



HAL
open science

Développement d'une nouvelle génération de plasmas micro-onde à conditions opératoires étendues

Guillaume Regnard

► **To cite this version:**

Guillaume Regnard. Développement d'une nouvelle génération de plasmas micro-onde à conditions opératoires étendues. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENY060 . tel-01089534

HAL Id: tel-01089534

<https://theses.hal.science/tel-01089534>

Submitted on 2 Dec 2014

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

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

THÈSE

CONFIDENTIEL

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique Appliquée**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Guillaume REGNARD

Thèse dirigée par **Ana LACOSTE**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie** dans l'École Doctorale de Physique

**DEVELOPPEMENT D'UNE NOUVELLE
GENERATION DE PLASMAS MICRO-ONDE A
CONDITIONS OPERATOIRES ETENDUES**

Thèse soutenue à huis-clos le **30 novembre 2011**, devant le jury composé de :

Madame Ana LACOSTE

Professeur à l'Université de Grenoble, Directrice de thèse

Monsieur Pascal PONARD

Responsable des études amont à Thalès-RFM, Tuteur industriel

Madame Kremena MAKASHEVA

Chargée de recherche au CNRS-LAPLACE, Rapporteur

Monsieur Khaled HASSOUNI

Professeur à l'Université Paris XIII, Rapporteur

Monsieur Eugen STAMATE

Chargé de recherche à l'Université Technique du Danemark, Membre

Monsieur François SILVA

Ingénieur de Recherche au LSPM, Président du jury

Monsieur Bernard DARGES

Expert en radiofréquence à Thalès-RFM, Membre

Monsieur Jacques PELLETIER

Directeur de recherche émérite au LPSC, Membre



Remerciements

Je remercie très chaleureusement Ana Lacoste, Professeur à l'Université de Grenoble, pour avoir dirigé ma thèse mais aussi pour sa patience ainsi que pour sa disponibilité. Je remercie également Jacques Pelletier, Directeur de recherche CNRS, pour ses conseils, sa disponibilité, et pour m'avoir encouragé à valoriser mon travail par des dépôts de brevets. Merci à Serge Kox, directeur du LPSC de m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je remercie également Pascal Ponard, Responsable des études amonts pour Thalès-RFM, pour la confiance qu'il m'a accordée en me proposant de réaliser cette thèse. Je remercie chaleureusement Bernard Darges, Expert en radiofréquence à Thalès-RFM, pour les nombreux échanges techniques que nous avons eu et pour les « bons tuyaux » qui m'ont permis d'avancer.

Mes remerciements vont aussi aux membres du jury, Madame Kremena Makasheva, Chargée de Recherche, et Khaled Hassouni, Professeur, en tant que rapporteurs de mon travail de thèse, ainsi que Messieurs François Silva, Ingénieur de Recherche, et Eugen Stamate, Chargé de Recherche, comme président et examinateur.

Je souhaite remercier particulièrement Alexandre Bès, Ingénieur de recherche au LPSC, sans qui mes travaux n'auraient pu aboutir. En plus de son talent technique, son calme et sa diplomatie ont été des aides précieuses au quotidien. Je remercie Stéphane Béchu, Chargé de recherche au LPSC pour les mesures de sonde mais aussi pour m'avoir encadré durant mon stage au CNRS en 2003 et durant lequel il m'a initié à la physique des plasmas.

Par ailleurs, je manifeste toute ma reconnaissance aux techniciens de l'atelier mécanique du LPSC (Seb, Sam, Dom et Calo) pour leurs compétences et leur disponibilité. Je pense bien sûr aux stagiaires, techniciens, doctorants et post-doctorants de toutes origines que j'ai croisés (dans l'ordre alphabétique) : Audrey Soum-Gloude, Huy Le Quoc, Ionela Illiescu, Laurent Bonny, Louis Latrassé, Mathieu Diers, Mélisa Brihoum, Min Koo, Phan Tan Long.

Je remercie tous mes vieux potes de Grenoble, une page entière serait nécessaire pour ne pas en oublier. Désolé les gars mais vous vous contenterez de deux lignes !

Enfin, je réserve une place particulière à ma famille : mes parents et mes sœurs pour leur soutien inconditionnel et mes quatre neveux pour leurs sourires et les moments de joies que je partage avec eux.

Merci Yanisa pour ta patience et ta compréhension ces 6 dernières années...

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE 1.....	5
1.1 RAPPEL SUR LES DECHARGES MICRO-ONDE	8
1.2 SOURCES PLASMA A ABSORPTION LOCALISEE DES MICRO-ONDES.....	20
1.3 LIGNE DE TRANSMISSION COAXIALE	27
CHAPITRE 2.....	43
2.1 CARACTERISATION MICRO-ONDE	46
2.2 CARACTERISATION ELECTRIQUE PAR SONDE ELECTROSTATIQUE	61
2.3 SIMULATION ET CONCEPTION ASSISTEE PAR ORDINATEUR	68
CHAPITRE 3.....	75
3.1 CONCEPT ET REALISATION D'UNE SOURCE PLASMA A CONDITIONS OPERATOIRES ETENDUES.....	78
3.2 PERFORMANCES ELECTROMAGNETIQUES ET ELECTRIQUES DE LA SOURCE PLASMA <i>TETE-BECHE</i>	84
3.3 CARACTERISATION ELECTROMAGNETIQUE DE L'APPLICATEUR A VIDE (SANS PLASMA).....	94
3.4 DES MAGNETRONS AUX SOURCES MICRO-ONDE A ETAT SOLIDE	102
CHAPITRE 4.....	109
4.1 CARACTERISTIQUES GENERALES ET METHODOLOGIE DE CONCEPTION DES APPLICATEURS MICRO-ONDE	113
4.2 APPLICATEUR TRANSFORMATEUR D'IMPEDANCE (A).....	116
4.3 APPLICATEURS A FENETRE MINCE (B ET C).....	125
4.4 APPLICATEUR ADAPTE A VIDE (D)	132
4.5 COMPARAISON DE L'ENSEMBLE D'APPLICATEURS	137
CHAPITRE 5.....	143
5.1 DOMAINE OPERATOIRE ET PERFORMANCES A PUISSANCE INCIDENTE LIMITEE A 100 W	147
5.2 METHODE DE MESURE DE L'IMPEDANCE PLASMA	161
5.3 ETUDE DES SOURCES PLASMA A PRESSION ET PUISSANCE TRANSMISE VARIABLES ($P_i = 100$ W)	167
5.4 INFLUENCE DU TYPE DE GENERATEUR MICRO-ONDE SUR LES PERFORMANCES DES SOURCES B ET C.....	179
5.5 ETUDE DES SOURCES PLASMA A PUISSANCE TRANSMISE VARIABLE ET A PRESSION CONSTANTE	181
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	188
REFERENCES	191

Introduction générale

On observe actuellement un développement croissant de sources de plasmas excités par micro-ondes pour des applications toujours plus nombreuses et variées, par exemple en microélectronique et nanotechnologies, dans les traitements de surface industriels, dans le domaine des matériaux (conversion ou stockage de l'énergie), ou pour des objectifs dans les domaines de l'environnement (réduction des rejets, économies d'énergie) ou du biomédical (biomatériaux, stérilisation).

Ce développement résulte, d'une part, de certains avantages spécifiques apportés par les plasmas micro-onde par rapport aux autres types de plasma et, d'autre part, de la mise en œuvre de sources micro-onde à état solide plus compactes et plus sélectives en fréquence que les générateurs de type magnétron. Parmi ces avantages, on peut mentionner le très large domaine opératoire que ces plasmas peuvent couvrir. En termes de pression, les décharges micro-ondes (MO) s'étendent du dixième du milli-torr jusqu'à la pression atmosphérique et peuvent être entretenues avec des puissances allant de 100 mW à 6 kW. De plus, le domaine des micro-ondes offre la possibilité unique d'utilisation des champs magnétiques permettant d'obtenir l'absorption résonnante de la puissance (RCE) en parvenant ainsi à des plasmas de forte densité à très basse pression.

Les technologies mises en œuvre pour la production des plasmas micro-ondes sont aussi variées que les domaines opératoires spécifiques à leurs applications. De plus, par le choix adéquat d'une configuration, ces technologies permettent l'obtention de grandes surfaces ou de grands volumes de plasma. Dès que les longueurs caractéristiques de la décharge deviennent comparables à la longueur d'onde, cette extension d'échelle devient un problème majeur pour les décharges RF et l'utilisation des décharges MO représente l'unique issue.

Du point de vue technologique, les plasmas micro-onde se différencient des autres technologies principalement par l'absence d'électrodes internes et donc par l'absence de source de contamination du plasma. Cette absence d'électrodes conduit à un autre grand avantage convoité par la plupart des utilisateurs : la polarisation indépendante des porte-substrats, sans affecter l'impédance du plasma. Cela permet le contrôle indépendant et la séparation des paramètres plasma - procédé. Si cet avantage peut être également attribué aux décharges RF inductives (principal concurrent des décharges micro-ondes), la polarisation RF des porte-substrats peut, dans certaines conditions, conduire à des interférences entre les ondes d'excitation du plasma et de polarisation du porte-substrat, et donc à la perte de ce bénéfice.

Par rapport aux décharges RF, les décharges micro-onde bénéficient d'une certaine souplesse en termes d'adaptation en impédance nécessaire à l'amélioration du transfert de puissance du générateur haute-fréquence (RF ou MO) au plasma. En effet, les dispositifs MO d'adaptation d'impédance requis sont beaucoup plus simples à mettre en œuvre que ceux utilisés en RF (boîte d'accord).

Comme déjà précisé, les technologies micro-onde existantes sont très nombreuses et une classification générale est pratiquement impossible. Toutefois, on peut distinguer deux grandes catégories de

plasmas micro-onde : l'une où l'absorption de l'onde est effectuée sur des longueurs grandes par rapport à la longueur d'onde, et l'autre où l'absorption est localisée sur des dimensions faibles devant la longueur d'onde.

Dans la première catégorie on peut inclure les décharges où le plasma est maintenu grâce à la propagation de l'onde et cette catégorie peut être encore divisée en deux types distincts de décharges : *i*) les décharges à onde de surface où la propagation de l'onde est conditionnée par l'existence d'un plasma de densité supérieure à la densité critique [63]-[66], et *ii*) les décharges où l'absorption de l'onde dépend exclusivement des caractéristiques de l'applicateur et son impédance n'est pas influencée par celle du plasma [66],[67].

Dans la deuxième grande catégorie de *technologies plasma à absorption localisée des micro-ondes*, on peut inclure la technologie, avec toutes ses variantes, développée depuis les années 2000 par le groupe CRPMN du LPSC. La configuration de ces sources, essentiellement basées par la transmission de l'onde le long des lignes coaxiales (applicateurs micro-onde coaxiaux), permet une absorption de la puissance en sortie de l'applicateur *ouvert* [11] ou terminé par un *dipôle magnétique* [10]. Ces sources plasma sont brièvement décrites dans le **Chapitre 1** de ce manuscrit afin de présenter les avantages que cette technologie confère, en particulier au niveau de l'extension d'échelle, mais également d'accentuer les limites qui ont motivé le travail proposé et réalisé dans le cadre de cette thèse.

Bien qu'elles soient développées depuis une dizaine d'années et qu'elles soient de plus en plus implantées sur des réacteurs aussi bien des laboratoires de recherche que du milieu industriel, ces sources n'ont jamais fait l'objet d'une étude approfondie en termes d'efficacité énergétique et cela pour une raison très simple : elles sont toujours utilisées en association avec un adaptateur d'impédance permettant de palier à tout "défaut" éventuel de conception et donc de transmission de la puissance le long de l'applicateur. De ce fait, les performances en termes de production d'espèces sont peu ou pas affectées. Même si l'adaptation en impédance de ces sources est facilitée par l'absence de toute interaction électromagnétique (absorption totale et localisée), l'extension d'échelle requière l'implantation d'un nombre relativement important de sources élémentaires sur un réacteur. Si pour le moindre changement de condition opératoire l'adaptation en impédance doit être reprise pour 20-40 sources, cette opération devient rapidement laborieuse et peut représenter un frein au développement industriel de ces sources plasma. Un autre obstacle à l'essor de cette technologie pour de nombreuses applications industrielles peut venir du rendement énergétique et, en premier lieu, de l'efficacité de transmission de la puissance par l'applicateur lui-même.

Pour toutes ces raisons, l'un des premiers objectifs proposés dans le cadre de ce travail de thèse est l'étude d'un nouveau type d'applicateur qui a fait l'objet d'un brevet CNRS [40], antérieur à ce travail, et qui est basé sur un applicateur micro-onde terminé par une nouvelle configuration magnétique du type *tête-bêche*. Les performances de cet applicateur en termes de production d'espèces répondent entièrement aux attentes, mais au niveau des performances en transmission de puissance sa réalisation

est moins évidente. Cela a conduit au cœur du travail de cette thèse, c'est-à-dire à la conception, à la réalisation et à l'étude de nouvelles configurations d'applicateurs micro-onde en gardant la structure terminale *tête-bêche* qui s'est avérée performante. Pendant ces deux années de thèse, quatre prototypes d'applicateurs ont donc été réalisés en vue d'une analyse de leurs performances en termes de production du plasma, de rendement énergétique, de flexibilité opératoire, et de compacité. Ces prototypes ont été optimisés par simulation numérique à l'aide du code CST Microwave Studio© selon une méthodologie validée par l'expérience.

Ce manuscrit est organisé en cinq chapitres et leur brève présentation résume le travail mené dans le cadre de cette thèse.

Outre le rappel de la technologie générique du LPSC, *sources plasma à absorption d'onde localisée*, le **Chapitre 1** présente quelques rappels des mécanismes d'absorption de la puissance micro-onde par les électrons du plasma et de propagation d'ondes, aussi bien dans les plasmas que dans les dispositifs micro-onde (lignes de transmission terminées par une charge).

L'étude d'un plasma ne peut être envisagée sans sa caractérisation expérimentale, d'où l'importance attachée dans cette thèse au travail expérimental. Celui-ci porte non seulement sur la caractérisation et la qualification des sources plasma, mais aussi sur la mise en place des techniques de mesure appropriées aux dispositifs micro-onde. Les différentes méthodes et techniques de mesure disponibles au laboratoire (sonde électrostatique, analyseur de réseau vectoriel) ou mises au point par mes propres soins pour les mesures d'impédance sont présentées dans le **Chapitre 2**. La validation des mesures d'impédance y est également présentée. Une dernière section est consacrée à la méthode de simulation utilisée pour la conception des nouveaux applicateurs et à la procédure suivie pour sa validation expérimentale en vue de son utilisation future.

Le **Chapitre 3** est entièrement dédié à l'étude de l'applicateur *tête-bêche*, et il présente les performances de cette source plasma aussi bien en termes de domaine de fonctionnement que de production de plasma. Pour cet applicateur il a été possible d'étudier l'effet cumulatif en densité par utilisation de deux sources élémentaires. Cette étude effectuée en fonction de la distance entre les sources et de leur polarité est également présentée. Comme cet applicateur a été conçu et réalisé sans aucune modélisation en amont, l'analyse de ses performances électromagnétiques (coefficient de réflexion, impédance) se limite à sa modélisation à partir de la réalisation mécanique de la source, et à la comparaison des résultats des simulations aux mesures expérimentales. A partir de cette étude électromagnétique, postérieure à la réalisation mécanique, les principaux défauts de conception sont mis en évidence. Enfin, la dernière section présente une comparaison des générateurs de micro-ondes basés sur deux technologies différentes : magnétron et source transistorisée (source à état solide).

Le **Chapitre 4** est consacré aux nouvelles configurations d'applicateurs, les principaux objectifs visés

étant, d'une part, l'amélioration des performances de sources plasma élémentaires et, d'autre part, la simplification structurale et mécanique de ces applicateurs en vue d'un transfert industriel. Ce chapitre présente donc l'étude de ces nouveaux applicateurs du point de vue de la conception, de la réalisation et des performances électromagnétiques (coefficient de réflexion, impédance). Les modèles utilisés, aussi bien pour la conception des applicateurs (modèle à 2 Ports), que pour la validation expérimentale (modèle à 1 Port) à l'aide d'un analyseur de réseau sont présentés pour chaque type d'applicateur chargé avec une impédance prédéfinie ou laissé rayonner dans l'espace.

La validation des solutions retenues pour la conception des nouveaux applicateurs est réalisée par la caractérisation et l'évaluation de leurs performances en présence du plasma, et ceci fait l'objet du **Chapitre 5**. Dans un premier temps, le domaine de fonctionnement en pression est défini à l'aide de l'étude de claquage en fixant une limite en puissance d'alimentation à 100 W. Après cette première validation du fonctionnement dans un domaine opératoire étendu sur quatre décades en pression, la méthode de mesure d'impédances plasma et la validation de ces mesures à l'aide de la simulation numérique sont présentées et explicitées. Sur les quatre applicateurs réalisés, trois d'entre eux sont ensuite évalués en termes d'efficacité de transmission de la puissance et de production d'espèces chargées par une caractérisation locale (sonde électrostatique) et globale (réflexion, impédance) du plasma en fonction des paramètres opératoire, puissance et pression. L'accès à un paramètre global du plasma, tel que son impédance, permet l'évaluation du couplage et de ses changements en fonction des conditions opératoires, ce qui est également présenté et discuté dans ce chapitre.

Le travail mené dans le cadre de cette thèse a été principalement effectué au LPSC avec le support scientifique et technique de Thales Electron Devices.

Chapitre 1
Généralités micro-ondes : Décharges et
Propagation

1.1	<u>RAPPEL SUR LES DECHARGES MICRO-ONDE</u>	8
1.1.1	MECANISMES DE CHAUFFAGE : ABSORPTION COLLISIONNELLE ET NON-COLLISIONNELLE.....	9
1.1.2	PROPAGATION D'ONDES DANS UN PLASMA	16
1.2	<u>SOURCES PLASMA A ABSORPTION LOCALISEE DES MICRO-ONDES.....</u>	20
1.2.1	SOURCE ELEMENTAIRE DIPOLAIRE	21
1.2.2	SOURCE ELEMENTAIRE SANS CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE	24
1.2.3	CONCEPT DE DISTRIBUTION DE SOURCES PLASMA.....	24
1.3	<u>LIGNE DE TRANSMISSION COAXIALE</u>	27
1.3.1	MODELE D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION	27
1.3.2	GUIDE D'ONDE COAXIAL. PARAMETRES CARACTERISTIQUES	29
1.3.3	PROPAGATION SUR UNE LIGNE DE TRANSMISSION. ADAPTATION EN IMPEDANCE.....	33
1.3.4	IMPEDANCE EN UN POINT QUELCONQUE D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION TERMINEE PAR UNE CHARGE. TRANSFORMATEUR D'IMPEDANCE.....	38

Introduction du chapitre 1

Ce premier chapitre introductif est un rappel de notions concernant, d'une part, l'interaction d'une onde haute fréquence (HF) avec un plasma, et, d'autre part, la transmission des ondes HF d'un générateur à une charge constituée par le plasma.

En ce qui concerne l'interaction onde/plasma, la première section §1.1 est dédiée aux différents mécanismes de transfert de puissance de l'onde aux électrons du plasma, ainsi qu'à la localisation des zones de couplage comme conséquence à la propagation d'ondes dans un milieu particulier comme celui du plasma. Les notions présentées dans cette section sont introduites à l'aide de modèles très simples pour conclure de manière plus qualitative sur les phénomènes existants dans les dispositifs utilisés en pratique pour l'obtention des plasmas micro-onde.

De manière générale, un plasma entretenu par micro-ondes fait partie intégrante d'un dispositif complexe, allant du générateur HF jusqu'au plasma, en passant par des lignes de transmission. Les conditions requises pour la propagation sans réflexion d'une onde HF sur une ligne de transmission sont donc rappelées dans la section §1.3. La ligne de transmission présentée est celle d'un guide d'onde coaxial, ce choix étant justifié par l'utilisation des structures coaxiales dans la conception de nouvelles sources plasma qui font l'objet de mon travail de thèse.

Le même type de structures coaxiales a été utilisé pour la transmission et l'application de micro-ondes dans les sources développées depuis 2000 au LPSC et qui sont décrites dans la section §1.2. La présentation de la section §1.2 a pour principal objectif la mise en évidence des avantages, mais aussi des limitations qui ont motivé l'étude de nouvelles sources à efficacité de couplage améliorée sur un domaine opératoire étendu.

1.1 Rappel sur les décharges micro-onde

Cette section est dédiée au rappel de notions relatives au comportement du plasma soumis à un champ haute fréquence et, en particulier, à l'absorption de puissance de l'onde par les électrons du plasma. Pour cela nous introduisons d'abord les paramètres plasma qui définissent les différents modes d'interaction avec un champ micro-onde en présence ou non d'un champ magnétique statique.

Le plasma est un milieu macroscopiquement neutre défini par une densité n du plasma telle que :

$$n = n_e = n_i, \quad (1.1)$$

où n_e et n_i sont les densités électronique et ionique. Si un écart local à la neutralité se produit suite à une perturbation, il en résulte un champ de charge d'espace qui tend à lisser cet écart par une force de rappel et, par conséquent, il entraîne les électrons dans un mouvement oscillatoire de pulsation :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0}}, \quad (1.2)$$

définie comme la pulsation électronique du plasma, m_e et e étant respectivement la masse et la charge d'un électron, et ϵ_0 la permittivité du vide. L'inverse de la pulsation électronique (1.2) représente donc le temps de réponse des électrons aux perturbations auxquelles les ions répondent également, mais dans un temps défini par l'inverse de la pulsation ionique du plasma :

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{ne^2}{m_i \epsilon_0}}, \quad (1.3)$$

où m_i est la masse d'un ion. Pour des densités plasma de 10^9 à 10^{12} cm^{-3} , les pulsations électronique (1.2) et ionique (1.3) se trouvent respectivement dans le domaine des GHz et des MHz (Figure 1.1).

Un champ électromagnétique de pulsation ω est perçu par le plasma comme une perturbation et, en fonction de la valeur de sa pulsation, les ions peuvent ou non répondre à cette perturbation. En effet, pour des pulsations de l'ordre du GHz, $\omega \gg \omega_{pi}$, les ions n'arrivent pas à suivre les oscillations du champ perturbateur en obéissant uniquement à la valeur moyenne du champ. Comme celle-ci est nulle, du point de vue dynamique, le rôle des ions dans le plasma se limite à assurer la neutralité macroscopique (1.1).

Comme le domaine d'intérêt dans le cadre de notre étude est celui des micro-ondes, seule l'interaction onde-électrons est discutée. Le domaine des micro-ondes est défini par les ondes électromagnétiques

de longueur d'onde comprise entre 1 mètre (300 MHz) et 1 millimètre (300 GHz). Cependant, les normes d'utilisation des bandes de fréquence ISM (industriel, scientifique et médicale) pour les applications industrielles nous imposent des plages de fréquence étroites. Dans ce manuscrit, nous entendrons par fréquence d'excitation micro-onde $f = \omega / 2\pi$ une valeur de la bande des fréquences ISM comprises entre 2,4 GHz et 2,483 GHz.

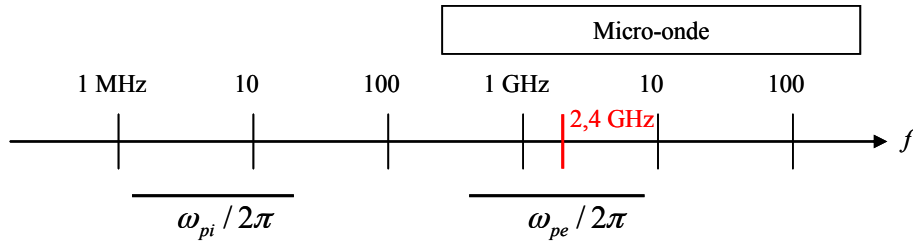


Figure 1.1 Domaine de fréquences pour un plasma d'argon de densité $10^9 \leq n \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

D'après la Figure 1.1, la fréquence électronique est positionnée dans le même domaine que celle de la fréquence d'excitation micro-onde et donc, contrairement aux ions, les électrons peuvent répondre de manière collective ou individuelle à l'action des valeurs instantanées d'un champ micro-onde. En effet, en fonction de la densité plasma, deux régimes peuvent exister, $\omega_{pe} \ll \omega$ et $\omega_{pe} > \omega$, qui déterminent le mode d'interaction entre l'onde électromagnétique et les électrons du plasma. La frontière entre les deux régimes est fixée par l'égalité $\omega_{pe} = \omega$ (voir §1.1.2) qui définit la densité critique n_c à partir de la relation (1.2) comme :

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (1.4)$$

Pour une fréquence d'excitation micro-onde $f = 2,45 \text{ GHz}$, sa valeur est $n_c = 7,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

1.1.1 Mécanismes de chauffage : absorption collisionnelle et non-collisionnelle

Chauffage collisionnel dans un plasma non-magnétisé. L'action d'un champ électrique sur les électrons d'un plasma peut être décrite par l'approche fluide où seule la population électronique est prise en compte et considérée comme un fluide soumis à un champ électrique variable dans le temps $E_0 e^{-i\omega t}$. L'équation de mouvement (1.5) :

$$m_e n \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -en \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} - n m_e \nu \mathbf{v}_e - \nabla p_e, \quad (1.5)$$

permet de déterminer la vitesse du fluide \mathbf{v}_e en fonction de la pulsation ω du champ et de la fréquence ν de collisions électron-neutre. Dans le cas d'un plasma infini, de gradient de pression cinétique électronique nul $\nabla p_e = \nabla(n k_B T_e) = 0$ (k_B - constante de Boltzmann et T_e - température électronique), et pour une vitesse $\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_0 e^{-i\omega t}$. suivant la même variation temporelle, l'équation (1.5) conduit à l'expression de la vitesse :

$$\mathbf{v}_e = -\frac{e\mathbf{E}}{m_e(\nu - i\omega)} = -i\frac{e\mathbf{E}}{m_e(\omega + i\nu)}. \quad (1.6)$$

Le mouvement des électrons dans le champ \mathbf{E} crée un courant de conduction :

$$\mathbf{J} = -ne \mathbf{v}_e, \quad (1.7)$$

qui, en utilisant (1.6), peut être écrit sous la forme :

$$\mathbf{J} = \frac{ne^2}{m_e(\nu - i\omega)} \mathbf{E} = \frac{\omega_{pe}^2 \epsilon_0}{(\nu - i\omega)} \mathbf{E}. \quad (1.8)$$

En utilisant la loi d'Ohm :

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (1.9)$$

et par identification de (1.8) et (1.9), on en déduit la conductivité électrique des électrons :

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_e(\nu - i\omega)} = \frac{\omega_{pe}^2 \epsilon_0}{(\nu - i\omega)} = i\frac{\omega_{pe}^2 \epsilon_0}{(\omega + i\nu)}. \quad (1.10)$$

Pour des quantités variant de façon sinusoïdale, la puissance moyenne absorbée par unité de volume par les électrons sur une période est :

$$P_a = \frac{1}{2} \Re(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}^*) = \frac{E_0^2}{2} \Re(\sigma), \quad (1.11)$$

où * représente la valeur conjuguée d'une quantité complexe, et $\Re(A)$ désigne la partie réelle d'une quantité complexe A . En utilisant (1.10) et (1.11), on en déduit la puissance moyenne absorbée par un électron :

$$\theta_a = \frac{P_a}{n} = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e \nu} \left(\frac{\nu^2}{\nu^2 + \omega^2} \right), \quad (1.12)$$

qui montre que le maximum d'efficacité en termes d'absorption de puissance du champ par les électrons est obtenu pour l'égalité $\nu = \omega$ (Figure 1.2).

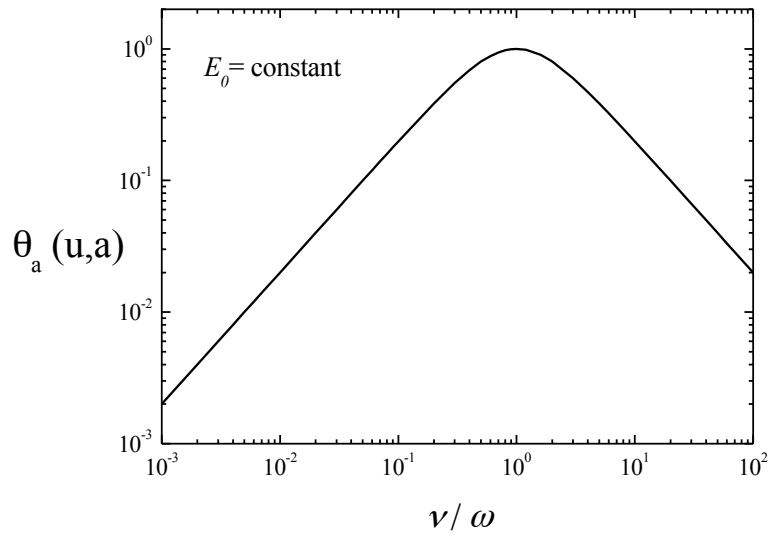


Figure 1.2 Puissance absorbée par électron en fonction de ν/ω .

Dans le domaine $\nu \ll \omega$ correspondant à un plasma peu collisionnel (décharges basse pression ou haute fréquence), l'équation (1.12) devient :

$$\theta_a \approx \frac{e^2 \nu E_0^2}{2m_e \omega^2} \quad (1.13)$$

et elle montre qu'en absence de collisions, la puissance absorbée en moyenne sur une période par un électron est nulle (conductivité électrique purement imaginaire, cf. (1.10)). On en déduit que le couplage onde-électron ne peut être réalisé que par le biais des collisions et, dans ce cas de transfert de puissance par mécanisme collisionnel, on parle d'un chauffage ohmique. Dans la limite d'un plasma

fortement collisionnel (décharge haute pression ou basse fréquence), $\nu / \omega \gg 1$, l'efficacité d'absorption de puissance diminue (Figure 1.2) selon :

$$\theta_a \approx \frac{e^2 E_0^2}{2m_e \nu}. \quad (1.14)$$

Un ordre de grandeur de la pression à laquelle le transfert de puissance du champ aux électrons est le plus efficace peut être donné en utilisant la formule pratique pour la fréquence de collision électron-neutre :

$$\nu (\text{s}^{-1}) \approx 4 \times 10^9 p (\text{torr}). \quad (1.15)$$

Pour une fréquence d'excitation de 2,45 GHz on obtient une pression $p \approx 4$ torr. Pour favoriser l'assistance ionique dans certains procédés de traitement par plasma, il est nécessaire de diminuer la pression de travail de la décharge afin de pouvoir diminuer le flux de neutres par rapport au flux d'ions sur la surface à traiter. Cela conduit à des procédés basse et très basse pression, et par conséquent, de très faibles fréquences de collision. Dans ce domaine d'efficacité réduite pour le transfert de puissance par mécanisme collisionnel, d'autres mécanismes peuvent se superposer ou remplacer le chauffage collisionnel : il s'agit des effets résonnants en présence ou non d'un champ magnétique statique.

Chauffage non-collisionnel dans un plasma non-magnétisé. Le modèle plus haut considéré ne permet pas de mettre en évidence ce mécanisme de chauffage puisque, par l'hypothèse fixée $\nabla p_e = 0$ ($T_e \neq 0, \nabla n_e = 0$ ou $T_e = 0, \nabla n_e \neq 0$), la vitesse thermique des électrons n'est pas prise en compte. Pour cela, il est nécessaire de recourir à un modèle plus complet décrivant l'onde $\sim e^{k \cdot r - i\omega t}$ par son vecteur de propagation \mathbf{k} , et le plasma par sa vitesse fluide \mathbf{v}_e , mais celle-ci déterminée comme une moyenne sur la partie anisotrope $f_1(\mathbf{w}, r, t)$ de la fonction de distribution des vitesses des électrons : $\mathbf{v}_e = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{w} f_1(\mathbf{w}) d\mathbf{w}$. Avec cette fonction déduite de l'équation de Boltzmann, la vitesse (1.6) prend la forme [1] :

$$\mathbf{v}_e = -i \frac{e\mathbf{E}}{m_e(\omega + i\nu)} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{w}}}{\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{w}}{\omega + i\nu} - 1} \mathbf{w} d\mathbf{w} \right], \quad (1.16)$$

qui fait ressortir la résonance pour $\mathbf{k} \cdot \mathbf{w} = \omega + i\nu$ en présence de collisions ou, pour $\mathbf{k} \cdot \mathbf{w} = \omega$ en absence de collisions. La contribution des électrons thermiques, dont la vitesse est de même ordre de

grandeur que la vitesse de phase de l'onde $v_\phi = \omega / |\mathbf{k}|$, se traduit par un terme supplémentaire réel à la conductivité électrique (1.10) et, donc, par une partie réelle non-nulle de la conductivité même en absence de collisions ($\nu / \omega = 0$). Dans la limite $\nu_{th} \ll v_\phi$, qui revient à $T_e = 0$ et donc à $\nabla p_e = 0$, la relation (1.16) se réduit à (1.6) et la conductivité est celle décrite par (1.10). Le modèle analytique de Rauf traite de l'interaction d'une onde électromagnétique (EM) avec le plasma, c'est-à-dire d'une onde où E (et B) est perpendiculaire au vecteur de propagation, mais ce type de résonance apparaît également dans l'absorption non-collisionnelle (absorption Landau) d'une onde plasma (EP), onde où E est parallèle au vecteur de propagation k [2], [3].

Dans les deux cas, le chauffage résonnant est d'autant plus efficace que la fréquence de collisions est faible, et c'est aussi le cas du chauffage à la résonance cyclotronique électronique d'un plasma magnétisé comme décrit ci-dessous.

Chauffage non-collisionnel dans un plasma magnétisé. Lorsque l'on superpose au champ électrique $E_0 e^{-i\omega t}$ un champ magnétique statique B_0 , l'équation de mouvement (1.5) avec les mêmes hypothèses de plasma infini et $\nabla p_e = 0$, devient :

$$m_e n \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -en \mathbf{E} e^{-i\omega t} - n m_e \nu \mathbf{v}_e. \quad (1.17)$$

Le problème est alors à trois dimensions et, pour simplicité, nous allons considérer le cas simple d'un champ magnétique homogène et uniforme orienté suivant une seule direction $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{z}$. Le mouvement des électrons est alors décrit par une vitesse selon chaque direction :

$$\begin{pmatrix} v_{ex} \\ v_{ey} \\ v_{ez} \end{pmatrix} = -\frac{e}{m_e} \begin{pmatrix} \frac{(\nu - i\omega)}{[\omega_{ce}^2 + (\nu - i\omega)^2]} & \frac{\omega_{ce}}{[\omega_{ce}^2 + (\nu - i\omega)^2]} & 0 \\ \frac{\omega_{ce}}{[\omega_{ce}^2 + (\nu - i\omega)^2]} & \frac{(\nu - i\omega)}{[\omega_{ce}^2 + (\nu - i\omega)^2]} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{(\nu - i\omega)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Dans la direction parallèle au champ \mathbf{B}_0 , celui-ci n'a aucun impact sur le mouvement des électrons sous l'action du champ E_z et, dans ce cas, le mouvement est décrit par v_{ez} (1.6), comme pour un plasma non-magnétisé. Par contre, dans une direction perpendiculaire au champ magnétique, le terme :

$$\omega_{ce} = eB_0 / m_e, \quad (1.19)$$

qui représente la pulsation cyclotronique électronique, conduit à un mouvement perpendiculaire aux lignes du champ \mathbf{B}_0 de vitesse diminuée, et ce d'autant plus que le champ B_0 est important (effet de confinement par un champ magnétique). En suivant la procédure de la section précédente, les équations de (1.7) à (1.16) conduisent à la conductivité électronique tensorielle (1.20), à la densité de puissance absorbée par les électrons (1.21) et à la puissance absorbée par électron (1.22) :

$$\underline{\sigma} = \omega_{pe}^2 \epsilon_0 \begin{pmatrix} \frac{(v-i\omega)}{[\omega_{ce}^2 + (v-i\omega)^2]} & -\frac{\omega_{ce}}{[\omega_{ce}^2 + (v-i\omega)^2]} & 0 \\ \frac{\omega_{ce}}{[\omega_{ce}^2 + (v-i\omega)^2]} & \frac{(v-i\omega)}{[\omega_{ce}^2 + (v-i\omega)^2]} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{(v-i\omega)} \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

$$P_a = \frac{E_{0x}^2}{2} \Re e(\sigma_{xx}) = \frac{E_{0y}^2}{2} \Re e(\sigma_{yy}), \quad (1.21)$$

$$\theta_a = -\frac{e}{2} \Re e(v_x E_x^*) = -\frac{e}{2} \Re e(v_y E_y^*). \quad (1.22)$$

Compte tenu de (1.18) et pour $E_{0x} = E_{0y} = E_0$, l'équation (1.22) devient :

$$\theta_a = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e} \Re e \left(\frac{(v-i\omega)}{[\omega_{ce}^2 + (v-i\omega)^2]} \right), \quad (1.23)$$

qui peut être mise sous la forme :

$$\theta_a = \frac{P_a}{n} = \frac{e^2 E_0^2}{2\nu m_e} \left[\frac{1}{2} \frac{\nu^2}{(\omega_{ce} - \omega)^2 + \nu^2} + \frac{1}{2} \frac{\nu^2}{(\omega_{ce} + \omega)^2 + \nu^2} \right]. \quad (1.24)$$

L'équation (1.24) peut s'interpréter facilement si on considère le champ électrique oscillant $\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$ comme la résultante d'une onde circulaire droite E_D et une onde circulaire gauche E_G d'amplitudes égales, tournant autour des lignes du champ magnétique (Figure.1.3).

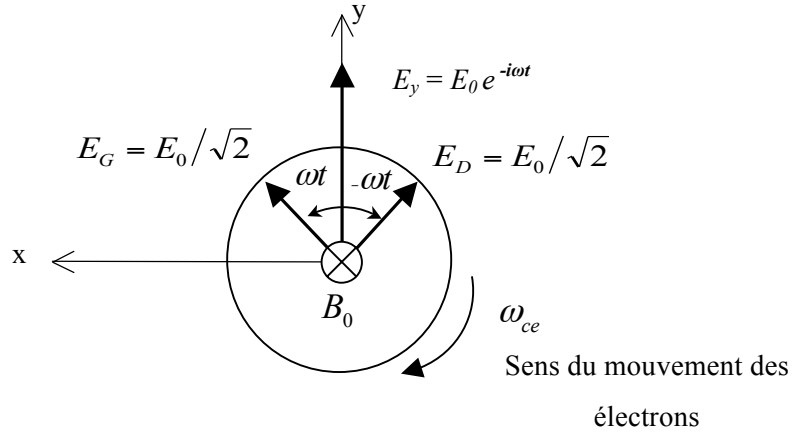


Figure 1.3 Décomposition d'une onde en ondes circulaires droite E_D et gauche E_G .

Sous l'effet du champ magnétique, les électrons s'enroulent autour des lignes du champ selon un mouvement de rotation (cf. Figure 1.3) avec une fréquence de rotation égale à la fréquence cyclotronique électronique. Un électron en mouvement de giration autour d'une ligne de champ magnétique perçoit, dans son référentiel, le champ électrique E_D osciller à une fréquence diminuée $\omega_D = \omega_{ce} - \omega$, et le champ électrique E_G osciller à une fréquence accrue $\omega_G = \omega_{ce} + \omega$. L'équation (1.24) fait apparaître la contribution de ces deux champs. Le premier terme du membre de droite correspond à la contribution de l'onde circulaire droite et le second à la contribution de l'onde circulaire gauche. La représentation de (1.24) sur la Figure 1.4 montre que l'efficacité de transfert de puissance de l'onde aux électrons peut être fortement augmentée pour une valeur du champ magnétique qui satisfait l'égalité :

$$\omega_{ce} = \omega, \quad (1.25)$$

et ce d'autant plus que la fréquence de collisions est faible. En effet, pour $\omega_{ce} = \omega$, et $\nu \ll \omega$, l'équation (1.24) se réduit à :

$$\theta_a = \frac{e^2 E_0^2}{4 m_e \nu}, \quad (1.26)$$

qui, à un facteur 1/4 près, correspond à une absorption de puissance continue par les électrons comme dans un champ continu [4]. On parle alors d'une absorption résonnante où $\theta_a \rightarrow \infty$, tout comme la conductivité électrique (1.20) dans les directions perpendiculaires au champ magnétique (le plasma se comporte comme un conducteur parfait de conductivité infinie).

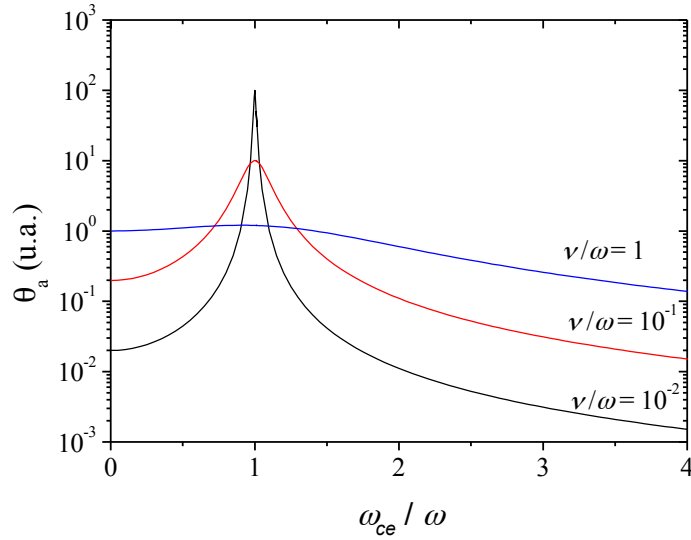


Figure 1.4 Puissance absorbée en fonction de ω_{ce}/ω pour différentes valeurs de ν/ω où ν est la fréquence de collisions.

Quelle que soit la valeur du champ B_0 , l'augmentation de la fréquence de collision, $\nu \gg \omega$, estompe l'effet résonnant du champ magnétique et le couplage sera celui d'un plasma non-magnétisé excité par micro-ondes cf. (1.14), comme pour le cas $B_0 = 0$ ($\omega_{ce} = 0$). Enfin, d'après la Figure 1.4, à fréquence de collisions fixée, les zones de fort champ magnétique ($\omega_{ce} \gg \nu$) ne sont pas favorables à un transfert de puissance aux électrons. Pour fixer un ordre de grandeur, la relation (1.15) conduit à un rapport $\nu/\omega \cong 3 \times 10^{-3}$ pour une pression de 10 mtorr en argon et, d'après la Figure 1.4, cette valeur correspond à un couplage RCE très efficace. D'après (1.25), pour une onde électromagnétique à 2,45 GHz, le transfert résonnant est localisé dans les zones où $B_0 = 875$ gauss, bien évidemment dans les conditions où le plasma permet la propagation de l'onde jusqu'à cette zone. De manière plus générale, le transfert (collisionnel ou non-collisionnel) de puissance de l'onde aux électrons peut être essentiellement localisé près de l'interface où l'onde est injectée, comme présenté dans ce qui suit.

1.1.2 Propagation d'ondes dans un plasma

La propagation d'une onde du type $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(kr - \omega t)}$ dans un milieu (plasma) de permittivité relative tensorielle $\underline{\epsilon}_p$ est décrite par les équations de Maxwell qui conduisent à l'équation de dispersion :

$$\left[\mathbf{k} \times \mathbf{k} \times + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \underline{\epsilon}_p \right] \mathbf{E} = 0. \quad (1.27)$$

Le couplage onde-plasma ($E - \sigma$) est donné par la loi d'Ohm (1.9) avec la conductivité sous sa forme tensorielle (comme par exemple (1.20) pour le cas d'un \mathbf{B}_0 à une direction), d'où la relation entre permittivité et conductivité déduite de (1.27) et (1.9) :

$$\frac{\epsilon_p}{\epsilon_0} = 1 + \frac{\underline{\sigma}}{-i\omega\epsilon_0}. \quad (1.28)$$

Dans le cas particulier d'un plasma non-magnétisé ($\mathbf{B}_0 = 0$), où la conductivité comporte uniquement les termes diagonaux de valeur donnée par (1.10), et d'une onde électromagnétique transverse $E_y = E_0 e^{i(k_x x - \omega t)}$ de direction de propagation fixée suivant l'axe x ($k_x \perp E_y \perp B_z$), l'équation de dispersion (1.27) devient :

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{p(yy)} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 + \nu^2)} + i \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 + \nu^2)}\right). \quad (1.29)$$

Selon les valeurs du nombre d'onde complexe $k_x = \beta_p + i \alpha_p$, l'onde peut se propager ($k_x^2 > 0$) ou non ($k_x^2 \leq 0$) dans le plasma en fonction des valeurs de ses paramètres (ω_{pe} , ν) par rapport à la pulsation de l'onde (ω). La partie réelle du nombre d'onde est reliée à la longueur d'onde de propagation dans le plasma $\lambda_p = 2\pi / \beta_p$, tandis que la partie imaginaire définit la distance $\delta_p = 1 / |\alpha_p|$ sur laquelle le champ est atténué selon l'exponentielle e^{-x/δ_p} . L'expression (1.29) se réduit à (1.30) :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}, \quad (1.30)$$

pour un plasma faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$) et à (1.31) :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega\nu}}, \quad (1.31)$$

pour un plasma collisionnel ($\nu \gg \omega$). Si la densité du plasma est telle que $\omega_{pe} < \omega$, d'après (1.30) et (1.31), l'onde se propage dans le plasma $\beta_p \gg \alpha_p$ ($\alpha_p = 0$ ou $\alpha_p \rightarrow 0$) sans ou avec une très faible atténuation ($\lambda_p \ll \delta_p \rightarrow \infty$). Par conséquent, l'onde traverse le plasma sans ou avec une très faible réflexion.

Dans la pratique, le domaine d'intérêt pour les applications des plasmas aux procédés est celui de fortes densités $\omega_{pe} > \omega$.

Dans ce domaine, la relation (1.30) montre que, pour un plasma faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$), l'onde ne peut plus se propager au delà de la densité critique (cf. 1.4, $\omega_{pe} = \omega$). Dans ce cas, le nombre

d'onde devient purement imaginaire $k_x \equiv i \frac{\omega_{pe}}{c} = i\alpha_p$ et l'onde est atténuée sur une épaisseur de peau

(onde évanescente) :

$$\delta_{p0} = \frac{c}{\omega_{pe}}. \quad (1.32)$$

Dans ce même domaine de plasma dense ($\omega_{pe} > \omega$) mais collisionnel ($\nu \gg \omega$), la relation (1.31)

conduit à un nombre d'onde $k_x \equiv (i+1) \frac{\omega_{pe} \omega}{c\sqrt{2\nu\omega}}$ qui montre que les deux coefficients, de propagation

et d'atténuation, sont égaux et non-nuls $\beta_p = \alpha_p \neq 0$. L'inverse de ce dernier donne l'épaisseur de peau :

$$\delta_p = \frac{c}{\omega_{pe}} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} = \delta_{p0} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}. \quad (1.33)$$

L'épaisseur de peau dépend de la densité plasma et elle est de l'ordre de 15 à 5 mm pour des densités de 10^{11} à 10^{12} cm⁻³, cf. (1.32). Pour un plasma collisionnel, ces valeurs sont augmentées d'un facteur $(2\nu/\omega)^{1/2}$, cf. (1.33).

En supposant donc que l'onde est injectée en $x = 0$ du vide (propagation en $x < 0$ avec une longueur d'onde $\lambda_0 = c/\omega = 12,24$ cm à 2,45 GHz) dans un plasma dense ($\omega_{pe} > \omega$), celle-ci est atténuée sur des distances très inférieures à la longueur d'onde dans le vide, δ_{p0} et $\delta_p \ll \lambda_0/2\pi$. Dans ces cas, l'onde incidente subit en $x = 0$ une forte réflexion (pour $\nu \gg \omega$), voire une réflexion totale (pour $\nu \ll \omega$). Dans la réalisation pratique des réacteurs plasma, l'onde est appliquée à travers des diélectriques et, par conséquent, le couplage en termes de transmission/réflexion de l'onde ne correspond pas à cette transition entre deux milieux (vide/plasma) semi-infinis. Par contre, le champ HF dans le plasma reste concentré dans l'épaisseur de peau et le transfert de puissance de l'onde aux électrons par mécanisme collisionnel et/ou résonnant s'effectue essentiellement sur cette épaisseur de peau [1], [2].

L'efficacité du couplage onde/plasma dépend fortement de la configuration du dispositif de production du plasma et, en particulier, de la configuration de l'interface où l'onde est injectée [5]. De plus, à

l'interface d'un milieu d'une permittivité diélectrique donnée à un autre de permittivité plus faible ($\epsilon_d > \epsilon_p$), d'autres types d'onde EM peuvent apparaître, comme par exemple les ondes de surface. Avec la convention précédente de direction perpendiculaire à l'interface suivant x , une onde de surface serait atténuée dans la direction x et se propagerait parallèlement à l'interface (dans le plan y, z) :

$E_x = E_0 e^{i\beta_{py}y - \alpha_{px}x} e^{-i\omega t}$. La densité plasma détermine la condition d'existence d'une onde de surface qui ne peut se propager que si la densité plasma est supérieure à la densité critique ($\omega_p / \omega > 1$) et la constante de propagation $k_y^2 \geq (\omega/c)^2 \epsilon_d$ [2], [3], [5].

Par la nature tensorielle de l'équation de dispersion, la propagation d'ondes dans un plasma magnétisé et l'effet du champ magnétique \mathbf{B}_0 sur la valeur de l'épaisseur de peau sont d'autant plus complexes que le champ appliqué est généralement non-homogène. Les composantes du champ magnétique parallèles à l'interface d'injection de l'onde peuvent avoir un effet sur les dimensions de l'épaisseur de peau ((1.32), (1.33)) en fonction des valeurs ω_{ce} par rapport à ω et ν , et du rayon de giration des électrons autour du champ par rapport à l'épaisseur de peau [6].

Toutefois, dans le domaine faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$ et $\nu \ll \omega_{ce}$), où les effets du champ magnétique en termes de confinement et de transfert de puissance à la RCE sont les plus efficaces, les conditions d'un transfert résonnant localisé dans la zone RCE devraient être plus favorables, ou au moins se superposer à un transfert résonnant sur l'épaisseur de peau comme celui en absence de \mathbf{B}_0 . D'après [6], l'absorption à la RCE est significative si la condition $\delta \approx c/\omega_{ce}$ est satisfaite. La localisation de la zone d'absorption de puissance a été décrite en [7] par la modélisation numérique d'une source plasma dipolaire développée au LPSC, comme celle présentée au paragraphe §1.2.1. Le modèle montre que, lorsque la densité plasma est inférieure à la densité critique $n < n_c$, la zone d'absorption est localisée sur toute la surface de $B_0 = 875$ gauss (Figure 1.8). Pour des densités $n > n_c$, comme l'onde ne peut plus de propager et couvrir ainsi toute la surface de $B_0 = 875$ gauss, la zone d'absorption se restreint de plus en plus près des surfaces, mais englobant toujours une partie de la zone RCE proche de celle d'injection de l'onde.

1.2 Sources plasma à absorption localisée des micro-ondes

De manière générale, un dispositif micro-onde utilisé pour la production de plasma comporte un générateur de micro-ondes et une ligne de transport constituée de plusieurs composants (Figure 1.5) : câble, guide, charge adaptée, circulateur, adaptateur d'impédance. L'ensemble de ces éléments sert au transport et au transfert de puissance vers une charge constituée par le plasma. Pour diminuer au maximum les pertes de puissance en ligne (pertes ohmiques et/ou pertes par rayonnement) et la création d'ondes stationnaires, il est important de pouvoir réduire le nombre des composants, le nombre des connexions, les dimensions de la ligne (*e.g.* longueur des câbles). De plus, la ligne doit être parfaitement adaptée afin d'optimiser le couplage onde-plasma. Cette adaptation est actuellement réalisée par des adaptateurs d'impédance qui ramènent l'impédance du plasma à l'impédance caractéristique de la ligne, c'est-à-dire à l'impédance des composants micro-onde qui, pour des raisons de norme et de moindre coût, est l'impédance standard de 50Ω .

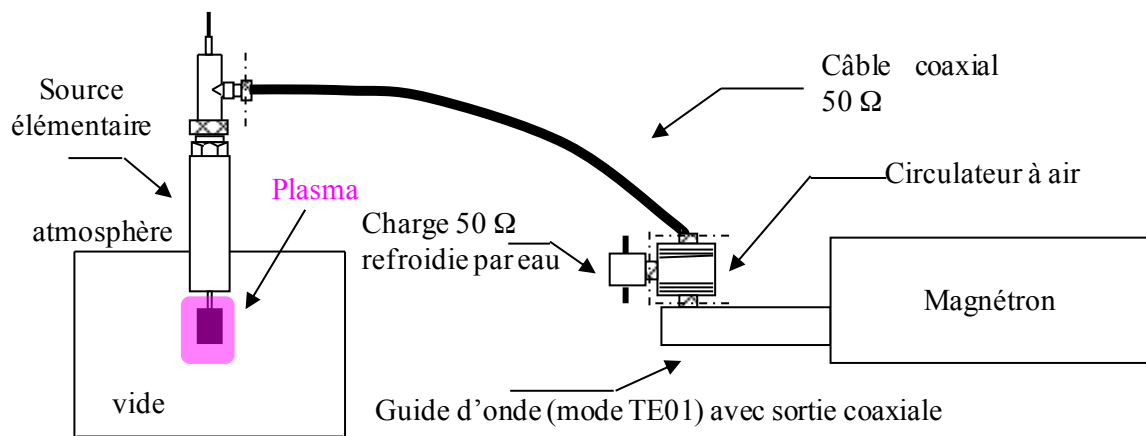


Figure 1.5 Ligne micro-onde d'une source plasma élémentaire.

Les sources élémentaires micro-onde développées au LPSC ont une structure coaxiale. Les micro-ondes provenant de la ligne de 50Ω sont introduites radialement dans l'applicateur micro-onde à une distance $\lambda/4$ d'un court-circuit (Figure 1.6) réalisé entre l'âme centrale et le conducteur extérieur, où λ représente la longueur de l'onde électromagnétique dans l'applicateur. La géométrie choisie permet de refroidir l'âme centrale et l'aimant permanent (si un aimant est placé au bout de l'applicateur) grâce à un circuit d'eau introduit dans l'axe de l'âme centrale.

Dans cette configuration, le court-circuit est vu dans le plan de l'axe d'entrée des micro-ondes, comme une impédance infinie (voir § 1.3.4). La longueur d'onde λ étant calculée pour une onde

électromagnétique de fréquence 2,45 GHz, il faut noter que ce court-circuit rend l'applicateur de champ sélectif en fréquence. Il faut également noter que la longueur d'onde λ est dépendante de la constante diélectrique ϵ_r du milieu de propagation de l'onde électromagnétique selon :

$$\lambda = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon_r}}, \quad (1.34)$$

d'où une longueur d'onde dans le vide de $\lambda_0 = 12,24$ cm pour $f = 2,45$ GHz. Quelques rappels sur la transmission des micro-ondes sont présentés dans la section 1.3 de ce chapitre.

1.2.1 Source élémentaire dipolaire

Le premier brevet relatif à cette nouvelle génération de source plasma date de 1999 [8]. La source élémentaire dipolaire (Figure 1.6) est constituée de deux parties distinctes, à savoir, un applicateur micro-onde et un aimant permanent. L'applicateur micro-onde est constitué par une ligne coaxiale ouverte sur la face arrière de l'aimant. Afin d'optimiser le transfert de puissance entre la ligne de 50 Ω et le plasma, quelles que soient les conditions opératoires (nature des gaz, pression et puissance micro-onde), l'applicateur de champ contient deux tronçons diélectriques de longueur $\lambda/4$ coulissant le long de l'âme centrale et qui jouent le rôle d'un transformateur d'impédance (cf. §1.3.4).

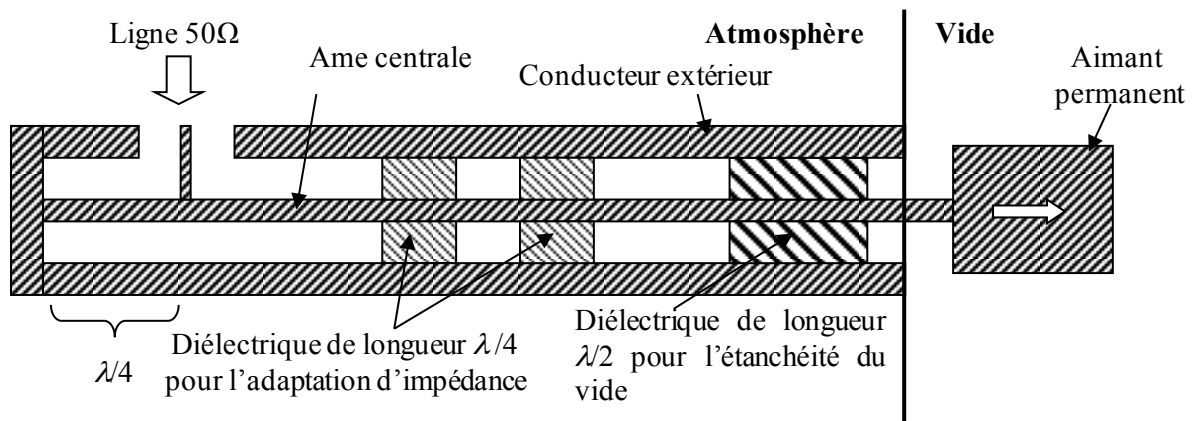


Figure 1.6 Source élémentaire dipolaire.

Le dernier tronçon en $\lambda/2$ de l'applicateur de champ est en silice et assure l'étanchéité au vide par l'intermédiaire des joints toriques situés entre les parties conductrices et la silice. L'aimant permanent en samarium-cobalt présente une symétrie azimutale autour de son axe d'aimantation. Cette structure (Figure 1.7) permet à l'âme de la ligne coaxiale de se loger dans le trou de l'aimant cylindrique afin de

transmettre la puissance micro-onde jusqu'à la zone couplage RCE et d'assurer la circulation d'eau pour refroidir l'aimant.

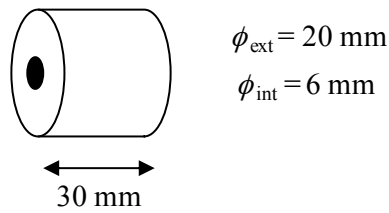


Figure 1.7 Dipôle magnétique ($\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$) d'une source élémentaire dipolaire.

Le champ magnétique du dipôle d'aimantation axiale est représenté sur la Figure 1.8, où la ligne de $B_0 = 875 \text{ gauss}$ définissant la surface RCE à une fréquence $f = 2,45 \text{ GHz}$ (cf. (1.25)) est également représentée.

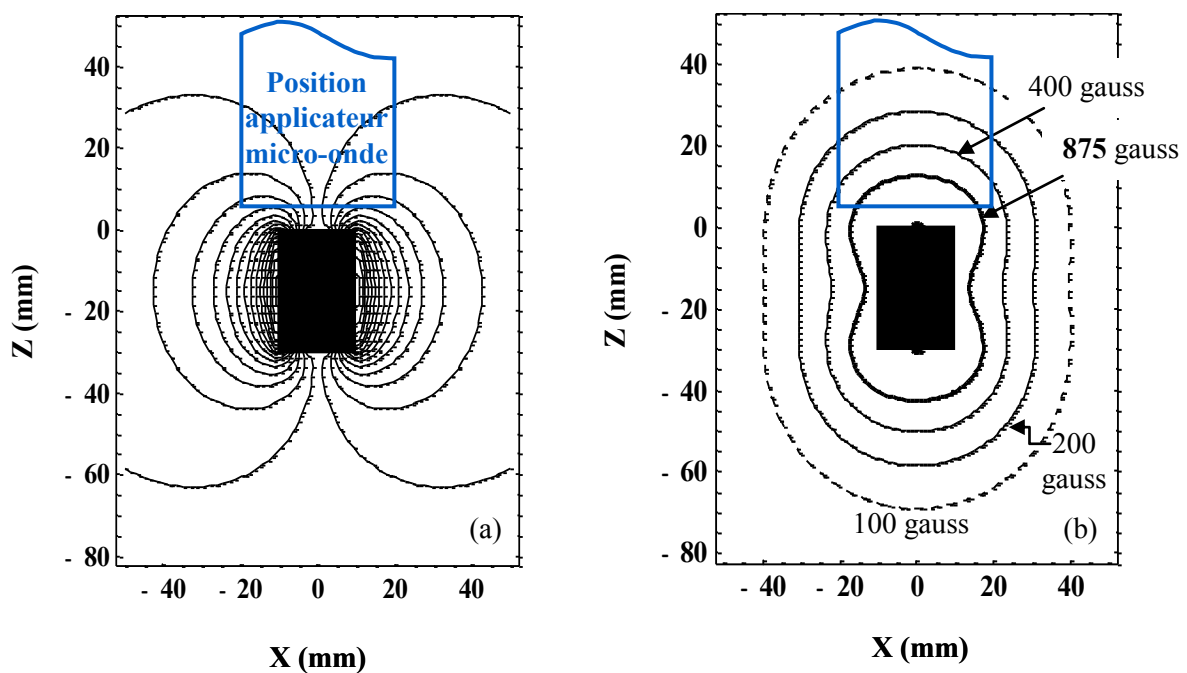


Figure 1.8 Champ magnétique produit par un aimant cylindrique avec aimantation axiale : lignes de champ magnétique (a) et lignes d'amplitude de champ magnétique constante (b).

Lorsque la pression du gaz dans la chambre plasma est telle que $\nu \ll \omega$, le plasma est produit par les électrons accélérés par la champ électrique micro-onde dans la zone de couplage RCE. Ces électrons

oscillent entre deux lignes du champ magnétique et deux points miroir en regard des deux pôles opposés de l'aimant. De plus, ils subissent une dérive magnétique azimutale autour de l'aimant [9]. Le plasma produit par les collisions inélastiques de ces électrons diffuse perpendiculairement aux lignes du champ magnétique en s'éloignant de l'aimant. Malgré de très bonnes performances en termes de densité plasma [10], les sources élémentaires ont montré une limitation quant à la gamme de pression de fonctionnement.

En effet, au delà de 10 mtorr en argon, expérimentalement il est observé que le plasma reste essentiellement confiné dans l'applicateur (Figure 1.9), entre la transition vide/quartz (zone de fort champ E) et la face arrière du dipôle magnétique. Pour 10 mtorr la condition $v/\omega \ll 1$ est encore favorable à un transfert RCE, mais l'efficacité d'absorption de puissance décroît très rapidement en dehors de la zone de $B_0 = 875$ gauss (cf. Figure 1.4). Or, dans cette configuration, la transition vide/quartz se trouve dans une zone de $B_0 < 100$ gauss (cf. Figure 1.8), soit un rapport $\omega_{ce} / \omega < 10^{-1}$. De ce fait, les conditions d'un transfert de puissance (plutôt résonant que collisionnel) localisé dans l'épaisseur de peau, en sortie du quartz, seraient plus favorables que celui dû à la présence du champ magnétique.

Le confinement du plasma dans cette zone de l'applicateur a des conséquences dommageables pour le passage sous vide constitué par la fenêtre diélectrique et les joints toriques.



Figure 1.9 Zone d'excitation du plasma (a) et plasma secondaire (b) d'une source élémentaire dipolaire.

1.2.2 Source élémentaire sans champ magnétique statique

Pour le domaine de pressions allant au-delà de 10 mtorr, une deuxième configuration de source élémentaire a été développée au LPSC (Figure 1.10) [11]. Ce type de source reprend les dimensions de la partie applicateur de champ de la source élémentaire dipolaire. Le tronçon diélectrique en bout de l'applicateur a été décalé de sorte à empêcher l'allumage du plasma entre l'âme centrale et le conducteur extérieur.

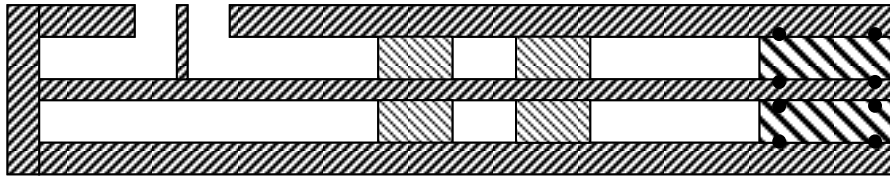


Figure 1.10 Source élémentaire sans champ magnétique statique.

En pratique, ce type d'applicateur opère dans le domaine de pressions de 100 mtorr à quelques torr. La limite vers les basses pressions est due aux pertes par diffusion qui deviennent de plus en plus importantes avec la diminution en pression, d'où la nécessité d'appliquer des champs de plus en plus forts pour le maintien du plasma.

1.2.3 Concept de distribution de sources plasma

L'intérêt de telles sources de plasma réside dans leur simplicité et leurs performances en termes de densité plasma. De plus, pour réaliser des sources de grandes dimensions, il suffit de répartir ces sources élémentaires selon des réseaux à deux ou à trois dimensions, pour obtenir des plasmas sur de grandes surfaces ou de grands volumes (Figure 1.11).

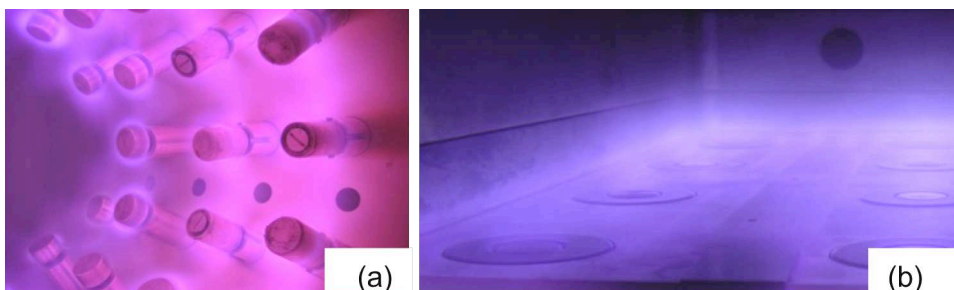


Figure 1.11 Sources élémentaires dipolaires en réseau 3D (a) ; sources élémentaires sans champ magnétique statique en réseau 2D (b).

Jusqu'ici, l'alimentation de chaque source est effectuée à l'aide d'un magnétron de forte puissance (2 kW) dont la puissance est répartie et distribuée uniformément par un diviseur de puissance vers chaque source élémentaire (Figure 1.12). Les circulateurs, en sortie du diviseur de puissance, permettent de détourner la puissance réfléchiée en cas de désadaptation d'impédance vers des charges 50 Ω refroidies par eau afin de protéger le magnétron.

Le principal avantage de cette technologie basée sur la distribution des sources élémentaires réside en l'absence de couplage électromagnétique entre sources élémentaires adjacentes [12], ce qui permet et facilite l'adaptation d'impédance individuelle et indépendante de chaque source élémentaire. L'absence de couplage électromagnétique entre sources est due à l'absorption complète de la puissance injectée par le plasma, absorption localisée en sortie d'applicateur, aussi bien en direction perpendiculaire à l'interface, que parallèlement à celle-ci. Pour distinguer ces sources de celles obtenues par onde de surface, où la propagation parallèle à la surface du diélectrique permet l'obtention des colonnes de plasma, nous les appellerons *Sources à absorption localisée des micro-ondes*. Bien-sûr, cette distinction ne concernait initialement que les sources élémentaires sans champ magnétique, mais, compte tenu de l'absence d'interaction électromagnétique entre les sources dipolaires, nous utiliserons la même dénomination pour l'ensemble de sources plasma développées au LPSC.

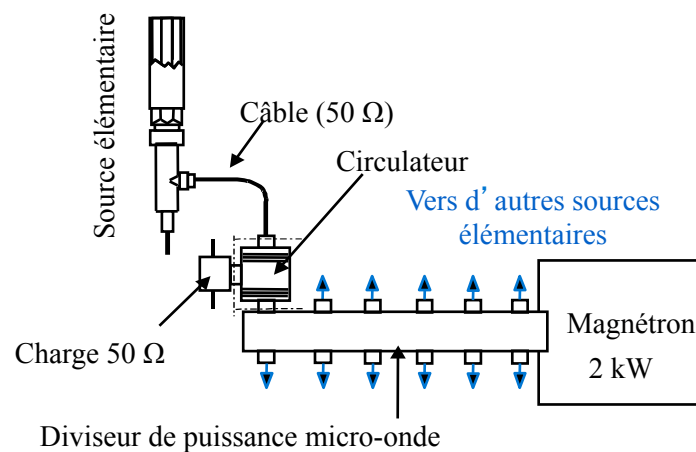


Figure 1.12 Schéma de distribution de la puissance micro-onde aux sources élémentaires.

Si cette technologie a déjà démontré son intérêt dans de nombreux procédés plasma, la principale limitation est liée au domaine opératoire. En effet, les deux types de sources opèrent dans des domaines de pression bien distincts et pour la réalisation des procédés nécessitant des opérations séquentielles, il est nécessaire de disposer de deux réacteurs avec tous les inconvénients que cela

implique, essentiellement en termes de coût. De plus, le domaine de pression compris entre 10 et 100 mtorr est pratiquement inaccessible à chaque type de source, or cet intervalle correspond bien à un domaine de grand intérêt pour beaucoup de procédés.

D'autre part, la configuration du champ magnétique choisie pour les sources opérant dans le domaine de très basse pression conduit à un plasma plus dense dans la direction perpendiculaire à l'axe du dipôle (Figure 1.9) et non pas dans la direction de l'axe où les substrats à traiter sont généralement placés.

Remédier à ces inconvénients revient à reconsidérer la configuration de ces sources élémentaires et à apporter les modifications nécessaires pour rendre ces sources opérationnelles dans un domaine de pression étendu, mais aussi pour augmenter leur efficacité en termes de couplage onde/plasma. Ce dernier aspect est étroitement lié à la propagation de l'onde HF tout le long de la chaîne d'éléments du dispositif présenté sur la Figure 1.12 et, donc, du générateur HF (magnétron) jusqu'au plasma, y compris l'applicateur micro-onde.

1.3 Ligne de transmission coaxiale

Comme nous l'avons vu précédemment, la technologie actuelle des sources plasma élémentaires comporte deux parties qui peuvent être considérées comme ayant des fonctions distinctes : génération et distribution de la puissance micro-onde d'un côté, production et diffusion du plasma de l'autre, la séparation se situant au niveau du passage micro-onde qui assure en même temps l'étanchéité au vide. Il devient alors évident que ces deux fonctions doivent rester séparées afin d'autoriser des modifications ultérieures, telles que le recours à des amplificateurs à état solide ou la modification de la structure magnétique en fonction de l'application finale souhaitée. L'applicateur micro-onde qui compose la source élémentaire jusqu'à l'interface diélectrique – vide doit permettre de transporter efficacement la puissance micro-onde d'un générateur au plasma. Cette section est dédiée à un rappel de notions concernant la transmission de puissance par des lignes coaxiales, en partant du cas simple de transmission des lignes bifilaires.

1.3.1 Modèle d'une ligne de transmission

On considère une ligne de longueur finie L dont une extrémité ($x = L$) est connectée à une impédance de charge Z_C , tandis que l'autre extrémité ($x = 0$) est branchée aux bornes d'un générateur de tension sinusoïdale $V = V_G e^{i\omega t}$ de pulsation ω et d'amplitude V_G (Figure 1.13).

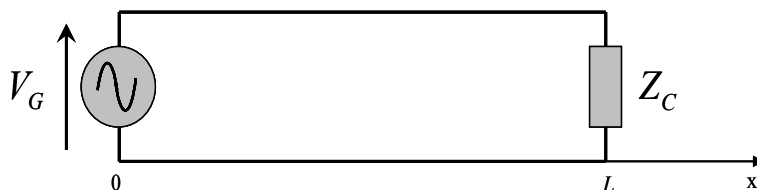


Figure 1.13 Ligne de longueur L chargée par une impédance de charge Z_C .

En haute fréquence, la longueur de la ligne est généralement grande devant la longueur d'onde λ et par conséquent, la tension et le courant varient le long de la ligne. Dans la pratique, les variations de la tension et du courant le long de la ligne sont considérées comme négligeables lorsque la longueur d'onde est au moins dix fois plus grande que la ligne de transmission. Pour modéliser une ligne de transmission, il est communément admis que le modèle est un réseau [13] qui comporte (Figure 1.14) :

- une résistance R et une inductance L en série représentant respectivement les pertes d'énergie active et réactive dans les conducteurs de la ligne,
- une conductance G et une capacité C en parallèle pour représenter les pertes d'énergie active et réactive dans le diélectrique de la ligne.

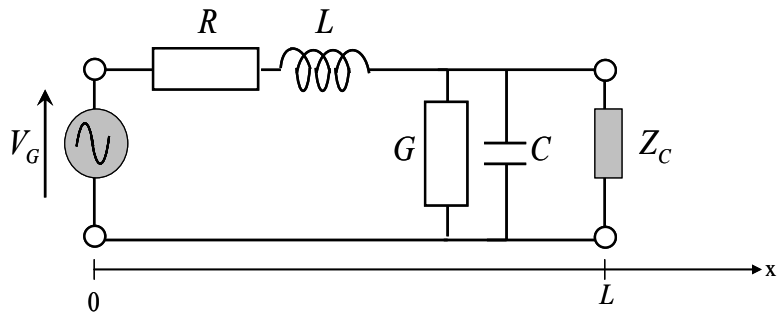


Figure 1.14 Modélisation de la ligne par un dipôle.

Lorsque la longueur de la ligne est grande devant la longueur d'onde, la modélisation de la ligne est effectuée par décomposition en une succession de dipôles élémentaires correspondant à des éléments de la ligne de longueurs très petites devant la longueur d'onde. Dans notre cas, les dimensions des sources élémentaires sont de 10 à 30 centimètres, soit environ trois fois la longueur d'onde λ_0 dans le vide ($\lambda_0 = 12,24$ cm pour $f = 2,45$ GHz). On peut ainsi représenter la ligne élémentaire de longueur dx , par un dipôle à constantes localisées, comme présenté sur la Figure 1.15.

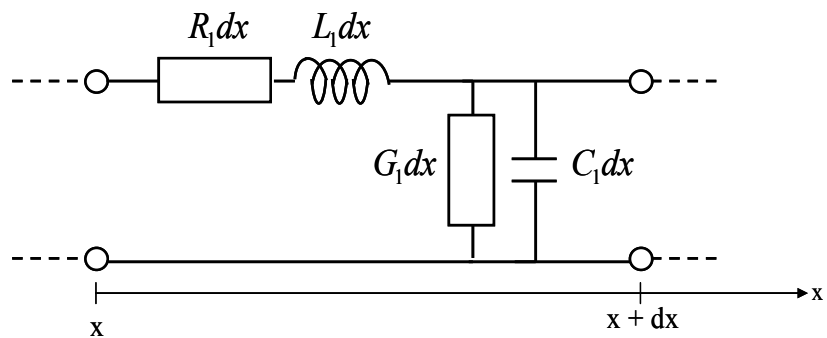


Figure 1.15 Modélisation d'un tronçon de ligne de longueur unité par un dipôle.

Les éléments électriques R_1 , L_1 , G_1 et C_1 caractérisent donc la ligne élémentaire et représentent respectivement la résistance, l'inductance, la conductance et la capacité réparties par unité de longueur.

1.3.2 Guide d'onde coaxial. Paramètres caractéristiques

Comme l'applicateur de champ électromagnétique des sources élémentaires étudiées dans le cadre de cette thèse a une structure coaxiale, dans ce qui suit nous précisons les éléments caractéristiques d'un guide d'onde coaxial. Une ligne coaxiale élémentaire est constituée par deux conducteurs de diamètres extérieur $2a$ et intérieur $2b$, et par un diélectrique de permittivité relative ϵ_r situé entre les deux éléments conducteurs (Figure 1.16).

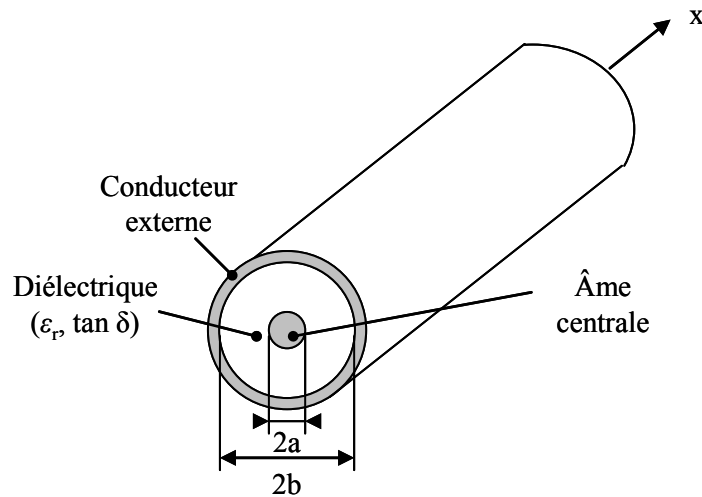


Figure 1.16 Structure d'un guide d'onde coaxial.

Le guide d'onde coaxial est une structure guidante non rayonnante puisque les champs électrique et magnétique sont confinés entre les deux conducteurs. Un des intérêts de cette structure est que le mode fondamental qui s'y propage est le mode transverse électromagnétique (TEM) dont la topographie est représentée sur la Figure 1.17, et qui a une longueur d'onde de coupure infinie [14]. De ce fait, il permet, dans certaines conditions, de propager des ondes dans une large bande de fréquences.

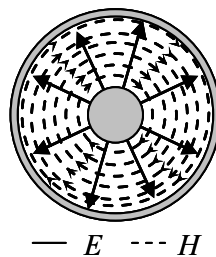


Figure 1.17 Topographie des champs E et H du mode TEM d'une ligne coaxiale.

Les dimensions transverses des guides d'onde coaxiaux peuvent être relativement petites par rapport à la longueur d'onde, même pour des basses fréquences. La seule restriction à la miniaturisation des dimensions est imposée par la tenue en puissance. En revanche, la limite supérieure des diamètres $2a$ et $2b$ est fixée par l'apparition des modes de propagation d'ordre supérieur. Le premier mode TE (TE_{01}) apparaît à une longueur d'onde de coupure

$$\lambda_c = 2\pi \left(\frac{b+a}{2} \right), \quad (1.35)$$

qui correspond à la circonférence moyenne. De l'expression (1.35), on peut facilement déduire la fréquence d'excitation maximale à partir de laquelle apparaît le premier mode TE dans le guide.

Dans le mode de propagation TEM, les champs E et H se trouvent dans le plan perpendiculaire aux conducteurs. De ce fait, le modèle du dipôle présenté dans la section précédente peut être appliqué à une ligne coaxiale et il est donc possible d'en déduire les tensions et les courants à partir des paramètres primaires (R, L, G, C) de la ligne. La notion de tension et la modélisation par un dipôle n'ont plus de sens lorsque le mode de propagation implique une composante de l'un des champs dans l'axe des conducteurs, c'est-à-dire lorsque le mode de propagation est différent de TEM.

Paramètres caractéristiques d'un guide d'onde coaxial. Dans le cas des conducteurs de conductivité σ_C finie et des diélectriques à pertes non nulles ($\tan \delta \neq 0$), le mode TEM peut toujours être considéré comme mode de propagation à condition que la fréquence ne soit pas trop élevée (pour éviter l'apparition de modes d'ordre supérieur) et que les pertes dans les conducteurs et les diélectriques soient faibles [14]. En pratique, on considère que les deux conducteurs sont électriquement identiques par leur conductivité σ_C et leur épaisseur de peau :

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma_C}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma_C}}, \quad (1.36)$$

qui correspond à la profondeur de pénétration du courant dans les conducteurs. En supposant donc que le mode de propagation est le mode TEM, les éléments électriques du circuit équivalent peuvent être exprimés en fonction des dimensions et des propriétés des matériaux [14] selon (1.37) – (1.40), avec f , σ_C , a , b en unités SI.

Paramètres primaires	Formules théoriques	Formules pratiques	
Inductance linéique	$L_1 \text{ (H/m)} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(b/a)$	$L_1 \text{ (}\mu\text{H/m)} = 0,2 \ln(b/a)$	(1.37)
Capacité linéique	$C_1 \text{ (F/m)} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln(b/a)}$	$C_1 \text{ (pF/m)} = \frac{55,5\epsilon_r}{\ln(b/a)}$	(1.38)
Résistance linéique	$R_1 \text{ (}\Omega\text{/m)} = \frac{a+b}{2\pi ab\delta_s\sigma_c}$	$R_1 \text{ (n}\Omega\text{/m)} = 3,16 \times 10^5 \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right) \sqrt{\frac{f}{\sigma_c}}$	(1.39)
Conductance linéique	$G_1 \text{ (S/m)} = \omega C \tan \delta$	$G_1 \text{ (nS/m)} = 0,35 \frac{\epsilon_r f \tan \delta}{\ln(b/a)}$	(1.40)

Tableau 1.1 Paramètres primaires d'un guide d'onde coaxial.

Les paramètres secondaires, tels que l'impédance caractéristique Z_0 du guide et le nombre d'onde $\gamma = \alpha + i\beta$ (voir §1.3.3), peuvent également être exprimés en fonction des caractéristiques du guide (dimensions, matériaux). En effet, pour un guide à faibles pertes, l'impédance caractéristique Z_0 , le coefficient d'atténuation de l'onde par unité de longueur $\alpha = \alpha_c + \alpha_d$ (avec les deux contribution conducteur α_c et diélectrique α_d) et le coefficient de propagation β , sont donnés par (1.41)-(1.43) [15] :

$$Z_0 \approx \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}, \quad (1.41)$$

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_d \approx \frac{R_1}{2Z_0} + \frac{G_1 Z_0}{2}, \quad (1.42)$$

$$\beta \approx 2\pi f \sqrt{L_1 C_1}. \quad (1.43)$$

Ainsi, en utilisant les expressions (1.37)-(1.40) dans (1.41)-(1.43) on en déduit les relations pratiques (1.44)-(1.46). Naturellement, pour la constante de propagation on obtient $\beta = 2\pi / \lambda$, avec λ donnée par (1.34).

Paramètres secondaires	Formules théoriques	Formules pratiques	
Impédance caractéristique	$Z_0(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} \ln(b/a)$	$Z_0(\Omega) = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln(b/a)$	(1.44)
Pertes dans le conducteur	$\alpha_c (\text{m}^{-1}) = \frac{1+(b/a)}{b \ln(b/a)} \sqrt{\frac{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r f}{4\sigma_c}}$	$\alpha_c (\text{m}^{-1}) = 2,6 \times 10^{-6} \frac{1+(b/a)}{b \ln(b/a)} \sqrt{\frac{\varepsilon_r f}{\sigma_c}}$	(1.45)
Pertes dans le diélectrique	$\alpha_d (\text{m}^{-1}) = \pi f \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r} \tan \delta$	$\alpha_d (\text{m}^{-1}) = 10^{-8} f \sqrt{\varepsilon_r} \tan \delta$	(1.46)

Tableau 1.2 Paramètres secondaires d'un guide d'onde coaxial.

Toutes ces grandeurs peuvent être déterminées pour différents matériaux et celles correspondant aux matériaux utilisés dans la conception des sources élémentaires sont présentées dans les Tableaux 1.3 et 1.4.

Matériau	ε_r	$\tan \delta$
Air	1,0	négligeable
Téflon	2,1	$0,15 \times 10^{-3}$
Quartz	3,8	6×10^{-5}
Alumine (99,5%)	9,8	10^{-4}

Tableau 1.3 Permittivité relative et tangente de l'angle de pertes à 3 GHz pour différents matériaux.

Matériau	$\sigma_c (10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1})$
Argent	6,12
Cuivre	5,80
Aluminium	3,54
Acier inoxydable	0,11

Tableau 1.4 Conductivité électrique des différents matériaux.

L'impédance caractéristique d'un guide coaxial (1.44) est représentée sur la Figure 1.18 en fonction du rapport des rayons b/a pour les quatre constantes diélectriques données dans le Tableau 1.3.

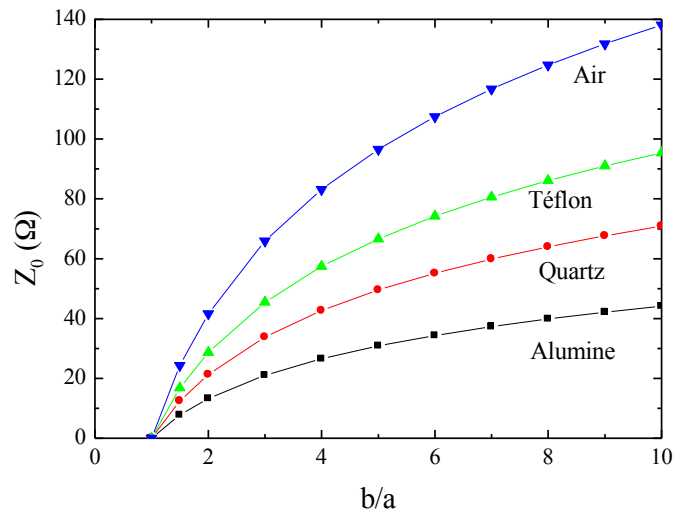


Figure 1.18 Impédance caractéristique en fonction du rapport des rayons du guide coaxial pour différents matériaux diélectriques.

Après ce passage en revue des grandeurs caractéristiques des guides coaxiaux, dans ce qui suit nous présentons quelques éléments concernant la propagation dans les lignes de transmission.

1.3.3 Propagation sur une ligne de transmission. Adaptation en impédance

Les relations entre les paramètres relatifs à la propagation d'une onde (d'un générateur à une charge) et les paramètres électriques peuvent être déterminées à partir d'un modèle de circuit (Figure 1.19) composé du générateur, de la ligne de transmission et de la charge, caractérisés par leur impédance respective : Z_G , Z_0 , Z_C . Comme déjà précisé, la ligne de transmission d'impédance caractéristique Z_0 est constituée d'une impédance $Z = R + j\omega L$ et d'une admittance $Y = G + j\omega C$.

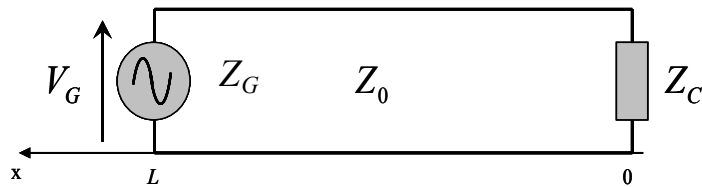


Figure 1.19 Circuit électrique avec une ligne de transmission d'impédance Z_0 terminée par une charge d'impédance Z_C .

Equations de propagation. A partir des valeurs instantanées du courant et de la tension harmoniques, et du modèle de la Figure 1.19 où l'origine de l'abscisse est à l'extrémité de la ligne (c'est-à-dire au niveau de la charge), on peut exprimer la variation de tension et de courant apportée par chaque tronçon élémentaire de la ligne [15] :

$$\frac{dV(x)}{dx} = (R_1 + iL_1\omega)I(x), \quad (1.47)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} = (G_1 + iC_1\omega)V(x). \quad (1.48)$$

Les équations (1.47), (1.48) et leurs dérivées conduisent aux équations de propagation le long de la ligne en termes de tension :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \gamma^2 V \quad (1.49)$$

et de courant :

$$\frac{d^2I}{dx^2} = \gamma^2 I, \quad (1.50)$$

où le nombre d'onde γ est défini par le nombre complexe :

$$\gamma = \sqrt{(R_1 + iL_1\omega)(G_1 + iC_1\omega)}. \quad (1.51)$$

Les solutions des équations de propagation (1.51) et (1.52) :

$$V(x) = V_i e^{\gamma x} + V_r e^{-\gamma x} \quad (1.52)$$

et

$$I(x) = I_i e^{\gamma x} + I_r e^{-\gamma x}, \quad (1.53)$$

donnent les valeurs de tension et de courant en tout point x de la ligne comme une superposition d'une onde incidente d'amplitude V_i (I_i), se propageant du générateur vers le récepteur (dans le sens négatif de l'axe), et d'une onde réfléchie d'amplitude V_r (I_r), se propageant du récepteur vers le générateur (dans le sens positif de l'axe). A partir des équations (1.47), (1.51)-(1.53) on en déduit :

$$\frac{V_i}{I_i} = -\frac{V_r}{I_r} = Z_0 \quad (1.54)$$

avec Z_0 défini par :

$$Z_0 = \frac{R_1 + i\omega L_1}{\gamma} = \sqrt{\frac{R_1 + i\omega L_1}{G_1 + i\omega C_1}}. \quad (1.55)$$

Les éléments linéiques R_1 , L_1 , G_1 et C_1 , qui définissent l'impédance caractéristique, caractérisent la ligne de transmission en chaque point x . L'impédance caractéristique revient donc à considérer une ligne de longueur infinie.

Compte tenu du rôle joué dans les relations (1.52) et (1.53), le nombre complexe γ est explicité sous la forme habituelle d'une contribution à l'atténuation par unité de longueur α et d'une contribution à la variation spatiale de la phase de l'onde $i\beta$, d'où son expression :

$$\gamma = \alpha + i\beta. \quad (1.56)$$

Pour une ligne sans pertes ($R_1 = 0$ - conducteur parfait et $G_1 = 0$ - diélectrique sans pertes), on obtient de (1.55) la forme simplifiée : $\alpha = 0$, $\beta = 2\pi f \sqrt{L_1 C_1}$ et $Z_0 = \sqrt{L_1 / C_1}$. Dans la pratique, on peut souvent faire l'approximation d'une ligne sans pertes pour peu que le support de transmission soit adapté à la fréquence de travail. Toutefois, à la frontière du domaine de validité de cette hypothèse, on dispose des approximations suivantes (cf. (1.41) – (1.43)) :

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_d \approx \frac{R_1}{2Z_0} + \frac{G_1 Z_0}{2}, \quad \beta \approx 2\pi f \sqrt{L_1 C_1}, \quad Z_0 \approx \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

Dans ce cas, l'impédance caractéristique est une valeur réelle (il n'y a pas de partie imaginaire à cette impédance) et sa valeur est déterminée par la géométrie particulière de la ligne et par ses dimensions (cf. (1.44)).

Réflexion d'onde et adaptation en impédance. En ce qui concerne la charge terminale placée en $x = 0$, son impédance $Z_C = V(0)/I(0)$ peut être exprimée (cf. (1.52) et (1.53) en $x = 0$ et (1.54)) en fonction de Z_0 et du rapport des amplitudes des tensions réfléchie et incidente :

$$Z_C = \frac{V_i}{I_i} \frac{1 + V_r/V_i}{1 + I_r/I_i} = Z_0 \frac{1 + V_r/V_i}{1 - V_r/V_i}. \quad (1.57)$$

Par définition, le coefficient de réflexion en un point x sur la ligne est exprimé par le rapport de l'onde réfléchie et de l'onde incidente :

$$\Gamma(x) = \frac{V_r e^{-\gamma x}}{V_i e^{+\gamma x}} = \frac{V_r}{V_i} e^{-2\gamma x}. \quad (1.58)$$

Le rapport V_r/V_i déduit de (1.57) conduit à un coefficient de réflexion :

$$\Gamma(x) = \frac{Z_C - Z_0}{Z_C + Z_0} e^{-2\gamma x}. \quad (1.59)$$

avec sa valeur au niveau de la charge ($x = 0$) :

$$\Gamma_C = \frac{Z_C - Z_0}{Z_C + Z_0}. \quad (1.60)$$

D'après (1.60), on peut noter deux valeurs particulières du coefficient de réflexion. L'une correspond à :

$$\Gamma_C = 0 \text{ pour } Z_C = Z_0. \quad (1.61)$$

Dans ce cas sans réflexion, la ligne est adaptée (sous-entendu en impédance, parce que la charge Z_C est égale à l'impédance caractéristique de la ligne) et il s'établit sur la ligne un régime d'ondes progressives [16]. La deuxième valeur :

$$\Gamma_C = 1 \text{ pour } Z_C = 0, \infty \text{ et } |Z_C - Z_0| = |Z_C + Z_0| \quad (1.62)$$

correspond au maximum de réflexion, c'est-à-dire à un régime d'ondes stationnaires établies sur la ligne, obtenu pour $Z_C = 0$ (ligne en court-circuit), $Z_C = \infty$ (ligne ouverte), et $|Z_C - Z_0| = |Z_C + Z_0|$.

En considérant tout le circuit, du générateur à la charge terminale (Figure 1.19), il est nécessaire d'être en régime d'ondes progressives pour que toute la puissance fournie par le générateur soit transmise à la charge sans réflexion de l'onde sur la charge terminale ($\Gamma_C = 0$). L'efficacité du transfert de la puissance provenant du générateur vers la charge considérée, dépend donc de façon essentielle de l'adaptation en impédance tout le long de la chaîne d'éléments (Z_G, Z_0, Z_C) reliant le générateur à la charge. Une désadaptation en un point donné du circuit entraîne une réflexion de la puissance

incidente, diminuant d'autant celle qui sera absorbée par la charge. Rechercher le meilleur transfert possible de puissance est important à plus d'un titre : la portion de puissance qui ne se rend pas à la charge est non seulement une perte d'énergie en soi, mais elle peut aussi être cause de détérioration des composantes du circuit HF, par claquage (arc) et par effet thermique.

Il est donc impératif d'assurer l'adaptation en impédance et ceci, compte tenu de l'ensemble d'éléments constituant le circuit, à deux niveaux : au niveau de l'interface générateur – ligne (pour que le générateur transmette à la ligne un maximum de puissance) et au niveau de l'interface ligne – récepteur (pour que la charge reçoive de la ligne le plus possible de cette puissance).

En effet, la puissance active fournie par un générateur [17] :

$$P = \frac{1}{2} \Re \left(\frac{E^2}{(R_G + R_0)^2 + (X_G + X_0)^2} \right), \quad (1.63)$$

est maximale pour :

$$X_0 = -X_G \text{ et } R_0 = R_G, \quad (1.64)$$

soit :

$$Z_G = Z_0^*, \quad (1.65)$$

c'est-à-dire lorsqu'il y a égalité entre l'impédance interne du générateur $Z_G = R_G + i X_G$ et le complexe conjugué de l'impédance de la ligne $Z_E = R_0 + i X_0$ dans le plan du générateur (impédance d'entrée de la ligne). D'autre part, comme déjà précisé, la charge est adaptée à la ligne de transmission lorsque son impédance est égale à l'impédance caractéristique de la ligne :

$$Z_C = Z_0. \quad (1.66)$$

Par conséquent, pour adapter le générateur d'impédance interne Z_G à la charge d'impédance Z_C lorsque qu'ils sont reliés par une ligne d'impédance caractéristique Z_0 (impédance réelle $Z_0 = Z_0^*$), il est nécessaire d'utiliser deux dispositifs d'adaptation aux interfaces ligne/récepteur (cf. 1.66) et générateur/ligne (cf. 1.65). Les générateurs commercialisés ont en général des impédances internes réelles de 50, 75 voire 300 Ω . Dans ce cas, il suffit d'utiliser une ligne de transmission d'impédance Z_G pour que l'adaptation côté générateur soit réalisée.

Dans le cadre de cette étude, la charge est constituée par le plasma d'impédance complexe Z_0 qui varie en fonction de conditions opératoires. La partie applicateur de champ d'une source élémentaire correspond à une partie de ligne de transmission qui devra donc être adaptée à son entrée par rapport à l'impédance Z_0 , et à sa sortie à l'impédance du plasma.

1.3.4 Impédance en un point quelconque d'une ligne de transmission terminée par une charge. Transformateur d'impédance

Comme précisé en §1.3.2, à fréquence donnée, l'impédance caractéristique d'un élément de circuit micro-onde (ligne coaxiale dans le cas considéré) est uniquement déterminée par sa géométrie, $Z_0 = f(a, b)$. Bien évidemment, un circuit micro-onde peut comporter plusieurs éléments i d'impédances Z_{0i} pour la transmission de la puissance du générateur vers une charge d'impédance Z_C . Comme nous allons voir dans les Chapitres 3-5, les mesures électromagnétiques (puissances incidente et réfléchie, coefficients de réflexion) sont effectuées dans un plan, nommé plan de mesure ou plan d'entrée, situé en un point x quelconque du circuit où l'impédance $Z(x)$ vue dans ce plan dépend non seulement des impédances caractéristiques des éléments du circuit situées entre 0 et x , mais également de la distance x parcourue par l'onde : $Z(x) = f(Z_{0i}, Z_C, x)$. Sa valeur $Z(x) = V(x)/I(x)$, peut être déterminée à partir des relations (1.52) et (1.53) :

$$Z(x) = \frac{V_i e^{i\beta x} + V_r e^{-i\beta x}}{I_i e^{i\beta x} + I_r e^{-i\beta x}} \quad (1.67)$$

Pour simplicité, nous considérons le cas présenté sur la Figure 1.19 (figure reprise ci-dessous en 1.20) en considérant une ligne de transmission d'impédance caractéristique Z_0 sans pertes ($\alpha = 0, \gamma \cong i\beta$), terminée par la charge Z_C correspondant à l'impédance $Z(x=0)$ dans le plan $x=0$.

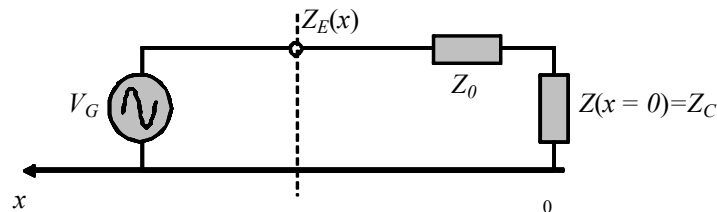


Figure 1. 20 Schéma d'un circuit micro-onde avec le plan de mesure en un point x quelconque.

En utilisant les relations (1.54), (1.59) en $x = 0$, et (1.60) dans l'expression (1.67), on en déduit l'impédance dans le plan E de mesure (plan d'entrée) positionné à une distance x par rapport à la charge terminale :

$$Z_E(x) = \frac{Z_C + iZ_0 \operatorname{tg}(\beta x)}{1 + i \frac{Z_C}{Z_0} \operatorname{tg}(\beta x)} = \frac{\frac{Z_C}{\operatorname{tg}(\beta x)} + iZ_0}{\frac{1}{\operatorname{tg}(\beta x)} + i \frac{Z_C}{Z_0}}, \quad (1.68)$$

où :

$$\operatorname{tg}(\beta x) = -i \frac{e^{i\beta x} - e^{-i\beta x}}{e^{i\beta x} + e^{-i\beta x}} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.69)$$

Pour une mesure effectuée dans le plan $x = 0$, on retrouve bien $Z_E(x = 0) = Z_C$. Par contre, la valeur de cette même impédance Z_C sera différente dans un autre plan de mesure selon (1.68). Autrement dit, l'impédance Z_C ramenée dans le plan de mesure aura une valeur Z_E . Plusieurs cas distincts de la relation (1.68) présentent un intérêt particulier.

Le *premier* cas correspond aux conditions particulières de ligne adaptée $Z_C = Z_0$ sans réflexion (cf. 1.61), et donc d'onde purement progressive qui se propage le long de la ligne. De (1.68) nous tirons :

$$Z_E(x) = Z_0, \quad (1.70)$$

qui montre que l'impédance terminale vue en un point quelconque de la ligne est la même que celle de la ligne.

Les *deux autres* cas correspondent à une ligne terminée par un court-circuit $Z_C = 0$ et à une ligne ouverte $Z_C = \infty$ (cf. 1.62) pour lesquels la relation (1.68) conduit à :

$$Z_E(x) = iZ_0 \operatorname{tg}(\beta x) \quad \text{pour } Z_C = 0 \text{ (court-circuit)} \quad (1.71)$$

et

$$Z_E(x) = -iZ_0 / \operatorname{tg}(\beta x) \quad \text{pour } Z_C = \infty \text{ (ligne ouverte)}. \quad (1.72)$$

A partir des relations (1.68) et (1.69), on peut mettre en évidence la distance particulière $x = \lambda/4$ ($\operatorname{tg}(\pi/2) = \infty$) pour laquelle un court circuit en $x = 0$ est vu comme une ligne ouverte à un quart d'onde plus loin, ou une ligne ouverte est transformée en un court-circuit (voir (1.73), (1.74) pour $x = \lambda/4$). Au contraire, la mesure de l'impédance Z_C effectuée en un plan situé à $x = \lambda/2$ sur la ligne d'impédance Z_0 , conduira à la même valeur (voir (1.73) et (1.74) pour $x = \lambda/2$).

$x = 0$	$x = \lambda/4$ (transformateur d'impédance)	$x = \lambda/2$	
$Z_C = 0$	$Z_E(\lambda/4) = \infty$	$Z_E(\lambda/2) = 0 = Z_C$	(1.73)
$Z_C = \infty$	$Z_E(\lambda/4) = 0$	$Z_E(\lambda/2) = \infty = Z_C$	(1.74)

Par conséquent, un tronçon $\lambda/4$ peut servir à transformer l'impédance d'un plan court-circuit en une impédance infinie (et réciproquement) : c'est le **principe des courts-circuits $\lambda/4$** .

Le cas d'une ligne de transmission de longueur $\lambda/4$ est donc particulièrement intéressant et souvent utilisé comme transformateur d'impédance. En effet, outre les cas particuliers précédents ($Z_C = 0, \infty$), la relation (1.68) considérée pour une impédance Z_C quelconque montre que celle-ci est transformée à un quart d'onde plus loin en une impédance $Z_E(x = \lambda/4)$ selon :

$$Z_E(x = \lambda/4) = Z_0^2 / Z_C, \quad (1.75)$$

et ceci peut être représenté sous la forme d'un schéma comme celui de la Figure 1.21-a, que nous utilisons pour généraliser la notion de **transformateur d'impédance $\lambda/4$** . En effet, selon ce principe, on peut considérer deux éléments de circuit d'impédances caractéristiques différentes Z_0 et Z_C (cf. Figure 1.21-b), ou Z_{01} et Z_{02} (cf. Figure 1.21-c), entre lesquels on interpose un transformateur d'impédance (TZ) d'impédance caractéristique Z_{TZ} qui satisfait la relation (1.75).

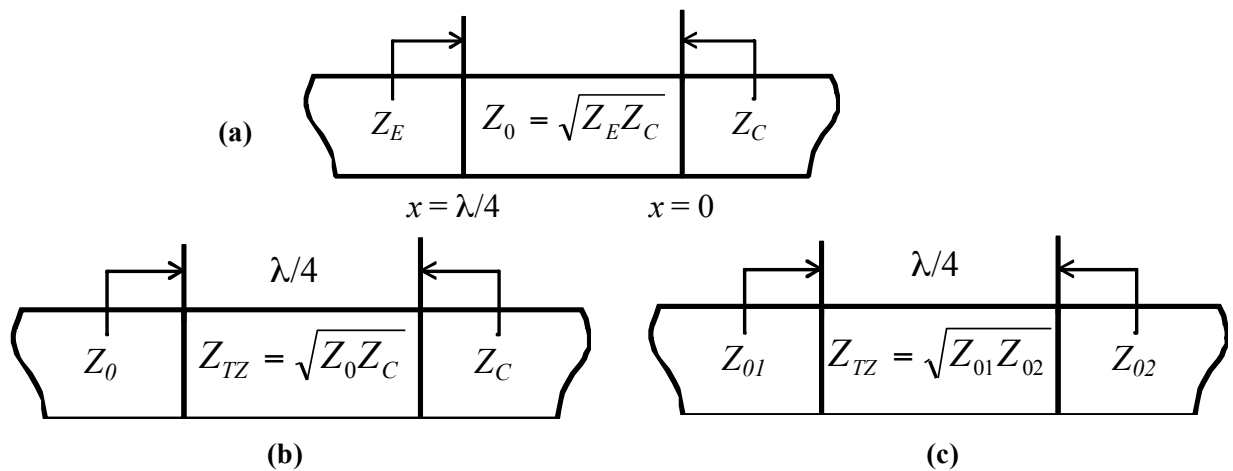


Figure 1. 21 Schéma de principe d'un transformateur d'impédance.

La Figure 1.22 (b) montre qu'il est possible d'utiliser un transformateur d'impédance en $\lambda/4$ pour adapter une charge Z_C à l'impédance d'une ligne de transmission d'impédance Z_0 (généralement égale à 50Ω) à l'aide d'un transformateur d'impédance qui a comme valeur caractéristique :

$$Z_{TZ} = \sqrt{Z_0 Z_C} . \quad (1.76)$$

Dans ce cas, l'impédance Z_C ramenée dans le plan d'entrée du transformateur est égale à l'impédance Z_0 (charge adaptée à la ligne par un transformateur $\lambda/4$). De la même manière, le transformateur peut servir à passer d'une ligne d'impédance caractéristique Z_{01} à une seconde ligne d'impédance caractéristique Z_{02} en introduisant un tronçon de en $\lambda/4$ d'impédance caractéristique :

$$Z_{TZ} = \sqrt{Z_{01} Z_{02}} . \quad (1.77)$$

Cette transformation se fait, en principe, sans pertes dues à des réflexions si toutes les impédances caractéristiques en jeu sont purement réelles, ce qui n'est pas forcément le cas pour une charge comme le plasma. Egalement, les relations (1.76) et (1.77) sont rigoureusement satisfaites quand les impédances de part et d'autre du TZ (Z_0 , Z_C et Z_{01} , Z_{02}) sont réparties sur des longueurs infinies, c'est-à-dire des longueurs beaucoup plus grandes que $\lambda/4$. Et enfin, pour que cette propriété ((1.76), (1.77)) soit conservée, il est nécessaire de travailler à fréquence fixe.

Même si expérimentalement il n'est pas toujours possible de respecter l'ensemble des conditions requises, lors de la conception de nouvelles sources plasma nous allons nous appuyer sur cette propriété d'adaptation en impédance à l'aide des tronçons en $\lambda/4$.

Conclusion du chapitre 1

De manière générale, dans la conception de sources HF (RF ou micro-onde) un facteur important est celui de l'efficacité du couplage entre l'onde HF et le plasma. Pour cette raison, nous avons abordé dans ce chapitre quelques aspects concernant l'efficacité d'absorption de la puissance d'une onde par les électrons d'un plasma, la propagation de l'onde dans un plasma, puis la propagation de l'onde sur une ligne de transmission reliant le générateur HF au plasma.

Nous avons donc précisé les différents mécanismes d'absorption de puissance en fonction des paramètres plasma et de l'onde, mécanismes qui peuvent être de nature, soit collisionnelle, soit résonnante. Nous avons vu que, pour un plasma dépassant la densité critique, cette absorption est essentiellement localisée dans des zones où le champ électrique de l'onde est concentré, épaisseur de peau dont les dimensions dépendent de la densité plasma et de la fréquence de collision, et donc, des conditions opératoires. Pour que l'absorption à la RCE soit effective dans le cas des plasmas denses, il est nécessaire que l'onde pénètre jusqu'à la zone RCE.

En absence d'une cartographie complète des paramètres plasma et éventuellement d'une modélisation de la source plasma dans son ensemble (applicateur et plasma), il sera difficile de donner une description exacte des phénomènes produits localement dans le plasma. Néanmoins, considérer ces aspects devrait permettre une meilleure compréhension du fonctionnement des sources plasma développées dans le cadre de cette étude où, du point de vue du couplage onde/plasma, ce dernier sera plutôt considéré dans sa globalité comme une impédance.

Les rappels électromagnétiques sur la propagation de l'onde dans un circuit micro-onde ont permis d'établir que l'efficacité du transfert de la puissance du générateur au plasma dépend de façon essentielle de l'adaptation d'impédance tout le long de la chaîne d'éléments constituant le circuit. Le plasma considéré comme une impédance dépendante des paramètres opératoires (puissance, pression), les paramètres caractéristiques des lignes de transmission coaxiales, ainsi que les propriétés d'un transformateur d'impédance quart d'onde seront donc pris en compte pour la conception de nouvelles configurations d'applicateurs micro-ondes.

En effet, l'optimisation des applicateurs est essentielle dans la réalisation des sources plasma puisqu'ils doivent permettre un transfert de puissance aussi efficace que possible, et ce sur un domaine de pression aussi large que possible.

Les sources développées dans le cadre de cette étude comportent donc de nouvelles configurations d'applicateurs que nous allons présenter dans les Chapitres 4 et 5. La première principale modification apportée aux sources plasma porte sur la configuration de la terminaison de l'applicateur micro-onde, et elle sera présentée dans le Chapitre 3. L'évaluation de l'ensemble des sources plasma étudiées dans les Chapitres 3, 4 et 5 est réalisée à l'aide de différentes techniques qui sont présentées dans le Chapitre 2 qui suit.

CHAPITRE 2

Méthodes et outils de caractérisation

2.1	<u>CARACTERISATION MICRO-ONDE</u>	46
2.1.1	ELEMENTS ET DISPOSITIFS MICRO-ONDES	46
2.1.2	TECHNIQUES DE MESURE D'IMPEDANCE.....	52
2.2	<u>CARACTERISATION ELECTRIQUE PAR SONDE ELECTROSTATIQUE</u>	61
2.2.1	DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	61
2.2.2	ANALYSE DES COURBES DE SONDE	62
2.3	<u>SIMULATION ET CONCEPTION ASSISTEE PAR ORDINATEUR</u>	68
2.3.1	MODELE SIMPLIFIE	68
2.3.2	CONDITIONS AUX LIMITES, PLANS DE SYMETRIE ET CHOIX DU SOLVEUR.....	70
2.3.3	VALIDATION DU MODELE.....	71

Introduction du chapitre 2

L'évaluation des performances des sources plasma développées et étudiées dans le cadre de cette thèse nécessite leur caractérisation, aussi bien en termes de performances plasma, qu'en termes d'efficacité de couplage onde/plasma. Pour cela, différentes techniques de caractérisation sont utilisées et leur présentation fait l'objet de ce chapitre.

Une importante partie de ce chapitre est dédiée à la description des techniques de mesures micro-onde et, en particulier, du dispositif et de la méthode proposés pour des mesures d'impédance des sources en fonctionnement, c'est-à-dire des sources en présence du plasma (applicateur micro-onde + plasma). En effet, ce type de mesure ne présente aucune difficulté si l'analyseur de réseau vectoriel, équipement largement utilisé dans le domaine de micro-ondes, permet à la fois la caractérisation des différents composants d'un circuit et la production du plasma. En absence d'un tel analyseur de réseau permettant cette dernière fonction, nous avons proposé, et mis en place un dispositif spécifique aux mesures d'impédance. La validation des mesures effectuées avec ce dispositif est également présentée dans la première section.

Pour déduire les paramètres plasma, nous utilisons la méthode classique de sonde électrostatique (sonde de Langmuir). Celle-ci est décrite brièvement dans la deuxième section afin de souligner les particularités de mesures de sonde en présence d'un champ magnétique et dans un domaine de pression qui s'étend du mtorr jusqu'au torr et au-delà.

La conception de nouvelles configurations d'applicateurs s'appuie sur la simulation assistée par ordinateur effectuée en amont de leur réalisation mécanique. Pour l'utilisation correcte du code CST Microwave Studio® à la simulation des structures plus complexes comme celles des applicateurs, la modélisation d'une structure beaucoup plus simple est réalisée en préalable. Cette structure ainsi que les résultats obtenus, aussi bien par modélisation que par caractérisation, sont présentés dans la dernière section de ce chapitre.

2.1 Caractérisation micro-onde

Dans le domaine des micro-ondes, la mesure des courants et tensions devient problématique et, de plus, elle est de moindre intérêt que la connaissance de la transmission de la puissance. De manière générale, on mesure la puissance incidente et la puissance réfléchie en un point d'une ligne de transmission en prélevant une fraction calibrée de ces puissances grâce à un coupleur bidirectionnel et à un puissance-mètre. Cette mesure peut être réalisée en présence ou en l'absence de plasma, et permet de calculer le module du coefficient de réflexion de la ligne micro-onde.

Un autre type de caractérisation micro-onde peut être effectué en utilisant un analyseur de réseau vectoriel (ARV) qui permet de mesurer aussi bien le coefficient de réflexion que la phase entre l'onde incidente et réfléchie, et ce en fonction de la fréquence micro-onde. Cette mesure nous renseigne sur la capacité d'une ligne de transmission (l'applicateur micro-onde dans notre cas) à transmettre une onde électromagnétique. Des mesures à l'analyseur de réseau peuvent être réalisées en présence de plasma, mais cet appareil est onéreux et celui utilisé pendant cette étude n'est pas adapté à ce type de mesure. Pour cette raison, un dispositif beaucoup moins coûteux a été mis en place afin de pouvoir effectuer ces mesures en présence du plasma. L'analyseur de réseau disponible au laboratoire a été réservé aux mesures en absence de plasma (mesures *à vide*), mais aussi pour valider les mesures effectuées avec le dispositif réalisé.

Cette section comporte la description des dispositifs micro-ondes utilisés (coupleur bidirectionnel, analyseur de réseau), puis celle du dispositif développé et de la méthode utilisée pour la détermination des impédances.

2.1.1 Eléments et dispositifs micro-ondes

Coupleur bidirectionnel. Le coupleur bidirectionnel est un dispositif à quatre accès qui permet de prélever une fraction calibrée de la puissance incidente et réfléchie.

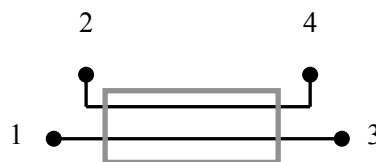


Figure 2. 1 Représentation des ports d'un coupleur bidirectionnel.

La convention prise pour les quatre accès du coupleur bidirectionnel, représenté sur la Figure 2.1, est la suivante : le port 1 constitue le port d'entrée (côté générateur) de la puissance micro-onde, le port 3 est le port de sortie (côté charge), tandis que les ports 2 et 4 sont respectivement les ports de

prélèvement des puissances réfléchi et incidente. Pour la caractérisation des dispositifs micro-ondes et des coupleurs, il est d'usage d'utiliser les paramètres de dispersion S_{ij} qui représentent le rapport de la puissance à la sortie i et la puissance fournie à l'entrée j , $S_{ij} = P_i / P_j$. Pour un quadripôle, les valeurs prises par i et j vont de 1 à 4 et les paramètres S_{ij} forment une matrice $4 \times 4 = 16$ éléments. Une première propriété du coupleur bidirectionnel est la symétrie de couplage, qui revient à considérer la proportion de signal incident au port 1 mesuré au port 4 (S_{41}) égale à la proportion de signal réfléchi au port 3 et mesuré au port 2 (S_{23}) :

$$S_{41} = S_{23} \quad (2.1)$$

Une autre propriété est celle de la symétrie d'isolation, qui suppose que la puissance incidente au port 1 n'influence pas la fraction de puissance réfléchi prélevée au port 2. Egalement, la puissance réfléchi au port 3 ne doit pas influencer la fraction de puissance incidente prélevée au port 4. Cela revient à :

$$S_{21} = S_{43}. \quad (2.2)$$

La directivité du coupleur bidirectionnel représente la capacité de mesurer S_{41} sans être influencé par S_{21} , et elle est définie par le rapport :

$$S_{41} / S_{21}. \quad (2.3)$$

Les pertes d'insertion du coupleur bidirectionnel dans la ligne de transmission de puissance sont définies par les paramètres de la ligne de transmission :

$$S_{13} = S_{31}. \quad (2.4)$$

Compte tenu de la symétrie supposée et des relations (2.1) - (2.4), les égalités suivantes sont également satisfaites :

$$S_{14} = S_{32}, \quad S_{12} = S_{34}, \quad S_{13} = S_{24}, \quad (2.5)$$

Les paramètres de dispersion relient donc les ondes incidente et réfléchi par le biais des puissances mesurées aux ports de prélèvement 4 (P_i) et 2 (P_r) à l'aide d'un puissance-mètre (de marque Gigatronics dans notre cas). Ces mesures permettent de déterminer, en un point donné, la valeur de la puissance transmise P au-delà de ce point :

$$P = P_i - P_r = P_i |S_{21}|^2 = P_i (1 - |S_{11}|^2), \quad (2.6)$$

et, (1.60), le module du coefficient de réflexion :

$$|S_{11}| = |\Gamma| = V_r/V_i = \sqrt{P_r/P_i}. \quad (2.7)$$

Pour un maximum de puissance transmise, la puissance réfléchiée et le coefficient de réflexion sont nuls. Ceci correspond à la condition d'adaptation en impédance, comme précisé dans la Chapitre 1, §1.3. Toutefois, un puissance-mètre et un coupleur directionnel ne suffisent pas pour la détermination de l'impédance en un point donné de la ligne, d'où la nécessité d'un analyseur de réseau qui permet de déterminer en plus la phase entre les signaux incident et réfléchi/

Analyseur de réseau vectoriel. L'analyseur de réseau vectoriel (ARV) mesure les paramètres S_{ij} de transmission (S_{21}) et de réflexion (S_{11}) d'un dispositif micro-onde (Figure 2.2) par rapport à une impédance de référence, et ce en fonction de la fréquence fixée par la source RF intégrée dans l'ARV. Il permet également de mesurer la phase de ces mêmes paramètres. L'appareil utilisé dans le cadre de ce travail de thèse (ARV Agilent 8712 ES, 300 kHz à 3 GHz) n'est équipé que de deux voies de mesure (Figure 2.3). De ce fait, pour caractériser un réseau à plus de deux voies, il convient de fermer les voies non utilisées sur une impédance de référence (fixée à 50 Ω), et de procéder en plusieurs étapes par des mesures sur deux ports non fermés.

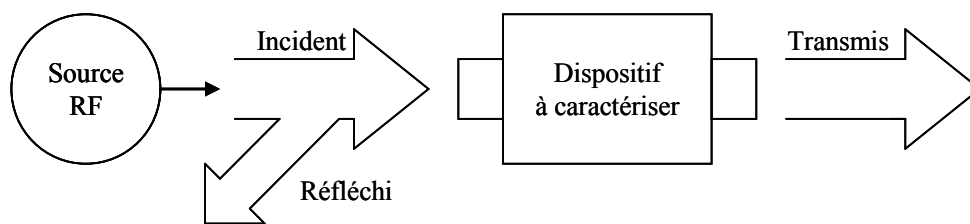


Figure 2.2 Schéma de la réponse d'un dispositif micro-onde à un signal RF de l'ARV.

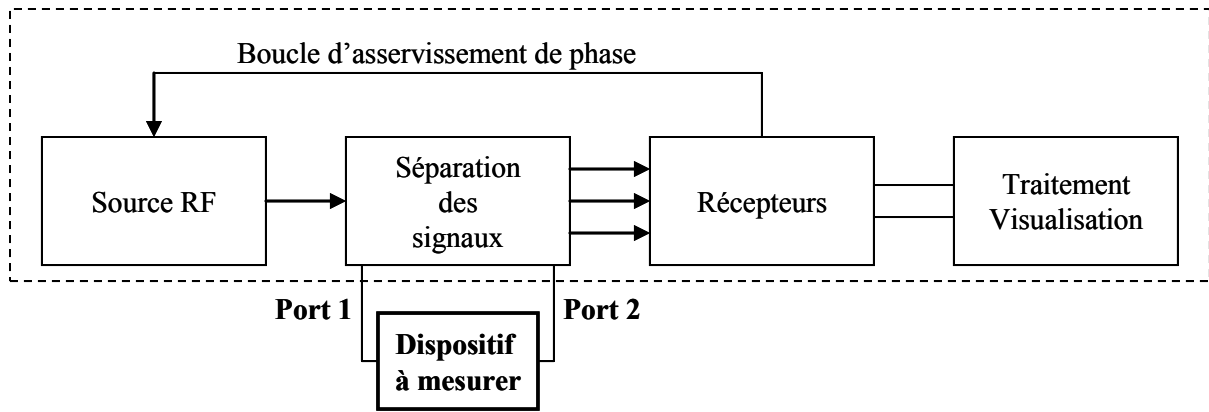


Figure 2.3 Synoptique de l'analyseur de réseaux Agilent 8712 ES (300 kHz à 3 GHz).

Les résultats de mesures à l'ARV peuvent être visualisés sous différentes formes :

- *Diagramme cartésien* : visualisation d'une grandeur réelle en réflexion ou en transmission (module de S_{ij} sur échelle linéaire ou logarithmique, phase, rapport d'ondes stationnaires en réflexion, partie réelle et partie imaginaire de l'impédance du dispositif à mesurer).
- *Diagramme polaire* (Figure 2.4) : visualisation d'une grandeur complexe, en transmission mais également en réflexion. Comme présenté sur la Figure 2.4, il est donc possible de relever directement le module du coefficient de réflexion $|\Gamma| = |S_{11}|$, ainsi que la phase $\varphi = \arg(S_{11})$.
- *Abaque de Smith* (Figure 2.7) : visualisation d'une grandeur complexe en réflexion (grandeur normalisée, échelle non linéaire).

Ce dernier type de représentation permet le passage simple et efficace des coefficients de réflexion à des impédances, comme décrit ci-dessous.

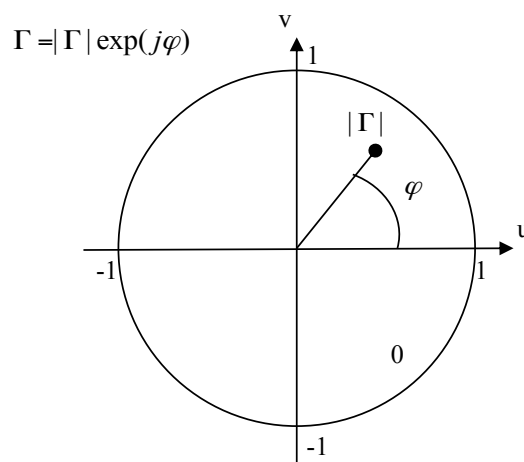


Figure 2.4 Représentation polaire du coefficient de réflexion.

En considérant l'équation (1.61) en un point donné de la ligne (par exemple en $x = 0$) et en la divisant par rapport à l'impédance caractéristique Z_0 , on obtient :

$$\Gamma = \frac{z_C - 1}{z_C + 1}, \quad (2.8)$$

où $z_C = Z_C/Z_0$ représente l'impédance réduite :

$$z_C = \frac{R_C}{Z_0} + i \frac{X_C}{Z_0} = r + i x. \quad (2.9)$$

En considérant le coefficient de réflexion (cf. Figure 2.4) :

$$\Gamma = |\Gamma| e^{j\varphi} = u + i v, \quad (2.10)$$

et la relation (2.9), on peut déterminer l'expression (2.11) qui relie le coefficient de réflexion à une impédance réduite :

$$\Gamma = \frac{r^2 + x^2 - 1}{(r + 1)^2 + x^2} + i \frac{2x}{(r + 1)^2 + x^2}. \quad (2.11)$$

En utilisant r et x comme paramètres, on obtient les relations qui définissent l'abaque de Smith ($u = \pm 1$ et $v = \pm 1$) :

- la partie réelle r de l'impédance est représentée par un cercle de rayon $1/(r + 1)$, centré sur $(r/(r + 1), 0)$, cf. Figure 2.5;
- la partie imaginaire x de l'impédance est représentée par un cercle de rayon $1/x$, centré sur $(1, 1/x)$, cf. Figure 2.6. En superposant les Figures 2.5 et 2.6, on obtient l'abaque de Smith en impédance présenté sur la Figure 2.7. A une fréquence donnée, l'ARV affiche un point correspondant à une impédance réduite $z_C = (r + i x)$ et à une phase φ (Figure 2.7), ou encore une série de points correspondant à l'évolution de ces grandeurs en fonction de la fréquence quand celle-ci varie.

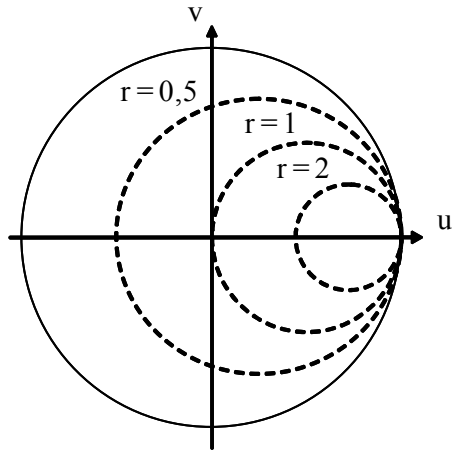


Figure 2.5 Représentation des cercles de partie réelle constante ($r = \text{constant}$).

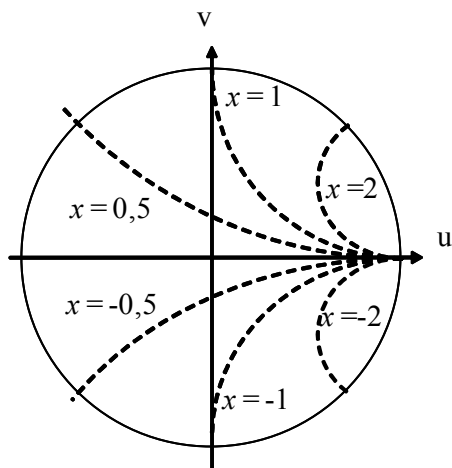


Figure 2.6 Représentation des cercles de partie imaginaire constante ($x = \text{constant}$).

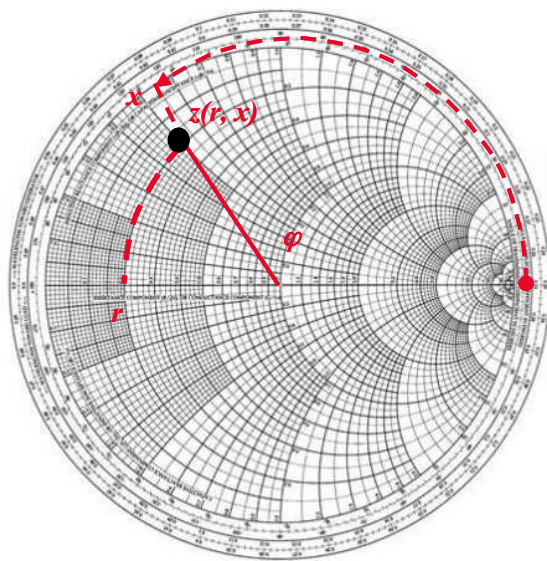


Figure 2.7 Abaque de Smith en impédance.

La puissance délivrée par la source RF intégrée à l'ARV, le nombre de voies de sortie (deux) et les paramètres de configuration de l'ARV Agilent 8712 ES ne permettent pas d'exciter le plasma et donc de mesurer directement l'impédance d'une source en fonctionnement, comme cela a été réalisé dans [18]. Pour cette raison, l'ARV a essentiellement été utilisé pour la validation de la modélisation de nouveaux applicateurs développés pendant de cette thèse par leur caractérisation en absence du plasma. L'analyseur de réseau a également été très utile pour la validation de la technique de mesure d'impédances en présence du plasma, technique mise au point pendant ce travail de thèse et décrite dans la section suivante.

2.1.2 Techniques de mesure d'impédance

Nous avons montré que l'utilisation d'un puissance-mètre associé à un coupleur bidirectionnel suffit à déterminer le module du coefficient de réflexion dans une ligne micro-onde. Le schéma de mesure présenté sur la Figure 2.8 permet de réaliser cette mesure à l'entrée de la source plasma élémentaire constituée de l'applicateur (Z_A) et du plasma (Z_C). Le générateur micro-onde utilisé pour les mesures présentées dans cette section est un générateur 2,45 GHz à état solide (Kuhne Electronics™) qui peut délivrer jusqu'à 30 W.

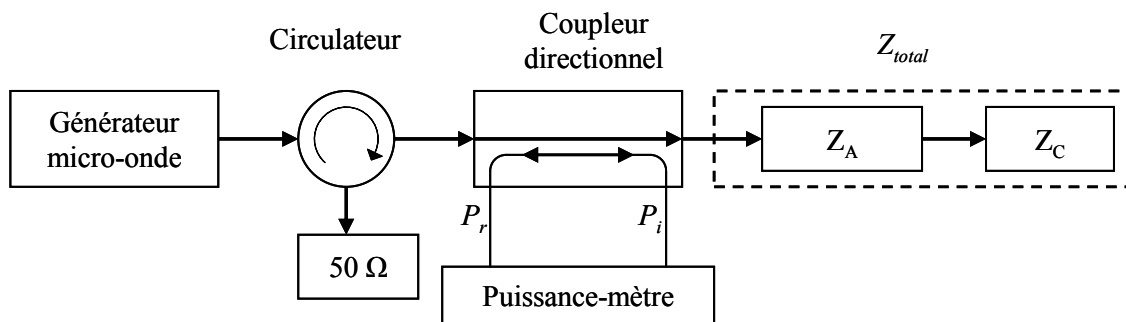


Figure 2.8 Schéma électrique du dispositif de mesures HF avec un puissance-mètre.

Pour déterminer l'impédance vue en sortie du coupleur bidirectionnel, il est nécessaire de connaître également la phase (cf. (2.8) – (2.10)) et, pour une source en fonctionnement (en présence du plasma), cela est possible [18] avec un ARV prévu d'une sortie auxiliaire de sa source RF (Figure 2.9). Dans ce cas, deux ports de mesure sont connectés à un coupleur bidirectionnel et le troisième sert comme source de production du plasma.

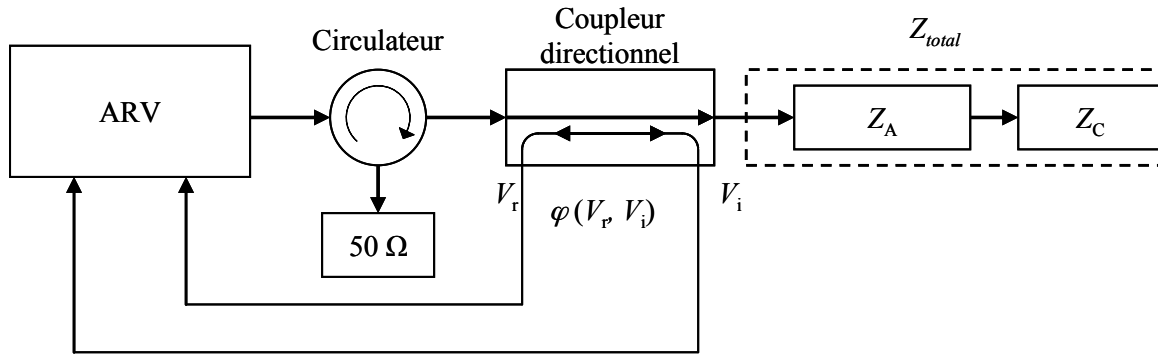


Figure 2.9 Schéma électrique du dispositif de mesures HF avec un analyseur de réseau [18].

Une fonction de l'ARV permet alors de diviser les signaux prélevés et d'afficher directement les impédances relevées. Notons que l'impédance accessible aux mesures est uniquement l'impédance totale Z_{total} (impédance vue dans le plan de sortie du coupleur) et que l'impédance Z_C du plasma ne peut être déterminée qu'ultérieurement. La procédure est précisée dans le dernier chapitre dédié à la caractérisation de sources en présence du plasma. Toutefois, pour un applicateur micro-onde donné, en considérant ses paramètres primaires (Z_A) constants et le mode de propagation TEM, la variation du Z_{total} en fonction des conditions opératoires (pression, puissance) traduit bien une variation de l'impédance Z_C du plasma. Il devient alors possible de suivre l'évolution du plasma par le biais de l'impédance Z_{total} vue dans le plan de sortie du coupleur et donc dans le plan d'entrée de l'applicateur. Malheureusement, l'ARV disponible au LPSC n'est pas pourvu d'une sortie externe pour exciter le plasma et, vu le coût très onéreux d'un ARV à trois voies, une seconde méthode est proposée afin de pouvoir faire des mesures avec les sources en présence du plasma. Pour se faire, il est nécessaire de visualiser les signaux temporels en sortie des ports de prélèvements du coupleur bidirectionnel à l'aide d'un oscilloscope, comme présenté sur la Figure 2.10.

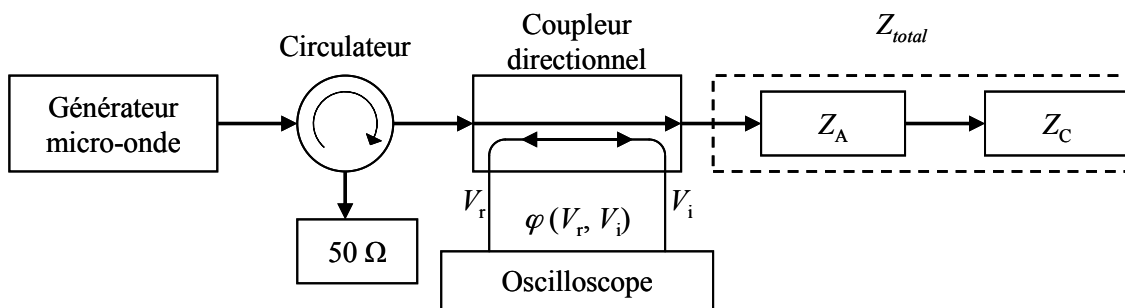


Figure 2.10 Schéma électrique du dispositif de mesures HF avec un oscilloscope numérique.

Le puissance-mètre est tout simplement remplacé par un oscilloscope permettant de mesurer les valeurs efficaces des tensions incidente V_i et réfléchie V_r , ainsi que leur phase φ [19]. Cette méthode est très simple, mais elle nécessite un oscilloscope avec une large bande passante, supérieure à 5 GHz, capable de mesurer des signaux à une fréquence de 2,45 GHz. L'investissement dans un tel équipement étant du même ordre de grandeur que celui d'un ARV à trois voies, nous avons choisi une autre solution. Celle-ci consiste à réaliser un dispositif permettant de diminuer la fréquence en sortie du coupleur bidirectionnel et effectuer les mêmes mesures (V_i , V_r , φ) à l'aide d'un oscilloscope ayant une bande passante de seulement quelques dizaines de MHz.

Cette transposition des signaux vers des fréquences plus basses a été réalisée grâce à des circuits mélangeurs de fréquence (Mini-Circuits™ ZX05-43H+). Le mélangeur [20] est un circuit auquel on applique deux tensions d'entrée : i) une tension sinusoïdale V_{HF} , de fréquence f_{HF} , prélevée sur la ligne micro-onde par le coupleur bidirectionnel ; ii) une tension sinusoïdale V_{OL} , de fréquence f_{OL} , provenant d'un oscillateur local (OL). A sa sortie, le mélangeur fournit quatre signaux d'amplitudes égales au produit des deux tensions d'entrée ($V_{HF} \times V_{OL}$), mais de fréquences différentes : f_{HF} , f_{OL} , $f_{HF} + f_{OL}$, $|f_{HF} - f_{OL}|$. Les trois composantes de fréquence élevée f_{HF} , f_{OL} et $f_{HF} + f_{OL}$ sont ensuite éliminées à l'aide d'un filtre passe-bas (Mini-Circuits™ SLP-1200+). Pour les deux voies de mesures nécessaires (V_i et V_r), nous utilisons donc deux dispositifs comme celui présenté sur la Figure 2.11 qui schématise la fonction du mélangeur et du filtre pour une voie de mesure.

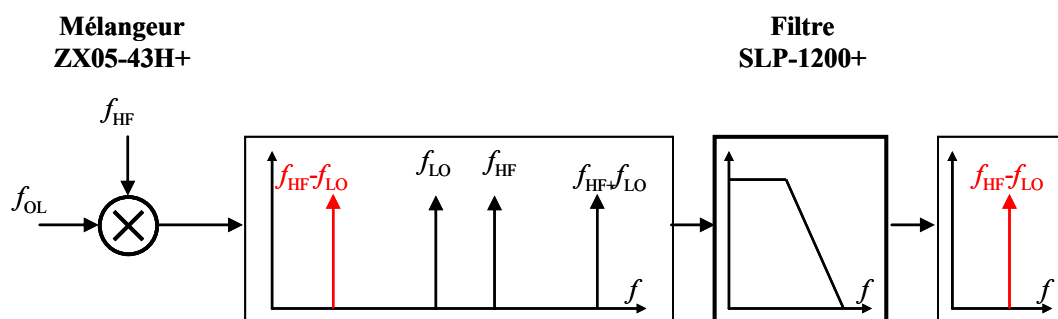


Figure 2.11 Transposition vers les basses fréquences par mélange et filtrage.

Pour alimenter les entrées f_{OL} des deux voies de mesure du coupleur bidirectionnel par un même oscillateur local délivrant une puissance de 100 mW à $f_{OL} = 2,43$ GHz, un diviseur de puissance Mini-Circuits ZFRSC-42+ a été utilisé. Les mélangeurs reçoivent ainsi la même puissance avec la même référence de phase. La Figure 2.12 représente le dispositif complet qui permet de déterminer le module du coefficient de réflexion par le rapport des valeurs efficaces de V_i et V_r (cf. (2.7)) et la phase à l'aide d'un oscilloscope Lecroy WaveSurfer44XS.

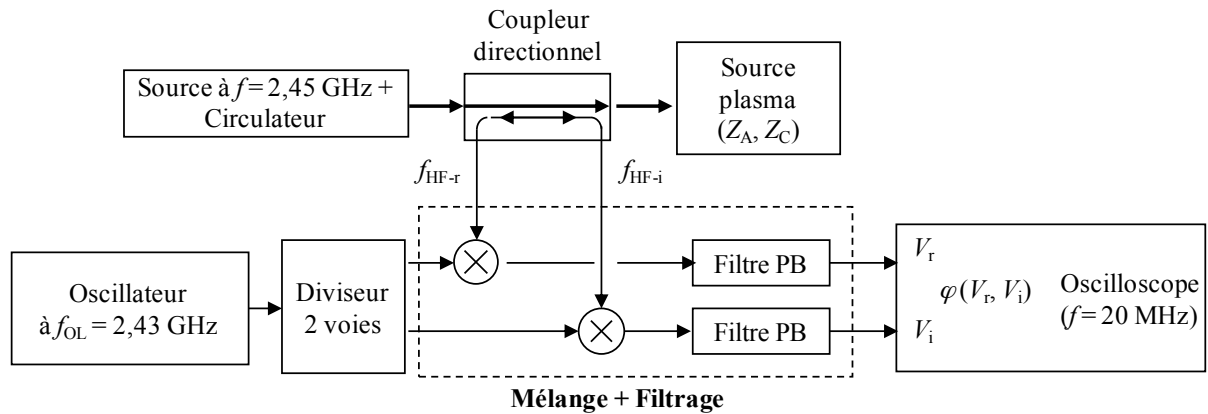


Figure 2.12 Schéma électrique du dispositif de transposition de fréquence pour la mesure d'impédance d'une source en présence du plasma.

Les mélangeurs sont des circuits actifs et, par conséquent, la variation des amplitudes des signaux mélangés avec la puissance prélevée sur le coupleur bidirectionnel ne suit pas une courbe $V \propto \sqrt{P}$, comme montré sur la Figure 2.13. Cet écart peut induire des erreurs sur les valeurs du module du coefficient de réflexion calculées par le rapport V_r / V_i et ce, surtout dans le domaine des puissances utilisées pour la production du plasma.

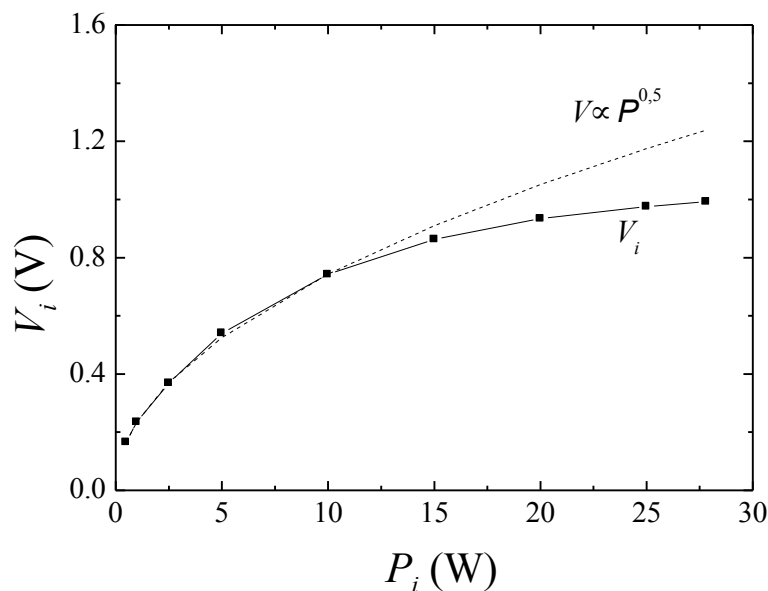


Figure 2.13 Variation de la tension relevée à l'oscilloscope en fonction de la puissance.

Aussi, pour valider cette méthode de mesure, un second coupleur bidirectionnel a été inséré dans le dispositif (Figure 2.14) afin de mesurer les puissances incidente et réfléchie avec un puissance-mètre.

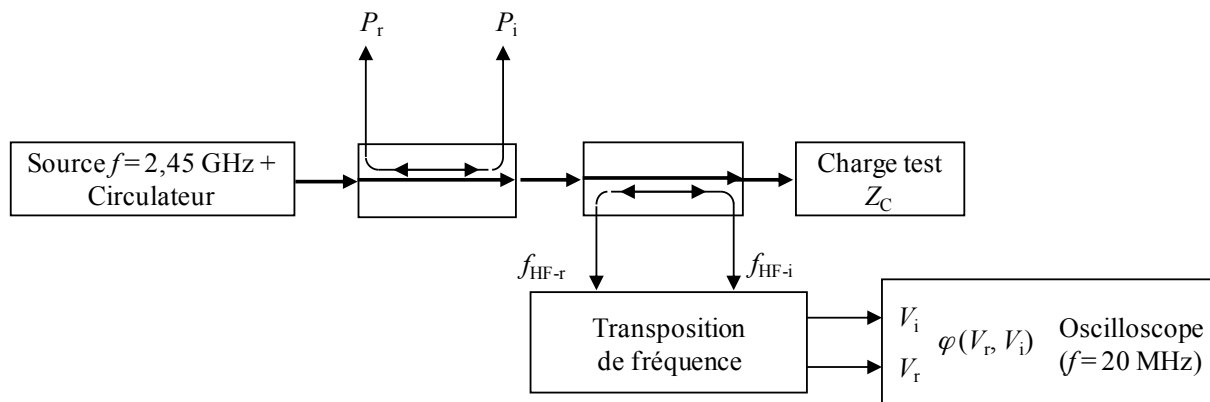


Figure 2.14 Dispositif de mesure du coefficient de réflexion par puissance-mètre et par oscilateur.

Ensuite, les modules du coefficient de réflexion déterminés à l'aide des mesures V_r / V_i (Oscilloscope) et P_r / P_i (puissance-mètre) sont comparés au module mesuré directement avec l'ARV. Ces mesures sont réalisées pour trois charges test d'impédance Z_C placées en sortie du coupleur bidirectionnel (Figure 2.14) et qui remplacent donc la source (applicateur + plasma) : 0Ω (court-circuit), 50Ω , et une charge inductive obtenue par désadaptation de la charge de 50Ω à l'aide d'un transformateur d'impédance à trois stubs (cf. Figure 2.15).



Figure 2.15 Charge de 50Ω et transformateur d'impédance à trois stubs.

La comparaison est effectuée en termes d'impédances à l'aide de l'abaque de Smith. Pour cela, la relation (2.10) mise sous la forme :

$$\Gamma = |\Gamma| e^{i\varphi} = |\Gamma|(\cos \varphi + i \sin \varphi) = u + iv, \quad (2.12)$$

a été utilisée pour en déterminer les coordonnées u et v nécessaires à la représentation sur l'abaque de Smith :

$$u = |\Gamma| \cos \varphi \quad \text{et} \quad v = |\Gamma| \sin \varphi, \quad (2.13)$$

avec la phase mesurée à l'oscilloscope et le module calculé à l'aide de (2.7) par le rapport V_r/V_i et $(P_r/P_i)^{0.5}$. Le point de coordonnées u, v sur l'abaque de Smith donne la valeur des impédances issues des mesures en tension et en puissance. Sur le même abaque, l'impédance de référence affichée par l'ARV est aussi positionnée.

Bien évidemment, la comparaison peut être également effectuée par le calcul des impédances, puisque les relations (2.8) - (2.10) permettent d'exprimer la résistance et la réactance réduites de la charge $Z_C = R_C + i X_C$ en fonction des coordonnées u et v :

$$r = \frac{R_C}{Z_0} = \frac{1 - u^2 - v^2}{(u - 1)^2 + v^2} \quad (2.14)$$

et

$$x = \frac{X_C}{Z_0} = \frac{2v}{(u - 1)^2 + v^2}. \quad (2.15)$$

A titre d'exemple, pour une charge purement résistive $R_C = 50 \Omega$ et une impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$, soit $r = 1$ et $x = 0$, les relations (2.14) et (2.15) montrent bien que celle-ci doit être positionnée sur l'abaque de Smith en un point de coordonnées $u = 1$ et $v = 0$. Les résultats obtenus pour la charge de 50Ω sont représentés sur la Figure 2.16.

Les impédances résultant de l'utilisation des puissances mesurées P_i, P_r ou des tensions efficaces V_i, V_r (Figure 2.16-a) montrent des valeurs très proches. En revanche, la valeur de la phase a dû être décalée de -168° pour que les valeurs soient ramenées à la valeur d'impédance relevée à l'ARV (Fig.2.16-b). Les résultats obtenus pour les deux autres charges, $Z_C = 0$ (court-circuit) et charge inductive, sont représentés sur les Figures 2.17 et 2.18. Pour ces deux charges, le même décalage de -168° de la phase a été trouvé. Ce décalage traduit une différence entre les plans de mesures d'impédance de l'ARV et du dispositif de transposition. En effet, un ARV est calibré par trois charges : un court-circuit ($Z_C = 0$), un circuit ouvert ($Z_C = \infty$) et une charge $Z_C = 50 \Omega$ placée, soit directement sur l'analyseur, soit en sortie d'un câble de connexion. L'analyseur applique ensuite une correction afin que le plan d'impédance soit ramené au plan de positionnement des charges, c'est-à-dire à l'interface connecteur de l'analyseur - connecteur de la charge. En revanche, la mesure de phase par notre dispositif est

réalisée (compte tenu des dimensions du coupleur bidirectionnel) à quelques centimètres en amont par rapport au plan de référence de l'ARV, ce qui explique la différence observée en termes de phase. Comme une rotation de 180° sur l'abaque de Smith correspond à un déplacement d'un quart de longueur ($\lambda/4 = 3,06$ cm à 2,45 GHz dans le vide), la rotation de 168° représente un déplacement de 2,86 cm dans le vide (soit une distance $< 2,86$ cm dans le coupleur). Cette phase de 168° représente la valeur de calibration de la mesure par rapport à la valeur de référence de l'ARV. Cette valeur est appliquée constamment dans tous les calculs des impédances présentés dans ce manuscrit.

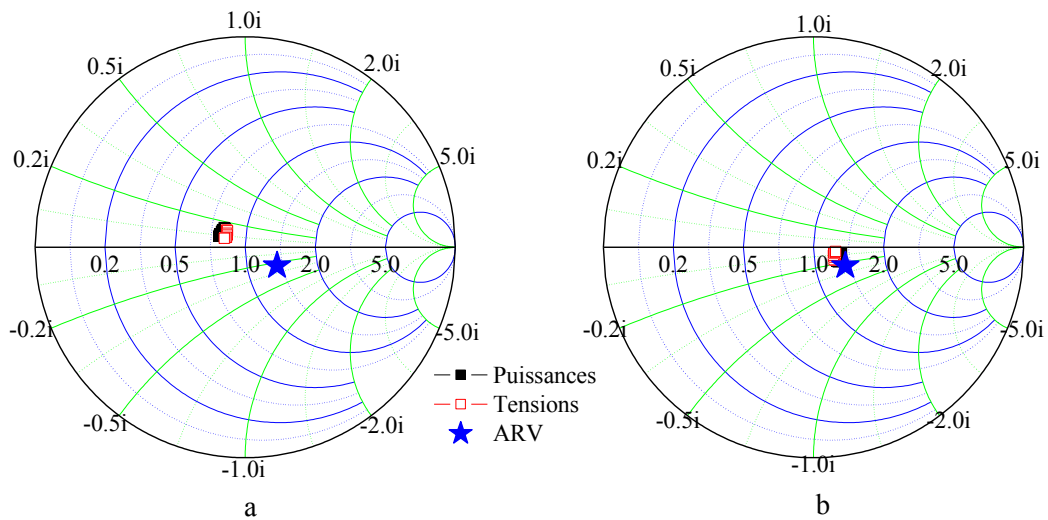


Figure 2.16 Comparaison d'impédances relevée à l'ARV et calculés par le rapport de puissances et de tensions : a) avant et b) après calibration par rotation de -168 . Charge test de 50Ω .

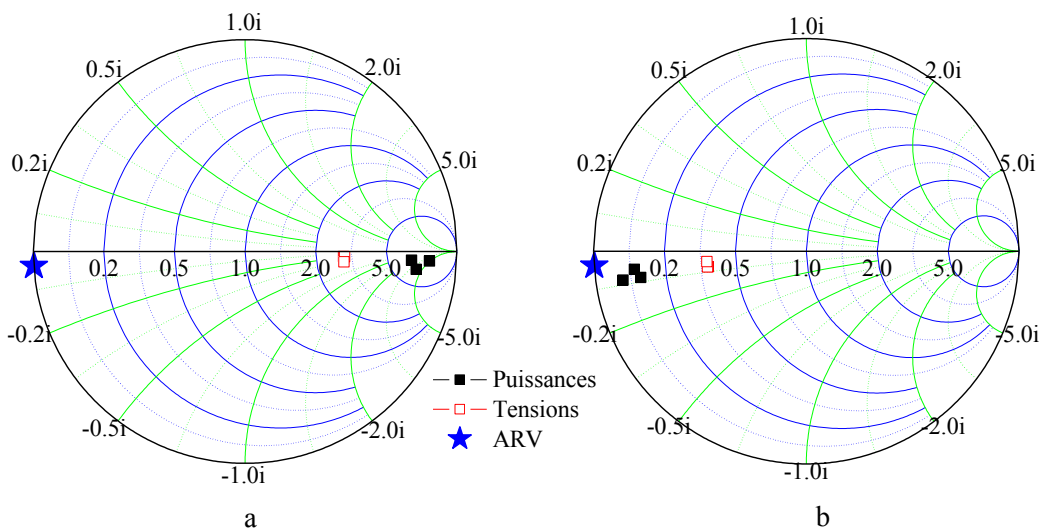


Figure 2.17 Comparaisons d'impédances relevée à l'ARV et calculés par le rapport de puissances et de tensions : a) avant et b) après calibration par rotation de -168 . Charge test 0Ω .

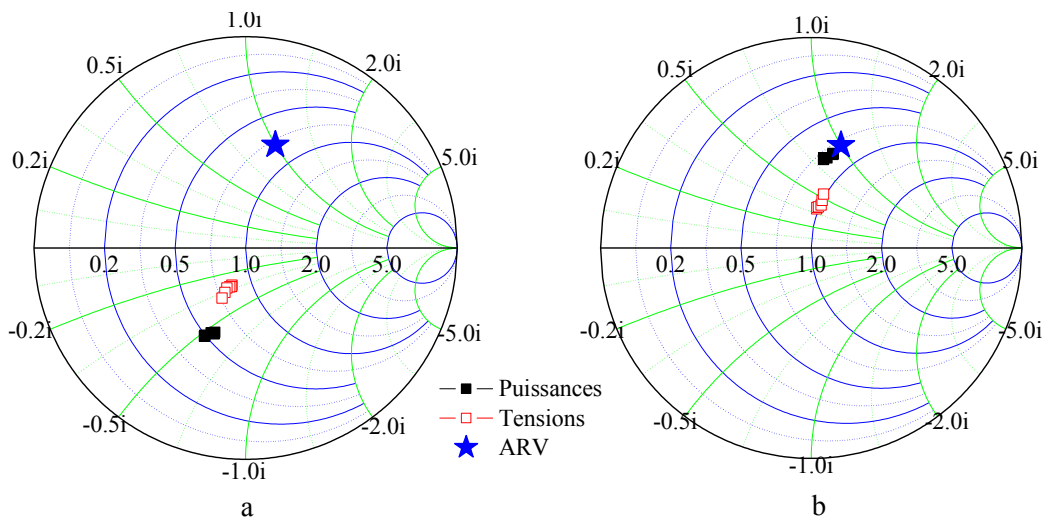


Figure 2.18 Comparaison d'impédances relevée à l'ARV et calculés par le rapport de puissances et de tensions : a) avant et b) après calibration par rotation de -168. Charge test inductive.

Contrairement à ce qui est observé sur la Fig.2.16, la Fig.2.17 montre que, par rapport à l'impédance donnée par l'ARV, les valeurs calculées à partir des tensions transposées ont une erreur bien plus importante que celles calculées à partir des puissances. Cette différence s'explique par la compression en sortie de la transposition évoquée précédemment et présentée sur la Fig.2.13. La compression n'a pratiquement pas d'impact sur la mesure de la charge test de 50Ω , puisque la ligne est adaptée et le signal réfléchi est très faible. Enfin, la mesure d'une charge inductive présentée sur la Figure 2.18, montre que, lors de l'utilisation des tensions transposées, il y a un décalage par rapport à la mesure avec l'ARV, à la fois sur la phase et sur le module du coefficient de réflexion.

Pour éviter ces erreurs de mesure liées à la compression des signaux résultant des mélangeurs, le module du coefficient de réflexion sera systématiquement calculé à partir des mesures des puissances incidente et réfléchie, et seule la phase sera prélevée à l'oscilloscope. Les valeurs d'impédances calculées et celles prélevées à l'ARV sont comparées dans le Tableau 2.1.

Charge test	Mesure ARV	Mesure après transposition
50 Ω	66,7 - i 12	63,5 - i 6,8
Court-circuit (0 Ω)	0,03 - i 1,7	4,9 - i 3,5
Charge inductive	38 + i 50	39 + i 42,4

Tableau 2.1 Comparaison des valeurs d'impédances déterminées par des mesures pour différentes charges test.

La mesure par transposition est limitée en termes de précision par les coupleurs bidirectionnels dont les caractéristiques d'isolation sont données lorsque tous les ports sont terminés par des charges 50Ω . Pour des charges fortement désadaptées (*i.e.* avec un fort coefficient de réflexion), une faible quantité de puissance réfléchie peut s'ajouter à la valeur de puissance incidente et influencer ainsi les mesures. Néanmoins, d'après les valeurs données dans le Tableau 2.1, cette méthode apparaît suffisamment fiable pour déterminer l'ordre de grandeur d'une charge complexe et, dans le cas d'un plasma dans différentes conditions opératoires, de ses variations dans une grande gamme de valeurs de pression et de puissance.

La caractérisation électrique du plasma en termes d'impédance, de capacité à absorber la puissance (transmission, réflexion, phase), est appelée *caractérisation micro-onde* afin de faire la distinction avec la caractérisation, toujours électrique, effectuée à l'aide d'une sonde électrostatique qui donne accès à d'autres paramètres plasma, comme précisé dans la section suivante.

2.2 Caractérisation électrique par sonde électrostatique

La caractérisation du plasma par sonde électrostatique permet de mesurer localement ses principaux paramètres : la densité des électrons n_e et des ions n_i , la température des électrons T_e , ainsi que les potentiels plasmas V_p , pris pour origine des potentiels, et flottant V_f , correspondant à l'équilibre des courants (somme des courants collectés = 0).

2.2.1 Dispositif expérimental

Les mesures de sonde ont été réalisées avec le système commercial SmartProbe de Scientific System™. Ce système est composé d'une sonde électrostatique cylindrique placée sur un axe motorisé permettant d'effectuer des cartographies à une dimension sur une distance de 300 mm. La partie collectrice de la sonde est en tungstène et a pour dimensions 4 mm de longueur et 0,2 mm de rayon. La Figure 2.19 représente le dispositif de mesure et le positionnement de la sonde dans le réacteur.

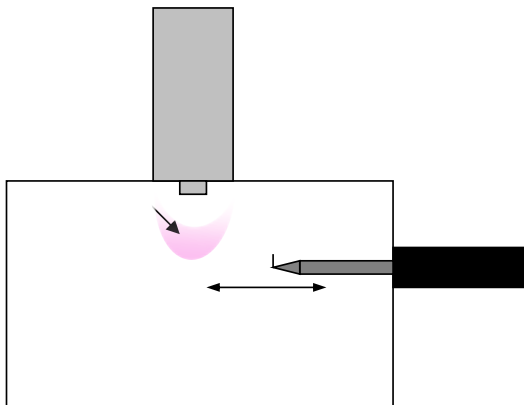


Figure 2.19 Schéma du dispositif de mesure des paramètres plasma.

Le boîtier électronique d'acquisition applique une tension de V à la sonde et mesure le courant I collecté, et il transfère les données à un ordinateur pour les analyser et déterminer les paramètres plasma. Le boîtier commande également le déplacement longitudinal de la sonde permettant ainsi l'acquisition d'une série de points de mesure sans ouverture du réacteur.

2.2.2 Analyse des courbes de sonde

Les sondes électrostatiques peuvent avoir des formes variées, les plus couramment utilisées étant les sondes planes, cylindriques et sphériques en raison de la simplicité de la théorie à appliquer pour en extraire les paramètres plasma. La théorie des sondes électrostatiques développée par Langmuir en 1924 a fait l'objet de nombreux travaux, que ce soit pour des géométries diverses ou pour différents types de plasma ([21]-[30]). Nous ne traitons ici que du cas de la sonde électrostatique cylindrique qui a servi à la caractérisation des plasmas micro-ondes d'argon.

Une courbe $I(V)$ caractéristique aux sondes cylindriques est présentée sur la Figure 2.20, où le potentiel plasma V_p correspond au point d'inflexion de la courbe, et V_f correspond à l'intersection de la courbe $I(V)$ avec l'axe des abscisses, c'est-à-dire à un courant collecté nul.

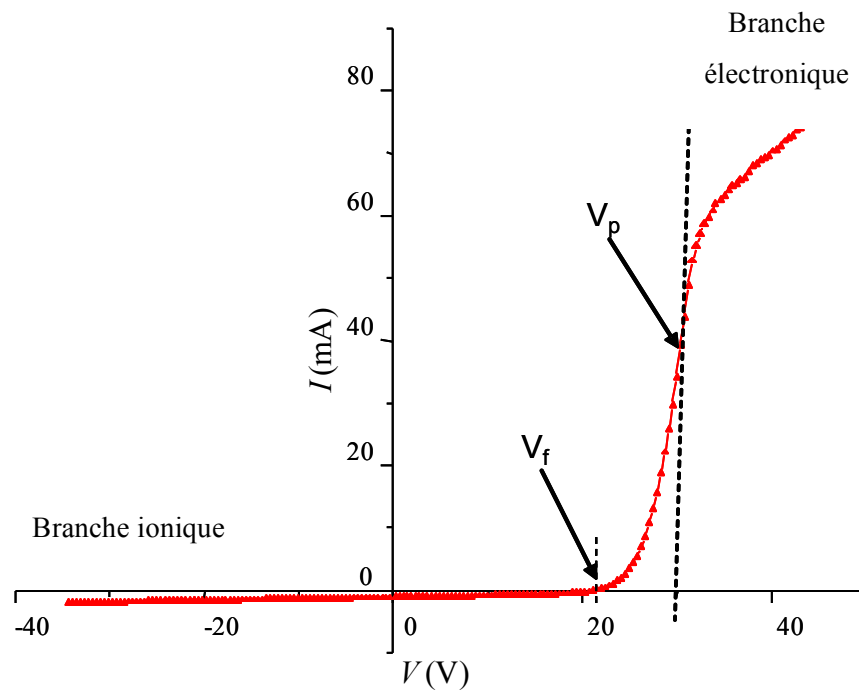


Figure 2.20 Courbe expérimentale $I(V)$ obtenues à $p_{Ar} = 100$ mtorr, $P = 100$ W et positions respectives des potentiels flottant et plasma.

Lorsque le potentiel de la partie collectrice de la sonde est différent de celui du plasma, une gaine se crée autour de la sonde pour préserver la neutralité électrique du plasma. En fonction du potentiel appliqué, cette gaine électrostatique peut être électronique ou ionique.

Pour une polarisation positive de la partie collectrice de la sonde par rapport à V_p , la gaine est électronique, les ions étant totalement repoussés en raison de leur faible énergie. En revanche, lors

d'une polarisation négative de la sonde par rapport à V_p , les électrons les plus énergiques peuvent franchir la gaine ionique formée autour de la sonde. Dans la gaine ionique se crée une séparation de charge de sorte que $n_i(r) > n_e(r)$, ce qui impose aux ions une vitesse minimale à l'entrée de la gaine égale à la vitesse de Bohm $v_B = (k_B T_e / m_i)^{1/2}$.

Les densités $n_i(r)$ et $n_e(r)$ extraites des deux branches de la courbe de sonde (branche ionique pour $V \ll V_p$ et branche électronique pour $V \gg V_p$) sont déterminées à l'aide des développements théoriques particuliers [31] qui prennent en compte les mécanismes existant dans la gaine en fonction de l'absence ou non de collisions dans celle-ci.

Pour des pressions comprises entre quelques mtorr et un torr, les théories de Laframboise, OML ou ABR [31] permettent de décrire correctement les mécanismes de collection des espèces au travers de la gaine. Les deux premières théories supposent des mouvements orbitaux pour les particules chargées dans la gaine, alors que la théorie ABR suppose que la vitesse tangentielle est perdue à l'entrée de la gaine. Le déplacement des particules chargées est alors radial, orienté vers la surface collectrice. Si les deux premières théories sont bien adaptées aux mesures à basse pression (absence totale de collisions), la théorie ABR (quelques collisions dans la gaine) est plus adaptée au cas extrême de mesures au voisinage d'un torr.

Pour s'assurer de l'absence de collisions, il suffit de comparer l'épaisseur de la gaine l_g :

$$l_g = \lambda_{De} \left(\frac{eV}{k_B T_e} \right)^{3/4} \quad (2.16)$$

au libre parcours moyen respectivement de collisions ion-neutre l_{iN} (pour la gaine ionique) et des collisions électron-neutre l_{eN} (pour la gaine électronique) :

$$l_{iN} \approx k_B T_N / p \sigma_{iN} \quad \text{et} \quad l_{eN} \approx k_B T_N / p \sigma_{eN}, \quad (2.17)$$

où λ_{De} est la longueur de Debye électronique donnée par :

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n e^2}} \quad \text{et sa forme simplifiée} \quad \lambda_{De} (cm) = 740 \sqrt{\frac{T_e (eV)}{n (cm^{-3})}}. \quad (2.18)$$

Dans les expressions (2.17), p représente la pression du gaz, σ_{iN} et σ_{eN} les sections efficaces des collisions et T_N la température du gaz. A titre d'exemple, un ordre de grandeur du libre parcours moyen est donné par $l_{iN} (cm) \approx (200 \times p (\text{Torr}))^{-1}$ [32] pour un plasma d'argon à $T_N = 500$ K, qui,

comparé à la longueur de Debye, montre que la gaine ionique peut devenir collisionnelle au-delà du torr, et ce d'autant plus que si la densité est faible.

Pour le traitement des courbes, le système commercial utilisé propose, aussi bien la théorie de Laframboise, que la théorie ABR. Pour toutes les pressions nous avons utilisé de manière systématique la théorie de Laframboise, en vérifiant que les courbes théoriques s'ajustent bien sur les courbes expérimentales.

Par contre, au-delà du torr, des collisions peuvent avoir lieu dans la gaine ($l_{iN} \approx 20 \mu\text{m} < l_g$) et des facteurs correctifs doivent être appliqués aux théories non-collisionnelles de Laframboise et ABR pour tenir compte des collisions. Pour quelques valeurs de pression supérieures à 500 mtorr, nous avons également traité les courbes de sonde avec un programme développé au sein du groupe afin de déterminer l'écart entre les valeurs en densité ionique trouvées par les deux programmes (commercial et LPSC). Cette comparaison (présentée dans le Chapitre 5, seulement pour un cas particulier) montre des écarts importants au-delà de 500-800 mtorr. Dans l'impossibilité d'effectuer un traitement systématique avec le programme développé au LPSC, nous présentons toujours les résultats obtenus avec le dispositif commercial tout en sachant que les valeurs déterminées pour des pressions élevées ne doivent être considérées qu'à titre informatif et comparatif.

Aux théories classiques non-collisionnelles, des facteurs correctifs doivent être également appliqués dans le cas où la sonde est en présence du champ magnétique. En effet, la force de Lorentz vient perturber la trajectoire des particules chargées et il est alors nécessaire de tenir compte de la valeur du champ magnétique mais aussi de son orientation par rapport à la partie collectrice de la sonde. Des théories complètes ont été développées par Laframboise et Rubinstein afin de prendre en compte ces deux paramètres en fonctions de la géométrie de la sonde ([33]-[37]). Connaissant \mathbf{B} et l'orientation des lignes de champ par rapport à la sonde, il est possible, en utilisant les expressions analytiques de Rubinstein et Laframboise, de traiter correctement les courbes $I(V)$ pour en obtenir n_e . Les ions étant plus lourds que les électrons, ils sont généralement moins sensibles au champ et, par conséquent, la branche ionique de la sonde est moins sensible à la présence du champ. Toutefois, le champ \mathbf{B} peut influencer le V_p et la valeur de la densité ionique (calculée à l'aide de V_p) peut être affectée.

Toutes les sources plasma utilisées lors de cette étude possèdent un aimant permanent placé à la sortie de l'applicateur. La structure magnétique sera présentée plus en détails dans le Chapitre 3, mais comme présenté sur la Figure 2.21, il est clair que lors du déplacement de la sonde, le module du champ magnétique ainsi que l'angle entre la tangente aux lignes du champ et la sonde varient.

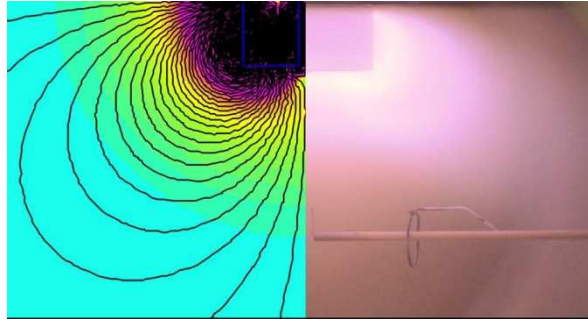


Figure 2.21 Structure magnétique des sources plasma.

Pour la caractérisation des sources plasma, la sonde a été placée à une distance de 2,5 cm par rapport à la surface de l'aimant (cf. Figures 19 et 21). Compte tenu de l'orientation de la partie collectrice et de la longueur de celle-ci (4 mm), nous nous sommes intéressés aux valeurs du module du champ magnétique entre 2 et 2,5 cm afin de vérifier la nécessité ou non de prendre en compte les facteurs correctifs lors du traitement des courbes de sonde. Les profils d'intensité du module de B au voisinage de la sonde le long de son axe de déplacement, calculés avec le logiciel FEMM, sont présentés sur la Fig.2.22 pour les deux distances.

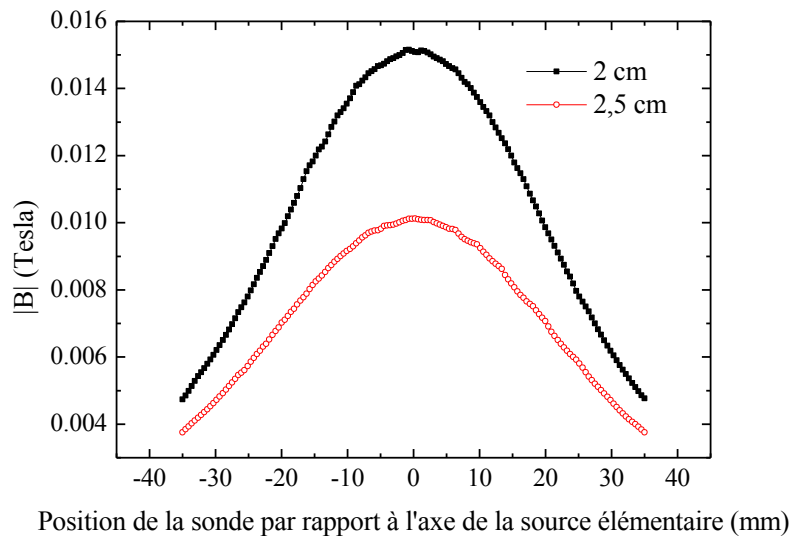


Figure 2.22 Profil du module de B le long de l'axe de déplacement de la sonde pour deux distances par rapport au plan de l'aimant : 2 et 2,5 cm.

D'après la Figure 2.22, le maximum de champ magnétique perçu par la sonde est compris entre 140 et 150 gauss lorsqu'elle se situe dans une zone de ± 10 mm de part et d'autre de l'axe de l'applicateur.

Cette zone correspond à des angles θ d'inclinaison (angle entre l'axe de la partie collectrice et les lignes du champ) qui varient de 0 et 50°.

Pour déterminer l'influence ou non du B sur les courants collectés, il est d'usage d'utiliser les courbes de Laframboise et Rubinstein [33], [34], [36], [37] représentant le courant adimensionné $i_{e,i} = I_s/i_{th_{e,i}}$ (courant de sonde / courant thermique) en fonction du potentiel réduit $\chi_s = (eV/k_B T_e)$ pour différentes valeurs d'angle d'inclinaison θ et de module de B . La Figure 2.23 permet de visualiser l'influence du champ magnétique sur les courants électronique (a) et ionique (b) pour un champ magnétique constant et des angles d'inclinaison compris entre 0 et 45°, $\theta = 0^\circ$ correspondant à un champ B colinéaire à la sonde. Sur ces figures, la limite supérieure des courants électronique et ionique collectés en l'absence de champ magnétique est représentée par la courbe épaisse continue. Cette courbe correspond à la théorie orbitale OML. Lorsque les courbes théoriques de Rubinstein et Laframboise, lignes fines, indiquent un courant inférieur pour un potentiel appliqué à la sonde, l'influence du B doit être prise en compte. Lorsque les courbes se situent au dessus, l'influence du champ B peut être négligée. Ainsi, il apparaît que pour les électrons, à partir d'un angle de $\theta = 10^\circ$ et un potentiel réduit supérieur à 5, l'attraction électrostatique est supérieure au confinement magnétique : le champ B peut être négligé. Pour les ions, même constatation, mais à partir d'un angle de seulement 2°.

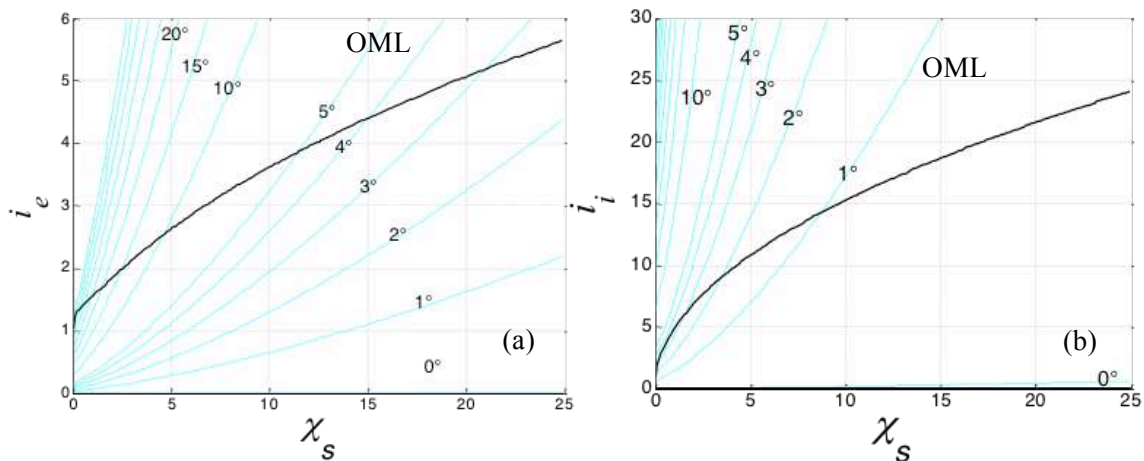


Figure 2.23 Courbes de Laframboise et Rubinstein calculées pour : (a) électrons ($T_e = 3$ eV) et (b) ions ($T_i = 500$ K). Les paramètres de calculs sont $B = 150$ gauss, rayon sonde $r_s = 0,2$ mm.

Avec la sonde placée à 2,5 cm par rapport au plan de l'aimant, l'utilisation de la branche ionique du courant collecté par la sonde permet donc de déterminer la densité ionique n_i , sans appliquer des termes correctifs, pour des valeurs $\theta > 2^\circ$. Ceci qui correspond à une zone au-delà de $\pm 0,4$ mm de part

et d'autre de l'axe de l'aimant. Les faibles inclinaisons ($\theta < 2^\circ$, distance de $\pm 0,4$ mm par rapport à l'axe) restent difficiles à analyser sauf traitement particulier de chaque courbe $I(V)$ et correction de la position du potentiel V_p qui se trouve affectée. La branche électronique est affectée sur une zone plus large de ± 2 mm.

Les performances des sources plasma étudiées dans le cadre de ce travail, seront donc analysées, d'une part, en termes de transmission de puissance et d'accord en impédance, et, d'autre part, en termes de densité ionique. Si les caractérisations électromagnétique et électrique permettent de juger de leur efficacité, un travail un amont est nécessaire pour la conception des applicateurs micro-ondes. Celui-ci est réalisé par le biais de la modélisation électromagnétique et sera présenté dans les chapitres suivants. Toutefois, dans la section qui suit nous allons présenter les bases générales utilisées lors de la modélisation des applicateurs.

2.3 Simulation et conception assistée par ordinateur

Les simulations électromagnétiques ont été effectuées avec le code commercial *CST MWS* pour la conception de la partie applicateur de champ (applicateur micro-onde) des sources plasma en vue de leur optimisation.

Avant d'utiliser la modélisation pour des structures plus complexes comme celles des applicateurs développés dans le cadre de ce travail, les calculs numériques ont été validés à l'aide d'un dispositif très simple, aussi bien du point de vue de la modélisation, que de la mise en œuvre expérimentale. Dans cette section nous présentons donc ce modèle et les résultats obtenus numériquement et expérimentalement.

2.3.1 Modèle simplifié

Pour modèle, nous avons choisi une ligne de transmission coaxiale (cf. Figure 2.25), avec un connecteur de type N à chaque extrémité. Cette ligne de transmission coaxiale est traversée par une autre ligne coaxiale de longueur $\lambda/4$ de part et d'autre de l'axe de la ligne de transmission, et court-circuitée à ses extrémités. La réponse d'une telle ligne de transmission est un classique de l'ingénierie des radiofréquences, son développement théorique étant présenté dans plusieurs ouvrages [38] et [39]. Cette structure se comporte comme un filtre passe-bande centré sur la fréquence d'excitation (2,45 GHz dans notre cas). Pour rappel, les réponses théoriques en transmission (S_{21}) et en réflexion (S_{11}) d'un filtre passe-bande sont présentées sur la Figure 2.24 et notre modèle doit forcément nous conduire à ce même type de résultat.

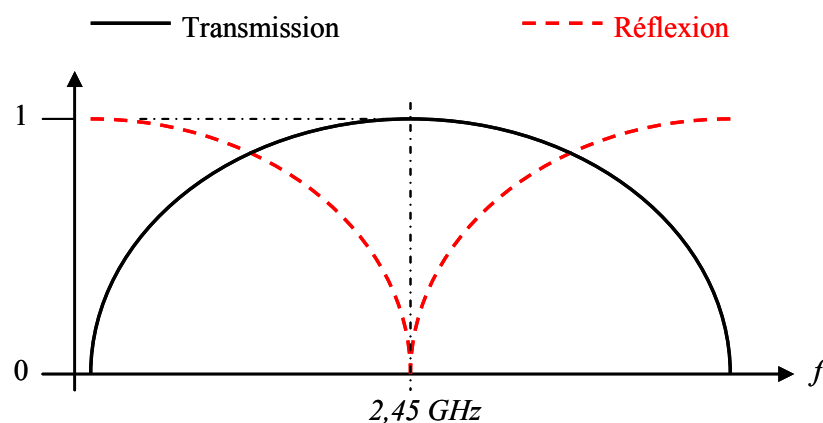
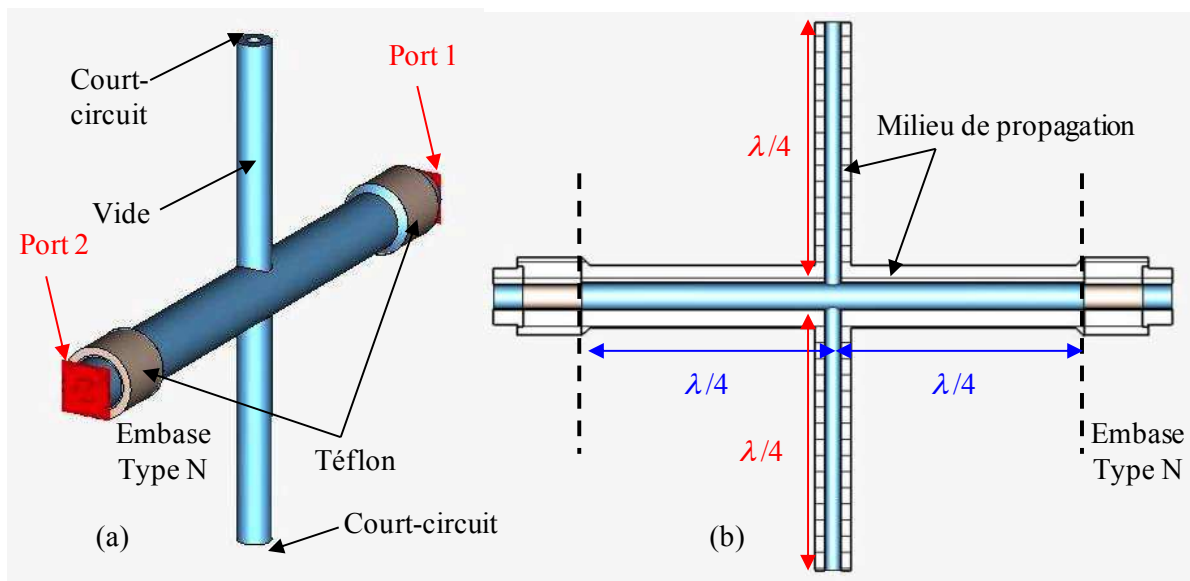


Figure 2.24 Réponse en fréquence d'un tronçon de ligne en $\lambda/4$ court-circuité à l'une de ses extrémités.

Comme déjà précisé, le dispositif comporte deux lignes, une de *transmission* avec deux connecteurs du type N placés en entrée et en sortie de la ligne, et une de *court-circuit* constituée de deux tronçons de $\lambda/4$, comme présenté sur la Figure 2.25. L'impédance caractéristique est $Z_0 = 50 \Omega$.

Dans un premier temps, la structure est modélisée dans un domaine limité par des conducteurs électriques parfaits. Autrement dit, tout le domaine pour lequel nous ne définissons pas le milieu de propagation (c'est-à-dire de la limite du milieu de propagation jusqu'à la limite du domaine de simulation) est considéré comme un conducteur électrique parfait. Dans ce cas, il suffit de définir les dimensions et les caractéristiques des milieux de propagation. Le milieu de propagation est le vide, aussi bien dans la ligne de transmission, que dans la ligne de court-circuit. Les embases du type N, avec leur milieu de propagation, le vide et le téflon, ont également été prises en compte dans la modélisation.

Sur chacun des connecteurs, un port d'excitation de type guide d'onde est défini. Ce type de port simule un guide d'onde coaxial infiniment long connecté à cette structure, et il peut servir à la fois de port excitation et d'atténuation (absorption d'énergie) par la structure considérée. Lorsque le port de type guide d'onde coaxial sert à l'excitation, la puissance du signal d'entrée est normalisée à 1 watt ($P_i = 1 \text{ W}$).



2.3.2 Conditions aux limites, plans de symétrie et choix du solveur

Les frontières et les conditions aux limites sont représentées sur la Figure 2.26. Le domaine de simulation étant un conducteur électrique, les limites dans toutes les directions sont « électriques », ce qui signifie que tous les champs électriques tangentiels et les flux magnétiques perpendiculaires sont considérés nuls. Comme précisé dans le Chapitre 1, §1.3, le mode de propagation dans un guide d'onde coaxial est du type TEM et la structure est parfaitement symétrique dans les plans yz et xz. Nous pouvons donc définir des symétries magnétiques selon ces deux plans, et le champ magnétique tangentiel et les flux électriques normaux à ces plans sont nuls. Chaque plan de symétrie réduit le temps de calcul par deux, le temps total de calcul sera donc divisé par quatre. La structure est également symétrique dans l'axe xy, mais les deux ports doivent être compris dans le domaine de simulation. Par conséquent, cette symétrie n'est pas activée.

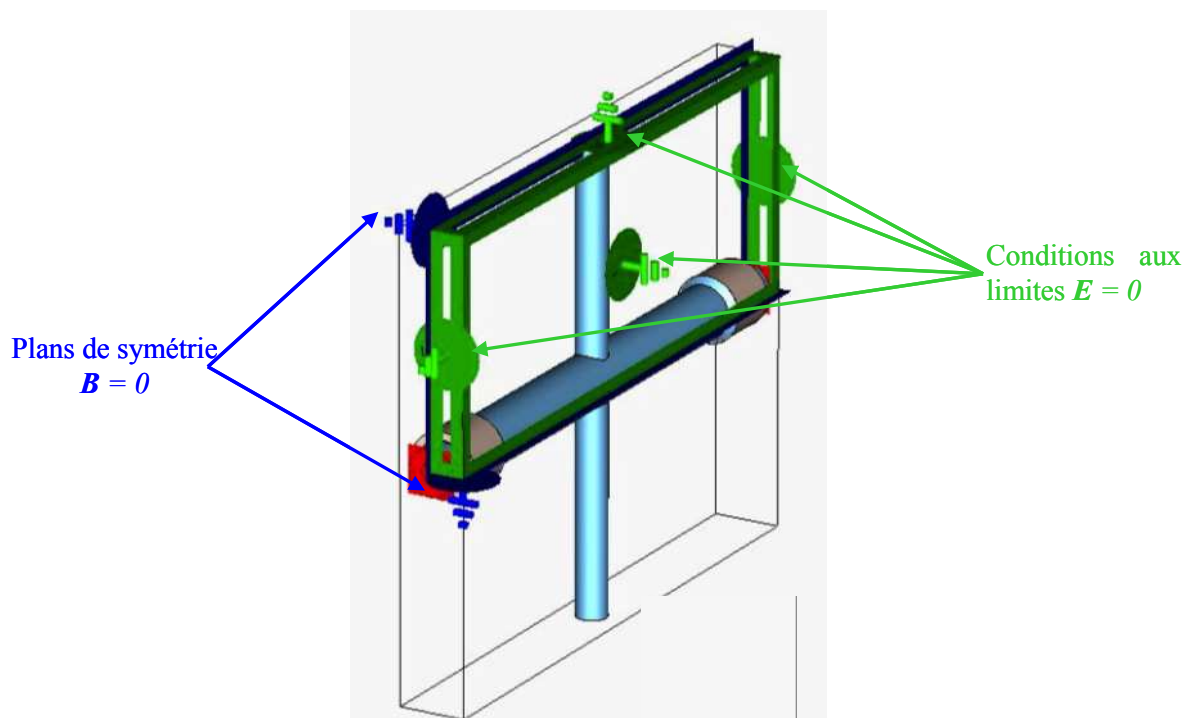


Figure 2.26 Domaine de simulation et conditions aux limites du modèle numérique.

Le maillage de la structure est réalisé et affiné automatiquement par le logiciel en fonction de la fréquence d'excitation et des dimensions des éléments de la structure. Le type de maille est fonction du solveur choisi qui peut être, soit temporel (TD), soit fréquentiel (FD). Dans le premier cas, le maillage est composé d'hexaèdres, tandis que dans le deuxième cas il est composé de tétraèdres.

Dans le cas du solveur temporel, le signal d'excitation est large bande et ceci le rend particulièrement efficace pour étudier une structure sur une bande de fréquence large tout en limitant le temps de calcul. En revanche, le solveur fréquentiel procède par étape en changeant la fréquence d'excitation du modèle. Cela implique un temps de simulation proportionnel aux nombres de fréquences à calculer et, par conséquent, le solveur FD est plus adapté pour étudier une structure sur une bande de fréquence étroite ou pour une optimisation des résultats à une fréquence donnée.

2.3.3 Validation du modèle

Afin de procéder à la réalisation mécanique de la structure proposée en simulation, les parties conductrices ont été conçues avec le logiciel CATIA, à partir des dimensions des milieux de propagation définies dans le modèle numérique. Les éléments conducteurs de la structure mécanique sont présentés sur la Figure 2.27. Les pièces mécaniques ont été réalisées en cuivre en raison de sa très bonne conductivité électrique.

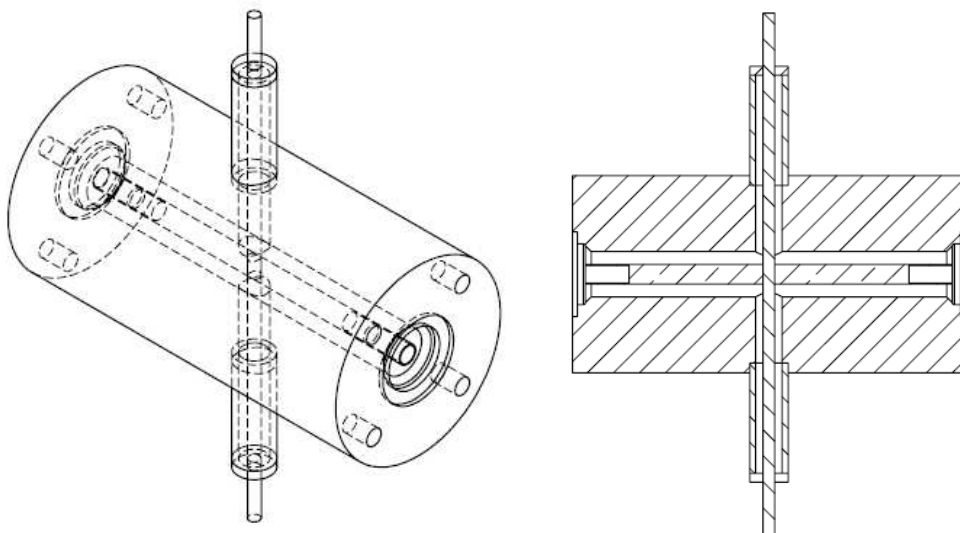


Figure 2.27 Vues isométrique et en coupe des éléments conducteurs
(les connecteurs type N ne sont pas représentés).

La validation du modèle numérique consiste donc à comparer les résultats de calcul obtenus par l'utilisation des deux solveurs, fréquentiel (FD) et temporel (TD), avec la mesure à l'ARV effectuée pour le dispositif expérimental. Les réponses en fréquence, entre 2 et 3 GHz, du module du coefficient de réflexion $|S_{11}|$ et de sa phase $\varphi = \arg(S_{11})$ sont représentées sur les Figures 2.28.

D'après la Figure 2.28-a, le minimum du module du coefficient de réflexion se situe entre 2,4 GHz et 2,5 GHz pour les trois cas présentés. Le résultat du solveur fréquentiel est plus proche du résultat de

mesure, excepté pour la valeur de son minima. Plusieurs raisons peuvent en être la cause : i) les conducteurs du modèle numérique sont supposés parfaits ; ii) les caractéristiques du téflon des connecteurs commerciaux ne sont pas connues avec précision (la valeur considérée dans le modèle est $\epsilon_r = 2,1$, cf. Tableau 1.3 du Chapitre 1). La représentation de la phase (Figure 2.28-b) montre également une très bonne adéquation entre calcul et mesure, avec les mêmes remarques sur la différence observée à 2,45 GHz. En ce qui concerne la mesure à l'ARV, elle est composée de 1601 points entre 2 et 3 GHz. Il apparaît que cette résolution n'est pas suffisante pour enregistrer avec précision le changement de phase de -180 à 180 degrés.

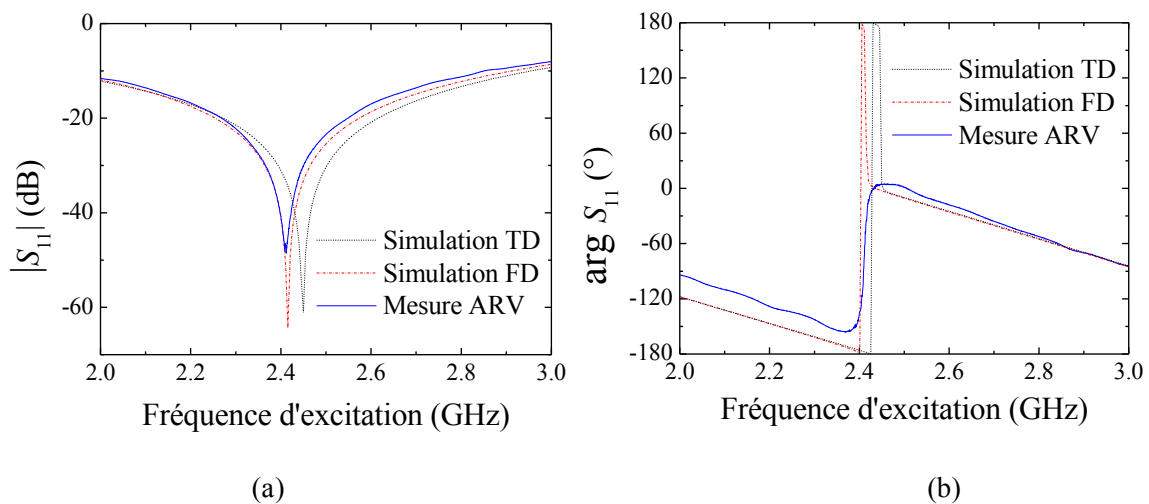


Figure 2.28 Comparaison des valeurs expérimentales et numériques du coefficient de réflexion (a-module et b-phase) en fonction de la fréquence d'excitation.

D'après les résultats obtenus, il est clair que les calculs sur une large bande de fréquence peuvent être effectués avec le solveur temporel (pour limiter les temps de calculs et pour obtenir une première approximation des résultats), mais qu'un calcul plus précis autour d'une fréquence bien définie doit être réalisé avec le solveur fréquentiel.

Le logiciel *CST* permet d'importer les pièces mécaniques projetées par CAO sous différents formats, ce qui permet de construire un modèle à partir de la réalisation mécanique d'un dispositif (cf. Figure 2.29-a) et d'effectuer la simulation. Dans ce cas, les surfaces métalliques correspondant aux surfaces réelles avec leur conductivité finie remplacent le conducteur parfait (cf. Figure 2.29-b) qui complétait l'espace au-delà du milieu de propagation jusqu'à la limite du domaine de simulation.

La simulation d'une structure réelle permet donc d'étudier l'influence des conducteurs et, en raison de la simplicité et des dimensions de la structure considérée ici en exemple, les résultats obtenus par les deux simulations correspondant aux Figures 2.26 et 2.29 sont identiques. Pour cette raison les résultats ne sont plus présentés, car identiques à celles de la Figure 2.28.

Nous précisons dès maintenant que pour les applicateurs présentés dans les Chapitres 3 et 4 nous utilisons ce type de modélisation à partir des structures réelles.

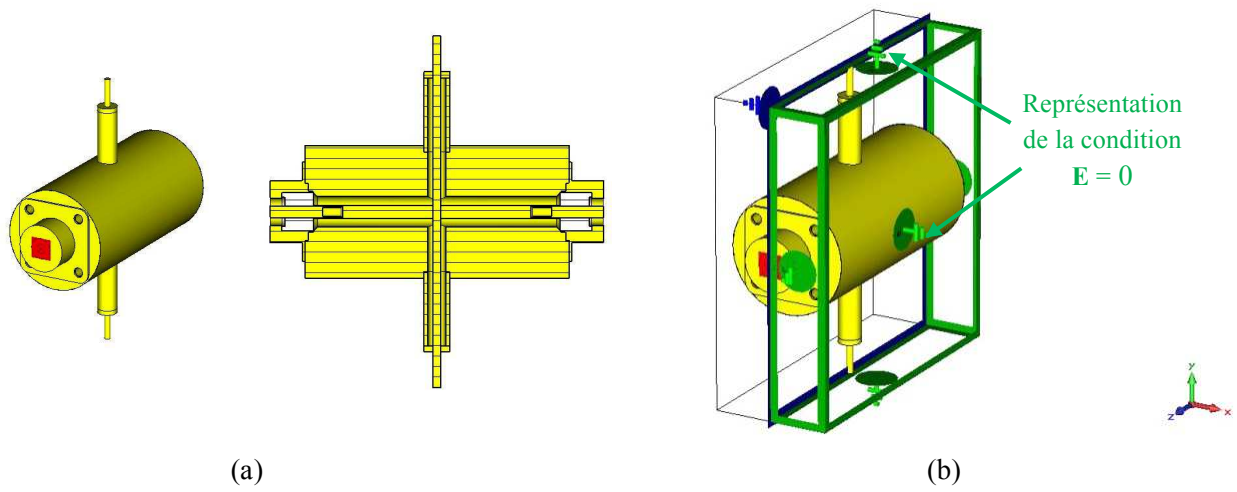


Figure 2.29 a) Structure réelle du dispositif et b) Domaine de simulation et conditions aux limites utilisés pour la modélisation.

Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre nous avons précisé les techniques et les méthodes utilisées pour la qualification électromagnétique et électrique des sources plasma afin de déterminer leur efficacité.

Nous avons, en particulier, décrit le dispositif mis au point permettant la mesure d'impédance de toute charge insérée dans un circuit micro-onde qui peut être : une charge test, un applicateur sans plasma (applicateur *à vide*) ou un applicateur en fonctionnement (applicateur en présence du plasma). Nous avons également validé la méthode proposée par la comparaison des mesures effectuées sur différentes charges test à celles obtenues à l'analyseur de réseau vectoriel (ARV).

Ce type de mesure est extrêmement utile pour la caractérisation des sources plasma puisque, à partir des mesures de la charge totale (applicateur + plasma), il est possible de remonter à l'impédance du plasma. Comme montré dans le Chapitre 5, ce type de caractérisation est important car il est significatif du comportement global du plasma à tout changement de couplage onde/plasma, changement qui se répercute sur l'impédance du plasma vu dans le plan applicateur / plasma. Cela nous permettra d'analyser de manière globale les variations du plasma en fonction des paramètres opératoires : pression, puissance, géométrie de la source (configuration d'applicateur).

Cette analyse globale est indispensable, de même qu'il ne serait pas possible d'étudier un plasma sans connaître un certain nombre de ses paramètres comme sa densité. Bien que locales, ces mesures permettent également de juger de l'efficacité des sources pour la production du plasma. Dans ce chapitre nous avons marqué quelques particularités en ce qui concerne le traitement des courbes de sonde prélevées en présence d'un champ magnétique ou à des pressions avoisinant le torr. Cela dépasse le traitement simple de courbes de sonde offert par le dispositif commercial utilisé pour le traitement de données, et, lors de l'analyse des sources, certains résultats doivent être considérés avec précaution.

Dans le volet modélisation présenté dans la dernière section, nous avons jeté les bases du calcul réalisé avec le code commercial CST MWS. Afin de s'assurer d'une utilisation correcte, nous avons validé le modèle d'un dispositif micro-onde très simple par la comparaison avec les résultats obtenus par des mesures sur le même dispositif réalisé expérimentalement.

Tous ces outils sont utilisés par la suite afin d'étudier et d'analyser les sources plasmas conçues et réalisées dans le cadre ce travail.

CHAPITRE 3

**Source plasma élémentaire à conditions
opératoires étendues. Configuration tête-bêche**

<u>3.1</u>	<u>CONCEPT ET REALISATION D'UNE SOURCE PLASMA A CONDITIONS OPERATOIRES ETENDUES.....</u>	<u>78</u>
3.1.1	CONFIGURATION DE LA STRUCTURE MAGNETIQUE	78
3.1.2	CONFIGURATION DE L'APPLICATEUR MICRO-ONDE	81
<u>3.2</u>	<u>PERFORMANCES ELECTROMAGNETIQUES ET ELECTRIQUES DE LA SOURCE PLASMA TETE-BECHE.....</u>	<u>84</u>
3.2.1	CLAQUAGE ET EXTINCTION D'UNE DECHARGE D'ARGON	85
3.2.2	PERFORMANCES EN TERMES DE PRODUCTION D'ESPECES CHARGEES.....	87
<u>3.3</u>	<u>CARACTERISATION ELECTROMAGNETIQUE DE L'APPLICATEUR A VIDE (SANS PLASMA).....</u>	<u>94</u>
3.3.1	CARACTERISATION EXPERIMENTALE	94
3.3.2	SIMULATION ET COMPARAISON AUX MESURES EXPERIMENTALES.....	98
<u>3.4</u>	<u>DES MAGNETRONS AUX SOURCES MICRO-ONDE A ETAT SOLIDE</u>	<u>102</u>

Introduction du chapitre 3

Comme déjà précisé dans le Chapitre 1, au sein du groupe CRPMN du LPSC deux familles de sources plasma ont été développées. Elles se distinguent par la configuration de la terminaison des applicateurs micro-onde, selon la présence ou non d'un aimant à son extrémité et, donc, la production du plasma en présence ou non d'un champ magnétique statique. D'une part, ces deux types de sources opèrent dans des domaines de pressions bien distincts et assez limités et, d'autre part, aucun d'entre eux ne permet la production d'un plasma dans le domaine compris entre 10 et 100 mtorr, domaine de grand intérêt pour certains procédés de dépôt PACVD à forte densité.

Cette limitation en pression a été la première motivation pour concevoir un nouveau type de source plasma élémentaire ayant pour principal objectif l'extension du domaine opératoire. Cette source repose sur les concepts existants, à savoir, un applicateur coaxial et une terminaison d'applicateur munie d'une structure magnétique, cette dernière étant indispensable pour le fonctionnement dans le domaine de très basse pression. La réalisation pratique de cette source et l'étude de ses performances ont fait l'objet d'une partie de mon travail de thèse qui est présentée dans ce chapitre.

La première section décrit, d'une part, la nouvelle configuration de la terminaison de l'applicateur, et, d'autre part, la géométrie de la structure coaxiale de propagation avec les modifications imposées par la reconfiguration de la structure magnétique des sources dipolaires.

Comme le principal objectif de cette source plasma élémentaire est l'extension du domaine de fonctionnement en pression, la deuxième section est dédiée à l'étude des performances de la source en termes de puissance de claquage et d'extinction du plasma en fonction de la pression, ainsi qu'en termes de production d'espèces chargées pour un plasma d'argon. Pour la production d'espèces chargées, nous présentons les performances aussi bien d'une source élémentaire que de deux sources positionnées à deux distances différentes afin d'analyser l'effet cumulatif en densité par multiplication des sources.

Un autre objectif majeur est l'amélioration des performances du point de vue de la transmission par l'applicateur de la puissance du générateur au plasma. Comme cet applicateur a été conçu et réalisé sans aucune modélisation en amont, l'analyse de ses performances électromagnétiques (coefficient de réflexion, impédance) se réduit à la modélisation à partir de la réalisation mécanique de la source. La troisième section présente donc les résultats obtenus par simulation et la comparaison avec les mesures effectuées à l'analyseur de réseau vectoriel. Cette analyse ne concerne que l'applicateur à vide, c'est-à-dire en absence de plasma.

En fin, la dernière section présente une comparaison des sources micro-onde basées sur deux technologies différentes : magnétron et source transistorisée (source à état solide).

3.1 Concept et réalisation d'une source plasma à conditions opératoires étendues

Pour la finalité proposée, qui est celle d'étendre le domaine de fonctionnement en pression, la nouvelle source plasma doit répondre à deux impératifs : i) couvrir le domaine de très basse pression, d'où la nécessité d'une terminaison comportant un aimant permanent ; ii) dépasser la limite de 10 mtorr des sources dipolaires, ce qui impose un passage micro-onde permettant d'éviter l'amorçage dans une zone de type cavité. En se basant sur ces exigences, la nouvelle source plasma a été conçue et développée sur la base des concepts déjà utilisés pour le développement des sources existantes au LPSC.

Comme précisé dans les chapitres précédents, une source plasma élémentaire peut être dissociée en deux parties : l'une constituée par l'applicateur micro-onde (le lanceur d'onde) et l'autre constituée par la terminaison de l'applicateur où le plasma est produit. Cette séparation est assez fictive puisque la distinction entre un applicateur sans plasma et un applicateur en présence du plasma tient à une différence en termes d'impédance dans le plan de sortie de l'applicateur, c'est-à-dire le plan qui sépare l'applicateur du plasma. Toutefois, cette séparation est volontairement utilisée dans la description des sources plasma élémentaires afin de mieux préciser le rôle de chacune des deux parties.

3.1.1 Configuration de la structure magnétique

La présence d'un champ magnétique statique permet, d'une part, de bénéficier d'un couplage à la RCE à basse et très basse pression et, d'autre part, de réduire les pertes par diffusion des particules chargées vers les parois (confinement magnétique). Les pertes sont d'autant plus réduites que le rayon de giration cyclotronique qui leur est imposé est petit, c'est-à-dire que l'intensité du champ magnétique est élevée. La réduction des pertes par diffusion et la possibilité de couplage RCE à basse pression autorise le claquage du plasma à des pressions inférieures à celles nécessaires à l'amorçage sans champ magnétique.

Avec la structure magnétique telle qu'utilisée pour les sources dipolaires où les lignes du champ magnétique croisent le plan médian du dipôle (cf. Figure 1.8), l'applicateur doit être inséré dans le réacteur sur une distance de quelques centimètres afin de réduire les pertes sur les parois de la chambre plasma. Cela implique un encombrement relativement important et, par conséquent, une diminution du volume utile du plasma pour un procédé de dépôt ou de gravure. De plus, la diffusion du plasma perpendiculaire aux lignes du champ magnétique conduit à des densités plasma plus importantes dans le plan médian (perpendiculairement au dipôle magnétique) et non pas sur sa face avant. Pour cette raison, une nouvelle configuration magnétique a été envisagée [40] où le champ magnétique statique n'est plus créé par un seul dipôle magnétique, mais par deux dipôles selon une configuration dite *tête-bêche*.

Il s'agit des deux aimants cylindriques d'aimantation axiale, collés par leurs pôles magnétiques de

même nature. Chacun d'eux a une hauteur et un rayon de 10 mm. Les lignes du champ ainsi que l'intensité (iso-B) de cette structure *tête-bêche* sont représentées sur la Figure 3.1 pour des aimants en Samarium-Cobalt ($\text{Sm}_2\text{CO}_{17}$)

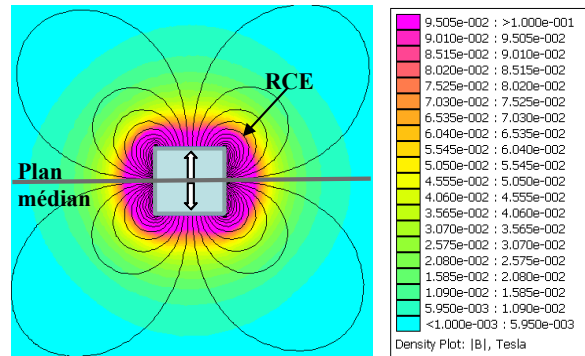


Figure 3.1 Lignes de champs et iso-B d'un aimant en configuration *tête-bêche* (Logiciel FEMM).

Comparé au dipôle simple de *sources dipolaires* (Figure 1.8), le contour de la surface de résonance $B_0 = 875$ gauss de cette configuration est écarté par rapport à la surface de l'aimant dans le plan médian. Ceci peut conduire à la diminution des pertes directes sur la paroi de l'aimant des électrons chauffés à la RCE dans ce plan. En effet, dans cette configuration, le rayon de giration des électrons qui augmente par couplage RCE n'est plus perpendiculaire à la surface de l'aimant, d'où une limitation en perte des électrons chauds de grand rayon. En revanche, les pertes sur la surface du plan médian (qui correspond à la paroi du réacteur, selon la Figure 3.2 ne peuvent être minimisées que par la dérive des électrons le long des lignes du champ, entre les points miroir [41], [42].

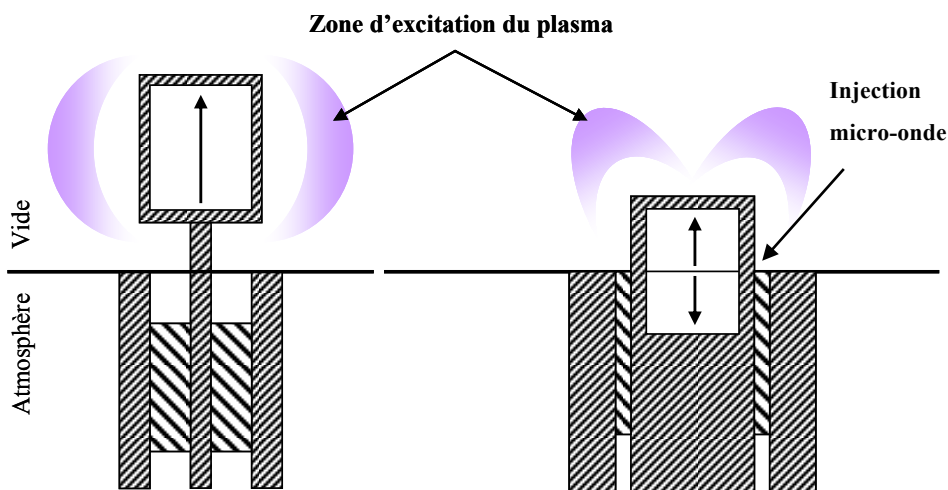


Figure 3.2 Implémentation de la structure magnétique des sources *dipolaire* (gauche) et *tête-bêche* (droite).

Toutefois, comme les lignes du champ magnétique sont toutes situées dans les demi-espaces de part et d'autre du plan médian, sans le croiser, cette configuration permet de positionner l'interface d'injection de micro-ondes (transition quartz/vide) dans ce plan médian, comme schématisé sur la Figure 3.2. Dans ce cas, il est possible de placer seulement l'un des deux aimants dans la chambre sous vide en diminuant ainsi l'encombrement et, en même temps, en empêchant l'allumage du plasma sur la face arrière de l'aimant lorsque que la pression de gaz est supérieure à 10 mtorr.

De plus, comme les lignes de champ magnétique sont repoussées vers l'axe de l'aimant, la zone de production du plasma est beaucoup plus orientée vers la face avant de l'applicateur (cf. Figure 3.3). Par rapport aux sources dipolaires, cette réorientation du plasma vers la face avant constitue un gain considérable en termes de vitesse de procédé (dépôt, gravure) par augmentation de la densité plasma dans le volume utile de la chambre.

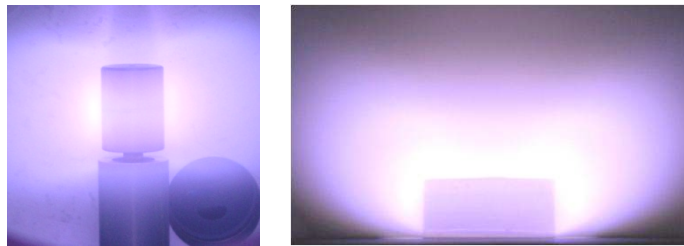


Figure 3.3 Plasma des sources élémentaires *dipolaire* (gauche) et *tête-bêche* (droite).

Les aimants sont pourvus d'un dégagement de 3 mm en diamètre pour leur refroidissement. Celui-ci engendre une légère diminution de l'intensité du champ magnétique dans la partie centrale et, par conséquent, un rapprochement du contour RCE de la surface des aimants. Cette différence, montrée sur la Figure 3.4, peut constituer un avantage du point de vue thermique.

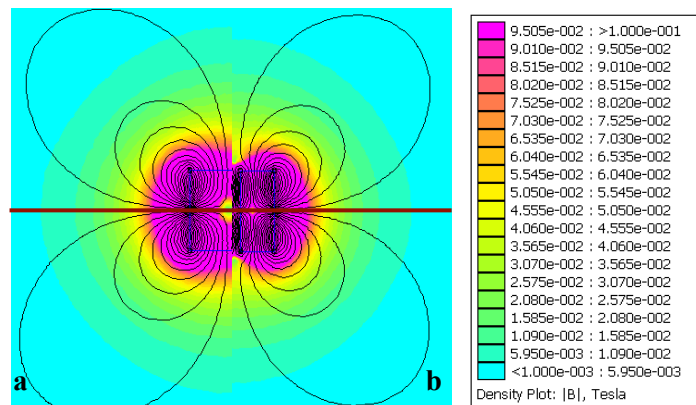


Figure 3.4 Lignes de champs et iso-B de la structure *tête bêche* :
a) aimant plein ; b) aimant avec dégagement pour le refroidissement.

En effet, les électrons qui échappent par le cône de pertes au mouvement de dérive entre les points miroir, et qui sont donc perdus sur la face avant de l'aimant, sont répartis sur une zone plus étalée.

Cela revient à une distribution de l'énergie thermique sur une surface plus grande en évitant ainsi la surchauffe concentrée en un seul point.

3.1.2 Configuration de l'applicateur micro-onde

En raison de sa simplicité, le principe de structure coaxiale de l'applicateur micro-onde utilisé pour les sources sans champ magnétique (Figure 1.6) et sources dipolaires (Figure 1.10) est maintenu. En revanche, l'intégration partielle de la nouvelle structure magnétique *tête-bêche* dans l'applicateur nécessite des changements dimensionnels avec une conséquence directe sur les caractéristiques électriques de l'applicateur en termes d'impédance.

En effet, les dimensions des applicateurs précédents (Figure 1.10) ont été définies pour que leur impédance caractéristique soit de $Z_{01} = 50 \Omega$ quand le milieu de propagation est l'air, c'est-à-dire un rapport des rayons extérieur et intérieur des conducteurs de $b/a = 2,3$ (cf. (1.44)). Le dernier tronçon en quartz ($\epsilon_r = 3,8$) de longueur $\lambda/2 = 30$ mm (cf. 1.34) conduit à une impédance caractéristique $Z_{02} = 25,6 \Omega$ pour cette partie de l'applicateur micro-onde.

L'insertion partielle de l'aimant (20 mm en diamètre) dans l'applicateur, impose l'augmentation des rayons intérieur et extérieur des conducteurs à $a = 12,5$ mm et $b = 17$ mm (Figure 3.5), d'où une diminution du rapport des rayons à $b/a = 1,36$. L'impédance caractéristique en est donc modifiée et sa valeur devient $Z_{01} = 18,4 \Omega$ quand le milieu de propagation est l'air.

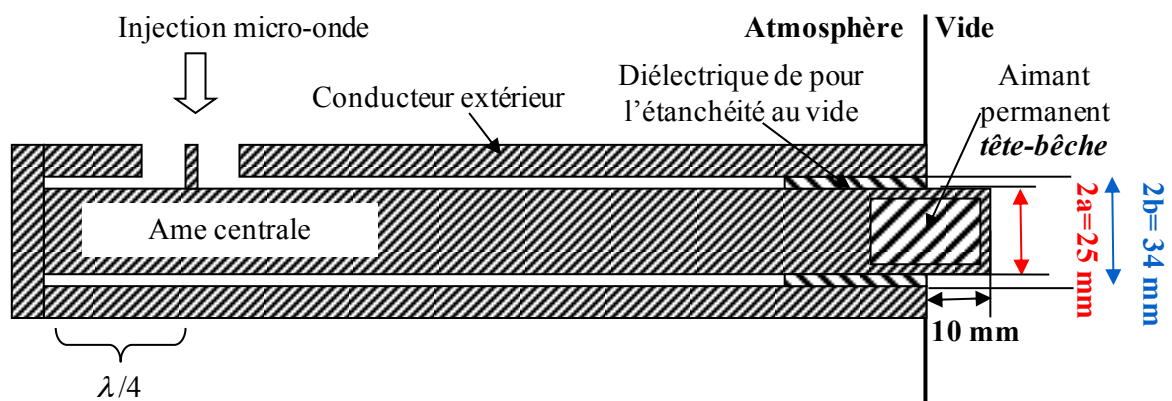


Figure 3.5 Schéma en coupe de l'applicateur micro-onde *tête-bêche*.

Pour des considérations de résistance mécanique, le tronçon $\lambda/2$ en quartz a été remplacé par un tronçon de 44 mm en alumine pure à 99,5 % de constante diélectrique $\epsilon_r = 9,8$ (cf. Chapitre 1, Tableau

1.3). Ce tronçon de l'applicateur a alors une impédance caractéristique $Z_{02} = 5,9 \Omega$. Avec ces changements, l'applicateur présente des impédances caractéristiques différentes : $Z_0 = 50 \Omega$ au niveau du plan d'entrée, $Z_{01} = 18,4 \Omega$ dans la partie axiale de l'applicateur où le milieu de propagation est de l'air, puis $Z_{02} = 5,9 \Omega$ dans le tronçon diélectrique.

Lors de l'utilisation des applicateurs précédents, l'onde électromagnétique est confrontée à une rupture d'impédance de 50 à 25,6 Ω , d'où la nécessité d'utiliser un adaptateur d'impédance. Comme précisé dans le Chapitre 1, §1.2.1, celui-ci est constitué des deux tronçons diélectriques en $\lambda/4$ intégrés dans l'applicateur [43].

Pour une raison de simplicité technologique, l'applicateur *tête-bêche* ne contient pas de tronçons diélectriques intégrés dans l'applicateur, or la constitution de l'applicateur en parties d'impédance caractéristique différente de celle de la ligne de transmission impose également l'utilisation d'un adaptateur d'impédance. Celui-ci, constitué des tronçons diélectriques en $\lambda/4$, est inséré dans la ligne de transmission du circuit micro-onde en amont de l'applicateur.

Conformément au Chapitre 1 §1.3.4, le rôle d'un adaptateur d'impédance est de ramener l'impédance vue au plan de sortie de l'applicateur (interface *applicateur-plasma*) à l'impédance vue à son plan d'entrée (impédance de la ligne, $Z_0 = 50 \Omega$). Cette adaptation en impédance revient à assurer la transmission de l'onde par l'applicateur (aussi bien en absence, qu'en présence du plasma) sans réflexion, c'est-à-dire à obtenir un coefficient de réflexion et une puissance réfléchie nuls à l'entrée de l'applicateur. Comme dans le cas présent l'adaptateur d'impédance est placé en amont de l'applicateur, l'adaptation en impédance est tranchée dans un plan de l'adaptateur (plan d'adaptation, cf. Figure 3.6) où Γ et P_r sont ramenés à zéro.

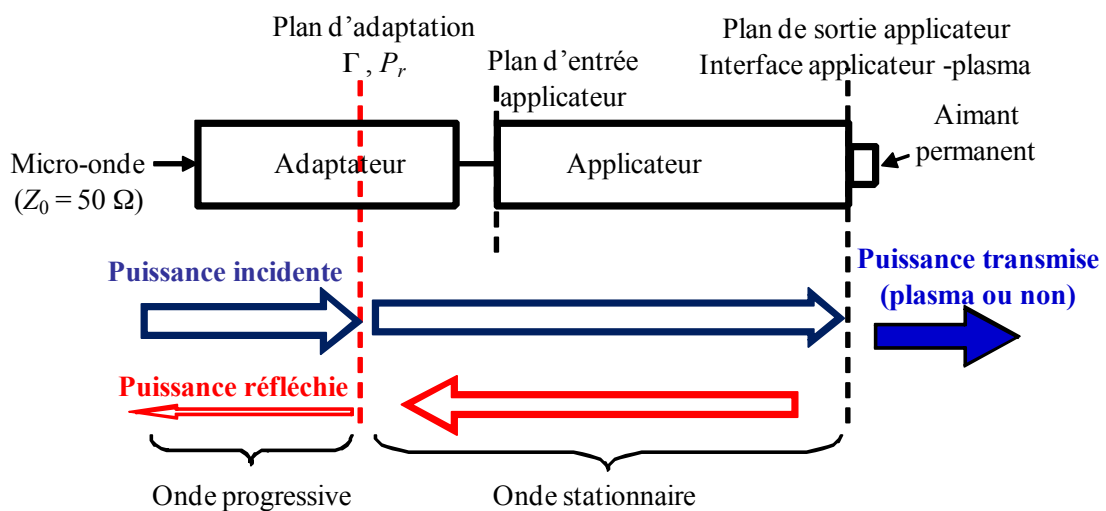


Figure 3.6 Schéma de transfert de la puissance et d'adaptation en impédance.

Comme suggéré sur la Figure 3.6, une transmission totale de la puissance ($\Gamma = 0$, $P = P_i - P_r = P_i$) vue dans le plan d'adaptation ne signifie pas une transmission totale dans le plan de sortie de l'applicateur et, donc, au plasma (si celui-ci est présent). En effet, dans les plans d'impédance différente (plans de rupture d'impédance), des réflexions peuvent se produire et, par formation d'ondes stationnaires, une partie de l'énergie de l'onde peut être perdue (pertes ohmiques) dans l'un des deux composants (adaptateur, applicateur) avant le plan d'adaptation. Comme il nous est impossible de séparer la partie perdue de celle transmise au bout de l'applicateur, dans la caractérisation de la source plasma de la section suivante nous comprendrons par puissance transmise celle transmise au-delà du plan d'adaptation, c'est-à-dire à l'ensemble *adaptateur-applicateur-plasma*.

Nous précisons que l'applicateur réalisé et étudié dans ce chapitre (Figure 3.5) est en acier inoxydable 316L (résistivité $\rho_{316L} = 75 \mu\Omega \times \text{cm}$ à 20°C , conductivité $\lambda_{316L} = 20 \text{ W} \times \text{m}^{-1} \times \text{K}^{-1}$) et l'injection des micro-ondes est effectuée au travers d'un connecteur commercial du type N femelle. Le refroidissement de l'applicateur et de l'aimant est réalisé par une circulation d'eau, non-représentée sur la figure, dirigée axialement à l'applicateur.

3.2 Performances électromagnétiques et électriques de la source plasma tête-bêche

En ce qui concerne les performances de la source plasma décrite dans la section précédente, nous nous sommes principalement intéressés à ses capacités d'opérer dans un domaine étendu en pression et de produire des espèces chargées. Pour déterminer ces performances, nous avons donc caractérisé la source élémentaire de point de vue électromagnétique et électrique.

Les mesures électromagnétiques (puissances incidente et réfléchie) ont été réalisées en utilisant un coupleur bidirectionnel et un puissance-mètre connecté sur les ports atténués du coupleur (cf. Chapitre 2). Le dispositif expérimental est celui présenté sur la Figure 2.8 du Chapitre 2 où un transformateur d'impédance (adaptateur) est inséré (cf. Figure 3.7). Le principal objectif étant la validation du domaine opératoire de fonctionnement, aucune mesure d'impédance n'a été réalisée pour ce type de source élémentaire en présence du plasma. Nous précisons également que, pour l'ensemble de mesures effectuées, le générateur micro-onde utilisé est un magnétron limité à 200 W en puissance.

Du point de vue électrique, la source a été caractérisée pour un plasma d'argon à l'aide d'une sonde électrostatique (cf. Chapitre 2) afin de déterminer ses performances en termes de production d'espèces chargées.

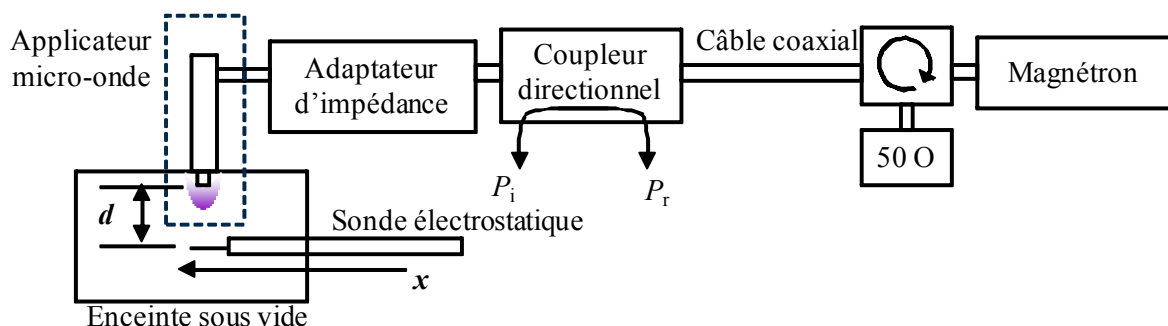


Figure 3.7 Schéma du dispositif expérimental pour la caractérisation électromagnétique et électrique d'une source plasma élémentaire.

La pression dans la chambre plasma a été variée manuellement, par ajustement du débit à l'aide d'un contrôleur de débit à flux massique de 100 sccm. Les mesures en pression ont été effectuées par le biais de deux jauges capacitatives de type barratron, l'une couvrant le domaine de 0,01 à 200 mtorr et l'autre de 200 mtorr à 20 torr.

3.2.1 Claquage et extinction d'une décharge d'argon

Pour un applicateur donné, caractérisé par ses propres performances en transmission, la puissance de claquage peut être définie comme la puissance transmise à l'applicateur au moment de l'amorçage du plasma. Pour une adaptation quelconque de l'applicateur, elle peut donc être déterminée par soustraction de la puissance réfléchie à la puissance incidente $P_{cl} = (P_i - P_r)_{cl}$, valeurs relevées lors du claquage. Dans les chapitres suivants nous allons revenir sur cet aspect, mais en adoptant cette définition, sur la Figure 3.8 nous avons tracé la puissance P_{cl} en fonction de la pression du gaz. Les résultats obtenus montrent que dans le domaine de très basse pression (jusqu'à 10 mtorr), il est possible d'amorcer le plasma avec des puissances inférieures à 20 W si l'applicateur est préalablement adapté à vide. Dans le cas contraire, des puissances incidentes plus élevées sont nécessaires pour amorcer le plasma (en raison des réflexions plus importantes de l'onde), mais les puissances transmises devraient rester les mêmes (inférieures à 20 W).

Après le claquage, la puissance est diminuée jusqu'à la disparition du plasma et les deux valeurs prélevées, incidente et réfléchie, conduisent à la puissance minimum nécessaire à l'entretien du plasma $P_{ex} = (P_i - P_r)_{ex}$ représentée sur la Figure 3.8.

Les courbes de claquage et d'extinction d'un plasma d'argon, permettent dans un premier temps de valider le domaine de fonctionnement de l'applicateur avec une limitation en pression à 300 mtorr due à la limite en puissance (200 W) du générateur micro-onde.

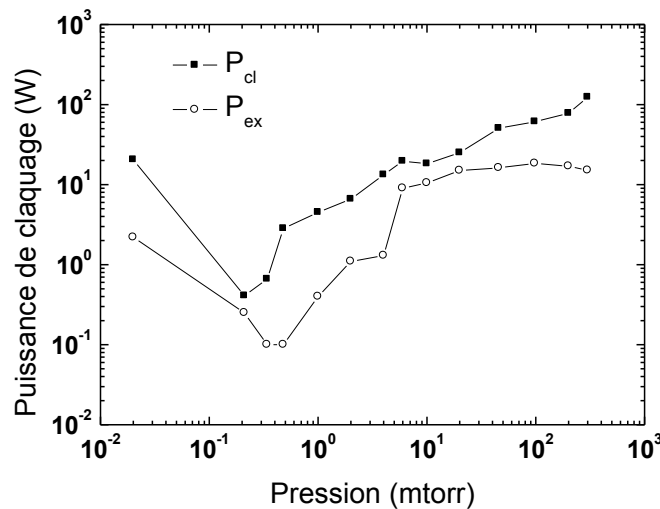


Figure 3.8 Courbes de claquage et d'extinction d'un plasma d'argon en fonction de la pression.

Malgré cette limitation en puissance, on constate que le domaine opératoire s'étend sur 4 décades en pression, de 0,02 à 200 mtorr.

Pour vérifier les limites extrêmes de fonctionnement de la source au delà du domaine imposé par un claquage supérieur à 200 W, le plasma est amorcé à 10 mtorr. Puis, à puissance fixée, le flux d'argon est progressivement diminué jusqu'à l'extinction du plasma afin d'en déterminer la limite de fonctionnement basse pression. Le plasma est à nouveau allumé à 10 mtorr et le flux d'argon est cette fois-ci progressivement augmenté jusqu'à son extinction, ce qui permet de déterminer la limite de fonctionnement vers les hautes pressions. Le domaine de fonctionnement de l'applicateur a été étudié pour deux valeurs de puissance micro-onde incidente (40 et 100 W) et il est représenté sur la Figure 3.9. Pour 40 W de puissance incidente, le plasma peut être entretenu de 0,1 mtorr à 10 torr, tandis que pour 100 W les valeurs limites de fonctionnement sont supérieures à 10 torr. Au-delà de 20 torr les mesures sont limitées par l'instrumentation utilisée (jauges de pression).

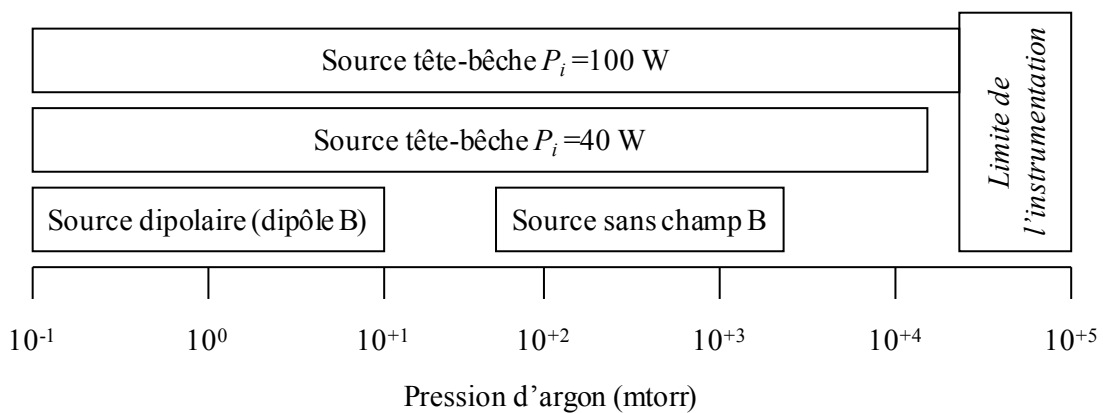


Figure 3.9 Domaine de pression de fonctionnement pour différentes sources plasma développées au LPSC.

A titre indicatif, la Figure 3.9 indique également les domaines de fonctionnement des deux autres types de sources développées au LPSC, la source dipolaire et la source exempte de champ magnétique. De point de vue du domaine opératoire, l'applicateur micro-onde avec intégration partielle de l'aimant dans la structure coaxiale remplit parfaitement sa fonction d'applicateur à conditions opératoires étendues. De toute évidence, l'élément déterminant de cette performance est la configuration de la terminaison de l'applicateur :

- i) La configuration magnétique permet le fonctionnement dans le domaine basse et très basse pression ;
- ii) L'injection des micro-ondes latérale à l'aimant et au niveau du plan des parois (absence de toute cavité) permet la transition continue de 10 mtorr vers des pressions plus élevées ;
- iii) Du côté haute pression, cette nouvelle source permet une extension du domaine vers des pressions plus élevées que celles accessibles à la source sans champ magnétique (Figure 1.10). Cette

dernière peut atteindre 8 torr en pression, mais pour une puissance de plus de 150 W. L'extension en pression pourrait être favorisée aussi bien par la présence du champ magnétique que par la présence de la surface métallique (protection de l'aimant) qui dépasse de 10 mm le plan d'injection des micro-ondes. En effet, même si au delà de quelques centaines de mtorr il ne peut plus s'agir d'un couplage RCE, le champ magnétique pourrait encore jouer un rôle dans le confinement et, donc, dans la diminution des pertes sur la surface de la chambre [44], [45]. Quant à la surface métallique, sa contribution pourrait être expliquée par une augmentation surfacique de la zone de couplage qui s'étalerait (au moins en partie) sur cette surface métallique. A titre d'exemple, nous présentons sur la Figure 3.10 la photo d'un plasma d'argon obtenu avec la source tête-bêche (100 W, 5 torr) et de celui obtenu avec la source sans aimant (166 W, 8 torr). Le plasma de la source tête-bêche occupe un volume plus important en raison de la présence de la surface métallique qui dépasse le plan de source, alors que celui de la source sans aimant reste plus accroché à l'interface applicateur-plasma (le plan de sources).

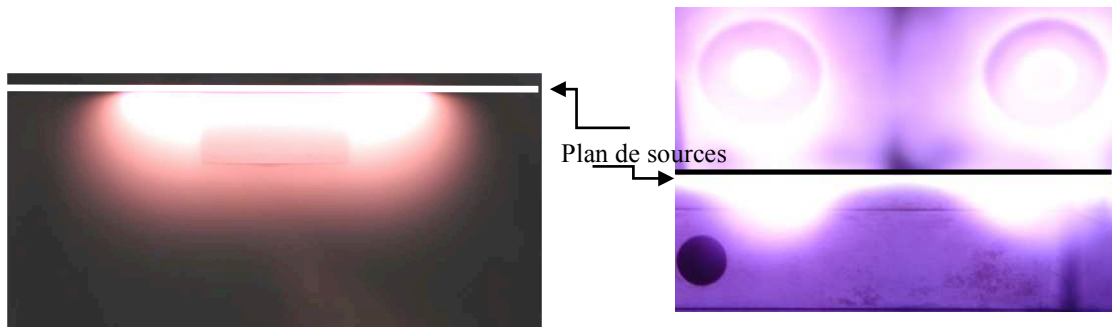


Figure 3.10 Photo d'un plasma d'argon à $p = 5$ torr
(puissance transmise au plasma $P = 50$ W).

3.2.2 Performances en termes de production d'espèces chargées

L'étude de la source en termes de production d'espèces chargées est réalisée à partir des mesures de densité ionique par sonde électrostatique. Comme montré sur la Figure 3.6, la sonde est placée perpendiculairement à l'axe de l'applicateur et à une distance $d = 6$ cm par rapport au plan de l'aimant. Pour une condition opératoire donnée (puissance, pression), l'excursion de la sonde sur une distance de $x_{max} = 14,8$ cm permet de déterminer le profil en densité du plasma, ou encore une densité moyennée sur l'ensemble des valeurs prises sur une distance x définie. Lors de l'analyse des performances de la source plasma, on peut alors regarder soit les valeurs locales (en un x donné), soit en valeur moyenne (sur une distance x).

Contrairement à la description donnée dans la section §2.2 du Chapitre 2, pour ce type d'applicateur, la partie collectrice de la sonde (fil en tungstène) est parallèle au déplacement la sonde et non pas

perpendiculaire. Cela poserait un problème pour le calcul des densités aux points correspondants à des faibles angles d'inclinaison (majoritaires dans ce cas de figure) entre le champ et la partie collectrice de la sonde. Toutefois, vue la distance $d = 6$ cm par rapport à l'aimant, le champ magnétique très inférieur à 50 gauss est supposé sans influence aucune sur le mouvement des ions et sur le potentiel plasma. En revanche, pour des distances plus faibles, seules les valeurs des densités déterminées à partir des courbes de sonde prélevées dans l'axe de l'aimant (forts angles d'inclinaison, $\theta \approx 90^\circ$) restent pertinentes.

Les densités ioniques sont déterminées à l'aide du programme de traitement des données du système commercial (cf. §2.2) sur toute la gamme de pressions étudiée.

Pour chaque condition opératoire (P_i, p), l'adaptateur d'impédance est systématiquement réglé pour minimiser la puissance réfléchi jusqu'à des valeurs inférieures à 1 % de la puissance incidente, $P_r/P_i \leq 1\%$. De ce fait, dans ce qui suit, la puissance transmise est considérée pratiquement constante et égale à la puissance incidente, $P \approx P_i = 100$ W. Bien sûr, comme précisé auparavant, il s'agit de la puissance transmise à l'ensemble *adaptateur – applicateur – plasma*.

Performances d'une source élémentaire. Nous présentons d'abord le profil de la densité ionique à une distance $d = 6$ cm obtenu pour une source élémentaire à une puissance incidente de 100 W et pour trois pressions d'argon : 1, 100 et 1000 mtorr (Figure 3.11). La valeur $x = 0$ de l'abscisse correspond à la mesure effectuée dans l'axe de l'aimant. Sans surprise, cette figure montre que le plasma est uniforme sur une grande distance x dans le domaine de très basses pressions (longueur de diffusion importante), et que cette uniformité est d'autant plus restreinte que la pression augmente.

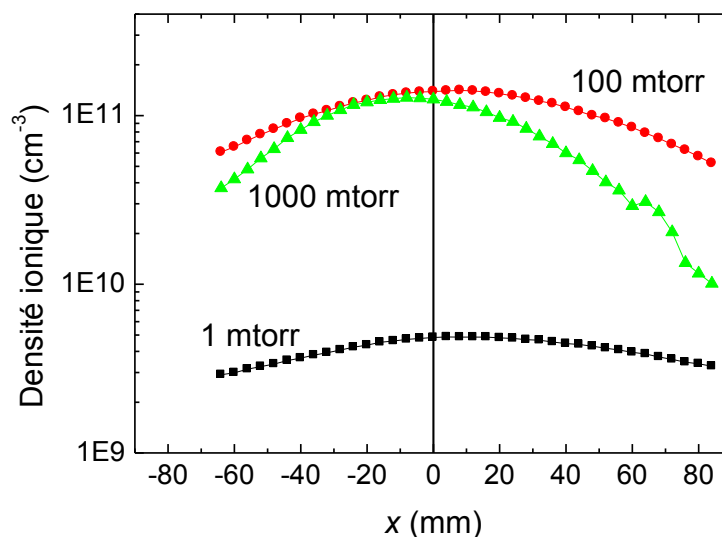


Figure 3.11 Densité ionique en fonction de la position x de la sonde par rapport à l'axe de l'aimant pour trois pressions : 1, 100 et 1000 mtorr ($P_i = 100$ W, $d = 6$ cm).

De plus, l'augmentation de la pression met en évidence la dissymétrie azimutale du plasma due à l'injection latérale des micro-ondes dans l'applicateur (cf. Figure 3.5). A très basse pression, la symétrie est quasiment rétablie par la dérive électronique azimutale due à la courbure et à l'inhomogénéité du champ magnétique [46].

Si la densité du plasma augmente avec la pression (de 1 à 100 mtorr), à 1000 mtorr la tendance est renversée. Cela peut être expliqué par une diminution de la longueur de diffusion, d'où des densités beaucoup plus faibles aux points de mesure, mais il est également possible que toutes les valeurs déterminées à 1 torr soient sous-estimées. En effet, il faut se rappeler qu'au-delà de 500 – 800 mtorr la gaine peut être collisionnelle et, par conséquent, le traitement des courbes de sonde avec la théorie de Laframboise n'est plus valide.

Toutefois, d'après la Figure 3.11, on peut considérer que, pour une source élémentaire alimentée à 100 W, l'uniformité du plasma est satisfaite sur une longueur $x = \pm 20$ mm, du moins jusqu'à des pressions de 500-800 mtorr. Compte tenu de la symétrie azimutale, l'uniformité en densité peut être considérée sur une surface $S = \pi \times (40/2)^2 \text{ mm}^2$, légèrement supérieure à celle de la source plasma $S = \pi \times (34/2)^2 \text{ mm}^2$ (cf. Figure 3.5). Sur une telle surface, à 6 cm par rapport au plan de l'aimant, les valeurs des densités locales prises dans l'axe de l'aimant ($x = 0$) sont sensiblement égales aux valeurs moyennes.

Pour revenir à la mission principale de cette source, *fonctionnement sur un domaine de pression étendu*, la densité du plasma mesurée à $d = 6$ cm est représentée sur la Figure 3.12 en fonction de la pression. A titre comparatif, nous avons tracé aussi bien les valeurs locales (en $x = 0$), que les moyennes prises sur $x = \pm 20$ mm.

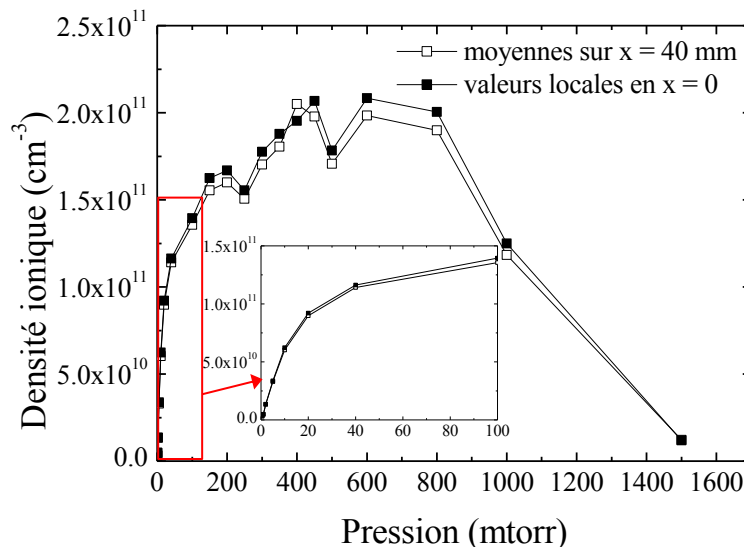


Figure 3.12 Densité ionique locale et moyenne en fonction de la pression ($P_i = 100$ W, $d = 6$ cm, $x = 0$).

Les résultats obtenus démontrent qu'à une distance $d = 6$ cm, cette source est capable de produire un plasma de densité supérieure à la densité critique ($n_c = 8,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, cf. relation (1.4)), et ce à partir de 10 mtorr pour une puissance $P_i = 100$ W. Comme attendu, la densité plasma est plus importante en s'approchant de la source, et ceci est montré sur la Figure 3.13 pour une distance $d = 3$ cm par rapport au plan de l'aimant.

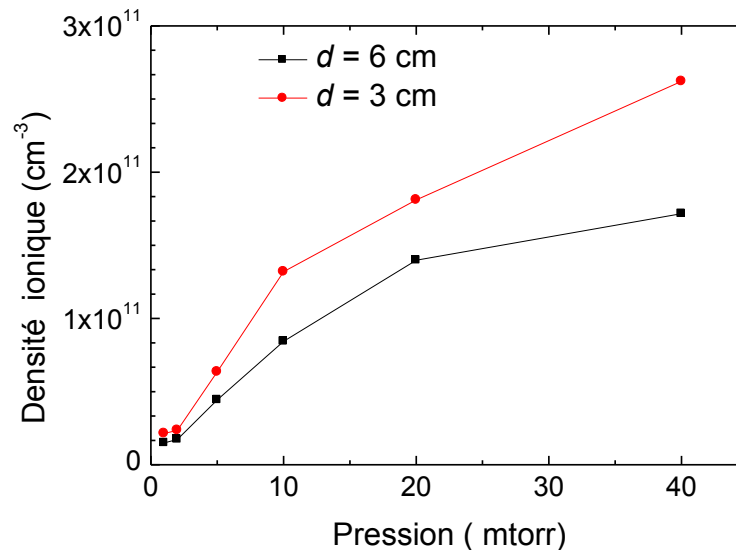


Figure 3.13 Densité ionique locale ($x = 0$) en fonction de la pression pour deux distances entre la sonde et le plan de l'aimant : $d = 3$ et 6 cm ($P_i = 100$ W).

Performances de deux sources élémentaires. De manière générale, dans un réacteur de procédés plasma, plusieurs sources sont disposées sur les parois du réacteur selon des réseaux à deux ou trois dimensions (cf. Figure 1.11). Il est donc utile d'étudier l'influence entre deux sources en fonction de la distance qui les sépare et, pour cela, nous avons caractérisé deux sources positionnées à une distance h entre les axes de l'aimant de 6 8,4 cm (Figure 3.14-b et c).

Sur les schémas de la Figure 3.14, les cercles représentent les sources plasma vues de haut ($2b = 34$ mm, cf. Figure 3.5) où la distinction entre le diélectrique et l'aimant n'est effectuée que sur la Figure 3.14-a représentant une seule source plasma élémentaire. Les zones ombrées correspondent aux zones d'uniformité du plasma ($x = \pm 20$ mm) de chaque source individuelle. Le déplacement de la sonde selon la direction x est également représenté afin de préciser la position $x = 0$ par rapport à laquelle les densités plasma ont été déterminées ($x = \pm 28$ mm).

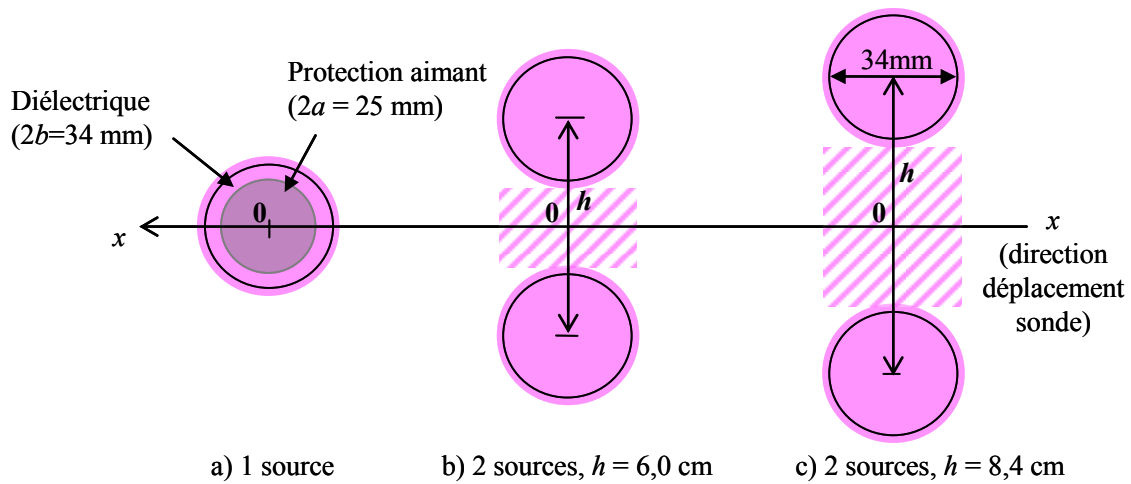


Figure 3.14 Vue de haut du positionnement des sources plasma et du déplacement de la sonde :

a) 1 source ; b) 2 sources à $h = 6$ cm ; c) 2 sources à $h = 8,4$ cm.

Pour chaque entraxe h , deux configurations ont été choisies selon la polarité des aimants de deux sources voisines (Figure 3.15) : a) même polarité du type N-N et b) polarités opposées du type N-S.

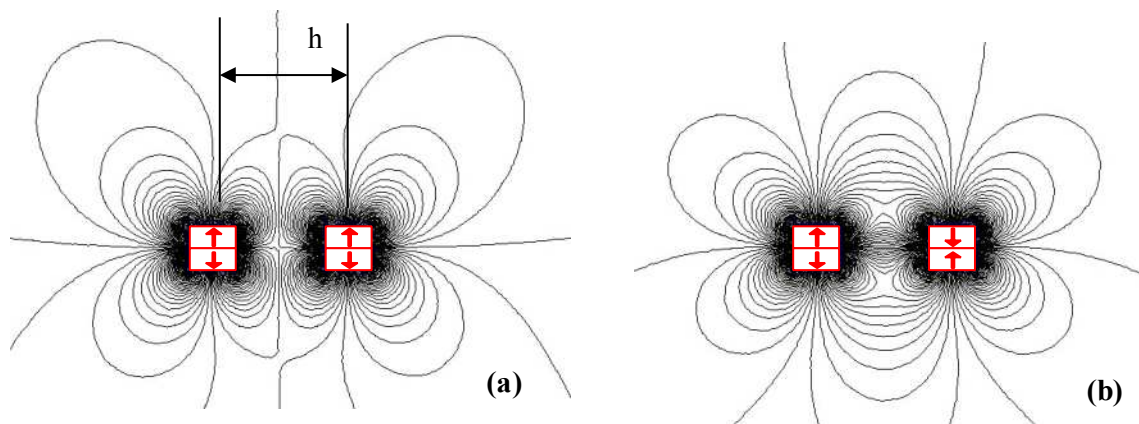


Figure 3.15 Configuration magnétique selon la polarité des sources élémentaires : a) N-N ; b) N-S.

Le profil de la densité plasma pour les quatre configurations possibles ($h = 6$ cm avec N-N et N-S, puis $h = 8,4$ cm avec N-N et N-S) est comparé à celui obtenu pour une seule source élémentaire sur la Figure 3.16. Cette figure démontre l'effet cumulatif en densité par addition de sources plasma, puisque selon la configuration choisie, la densité peut être augmentée d'un facteur 3 par rapport à celle d'une seule source élémentaire (cf. Figure 3.17 à 500 mtorr).

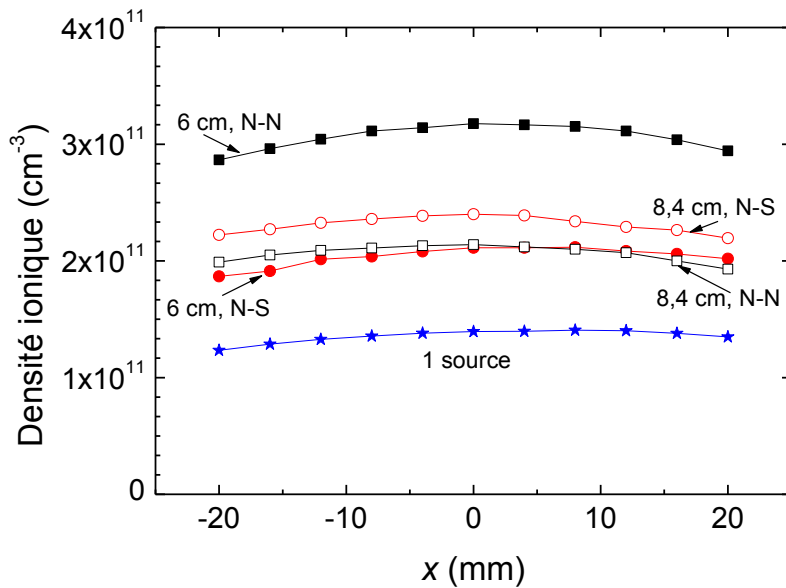


Figure 3.16 Profil de la densité plasma d'une et de deux sources pour quatre configurations distinctes selon l'entraxe ($h = 6$ et $8,4$ cm) et la polarité (N-N et N-S). ($P_i = 100$ W, $p = 100$ mtorr, $d = 6$ cm).

En effet, pour un entraxe $h = 6$ cm, l'aimantation N-N favorise davantage la diffusion du plasma vers la face avant des sources, tandis que la configuration N-S confine les électrons plus près de la surface des aimants [47]. Lorsque l'entraxe est augmenté à $h = 8,4$ cm, la densité plasma est moins importante par rapport au cas précédent ($h = 6$ cm), mais cette fois-ci le dé-piégeage des électrons vers la face avant des sources est légèrement plus important pour l'aimantation N-S. En effet, par écartement des aimants, les lignes du champ magnétique se voient modifiées et l'intensité du champ diminuée, d'où une influence moindre entre les deux types de polarité (N-N, N-S) et une configuration N-S plus favorable à la diffusion vers la face avant des sources.

En termes d'uniformité du plasma, dans les conditions opératoires données en exemple ($P_i = 100$ W, $p = 100$ mtorr, $d = 6$ cm), on peut constater que celle-ci est satisfaite sur une longueur de $x = \pm 20$ mm de part et d'autre de l'axe de symétrie $x = 0$ (Figure 3.16) et ce pour les deux valeurs d'entraxe $h = 6$ et $8,4$ cm. Tenant compte de la symétrie de révolution des sources et de ce constat expérimental, il en résulte que pour une répartition selon un réseau de maille $h \leq 8,4$ cm un plasma uniforme serait obtenu. Ceci est suggéré par les zones hachurées de la Figure 3.14. Bien évidemment, la distance au-delà de laquelle l'uniformité est atteinte dépend des conditions opératoires, et une augmentation en pression et/ou une diminution en puissance peut rompre cette uniformité.

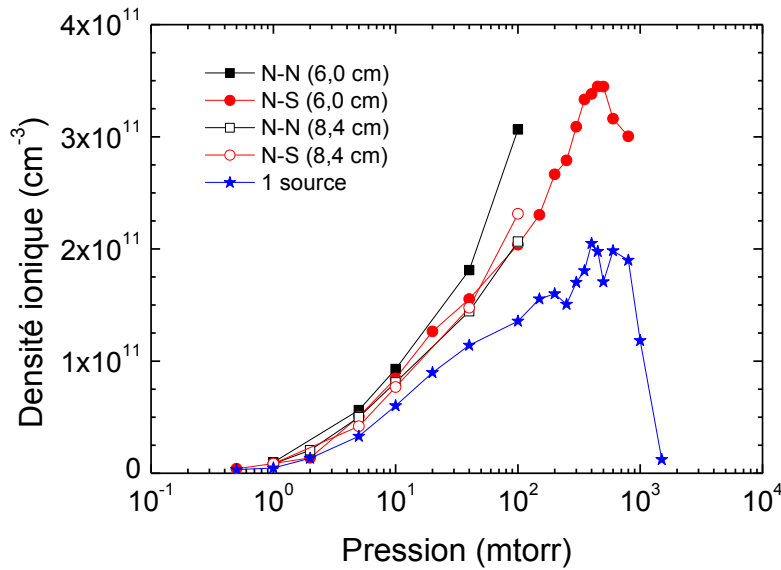


Figure 3.17 Densité plasma en fonction de la pression d'une et deux sources plasma pour quatre configurations distinctes selon l'entraxe ($h = 6$ et $8,4$ cm) et la polarité (N-N et N-S).
($P_i = 100$ W, $p = 100$ mtorr, $d = 6$ cm).

Pour les quatre configurations plus haut présentées, l'évolution de la densité moyenne avec la pression est comparée sur la Figure 3.17 à celle d'une seule source élémentaire. Cette figure démontre que, pour obtenir une densité plus forte, la configuration recommandée pour la répartition des sources élémentaires dans un réacteur est celle correspondant à une aimantation N-N avec un entraxe $h \leq 6$ cm. Pour des valeurs d'entraxe supérieures à 6 cm ($h > 6$ cm), la différence entre les deux types de polarité s'estompe, mais, en même temps, le bénéfice en densité de la multiplication du nombre de sources est moindre.

Toutefois, le choix de cette configuration N-N avec un entraxe $h \leq 6$ cm doit être validé en termes d'uniformité du plasma pour des conditions opératoires extrêmes : pressions dépassant les 500 mtorr, basses puissances. La distance minimale entre deux sources est celle imposée par l'encombrement mécanique des applicateurs à l'extérieur de la chambre plasma.

Les résultats présentés dans cette section nous permettent de conclure sur le potentiel de ces sources plasma *tête-bêche* à produire des plasmas denses et à opérer dans un domaine d'au moins quatre décades en pression. Ces performances sont attribuées à la nouvelle configuration de la terminaison de l'applicateur (configuration magnétique, positionnement de l'injection des micro-ondes).

Comme pour chaque paramètre opératoire (p , $P_i = 100$ W) le transformateur d'impédance a été utilisé pour la minimisation de la puissance réfléchie, la question légitime qui se pose est celle de l'efficacité de l'applicateur-même (applicateur en absence de plasma) à transmettre la puissance du générateur jusqu'au plan de sortie de l'applicateur, d'où l'étude présentée dans la section suivante.

3.3 Caractérisation électromagnétique de l'applicateur à vide (sans plasma)

Pour évaluer les performances en transmission de l'applicateur micro-onde en absence du plasma, celui-ci est étudié à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (ARV) dans un domaine de fréquence de 2 à 3 GHz.

Nous rappelons que cette source plasma *tête-bêche* a été conçue en se basant sur les concepts des sources élémentaires développées au LPSC (sources dipolaire et sans aimant), sans aucune modélisation en amont. Pour cette raison, le modèle de l'applicateur a été construit à partir de la réalisation mécanique, puis étudié par simulation à l'aide du programme CST-MWS.

Cette section présente donc les résultats expérimentaux obtenus en absence du plasma et leur comparaison avec la simulation numérique.

3.3.1 Caractérisation expérimentale

Pour la caractérisation de l'applicateur, celui-ci est alimenté par la source RF de l'ARV avec une puissance de 1 mW et laissé rayonner librement (Figure 3.18) dans le hall d'expériences du CRPMN (30 m × 20 m × 15 m), où l'impédance caractéristique est celle du vide : $Z_0 = 377 \Omega$. Pour déterminer la distance au-delà de laquelle l'onde ne subit plus aucune réflexion, un objet conducteur (par exemple, une feuille d'aluminium ou de cuivre) a été placé face à la source et éloigné de celle-ci jusqu'à ce que la réponse de l'analyseur de réseau ne soit plus influencée.

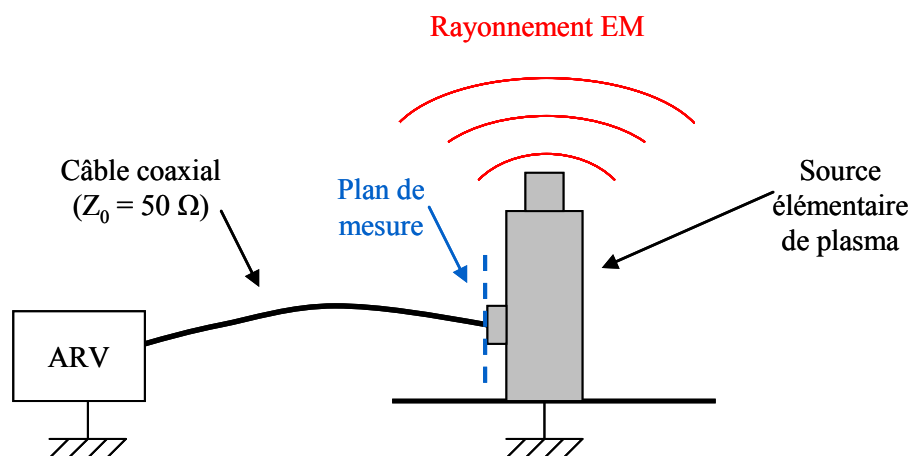


Figure 3.18 Schéma du dispositif de mesure pour l'évaluation des performances de l'applicateur à vide (sans plasma) sans adaptateur d'impédance.

La distance déterminée, d'environ 4 cm, est considérée comme la distance minimum nécessaire à la source pour rayonner "librement" sans réflexion. Cette distance a été prise en considération lors de la définition du domaine de simulation (cf. § 3.3.2). Les mesures du coefficient de réflexion ont été réalisées pour l'applicateur, aussi bien non adapté en impédance (cf. schéma de la Figure 3.18), qu'adapté à l'aide d'un adaptateur d'impédance inséré entre l'ARV et l'applicateur (cf. Figure 3.21).

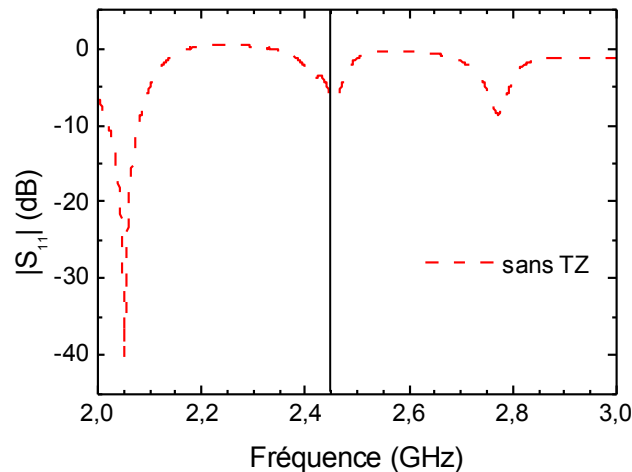


Figure 3. 1 Coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour l'applicateur micro-onde *tête-bêche* sans transformateur d'impédance. **Fig.3.19**

La Figure 3.19 représente le module du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour l'applicateur sans adaptateur d'impédance (sans transformateur d'impédance) qui montre clairement que la configuration et les dimensions de cet applicateur ne permettent pas une transmission efficace à vide de la puissance à 2,45 GHz. En effet, un applicateur peut être considéré comme efficace lorsque moins de 1 % de la puissance incidente est réfléchi, ce qui revient à un coefficient de réflexion inférieur à -20 dB. Cet applicateur présente à 2,45 GHz une forte réflexion, $|\Gamma| = |S_{11}| \approx -5$ dB, tandis qu'à 2,05 GHz où $|S_{11}| \approx -40$ dB, il transmettrait parfaitement la puissance micro-onde.

L'une des causes de ce fonctionnement à 2,05 GHz serait la position du plan du court-circuit (cf. Figure 3.5) qui doit assurer la sélectivité en fréquence à 2,45 GHz pour une valeur $\lambda_0/4 = 3,06$ cm. Or, cette distance est prise entre l'axe du connecteur et le plan du court-circuit, et la sélectivité est assurée tant que les dimensions du connecteur de type N restent négligeables par rapport à la valeur $\lambda_0/4$. Il est évident que dans nos conditions les dimensions sont comparables (1 cm contre 3 cm) et le positionnement du connecteur aurait dû être ajusté en conséquence.

Une autre cause pourrait être la réalisation mécanique du contact ohmique entre l'âme du connecteur

du type N et l'âme centrale de l'applicateur. Nous reviendrons sur cet aspect dans le paragraphe suivant (§3.3.2).

En fait, les dimensions et le montage de l'ensemble d'éléments constituant l'applicateur le rendent très efficace à une fréquence de 2,05 GHz pour laquelle l'impédance de 377 Ω ramenée au plan de mesure est égale à l'impédance caractéristique de la ligne (50 Ω dans notre cas). Ceci peut être constaté sur la Figure 3.20 qui présente le module et la phase du coefficient de réflexion mais sous forme d'impédance dans le plan de mesure : la valeur de l'impédance à 2,45 GHz est de $Z(\Omega) = 123,4 + i 48,5$ (applicateur non-adapté à 2,45 GHz, $|\Gamma| \approx -5$ dB), tandis qu'à 2,05 GHz l'impédance $Z(\Omega) = 50,2 + i 1 \Omega$ est pratiquement égale à l'impédance caractéristique de la ligne (applicateur adapté à 2,05 GHz, $|\Gamma| \approx -40$ dB).

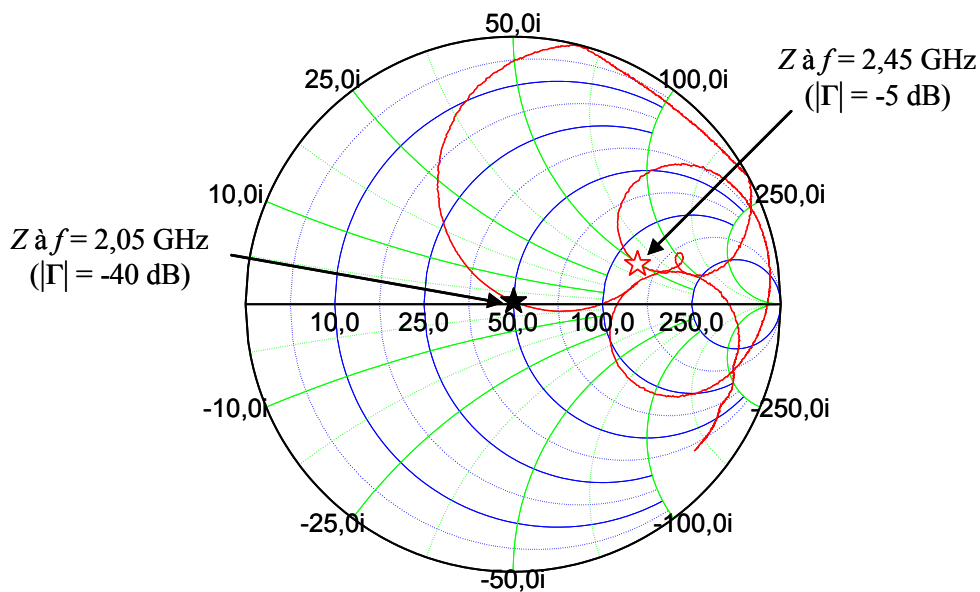


Figure 3.20 Impédance en fonction de la fréquence pour l'applicateur micro-onde *tête-bêche* sans transformateur d'impédance.

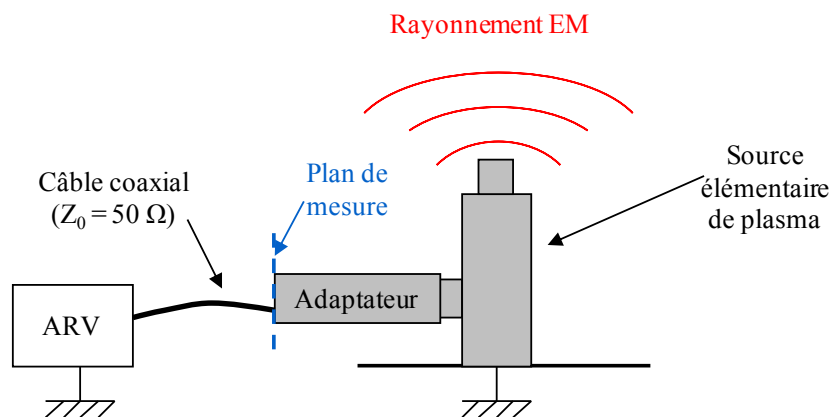


Figure 3.21 Schéma du dispositif de mesure pour l'évaluation des performances de l'applicateur à vide (sans plasma) avec adaptateur en impédance.

Les résultats sont comparés à ceux obtenus sans transformateur d'impédance, soit sous forme de module du coefficient de réflexion (Figure 3.22), soit sous forme d'impédance sur l'abaque de Smith (Figure 3.23). Afin de ne pas charger cette dernière figure, seules les impédances du domaine de 2,4 à 2,5 GHz sont représentées.

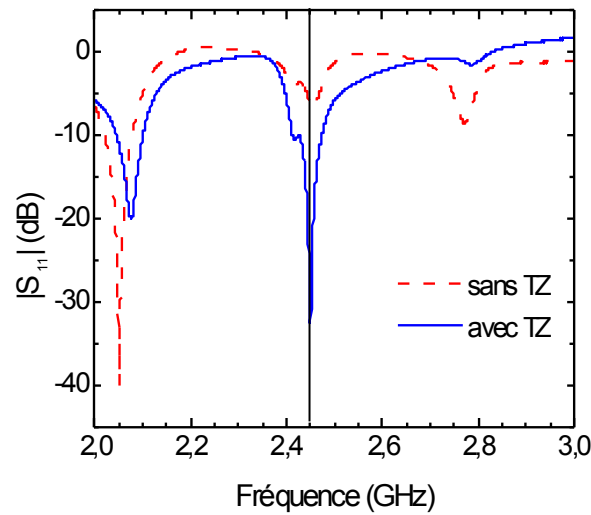


Figure 3.22 Coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour l'applicateur micro-onde *tête-bêche* avec et sans transformateur d'impédance.

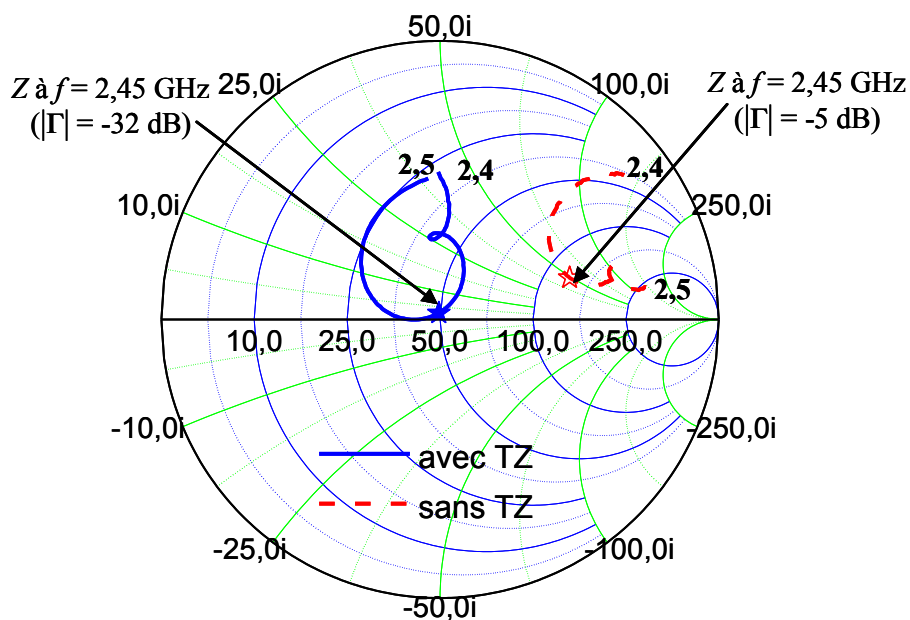


Figure 3.23 Impédance en fonction de la fréquence de l'applicateur micro-onde *tête-bêche* avec et sans transformateur d'impédance.

Les Figures 3.22 et 3.23 montrent clairement que le réglage du transformateur d'impédance permet d'obtenir à 2,45 GHz une adaptation en impédance dans le plan de mesure (cf. Figure 3.21). Cela permet donc de transmettre de manière très efficace ($|\Gamma| = |S_{11}| \approx -32$ dB) la puissance du générateur (ici le générateur RF de l'ARV) à l'ensemble *transformateur-applicateur*. Comme déjà précisé dans la section précédente de ce chapitre, ceci doit certainement permettre une augmentation de la puissance transmise à la sortie de l'applicateur (dans le vide), mais sans garantir l'absence de pertes ohmiques sur la ligne *transformateur-applicateur* par formation d'ondes stationnaires avant le plan de mesure.

Comme dans cette analyse d'efficacité en transmission le plasma n'est pas pris en compte, les résultats présentés ne concernent que l'applicateur avant l'amorçage du plasma, c'est-à-dire quand l'impédance caractéristique à la sortie de l'applicateur est celle du vide. Pour cet applicateur aucune mesure d'impédance n'a été effectuée en présence du plasma.

On peut retenir de ces résultats qu'un transformateur d'impédance est capable de remédier aux défauts de conception et de réalisation d'un applicateur pour le rendre efficace à une fréquence donnée, et ce, par extension, quel que soit l'applicateur et quelle que soit l'impédance placée dans le plan de sortie de l'applicateur (vide, plasma).

3.3.2 Simulation et comparaison aux mesures expérimentales

La simulation numérique de l'applicateur est réalisée sur le modèle obtenu par transposition des plans de réalisation mécanique de la source plasma. Celui-ci est présenté sur la Figure 3.24, où les principaux éléments constituant l'applicateur sont indiqués. Comme précisé dans la section §2.3.3 du Chapitre 2, pour le modèle d'une structure réelle, au-delà des surfaces métalliques (ici acier inoxydable 316L de conductivité $\sigma_{316L} = 1,3 \times 10^6 \Omega^{-1} \times m^{-1}$) le domaine de simulation est constitué par l'air. Le connecteur du type N par où l'onde est appliquée est pris en compte dans le modèle.

Afin de pouvoir comparer la simulation à l'expérience, le modèle à 2 Ports (cf. Figure 2.25) est remplacé par un modèle à 1 Port. Cela revient à supprimer le Port 2 et laisser l'onde rayonner librement dans l'espace de la simulation, par l'extrémité de l'applicateur constituée de l'alumine et de la protection métallique de l'aimant. En effet, expérimentalement il est possible de charger le Port 1 (connecteur N) par une impédance standard de 50Ω . En revanche, pour le Port 2 nous n'avons pas de charge adaptée aux dimensions de la terminaison de l'applicateur. Par conséquent, comme expérimentalement il n'est pas possible de réaliser un dispositif à 2 Ports, la simulation à 2 Ports n'est pas utile pour une comparaison avec l'expérience, d'où le recours au modèle à 1 Port.

Le modèle à 1 Port (Figure 3.25) reprend donc entièrement celui à 2 Ports, excepté la terminaison de l'applicateur qui, dans ce cas, correspond à sa configuration réelle. Pour que l'onde rayonne librement dans l'espace, sans réflexion possible sur des surfaces extérieures à l'applicateur, le domaine de simulation est augmenté. Compte tenu du test expérimental, les dimensions choisies sont de $\lambda_0 / 2 =$

61,22 mm dans toutes les directions, à l'exception de la direction $-z$ qui conserve sa position et sa condition aux limites $E = 0$. Dans les autres directions, la condition aux limites $E = 0$ (cf. modèle à 2 Ports) est remplacée par la condition "ouvert" qui opère comme un espace libre. L'onde peut ainsi passer au travers de ces limites sans réflexion pour une fréquence donnée, ou avec un minimum de réflexion pour les autres fréquences.

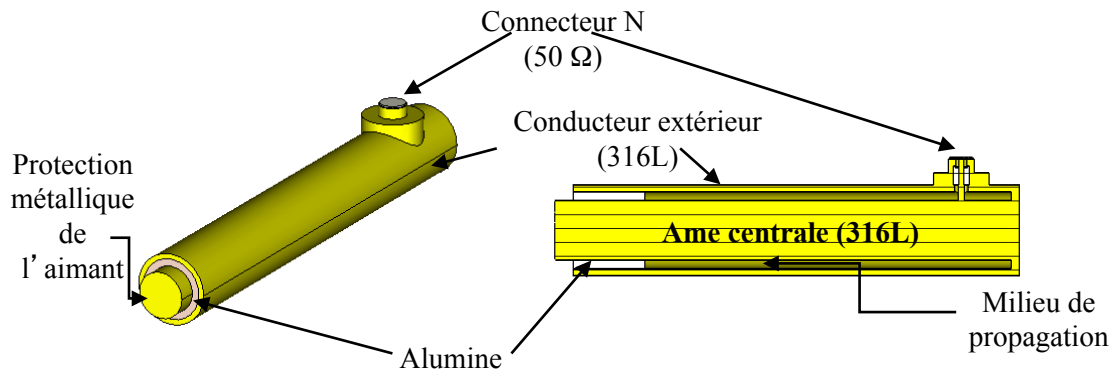


Figure 3.24 Vue extérieure et section transversale du modèle utilisé pour la simulation CST.

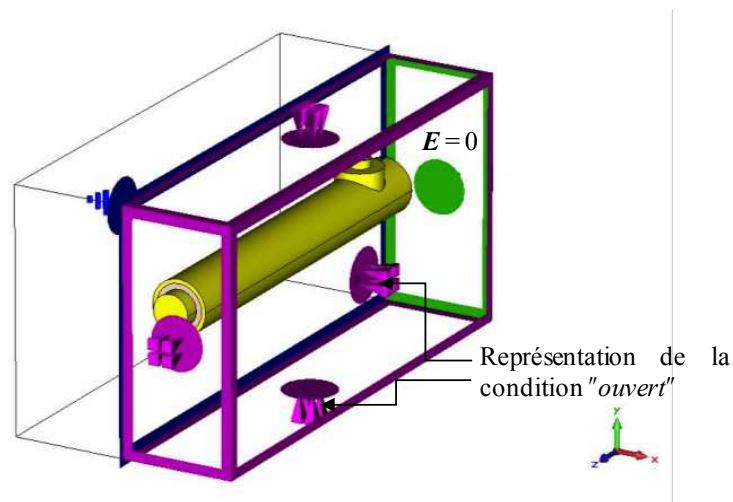


Figure 3.25 Domaine et conditions aux limites pour la simulation CST à 1 Port.

Pour avoir plus de précision, le calcul du coefficient de réflexion et de la phase est effectué à l'aide du solveur fréquentiel pour le même domaine de fréquences, de 2 à 3 GHz, que celui utilisé pour les mesures expérimentales. Les résultats numériques sont représentés sur la Figure 3.26 et comparés aux valeurs expérimentales pour l'applicateur sans transformateur d'impédance. Le coefficient de réflexion

et la phase sont également représentés sous forme d'impédance sur l'abaque de Smith (Figure 3.27).

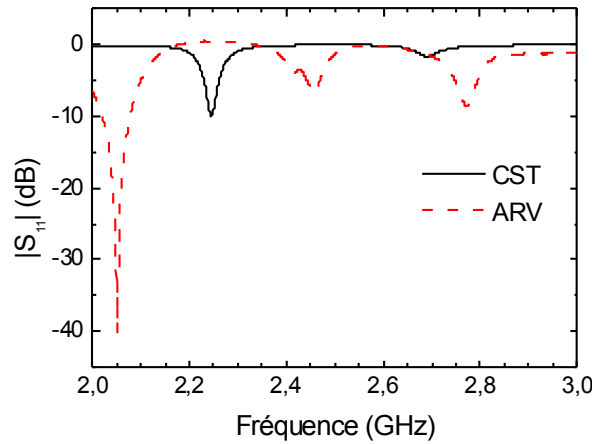


Figure 3.26 Coefficient de réflexion en fonction de la fréquence obtenu par simulation (CST) et par mesure (ARV) sur l'applicateur sans transformateur d'impédance.

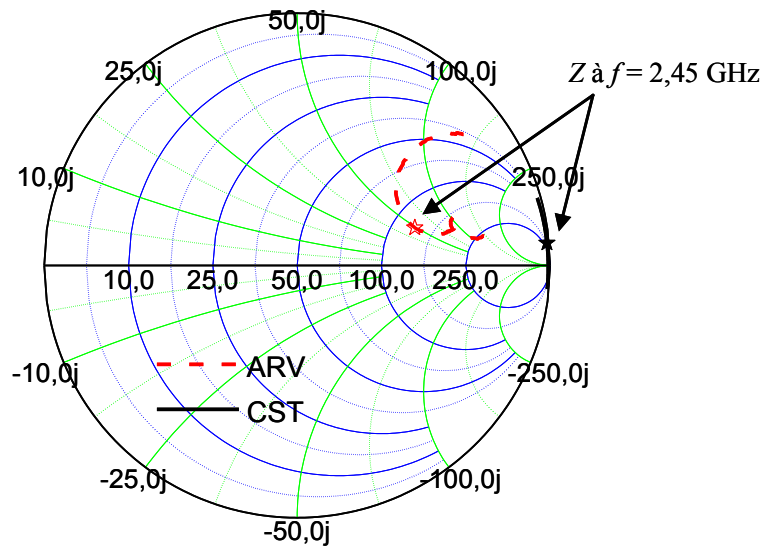


Figure 3.27 Impédance en fonction de la fréquence obtenue par simulation (CST) et par mesure (ARV) sur l'applicateur sans transformateur d'impédance.

Comme on peut le constater sur les Figures 3.26 et 3.27, il n'y a aucune concordance entre modèle et expérience. Il faut savoir que la permittivité électrique de l'alumine utilisée pour la réalisation de l'applicateur n'est pas connue avec exactitude. Pour cette raison, la valeur utilisée dans le modèle numérique est celle donnée par la bibliothèque CST. La différence entre la permittivité réelle et celle utilisée dans la simulation numérique pourrait être l'une des sources de cette discordance.

De plus, malgré la simplicité de l'applicateur (structure coaxiale sans changements de diamètres), la réalisation du contact ohmique entre l'âme du connecteur de type N et l'âme centrale de l'applicateur pose un problème, aussi bien du point de vue du fonctionnement de l'applicateur, que de la réalisation du modèle.

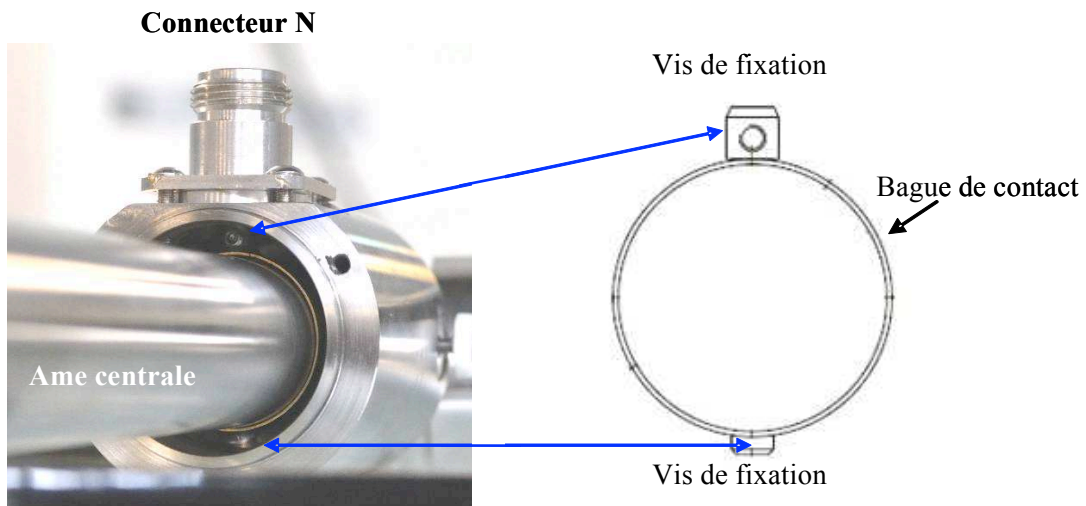


Figure 3.28 Contact électrique entre le connecteur de type N et l'âme centrale de l'applicateur micro-onde.

Du point de vue d'un fonctionnement correct de l'applicateur (en termes de transmission), le contact ohmique doit être bien assuré sur tout le périmètre de l'âme centrale de l'applicateur. Celui-ci est réalisé à l'aide d'une bague métallique qui entoure le conducteur central et elle est fixée à l'aide de deux vis. Comme il peut être constaté sur la Figure 3.28, la bague présente un jeu assez important et le contact ohmique n'est pas réalisé sur toute la circonférence du conducteur. De plus, elle n'est pas parfaitement concentrique à l'âme de l'applicateur.

Du point de vue de la simulation, le modèle utilisé est très fidèle à tous les éléments constituant l'applicateur sauf la bague et les vis qui n'ont pas été pris en compte (voir Figure 3.24), or la très grande différence entre modèle et expérience met en évidence l'importance de la prise en considération de tous les éléments de l'applicateur : nature des matériaux, contacts électriques, dimensions.

Comme expérimentalement aucune mesure d'impédance en présence du plasma et sans adaptateur d'impédance n'a été réalisée, nous ne savons pas si cet applicateur serait adapté pour au moins une condition opératoire (p, P_i). Du point de vue de la simulation, à l'aide du modèle à 2 Ports, on aurait pu vérifier que l'applicateur est adapté pour une impédance de différentes valeurs, allant de quelques ohms jusqu'à l'impédance du vide. Toutefois, compte tenu des différences obtenues en absence de

plasma, nous n'avons pas jugé cette simulation nécessaire.

Pour que la comparaison modèle-expérience soit rendue possible, il aurait fallu reproduire par le modèle les défauts d'exécution et de montage, or ceci ne peut pas représenter un objectif en soi. Pour cette raison, nous n'avons plus insisté sur la modélisation de cet applicateur afin de pouvoir nous consacrer davantage au développement de nouveaux applicateurs en suivant une méthodologie inversée : la conception et l'étude par simulation numérique sont effectuées en amont de la réalisation mécanique. Outre l'amélioration de l'efficacité en transmission des applicateurs, cet ordre modélisation → réalisation mécanique a pour objectif la simplification de la configuration des applicateurs et l'anticipation des problèmes technologiques.

3.4 Des magnétrons aux sources micro-onde à état solide

Comme précisé auparavant, les applicateurs sont par leur conception des composants micro-onde sélectifs en fréquence. De ce fait, pour un applicateur conçu pour une fréquence donnée, il est préférable que le générateur micro-onde délivre un signal stable et centré sur cette fréquence. Pour cette raison, dans ce qui suit nous nous intéressons aux caractéristiques de deux types de générateurs micro-onde : générateur dit *magnétron* et générateur à état solide.

Le fonctionnement des magnétrons porte la fréquence 50 Hz du réseau à une fréquence de 2,45 GHz. Son principe est basé sur un tube oscillateur dont la partie essentielle est un circuit résonant que l'on règle en modifiant les valeurs de la self et du condensateur qui le compose. Ce circuit résonant à très haute fréquence est constitué d'un cylindre creux en métal où sont placées des cavités résonantes qui encerclent une cathode dans laquelle est monté un filament de chauffage. A l'intérieur du magnétron sous vide, une haute tension est appliquée entre l'anode et la cathode, ce qui produit un champ électrique. Ce champ entraîne les électrons de la cathode vers l'anode. Simultanément, un champ magnétique engendré par un aimant, dont les lignes de force sont perpendiculaires au champ électrique, crée et entretient les oscillations haute fréquence en faisant circuler les électrons de manière hélicoïdale devant les cavités résonantes.

La technologie magnétron a été largement éprouvée au cours des 50 dernières années pour différentes fréquences et puissances. De plus, l'apparition du four à micro-ondes dans les années 50, et surtout sa forte popularité depuis les années 80, ont permis d'en abaisser le coût de fabrication.

Dans les réacteurs plasma du LPSC constitués par un réseau d'applicateurs micro-onde, un magnétron de forte puissance (plusieurs kilowatts) est utilisé comme source de micro-ondes. La puissance est divisée à partir d'un guide d'onde rectangulaire qui permet de prélever et de répartir équitablement la puissance entre chaque applicateur de champ (cf. Figure 1.12). Les micro-ondes sont ensuite transmises à chaque applicateur de champ par une ligne coaxiale (cf. §1.2.3, Chapitre 1). Les différentes interconnexions de la ligne micro-onde ainsi que la division de puissance à partir d'un

magnétron engendrent des pertes en lignes importantes qui ont été estimées à près de 20% de la puissance délivrée.

Au cours des dernières décennies, le développement des transistors a permis de remplacer les tubes électroniques dans diverses applications et notamment dans les télécommunications. Ainsi, les générateurs à état solide ont été développés pour différentes fréquences et puissances tout en réduisant le coût de fabrication.

Les deux technologies ont été comparées en mesurant le spectre en fréquence d'un magnétron 2 kW (de fabrication SAIREM) dont la puissance est divisée en 4 par un guide d'onde diviseur de puissance, et un générateur micro-onde à état solide de 30 W (de fabrication Kuhne Electronics). La puissance de 30 W est délivrée à une charge de 50Ω et mesurée à travers un coupleur bidirectionnel et un atténuateur de 30 dB. Le spectre en fréquence est mesuré par un analyseur de réseau vectoriel.

Ces mesures, présentées sur la Figure 3.29, montrent que le magnétron délivre un signal qui contient 3 composantes principales qui s'étalent sur plusieurs mégahertz, tandis que le générateur à état solide ne produit qu'une seule composante avec une bande très étroite. La principale composante du signal fourni par le magnétron se situe entre 2,4 GHz et 2,5 GHz, tandis que les deux autres sont situées entre 2,3 et 2,4 GHz et entre 2,5 et 2,6 GHz. Le spectre en fréquence a également été mesuré dans une bande plus étroite en fréquence, entre 2,4 et 2,5 GHz, pour les deux types de générateurs de micro-ondes (Figure 3.30) et pour une puissance incidente de 30 W. Dans cette bande de fréquence, il apparaît que la composante principale du signal délivré par le magnétron est centrée sur 2,432 GHz et s'étale entre 2,430 et 2,435 GHz. En revanche, le générateur à état solide délivre un signal parfaitement centré à 2,45 GHz et s'étale très peu en fréquence. Le générateur magnétron voit la proportion des composantes qu'il fournit changée en fonction de la puissance délivrée.

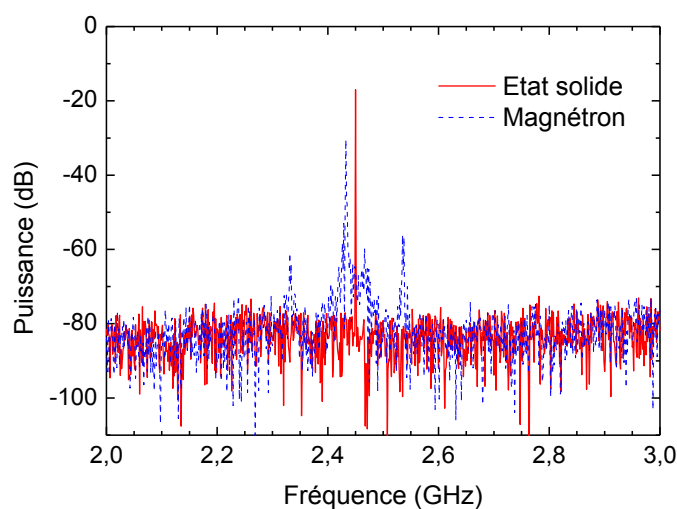


Figure 3.29 Spectre en fréquence pour deux types de générateurs, magnétron et état solide, à 30 W.

Plus la puissance augmente, plus la composante principale devient prépondérante devant les deux autres et plus elle s'approche de 2,45 GHz. L'onde électromagnétique fournie par le magnétron est parfaitement centrée à 2,45 GHz à partir d'une puissance de 700 W, soit environ 150 W après division de la puissance.

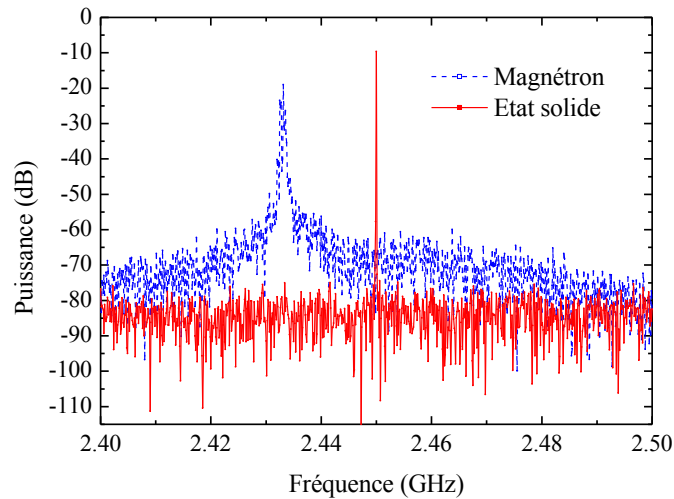


Figure 3.30 Spectre en fréquence pour deux types de générateurs, magnétron et état solide, à 30 W.

Le spectre en fréquence du générateur à état solide a été mesuré à puissance minimale (75 mW) et maximale (30 W) sur une plage fréquence de 1 MHz centré sur 2,45 GHz (Figure 3.31). Comme le montre la Figure 3.31, le générateur à état solide délivre toujours les mêmes composantes quelle que soit la puissance. Ces composantes se situent sur une plage de 500 kHz autour de 2,45 GHz.

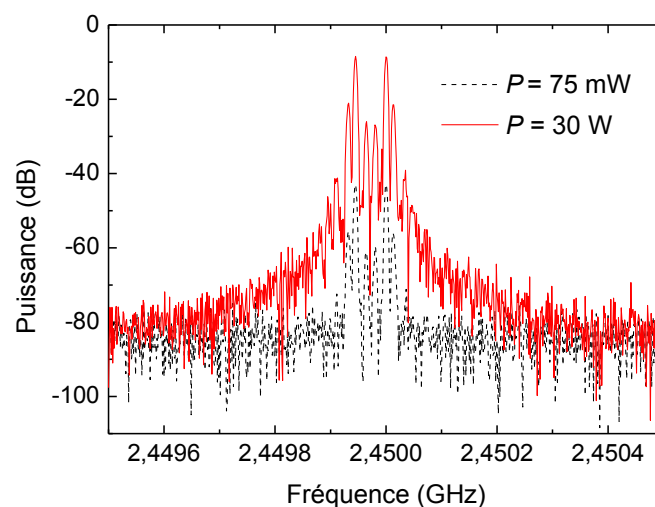


Figure 3.31 Spectre en fréquence d'un générateur à état solide à 75 mW et 30 W.

Par rapport au générateur à état solide, la Figure 3.32 montre qu'un générateur micro-onde magnétron de 200 W en puissance maximale ne devient sélectif en fréquence qu'à partir de 60 W, et ce pour une fréquence de 2,44 GHz.

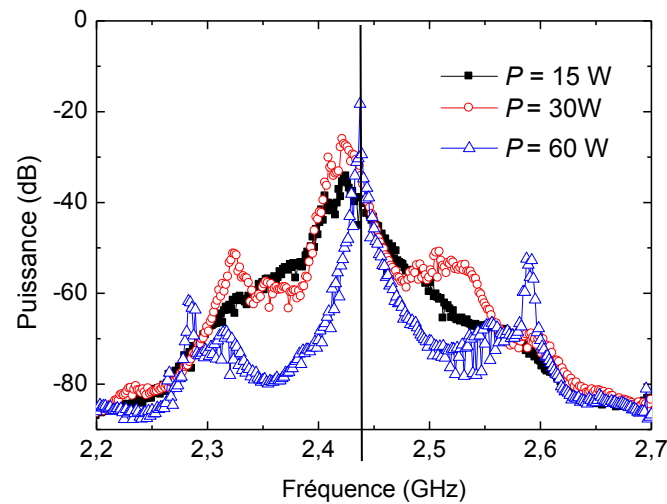


Figure 3.32 Spectre en fréquence d'un générateur magnétron de 200 W.

L'ensemble des résultats démontre clairement que les générateurs à état solide permettent d'avoir une stabilité et une précision en fréquence, et ce sur tout le domaine de puissance. Pour assurer le bon fonctionnement des applicateurs il est donc préférable d'utiliser des sources micro-onde à état solide. De plus, à terme, l'utilisation d'une source à état solide par applicateur micro-onde permettra de supprimer une grande partie de la ligne micro-onde entre le générateur et l'applicateur, et donc de réduire les pertes de puissance. La ligne micro-onde pourrait alors être réduite au strict minimum par réalisation d'un ensemble intégrant la source à état solide et l'applicateur.

Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés aux performances d'une source plasma élémentaire basée sur la reconfiguration de la terminaison de l'applicateur et, en particulier, de la configuration magnétique. Les résultats expérimentaux obtenus ont démontré que cette nouvelle configuration corrélée à la position du passage micro-onde permet un fonctionnement dans un domaine de pression de plus de quatre décades.

Les performances obtenues en termes de densité ionique permettent de conclure qu'il est possible d'obtenir des plasmas de densité supérieure à la densité critique, bien évidemment dans les conditions où l'applicateur est adapté en impédance à l'aide d'un transformateur d'impédance. En effet, les changements dimensionnels de l'applicateur exigés par l'insertion de l'aimant ont imposé l'utilisation d'un transformateur d'impédance afin de pouvoir augmenter l'efficacité de la source est d'analyser son potentiel en production d'espèces.

L'utilisation de deux sources, positionnées à deux distances d'entraxe et pour deux polarités différentes, a montré que la densité du plasma peut être améliorée de manière significative et que l'uniformité du plasma peut être obtenue pour une distance, par rapport au plan de l'aimant, de l'ordre de la distance d'entraxe.

Les performances de la source tête-bêche étudiée sont clairement dues à la configuration de la terminaison de l'applicateur, c'est-à-dire au mode de propagation de l'onde au-delà de l'interface diélectrique / vide. Dès lors que le mode de propagation et la puissance transmise au niveau de cette interface sont les mêmes, le reste de l'applicateur (la partie coaxiale de transmission) ne devrait apporter aucun changement.

Toutefois, les performances en transmission de l'applicateur dépendent de manière essentielle de sa configuration en amont de l'interface diélectrique-vide. La technique de mesure d'impédance n'étant pas au point au moment de l'étude de cet applicateur, son efficacité en transmission n'a pas pu être étudiée en fonctionnement, c'est-à-dire en présence du plasma. Par conséquent, l'absence des mesures d'impédance en présence du plasma ne nous permet pas de savoir si ce type d'applicateur est capable de transmettre (sans l'utilisation d'un transformateur d'impédance) toute la puissance qui lui est appliquée, c'est-à-dire s'il est adapté en impédance, pour au moins une condition opératoire.

Par contre, l'étude électromagnétique expérimentale et numérique de l'applicateur en absence du plasma a permis de démontrer que celui-ci n'est pas adapté à vide. De plus, la très grande différence entre modèle et expérience a mis en évidence, d'une part, l'importance de tout élément constituant l'applicateur et, d'autre part, l'importance de la conception numérique d'un applicateur en amont de sa réalisation mécanique.

La simulation numérique permet de prévoir non seulement l'efficacité en transmission pour une impédance terminale donnée, mais aussi d'aller vers une simplification de la structure d'ensemble de l'applicateur en contournant aux maximum les contraintes technologiques.

Pour cette raison, la conception et la réalisation des nouvelles sources plasmas élémentaires présentées dans le Chapitre 4, va de la modélisation à la réalisation mécanique. L'optimisation des applicateurs, ainsi que la qualité du signal délivré par les sources à état solide doivent permettre d'améliorer le rendement des équipements actuels du LPSC pour la production de plasma.

CHAPITRE 4

Nouveaux applicateurs à impédance terminale prédéfinie

4.1	<u>CARACTERISTIQUES GENERALES ET METHODOLOGIE DE CONCEPTION DES APPLICATEURS MICRO-ONDE.....</u>	<u>113</u>
4.2	<u>APPLICATEUR TRANSFORMATEUR D'IMPEDANCE (A).....</u>	<u>116</u>
4.2.1	MODELES A 2 PORTS	118
4.2.2	MODELE A 2 PORTS BASE SUR LA STRUCTURE MECANIQUE	120
4.2.3	MODELE A 1 PORT ET COMPARAISON EXPERIMENTALE.....	122
4.3	<u>APPLICATEURS A FENETRE MINCE (B ET C).....</u>	<u>125</u>
4.3.1	MODELES A 2 PORTS	126
4.3.2	REALISATION MECANIQUE	129
4.3.3	MODELE A 1 PORT ET VALIDATION EXPERIMENTALE	130
4.3.4	APPLICATEUR MICRO-ONDE C.....	131
4.4	<u>APPLICATEUR ADAPTE A VIDE (D).....</u>	<u>132</u>
4.4.1	MODELE A 1 PORT.....	133
4.4.2	REALISATION MECANIQUE	134
4.4.3	MODELE A 1 PORT ET VALIDATION EXPERIMENTALE	136
4.5	<u>COMPARAISON DE L'ENSEMBLE D'APPLICATEURS.....</u>	<u>137</u>

Introduction du chapitre 4

Ce chapitre est dédié aux nouvelles configurations d'applicateurs entièrement conçus, réalisés et étudiés dans le cadre de ce travail de thèse, les principaux objectifs visés étant, d'une part, l'amélioration des performances de sources plasma élémentaires et, d'autre part, la simplification structurale et mécanique de ces applicateurs en vue d'un transfert industriel. Ce chapitre porte donc sur l'étude de ces nouveaux applicateurs du point de vue de la conception, de la réalisation, et des performances électromagnétiques (coefficient de réflexion, impédance).

Quatre applicateurs ont été retenus pour être présentés, et la première section §4.1 résume leurs caractéristiques communes et leurs différences. Cette section présente également la méthodologie générale adoptée, de la conception jusqu'à la réalisation et à la caractérisation des ces applicateurs micro-onde.

La structure de base de la source plasma élémentaire tête-bêche présentée dans le Chapitre 3 est préservée pour l'ensemble d'applicateurs, et nous rappelons qu'elle repose sur des tronçons coaxiaux avec une âme conductrice séparée de la surface métallique extérieure par le milieu de propagation. La dénomination tête-bêche trouve son origine dans la présence d'un aimant obtenu par le collage de deux aimants par leur polarité opposée. L'ensemble de quatre applicateurs conserve cette terminaison tête-bêche en raison de la validation du domaine de fonctionnement étendu en pression et des performances qu'une telle configuration confère (cf. Chapitre 3). Comme tous les nouveaux applicateurs présentent cette même structure magnétique, nous n'utiliserons plus cette dénomination tête-bêche, et la distinction entre les différents applicateurs sera effectuée par l'appellation A, B, C et D, dans l'ordre dans lequel ils sont présentés dans ce chapitre.

L'étude individuelle de ces applicateurs (A, B, C, D) est présentée dans les trois sections suivantes §4.2-§4.4, et elle suit la méthodologie générale définie dans la première section. Comme la différence conceptuelle entre les applicateurs B et C est minime, les deux sont présentés dans une même section, §4.3. Outre les phases de conception, de simulation et de réalisation mécanique, ces sections présentent l'étude expérimentale effectuée à l'analyseur de réseau vectoriel (ARV).

Sachant que l'ARV ne peut délivrer qu'un milliwatt en puissance, la caractérisation électromagnétique à plus forte puissance ne peut être effectuée que par l'utilisation du dispositif de transposition en fréquence mis au point dans le cadre de cette thèse et présenté dans le Chapitre 2, §2.2.2. Cette caractérisation est présentée dans la dernière section §4.5 de ce chapitre pour trois puissances : 1, 10 et 100 W.

Comme l'étude expérimentale à l'ARV ne permet de décrire que le comportement électromagnétique des applicateurs *à vide*, tout ce chapitre est dédié à leur caractérisation en absence du plasma. Cela revient à l'étude des applicateurs rayonnant dans l'air et donc sans production du plasma même pour une alimentation à 100 W. Toutefois, dans le modèle de chaque applicateur, la présence d'une charge

d'impédance autre que celle du vide est prise en compte, et le choix des valeurs de ces impédances est explicité dans chaque section correspondante.

4.1 Caractéristiques générales et méthodologie de conception des applicateurs micro-onde

Les applicateurs présentés dans ce chapitre ont un certain nombre de caractéristiques communes que nous présentons dans ce qui suit à l'aide du schéma de la Figure 4.1, où les principaux éléments constituant un applicateur sont représentés.

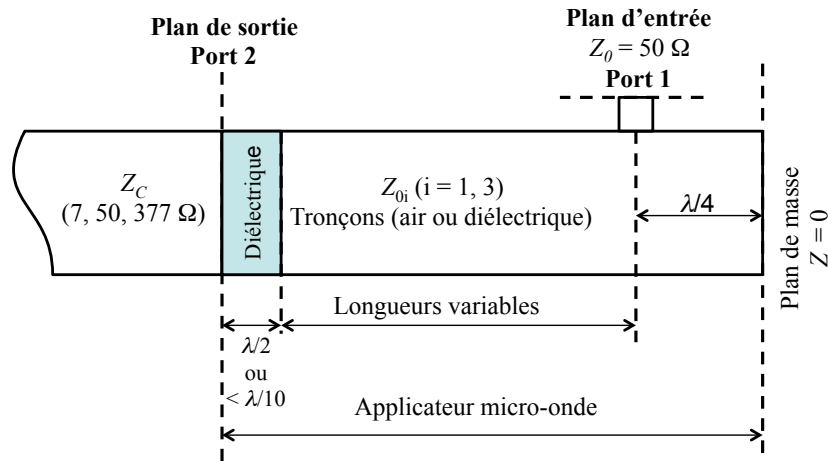


Figure 4.1 Schéma général d'un applicateur micro-onde.

Selon la Figure 4.1, tout applicateur possède un Port 1 positionné au plan d'entrée, où l'impédance caractéristique est celle de la ligne d'impédance standard de 50 Ω . C'est à ce niveau que les micro-ondes sont appliquées par un connecteur du type N.

Le Port 2 des applicateurs se situe au plan de sortie, c'est-à-dire à l'interface diélectrique/vide. L'impédance dans ce plan Z_C est différente d'un applicateur à l'autre et le choix des valeurs (7, 50 et 377 Ω) sera explicité pour chacun des applicateurs lors de leur description individuelle.

Le passage des micro-ondes de l'applicateur à la chambre plasma est constitué par un diélectrique qui doit assurer l'étanchéité au vide. Pour tous les applicateurs, ce diélectrique est positionné au niveau du Port 2 et il est en alumine (Al_2O_3 à 99,5%). Par contre, sa longueur suivant l'axe longitudinal de l'applicateur peut être différente d'un applicateur à un autre, mais sa valeur doit permettre de réduire les effets des réflexions des micro-ondes au niveau des changements de permittivité d'un milieu à un autre. Par conséquent, sa longueur ne peut être qu'un nombre entier de $\lambda/2$ (cf. §1.3.4) ou bien très inférieure à la longueur d'onde dans le diélectrique ($\ll \lambda/10$) [48].

Entre le diélectrique assurant le passage au vide et le plan situé dans l'axe du Port 1, le corps de l'applicateur est constitué d'un ou de plusieurs tronçons coaxiaux de longueurs différentes, de l'ordre de $\lambda/4$, $\lambda/2$ ou encore $3 \times \lambda/4$, avec pour milieu de propagation l'air ($\epsilon_r = 1$, $\lambda_0 = 12,44$ cm à 2,45 GHz) et/ou l'alumine ($\epsilon_r = 9,8$, $\lambda = \lambda_0 / \epsilon_r = 3,9$ cm, à 2,45 GHz). Le nombre de tronçons, leurs longueurs et la

nature du milieu de propagation seront également explicités au cas par cas. Toutefois, on peut déjà préciser que le choix en $\lambda/4$ ou $\lambda/2$ est directement lié aux propriétés de transformation ou non d'impédance présentées dans le Chapitre 1, §1.3.4.

En effet, pour réduire l'effet des réflexions des micro-ondes et l'apparition de taux d'ondes stationnaires élevés au sein de l'applicateur, toute discontinuité dans le milieu de propagation doit être située, soit au niveau d'une jonction entre deux tronçons $\lambda/2$ longitudinaux successifs, soit au milieu d'un tronçon $\lambda/2$ longitudinal. Egalement, une discontinuité peut être située symétriquement à une autre discontinuité, par rapport au milieu de propagation à une distance $\lambda/4$.

Un tronçon en $\lambda/4$ (tronçon *quart d'onde*) peut être donc utilisé comme transformateur et adaptateur d'impédance si les relations (1.78) et (1.79) sont satisfaites et si les conditions précisées en §1.3.4 sont réunies : impédances purement réelles, longueur supérieure à la longueur d'onde pour les tronçons qui encadrent le transformateur d'impédance (TZ).

Les applicateurs comportent également un tronçon en $\lambda/4$ court-circuité au niveau du plan de masse où l'eau pour le refroidissement de l'aimant et de l'âme centrale est injectée. Comme précisé en §1.3.4, ce tronçon ramène l'impédance $Z = 0$ du court-circuit à $Z = \infty$ à un quart d'onde plus loin, c'est-à-dire dans le plan situé dans l'axe d'injection des micro-ondes.

Tous les applicateurs ont une terminaison du type *tête-bêche* et, de ce fait, les dimensions radiales en sortie de l'applicateur sont, en partie, imposées par l'insertion de l'aimant de diamètre extérieur de 20 mm (cf. §3.1, Chapitre 3) dans l'âme centrale de l'applicateur.

S'agissant des tronçons coaxiaux, l'impédance caractéristique de chaque tronçon Z_{0i} est déterminée, à fréquence donnée, par le rapport des rayons extérieur de l'âme centrale et intérieur du conducteur extérieur (cf. Chapitre 1, §1.3 et 1.4), autrement dit par les rayons extérieur et intérieur du milieu de propagation. La première contrainte dimensionnelle étant le rayon intérieur du passage micro-onde (qui doit pouvoir loger l'aimant), les rayons intérieurs milieux de propagation de l'onde dans les autres tronçons de l'applicateur peuvent être préservés ou modifiés selon les objectifs fixés pour chaque applicateur.

A partir donc d'un certain nombre de dimensions imposées qui fixent les impédances caractéristiques, du choix du nombre de tronçons et de leur longueur, de l'impédance au Port 1 fixée à 50Ω , la réalisation des applicateurs est effectuée selon la procédure suivante :

- i. Construction géométrique des milieux de propagation de l'onde selon les objectifs définis pour un applicateur donné.
- ii. Modélisation à 2 Ports (cf. §2.3.1 et 2.3.2, Chapitre 2) de la structure construite. Le modèle à 2 Ports ne prend en compte que le milieu de propagation (air, diélectrique), le reste du domaine de simulation étant complété par des conducteurs parfaits. Chaque port est chargé par une impédance fixée qui est supposée s'étendre sur une longueur infinie (longueur $\gg \lambda$) au-delà

du Port 2 où elle est positionnée. Le modèle est d'abord réalisé sans le connecteur du type N, puis avec le connecteur afin d'en déduire son influence. Le connecteur est composé de deux diélectriques, de l'air et du téflon, et les caractéristiques de ce dernier, $\epsilon_r=2,1$ et $\tan \delta = 2 \times 10^{-4}$, sont considérées les mêmes pour toutes les fréquences.

- iii. Réalisation des plans d'exécution à l'aide du programme CATIA, et donc de la structure réelle de l'applicateur, à partir de la structure de propagation de l'onde définie par le modèle à 2 Ports.
- iv. Modélisation à 2 Ports de la structure réelle (cf. §2.3.3, Chapitre 2). Dans ce cas, le milieu de propagation est délimité, aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur, par les conducteurs réels de l'applicateur. Ce modèle doit rendre compte de l'influence des conducteurs sur la transmission de l'onde le long de l'applicateur. Nous rappelons que du point de vue expérimental il n'est pas possible de réaliser un dispositif à 2 Ports (§3.3.2) en raison de la forme de l'applicateur au-delà du passage au vide (présence de la protection métallique de l'aimant). De ce fait, il n'est pas possible d'analyser expérimentalement l'applicateur dans une configuration à 2 Ports et une comparaison modèle-expérience n'est pas réalisable, d'où la nécessité d'un modèle à 1 Port.
- v. Modélisation à 1 Port et comparaison aux mesures à l'ARV (cf. §3.3.2). Ce modèle s'impose donc lorsqu'on veut comparer les résultats numériques aux mesures à l'analyseur de réseau vectoriel (ARV). Dans ce cas, seul le Port 1 est chargé à 50Ω , le Port 2 étant laissé *ouvert*, ce qui revient à laisser l'applicateur rayonner librement dans l'espace d'impédance $Z_0 = 377 \Omega$. Bien évidemment, les résultats ne permettent l'analyse de l'efficacité de l'applicateur qu'à *vide* (en absence du plasma) et donc l'accord entier entre modèle et expérience ne peut être obtenu que si l'applicateur est "*adapté à vide*". L'efficacité des applicateurs en présence du plasma sera analysée dans le Chapitre 5.

Même si cette procédure est systématiquement appliquée, dans la présentation individuelle de chaque applicateur certaines étapes sont omises.

Comme plus haut précisé, chaque applicateur a été conçu pour qu'il soit adapté à la ligne de 50Ω lorsqu'il est chargé avec une charge terminale d'impédance Z_C préalablement fixée. Si la sortie de l'applicateur est adaptée à la ligne de 50Ω , c'est-à-dire au plan d'entrée, modèle et expérience doivent nécessairement conduire à un coefficient de réflexion nul dans ce plan d'entrée (Port 1).

Pour un applicateur terminé par une charge $Z_C = 377 \Omega$, l'obtention d'une réflexion nulle signifie que cette impédance est ramenée à 50Ω dans le plan d'entrée. Pour simplifier, on parlera alors d'un applicateur adapté à *vide*. De même, pour un applicateur terminé par une charge quelconque, $Z_C = 7$ ou 50Ω par exemple, et en supposant que ces valeurs correspondraient à l'impédance du plasma, l'obtention d'un coefficient de réflexion nul signifie que les valeurs de ces impédances sont égales à

50 Ω au niveau du plan d'entrée. Comme précédemment, on parlera d'un applicateur adapté au plasma (ou à Z_C), alors qu'il s'agit d'une adaptation de la charge Z_C du plan de sortie de l'applicateur (Port 2) à la ligne d'impédance standard (Port 1). Pour éviter toute confusion, nous rappelons également que l'impédance de la charge Z_C dans le plan de sortie n'est pas forcément égale à l'impédance caractéristique du dernier tronçon de l'applicateur.

4.2 Applicateur transformateur d'impédance (A)

Ce premier applicateur a été conçu sur le principe d'un transformateur d'impédance et il a fait l'objet d'un brevet CNRS [49]. L'objectif proposé consiste en la réalisation d'un dispositif micro-onde de transmission capable de transformer l'impédance caractéristique du dernier tronçon à l'impédance caractéristique de la ligne, en passant par des tronçons d'impédances caractéristiques différentes (dimensions et permittivités différentes). Pour réduire les effets des réflexions des micro-ondes et compenser les ruptures d'impédance, les discontinuités doivent être situées au niveau des jonctions, d'où le choix des longueurs des tronçons en $\lambda/2$ et $\lambda/4$ (Figure 4.2)

L'impédance caractéristique des tronçons quart d'onde ($Z_{01} = Z_{02} = 50 \Omega$) impose le rapport de rayons du milieu de propagation (air), ces rayons étant choisis selon des critères mécaniques.

Les dimensions radiales du tronçon terminal (situé au niveau du passage au vide) sont imposées par l'aimant (de rayon 10 mm) qui doit y être logé. Son rayon intérieur doit être donc d'au moins 11 mm, tandis que le rayon extérieur doit être inférieur à 20 mm afin de pouvoir placer l'applicateur dans la chambre plasma par l'intermédiaire d'un passage ISO DN40. Avec ces contraintes, le tronçon terminal présente une impédance caractéristique $Z_{05} = 7 \Omega$. La dimension longitudinale de ce tronçon terminal est $\lambda/2$.

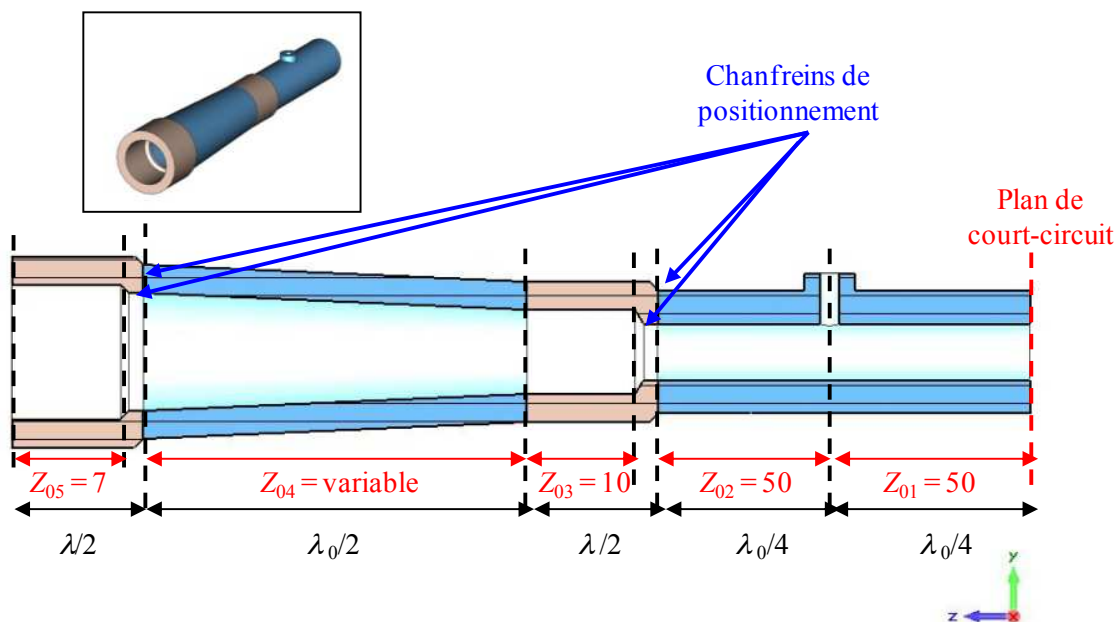


Figure 4.2 Vue en coupe des milieux de propagation de l'applicateur A (impédances caractéristiques en Ω).

Les dimensions des autres tronçons ainsi que leurs impédances caractéristiques sont indiquées sur la Figure 4.2 où seuls les milieux de propagation sont représentés.

Outre le passage au vide ($Z_{05} = 7 \Omega$), un deuxième tronçon diélectrique ($Z_{03} = 10 \Omega$) en $\lambda/2$ est utilisé. Les deux doivent être parfaitement positionnés et immobiles, et cela est assuré par les chanfreins de positionnement. Le tronçon conique (noté sur la Figure 4.2 par Z_{04}) a une impédance caractéristique variable allant de 30Ω (coté droit) à 22Ω (coté gauche).

La construction géométrique des milieux de propagation doit permettre la transmission sans réflexion au Port 2 d'une onde appliquée au Port 1, lorsque le Port 2 est chargé par une charge d'impédance purement réelle de $Z_C = 7 \Omega$ (allant du plan de sortie jusqu'à l'infini), et donc égale à l'impédance caractéristique du dernier tronçon ($Z_C = Z_{05} = 7 \Omega$).

Le résultat recherché est celui d'un applicateur adapté à un plasma qui aurait, au moins pour une condition opératoire (p, P), une impédance réelle $Z_C = 7 \Omega$. Le choix de cette valeur est justifié par le fait que, indépendamment du mode d'excitation d'un plasma (DC, RF ou micro-onde), un plasma dense est généralement caractérisé par une impédance bien inférieure à l'impédance du vide, voire inférieure à 50Ω [50]-[53]. La partie réelle des impédances plasma est d'autant plus faible que la densité du plasma est élevée en raison de l'augmentation de la conductivité du plasma avec la densité, et donc, de la diminution de sa résistivité. En ce qui concerne la partie imaginaire des impédances plasma, une évolution vers zéro est la signature de l'efficacité du chauffage ohmique des électrons et donc de l'efficacité du couplage onde - plasma.

Le maintien de la terminaison *tête-bêche* pour les nouveaux applicateurs permet de prédire des paramètres opératoires et des densités dans un domaine large de valeurs, comme pour l'applicateur étudié dans le Chapitre 3. De ce fait, on peut s'attendre à des valeurs d'impédance plasma assez variées en fonction du domaine opératoire. Toutefois, il est possible d'envisager qu'au moins pour un couple de paramètres *puissance-pressure* une valeur de 7Ω peut être atteinte.

Après avoir fixé les rayons et les longueurs respectivement à $\lambda/4$ et $\lambda/2$, la modélisation à 2 Ports permet de minimiser la réflexion de l'onde au Port 1 par l'ajustement des paramètres géométriques et, en particulier, des longueurs des tronçons. Cet ajustement est nécessaire car seulement la simulation peut rendre compte des certains aspects, comme la longueur finie des tronçons qui encadrent le transformateur d'impédance quart d'onde ou les adaptations géométriques (chanfreins, par exemple) nécessaires au montage mécanique. En effet, comme les dimensions des applicateurs sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, le moindre décalage sur certaines dimensions peut influencer le comportement global de la ligne.

4.2.1 Modèles à 2 Ports

Le modèle à 2 Ports (Figure 4.3) est construit sur la base des paramètres géométriques et de la nature des milieux de propagation précédemment définis, puis appliqué afin d'optimiser la réponse en fréquence de la structure par un ajustement des longueurs des différents tronçons de $\pm 20\%$ par rapport à leurs valeurs initiales. La finalité recherchée est d'obtenir une structure adaptée, c'est-à-dire un minimum de réflexion, lorsque l'impédance du Port 1 est égale à $Z_0 = 50\ \Omega$ et celle du Port 2 est égale à $Z_C = Z_{05} = 7\ \Omega$.

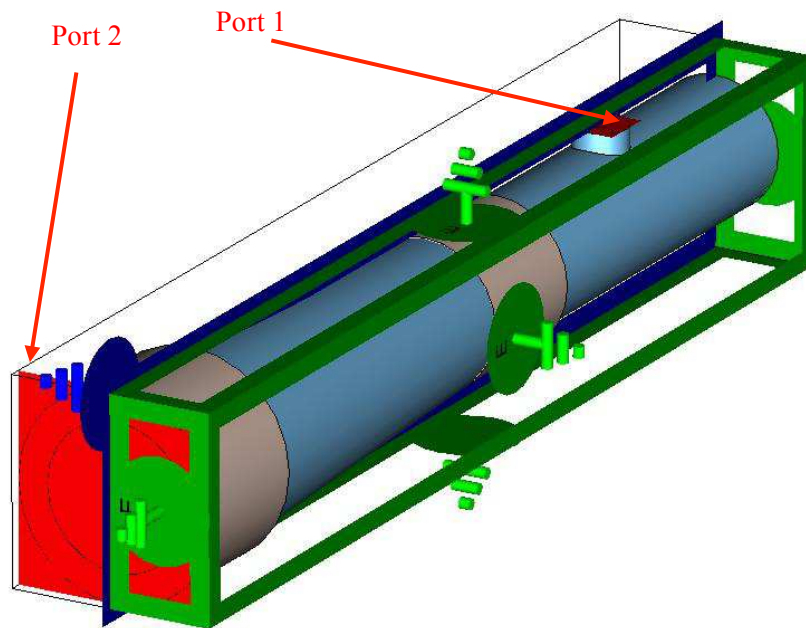


Figure 4.3 Domaine de simulation, plan de symétrie et conditions aux limites du modèle à 2 Ports de l'applicateur A.

En raison du nombre important de paramètres, le solveur fréquentiel a été utilisé dans un domaine de fréquences assez restreint, de 2,4 à 2,5 GHz, afin alléger les temps de calcul. Le module et la phase du coefficient de réflexion au Port 1 obtenus après l'optimisation numérique sont présentés sur la Figure 4.4 : à 2,45 GHz, le module du coefficient de réflexion a une valeur de -19 dB, ce qui revient à une puissance réfléchi au Port 1 de seulement 1% de la puissance incidente appliquée à ce même port. La configuration considérée est donc bien adaptée en impédance.

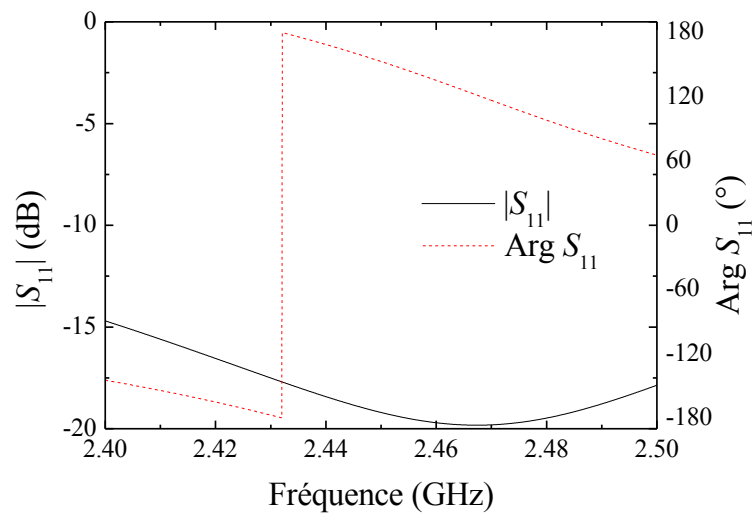


Figure 4.4 Coefficient de réflexion (module et phase) du modèle à 2 Ports pour l'applicateur A.

Le modèle est ensuite complété en ajoutant au Port 1 le connecteur du type N (Figure 4.5) et, vue l'optimisation préliminaire sans connecteur, le domaine de fréquence de simulation est élargi (2-3 GHz au lieu de 2,4-2,5 GHz). Bien évidemment, les conditions aux limites et le plan de symétrie sont identiques au modèle précédent.

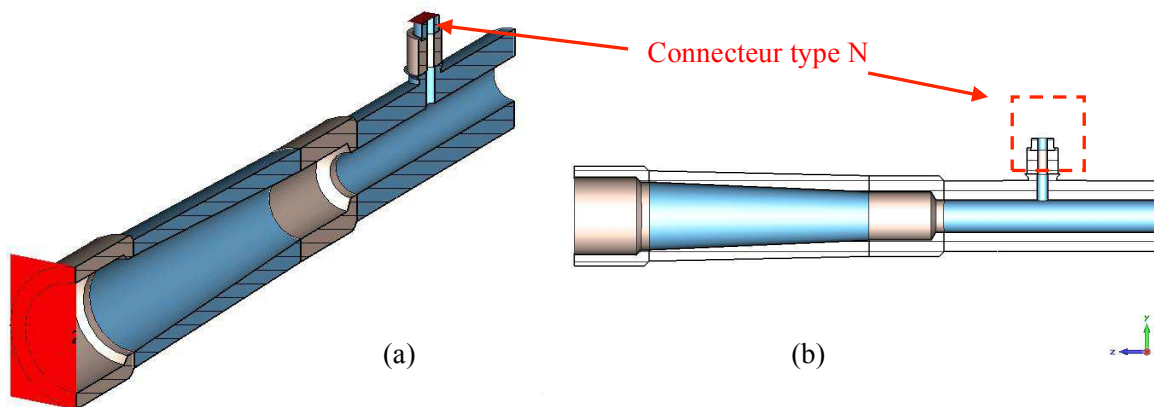


Figure 4.5 Vues en coupe 3D (a) et 2D (b) du modèle à 2 Ports de l'applicateur A avec connecteur du type N.

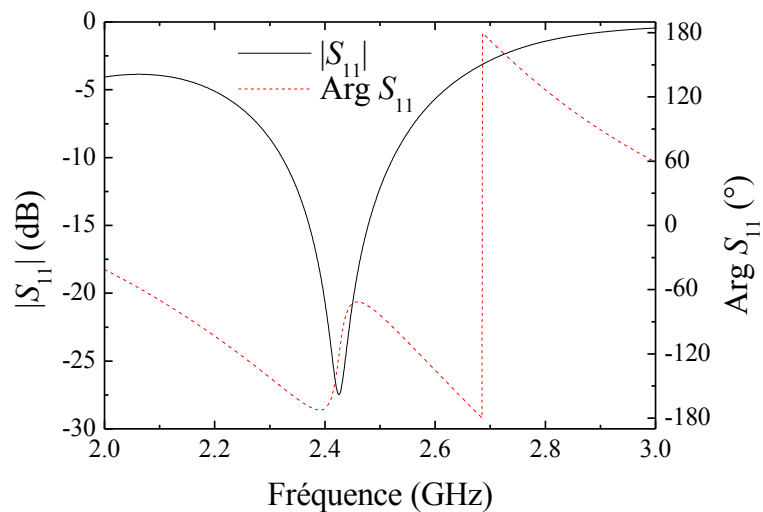


Figure 4.6 Module et phase du coefficient de réflexion de l'applicateur de champ A avec l'embase du type N obtenus par le modèle à 2 Ports.

La réponse en fréquence du coefficient de réflexion au Port 1 est présentée sur la Figure 4.6 et, par la comparaison avec la Figure 4.4, on constate que le module du coefficient de réflexion est très peu influencé par l'ajout du connecteur dans le modèle numérique. Par contre, le minima du module est légèrement décalé vers les fréquences plus basses (de 2,47 GHz sans connecteur à 2,42 GHz avec connecteur), mais à 2,45 GHz sa valeur reste autour de -19 dB. En ce qui concerne la phase, à 2,45 GHz elle passe de +150° sans le connecteur à -60° avec le connecteur. Cette différence n'est pas très significative dans la mesure où la puissance réfléchie reste très faible et on peut admettre que la ligne reste toujours adaptée.

4.2.2 Modèle à 2 Ports basé sur la structure mécanique

La structure des milieux diélectriques définie par simulation sert de base pour la projection de l'ensemble des éléments de l'applicateur sur le logiciel *CATIA*. Le circuit de refroidissement de l'âme centrale et de l'aimant sont ajoutés, ainsi que la bride DN40 pour le positionnement de la source élémentaire sur la chambre plasma. Les pièces mécaniques, conductrices et diélectriques, sont présentées sur la Figure 4.7. Les éléments standards (visserie, joints toriques, aiguille du circuit de refroidissement et raccord rapide pour tubes *Rilsan*) ne sont pas représentés sur cette figure.

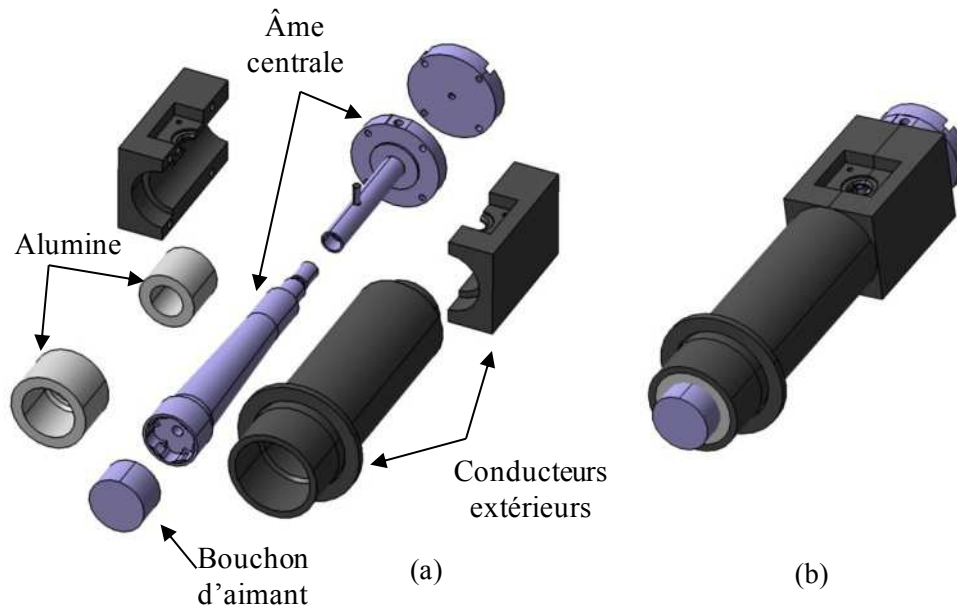


Figure 4.7 Pièces mécaniques de la source élémentaire A :
vue éclatée (a) et applicateur assemblé (b).

L'aimant est placé à l'extrémité de l'applicateur entre le dégagement de l'âme centrale et le bouchon de protection de l'aimant. La jointure entre ces deux parties est réalisée par une soudure laser afin d'assurer l'étanchéité à l'eau de refroidissement.

Pour réaliser l'étanchéité au vide, l'alumine située à la sortie de l'applicateur est collée sur les conducteurs intérieur et extérieur.

La deuxième alumine est emmanchée sur l'âme centrale, puis ses deux parties principales sont vissées l'une à l'autre en utilisant un joint torique pour l'étanchéité à l'eau.

Enfin, des vis permettent l'assemblage et le positionnement des éléments restants. Tous les conducteurs sont en AL6060 ($\sigma_{Al} = 3,56 \times 10^7$ S/m), alliage utilisé dans les équipements de l'industrie des semi-conducteurs.

Les plans *CATIA* sont importés ensuite dans *CST* afin de procéder à la simulation de l'ensemble complet (Figure 4.8) en utilisant le solveur fréquentiel pour un domaine de fréquence de 2 à 3 GHz.

Les résultats de la simulation présentés sur la Figure 4.9 montrent qu'il y a bien une influence des conducteurs sur la réponse en fréquence de l'applicateur. En effet, le modèle numérique réalisé par l'importation des plans *CATIA* tient compte des pertes dans les conducteurs, ce qui peut expliquer la différence entre les valeurs du module du coefficient de réflexion $|S_{11}|$. A 2,45 GHz, sa valeur passe de -20 dB (modèle simplifié) à -27 dB (modèle complet), ce qui signifie une réflexion encore plus faible au Port 1 en raison des pertes dans les conducteurs. Par rapport au modèle présenté dans le Chapitre 2, §2.3, où aucune influence des conducteurs n'a été constatée, dans le cas présent la géométrie est plus complexe et la surface métallique plus importante, d'où cette influence des conducteurs manifestée.

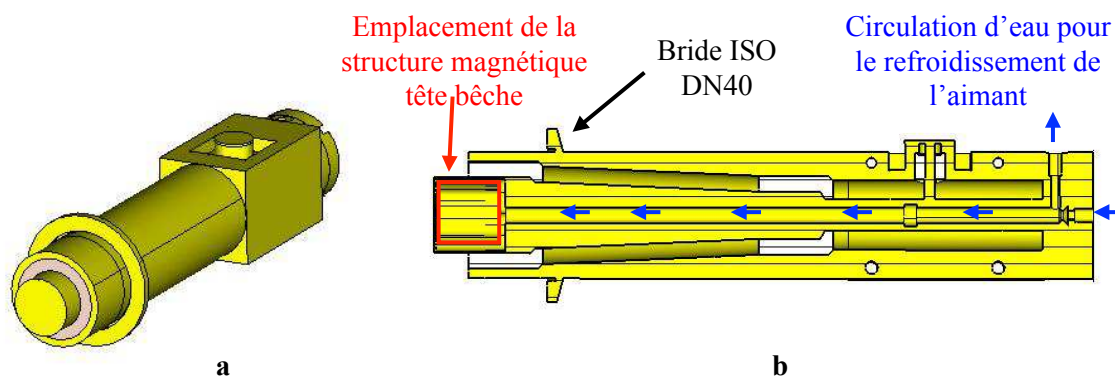


Figure 4.8 Vue complète (a) et en coupe (b) du modèle de la structure complète de l'applicateur A.

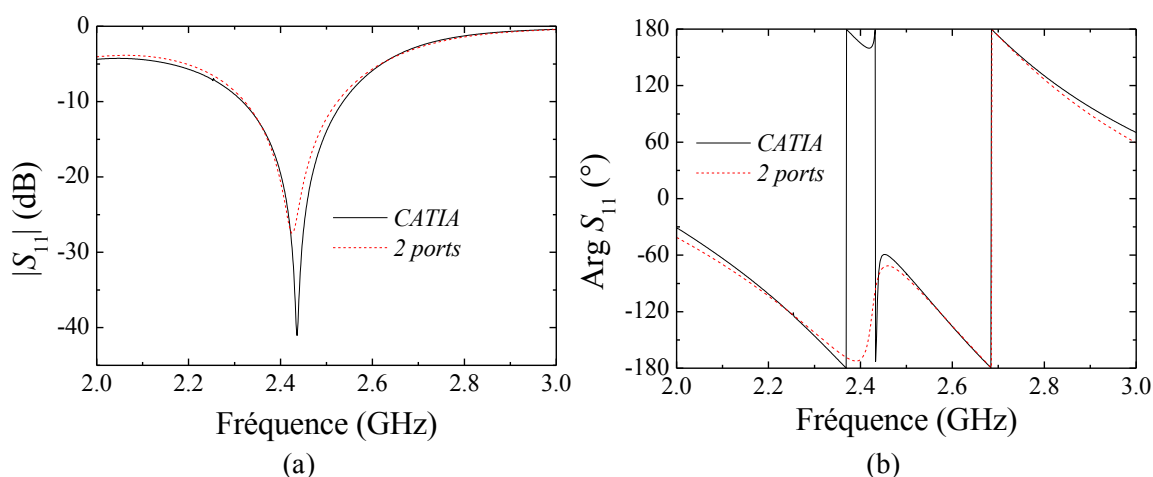


Figure 4.9 Module (a) et phase (b) du coefficient de réflexion de l'applicateur A. Comparaison du modèle à 2 Ports appliqué à la structure simplifiée et à la structure complète.

4.2.3 Modèle à 1 Port et comparaison expérimentale

La validation de la conception de l'applicateur micro-onde peut être réalisée par la comparaison des résultats numériques aux mesures à l'ARV. Pour cela, il est nécessaire de considérer le modèle à 1 Port, comme déjà procédé dans le Chapitre 3 §3.3.2 pour l'applicateur dit *tête-bêche*. Le modèle à 1 Port permet de tenir compte de la configuration réelle de la terminaison de l'applicateur, c'est-à-dire la protection métallique de l'aimant qui dépasse le plan du Port 2.

Outre la présence de la protection métallique, le modèle à 1 Port reprend tous les éléments du modèle à 2 Ports, mais avec un domaine de simulation et des conditions aux limites comme indiqué sur la Figure 4.10. Le Port 2 est donc remplacé par le bout de l'applicateur et l'onde rayonne librement dans l'espace de simulation. Tout comme dans la section §3.3.2 du Chapitre 3 et pour les mêmes considérations, le domaine de simulation est de $\lambda_0 / 2 = 61,22$ mm dans toutes les directions à l'exception de la direction $-z$ qui conserve sa position et sa condition aux limites $E = 0$. Dans les autres directions, la condition aux limites $E = 0$ est remplacée par la condition *ouvert*.

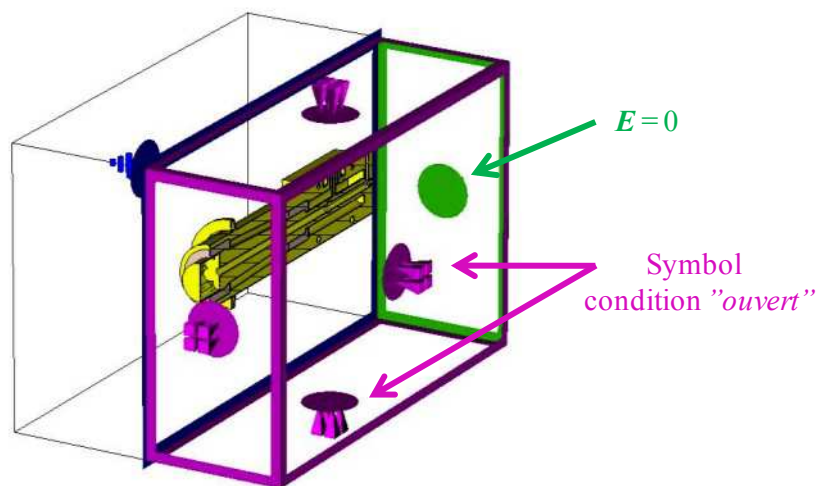


Figure 4.10 Domaine de simulation et conditions aux limites du modèle à 1 Port pour l'applicateur A.

La simulation utilisant le solveur fréquentiel est réalisée sur la même bande de fréquences, 2-3 GHz, puis le résultat est comparé aux mesures à l'ARV dans un dispositif expérimental et dans les mêmes conditions que ceux présentés dans la Chapitre 3 (§3.3.2 et Figure 3.18). La comparaison des résultats, présentée sur la Figure 4.11 montre que la réponse en fréquence obtenue par le modèle à 1 Port est différente de celle obtenue par la mesure à l'ARV. Toutefois, le croisement à 2,45 GHz des deux coefficients de réflexion suggère une même tendance de comportement, et ceci peut être mieux mis en évidence par la représentation des valeurs (module et phase) sous forme d'impédances sur l'abaque de Smith (Figure 4.12) sur un domaine plus étroit en fréquence (2,4 - 2,5 GHz).

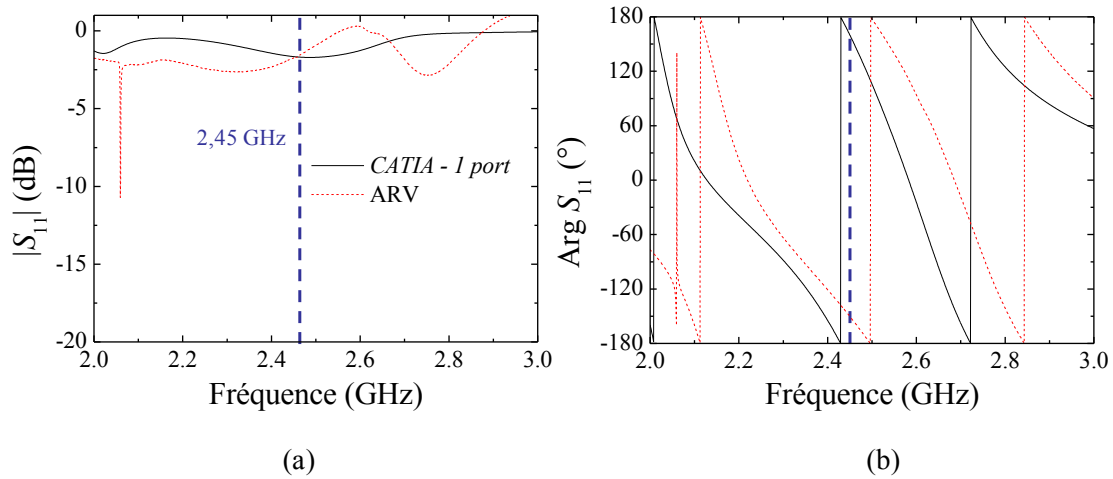


Figure 4.11 Module (a) et phase (b) du coefficient de réflexion de l'applicateur A. Comparaison modèle à 1 Port – mesure à l'ARV.

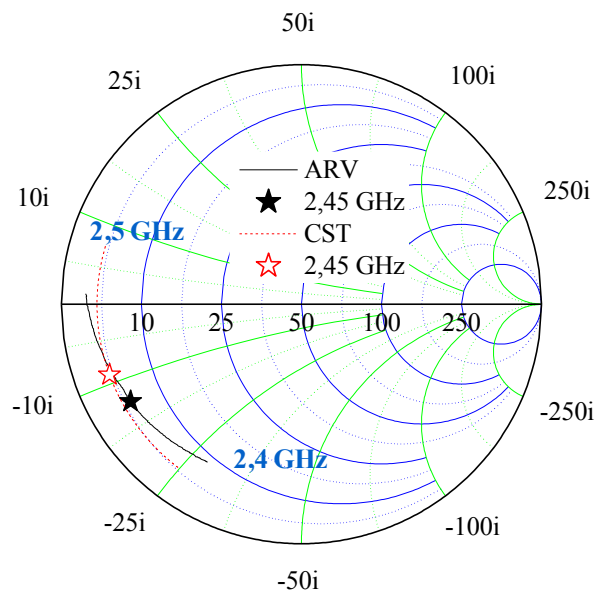


Figure 4.12 Coefficient de réflexion de l'applicateur A. Comparaison modèle à 1 Port – mesure à l'ARV.

Cette représentation sur l'abaque de Smith permet de montrer une certaine similitude : courbes proches avec un déphasage seulement d'une dizaine de degrés entre les deux. En revanche, la partie réelle des impédances au Port 1 n'est pas 50Ω et, de plus, il y a une composante imaginaire. Ce résultat n'est pas surprenant puisque, aussi bien la simulation que la mesure correspondent à l'applicateur chargé avec une charge (le vide) différente de celle à laquelle il est censé être adapté

(7 Ω). Ces valeurs d'impédance différentes de 50 Ω , qui se traduisent naturellement par des coefficients de réflexion importants ($|S_{11}| \sim -2$ dB), montrent tout simplement que l'applicateur n'est pas adapté à *vide*. Bien évidemment, il reste à valider les performances de cet applicateur en fonctionnement, c'est-à-dire en présence du plasma, ce qui sera effectué dans le Chapitre 5.

Malgré cette désadaptation à *vide*, les modèles à 1 et 2 Ports démontrent qu'il est possible de définir une procédure de conception et de validation d'un applicateur micro-onde adapté à une charge terminale Z_C prédéfinie. De plus, les modèles présentés mettent également en évidence un certain nombre d'inconvénients qui apparaissent lors de l'usinage et de l'assemblage mécanique de l'applicateur :

- i. La soudure laser du bouchon de protection de l'aimant est une opération assez coûteuse.
- ii. Après la soudure, l'aimant devient inaccessible et son remplacement éventuel en cas de défaillance nécessite le remplacement de toute la partie de l'âme centrale qui le contient.
- iii. Le collage de l'alumine située à l'interface diélectrique/*vide* est une solution simple à réaliser et peu onéreuse, mais il s'avère qu'il est bien difficile d'obtenir une parfaite étanchéité au *vide*.
- iv. Les changements de diamètre et les chanfreins rendent l'usinage relativement laborieux. En effet, celui-ci nécessite des ajustements pour que la coïncidence et la concentricité des tronçons entre conducteur extérieur et âme centrale soient respectées.

Comme le transfert industriel des sources développées fait également partie de nos objectifs, la liste d'inconvénients nous amène vers la conception d'un deuxième applicateur (B) présenté dans ce qui suit.

4.3 Applicateurs à fenêtre mince (B et C)

Le principal objectif pour la conception du deuxième applicateur est de le rendre aussi simple que possible du point de vue mécanique. Cette simplification est devenue envisageable grâce à la technique de brasure aluminium / alumine (savoir-faire de Thalès) pour l'étanchéité au *vide*, et donc à la possibilité d'utiliser des fenêtres minces pour le passage des micro-ondes. On entend par fenêtre mince un tronçon diélectrique dont les dimensions sont petites devant la longueur de l'onde, soit une longueur $< \lambda / 10$, qui minimise l'influence du diélectrique lors du changement de la permittivité du milieu de propagation. La longueur d'onde à 2,45 GHz et les contraintes mécaniques lors de la brasure requièrent une alumine d'au moins 3 mm.

Egalement, il est préférable d'avoir une structure entièrement démontable, y compris l'aimant, d'où une configuration à diamètre maintenu constant sur toute la longueur de l'applicateur. Comme tous les applicateurs, celui-ci est également prévu d'un tronçon en $\lambda / 4$ court-circuité.

Avec ces éléments, le milieu de propagation prend la forme présentée sur la Figure 4.13 qui indique les principales caractéristiques dimensionnelles et électriques utilisées dans le modèle à 2 Ports.

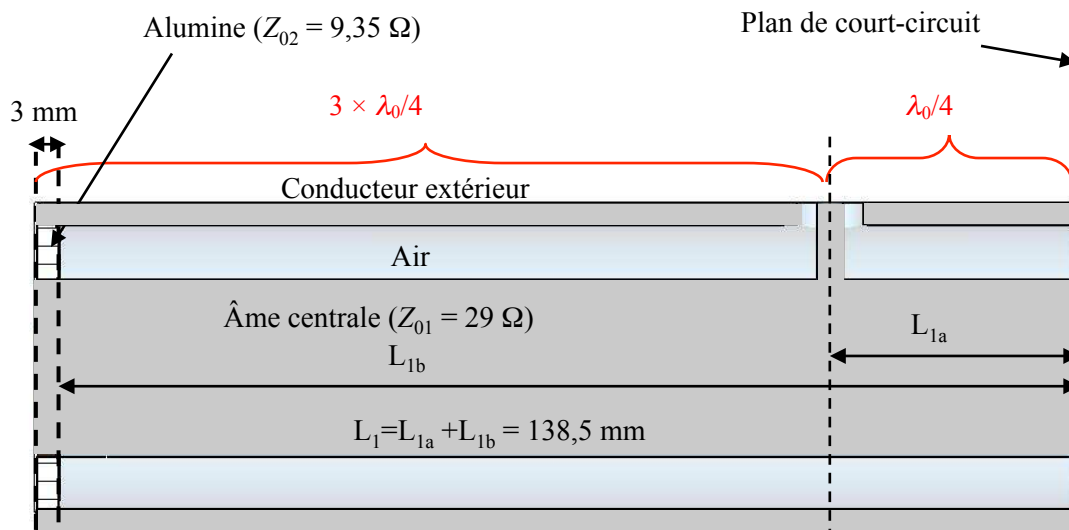


Figure 4.13 Vue en coupe des milieux de propagation de l'applicateur B.

En ce qui concerne la valeur de la charge Z_C à laquelle l'adaptateur doit être adapté, celle-ci a été choisie de 50Ω , et elle pourrait également correspondre à l'impédance du plasma pour un couple pression-puissance donné. Toutefois, compte tenu de sa valeur relativement élevée par rapport à la plupart de valeurs données dans la littérature [50]-[52], cet applicateur a toutes les chances d'être désadapté dans un domaine de valeurs de pression et de puissance relativement large. Cette situation n'est pas complètement défavorable lorsqu'on se propose de déterminer les impédances du plasma en fonction de conditions opératoires. En effet, si l'adaptation à l'impédance du plasma est réalisée, aucune puissance réfléchi ne peut être mesurée à l'entrée de l'applicateur de champ (au Port 1), or le dispositif proposé dans le Chapitre 2, §2.1.2 pour les mesures d'impédance repose sur la réflexion de l'onde par une charge terminale (mesure de phase entre les ondes incidente et réfléchi). Cet applicateur sera donc très utile pour des mesures d'impédance plasma.

4.3.1 Modèles à 2 Ports

Le modèle à 2 Ports est appliqué au milieu de propagation présenté sur la Figure 4.13 selon la procédure habituelle en termes de domaine de simulation, plan de symétrie et conditions aux limites. Les deux ports sont chargés respectivement par l'impédance caractéristique standard de la ligne de transmission (50Ω) au Port 1, et par la charge Z_C au Port 2 choisie dans le cas présent égale à 50Ω .

Le résultat attendu est donc celui d'une structure adaptée à $Z_C = 50 \Omega$, et la minimisation du

coefficient de réflexion ($|S_{11}| < -20$ dB) autour de 2,45 GHz est recherchée par la simulation CST en ajustant principalement les deux paramètres L_{1a} et L_{1b} . Le solveur fréquentiel est utilisé pour déterminer la réponse de la structure entre 2,4 et 2,5 GHz, et les résultats obtenus après optimisation sont présentés sur la Figure 4.14.

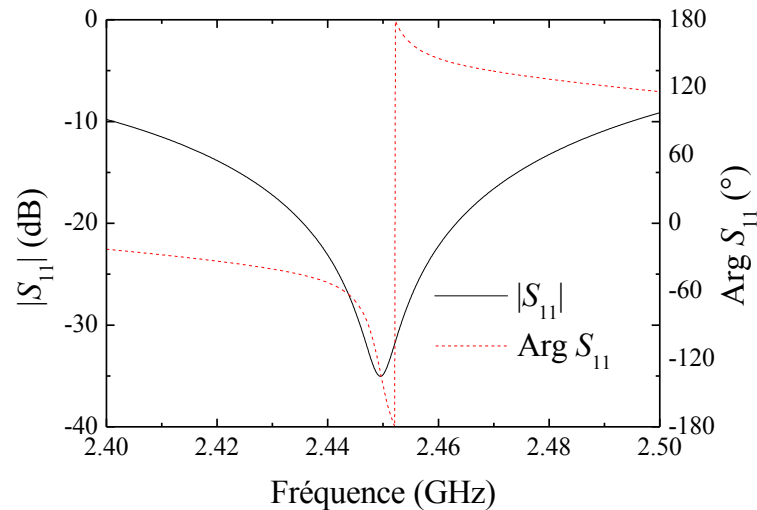


Figure 4.14 Module et phase du coefficient de réflexion de l'applicateur de champ B après optimisation numérique (modèle à 2 Ports).

Comme pour l'applicateur A, l'influence du connecteur du type N ainsi que celle des conducteurs (AL6060) est étudiée à l'aide du Modèle à 2 Ports comportant tous les éléments de l'applicateur (Figure 4.15). Bien évidemment, dans le modèle à 2 Ports, la protection de l'aimant qui dépasse le plan diélectrique/vide n'est pas prise en compte, le Port 2 étant positionné au niveau du passage micro-onde. La réponse en fréquence au Port 1 est déterminée en utilisant le solveur fréquentiel de 2,4 à 2,5 GHz, et les résultats sont présentés sur la Figure 4.16. Pour la comparaison de la structure complète (connecteur, conducteurs) à la structure simplifiée, le module du coefficient de réflexion et la phase de la Figure 4.14 sont reportés sur la Figure 4.16.

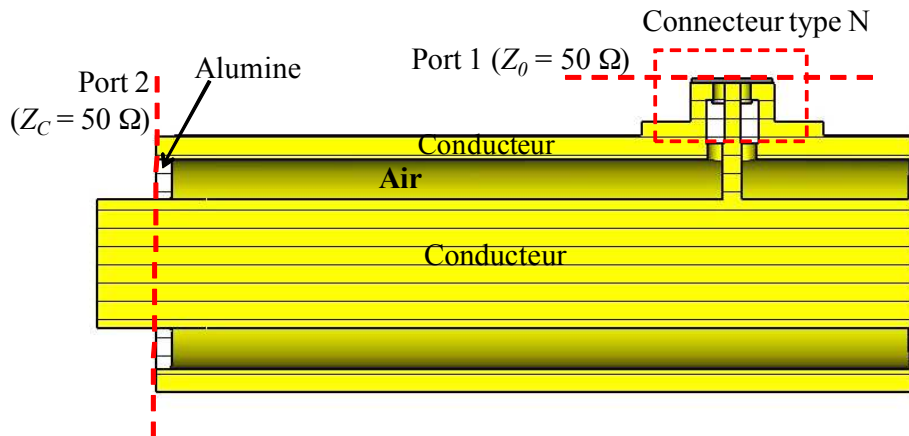


Figure 4.15 Vue en coupe du modèle à 2 Ports avec connecteur et conducteurs pour l'applicateur B.

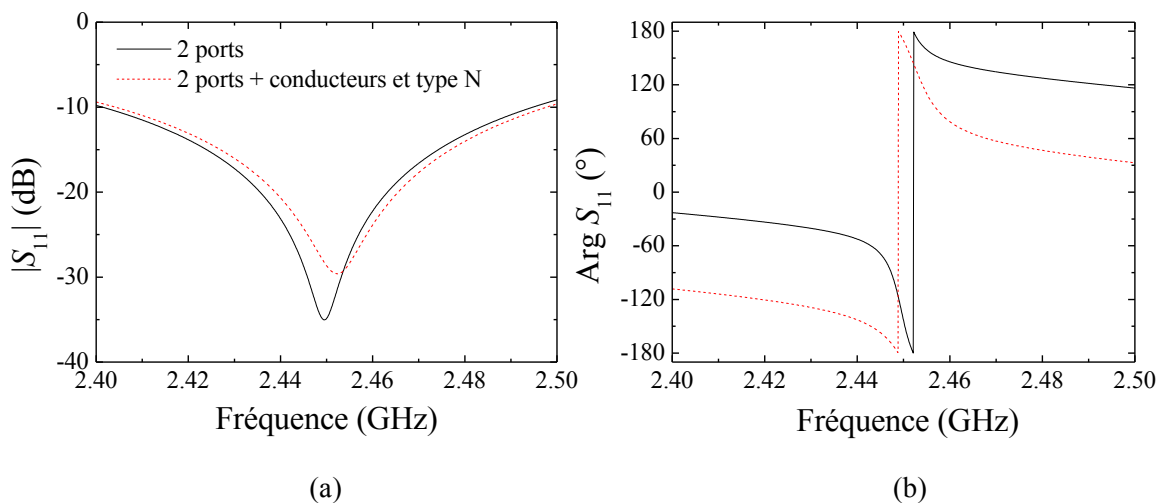


Figure 4.16 Comparaison des réponses en fréquence, module (a) et phase (b) du modèle à 2 Ports pour les structures simplifiée et complète (connecteur + conducteur) de l'applicateur B.

Les résultats montrent que la structure complète introduit un glissement du minima du coefficient de réflexion vers les hautes fréquences, mais globalement l'applicateur répond aux attentes : à 2,45 GHz il y a bien une adaptation en impédance ($|S_{11}| \sim -30$ dB) de l'applicateur terminé par une charge $Z_C = 50 \Omega$.

4.3.2 Réalisation mécanique

La réalisation mécanique de l'applicateur a été effectuée selon les plans d'exécution obtenus par exportation du modèle CST complet (Figure 4.15) dans le programme CATIA. Les pièces constituantes ainsi que l'applicateur assemblé sont présentés sur la Figure 4.17.

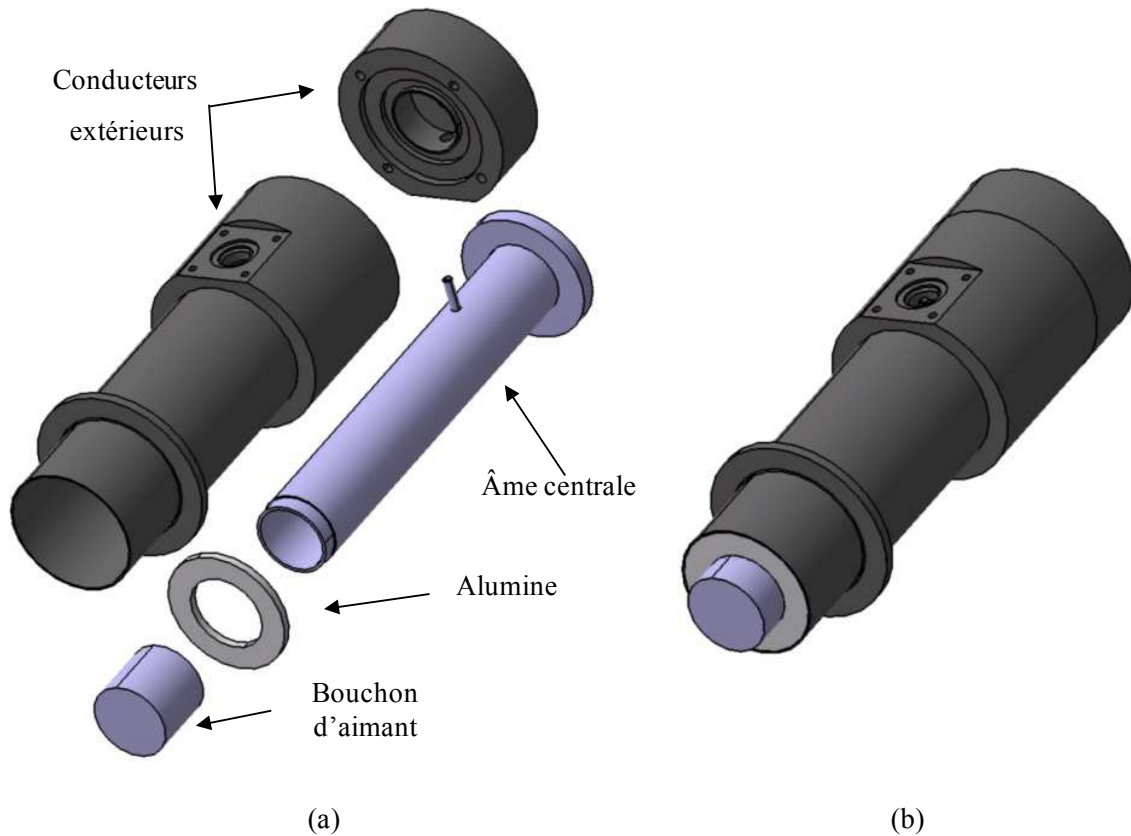


Figure 4.17 Pièces mécanique de la source élémentaire B, vue éclatée (a) et applicateur assemblé (b).

L'opération la plus complexe est la réalisation de la brasure de l'alumine assurant l'étanchéité au vide. L'alumine doit être brasée simultanément sur son rayon intérieur au bouchon de protection de l'aimant, et sur son rayon extérieur à la face intérieure du conducteur extérieur de l'applicateur. Cette opération reste délicate en raison de la basse température de fusion de l'aluminium ($T_f = 660^\circ\text{C}$) et de la grande différence entre les coefficients de dilatation thermique des deux matériaux à brasier (alumine et aluminium). Pour la brasure, il est nécessaire d'utiliser un alliage ayant une température de fusion bien inférieure à celle de l'aluminium et, de plus, une métallisation préalable des pièces à brasier est requise. La brasure impose quelques précautions afin de pouvoir effectuer une reprise mécanique des pièces concernées après cette opération. En effet, la métallisation préalable doit être retirée après la

brasure car l'alliage utilisé constitue une source de contamination pour le plasma. Pour cette raison, l'épaisseur des pièces métalliques sur lesquelles l'alumine est brasée doivent être surdimensionnées et, après la brasure, ramenées aux dimensions déterminées par le modèle.

Malgré cette opération assez laborieuse, la comparaison des deux applicateurs A et B (Figures 4.7 et 4.17), montre que le nombre de pièces principales est réduit de 9 à 5. De plus, selon la Figure 4.17, cet applicateur est complètement démontable. En effet, après la brasure, l'aimant peut être glissé dans le bouchon de protection (solidaire de l'alumine et du conducteur extérieur), puis l'âme centrale est insérée à l'intérieur du conducteur métallique extérieur, et le tout est ensuite fixé par la pièce arrière. L'opération en sens inverse permet de retirer l'aimant si celui-ci doit être changé. L'étanchéité à l'eau du circuit de refroidissement de la structure est assurée par un joint torique placé entre l'âme centrale et le bouchon de l'aimant.

4.3.3 Modèle à 1 Port et validation expérimentale

Bien que prévu pour être adapté à une charge de 50Ω , la réponse en fréquence de cet applicateur *à vide* est également étudiée à l'aide du modèle à 1 Port et des mesures à l'ARV. Le modèle à 1 Port correspond à celui présenté sur la Figure 4.15 avec le Port 2 supprimé pour que l'applicateur rayonne librement dans le domaine de simulation. Pour les mesures à l'ARV, l'applicateur est mis dans les mêmes conditions de rayonnement dans l'air.

La comparaison des coefficients de réflexion obtenus par mesure et calcul dans un domaine de fréquences de 2 à 3 GHz est présentée sur la Figure 4.18.

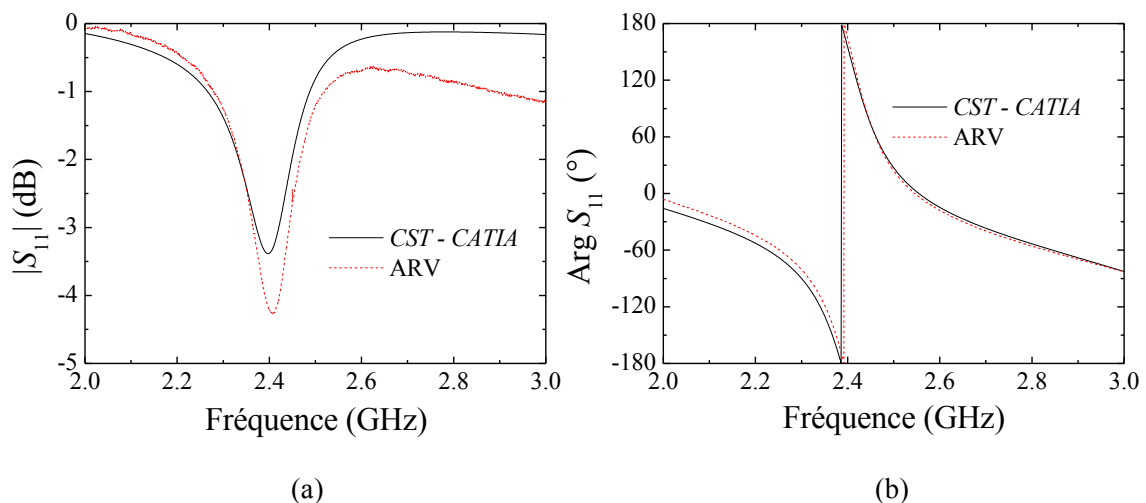


Figure 4.18 Module (a) et phase (b) du coefficient de réflexion obtenus par modèle à 1 Port et par mesure à l'ARV pour l'applicateur B.

Tout comme pour l'applicateur A précédemment étudié, le module du coefficient de réflexion de l'applicateur B est important ($|S_{11}| \sim -4$ dB) indiquant que celui-ci n'est pas adapté à vide. Toutefois, la similitude entre calcul et mesure des réponses en fréquences autour de 2,45 GHz permet de valider sa conception.

Par rapport au résultat obtenu par le modèle à 2 Ports basé sur la structure réelle (Figures 4.15 et 4.16), le minima du module du coefficient de réflexion est décalé vers la gauche, de 2,45 GHz (modèle 2 Ports) à 2,4 GHz (modèle 1 Port).

Un décalage vers les basses fréquences peut être compensé par la diminution d'une longueur conduisant au déplacement compensatoire vers les hautes fréquences. Dans notre cas, cela revient à améliorer la sélectivité en fréquence à 2,45 GHz. En effet, comme montré en §2.3 du Chapitre 2 à l'aide du modèle simplifié, la sélectivité en fréquence est assurée par un tronçon en $\lambda/4$ court-circuité. Par conséquent, dans le cas présent, il est possible d'ajuster la réponse en fréquence par la réduction du tronçon court-circuité. Le nouvel applicateur ainsi modifié est présenté dans ce qui suit.

4.3.4 Applicateur micro-onde C

Du point de vue de la simulation numérique, l'applicateur C présenté dans cette section reprend entièrement le modèle précédent auquel on ajoute une rondelle métallique de longueur L_{CC} au niveau du plan de court-circuit, cf. Figure 4.19. Selon le modèle de la Figure 4.13, cela revient à modifier la longueur L_{1a} , mais cette procédure consistant à ajouter une longueur L_{CC} a été choisie afin de pouvoir réaliser dans la pratique la même modification sur le double de l'applicateur B à notre disposition.

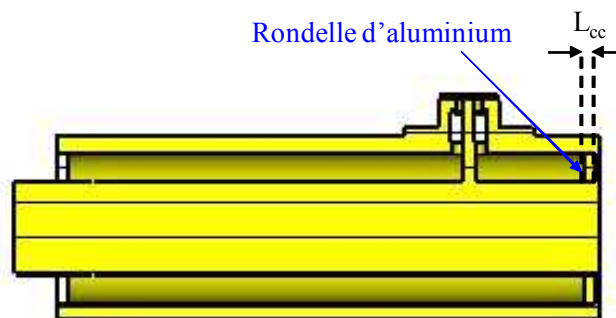


Figure 4.19 Modèle à 1 Port avec modification de la position du plan de court-circuit.

La longueur L_{CC} est donc choisie comme paramètre de simulation dans le modèle à 1 Port et ajustée jusqu'à ce que le minima du coefficient de réflexion soit au plus près de 2,45 GHz. Le calcul numérique, effectué pour des valeurs de L_{CC} allant de 1 à 5 mm par pas de 1 mm, permet l'optimisation de la structure pour une longueur $L_{CC} = 3$ mm. Dans la pratique, une rondelle métallique

(AL6060) de même épaisseur L_{CC} est ajoutée est collée à la laque d'argent au fond de l'applicateur en modifiant ainsi la position du plan de court-circuit.

Le coefficient de réflexion (module et phase) déterminé par le modèle à 1 Port et par des mesures à l'ARV est présenté sur la Figure 4.20. L'ajustement de la longueur du tronçon *quart d'onde* permet donc d'améliorer la sélectivité en fréquence.

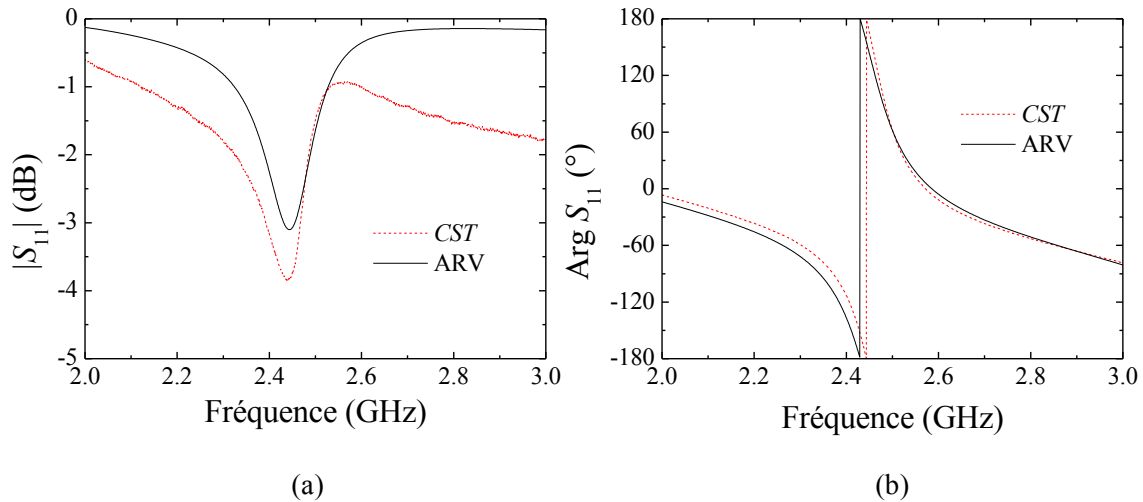


Figure 4.20 Module (a) et phase (b) du coefficient de réflexion de l'applicateur C
Comparaison modèle à 1 Port - mesure à l'ARV.

La conception des applicateurs à fenêtre mince nous a permis de démontrer qu'il est possible de réduire à 5 le nombre d'éléments de l'applicateur. En se fixant à ce nombre d'éléments, un autre applicateur a été conçu et l'étude de celui-ci (D) est présentée dans la section qui suit.

4.4 Applicateur adapté à vide (D)

Tout en gardant un nombre réduit d'éléments constitutifs, la conception d'un autre applicateur est envisagée avec pour principal objectif d'être adapté à *vide*. L'applicateur doit donc être adapté à l'impédance caractéristique de la ligne de 50Ω (au Port 1) lorsqu'il rayonne dans l'air (Port 2 *ouvert*). Cette situation correspond à un modèle sans le Port 2, raison pour laquelle seul le modèle à 1 Port est développé et présenté dans cette section.

La conception de cet applicateur s'appuie également sur les propriétés des tronçons *quarts d'onde* et, en particulier, sur la fonction de transformateur d'impédance. Selon la section §1.3.4 du Chapitre 1, un tronçon *quart d'onde* peut servir à passer d'une ligne d'impédance caractéristique Z_{01} à une seconde ligne d'impédance caractéristique Z_{02} si son impédance satisfait la relation (1.75), $Z_{TZ} = (Z_{01} \times Z_{02})^{1/2}$. Cette transformation est sans pertes si les impédances Z_{01} et Z_{02} sont : i) réelles, ii) réparties de part et

d'autre du transformateur sur des longueurs infinies, et iii) pas trop différentes.

Les contraintes sur les dimensions radiales sont d'abord celles liées au dernier tronçon (d'impédance Z_{02} selon la Figure 4.21) qui doit loger l'aimant et également permettre le positionnement de l'applicateur sur la chambre plasma par un passage DN40. Ainsi, les rayons intérieur et extérieur de l'alumine sont respectivement 11 mm et 18,6 mm, d'où une impédance caractéristique $Z_{02} = 10 \Omega$ pour ce tronçon de permittivité $\epsilon_r = 9,8$ (voir Figure 4.21). Sa longueur est choisie en $\lambda/2$.

Le diamètre extérieur du conducteur externe est maintenu constant sur toute la longueur de l'applicateur et, pour simplicité mécanique, il est souhaitable de garder le diamètre de l'âme centrale également constant. En tenant compte du fait que l'impédance Z_{02} est fixée (par les rayons imposés du tronçon terminal), du maintien des diamètres constants et de la relation (1.52), on détermine un premier ordre de grandeur des impédances Z_{01} et Z_{TZ} . Bien évidemment, ces valeurs d'impédance, et donc les rapports des rayons de ces deux tronçons, sont ajustées et la structure finale est celle présentée sur la Figure 4.21.

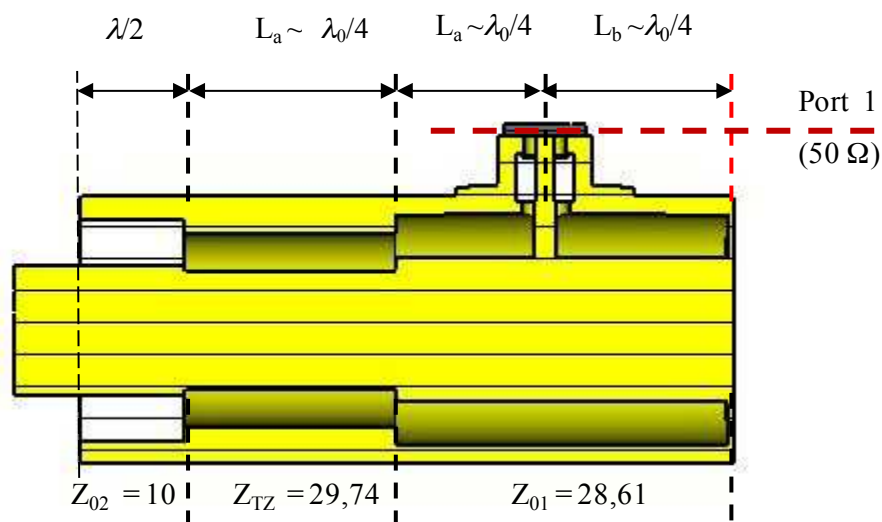


Figure 4.21 Structure et composition de l'applicateur adapté à vide.

4.4.1 Modèle à 1 Port

Le modèle à 1 Port est appliqué directement sur la structure complète de l'applicateur présentée sur la Figure 4.21, où le Port 1 est chargé à 50Ω et l'applicateur laissé rayonner dans l'espace de simulation. Les paramètres de simulation sont donc les rayons des tronçons d'impédance Z_{01} et Z_{TZ} , ainsi que les longueurs L_a et L_b . L'ajustement des paramètres en vue de l'optimisation de la structure a conduit aux

impédances caractéristiques et longueurs suivantes : $Z_{01} = 28,61 \Omega$, $Z_{TZ} = 17,32 \Omega$, $L_a = 29,5 \text{ mm} \approx \lambda_0/4$ et $L_b = 32,3 \text{ mm} \approx \lambda_0/4$. Le résultat obtenu après optimisation, présenté sur la Figure 4.22, démontre que l'applicateur est parfaitement adapté à vide pour une fréquence de 2,45 GHz.

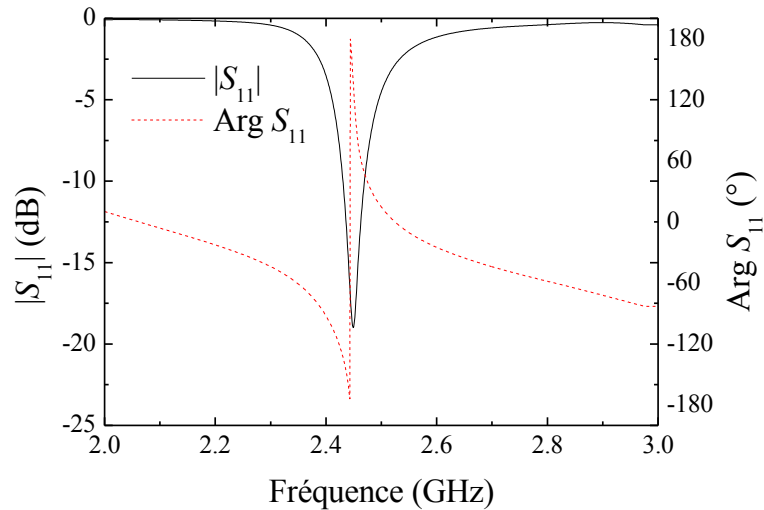


Figure 4.22 Coefficient de réflexion (module et phase) du modèle à 2 Ports pour l'applicateur adapté à vide.

Etant donné que les conditions de la relation (1.75), $Z_{TZ} = (Z_{01} \times Z_{02})^{1/2}$, ne sont pas entièrement respectées, les impédances trouvées par simulation ne vérifient plus cette relation. Toutefois, elle a servi comme base de départ pour le choix des impédances et donc des dimensions transversales des tronçons Z_{01} et Z_{TZ} .

4.4.2 Réalisation mécanique

Pour accélérer la réalisation mécanique de cet applicateur, ses éléments conducteurs ont été réalisés en Cupro-Nickel (UN40, UN45) amagnétique. Ce matériau peut être brasé à haute température ($T > 800^\circ\text{C}$) à une céramique métallisée avec une fiabilité garantie pour l'étanchéité au vide du passage des micro-ondes. La conception mécanique des différents éléments de la source a été réalisée en reprenant les règles de conception de l'applicateur B. Les pièces mécaniques constituant l'applicateur sont présentées sur la Figure 4.23.

Pour la réalisation de la brasure, une reprise mécanique du conducteur extérieur à du être réalisée. En effet un épaulement de 1 mm a du être effectué à l'arrière de l'alumine afin de positionner les joncs de brasure (cf. Figure 4.24).

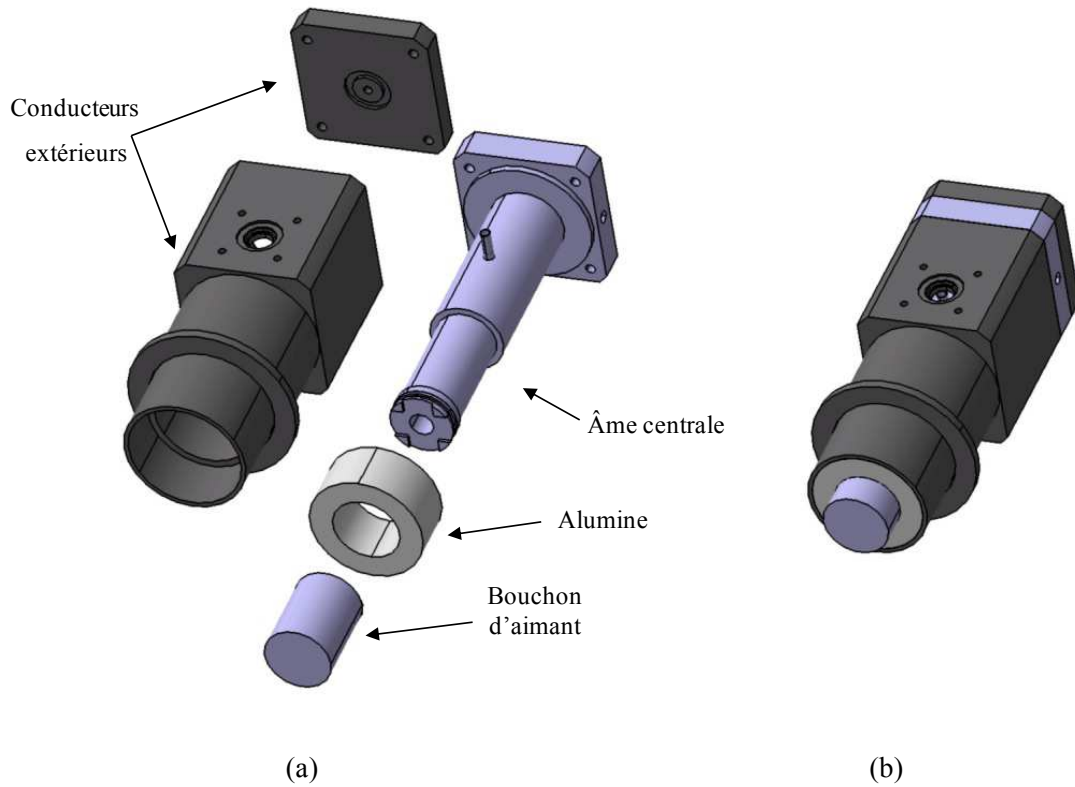


Figure 4.23 Pièces mécaniques de l'applicateur adapté à vide (D) :
vue éclatée (a) et applicateur assemblé (b).

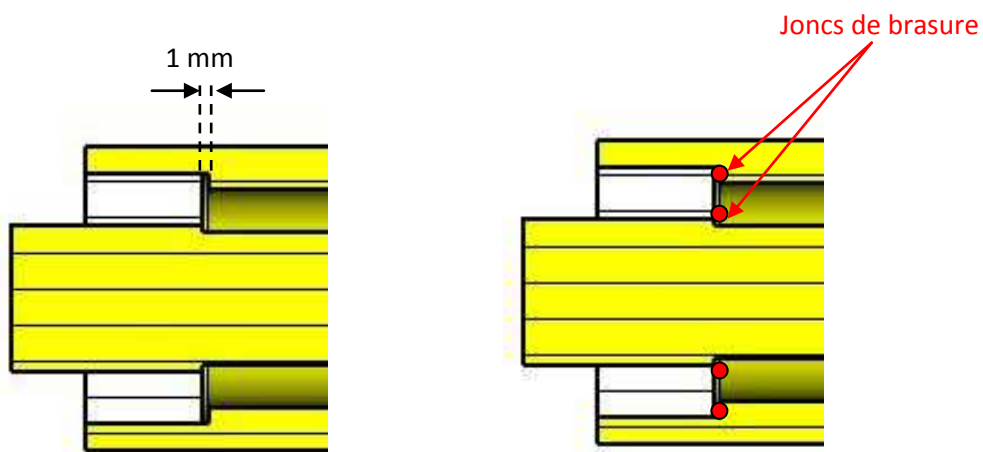


Figure 4.24 Reprise mécanique et positionnement des joncs de brasure.

4.4.3 Modèle à 1 Port et validation expérimentale

Après l'opération de brasure, l'épaulement réalisé sur l'applicateur correspond à un espace vide, ce qui, malheureusement, n'a pas été prévu lors de la réalisation et de l'optimisation du modèle. Compte tenu de cette modification sur l'applicateur réalisé mécaniquement, le modèle à 1 Port a été ultérieurement modifié en conséquence pour reproduire l'épaulement d'un millimètre à l'arrière de l'alumine. Cette modification est évidemment nécessaire pour la comparaison modèle-expérience. Nous précisons que le matériau considéré dans le modèle est le cuivre de conductivité électrique $\sigma_{Cu} = 5,8 \times 10^6 \Omega^{-1}m^{-1}$.

Le modèle à 1 Port est donc appliqué à la structure modifiée, et les mesures à l'ARV sont effectuées en laissant l'applicateur rayonner dans le hall d'expérimentation. La comparaison des résultats est effectuée sur un domaine de fréquences de 2 à 3 GHz, et présentée sur la Figure 4.25.

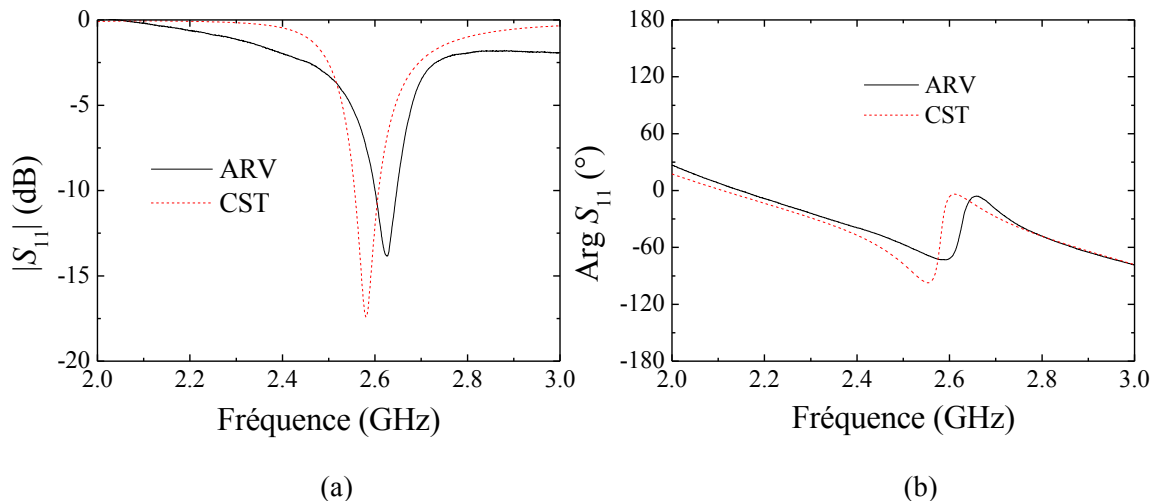


Figure 4.25 Module (a) et phase (b) du coefficient de réflexion de l'applicateur adapté à vide (D). Comparaison modèle à 1 Port et mesure à l'ARV.

La réponse en fréquence de l'applicateur (et de son modèle) montre que celui-ci, laissé rayonner dans l'espace, transmet l'onde avec très peu de réflexion ($|S_{11}| \sim -14$ dB) : l'applicateur est donc adapté à vide. La comparaison modèle-expérience montre également un décalage en fréquence d'environ 0,1 GHz entre les minima de deux coefficients obtenus par voies différentes, modélisation et expérimentation. Néanmoins, nous pouvons considérer que les résultats sont suffisamment proches pour valider la simulation. En revanche, ces résultats sont trop éloignés de la réponse attendue en termes de sélectivité à 2,45 GHz, et la réponse en fréquence du modèle à 1 Port n'est plus celle obtenue avant la modification du conducteur externe (Cf. Figure 4.22). Cela prouve qu'une

modification dimensionnelle de seulement un millimètre peut conduire à un changement important de comportement de l'applicateur.

Pour compenser le glissement vers les hautes fréquences (de 2,45 GHz avant l'épaulement à 2,6 GHz après l'épaulement) une reconsidération des cotes est nécessaire. Malheureusement, dans la pratique ce changement n'est pas possible sur l'applicateur existant et la réalisation d'un deuxième n'est pas immédiate. Nous sommes donc contraints d'accepter l'échec d'exécution de cet applicateur.

4.5 Comparaison de l'ensemble d'applicateurs

Les mesures des coefficients de réflexion présentés dans les sections précédentes sont effectuées à l'aide d'un ARV qui délivre 1 mW en puissance. Pour ce même type de mesures, le dispositif basé sur la transposition de fréquence (cf. §2.1.2, Chapitre 2) utilisant un mixer peut être également utilisé, avec l'avantage de pouvoir appliquer des puissances supérieures à 1 mW. Par contre, les mesures ne peuvent être effectuées qu'à fréquence donnée, celle du générateur micro-onde. Le dispositif expérimental (cf. Figure 2.14) utilisé pour les mesures d'impédance à 2,45 GHz et pour trois puissances (1, 10 et 100 W) est présenté sur la Figure 4.26.

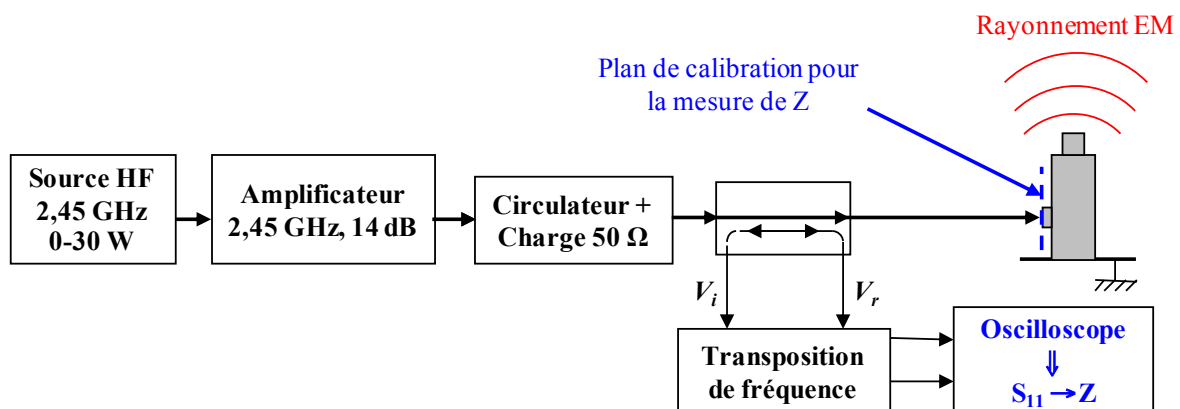


Figure 4.26 Dispositif de mesure d'impédance à 2,45 GHz des applicateurs rayonnant dans l'air.

Tous les éléments du dispositif de mesure de la Figure 4.26 sont présentés dans le Chapitre 2, § 2.1.2. Le même générateur de 30 W à état solide Kuhne Electronics™ est utilisé, mais un amplificateur de puissance prototype conçu par Thalès est ajouté afin d'augmenter la puissance de 30 W à 100 W. Celui-ci permet une précision de mesure sur une dynamique de puissance de 20 dB.

Pour l'ensemble d'applicateurs présentés dans ce chapitre, les coefficients de réflexion et donc les impédances au Port 1 sont représentés sur l'abaque de Smith de la Figure 4.27. Les valeurs numériques, les valeurs mesurées à l'ARV et avec le dispositif de transposition de fréquence (mixer) peuvent être comparées pour chaque applicateur.

Les impédances représentées sur l'abaque de Smith sont celles mesurées, à 2,45 GHz au Port 1, pour les applicateurs rayonnant dans l'air. Comme ces applicateurs ne sont pas forcément conçus pour une adaptation à vide, il est normal que ces impédances soient différentes de l'impédance de 50 Ω du Port 1, et différentes d'un applicateur à l'autre. Le seul applicateur qui aurait dû avoir 50 Ω est celui conçu pour être adapté à vide (applicateur D), mais celui-ci est adapté pour une fréquence différente de 2,45 GHz (cf. §4.5.1)

En considérant les valeurs d'impédance mesurées à l'ARV comme valeurs de référence, la Figure 4.27 permet de vérifier la validité des mesures effectuées à l'aide du dispositif de transposition de fréquence. Globalement, les valeurs déterminées sont corrélées aux mesures à l'ARV, à l'exception de celles correspondant à l'applicateur défaillant (D). En effet, les mesures à 2,45 GHz pour cet applicateur adapté à 2,6 GHz, la réflexion est trop importante et le coupleur bidirectionnel utilisé dans le dispositif expérimental ne répond plus correctement, d'où cette dispersion par rapport aux mesures à l'ARV. Les mesures effectuées avec ce dispositif pour les trois puissances (1, 10 et 100 W) montrent que celles-ci n'influencent pas les valeurs de l'impédance. Pour cette raison, un seul point par applicateur est représenté sur la Figure 4.27.

D'après les résultats obtenus, on peut conclure que le dispositif basé sur la transposition de fréquence peut être utilisé pour les mesures électromagnétiques des applicateurs et donc pour leur évaluation en présence du plasma en fonction des conditions opératoires.

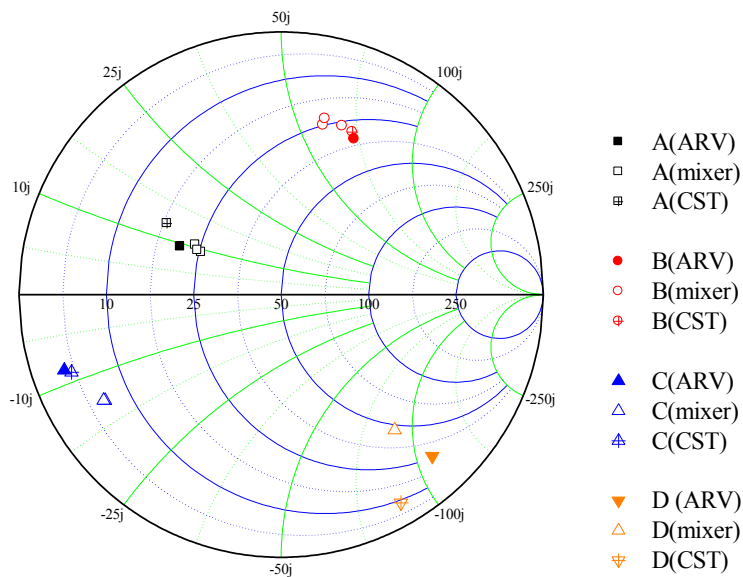


Figure 4.27 Impédances au Port 1 à 2,45 GHz déterminées par simulation CST, par mesures à l'ARV et à l'aide du dispositif de transposition de fréquences (mixer).

Avant de conclure ce chapitre, la Figure 4.28 présente une photographie de toutes les sources étudiées dans le cadre de ce travail de thèse.



Figure 4.28 Sources élémentaires 7003 (dite *tête-bêche*), A, B, C et D.

Conclusion du chapitre 4

Les quatre applicateurs développés dans le cadre de cette thèse sont présentés dans ce chapitre suivant la procédure employée : i) conception numérique basée sur un modèle à 2 Ports, d'abord du système simplifié comportant seulement le milieu de propagation, puis de la structure complète en ajoutant les conducteurs qui encadrent le milieu du système simplifié et les autres éléments (connectique) ; ii) réalisation des plans d'exécution et réalisation mécanique ; iii) validation de la conception par la simulation numérique spécifique (modèle à 1 Port) et par l'expérience (mesures à l'ARV).

Ces applicateurs sont tous conçus en s'appuyant sur deux concepts de base (terminaison *tête-bêche* et lignes de transmission coaxiales) avec pour principaux objectifs : i) l'amélioration de l'efficacité énergétique par l'optimisation de la transmission le long de l'applicateur ; ii) la simplification et la réduction du nombre de pièces mécaniques ; iii) la facilité d'assemblage et de démontage mécanique.

Les modèles à 2 Ports et à 1 Port utilisés ont démontré qu'il est possible de définir une procédure de conception et de validation des applicateurs adaptés à des impédances terminales définies. Ces modèles ont également démontré l'importance d'une conception numérique préliminaire à la réalisation mécanique, puisque seule la simulation peut rendre compte de différents ajustements nécessaires à la réalisation et au montage des éléments constitutifs. En effet, l'étude de l'applicateur D a clairement démontré que la moindre modification peut engendrer des changements importants au niveau de la transmission de la puissance et de la sélectivité en fréquence.

La réalisation des applicateurs a mis en évidence la nécessité de maîtriser les techniques d'assemblage industriel comme, par exemple, celle nécessaire à la réalisation de l'étanchéité au vide du passage micro-onde. La technique de collage de l'alumine utilisée lors de notre étude n'est pas parmi les plus conseillée en raison des problèmes qu'elle peut poser en termes de contamination du plasma ou de dégradation dans le temps de l'étanchéité. Malgré toutes les précautions requises, la technique de brasure est la plus fiable et elle constituerait une rupture technologique dans la réalisation des applicateurs dédiés à la production du plasma. Cette technique est bien maîtrisée par Thales Electron Devices (TED), car largement utilisée dans le domaine spatial, mais il s'avère qu'à ce jour les sociétés capables de réaliser la brasure aluminium / alumine sont quasi-inexistantes.

Les quatre applicateurs présentés sont conçus pour être adaptés lorsqu'ils sont chargés par des impédances Z_C différentes : 7, 50 et 377 Ω . Ce choix est volontaire et il a pour principal objectif de vérifier la réponse de ces applicateurs en efficacité de transmission de la puissance lors de leur utilisation pour la production du plasma dans des conditions opératoires très différentes.

Les différences entre les applicateurs présentées dans ce chapitre doivent conduire à un comportement différent en présence du plasma et, de ce fait, l'étude de ces applicateurs en fonctionnement devrait nous apporter des éléments de compréhension concernant, par exemple, le couplage onde-plasma en

fonction des conditions opératoires. Cette étude, qui fait l'objet du Chapitre 5, devrait également nous guider vers le choix le plus pertinent d'un applicateur en vue de son industrialisation, mais aussi vers des pistes en vue de la conception d'applicateurs capables de répondre aux variations importantes d'impédance.

CHAPITRE 5

Sources plasma élémentaires optimisées à conditions opératoires étendues

5.1	<u>DOMAINE OPERATOIRE ET PERFORMANCES A PUISSANCE INCIDENTE LIMITEE A 100 W....</u>	147
5.1.1	DOMAINE OPERATOIRE D'UN PLASMA D'ARGON POUR UNE PUISSANCE INCIDENTE DE 100 W	147
5.1.2	PERFORMANCES PLASMA A PUISSANCE INCIDENTE CONSTANTE (100 W).....	155
5.1.3	VALIDATION DES MESURES DE DENSITE	158
5.2	<u>METHODE DE MESURE DE L'IMPEDANCE PLASMA.....</u>	161
5.2.1	MESURE DE L'IMPEDANCE TOTALE.....	162
5.2.2	METHODE DE CHANGEMENT DU PLAN D'IMPEDANCE	163
5.2.3	VALIDATION NUMERIQUE DU CHANGEMENT DE PLAN D'IMPEDANCE	165
5.3	<u>ETUDE DES SOURCES PLASMA A PRESSION ET PUISSANCE TRANSMISE VARIABLES ($P_t = 100$ W)</u>	167
5.3.1	SOURCE A.....	167
5.3.2	SOURCE B ET COMPARAISON AVEC LA SOURCE A	170
5.3.3	SOURCE C ET COMPARAISON AVEC LA SOURCE B	172
5.3.4	COMPARAISON SOURCES A, B ET C	174
5.4	<u>INFLUENCE DU TYPE DE GENERATEUR MICRO-ONDE SUR LES PERFORMANCES DES SOURCES B ET C</u>	179
5.5	<u>ETUDE DES SOURCES PLASMA A PUISSANCE TRANSMISE VARIABLE ET A PRESSION CONSTANTE.....</u>	181
5.5.1	PRESSION 1 MTORR.....	181
5.5.2	PRESSION 10 MTORR	183
5.5.3	PRESSION 100 MTORR.....	184
5.5.4	PRESSION 500 MTORR.....	185

Introduction du chapitre 5

Ce chapitre est consacré à l'étude des sources plasma élémentaires utilisant les applicateurs micro-onde de conception optimisée par simulation numérique selon une méthodologie validée par l'expérience, comme présenté dans le Chapitre 4.

Nous rappelons brièvement que ces applicateurs peuvent être distingués par la dimension longitudinale du passage micro-onde, deux d'entre eux (B, C) ayant un passage du type fenêtre mince par rapport au passage en $\lambda/2$ pour les deux autres applicateurs (A, D). Bien que l'impédance caractéristique du tronçon terminal soit du même ordre de grandeur ($\sim 10 \Omega$) pour tous les quatre applicateurs, leur conception est telle que la transmission en puissance, et donc l'adaptation en impédance, est différente en fonction de la charge terminale (vide, plasma) avec laquelle ils sont chargés. L'applicateur A est censé être adapté pour une charge de faible impédance, tandis que les applicateurs B, C, D seraient mieux adaptés pour une charge d'impédance plus élevée, voire celle du vide pour le dernier.

La véritable validation de ces applicateurs passe par leur qualification en fonctionnement, c'est-à-dire lorsqu'ils sont utilisés pour la production du plasma, et ce pour différentes conditions opératoires. Cela revient donc à l'étude de leurs performances en termes de densité plasma, de rendement énergétique, de flexibilité opératoire, ce qui est réalisé et présenté dans ce chapitre.

Dans la première section §5.1, nous définissons le domaine de fonctionnement en pression par l'étude des puissances de claquage de chaque type de source plasma, en limitant la puissance appliquée à chacune d'entre elles à 100 W. Une première estimation de leurs performances en termes de production du plasma et la comparaison des densités ioniques sur leur domaine opératoire respectif sont ensuite présentées. Comme le domaine en pression s'étend du millitorr jusqu'au torr, dans cette section nous présentons également une comparaison des densités déterminées par le traitement des courbes de sonde avec deux programmes distincts : l'un du système commercial (théorie de Laframboise) et l'autre développé au LPSC. Cette comparaison n'est effectuée que pour un seul type de source plasma (source C).

En vue d'une caractérisation globale, dans la deuxième section §5.2 nous présentons la méthode utilisée pour la détermination de l'impédance du plasma à partir des mesures d'impédance totale (applicateur + plasma) au niveau du port d'entrée de l'applicateur micro-onde (Port 1). Cette méthode expérimentale, basée sur un changement de plan d'impédance, est ensuite validée par le biais du modèle numérique.

L'analyse des sources plasma à l'aide des mesures locales (densité plasma), globales (impédance plasma) et des observations expérimentales sous forme d'images est présentée dans les sections §5.3 et §5.4 pour différentes conditions opératoires : pression et puissance transmise variables à puissance incidente constante (§5.3), et puissance transmise variable à pression constante (§5.4). Pour cette dernière analyse, un amplificateur à état solide prototype développé par TED a pu être utilisé, raison

pour laquelle une étude préliminaire est présentée dans la section §5.2. Celle-ci porte sur l'influence du type de générateur micro-onde (magnétron et état solide) sur les performances plasma. La disponibilité de l'amplificateur étant de courte durée, l'analyse n'a pu être effectuée que pour les sources plasma utilisant les applicateurs à fenêtre mince (B et C).

5.1 Domaine opératoire et performances à puissance incidente limitée à 100 W

Quelque soit le mode d'excitation, la qualification d'un dispositif de production de plasma commence régulièrement par l'étude du claquage [55]-[62] décrit par la loi d'échelle de Paschen, $V = f(p \times \Lambda)$ ou $E \times \Lambda = f(p \times \Lambda)$, où Λ représente la longueur caractéristique de la décharge [54]. Si cette loi permet d'exploiter les similitudes des différentes décharges, l'étude du claquage reste toutefois nécessaire pour pouvoir prendre en compte leurs particularités comme, par exemple, la fréquence d'excitation ou une configuration spécifique due à la présence d'un champ magnétique pour confinement et/ou pour excitation à la résonance cyclotronique électronique. Il est donc naturel de commencer l'étude des sources élémentaires présentées dans ce chapitre par le claquage, tout comme cela a été effectué dans le Chapitre 3 pour la source dite *tête-bêche*.

L'étude du claquage a donc pour objectif de déterminer les puissances nécessaires à l'amorçage du plasma, mais également de déterminer le domaine opératoire en pression de chaque source plasma élémentaire. Celui-ci est étudié en fixant une puissance incidente de 100 W maximum à l'entrée de l'applicateur (Port 1) pour atteindre le claquage du plasma. Après la définition de leur domaine opératoire, les performances en termes de production d'espèces chargées sont déterminées à puissance incidente constante ($P_i = 100$ W) dans le domaine de fonctionnement en pression correspondant à chaque applicateur.

Le dispositif utilisé pour l'ensemble de mesures effectuées en vue de la caractérisation électrique et électromagnétique des sources plasma est représenté sur la Figure 5.1. A la différence des mesures réalisées pour la source élémentaire *tête-bêche* du Chapitre 3, l'étude des sources actuelles est effectuée sans aucun dispositif d'adaptation d'impédance inséré entre le générateur HF (2,45 GHz) et la source plasma, afin de pouvoir prendre en compte leur différence en termes de transmission de l'onde.

Nous précisons également que, de manière générale, la limite basse pression est fixée à une pression d'argon de 1 mtorr en raison des limites de l'instrumentation (jauges de pression, pompage, contrôleur de débit massique) à notre disposition.

La puissance fixée à 100 W est délivrée, soit par un générateur micro-onde du type magnétron, soit par un générateur à état solide, l'utilisation de ce dernier étant chaque fois précisée.

5.1.1 Domaine opératoire d'un plasma d'argon pour une puissance incidente de 100 W

En fixant une limite en puissance incidente à 100 W, le domaine de fonctionnement de chaque source plasma élémentaire (A, B, C et D) est défini comme le domaine de pression pour lequel le plasma peut être amorcé à des puissances inférieures ou égales à la limite imposée. Les puissances incidentes prélevées lors du claquage P_{i-cl} sont représentées en fonction de la pression sur la Figure 5.2 pour l'ensemble de sources.

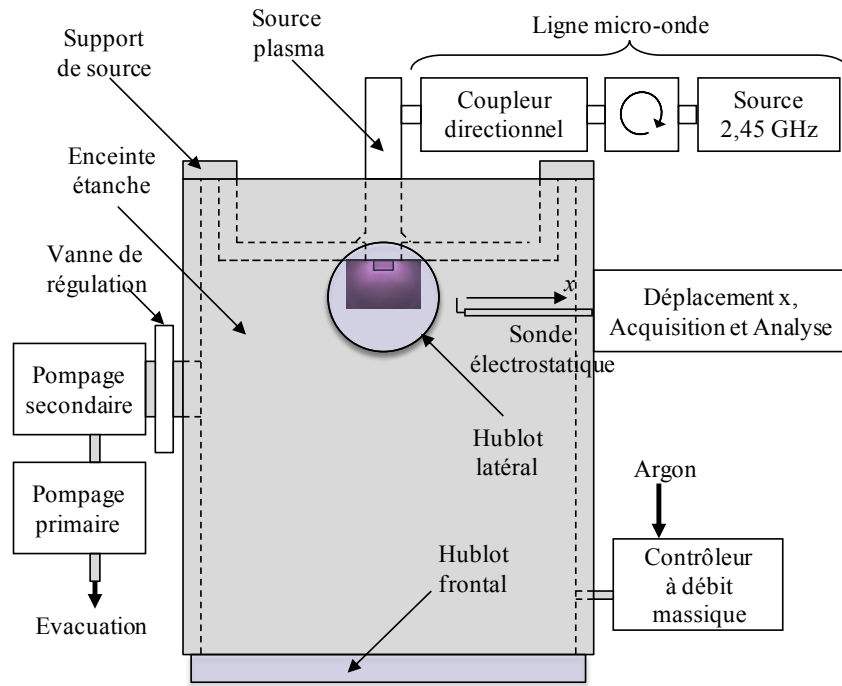


Figure 5.1 Dispositif expérimental dédié à la caractérisation des sources plasma élémentaires.

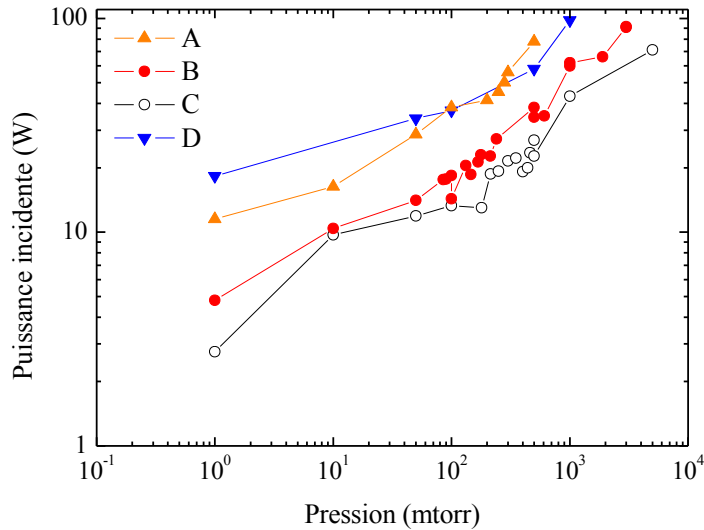


Figure 5.2 Puissance incidente de claquage des sources plasma élémentaires A, B, C et D en fonction de la pression d'argon.

D'après la Figure 5.2, la source permettant d'obtenir un claquage avec le moins de puissance incidente est la source C. Avec cette source, une puissance incidente de 100 W permet d'amorcer un plasma

d'argon dans la gamme de pressions de 1 à 5000 mtorr. La source B, de configuration très proche de la source C, a des puissances de claquage légèrement plus élevées, d'où un domaine en pression plus restreint, de 1 à 3000 mtorr. La seule différence entre ces deux sources B et C étant la distance entre le plan du court-circuit et l'axe du connecteur (Chapitre 4 § 4.3.4), il apparaît évident que c'est bien cette différence qui influence le claquage du plasma. En effet, le déplacement du plan de court-circuit a permis une diminution des réflexions à $f = 2,45$ GHz pour la source C et donc, une augmentation de la valeur du champ électrique en sortie de l'applicateur (Port 2), d'où un amorçage à des plus faibles puissances incidentes.

Par rapport aux deux sources B et C, les sources A et D requièrent une puissance incidente plus élevée pour obtenir le claquage du plasma et, par conséquent, le domaine de pression est encore plus restreint pour la limite en puissance fixée à 100 W. Pour la source A, ce domaine est limité à 500 mtorr, tandis que pour la source D il est possible d'atteindre les 1000 mtorr.

Pour déduire la puissance nécessaire au claquage du plasma, celle-ci est déterminée en utilisant dans un premier temps la méthode présentée dans le Chapitre 3, § 3.2.1, où la puissance de claquage est obtenue par la différence entre les puissances incidente et réfléchie prélevées lors de l'amorçage du plasma :

$$P_{cl} = (P_i - P_r)_{cl}. \quad (5.1)$$

Ces valeurs sont prélevées au coupleur bidirectionnel situé au niveau du Port 1 (entrée de l'applicateur) est on présume que cette différence est la même au niveau du Port 2 (sortie de l'applicateur, coté plasma). Cela revient à supposer que les pertes d'insertion sur la ligne coaxiale des applicateurs sont négligeables.

Une deuxième mesure est effectuée en absence du plasma avec l'applicateur alimenté à 1 mW par l'analyseur du réseau, afin d'en déterminer le coefficient de réflexion $|\Gamma| = |S_{11}|$. Ce coefficient étant indépendant de la puissance incidente (cf. §5.5, Chapitre 5), ses valeurs à 100 W sont donc considérées les mêmes que celles déterminées à 1 mW. En supposant que la puissance incidente juste avant le claquage est sensiblement égale à celle mesurée lors du claquage, nous définissons la puissance transmise au Port 2 :

$$P_{pré-cl} = P_{i-cl} (1 - |S_{11}|^2) \quad (5.2)$$

comme la véritable puissance nécessaire pour amorcer le plasma, et, pour la distinguer de la puissance de claquage définie par (5.1), cette puissance (5.2) est dénommée puissance de pré-claquage. Elle doit être plus représentative du claquage puisque, dans la relation (5.1), la réflexion de l'onde prend déjà en compte la présence de la charge (plasma) qui peut être différente de la charge terminale (vide) avant le claquage.

Les puissances définies par les deux relations (5.1) et (5.2), ainsi que la puissance incidente de claquage P_{i-cl} correspondante sont représentées sur les Figures 5.3 – 5.5 en fonction de la pression du gaz utilisée (argon). Nous précisons qu'à chaque pression, les mesures sont effectuées par série de dix afin de s'assurer de la reproductibilité des valeurs mesurées.

Puissances de claquage des sources à fenêtre mince (B et C). La Figure 5.3 représente les puissances caractérisant le claquage des sources B et C. Deux domaines de pression peuvent être distingués : un premier domaine (D_1) pour les pressions inférieures à ~ 200 mtorr et un second (D_2) pour les pressions supérieures à 200 mtorr.

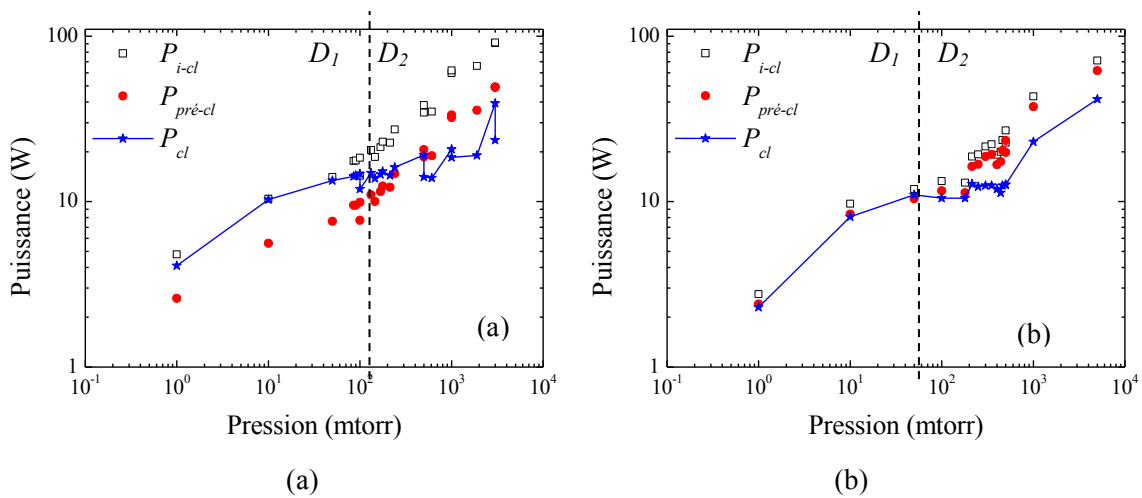


Figure 5.3 Puissances de claquage des sources B (a) et C (b).

Domaine D₁. Les puissances incidente P_{i-cl} et de claquage P_{cl} ont des valeurs très proches, et ceci pour les deux sources. Cela signifie que dès l'amorçage du plasma toute la puissance P_{i-cl} est transmise au Port 2, aux pertes d'insertion près, sans réflexion. En revanche, les valeurs de pré-claquage $P_{pré-cl}$, n'ont pas le même comportement suivant la source étudiée.

Dans le cas de la source C (Figure 5.3-b), la puissance $P_{pré-cl}$ est pratiquement égale à P_{cl} ($P_{pré-cl} \cong P_{cl} \cong P_{i-cl}$). Cette quasi-égalité peut s'expliquer par une même condition de propagation de l'onde, en présence ou non du plasma.

Pour la source B (Figure 5.3-a), $P_{pré-cl} < P_{cl} \cong P_{i-cl}$, ce qui traduit un changement des conditions de propagation entre l'applicateur sans plasma et avec le plasma. Par exemple, si les 2,5 W suffisent pour déclencher la décharge à 1 mtorr, la mauvaise transmission en puissance avant l'amorçage requière l'application d'une puissance incidente appliquée de 4 W. Par contre, une fois le plasma amorcé, les 4 W sont entièrement absorbés par le plasma : la transmission est donc améliorée en présence du plasma de claquage.

Domaine D_2 . Les courbes de la Figure 5.3 montrent que $P_{pré-cl} > P_{cl}$ à partir de 200 mtorr pour la source C, et à partir de 500 mtorr pour la source B. Cela signifie que dès l'allumage du plasma, il y a un changement des conditions de propagation conduisant à une réflexion plus importante. La transmission est détériorée par la présence du plasma de claquage.

De manière générale, la source B nécessite des puissances incidentes appliquées supérieures à celles requises pour la source C, mais dans le domaine de basse pression (< 100 mtorr), le plasma de deux sources peut être amorcé pour moins de 20 W de puissance incidente. L'augmentation des puissances avec la pression est un comportement normal dû à l'augmentation de la fréquence de collisions, celles-ci constituant une source de perte en énergie qui doit être compensée par une augmentation du champ et donc de la puissance.

Puissances de claquage des sources à fenêtre en $\lambda/2$ (A et D). Les puissances de claquage P_{i-cl} , $P_{pré-cl}$ et P_{cl} sont présentées sur la Figure 5.4 pour les sources A et D. Pour ces deux sources, à la différence des courbes obtenues pour les sources B et C, les valeurs de la puissance incidentes P_{i-cl} sont toujours supérieures aux valeurs des courbes $P_{pré-cl}$.

En ce qui concerne la source D, l'évolution des valeurs représentées reste sensiblement la même sur toute sa gamme de pression (1-1000 mtorr), et les puissances transmises au Port 2 satisfont toujours la relation $P_{pré-cl} > P_{cl}$. Cette source transmet toujours mieux la puissance avant claquage (à vide) qu'après le claquage (en présence du plasma). Ce comportement est logique dans la mesure où cet applicateur est conçu pour être adapté à vide (cf. §4.3, Chapitre 4).

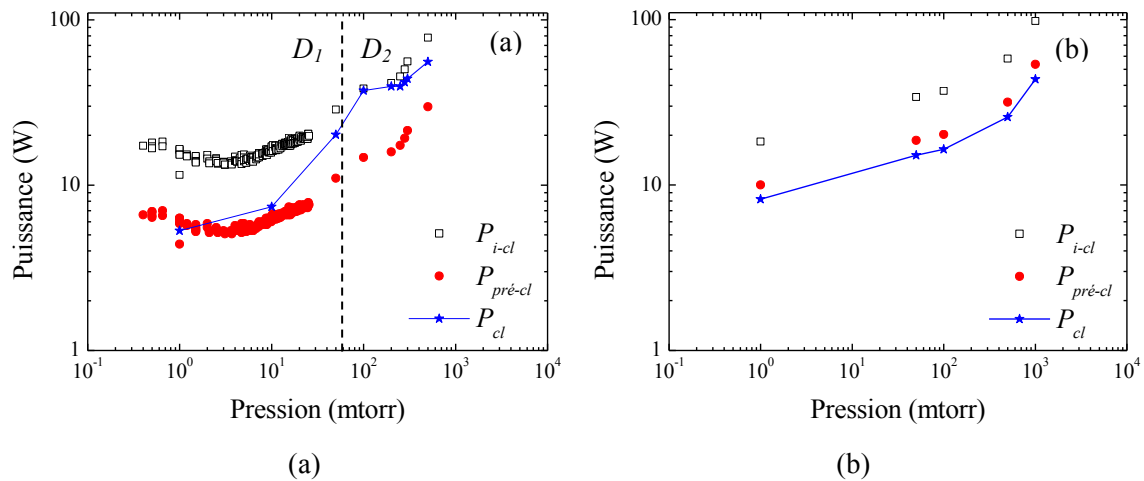


Figure 5.4 Puissances de claquage des sources A (a) et D (b).

En ce qui concerne la source A, elle présente, comme les sources B et C à fenêtre mince, deux domaines de pression distincts, D_1 et D_2 , et une zone de transition inter-domaine.

Domaine D_1 (source A). Dans le domaine de basse pression, des mesures supplémentaires ont été réalisées avec un générateur micro-onde à état solide. En effet, la précision de mesure dans la gamme de basse puissance rend les générateurs à état solide appropriés pour ce type de mesures. Nous avons également tenté d'évaluer la limite de claquage vers des pressions inférieures à 1 mtorr. Toutefois, comme la régulation en pression du dispositif expérimental et l'instrumentation de mesure des pressions ne sont pas adaptées pour des mesures inférieures au millitorr, les valeurs obtenues entre 0,3 et 1 mtorr restent à titre indicatif.

Outre la reproductibilité du claquage avec une dispersion des valeurs d'environ 1 W, le nombre important de mesures réalisées permet d'identifier le minimum de claquage autour de 3 mtorr.

D'après la Figure 5.4, on peut également noter que le domaine allant jusqu'à une dizaine de mtorr, caractérisé par $P_{cl} \approx P_{pré-cl}$, est suivi d'une zone de transition (autour de 50 mtorr) où la puissance de claquage rejoint la courbe des puissances incidentes, $P_{cl} \approx P_{i-cl}$. Dans cette première zone du domaine D_1 , les conditions de propagation ne changent pas de manière significative en fonction de la présence ou non du plasma, par contre, on peut conclure que l'applicateur est moins bien adapté puisque la puissance incidente est constamment supérieure aux puissances transmises ($P_{i-cl} \gg P_{cl} \approx P_{pré-cl}$). Dans ce domaine de basse pression et pour les puissances mises en jeu, la densité du plasma est certainement suffisamment faible pour pouvoir approximer l'impédance du plasma de claquage à celle du vide. Ceci expliquerait d'une part l'égalité $P_{cl} \approx P_{pré-cl}$, mais également la mauvaise transmission ($P_{i-cl} \gg P_{cl} \approx P_{pré-cl}$), puisque cet applicateur est conçu pour être adapté à une impédance très différente de celle du vide (cf. 4.2, Chapitre 4).

Domaine D_2 (source A). Après la zone de transition ($p > 50$ mtorr), la puissance de claquage devient pratiquement égale à la puissance incidente, $P_{cl} \approx P_{i-cl}$. Cela revient à une amélioration en transmission dès la présence du plasma de claquage. En termes de transmission, l'applicateur A répond mieux en présence d'un plasma de claquage dont la densité, certainement supérieure à celle correspondant au premier domaine D_1 , doit produire un changement d'impédance plus significatif par rapport à l'impédance à vide.

Pour résumer l'étude présentée dans cette section, en plus de la Figure 5.2 qui regroupe les puissances incidentes P_{i-cl} , nous présentons sur la Figure 5.5 les puissances transmises, P_{cl} et $P_{pré-cl}$, regroupées pour l'ensemble des applicateurs. Dans ce qui suit, nous synthétisons donc les informations fournies par ces figures.

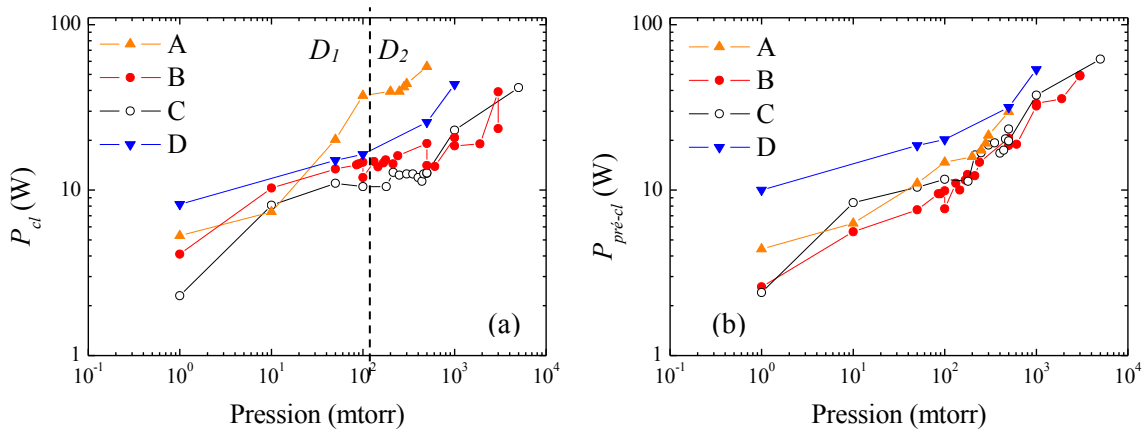


Figure 5.5 Domaines de claquage des sources élémentaires A, B, C et D. Puissances transmises après claquage P_{cl} (a) et avant claquage $P_{pré-cl}$ (b).

i) La puissance incidente de claquage P_{i-cl} permet de déterminer le domaine opératoire de fonctionnement de chaque source plasma, et la Figure 5.2 montre que ce domaine couvre une large gamme de pressions, allant jusqu'à 4 décades. Le résultat obtenu pour ces quatre sources n'est pas une surprise, compte tenu de la conclusion retenue dans le Chapitre 3 lors de l'étude de la source *tête-bêche*. Ces sources présentent la même structure terminale *tête-bêche* et il est donc normal qu'elles opèrent dans un domaine étendu en pression. Toutefois, une différence considérable entre la source du Chapitre 3 appelée *tête-bêche* et celles présentées dans ce chapitre peut être notée : le domaine de pressions défini par le claquage du plasma avec une limite en puissance à 200 W est de seulement 300 mtorr pour la source *tête-bêche* (cf. Figure 3.8), tandis que pour les applicateurs de A à D le domaine est élargi jusqu'à 5000 mtorr, et ce avec une limite de seulement 100 W en puissance (voir aussi la Figure 5.6). Cette différence est étroitement liée aux caractéristiques de transmission de la puissance par les applicateurs (cf. explication ci-dessous) et l'extension du domaine défini par le claquage démontre bien que ces caractéristiques sont nettement améliorées pour les nouveaux applicateurs.

ii) La puissance transmise P_{cl} ne donne que peu d'information sur la puissance réelle nécessaire au claquage du plasma, étant donné que la mesure de la puissance réfléchie est réalisée en présence du plasma de claquage. Avec sa définition donnée par la relation (5.1), la puissance de claquage P_{cl} est dépendante des conditions de propagation dans chaque applicateur, et ces conditions peuvent être changées de manière plus ou moins significative en fonction de la conception de chaque applicateur et du changement en impédance apporté par le plasma de claquage par rapport à l'impédance du vide.

iii) La puissance transmise définie par la relation (5.2), appelée puissance de pré-claquage $P_{pré-cl}$,

représente la puissance proprement dite requise pour l'amorçage du plasma à une pression donnée. En effet, cette puissance ne prend pas en compte l'aptitude d'un applicateur à transmettre la puissance, pourvue que cette puissance atteigne au niveau du Port 2 la valeur nécessaire pour déclencher la décharge. Ceci est très bien illustré sur la Figure 5.5-b où les puissances $P_{pré-cl}$ sont très proches pour les trois applicateurs A, B et C. Ces courbes démontrent bien que l'amorçage du plasma ne dépend que de la configuration de la source et du mode de propagation au-delà du passage micro-onde, et qu'il est indépendant de l'efficacité avec laquelle la puissance est amenée jusqu'au Port 2.

Comme les quatre applicateurs ont une configuration terminale identique, et comme le mode de propagation doit être sensiblement le même, il est normal que la puissance requise pour amorcer le plasma soit de même ordre de grandeur pour les quatre sources.

L'exception de la source D est parfaitement justifiée par le matériau utilisé pour sa réalisation mécanique. En effet, cet applicateur est réalisé en Cu-Ni, matériau censé être amagnétique, et donc sans influence sur le champ magnétique de l'aimant tête-bêche. Or, lors des manipulations expérimentales, nous avons constaté que le matériau n'est pas amagnétique et, par conséquent, il a une influence sur l'intensité et la forme de lignes du champ magnétique. Cette source n'a plus donc la même configuration que les sources A, B et C. Cela explique parfaitement la différence beaucoup plus marquée dans le domaine basse pression, là où le rôle du champ magnétique (absorption résonnante, confinement) est primordial dans l'amorçage (et l'entretien) du plasma. D'après la Figure 5.5-b, cette différence s'amenuise dans le domaine des pressions plus élevées, là où la contribution du champ magnétique au claquage est moindre.

Même si la configuration de la source au-delà du plan d'injection de micro-ondes (passage micro-onde) dans la chambre plasma est essentielle, comme pour tout dispositif dédié à la production du plasma, la conception des applicateurs avec une efficacité en transmission aussi grande que possible reste indispensable. En termes de claquage, une conception d'applicateur idéale serait celle qui permettrait l'égalité $P_{pré-cl} = P_{cl} = P_{i-cl}$, mais, d'après ces premiers résultats présentés dans cette section, un applicateur ne peut être parfaitement adapté en même temps à vide et à une impédance plasma. Cela conduit à un choix à faire lors de la conception d'un applicateur micro-onde dédié à la production du plasma.

Pour conclure sur le domaine de fonctionnement en pression, nous reprenons la Figure 3.9 du Chapitre 3, § 3.2, pour la compléter avec le domaine défini par le claquage des sources A, B, C et D avec une puissance limitée à 100 W. Nous rappelons que pour la source du Chapitre 3, le domaine en pression défini par le claquage (avec une puissance limitée à 200 W) a pu être étendu par des mesures effectuées en présence du plasma, et que ce même type de mesures n'a pas été effectué pour les applicateurs étudiés dans ce chapitre. Toutefois, de la comparaison des domaines définis par le claquage (cf. Figure 5.6), il en résulte clairement que les nouveaux applicateurs ont tous le potentiel de couvrir entièrement le domaine de pressions de la Figure 5.6, et ce avec une bien meilleure efficacité

que celle de l'applicateur décrit dans le Chapitre 3.

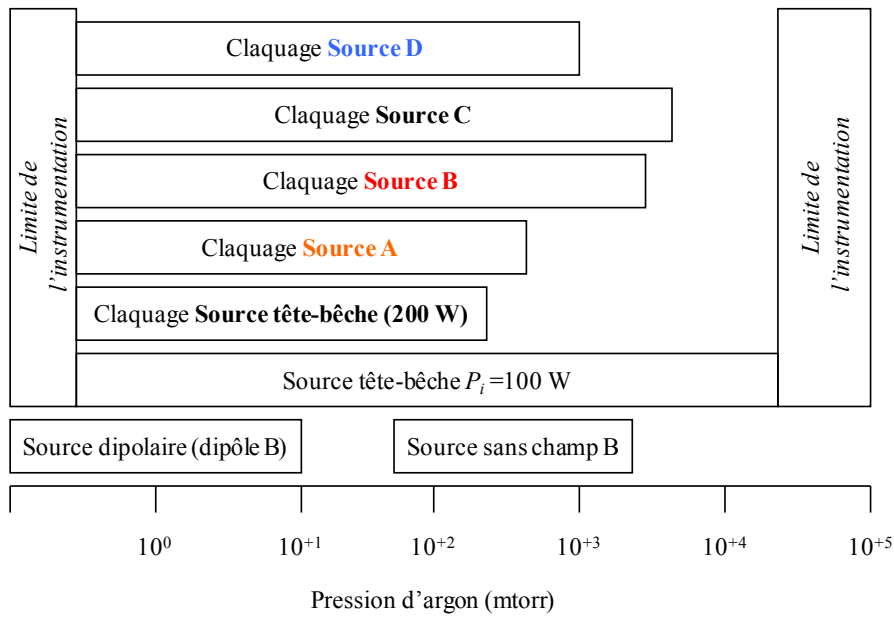


Figure 5.6 Domaine opératoire des sources plasma élémentaires à absorption localisée des micro-ondes

5.1.2 Performances plasma à puissance incidente constante (100 W)

Les performances des sources en termes de production d'espèces chargées sont évaluées sur les domaines de fonctionnement définis dans la section précédente, pour une puissance incidente constante $P_i = 100$ W délivrée par un magnétron. Les mesures de densité sont réalisées avec le système commercial présenté dans le Chapitre 2, § 2.2. La partie collectrice de la sonde électrostatique est orientée suivant l'axe z , et son déplacement suivant la direction x permet de modifier la position de la sonde. La Figure 5.7 présente la position des deux points de mesures $x = 0$ et 20 mm situés à une distance $d = 25$ mm par rapport au plan de l'aimant.

Les densités ioniques sont déterminées après le traitement des courbes avec la théorie de Laframboise (cf. §2.2) et les résultats obtenus pour les quatre sources A-D sont présentés sur la Figure 5.8. A l'exception des valeurs < 2 mtorr, la source A permet d'obtenir des densités ioniques plus élevées que celles obtenues avec les autres sources.

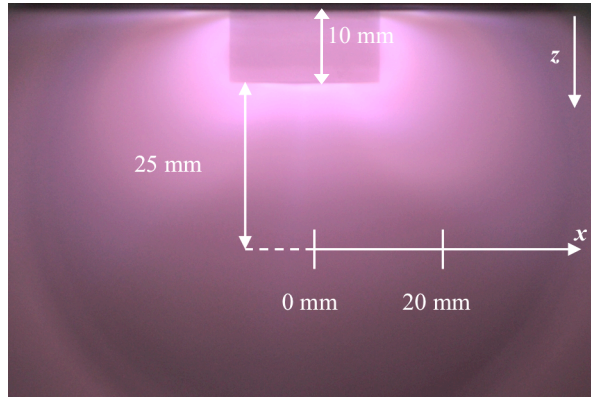


Figure 5.7 Position des points de mesure des densités par sonde électrostatique : $x = 0$ et 20 mm à une distance $d = 25$ mm par rapport au plan de l'aimant.

Les sources B et C présentent des densités plasma similaires, tandis que les performances de la source D sont toujours en deçà des trois autres. Les densités plasma correspondantes à chaque source ont des valeurs et évolutions semblables pour les deux points de mesure, $x = 0$ et 2 mm. L'exception de la source A démontre que le plasma de cette source n'est pas uniforme dans le plan de mesure situé à $d = 25$ mm.

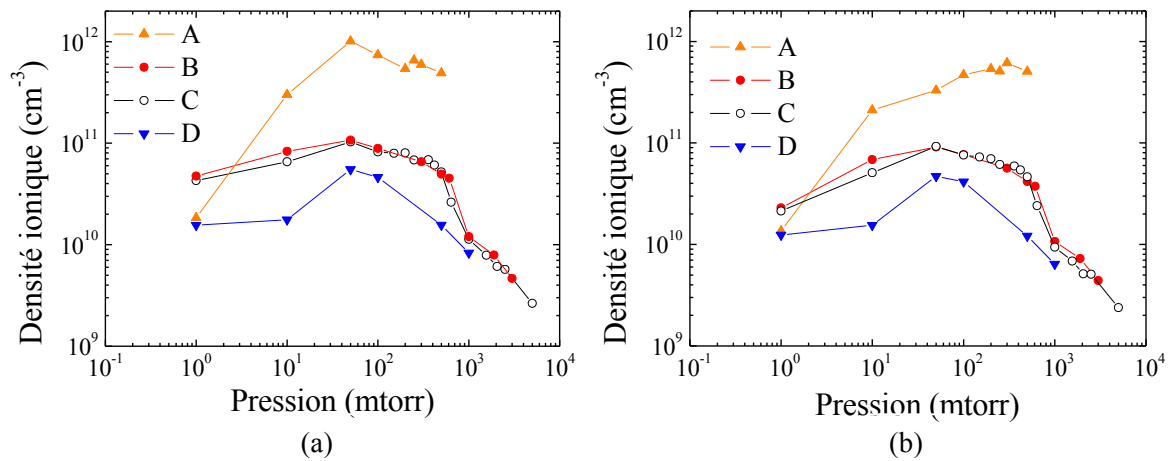


Figure 5.8 Densité ionique des sources A-D en fonction de la pression à $P_i = 100$ W : $x = 0$ mm (a) et $x = 20$ mm (b).

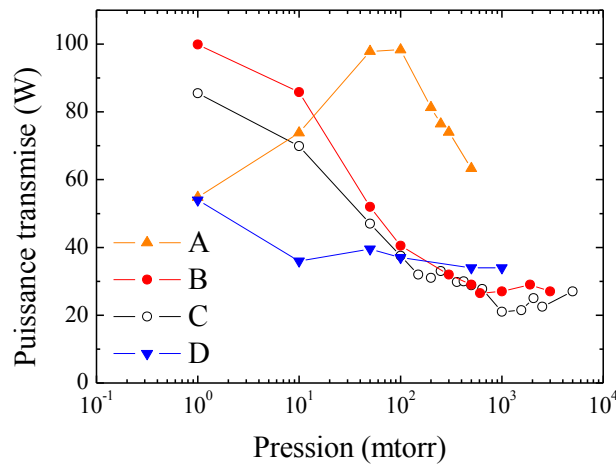


Figure 5.9 Puissance transmise en fonction de la pression des sources A-D à puissance incidente constante ($P_i = 100$ W).

En raison des caractéristiques de propagation électromagnétique différentes d'une source à l'autre, il est également nécessaire de comparer les puissances transmises, du Port 1 au Port 2, lorsque la puissance incidente est maintenue constante. Pour cela, les puissances transmises $P = P_i - P_r$ relevées pendant les mesures des densités ioniques sont présentées sur la Figure 5.9 qui montre évolution différente en fonction de la source :

- Source A : un maximum $P > 0,9 P_i$ est atteint autour de 50-100 mtorr. De part et d'autre, la transmission diminue vers les extrémités du domaine où seulement 50 % de la puissance incidente est transmise au plasma ($P \approx 0,5 P_i$). La transmission de la puissance est conforme à la conception de cet applicateur prévu pour une adaptation en impédance ($P = \text{maximum}$) lorsqu'il est chargé par une impédance faible, 7Ω (cf. §4.2). Bien évidemment, il reste à confirmer qu'une telle impédance correspond aux conditions opératoires $P = \text{maximum} \approx 100$ W et $p = 50$ -100 mtorr. On peut noter que l'efficacité en transmission maximale correspond à une fenêtre assez étroite en pression, et donc en conditions opératoires.
- Sources B et C : la transmission en puissance, très bonne dans le domaine basse pression ($p = 1$ mtorr, $P = P_i$ pour la source B et $P \approx 0,85 P_i$ pour la source C) diminue de manière continue avec l'augmentation de la pression. Cette diminution est plus rapide jusqu'à ~ 200 mtorr, où la transmission est d'environ 40 % ($P \approx 0,85 P_i$) pour se stabiliser à ~ 30 % au-delà de cette pression. Cette évolution correspond aux attentes, puisque leur conception prévoit une adaptation pour des charges terminales plus grandes, 50Ω (cf. §4.3), et donc plus proches de l'impédance du vide.
- Source D : la transmission en puissance est toujours inférieure à 55% ($P \leq 0,55 P_i$) avec une

stabilisation à 35% ($P \approx 0,35 P_i$) à partir de 10 mtorr. La meilleure efficacité est atteinte dans le domaine de très basse pression, cet applicateur étant conçu pour une adaptation à vide (cf. §4.5). Toutefois, par rapport aux autres sources, la transmission est moins performante sur tout le domaine de pressions. La principale raison est sa sélectivité en fréquence à 2,6 GHz au lieu de 2,45 GHz. A cela il faut ajouter le fait que le champ magnétique est modifié par le matériau de fabrication de cet applicateur qui n'est pas amagnétique.

L'analyse comparative des Figures 5.8 et 5.9 permet de conclure que l'évolution de la densité plasma est une conséquence de la variation simultanée de deux paramètres : puissance transmise au plasma et pression. L'effet de la pression est montré sur la Figure 3.8 (§3.3.2, Chapitre 3) pour la source dite *tête-bêche* où la puissance transmise est maintenue pratiquement constante grâce à un adaptateur d'impédance utilisé pour toutes les mesures. Selon la Figure 3.8, à puissance constante, la densité augmente avec la pression, puis elle diminue en raison de la diminution de la longueur de diffusion. A ce comportement lié à la variation en pression, dans le cas présent, l'effet de la puissance doit être superposé. La diminution en transmission conduit, par exemple, à une diminution en densité plus rapide vers les hautes pressions où la transmission est moins efficace pour l'ensemble des applicateurs.

Comme tous les applicateurs ont la même configuration *tête-bêche* (source décrite dans le Chapitre 3 et sources A-D), aux mêmes paramètres opératoires (P et p) la densité plasma doit être la même. Le seul point qui peut être comparé est celui à $P = 100$ W et $p \sim 50-100$ mtorr pour la source A et la source du Chapitre 3. Malheureusement cette comparaison directe n'est pas possible puisque les mesures n'ont pas été effectuées à la même distance par rapport au plan de l'aimant ($d = 20$ mm dans le cas présent et $d = 60$ mm dans le cas de la source *tête-bêche* du Chapitre 3).

5.1.3 Validation des mesures de densité

En raison du nombre important de mesures réalisées pendant ce travail de thèse, le traitement des courbes de sonde est régulièrement effectué avec la méthode de Laframboise implémentée dans le système de traitement des données du dispositif commercial utilisé.

Selon §2.2.2 du Chapitre 2, l'influence du champ magnétique peut être considérée négligeable pour des angles d'inclinaison du fil en tungstène par rapport aux lignes du champ magnétique supérieurs à 2° ($\theta > 2^\circ$). Par conséquent, les mesures prises en $x = 20$ mm ne sont pas affectées par le champ magnétique, tandis que celles prises en $x = 0$ doivent être corrigées lors du traitement de la courbe de sonde. Le système commercial n'offre pas cette possibilité. D'autre part, comme précisé en §2.2.2, la théorie de Laframboise n'est plus valide pour des pressions au-delà du torr.

Afin de valider les valeurs obtenues avec le traitement du système commercial, celles-ci sont comparées (Figure 5.10) aux valeurs obtenues par le traitement des mêmes courbes à l'aide du programme développé au LPSC. Celui-ci prend en compte aussi bien le champ magnétique, que les

collisions dans la gaine.

La Figure 5.10 met clairement en évidence qu'au-delà de 500 mtorr le traitement des courbes avec la théorie de Laframboise (gaine non-collisionnelle) n'est plus approprié. La grande différence (jusqu'à un facteur 20) entre les densités obtenues pour des pressions supérieures à 500 mtorr ne peut être due qu'aux collisions dans la gaine, le champ magnétique ayant moins d'influence dans ce domaine de pressions. L'influence du champ magnétique est principalement ressentie vers la limite de très basses pressions, mais, d'après la Figure 5.10, l'écart entre les densités est moins important (moins d'un facteur 2 à 1 mtorr).

Si on suppose que les valeurs obtenues avec le programme du LPSC sont plus proches de la réalité, la Figure 5.10 démontre que l'effet de la diminution en puissance (diminution de la densité) compense l'effet de l'augmentation en pression (augmentation de la densité), du moins dans le domaine de 10 à 1000 mtorr.

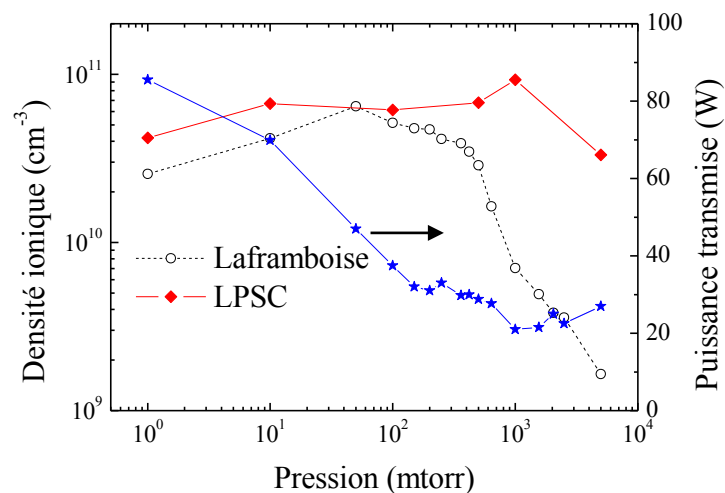


Figure 5.10 Densité ionique en fonction de la pression obtenue par deux programmes différents : commercial (Laframboise) et LPSC (Source C, $P_i = 100$ W, $x = 0$).

L'ensemble des courbes de sonde n'a pas pu être traité par le programme du LPSC, celui-ci étant semi-automatique avec un temps de traitement d'une courbe relativement long. Par conséquent, nous allons considérer que l'ordre de grandeur des densités obtenues avec le système commercial est bon jusqu'à 500 mtorr et qu'au-delà, les valeurs ne sont données qu'à titre informatif et comparatif.

L'ensemble des résultats présentés dans cette section montre que pour la qualification des sources plasma, l'analyse en termes de production d'espèce (densité plasma) doit absolument être effectuée en parallèle avec une analyse électromagnétique permettant de déterminer la puissance transmise au

plasma.

D'autre part, les mesures de densité ne permettent qu'une évaluation locale du plasma dépendante de la position du point de mesure. Cette évaluation locale ne peut pas rendre compte du comportement global du plasma. Pour une analyse complète, il faut donc recourir à la réalisation des cartographies dans plusieurs plans par rapport au plan d'injection des micro-ondes, et compte tenu de la présence du champ magnétique (forte inhomogénéité du plasma d'un plan à un autre), on mesure rapidement les difficultés et la lourdeur de cette démarche. Il est donc indispensable d'utiliser d'autres techniques de caractérisation comme, par exemple, celle proposée dans le Chapitre 2 pour la mesure d'impédances.

5.2 Méthode de mesure de l'impédance plasma

L'objectif proposé est de pouvoir étudier, à travers une grandeur capable de caractériser le plasma de manière globale, l'évolution de celui-ci en fonction des conditions opératoires. Une telle grandeur est l'impédance du plasma et la technique de mesure d'impédances proposée est décrite dans le Chapitre 2, §2.1.2. Cette technique repose sur un dispositif de transposition de fréquence et elle a été validée par des mesures à l'analyseur de réseau vectoriel (ARV), aussi bien dans la section §2.1.2 que dans la section §4.5 du Chapitre 4. A cause des performances électromagnétiques réduites de la source D (pour les raisons présentées dans la section §5.1), celle-ci n'est plus présentée dans ce qui suit.

La détermination de l'impédance plasma est réalisée à partir des mesures d'impédance effectuées au niveau du Port 1 (Figure 5.11) et elle consiste en trois étapes :

- i) Mesure des puissances (incidente et réfléchie) et de la phase. Ces mesures permettent de déterminer le coefficient de réflexion $\Gamma = |S_{11}|$ au Port 1 et, ensuite, l'impédance dans le plan de ce Port 1. Cette impédance (Z_{total}) prend en compte aussi bien l'impédance caractéristique de l'applicateur, que l'impédance du plasma (§5.2.1).
- ii) Mesure du déphasage correspondant à la distance parcourue par l'onde entre le Port 1 (plan de mesure) et le Port 2 (§5.2.2).
- iii) Détermination de l'impédance Z_C de la charge (le plasma dans le cas présent) par changement de plan d'impédance (du Port 1 au Port 2). Ce changement consiste à appliquer le déphasage mesuré au point précédent aux valeurs de l'impédance Z_{total} et de ramener ainsi l'impédance Z_C du Port 2 au Port 1 (§5.2.2).

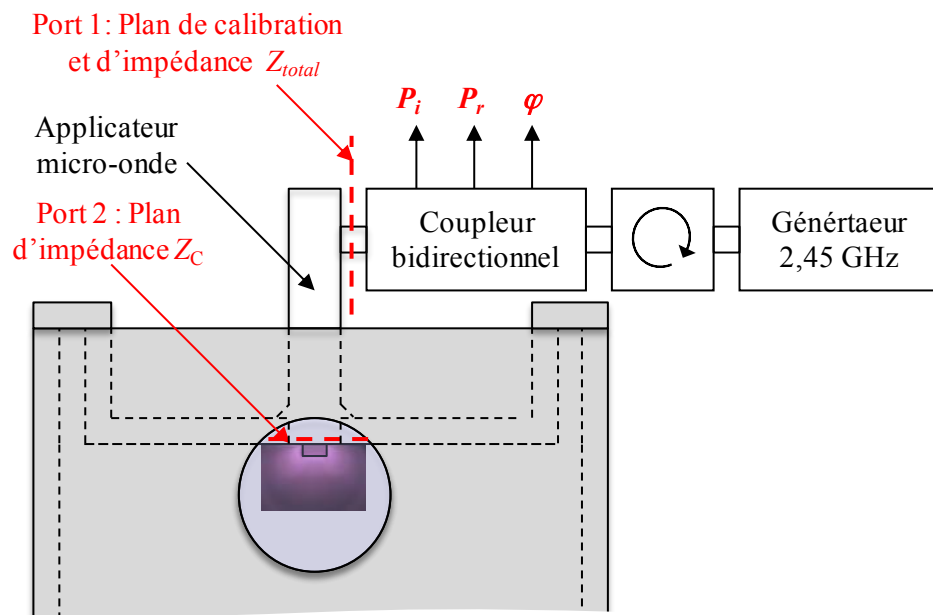


Figure 5.11 Schéma du dispositif expérimental de mesures d'impédance.

5.2.1 Mesure de l'impédance totale

Les impédances sont mesurées à l'aide du dispositif de la Figure 2.14 placé au Port 1 à l'entrée de l'applicateur micro-onde (cf. Figure 5.11). Le dispositif de transposition est donc connecté aux deux ports de prélèvements du coupleur bidirectionnel afin de mesurer les tensions P_i , P_r et la phase φ au niveau de ce plan de mesure (Port 1). Les puissances sont mesurées au wattmètre et la phase à l'oscilloscope (cf. Chapitre 2, §2.1.2).

En utilisant les relations (2.7), (2.9) et (2.12)-(2.15) et en ajoutant le déphasage de calibration (déphasage introduit par le coupleur bidirectionnel, cf. §2.1.2, Chapitre 2), l'impédance complexe $Z_{total} = R_{total} + i X_{total}$ peut être déterminée, R_{total} et X_{total} étant respectivement les parties réelle et imaginaire de l'impédance. Cette impédance Z_{total} représente l'impédance globale de la source élémentaire (l'applicateur avec sa terminaison au-delà du passage micro-onde et le plasma) dans le plan de mesure (Port 1).

Les valeurs Z_{total} obtenues pour une puissance incidente $P_i = 100$ W et pour les pressions correspondant au domaine de chaque source (A, B, C) défini par le claquage (§5.1.1) sont représentées sur l'abaque de Smith de la Figure 5.12.

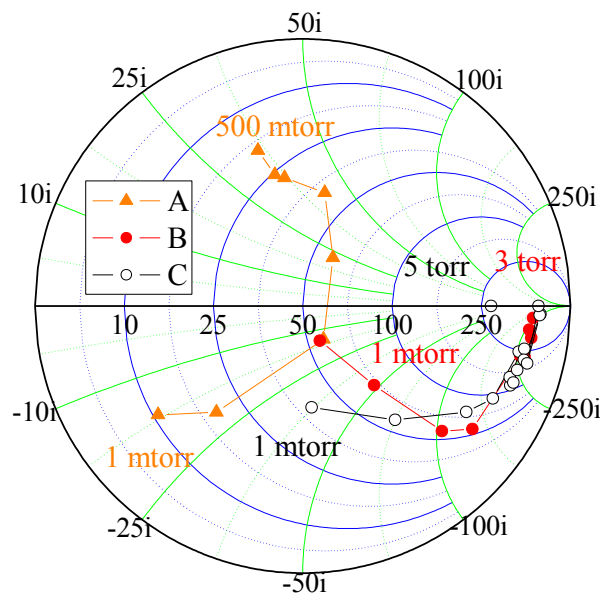


Figure 5.12 Impédance Z_{total} pour les pressions du domaine opératoire des sources A, B et C défini par le claquage ($P_i = 100$ W).

Selon la Figure 5.12, les valeurs Z_{total} des sources B et C sont positionnées sur des courbes proches, situées plutôt dans la partie capacitive de l'abaque. En revanche, la source A présente un comportement très différent : les valeurs du domaine de basses pressions sont placées dans la partie

capacitive, puis dans la partie inductive pour des valeurs de pressions plus élevées. D'après la Figure 5.9, ce changement de signe se situe entre 50 et 100 mtorr, là où la puissance transmise passe par un maximum.

5.2.2 Méthode de changement du plan d'impédance

Le changement de plan d'impédance est réalisé par des mesures d'impédance à l'ARV ($f = 2,45$ GHz) en absence du plasma et, plus précisément, avec les applicateurs en court-circuit. Celui-ci est réalisé à la sortie de chaque applicateur (Port 2) en appliquant une couche métallique (laque d'argent) sur le passage micro-onde. Les valeurs Z_{total} mesurées au Port 1 sont représentées sur la Figure 5.13 pour les trois applicateurs A, B et C *court-circuités*.

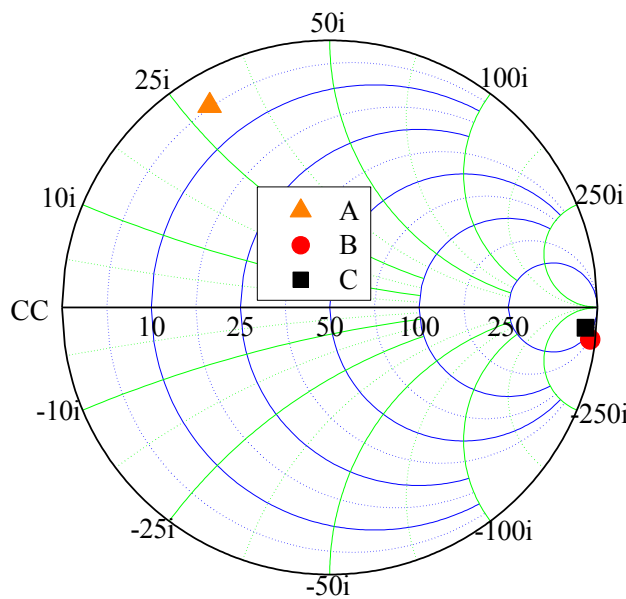


Figure 5.13 Impédance Z_{total} des applicateurs A, B et C en *court-circuit*
($P_i = 100$ W, $f = 2,45$ GHz).

Changer de plan d'impédance revient à ramener les impédances, représentées sur la Figure 5.13, de l'endroit où elles se trouvent sur l'abaque au point correspondant à un court-circuit sur cet abaque (point CC noté où $R = X = 0 \Omega$). Cela revient à ramener le *court-circuit* du Port 2 au Port 1 ou, autrement dit, la valeur Z_{total} mesurée au Port 1 prend la valeur de la charge Z_C (court-circuit dans le cas présent, $Z_C = 0$) du Port 2. Ce "déplacement" des valeurs, et donc de changement de plan d'impédance, correspond à une rotation de phase φ (autour du centre de l'abaque où $R = 50 \Omega$, $X = 0$) différente en fonction de l'applicateur (cf. Figure 5.13) : pour les applicateurs B et C cette rotation dans le sens trigonométrique est $\varphi \approx 180^\circ$, tandis que pour l'applicateur A la rotation est $\varphi \approx 50^\circ$.

Pour déterminer l'impédance de la charge Z_C à partir des valeurs Z_{total} déterminées au Port 1 (valeurs de la Figure 5.12), il faut donc appliquer la phase correspondante de chaque applicateur ($\varphi \approx 180^\circ$ pour B et C, et $\varphi \approx 50^\circ$ pour A) dans les relations (2.12) et (2.13). Naturellement, cette phase est rajoutée à la phase de calibration (cf. §2.1.2, Chapitre 2) appliquée au calcul initial de Z_{total} . Ensuite, les valeurs Z_{total} sont recalculées en utilisant les relations (2.14) et (2.15). De plus, pour déterminer Z_C du Port 2, l'impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$ (au Port 1) utilisée dans les relations (2.14) et (2.15) doit être remplacée par l'impédance caractéristique du dernier tronçon des applicateurs (au Port 2) : $Z_{02} \approx 9,35 \Omega$ pour les applicateurs B, C (cf. Figure 4.13) et $Z_{05} \approx 7 \Omega$ pour l'applicateur A (cf. Figure 4.2). Ces valeurs étant de même ordre de grandeur, la valeur considérée dans tous les calculs est de 10Ω .

Les valeurs obtenues après le changement de phase et d'impédance caractéristique Z_0 ($50 \Omega \rightarrow 10 \Omega$) sont présentées sur la Figure 5.14, et elles représentent donc les valeurs de l'impédance de la charge Z_C du Port 2, et donc du plasma, pour $P_i = 100 \text{ W}$ et différentes pressions. Comme on peut le constater sur cette figure, l'abaque est maintenant centré sur l'impédance caractéristique du Port 2, soit 10Ω .

Les sources B et C présentent des impédances Z_C inductives dans la plupart du domaine de pressions, seules les valeurs à plus hautes pressions ($p > 3000 \text{ mtorr}$) étant dans la zone capacitive. En ce qui concerne la source A, les impédances sont situées aussi bien dans la partie capacitive, que inductive de l'abaque. La transition d'une zone à une autre correspond au domaine de pression de 50 à 100 mtorr, là où la puissance transmise au Port 2 passe par un maximum, comme déjà précisé en §5.2.1.

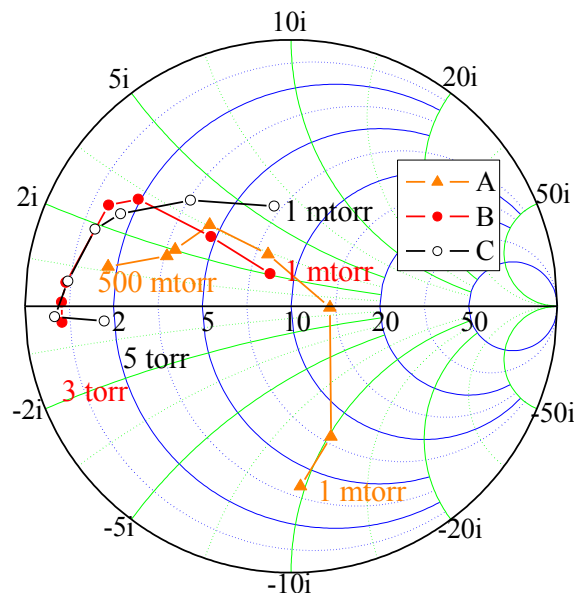


Figure 5.14 Impédance Z_C du plasma pour différentes pressions après la transformation du plan d'impédance (Sources : A, B et C, $P_i = 100 \text{ W}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$, $Z_0 = 10 \Omega$).

D'après les Figures 5.13 et 5.14, le changement du plan d'impédance pour les sources B et C correspond à une rotation d'environ 180° sur l'abaque de Smith. De manière générale, une rotation de 180° correspond à un déplacement multiple impaire de $\lambda/4$ le long d'une ligne de transmission d'impédance constante. Comme l'impédance caractéristique de ces sources B et C est la même dans les quatre tronçons en $\lambda/4$ où le milieu de propagation est l'air, et comme aucune propagation n'a lieu dans le tronçon en court-circuit, l'onde se propage bien sur les trois tronçons $\lambda/4$. Par conséquent, le déphasage de 180° correspond bien à un déplacement de $3 \times \lambda/4$ le long de l'applicateur micro-onde.

On précise que la charge d'impédance Z_C représente bien l'impédance du plasma, mais avec une contribution indissociable de la présence du bouchon de l'aimant au-delà du passage micro-onde. Même si cette contribution n'a pas pu être quantifiée, l'analyse comparative des sources reste pertinente.

5.2.3 Validation numérique du changement de plan d'impédance

Le changement du plan d'impédance, effectué pour en déduire les impédances de la charge Z_C de la Figure 5.14, est validé numériquement pour la source C. Pour se faire, les valeurs Z_C déterminées expérimentalement ont été introduites, au niveau du Port 2, dans le modèle numérique à 2 Ports. Le modèle permet ainsi de calculer Z_{total} au Port 1, et les valeurs expérimentales de la Figure 5.12 sont reportées et comparées aux résultats numériques sur la Figure 5.15.

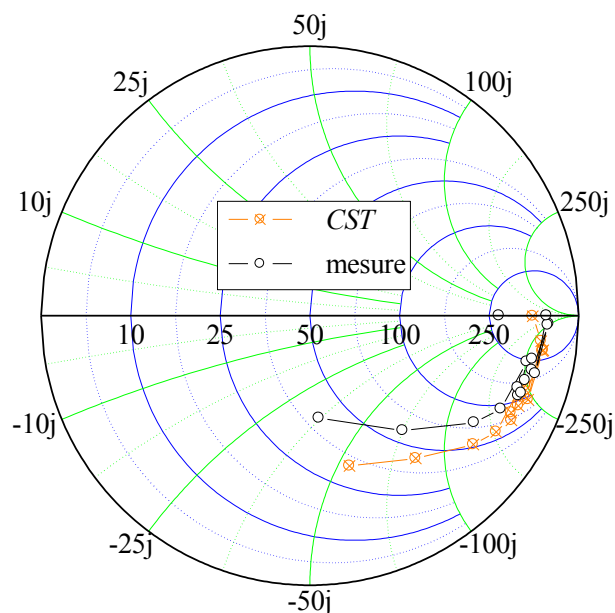


Figure 5.15. Comparaison des valeurs expérimentales (mesure) et numériques (CST) de l'impédance Z_{total} pour différentes pressions (Source C, $f=2,45$ GHz).

Les tendances des courbes obtenues par calcul et mesure sont identiques. En raisonnant en termes de coefficient de réflexion, les phases obtenues par calcul à partir des valeurs Z_C sont très près de celles mesurées. En revanche, les modules du coefficient de réflexion calculés présentent un écart plus important. Celui-ci est lié, par le biais de Z_C , aux erreurs des mesures expérimentales et, en particulier, aux erreurs induites par le coupleur bidirectionnel qui n'isole pas parfaitement les puissances incidente et réfléchi. Néanmoins, la validation numérique du changement de plan d'impédance confirme que, d'une part, les variations de Z_C sont en mesure de nous renseigner sur l'évolution de l'impédance en fonction des conditions opératoires et, d'autre part, ces valeurs donnent un bon ordre de grandeur de l'impédance du plasma tant que la réflexion n'est pas trop importante.

En raison de la visualisation possible du plasma et des informations que l'on peut en obtenir par simple observation, dans ce qui suit de nombreuses photographies sont présentées. Les photographies comparées ont toutes été réalisées avec un appareil réflex numérique équipé d'un capteur CMOS. Les prises de vue ont toutes les mêmes paramètres (distance, longueur de focale, ouverture, temps d'exposition, vitesse d'obturation de l'objectif et sensibilité du capteur). Un traitement postérieur des données brutes enregistrées par le capteur a permis d'appliquer les mêmes corrections à toutes les images (balance de blanc, recadrage...). Les différentes zones de couleurs et d'intensités lumineuses peuvent être donc comparées qualitativement. Visuellement, durant les expérimentations, la couleur du plasma d'argon est rose-violet. La couleur des photographies n'a pas pour objectif d'être ce que l'œil perçoit mais seulement d'être utilisée comme moyen de comparaison et rendre compte de l'évolution du plasma.

5.3 Etude des sources plasma à pression et puissance transmise variables ($P_i = 100 \text{ W}$)

L'étude présentée dans cette section est centrée autour des impédances de la charge Z_C (plasma), et son évolution en fonction de la pression est comparée à celles de la densité ionique locale et de la puissance transmise, qui ont déjà été présentées en §5.2.1. Les impédances, déterminées selon la procédure décrite en § 5.2, sont représentées par leur partie réelle (R_C) et imaginaire (X_C) afin de dissocier la contribution de la puissance active, responsable du chauffage ohmique des électrons du plasma, de celle de la puissance réactive. Nous présentons d'abord les résultats obtenus pour la source A, ensuite ceux de la source B et C, avec des comparaisons intermédiaires et, en dernière partie de cette section, une comparaison finale des sources A-B-C.

5.3.1 Source A

Les résultats présentés sur la Figure 5.16 permettent de faire une analyse comparative de l'évolution des caractéristiques du plasma en fonction de la pression par le biais des mesures globales (impédance plasma Z_C avec ses parties réelle R_C et imaginaire X_C , puissance transmise P , coefficient de réflexion $|S_{11}|$) et locales (densité ionique n_i).

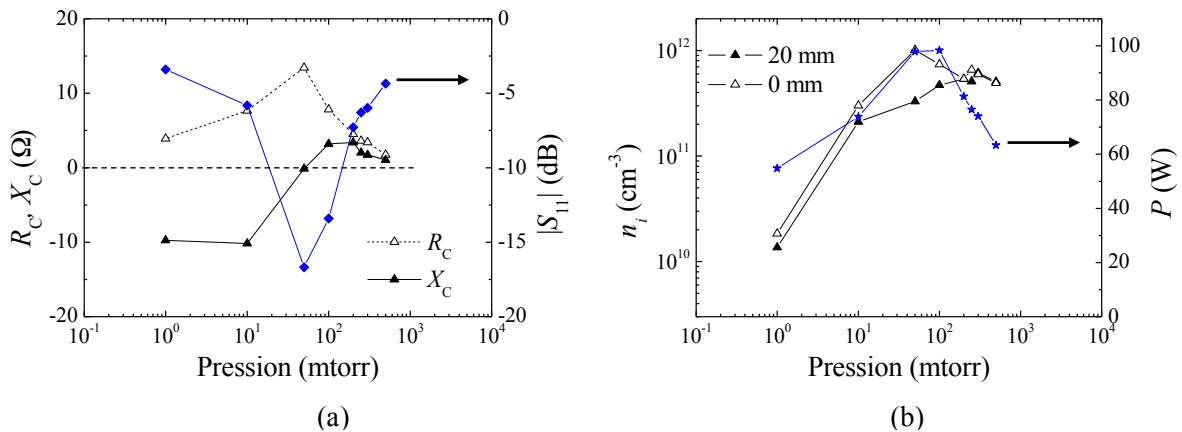


Figure 5.16 Caractéristiques du plasma en fonction de la pression : a) résistance, réactance et coefficient de réflexion ; b) densité ionique, puissance transmise (A, $P_i = 100 \text{ W}$, $f = 2,45 \text{ GHz}$).

Par rapport à la densité ionique et à la puissance transmise en fonction de la pression, déjà présentées sur les Figures 5.8 et 5.9 et regroupées ici sur un seul graphique, on peut constater que l'évolution de l'impédance Z_C (R_C , X_C) montre de manière plus directe le lien entre la puissance transmise au plasma et son comportement global. En effet, le maximum de puissance (Figure 5.16-b), et donc le minimum du coefficient de réflexion (Figure 5.16-a), obtenus autour de 50 mtorr correspondent bien à un

changement de variation de la résistance R_C du plasma, qui passe par un maximum, et surtout à un changement de signe de sa réactance, de $X_C < 0$ à $X_C > 0$.

Au maximum de puissance transmise ($P \approx 98$ W), l'applicateur est donc adapté lorsqu'il est chargé par une charge de $13,4 \Omega$. Egalement, à ce maximum de transmission, on peut constater que le plasma est purement résistif ($X_C = 0$), ce qui signifie que toute la puissance transmise est utilisée pour le chauffage ohmique des électrons du plasma ($P \approx P_a$, où P_a est la puissance active). Dans le reste du domaine de pressions, seule une partie de la puissance P transmise est utilisée pour le chauffage des électrons, et la Figure 5.17 montre bien que la proportion utilisée pour le chauffage ohmique est d'autant plus faible que la pression et la puissance sont faibles. Dans ce domaine basse pression - basse puissance, la puissance est couplée à un plasma capacitif, tandis qu'au-delà de 50 mtorr (fortes densités), le plasma est inductif (couplage inductif). En effet, malgré la diminution de la puissance par rapport à son maximum, les valeurs R_C et X_C diminuent vers les plus hautes pressions (Figure 5.16), et la puissance transmise est mieux utilisée pour le chauffage ohmique (Figure 5.17).

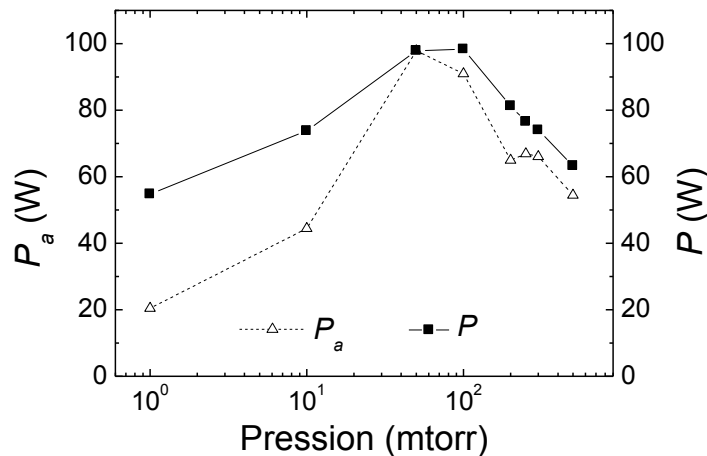


Figure 5.17 Puissance transmise P et active P_a en fonction de la pression (Source A, $P_i = 100$ W).

Les faibles valeurs de la partie réactive de l'impédance et l'efficacité du couplage onde-électrons (chauffage ohmique) peuvent être corrélées aux valeurs de plus en plus élevées de la densité n_i du plasma. Toutefois, avec la variation de la pression, la fréquence de collisions ν varie également, et la modification simultanée de ces deux paramètres plasma n et ν (à ω et ω_c fixés) par le biais des paramètres opératoires (pression et puissance transmise) rend difficile une analyse plus précise et une séparation de la contribution individuelle de chacun de ces deux paramètres.

Cette première analyse comparative (locale et globale) réalisée pour la source A indique clairement la nécessité d'une caractérisation globale du plasma, puisque seule la densité du plasma prise en quelques points de mesure ne peut pas rendre compte des changements de couplage. La Figure 5.16 montre que l'évolution de la densité ne permet pas d'identifier ces changements de manière évidente. De plus, si les mesures en $x = 0$ permettent de relier le maximum de la puissance transmise au maximum de densité (avec le bémol sur les valeurs de la densité au delà de 500 mtorr, cf. Figure 5.10), celles effectuées en $x = 20$ mm ne montrent aucun lien apparent.

Bien que qualitative, une autre analyse peut être effectuée à l'aide des images de la Figure 5.18 qui présentent l'évolution du plasma d'argon avec la pression et la puissance transmise. Les zones de forte luminosité sont généralement associées aux électrons de forte énergie permettant une excitation directe du plasma. A basse pression (1-10 mtorr), on distingue bien la présence de ces électrons énergétiques dans la zone RCE et le piégeage des autres électrons autour des lignes du champ magnétique. En augmentant la pression, l'effet du champ magnétique s'estompe progressivement, et les zones d'excitation du plasma sont de plus en plus localisées près des surfaces (parois et protection métallique de l'aimant).

Si on tient compte des valeurs de la densité plasma, supérieures à la densité critique (même à une distance de 25 mm du plan de l'aimant) pour $p > 10$ mtorr, on peut relier la localisation des zones d'excitation à la pénétration de l'onde sur l'épaisseur de peau. A titre d'exemple, en utilisant les expressions (1.15) et (1.33), les valeurs de la pression indiquées sur la Figure 5.18, des densités supposées d'un ordre de grandeur supérieures à celles mesurées à $d = 25$ mm et, enfin, sans tenir compte de l'effet du champ magnétique sur l'épaisseur de peau, celle-ci est trouvée de l'ordre de 0,8-1,12 mm. Cet ordre de grandeur est cohérent avec les dimensions des zones de forte luminosité contractées près de surfaces (voir Figure 5.19). Pour $p < 10$ mtorr, la densité du plasma est très probablement inférieure à la densité critique et l'onde peut pénétrer et couvrir toute la zone RCE : le couplage de l'onde avec les électrons est réalisé donc en volume.

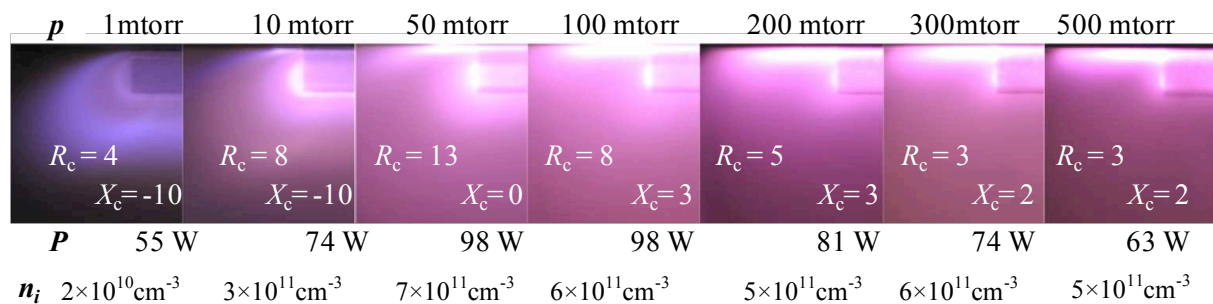


Figure 5.18 Evolution du plasma d'argon en fonction de la pression et de la puissance transmise
(Source A : $P_i = 100$ W, n_i densité moyenne sur les deux valeurs en $x = 0$ et 20 mm).

Si on considère qu'une forte densité du plasma signifie une forte conductivité, et donc une faible résistivité du plasma, l'image de la Figure 5.18 correspondant à $p = 50$ mtorr et $P = 98$ W permet de comprendre la valeur maximale de la résistance ($R_C = 13,4 \Omega$) alors que le plasma est le plus dense et la résistance devrait être la plus faible. En effet, cette condition opératoire correspond à l'efficacité maximale de transfert de puissance, au maximum de densité, mais également à une extension du volume du plasma. La résistance du plasma n'est pas seulement une question de résistivité, mais également une question dimensionnelle.

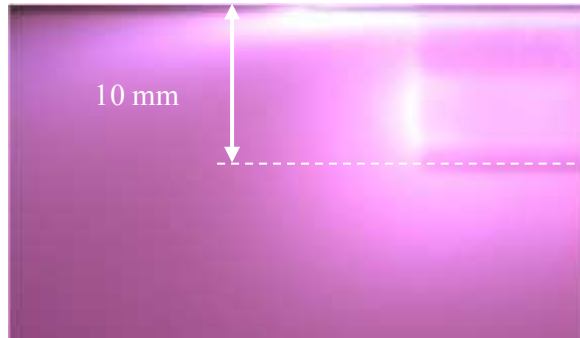


Figure 5.19 Localisation des zones de chauffage des électrons
(Source A : Argon, $p = 50$ mtorr, $P \approx P_i = 100$ W).

5.3.2 Source B et comparaison avec la source A

Tout comme pour la source A, les caractéristiques globales et locales sont représentées sur les Figures 20 et 21 pour une puissance incidente de 100 W délivrée par un magnétron.

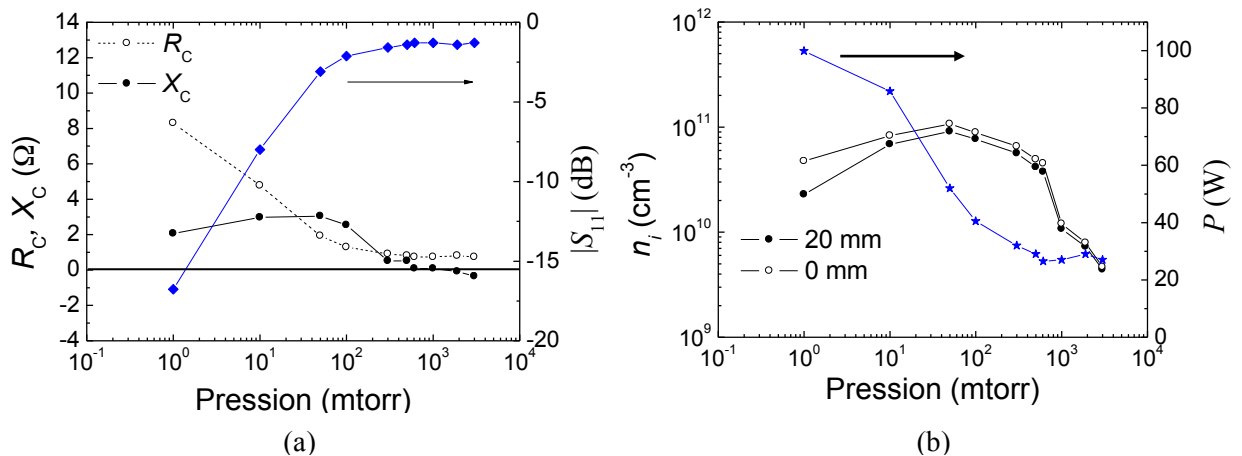


Figure 5.20 Caractéristiques du plasma en fonction de la pression : a) résistance, réactance et coefficient de réflexion ; b) densité ionique, puissance transmise (B, $P_i = 100$ W).

Comme déjà discuté en §5.1.2, les densités obtenues sont de manière générale plus faibles que celles de la source A en raison d'une moins bonne transmission en puissance (plus forte réflexion) de l'applicateur B sur la plupart du domaine de pressions, excepté les plus basses pressions.

La Figure 5.20-a montre que le plasma est essentiellement inductif, et ce dès le début du domaine. Si, par analogie avec les décharges RF (capacitive et inductive) [69]-[71], on relie un comportement inductif à des plus fortes densités, alors le comportement inductif dans cette zone de basses pressions (quelques millitorrs) pourrait être expliqué comme suit : à pression égale (1 mtorr), la source B est mieux adaptée que la source A, la puissance transmise est plus importante et le plasma devrait être plus dense, ce qui n'est pas réellement confirmé par les mesures locales de densité. Toutefois, le plasma de la source B devrait être mieux réparti en volume (plasma plus homogène, volume plus important) que celui de la source A. En effet, ceci peut être constaté sur les images du plasma de la Figure 5.22 (comparer avec la Figure 5.18) pour 1 mtorr.

Sur la Figure 5.20-a on peut également constater qu'au-delà de quelques centaines de millitorrs, les deux parties réelle et imaginaire de l'impédance deviennent de plus en plus faibles. En ce qui concerne la partie réelle, ces faibles valeurs peuvent être expliquées par des faibles résistivités (forte densité, forte conductivité), mais également par des rapports dimensionnels longueur/surface du plasma faibles (voir Figure 5.22). La partie imaginaire est également faible et très proche de zéro. Cela signifie que la puissance transmise est principalement consommée pour le chauffage des électrons, ce qui est confirmé par la Figure 5.21 qui montre que la puissance active devient pratiquement égale à la puissance transmise ($P_a = P \ll P_i$) à partir de 300 mtorr, et donc, que le couplage onde-électrons est très efficace. Cette même efficacité est constatée pour des pressions de quelques millitorrs, c'est-à-dire dans le domaine où l'applicateur est adapté en impédance ($P_i = P = P_a$).

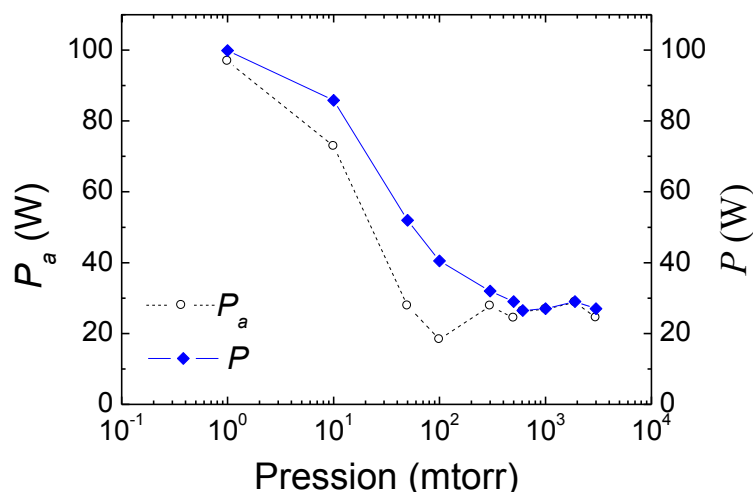


Figure 5.21 Puissance transmise P et active P_a en fonction de la pression (Source B, $P_i = 100$ W).

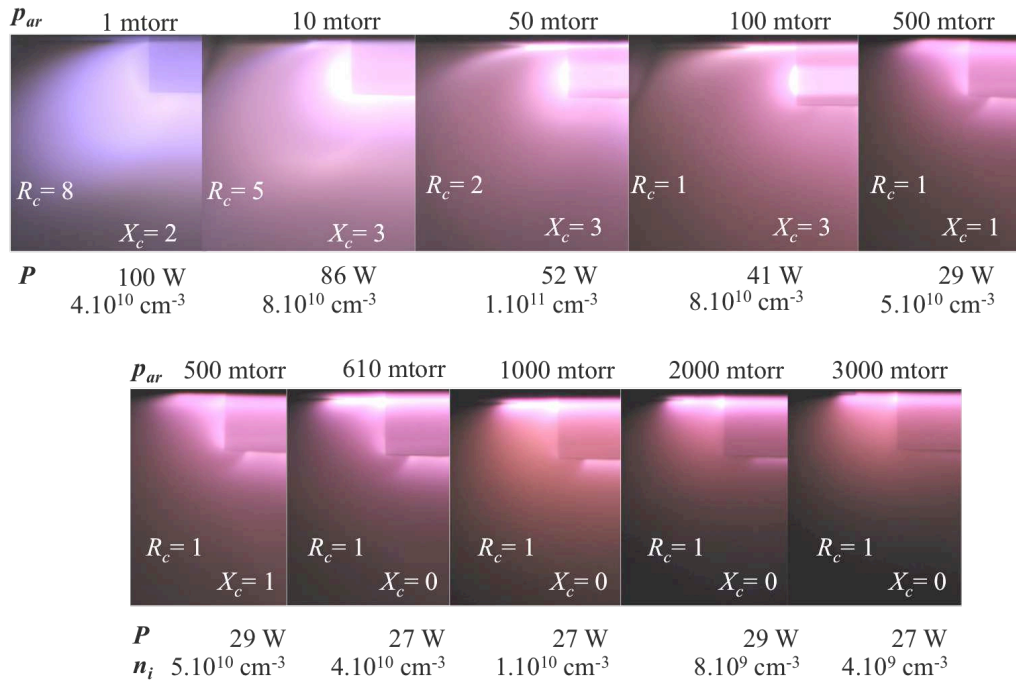


Figure 5.22 Evolution du plasma d'argon en fonction de la pression et de la puissance transmise.
 (Source B : $P_i = 100 \text{ W}$, n_i densité moyenne sur les deux valeurs en $x = 0$ et 20 mm)

Les images de la Figure 5.22 montrent que l'évolution du plasma présente des similitudes, mais aussi des différences par rapport à la source A. On retrouve donc les zones de chauffage des électrons localisées près de surfaces, mais avec l'apparition d'une nouvelle zone de chauffage sur la face avant de l'aimant qui n'a pas de lien apparent avec le champ magnétique. Cela laisse penser que les modes de propagation dans le plasma pourraient être différents en fonction de l'applicateur, ou qu'un nouveau mode de propagation pourrait apparaître au-delà de 500 mtorr. En effet, cette zone n'a pas été observée pour la source A, celle-ci étant étudiée jusqu'à 500 mtorr, et nous n'avons pas tous les éléments nécessaires pour plus d'explications.

Par rapport à la transmission de la puissance et à son couplage ohmique au plasma, sur les deux premières et les trois dernières images, qui correspondent à $P_a \approx P$, on peut remarquer que ce couplage entièrement ohmique se traduit par une répartition du plasma sur un volume plus important (voir, par exemple, le cas à 1000 mtorr par rapport à 500 mtorr ou encore le cas à 1 mtorr).

5.3.3 Source C et comparaison avec la source B

Globalement, la source C a un comportement proche de celui de la source B, avec pour principale différence le domaine de très basses pressions. Malgré ses meilleures performances en termes de claquage qui ont permis de définir un domaine plus large en pressions (jusqu'à 5000 torr), cette source

est moins bien adaptée à 1 mtorr que la source B. Ceci se traduit par un plus fort coefficient de réflexion que celui de la source B (-10 dB au lieu de -17 dB), par une partie réactive aussi grande que la partie réelle (cf. Figure 5.23), et également par seulement ~75% de la puissance transmise dissipée sous forme de chauffage ohmique (Figure. 5.24).

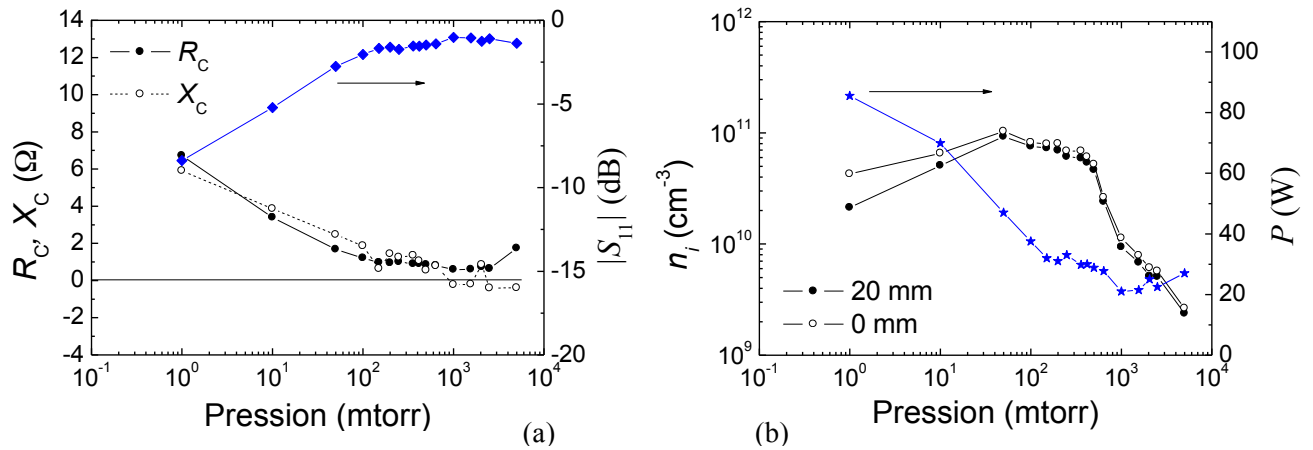


Figure 5.23 Caractéristiques du plasma en fonction de la pression : a) résistance, réactance et coefficient de réflexion ; b) densité ionique, puissance transmise (C, $P_i = 100$ W).

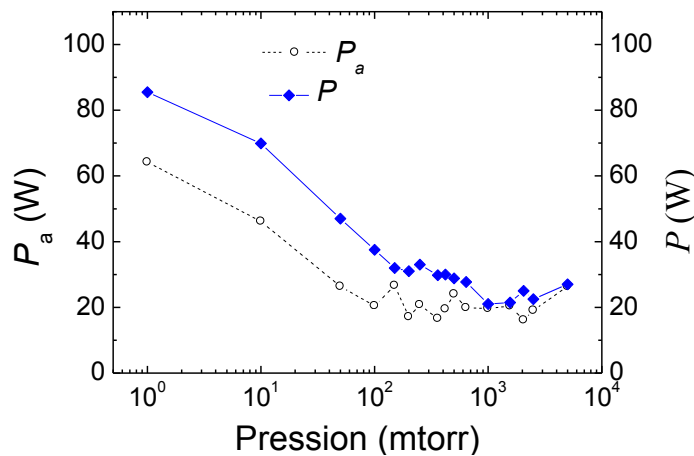


Figure 5.24 Puissance transmise P et active P_a en fonction de la pression (Source C, $P_i = 100$ W).

Tout comme pour la source B, la partie réactive de l'impédance plasma de la source C diminue fortement dans le domaine des pressions plus élevées ($p > 100$ mtorr), et la puissance transmise n'est pratiquement consommée que pour le chauffage des électrons. Ce couplage ohmique a pour conséquence l'expansion du plasma sur un volume plus important, comme cela peut être remarqué sur les images de la Figure 5.25 pour des pressions supérieures à 640 mtorr.

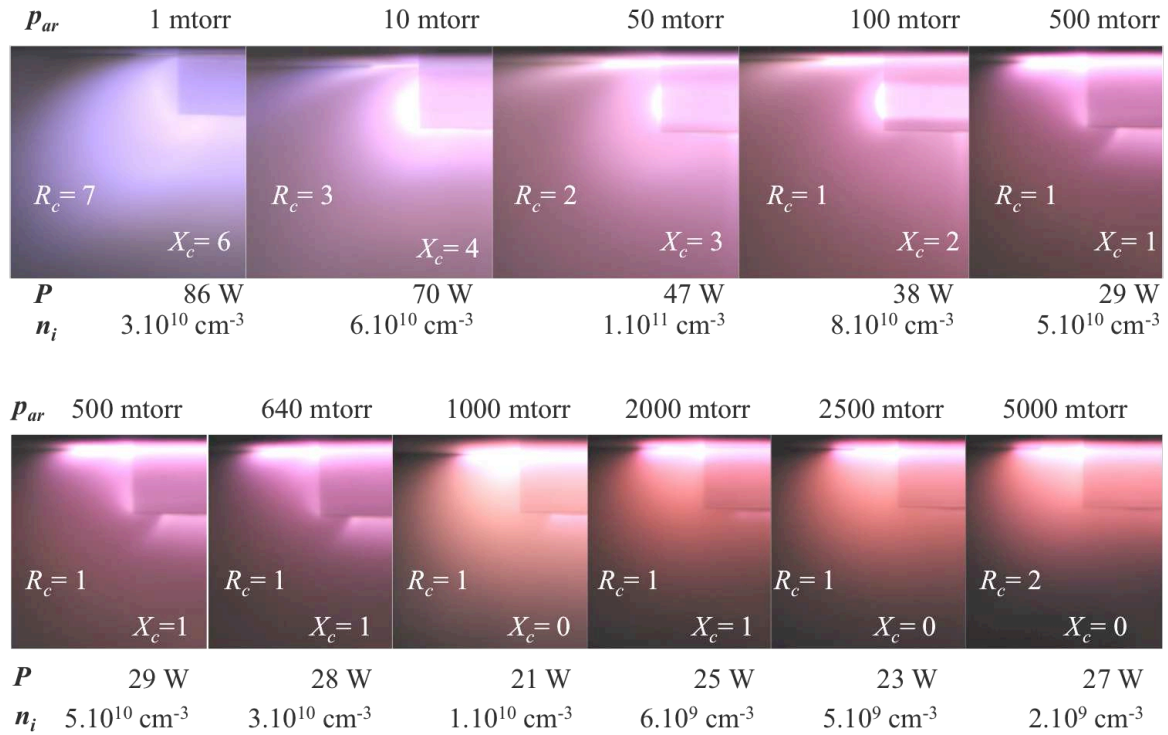


Figure 5.25 Evolution du plasma d'argon en fonction de la pression et de la puissance transmise
(Source C : $P_i = 100 \text{ W}$, n_i densité moyenne sur les deux valeurs en $x = 0$ et 20 mm).

5.3.4 Comparaison Sources A, B et C

Les trois sources A, B et C ont déjà été comparées sur les Figures 5.8 et 5.9 en termes de production de charges et de capacité à transmettre la puissance de l'entrée de l'applicateur (Port 1) jusqu'à sa sortie (Port 2) en fonction de la pression et à puissance incidente constante $P_i = 100 \text{ W}$.

Pour compléter la comparaison des trois sources, dans un premier temps, nous regroupons leurs caractéristiques électriques (module d'impédance plasma et phase $\varphi = \arctan(X_c/R_c)$) en fonction de la pression sur la Figure 5.26. Outre la transition du couplage capacitif au couplage inductif de la source A ($p \approx 50 \text{ mtorr}$, $P \approx 98 \text{ W}$), cette représentation fait mieux ressortir le changement de couplage inductif \rightarrow capacitif des sources B et C dans le domaine des pressions plus élevées ($p > 500 \text{ mtorr}$, $P \approx 20 \text{ W}$).

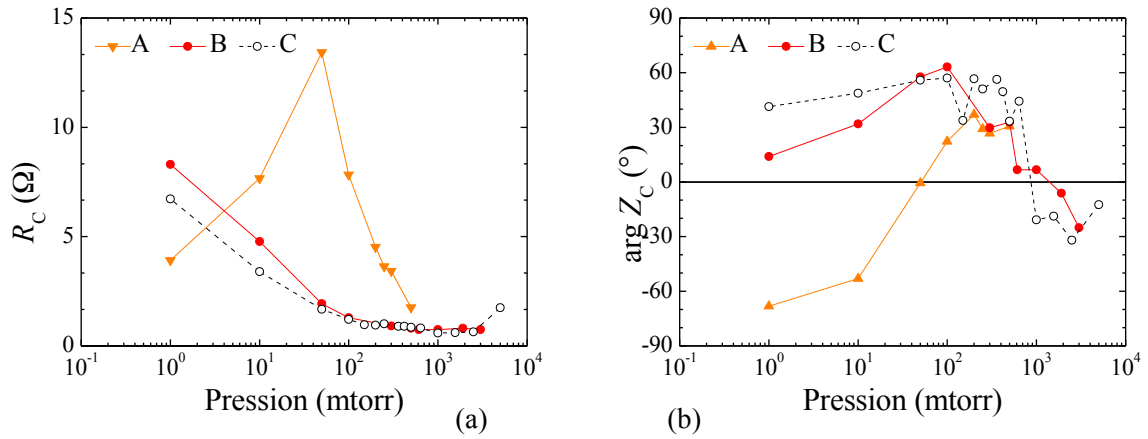


Figure 5.26 Module de l'impédance (a) et déphasage (b) en fonction de la pression (Sources A, B et C, $P_i=100$ W).

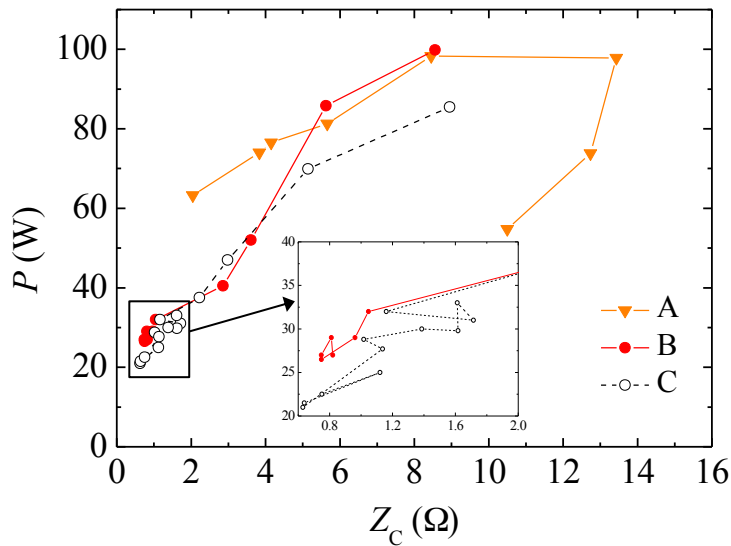


Figure 5.27 Puissance transmise par chaque applicateur du Port 1 au Port 2 en fonction de la charge terminale Z_C (Sources A, B et C, $P_i=100$ W).

Pour chaque pression, les applicateurs sont terminés par des charges d'impédance différente, égale à l'impédance plasma correspondante. Dans des conditions de pulsations d'onde $\omega = 2 \pi f$ et cyclotron ω_{ce} données, cette impédance est déterminée (cf. (1.10) et (1.20)) par la densité plasma (n) et par la fréquence de collisions (ν). Par conséquent, à chaque couple de valeurs (n , ν) déterminé par la puissance transmise et la pression, l'applicateur est terminé par une charge Z_C , et l'efficacité en

transmission de chaque applicateur peut être donc analysée en fonction de cette charge terminale : la Figure 5.27 montre que chaque applicateur peut transmettre de manière efficace ($P / P_i > 80 \%$) la puissance qui lui est appliquée ($P_i = 100 \text{ W}$) si il est chargé avec des charges de l'ordre de 6-14 Ω . Les hystérésis présentes sont dues aux changements du type de couplage.

En ce qui concerne le couplage onde-électrons du plasma, il est souhaitable d'avoir un couplage le plus résistif possible pour que la puissance transmise au Port 2 (au plasma) soit utilisée pour le chauffage des électrons. La Figure 5.28 montre que chaque type d'applicateur permet un maximum de puissance active ($P_a / P \approx 100 \%$) pour les impédances correspondant au maximum d'efficacité en transmission (Figure 5.28-b). Cela est également obtenu pour des faibles impédances (1-2 Ω), mais dans le cas présent ces valeurs correspondent à une transmission peu efficace, $P \approx 20 \text{ W}$, $P / P_i \approx 20\%$ des applicateurs (Figure 5.28-a).

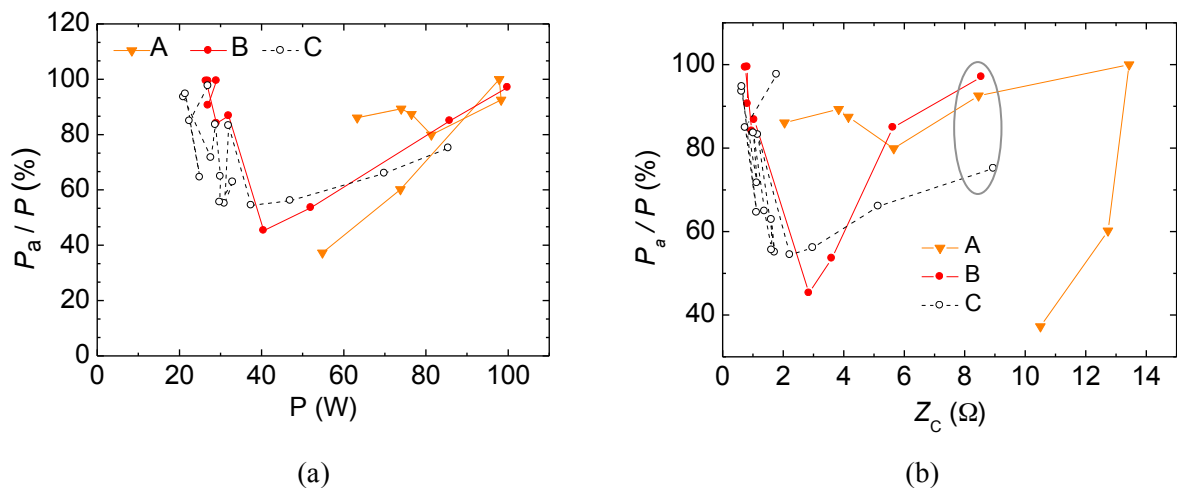


Figure 5.28 Efficacité de couplage onde-plasma en fonction de la puissance et de l'impédance de la charge (Sources A, B et C, $P_i = 100 \text{ W}$).

Pour finir cette comparaison, nous présentons en images (Figure 5.29), le plasma à différentes pressions ($p = 1, 50, 500$ et 2000 mtorr), avec ses caractéristiques précisées à chaque image, sachant que la puissance incidente est maintenue constante à $P_i = 100 \text{ W}$.

$p = 1$ mtorr



$P = 55$ W, $n_i = 2 \times 10^{10}$ cm ⁻³	$P \approx 100$ W, $n_i = 4 \times 10^{10}$ cm ⁻³	$P = 86$ W, $n_i = 3 \times 10^{10}$ cm ⁻³
$Z_C \approx 10 \Omega$, $\varphi \approx -60^\circ$	$Z_C \approx 8 \Omega$, $\varphi \approx +10^\circ$	$Z_C \approx 8 \Omega$, $\varphi \approx +40^\circ$
$P_a/P \approx 37\%$	$P_a/P \approx 75\%$	$P_a/P \approx 97\%$

$p = 50$ mtorr



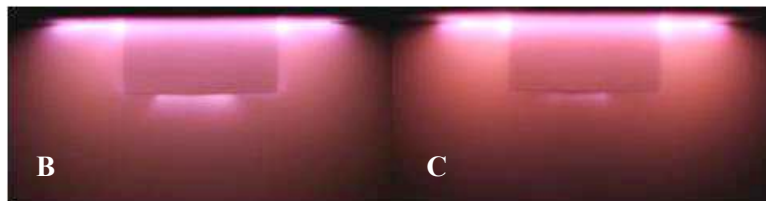
$P \approx 98$ W, $n_i = 7 \times 10^{11}$ cm ⁻³	$P = 52$ W, $n_i = 1 \times 10^{11}$ cm ⁻³	$P = 47$ W, $n_i = 1 \times 10^{11}$ cm ⁻³
$Z_C \approx 13 \Omega$, $\varphi \approx 0^\circ$	$Z_C \approx 2 \Omega$, $\varphi \approx 60^\circ$	$Z_C \approx 2 \Omega$, $\varphi \approx 60^\circ$
$P_a/P \approx 100\%$	$P_a/P \approx 56\%$	$P_a/P \approx 56\%$

$p = 500$ mtorr



$P \approx 63$ W, $n_i = 5 \times 10^{11}$ cm ⁻³	$P = 29$ W, $n_i = 5 \times 10^{10}$ cm ⁻³	$P = 29$ W, $n_i = 5 \times 10^{10}$ cm ⁻³
$Z_C \approx 2 \Omega$, $\varphi \approx 33^\circ$	$Z_C \approx 1 \Omega$, $\varphi \approx 33^\circ$	$Z_C \approx 1 \Omega$, $\varphi \approx 33^\circ$
$P_a/P \approx 86\%$	$P_a/P \approx 86\%$	$P_a/P \approx 86\%$

$p = 2000$ mtorr



$P = 29$ W, $n_i = 8 \times 10^9$ cm ⁻³	$P = 25$ W, $n_i = 6 \times 10^9$ cm ⁻³
$Z_C \approx 1 \Omega$, $\varphi \approx 50^\circ$	$Z_C \approx 1 \Omega$, $\varphi \approx -7^\circ$
$P_a/P \approx 98\%$	$P_a/P \approx 94\%$

Figure 5.29 Plasma d'argon des trois sources A, B et C ($P_i = 100$ W).

Commentaires de la Figure 5.29

1 mtorr : A cette pression, il s'agit bien d'un couplage onde-électrons localisé en volume, dans la zone RCE (couplage résonnant). On peut noter que l'impédance plasma est de même ordre de grandeur pour les trois sources, mais le type de couplage est différent : capacitif pour la source A et inductif pour les sources B et C. Les densités déterminées à $d = 25$ mm sont aussi de même ordre de grandeur, en revanche le plasma est plus dense et plus homogène autour de l'aimant pour les sources B et C. Cela est dû à une meilleure efficacité en transmission de ces deux sources (B, C). Malheureusement, ce bénéfice n'est profitable qu'au voisinage proche de l'aimant, d'où une même densité à $d = 25$ mm. Toutefois, dans le cas d'utilisation de ces sources pour la production d'espèces chimiques (atomes, radicaux) qui n'obéissent pas aux forces magnétiques (confinement), ces sources seront beaucoup plus efficaces que la source A : une plus forte production près de la zone source correspondra également à une plus forte concentration d'espèces en dehors de cette zone.

50 mtorr : Dans ce cas, c'est la source A qui est plus efficace en termes de transmission et de chauffage. La production du plasma est plus importante et, par mécanismes de diffusion et de dérives, celui-ci s'étale dans un volume plus grand. A cette pression, le rôle du confinement du champ magnétique est évident, mais les zones de chauffage localisées près de surfaces sont également visibles. Egalement, d'après les relations (1.15), (1.19) et la Figure 1.4, le couplage RCE est encore efficace ($\nu/\omega_{ce} \sim 10^{-3}$ - 10^{-2} et $\nu/\omega \sim 10^{-2}$), mais vu les fortes densités ($n > n_c$) et la zone de chauffage près de la paroi de la chambre plasma, seule la zone RCE également située près de cette même surface participerait au chauffage RCE (zone RCE située sur l'épaisseur de peau).

500 mtorr : Ce cas est intéressant dans la mesure où le couplage est du même type pour les trois sources, avec une même efficacité de chauffage ($P_a/P \approx 86\%$), mais avec une efficacité en transmission (P/P_i) deux fois plus importante pour l'applicateur A, l'impédance plasma étant également de fois plus grande. Comme à 50 mtorr, le plasma diffuse et se répartit dans un volume plus grand, d'où une densité plus grande à $d = 25$ mm. En ce qui concerne le rôle du champ magnétique, les images des sources B et C confirment que celui-ci peut encore confiner les électrons plus chauds. Par contre, vu la forme des zones de chauffage, il est évident qu'à cette pression qu'il n'y a plus de chauffage RCE.

2000 mtorr : A cette pression, seule la comparaison des sources B et C est possible. Globalement, il n'y a pas de différences majeures entre ces deux sources à part le déphasage de +50 pour la source B contre 7 pour la source C, ce qui expliquerait la différence entre le plasma des deux images. Ce déphasage serait plutôt une dispersion ponctuelle de fonctionnement dû au générateur micro-onde utilisé (magnétron).

5.4 Influence du type de générateur micro-onde sur les performances des sources B et C

Cette section présente les performances en transmission et en densité plasma des sources B et C pour une alimentation en micro-ondes différente : générateur magnétron et générateur à état solide. La comparaison est effectuée pour 100 W de puissance incidente.

La Figure 5.30 présente la puissance transmise en fonction de la pression pour les deux sources B et C, en utilisant pour chacune deux alimentations micro-onde différentes. D'après cette figure, la différence trouvée entre les courbes apparaît principalement dans le domaine des pressions où les deux sources sont moins performantes en transmission ($P / P_i < 50\%$). Grâce à la sélectivité et à la stabilité en fréquence des générateurs à état solide, leur utilisation permet de manière générale d'améliorer l'efficacité en transmission des applicateurs.

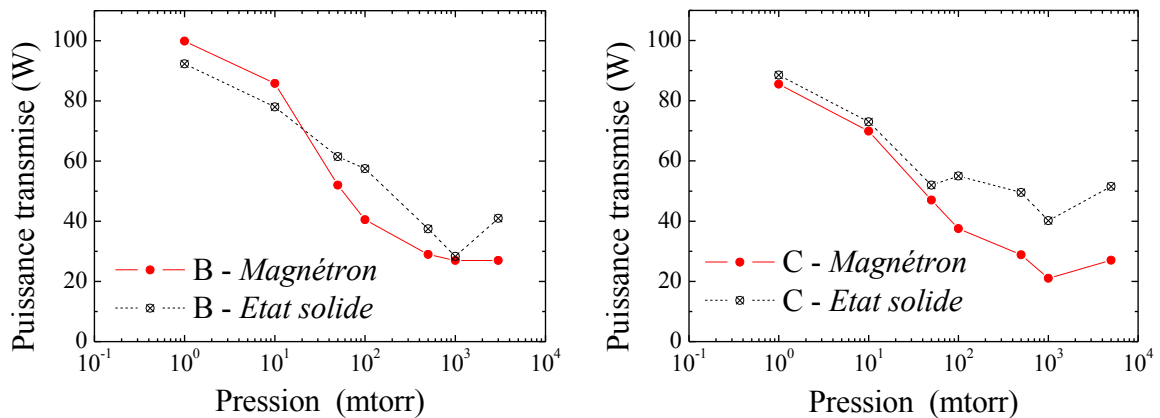


Figure 5.30 Puissance transmise en fonction de la pression par les sources B et C avec une alimentation magnétron et à état solide ($P_i = 100$ W)

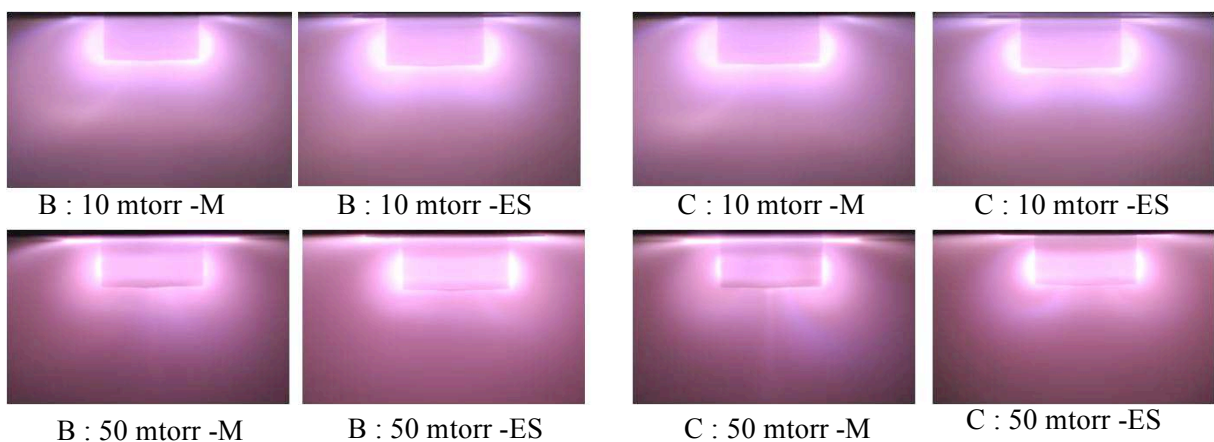


Figure 5.31 Influence du type de générateur (M-magnétron, ES-état-solide) sur le plasma.

Le changement de générateur micro-onde a donc une influence sur le plasma et ses variations sont perceptibles à l'œil, comme montré sur la Figure 5.31, où M est utilisé pour Magnétron et ES pour Etat Solide. De manière plus quantitative, l'influence du type de générateur est montrée sur la Figure 5.32 représentant les impédances plasma sur toute la gamme de pressions étudiée. Cette figure montre bien des changements d'impédance, aussi bien du module que de la phase.

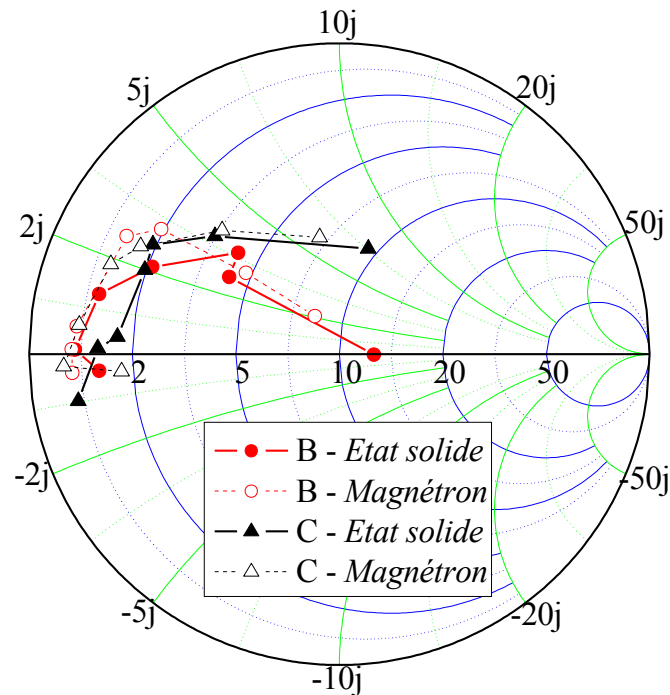


Figure 5.32 Impédance plasma des sources B et C en utilisant deux types de générateurs micro-onde : magnétron (M) et état-solide (ES).

La courte disponibilité de l'amplificateur prototype développé par TED ne nous a pas permis de réaliser la même comparaison pour la source A. Par contre, la source B a pu être étudiée en fonction de la puissance en utilisant le générateur à état solide, ce qui est présenté dans la section suivante.

5.5 Etude des sources plasma à puissance transmise variable et à pression constante

Cette section porte sur l'étude des caractéristiques plasma (électriques et électromagnétiques) de la source B alimentée par un générateur à état solide. Grâce à sa stabilité en fréquence sur tout le domaine de puissances, l'utilisation du générateur à état solide permet la caractérisation de la source à plus basses puissances incidentes. L'étude est donc effectuée en fonction de la puissance incidente (et transmise) pour différentes valeurs de pression : 1, 10, 100 et 500 mtorr.

5.5.1 Pression 1 mtorr

Les caractéristiques de cette source B alimentée à 100 W par un magnétron sont connues et présentées en §5.3 sur les Figures 5.20, 5.21 et 5.26. Elle présente une efficacité maximale ($P_a = P = P_i$) à 1 mtorr, et ceci est confirmé par la Figure 5.33 qui montre qu'elle reste efficace en transmission ($P = P_i$) pour toutes les valeurs P_i de 10 à 100 W. Ceci est logique dans la mesure où cette source est mieux adaptée *à vide* et donc pour des plasmas peu denses.

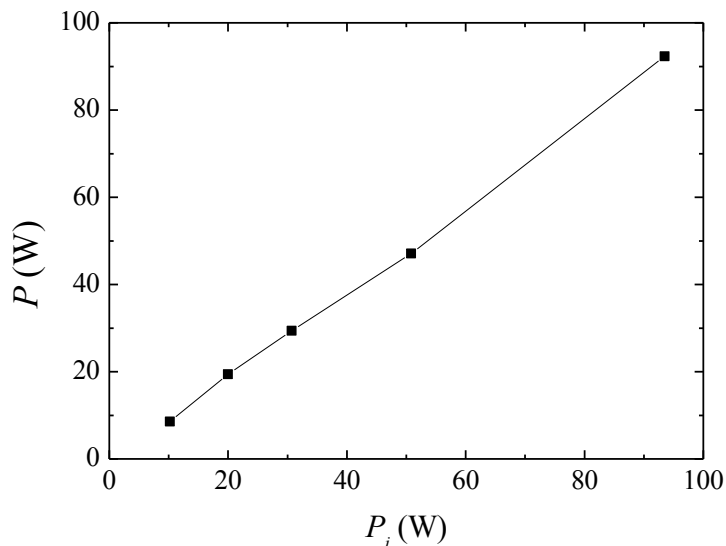


Figure 5.33 Puissance transmise en fonction de la puissance incidente (Source B, $p=1$ mtorr).

Les caractéristiques du plasma (module de l'impédance, phase et densité ionique) sont présentées sur la Figure 5.34 en fonction de la puissance incidente et donc de la puissance transmise. Les résultats obtenus montrent qu'à 100 W, les valeurs déterminées lors de l'utilisation du magnétron ne sont plus exactement les mêmes : le module de l'impédance passe de 8Ω (Figure 5.26) à $\sim 12 \Omega$, et la phase de 10° à une valeur plus proche de zéro, correspondant à un couplage résistif au lieu d'un couplage

inductif. Ces valeurs sont plus cohérentes avec l'adaptation en impédance de l'applicateur selon sa conception, et la différence trouvée est certainement due à l'imprécision sur la valeur de 100 W délivrée par le magnétron. Pour des puissances inférieures à 100 W, la densité du plasma diminue avec la diminution de la puissance et entre 50 et 100 W le module de l'impédance varie peu, une variation plus marquée étant constatée entre 10 et 50 W. Le couplage est capacitif (comme pour la source A) sur tout le domaine des valeurs inférieures à 100 W.

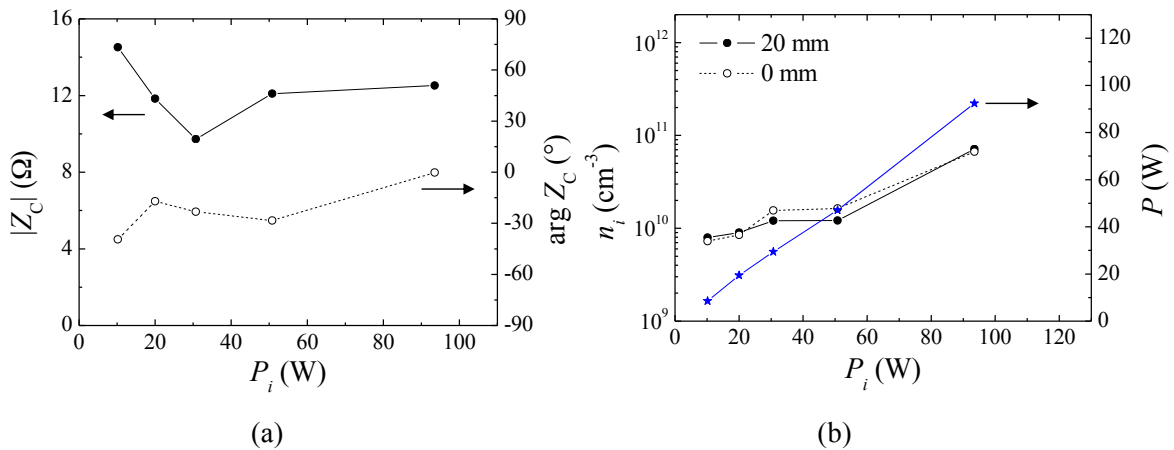


Figure 5.34 Caractéristiques du plasma en fonction de la puissance incidente : a) module de l'impédance et phase ; b) densité ionique, puissance transmise (B, $p = 1$ mtorr)

A titre comparatif, les images d'un plasma capacitif sont montrées sur la Figure 5.35 pour la source A ($P = 55$ W, $\varphi \approx 70^\circ$, $Z_C \approx 3 \Omega$) et pour la source B ($P = 50$ W, $\varphi \approx -30^\circ$, $Z_C \approx 12 \Omega$). Les deux images sont bien semblables.

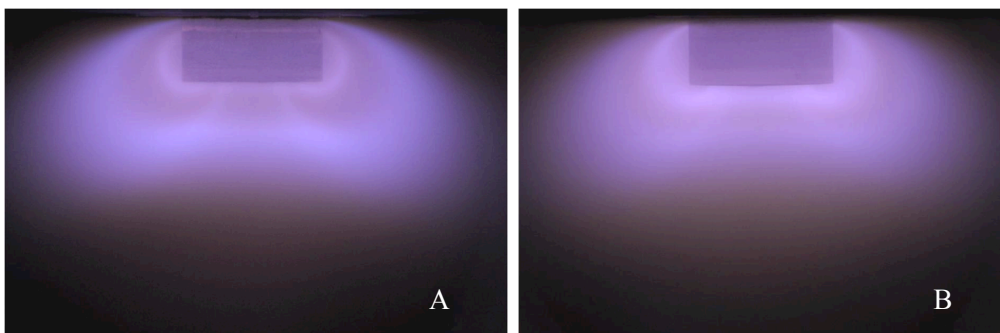


Figure 5.35 Plasma capacitif des sources A ($P = 55$ W) et B ($P = 50$ W) à $p = 1$ mtorr.

5.5.2 Pression 10 mtorr

Les mêmes grandeurs physiques sont représentées sur la Figure 5.36 pour une pression de 10 mtorr. L'efficacité en transmission reste non-altérée jusqu'à ~ 50 W (Figure 5.36-b), mais dès que la densité atteint les 10^{11} cm^{-3} cette efficacité est diminuée pour atteindre la valeur $P/P_i \approx 80\%$ à 100 W de puissance incidente (cf. Figure 5.20). Le comportement inductif du plasma est retrouvé à partir de 40 W de puissance incidente et transmise.

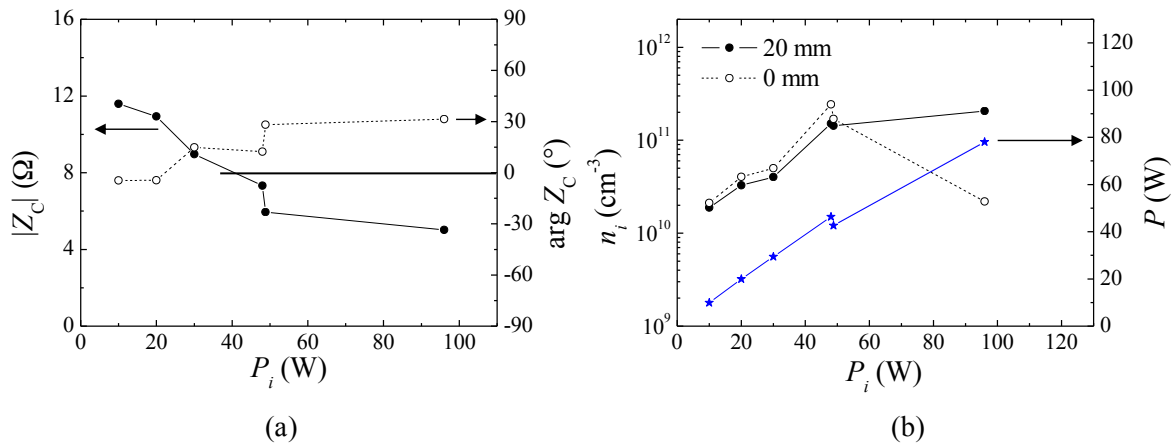


Figure 5.36 Caractéristiques du plasma en fonction de la puissance incidente : a) module de l'impédance et phase ; b) densité ionique, puissance transmise ($B, p = 10$ mtorr)

Le changement de couplage capacitif \rightarrow inductif peut être remarqué sur la Figure 5.37 par l'apparition de la zone de chauffage localisée près de la paroi de la chambre plasma. Ces images permettent également de voir la différence visuelle entre un plasma capacitif (les trois premières images) et un plasma inductif (les trois dernières images).

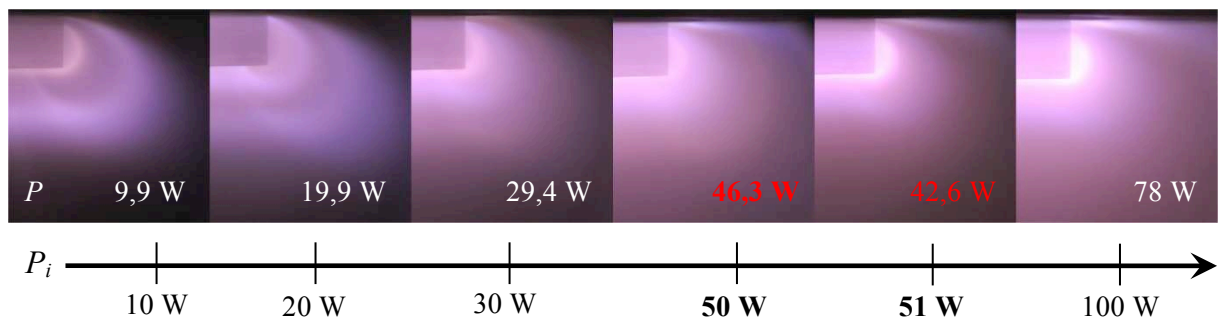


Figure 5.37 Evolution du plasma d'argon en fonction de la puissance (Source B, $p = 10$ mtorr).

5.5.3 Pression 100 mtorr

D'après la Figure 5.38, à cette pression le plasma est inductif ($\varphi = 40-45^\circ$) pour toutes les puissances incidentes (et transmises). Naturellement l'efficacité en transmission est $< 100\%$ sur tout le domaine des puissances incidentes et la densité ionique varie de $6,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour 20 W à $1,1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ pour 100 W de puissance incidente. La décroissance du module de Z_C est donc reliée à cette variation en densité ionique.

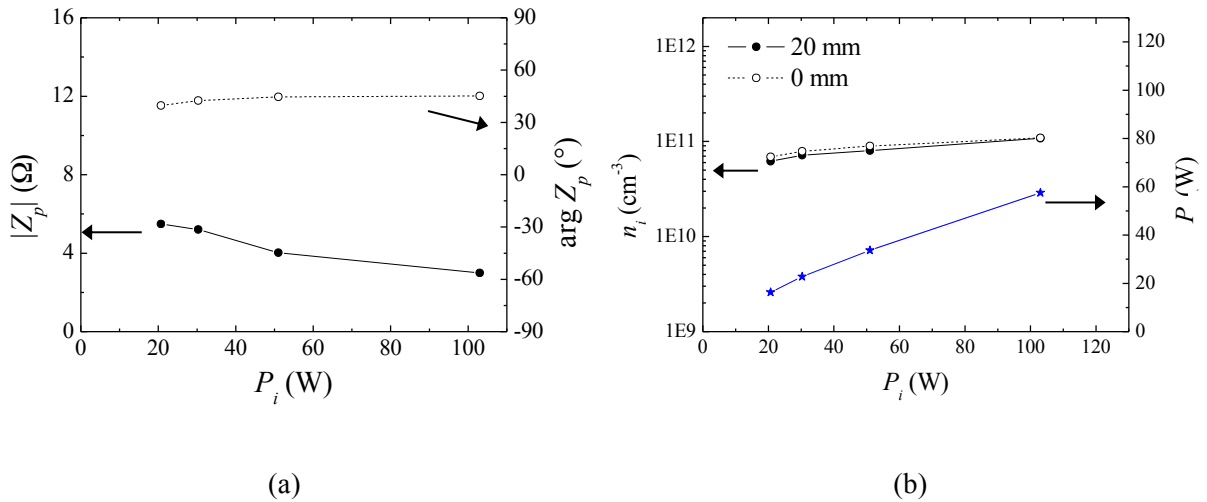


Figure 5.38 Caractéristiques du plasma en fonction de la puissance incidente : a) module de l'impédance et phase ; b) densité ionique, puissance transmise (B, $p = 100$ mtorr)

Pour respecter la tradition, nous présentons sur la Figure 5.39 les images du plasma à 100 mtorr pour différentes valeurs de puissance incidente (et transmise). L'augmentation de la densité avec la puissance se traduit par une contraction de la zone de chauffage des électrons.

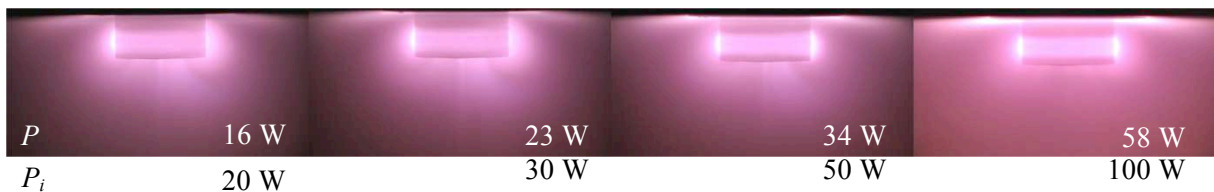


Figure 5.39 Evolution du plasma d'argon en fonction de la puissance (Source B, $p = 100$ mtorr).

5.5.4 Pression 500 mtorr

A cette pression, la puissance incidente n'a pas pu être diminuée en dessous de 50 W. Compte tenu de l'efficacité en transmission de cet applicateur, la puissance transmise varie peu, de 25 à 40 W, et les variations de la densité et l'impédance sont également faibles (Figure 5.40).

Les images du plasma présentées sur la Figure 5.41 sont très semblables, avec une légère augmentation en volume du plasma liée à sa densité légèrement plus grande à 40 W. Ces images permettent également de montrer l'apparition de la zone de chauffage des électrons située sur la face avant de l'aimant.

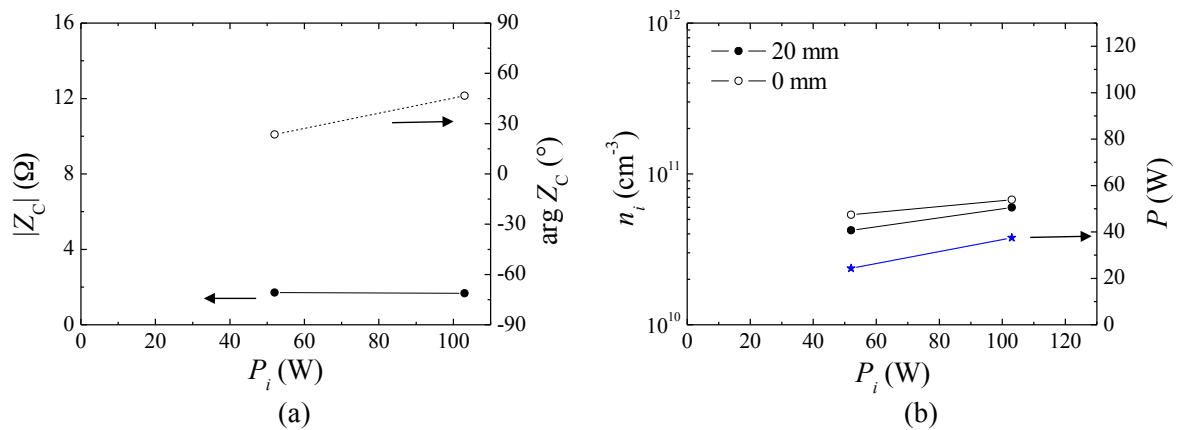


Figure 5.40 Caractéristiques du plasma en fonction de la puissance incidente : a) module de l'impédance et phase ; b) densité ionique, puissance transmise (B, $p = 500$ mtorr).

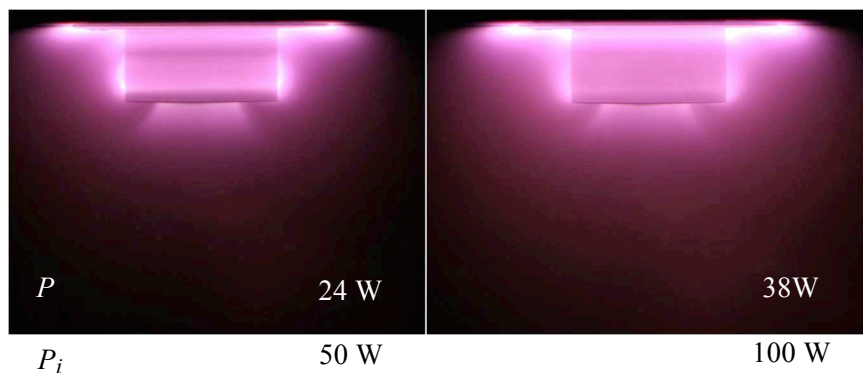


Figure 5.41 Evolution du plasma d'argon en fonction de la puissance (Source B, $p = 500$ mtorr).

L'étude à pression constante présentée dans cette section associée à celle de la section §5.3 permet de conclure que la transition du couplage capacitif au couplage inductif est bien déterminée par la densité du plasma. Toutefois, comme la puissance absorbée par le plasma $P_a = n \theta V$ est reliée, par le biais de

θ (cf. (1.12), (1.24)) aux paramètres opératoires (pression, ω , ω_{ce}), ceux-ci influent la densité du plasma (à puissance donnée). Par conséquent, le couplage est en réalité fixé par les deux paramètres (n et ν) c'est à dire par chaque couple de valeurs (p , P_a) et donc (p , P).

Comme constaté en §3.3 et §3.5, il est possible d'obtenir un couplage inductif même à très basse pression (1-10 mtorr), si la puissance appliquée au plasma P est suffisante pour produire un plasma dense. Par conséquent, l'efficacité en transmission de l'applicateur est étroitement liée au type et à l'efficacité du couplage onde-plasma.

Conclusion du chapitre 5

L'étude présentée dans ce chapitre nous a permis de valider le domaine de fonctionnement en pression des sources plasma élémentaires utilisant les applicateurs optimisés par simulation numérique. Cette étude confirme, comme déjà discuté dans le Chapitre 3, que pour un mode de propagation donné, les puissances de claquage et les caractéristiques du plasma dépendent principalement de la configuration de la source au-delà du passage micro-onde.

Dans un premier temps ceci est confirmé par l'obtention des puissances de claquage de même ordre de grandeur, quel que soit le type d'applicateur. L'étendue du domaine de pression dépend du type de source, mais uniquement à cause de la limite en puissance imposée à 100 W pour le claquage. D'autre part, les sources étudiées dans ce chapitre permettent de couvrir le même domaine de pression que celui de la source étudiée dans le Chapitre 3, car même configuration *tête-bêche*. La limite de très basse pression est, bien évidemment, accessible grâce à la présence du champ magnétique et donc au couplage RCE.

Même si la configuration de la terminaison de l'applicateur est déterminante pour les propriétés du plasma, la conception des applicateurs reste essentielle en termes d'efficacité énergétique, comme pour tout dispositif dédié à la production du plasma. Ceci a été mis en évidence par l'étude, aussi bien du claquage, que des performances de ces applicateurs lorsqu'ils produisent un plasma. En effet, la caractérisation du plasma a permis de montrer clairement qu'un applicateur peut transmettre de manière très efficace la puissance au plasma, et que l'amélioration conceptuelle de ces applicateurs leur permet un fonctionnement sur toute la gamme de pressions sans aucun adaptateur d'impédance et sans aucune source supplémentaire d'amorçage du plasma.

La différence d'efficacité en transmission des applicateurs, en fonction des différentes conditions de pression et de puissance, nous a permis de faire ressortir les deux types de couplage onde-plasma (capacitif et inductif) et d'analyser ainsi l'influence des paramètres plasma sur ce couplage. Cette étude a également permis d'observer les zones de couplage (en volume et près de surfaces) et d'estimer que le couplage résonnant RCE est encore efficace au moins jusqu'à 50 mtorr. Toutefois, aucun paramètre ne nous a permis d'identifier une transition nette entre ce couplage RCE et le couplage collisionnel : cette transition s'effectue certainement de manière progressive.

Les différents couplages ont pu être mis en évidence grâce à la caractérisation du plasma par une grandeur globale, l'impédance du plasma. Ces mesures ont été rendues possibles par le dispositif (décrit dans le Chapitre 2) mis au point dans le cadre de ce travail de thèse, mais également par la méthode développée pour la détermination de l'impédance du plasma.

Conclusion générale et perspectives

De manière générale, les principaux éléments de tout dispositif micro-onde dédié à la production du plasma sont, d'une part, l'applicateur des micro-ondes utilisé comme élément de transmission de la puissance du générateur jusqu'à l'interface d'injection des micro-ondes, et, d'autre part, la source plasma proprement-dite située au-delà de cette interface. Les sources plasma développées au LPSC sont constituées d'un applicateur ouvert ou terminé par une structure magnétique de configuration *tête-bêche*, dans le cas présent. Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse concerne les deux éléments et a eu un double objectif : d'une part, l'étude et la validation de la configuration *tête-bêche*, et d'autre part, la conception, la réalisation et l'étude des nouveaux applicateurs.

L'étude menée dans la première partie de ce travail a permis de démontrer que les performances du plasma en termes de production d'espèces et de domaine opératoire (claquage et maintien) sont bien déterminées par la configuration de la terminaison de l'applicateur, c'est-à-dire par la partie où l'onde est couplée au plasma. Les hautes performances obtenues, plasma dense ($10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) et domaine de pression étendu sur plus de quatre décades (0,1 - 5000 mtorr), ont permis de valider le concept *tête-bêche* choisi comme terminaison des applicateurs.

Comme l'applicateur et sa terminaison font en réalité corps commun, la validation de la *source plasma à conditions opératoires étendues* a nécessairement conduit à l'étude de l'applicateur micro-onde assurant le lien entre le générateur (d'impédance de 50Ω au niveau du connecteur de sortie) et la charge (le plasma) d'impédance complexe, différente de 50Ω , et dépendante des conditions opératoires (pression, puissance, nature du gaz). Les résultats préliminaires obtenus sur un applicateur réalisé selon des plans existants ont très rapidement démontré l'importance de la conception en amont et de la réalisation des applicateurs répondant à des critères de rendement énergétique et de flexibilité opératoire.

Dans le cadre de ce travail, quatre prototypes ont été conçus selon une configuration permettant l'intégration de la structure *tête-bêche*. Ces prototypes ont été optimisés par simulation numérique selon une méthodologie vérifiée et validée par l'expérience. La conception par simulation a rendu possible la simplification de manière considérable de la configuration d'ensemble des applicateurs et l'élimination d'un certain nombre de contraintes technologiques, leur permettant ainsi de mieux répondre aux critères requis (standardisation, fiabilité, robustesse) pour leur industrialisation. L'application de la technique de brasure proposée, largement utilisée par TED dans le domaine du spatial, constitue une rupture technologique importante dans la réalisation des applicateurs dédiés à la production du plasma.

Outre les exigences technologiques, un applicateur doit également répondre aux critères énergétiques, en assurant la transmission de la puissance du générateur au plasma avec un maximum d'efficacité. Pour atteindre cet objectif, les prototypes présentés dans ce manuscrit ont intentionnellement été

conçus pour être adaptés à des charges d'impédance différente, afin de pouvoir explorer leur efficacité dans des conditions opératoires distinctes. Si la simulation numérique a permis de prédire leur efficacité de transmission de l'onde sans réflexion sur des charges prédéfinies, leur efficacité a réellement été validée par l'étude des applicateurs pendant la production du plasma dans des conditions de pression et de puissance différentes. Cette validation a exigé non seulement la qualification des applicateurs, mais aussi celle du plasma qui en est obtenu, et celle-ci a été effectuée en utilisant des techniques de caractérisation électrique et électromagnétique permettant de relier *efficacité énergétique* et *performances plasma*. Ce lien a pu être établi et quantifié grâce à la méthodologie développée dans le cadre de cette thèse pour la mesure d'impédance du système applicateur-plasma et pour la détermination de l'impédance plasma, méthodologie confirmée par la simulation.

La caractérisation *globale* en termes d'impédance plasma s'est avérée d'extrême utilité, d'une part, pour l'identification du couplage entre l'onde appliquée au plasma et ses électrons, et, d'autre part, pour la détermination des conditions opératoires permettant une meilleure absorption, par le plasma, de la puissance transmise par l'onde. Cette caractérisation globale a permis de compléter l'étude en termes de production du plasma réalisée par une caractérisation *locale*, et de démontrer la corrélation entre les rendements de transmission, de couplage et de production du plasma.

De manière générale, un applicateur doit présenter une bonne efficacité sur un domaine opératoire aussi large que possible, avec un minimum d'adaptation en impédance requise. L'étude effectuée pendant ces deux années de thèse nous permet à ce jour d'affirmer que, pour minimiser (voire supprimer) l'utilisation d'un applicateur d'impédance, le choix de conception doit privilégier la réalisation d'un applicateur capable de transformer lui-même une impédance de l'ordre de 8-15 Ω à l'impédance standard de 50 Ω . Ces valeurs, comprises dans le domaine identifié lors de cette étude, correspondent à une impédance moyenne d'un plasma dense en fonctionnement (maintien du plasma) et, dans ce cas, l'amorçage peut être assuré, soit par une configuration appropriée de la terminaison de l'applicateur permettant un amorçage sans une adaptation *à vide* préliminaire, soit par l'apport d'une brève surtension contrôlée par une électronique de commande.

Cette étude ouvre également la voie vers d'autres pistes à explorer, comme par exemple la conception des applicateurs adaptés non pas à une charge de 50 Ω , mais à une charge d'impédance prédéfinie (impédance moyenne du plasma) et, dans ce cas, le générateur micro-ondes doit avoir une impédance de sortie égale à cette impédance. En effet, le développement actuel des générateurs micro-onde à état solide permettrait la mise en œuvre d'un tel générateur à impédance différente de l'impédance standard. Le développement des générateurs à état solide permet également d'envisager d'autres architectures pour la miniaturisation des sources plasma (par intégration de l'alimentation micro-onde à l'applicateur) ou encore pour l'autorégulation électronique en impédance. Cela permettra de donner

un essor important au développement des technologies plasma micro-onde de manière générale, et, en particulier, au développement de ces sources plasma élémentaires qui peuvent être intégrées à des chambres de réacteurs existant en milieu industriel. Une première série d'applicateurs est déjà en fabrication pour équiper au LPSC un réacteur de gravure dédié à la recherche.

Références

- [1] S. Rauf, M.J. Kushner, *A self-consistent analytical model for non-collisional heating*, Plasma Sources Sci. Technol. **6** (1997) 518-523
- [2] I. Ghanashev, M. Nagatsu, H. Sugai, *Surface wave eigenmodes in a finite-area plane microwave plasma*, Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) 337-344
- [3] H. Sugai, I. Ghanashev, M. Nagatsu, *High-density flat plasma production based on surface waves*, Plasma Sources Sci. Technol. **7** (1998) 192-205
- [4] M Moisan, J Pelletier, *Physique des plasmas collisionnels : application aux décharges hautes fréquences*, Grenoble: EDP Sciences (2006) 205-209
- [5] Z. Chen, M. Liu, L. Tang, P. Hu, X. Hu, *A planar-type surface-wave plasma source with a subwavelength diffraction grating inclusion for large-area plasma application*, Journal of Applied Physics **106** (2009) 013314 1-6
- [6] V.I. Kolobov, D. J. Economu, *The anomalous skin effect in gas discharge plasmas*, Plasma Sources Sci. Technol. **6** (1997) R1-R17
- [7] G. J. M. Hagelaar, K. Makasheva, L. Garrigues, J.-P. Boeuf 2009 *Modelling of a dipolar microwave plasma sustained by electron cyclotron resonance*, J. Phys. D: Appl. Phys. **42** (2009) 194019
- [8] J. Pelletier, A. Lacoste, T. Lagarde, M. Moisan, Y. Arnal, Z. Zakrzewski, *Dispositif assurant une division de puissance micro-onde prédéterminée sur une pluralité de charges, notamment pour la production de plasma (déposé le 13 septembre 1999) n° FR 99 11 422*
- [9] M Moisan, J Pelletier, *Physique des plasmas collisionnels : application aux décharges hautes fréquences*, Grenoble: EDP Sciences (2006) 102-124
- [10] A. Lacoste, T. Lagarde, S. Béchu, Y. Arnal, J. Pelletier, *Multi-dipolar plasmas for uniform processing : physics, design and performance*, Plasma Sources Science Technol. **11**, 407-412 (2002).
- [11] L.Latrasse, thèse UJF, *Conception, caractérisation et application des plasmas micro-onde en configuration matricielle* (Grenoble, novembre 2006).
- [12] L. Latrasse, A. Lacoste, J. Sirou, J. Pelletier, *High density distributed microwave plasma sources in a matrix configuration : concept, design and performance*, Plasma Sources Sci. Technol. **16** (2007) 7-12
- [13] P.F. Combes, *Micro-ondes 1. Lignes, guides et cavités. Cours et exercices*, 2^{ème} édition, Dunod (1999) 27-32.

- [14] P.F. Combes, *Micro-ondes 1. Lignes, guides et cavités. Cours et exercices*, 2^{ème} édition, Dunod (1999) 121-134.
- [15] P.F. Combes, *Micro-ondes 1. Lignes, guides et cavités. Cours et exercices*, 2^{ème} édition, Dunod (1999) 29-35.
- [16] P.F. Combes, *Micro-ondes 1. Lignes, guides et cavités. Cours et exercices*, 2^{ème} édition, Dunod (1999) 35-37.
- [17] P.F. Combes, *Micro-ondes 1. Lignes, guides et cavités. Cours et exercices*, 2^{ème} édition, Dunod (1999) 78.
- [18] H. E. Porteanu, S. Kühn, R. Gesche, *Low-Power Microwave Plasma Conductivity*, IEEE Trans. on Plasma Science, **37**, 1 (2009)
- [19] J. E. Stevens, J. L. Cecchi, Y. C. Huang, R. L. Jarecki Jr, *Optimized microwave coupling in an electron resonance etch tool*, J.Vac.Sci.Techn. A **9** (1991), 3
- [20] D. M. Pozar 1997, *Microwave Engineering*, 2ème édition, (New York: Wiley), 565-576
- [21] I. Langmuir and K. B. Blodgett, Phys. Rev. **23** (1924) 49
- [22] D. Bohm 1949, *Characteristics of electrical discharge in magnetic fields*, ed A Guthrie and R Warkeling (Mc Graw-Hill, New York)
- [23] J. G. Laframboise 1966, *Fourth symposium on rarefied gas*, vol.2, ed J H Leeuw (Academic press, New York-London) pp 22-44
- [24] S. Béchu 2004 *Mesures de sondes électrostatiques en plasma basse pression, Plasmas Froids. Génération, caractérisation et technologies* (Saint-Etienne, Publications de l'Université de Saint-Etienne) pp159-223
- [25] P. M. Chung, L. Talbot and K. J. Touryan 1975, *Electrical probes in stationary and flowing plasma: theory and application*, (New York: Springer-Verlag)
- [26] I. Langmuir and H. M. Mott-Smith Gen. Elec. Rev. **27** (1924), 449-55, 538-48, 616-23, 762-71, 810-20
- [27] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir , *The theory of collectors in gaseous discharges*, Phys. Rev. **28** (1926) 727-63
- [28] Swift J D and Schwar M J R 1969 *Electrical probes for plasma diagnostics* (New York: Elsevier)
- [29] Laframboise, J.G. 1966 Univ. Toronto Inst. Aerospace Studies Rept. 100 (June)
- [30] Chen, F.F. 1965 Plasma Physics **7** 47

- [31] N. Mutsukura, K. Kobayashi, Y. Machi, *J. Appl. Phys.* **68** (1990) 2657-2660
- [32] M.A. Lieberman, A. J. Lichtenberg 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, 2nd Edition (New York: John Wiley & Sons)
- [33] J. G. Laframboise, J. Rubinstein, *Phys. Fluids.*, **19**, 12 (1976) 1900-1908
- [34] J. Rubinstein, J. G. Laframboise, *Phys. Fluids.*, **21**, 9 (1978) 1655-1656
- [35] J. G. Laframboise, L. J. Sonmor, *J. Geophys. Res.*, **98** (1993) 337-357
- [36] J. Rubinstein, J. G. Laframboise, *Phys. Fluids.*, **26**, 12 (1983) 3624-3627
- [37] J. Rubinstein, J. G. Laframboise, *Phys. Fluids.*, **25**, 7 (1982) 1174-1182
- [38] D. M. Pozar 1997, *Microwave Engineering*, 2ème édition, (New York: Wiley) 271-275
- [39] P. F Combes 1999, *Micro-ondes 1. Lignes, guides et cavités. Cours et exercices*, 2ème édition (Dunod), 79-81
- [40] J. Pelletier, A. Lacoste, A. Bes, S. Béchu, *Dispositif et procédé de production et/ou de confinement d'un plasma*, (déposé le 6 mai 2010), n° FR 08 57 392
- [41] C. Gauthereau , G. Matthieussent, *J. Physique*, **45**, 1113 (1984)
- [42] J. Pelletier, *High density plasma sources: designs, physics and performance*, New Jersey, Park Ridge (1995) 380-425
- [43] G. Regnard, *Passage micro-onde 200 W/ 2,45 GHz pour réacteur plasma*, Rapport de stage de maîtrise IUP, CNRS
- [44] G. Matthieussent, J. Pelletier, *Microwave excited plasmas : Ambipolar diffusion model of multipolar plasmas*, Amsterdam, Elsevier (1992) 303-349
- [45] C. Koch, G. Matthieussent, *Phys. Fluids*, **26**, 545 (1983)
- [46] M Moisan, J Pelletier, *Physique des plasmas collisionnels : application aux décharges hautes fréquences*, Grenoble: EDP Sciences (2006) 117-124
- [47] J. Musil, M. Misina, *Czec. J. Phys.* **50** (2000) n° 6, 785
- [48] P.F. Combes, *Micro-ondes 1. Lignes, guides et cavités. Cours et exercices*, 2nde édition, Dunod (1999) 124.
- [49] G. Regnard, A. Lacoste, J. Pelletier, A. Bès, S. Béchu, *Dispositif de production de plasma comportant au moins un applicateur coaxial* (25 mai 2010) n° FR 10 64042
- [50] L.P. Bakker, G.M.W Kroesen, F.J de Hoog, *RF discharge impedance measurements using a new method to determine the stray impedances*, *IEEE Trans. on plasma science* **27** (1999) 3

- [51] M. Moisan, R. Grenier, Z. Zakrzewski, *The electromagnetic performance of a surfatron-based coaxial microwave plasma torch*, *Spectrochim. Acta* 50 B (1994) 8
- [52] M.A Lieberman, R.W Boswell, *Modelling the transitions from capacitive to inductive to wave-sustained RF discharges*, *J.Phys France* 8 (1998)
- [53] M. Moisan, J.Pelletier, *Microwave excited plasma*, New-York : Elsevier (1992) 137-139
- [54] M Moisan, J Pelletier, *Physique des plasmas collisionnels : application aux décharges hautes fréquences*, Grenoble: EDP Sciences (2006) 224-231
- [55] M.J.Druyvesteyn, F.M Penning, *The mechanism of electrical discharges in gases of low-pressure*, *Rev. Mod. Phys.*, 87-174 (1940)
- [56] M. A. Herlin, S.C. Brown, *Breakdown of a gas at microwave frequencies*, *Technical report n°60, Research laboratory of electronics*; Massachusetts institute of technology (Boston, Etats-Unis), Mai 1948
- [57] M. Sato, *Interpretation for argon breakdown in DC and microwave fields*, *Bull. Yamagata Univ. (Eng)*, Vol.25 No.2 (1999)
- [58] V .A. Lisovskiy, V. D. Yegorenkov, *Low-pressure gas in combined fields*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 2340-2348 (1994)
- [59] V .A. Lisovskiy, V. D. Yegorenkov, *RF breakdown of low-pressure gas and a novel method for determination of electron – drift velocities in gases*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 3349-3357 (1998)
- [60] V .A. Lisovskiy, V. D. Yegorenkov, *Electron-drift velocity determination in CF₄ and SF₆ in a strong electric field from breakdown curves of low-pressure RF discharge*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32**, 2645-2648 (1999)
- [61] V .A. Lisovskiy, S. D Yakovin, V. D. Yegorenkov, *Low-pressure gas breakdown in uniform DC electric field.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 2722-2730 (2000)
- [62] V.I. Karas, A.F. Alisov et al, *Breakdown and discharge in low-pressure gas created by a microwave radiation undergoing stochastic phase jumps*, *Prob. of Atomic Sciences and Techn.: Plasma physics* **12**, 163-165 (2006)
- [63] M. Moisan, Z. Zakrzewski, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **24** (1991) 1025
- [64] H. Sugai, I. Ghanashev, M. Nagatsu, *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** (1998) 192
- [65] I. Ghanashev, M. Nagatsu, H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997)337
- [66] Z. Chen, M. Liu, L. Tang, P. Hu, X. Hu, *J. Appl. Phys.* **196** (2009) 013314
- [67] F. Werner, D. Korzec, J. Engemenn, *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** (1994) 473

- [68] J Pollak, M Moisan, D. Kéroack, J. Séguin, J. Barbeau, *Plasma Process. Poly*
- [69] U. Kortshagen, N. D. Gibson, J. E. Lawler, *On the E-H transition in RF inductive discharges*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** (1996) 1224-1236
- [70] G. Cunge, B. Crowley, D. Vender, M; M Turner, *Characterization on the E to H transition in a pulsed inductively coupled plasma discharge with internal coil geometry: bi-stability and hysteresis*, *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 576-586
- [71] M. Turner, M. A. Lieberman, *Hysteresis and the E to H transition in radiofrequency inductive discharges*, *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 313-324