7 – Comparaison des paramètres S du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée sans et avec anode 2.

ANNEXE B

MESURES COMPLÈTES RÉALISÉES POUR LES DISPOSITIFS DE MESURE UTILISENT UNE LIGNE MICRORUBAN ET UNE LIGNE MICRORUBAN INVERSÉE

Cette annexe présente toutes les mesures réalisées avec les deux dispositifs de mesure, c'est-à-dire la ligne microruban classique et la ligne microruban inversée.

Les mesures ont été effectuées avec un mélange de Néon-Xénon (99% Néon), pour des pressions de 1, 2.5, 5, 10, 20, 50 et 100 torr. La bande de fréquence pour les mesures est de 0.1 à 10 GHz et le courant DC injecté à la décharge varie de 0 à 100 mA.

Annexe B. Mesures complètes réalisées pour les dispositifs de mesure

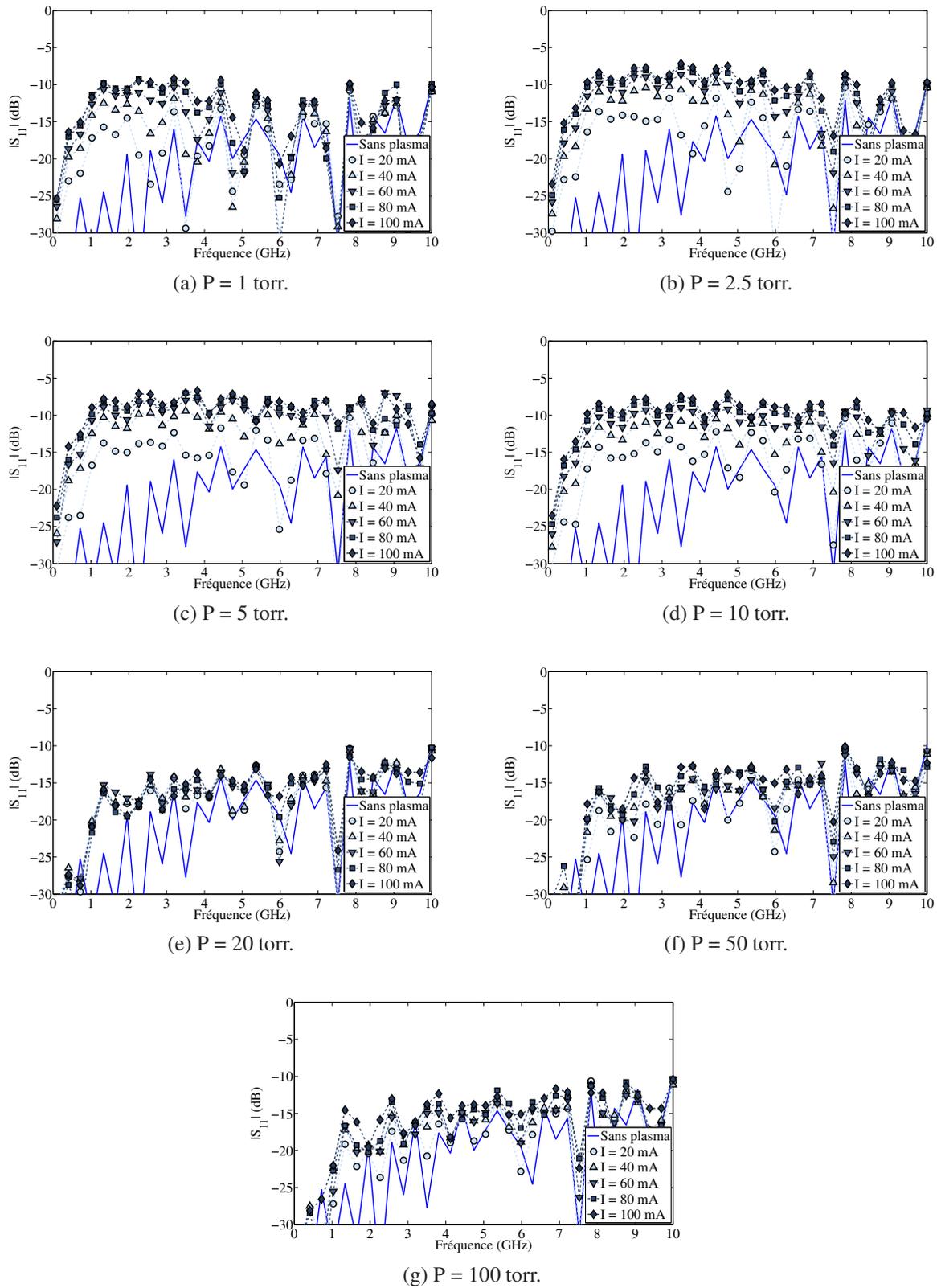


FIGURE B.1 – Résultats de mesure du paramètre $|S_{11}|$ du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

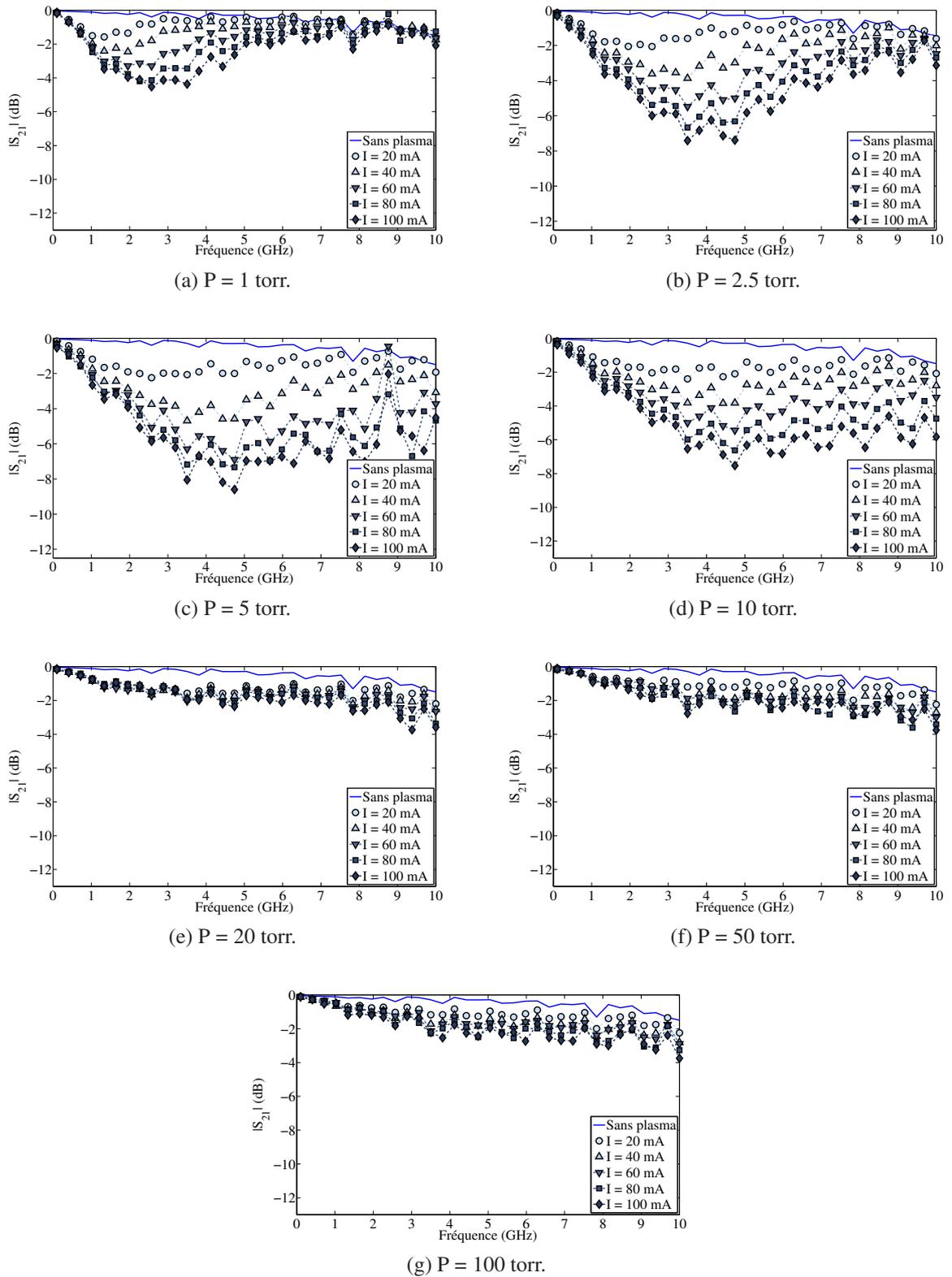
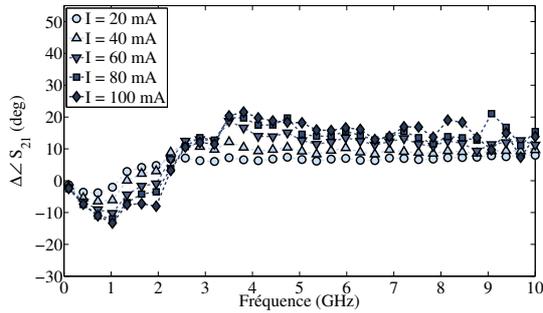
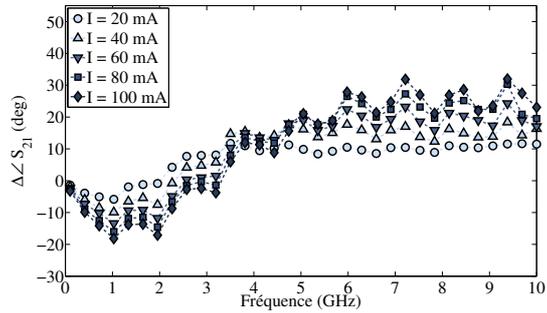


FIGURE B.2 – Résultats de mesure du paramètre $|S_{21}|$ du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban en fonction de la fréquence et du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

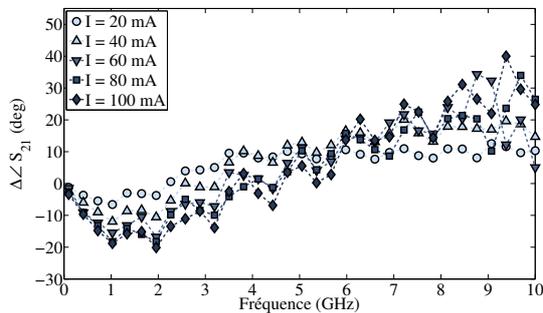
Annexe B. Mesures complètes réalisées pour les dispositifs de mesure



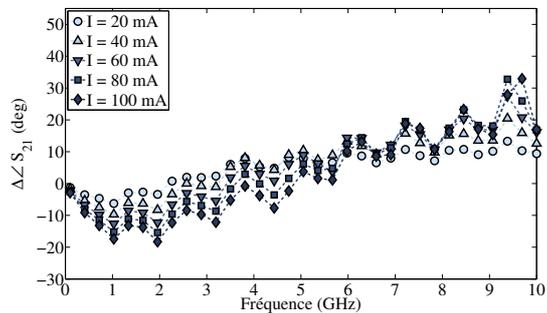
(a) P = 1 torr.



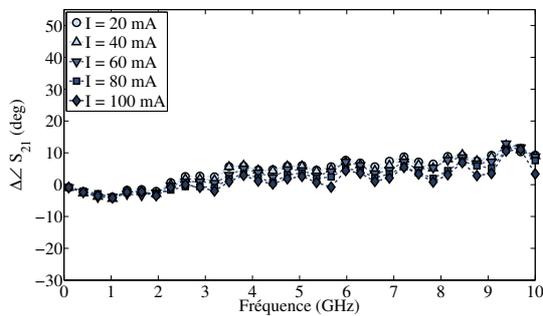
(b) P = 2.5 torr.



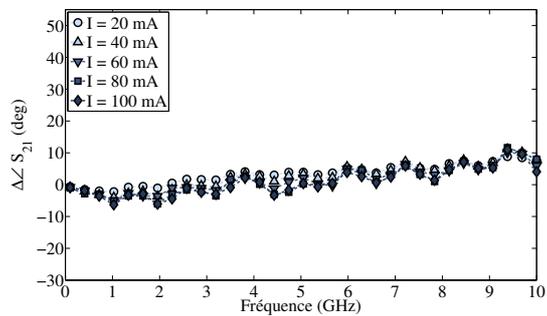
(c) P = 5 torr.



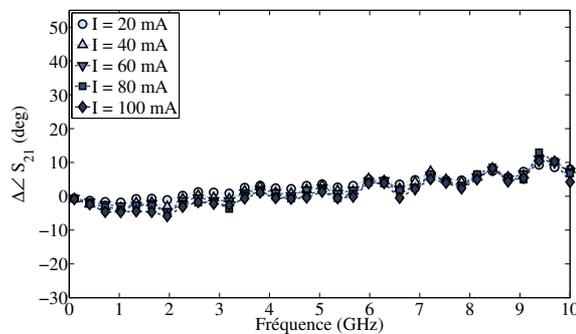
(d) P = 10 torr.



(e) P = 20 torr.



(f) P = 50 torr.



(g) P = 100 torr.

FIGURE B.3 – Résultats de mesure de la différence de phase relative du paramètre $|S_{21}|$ du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

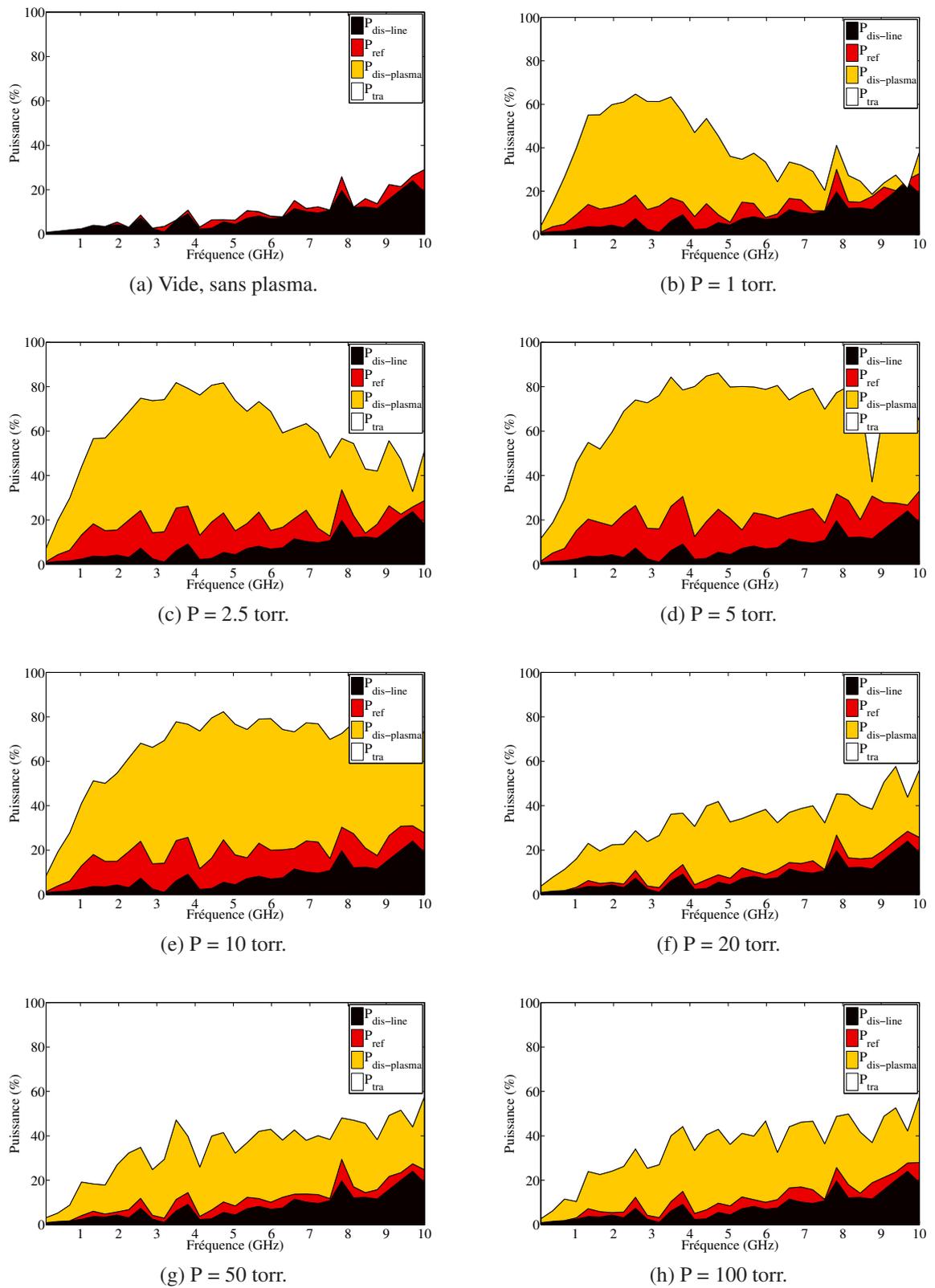


FIGURE B.4 – Bilans de puissance mesurés du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban en fonction de la fréquence et de la pression pour un courant DC injectée de 100 mA.

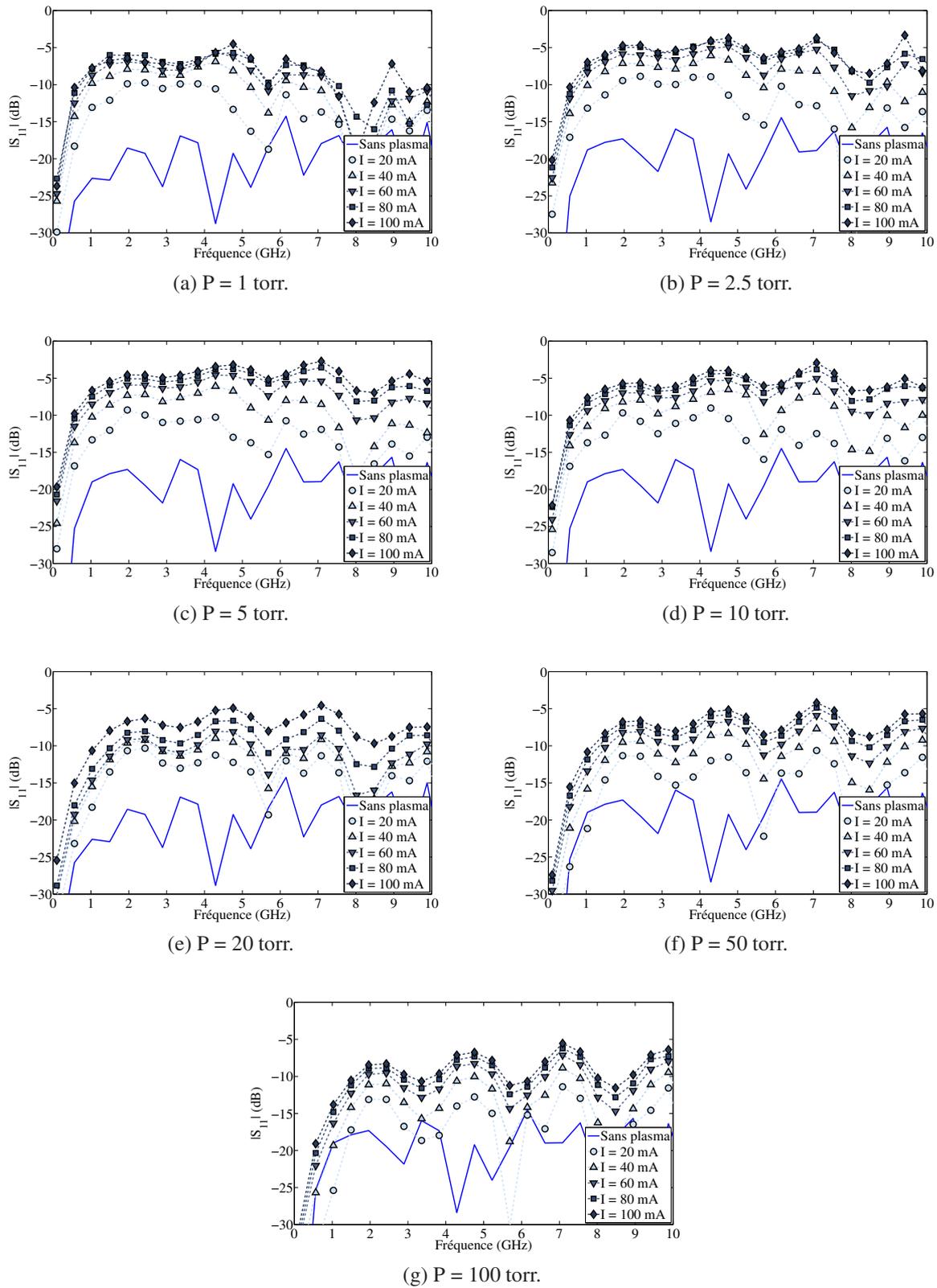


FIGURE B.5 – Résultats de mesure du paramètre $|S_{11}|$ du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

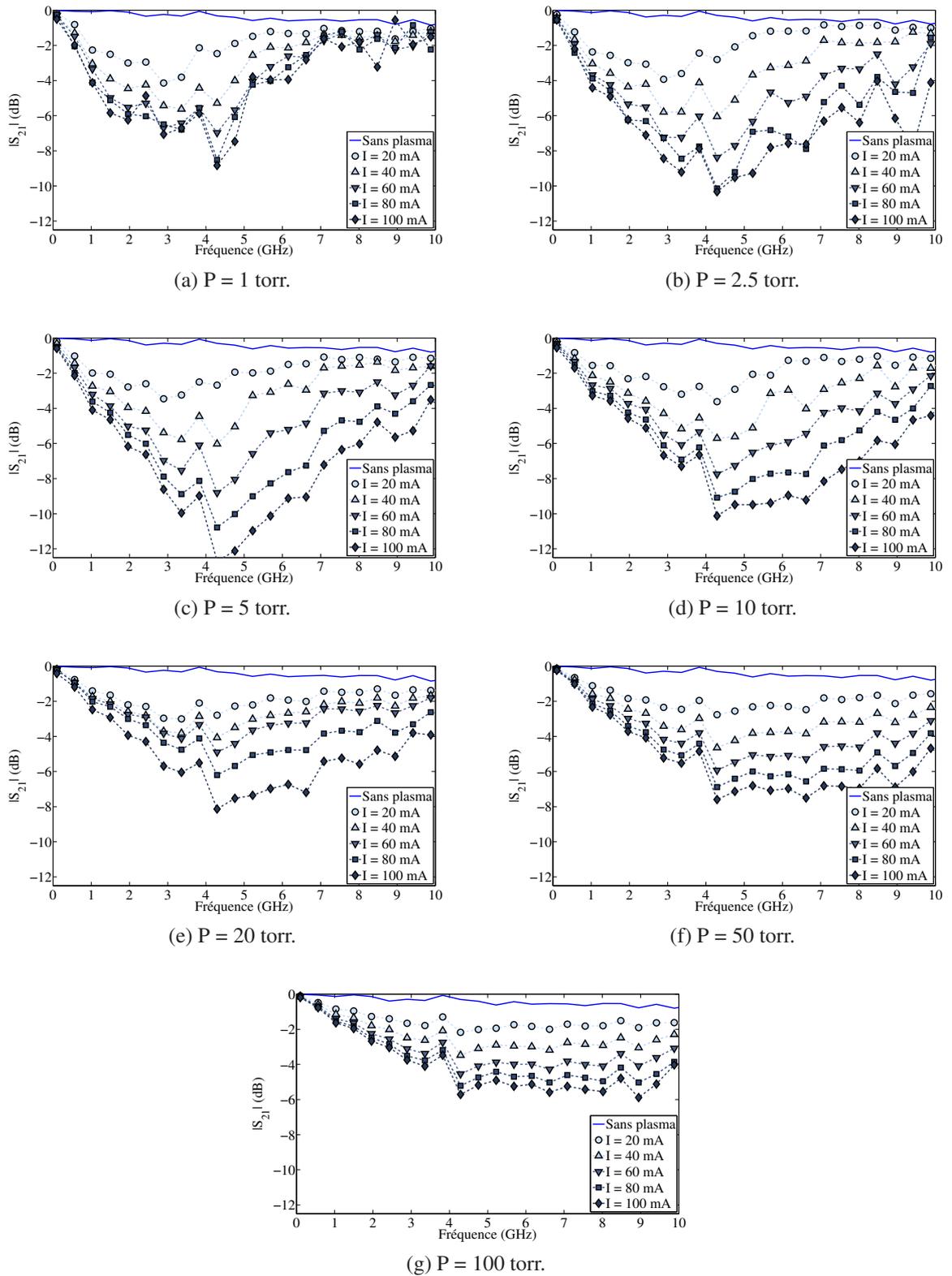


FIGURE B.6 – Résultats de mesure du paramètre $|S_{21}|$ du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

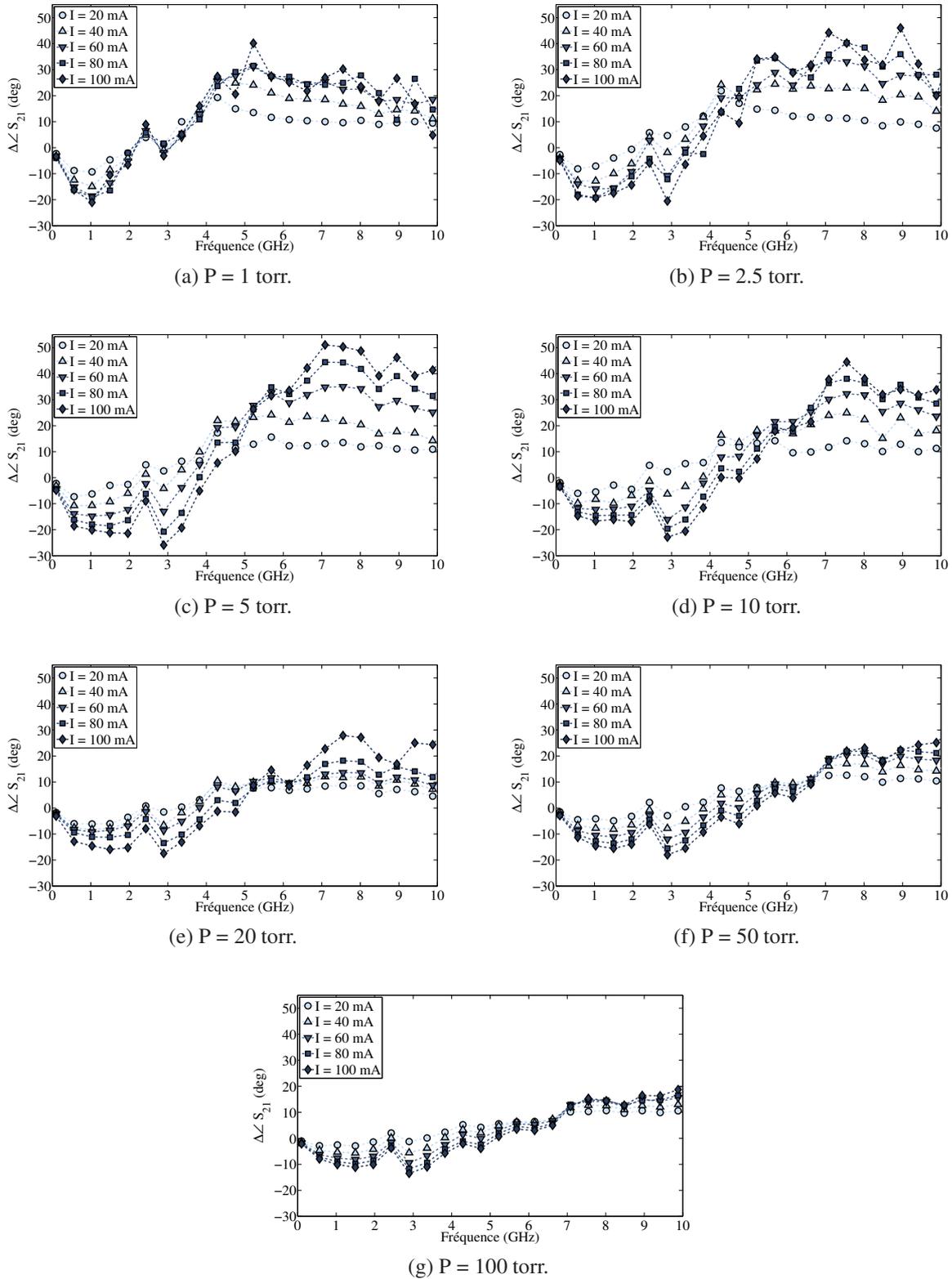


FIGURE B.7 – Résultats de mesure de la différence de phase relative du paramètre $|S_{21}|$ du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée en fonction de la fréquence, du courant DC injecté à la décharge et de la pression.

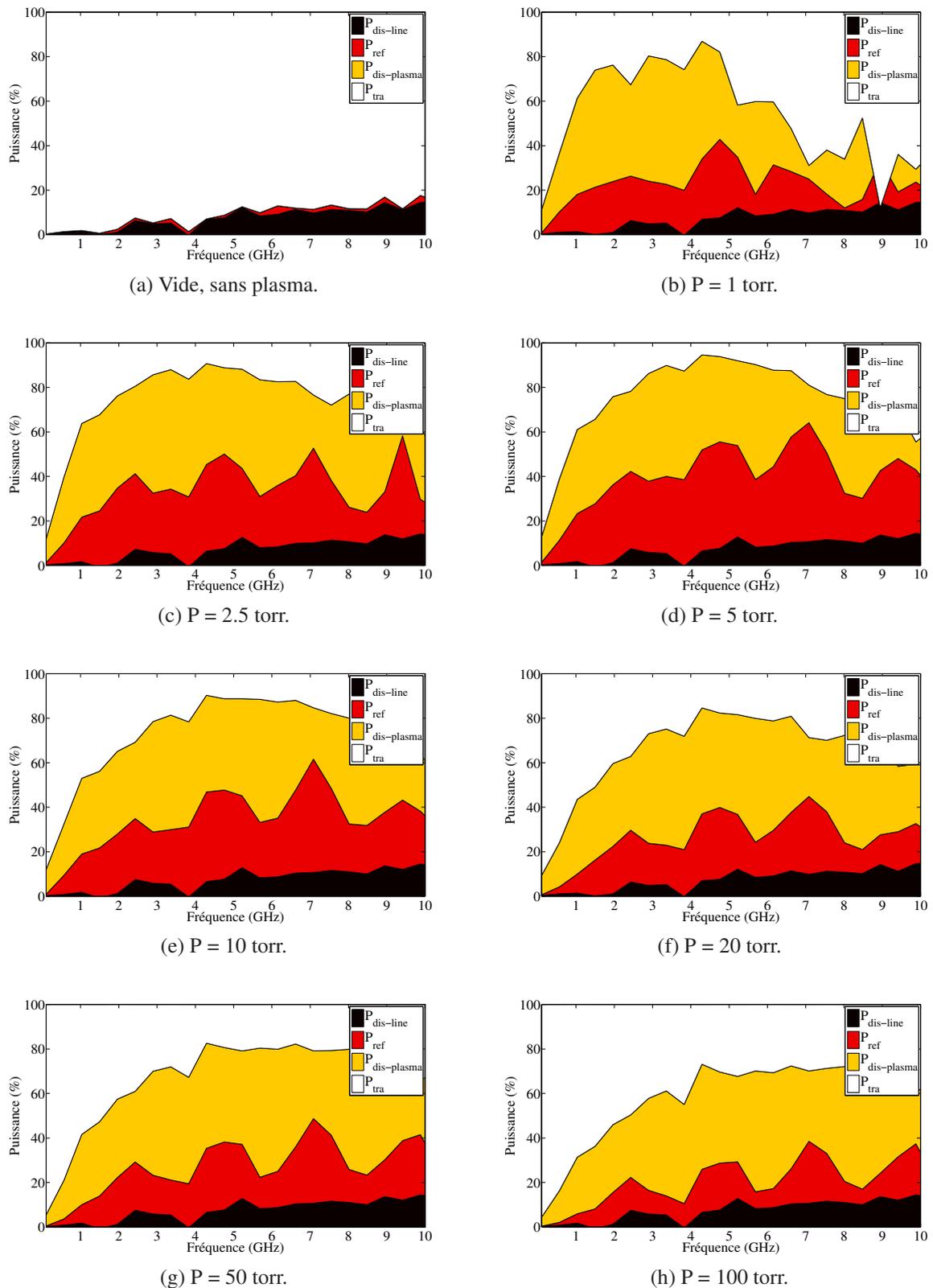


FIGURE B.8 – Bilans de puissances mesurés du dispositif de mesure utilisant une ligne de transmission microruban inversée en fonction de la fréquence et de la pression pour un courant DC injectée à la décharge de 100 mA.

ANNEXE C

MODÉLISATION D'UN MILIEU PLASMA DANS LE LOGICIEL ANSYS HFSS

Le logiciel Ansys HFSS nous permet de simuler un milieu plasma pour évaluer ses effets dans des topologies micro-ondes. On sait que le plasma peut-être représenté un milieu diélectrique dont la permittivité relative suit par le modèle de Drude (cf. équation (1.12)). Cette permittivité relative complexe peut alors s'écrire sous la forme $\epsilon_p = \epsilon' - j\epsilon''$. En considérant l'équation (1.11), on obtient une relation croisée entre la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité et de la conductivité du milieu plasma :

$$\epsilon' = 1 + \frac{\sigma''}{\epsilon_0 \omega} \quad (\text{C.1})$$

$$\epsilon'' = \frac{\sigma'}{\epsilon_0 \omega} \quad (\text{C.2})$$

Si on remplace ces relations dans l'équation (1.11) on obtient :

$$\nabla \times \vec{H} = (\sigma' + j\omega\epsilon_0\epsilon')\vec{E} \quad (\text{C.3})$$

Sous cette forme le milieu plasma est décrit à la fois par une conductivité σ' réelle et une permittivité ϵ' réelle. Cette description plasma est justement compatible avec sa modélisation sous Ansys HFSS, logiciel qui permet uniquement la description des matériaux avec des paramètres réels. En pratique, il faut tout d'abord choisir le volume que l'on souhaite décrire comme un plasma. On rentre alors dans le menu Assign Material d'un volume quelconque et on choisit l'option Add Material comme le montre la Figure C.1.

Dans le menu, on choisit l'option Set Frequency Dependency comme le montre la Figure C.2 et ensuite l'option Enter Frequency Dependent Data Points (cf. Figure C.3).

Dans notre cas, il faut avoir deux fichiers précédemment générés au format .tab, un qui contient l'information de la permittivité réelle du plasma ϵ' en fonction de la fréquence, et l'autre avec l'information de la conductivité réelle du plasma σ' en fonction de la fréquence.

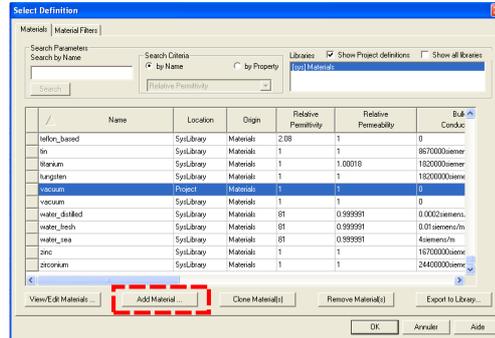


FIGURE C.1 – Première étape de la création d'un matériau plasma sur HFSS : ajouter un matériau dans la banque de données de HFSS.

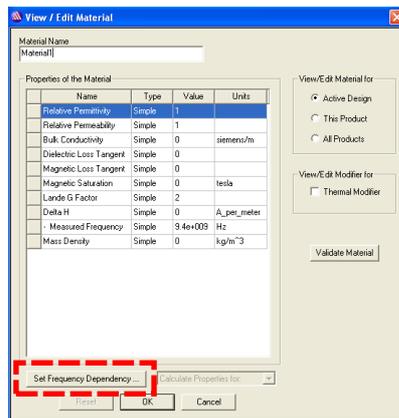


FIGURE C.2 – Deuxième étape de la création d'un matériau plasma sur HFSS : donner les caractéristiques d'un matériau qui dépend de la fréquence.

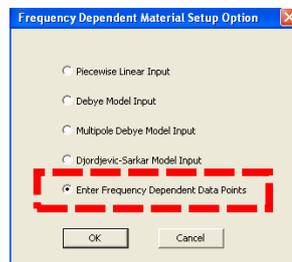


FIGURE C.3 – Troisième étape de la création d'un matériau plasma sur HFSS : choisir l'option qui permet de décrire le matériau par des fichiers de données.

Ces fichiers sont en pratique générés grâce à une routine Matlab. La prochaine étape est donc de donner ces valeurs au logiciel. Il faut donc cocher les cases correspondant à Relative Permittivity et Bulk Conductivity (cf. Figure C.4) pour importer les fichier .tab utiles en cliquant sur l'option Import Dataset... (cf. Figure C.5). Enfin, la Figure C.6 montre un exemple de valeurs pour la permittivité réelle ϵ' et la conductivité réelle σ' du plasma importées sur HFSS.

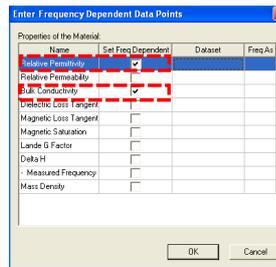


FIGURE C.4 – Quatrième étape de la création d'un matériau plasma sur HFSS : sélection des grandeurs utiles (Relative Permittivity et Bulk Conductivity).

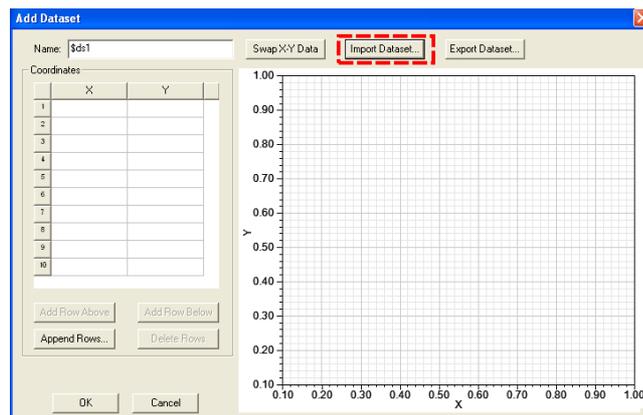


FIGURE C.5 – Cinquième étape de la création d'un matériau plasma sur HFSS : importation des données de la permittivité et conductivité réelles.

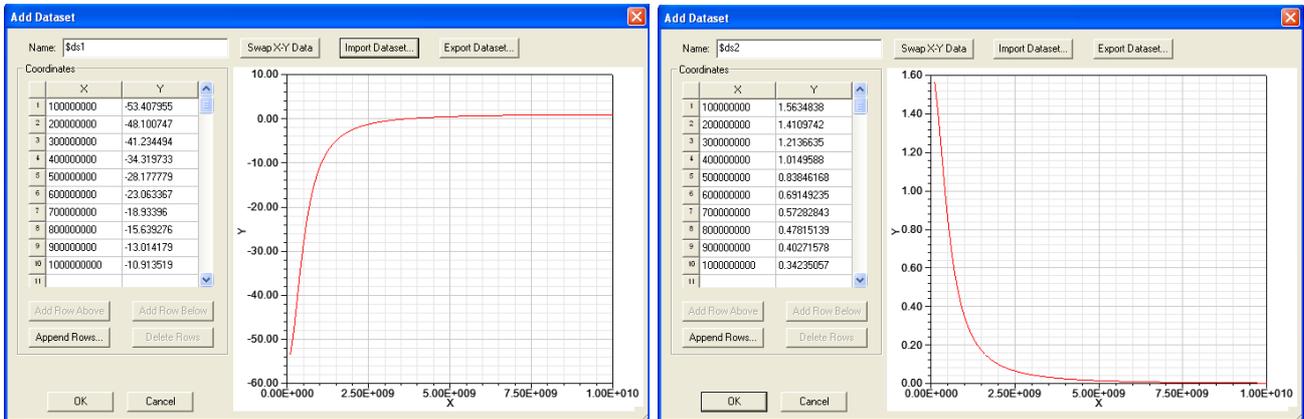


FIGURE C.6 – Exemple de valeurs pour la permittivité réelle ϵ' et la conductivité réelle σ' du plasma importées sur HFSS.

ANNEXE D

PROCÉDURE DE CALIBRATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DE CARACTÉRISATION DE L'ANTENNE IMPRIMÉE AUTOLIMITANTE EN PUISSANCE

Le dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation de l'antenne imprimée autolimitante en puissance est présenté sur la Figure D.1. Comme on peut le voir ici, la mesure de puissance par les bolomètres n'est pas directement effectuée au niveau des antennes d'émission et de réception. Pour remédier à ce problème, une estimation des pertes sur les voies émission et réception a été réalisée.

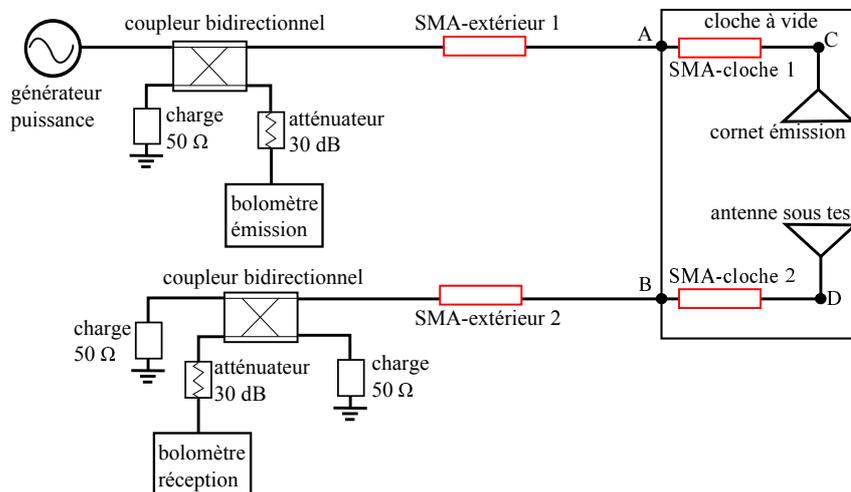


FIGURE D.1 – Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation de l'antenne imprimée autolimitante en puissance.

Les pertes des câbles "SMA-cloche 1" et "SMA-cloche 2" sont égales à 0.77 dB à 2.45 GHz pour chaque câble. En ce qui concerne les câbles utilisés à l'extérieur de la cloche à vide, ils ont des pertes respectives de 1.79 dB pour le câble "SMA-extérieur 1" et de 1.55 dB pour le câble "SMA-extérieur 2".

Au final, la mesure de puissance effectuée à l'aide du bolomètre à l'émission est modifiée en ajoutant 60 dB pour compenser les pertes liées au coupleur et à l'atténuateur, puis en enlevant 2.56 dB pour prendre en compte les pertes des câbles et se ramener ainsi au niveau de l'antenne d'émission. En ce qui concerne la mesure au niveau du bolomètre à la réception, on doit y ajouter 60 dB pour compenser les pertes liées à l'atténuateur et au coupleur, puis y ajouter aussi les 2.32 dB de pertes dues aux câbles afin de se ramener au niveau de l'accès de l'antenne de réception.

ANNEXE E

CONSTANTES UTILISÉES

Constante	Symbole	Valeur
Permittivité du vide	ϵ_0	$8.85418782 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$
Constante de Boltzmann	k_b	$1.3806488 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$
Charge élémentaire	e	$1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
Masse électron	m_e	$9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Vitesse de propagation dans le vide	c	$\sim 3 \times 10^8 \text{ m/s}$

Résumé

Le plasma est un gaz ionisé qui possède des caractéristiques physiques intéressantes dans le domaine des hyperfréquences. En simplifiant, on peut le caractériser comme un milieu diélectrique dispersif dont la permittivité est fonction de deux paramètres : la pulsation plasma (ω_p) et la fréquence de collision électron-neutre (ν_p). En pratique, ces paramètres dépendent principalement de la densité électronique du gaz et de sa pression. Ainsi, en contrôlant les caractéristiques du plasma, on contrôle sa permittivité diélectrique, ce qui permet d'envisager son application dans le domaine de la reconfigurabilité en hyperfréquence.

Parmi les topologies pouvant générer une décharge plasma, nous nous sommes focalisés sur l'utilisation de topologies récentes, à savoir les microdécharges plasma. Ces microdécharges sont intéressantes de par leur facilité d'intégration dans un dispositif RF : petite taille, stabilité, température proche de la température ambiante et perspectives d'utilisation à plus haute pression, voire à la pression atmosphérique.

Devant la difficulté de modéliser précisément l'effet du plasma sur une onde guidée, une approche expérimentale a été privilégiée. Deux dispositifs de mesure ont ainsi été conçus pour caractériser cette interaction : une ligne de transmission microruban classique et une inversée intégrant une microdécharge en leurs centres. Grâce au protocole expérimental mis en œuvre, les paramètres S de la ligne de transmission sont obtenus et comparés à ceux des lignes sans plasma dans une large gamme paramétrique, qu'il s'agisse de la pression du gaz, de la fréquence ou encore du courant injecté à la décharge. Les résultats obtenus montrent deux phénomènes particulièrement intéressants : un déphasage de l'onde électromagnétique en présence de la décharge plasma et / ou une absorption importante de la puissance par la décharge.

Deux dispositifs antennaires ont finalement été conçus en exploitant ces résultats. Le premier est une antenne imprimée accordable en fréquence dans une plage de l'ordre du pourcent, grâce à une décharge plasma contrôlée. Le plasma modifie alors la constante diélectrique entre les deux conducteurs constitutifs de l'antenne. Le second dispositif est une antenne anneau imprimée qui peut protéger son récepteur d'une attaque microondes de forte puissance. Ainsi, lorsqu'un champ incident dépasse un seuil prédéfini, réglable dans une certaine mesure par une tension continue externe, une décharge plasma apparaît au sein de l'élément rayonnant. Elle crée alors de la désadaptation et de l'absorption qui limitent de façon non linéaire la puissance restituée à l'accès.

Mots-clés: Plasma, physique de plasma, microdécharges, antennes reconfigurables, limiteur de puissance.

Abstract

Plasma is an ionized gas with physical characteristics that are of interest to the microwave domain. To simplify, we can characterize it as a dispersive medium whose dielectric permittivity depends on two parameters : the plasma pulsation ω_p and the electron-neutral collision frequency ν_p . These two parameters depend mainly on the electron density of the gas and its pressure. If we can control the characteristics of the plasma, we can also control its dielectric permittivity, which allows us to consider the plasma for applications in the field of microwave reconfigurability.

Among the structures that can generate a plasma discharge, we have focused on the use of recent topologies, known as plasma microdischarges. These microdischarges are of interest because of the possibility of easily integrating them into a RF device : small size, stability, temperature near room temperature and potential use at high pressures, including at atmospheric pressure.

Given the difficulties in accurately modelling the effects of the plasma on a guided wave, an experimental approach was preferred. Two measuring devices have been designed to characterize this interaction : a conventional microstrip transmission line and an inverted microstrip transmission line, both including a microdischarge in their centers. With this experimental characterization, the S-parameters of the transmission line with the plasma are obtained and compared to those without plasma as a function of a wide range of parameters, such as gas pressure, frequency and current injected into the discharge.

The results show two particularly interesting phenomena : a phase shift of the electromagnetic wave in presence of the plasma discharge and/or an important absorption of the incident power by the discharge. Two devices have been designed to exploit these results. The first is a frequency tunable microstrip patch antenna over a range of the order of one percent. In that case, the plasma changes the dielectric constant between the two conductors of the antenna. The second is a microstrip ring patch antenna that can protect the receiver from a high-power microwave (HPM) attack. When an incident electric field exceeds an adjustable preset threshold (tuned by an external DC voltage source), a plasma discharge appears in the radiating element. The plasma then creates a mismatch and an absorption effect that limits, in a non-linear way, the received power at its input.

Keywords: Plasma, plasma physics, microdischarges, reconfigurable antennas, HPM limiter.

