



HAL
open science

Étude et réalisation d'une structure combinant un métamatériau à perméabilité ajustable plongé dans un plasma froid à permittivité contrôlable

Rafael Navarro

► **To cite this version:**

Rafael Navarro. Étude et réalisation d'une structure combinant un métamatériau à perméabilité ajustable plongé dans un plasma froid à permittivité contrôlable. Matériaux. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2020. Français. NNT : 2020TOU30032 . tel-02988193

HAL Id: tel-02988193

<https://theses.hal.science/tel-02988193>

Submitted on 4 Nov 2020

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

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

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Présentée et soutenue par
Rafael NAVARRO

Le 10 mars 2020

**Étude et réalisation d'une structure combinant un métamatériau
à perméabilité ajustable plongé dans un plasma froid à
permittivité contrôlable.**

Ecole doctorale : **GEET - Génie Electrique Electronique et Télécommunications :
du système au nanosystème**

Spécialité : **Electromagnétisme et Systèmes Haute Fréquence**

Unité de recherche :

LAPLACE - Laboratoire PLASma et Conversion d'Énergie - CNRS-UPS-INPT

Thèse dirigée par

Jérôme SOKOLOFF et Laurent LIARD

Jury

Mme Ana LACOSTE, Rapporteur
M. Mohamed HIMDI, Rapporteur
Mme Valérie VIGNERAS, Examinatrice
M. Olivier PASCAL, Examineur
M. Jérôme SOKOLOFF, Directeur de thèse
M. Laurent LIARD, Co-directeur de thèse

*¡Dos alas!... ¿Quién tuviera dos alas para el vuelo?
Esta tarde, en la cumbre, casi las he tenido.
Desde aquí veo el mar, tan azul, tan dormido,
que si no fuera un mar, bien sería otro cielo...*

*Deux ailes! ... Qui aurait deux ailes pour le vol?
Ce soir, au sommet, je les ai presque eues.
De là, je vois la mer, si bleue, si endormie,
laquelle si ce n'était pas une mer, ce serait bien un autre ciel ...*

Un petit extrait de "Ascensión"
tiré de "Jícaras tristes" d'Alfredo ESPINO.
À la mémoire de mes parents.

*Caminante, son tus huellas
el camino, y nada más;
caminante, no hay camino,
se hace camino al andar.
Al andar se hace camino
y al volver la vista atrás,
se ve la senda que nunca
se ha de volver a pisar.
Caminante, no hay camino,
sino estelas en la mar.*

*Marcheur, tes pas sont
ton chemin, et rien de plus;
marcheur, il n'y a pas de chemin,
le chemin se fait en marchant.
En marchant se fait le chemin
et en lançant un regard vers l'arrière,
on voit le trajet qui ne doit
jamais être refait.
Marcheur, il n'y a pas de chemin,
mais des stèles dans la mer.*

Un petit extrait de "Proverbios y cantares"
tiré de "Campos de Castilla" d'Antonio MACHADO.
À la mémoire de mes parents.

Remerciements

Tout d'abord je voudrais bien remercier mes directeurs de thèse M. Jérôme SOKOLOFF et M. Laurent LIARD, de m'avoir accueilli et donné l'opportunité de travailler au sein du laboratoire Laplace à l'Université Paul Sabatier sur ce sujet depuis mon stage de master M2 en 2015. Depuis ce temps, vous m'avez vraiment guidé sur mon chemin de la recherche, en partageant avec moi vos connaissances dans chacun de vos domaines, ce qui a enrichi les miennes et je vous en remercie énormément. Je vous remercie également durant ce parcours, pour les critiques constructives qui m'ont aidé à identifier les points faibles, et motivé à les travailler plus dans la réalisation de cette thèse. Par ailleurs, en tant qu'étranger, avec la difficulté dans la maîtrise de la langue française de ma part, la communication et la rédaction ont pu être difficiles, cependant, vous avez fait un double effort sur ces aspects, ce qui a contribué beaucoup à la réussite de cette thèse.

A ces deux personnes mentionnées, j'inclus aussi M. Olivier PASCAL qui a été mon encadrant pendant mon stage de master M1 en 2014, et que je remercie fortement de m'avoir donné confiance, en m'ouvrant les portes de ce laboratoire pour commencer le chemin de la recherche. C'est vraiment un honneur de vous avoir en tant que membres du jury. Je vous respecte, vous admire et vous apprécie grandement.

Je remercie de la même façon Mme. Ana LACOSTE, Mme. Valérie VIGNERAS, et M. Mohamed HIMDI, de faire partie du jury et d'avoir donné de leur précieux temps en acceptant de rapporter et d'examiner cette thèse.

Mes remerciements sont aussi dirigés à l'école doctorale GEET, et plus précisément à Mme. Marie Estruga pour son intérêt à la réussite de cette thèse, en faisant le maximum d'efforts à chaque inscription.

Concernant les groupes de travail auxquels j'appartiens, je voudrais remercier Mme. Nathalie RAVEU, membre du groupe GRE, pour le soutien administratif qui a permis la réalisation d'une conférence internationale, M. Olivier PIGAGLIO, qui fait partie du même groupe, et Romain PASCAUD, enseignant-chercheur à l'ISAE-SUPAERO, pour l'appui et l'aide dans la manipulation des simulations sur ANSYS Electronics Desktop, M. Thierry CALLEGARI et M. Freddy GABORIAU, membres du groupe GREPHE, d'avoir été toujours à disposition pour répondre à mes doutes par rapport à la partie plasma, et pour collaborer à la mise en marche de mon dispositif expérimental.

Concernant le personnel du laboratoire, je remercie tous les services du LAPLACE, particulièrement le service mécanique. Pour ce dernier, j'aimerais adresser mes remerciements à M. Cédric TRUPIN, M. Thierry BERGE, M. Sébastien DALL'AVA et M. Thierry DELMAS qui ont collaboré arduement à la réalisation des différents supports pour les

Remerciements

structures métamatériau, et à la réalisation des anneaux en cuivre pour la dernière structure métamatériau utilisée dans cette thèse. Je voudrais également inclure dans ces remerciements M. Gilles BRILLAT et M. Guillaume MAFFRE, du service électronique de l'université Paul Sabatier, pour leur collaboration à la réalisation des différentes gravures métamatériau.

Pour ce qui est du personnel de l'université Paul Sabatier, je remercie énormément Mme. Catherine STASIULIS pour l'accompagnement dans les démarches administratives à faire en tant que doctorant étranger. J'inclus à ces énormes remerciements Mme. Lucie CARCEL, responsable de la scolarité à l'INSA-Toulouse et sa famille, qui m'ont reçu à mon arrivée en France, et avec qui mon français a commencé à émerger. J'apprécie grandement votre gentillesse, votre compréhension et votre appui, et je vous remercie tous de vive voix.

Concernant mes collègues, je voudrais remercier Alexandre BAMBINA pour l'aide indirecte donnée par son rapport de stage, en ouvrant les portes à ce sujet, Loïc DUBOIS d'avoir partagé sa connaissance du fonctionnement et de l'utilisation de la sonde de Langmuir et mon stagiaire Alex DESTRIEUX pour sa collaboration à la caractérisation du plasma. Je remercie également Hugo PEYRE et Lucas FUSTER pour leur collaboration dans la compréhension de la langue française, en m'aidant dans la traduction de certains textes, et aussi Masayuki TAKAHASHI avec qui j'ai pratiqué mon anglais. Merci également à Alexandre GUGLIELMI et tous les autres collègues pour le soutien pendant la rédaction de cette thèse.

Je voudrais remercier également les doctorants Beatrice FRAGGE, Valentin MAZIERES, Abdel Majid KASSIR, Ali HLELI, Adrien LAFFONT qui avec Alvaro MARTIN-ORTEGA, post-doctorant et M. Laurent GARRIGUES membre du groupe GREPHE, se sont groupés à des autres collègues déjà mentionnés auparavant pour me donner un très précieux cadeau. Cela a été vraiment une surprise que je n'attendais pas mais qui reste inoubliable dans ma pensée.

Avant de finir, j'évoque mes amis, ceux qui sont au Salvador, ceux qui sont à Toulouse, ceux qui sont ailleurs, ceux qui nous ont quittés et résonnent maintenant à une autre fréquence mais dont nous nous souvenons toujours, ceux qui m'ont motivé avec les mots appropriés, ceux qui ont partagé avec moi un voyage, un repas, une chanson, un concert, un Noël, un nouvel an, un anniversaire, un cadeau... Un total remerciement à vous, mes amis.

Finalement, j'évoque avec le même sentiment ma famille, mes parents où que leur énergie soit dans cet univers, et mes grandes sœurs étant loin ; tous sont toujours avec moi dans la pensée. Eux qui me connaissent très bien et qui ont été partie essentielle de cette réussite. Je vous adresse toute ma gratitude à vous, ma famille, je vous aime tellement.

Cette thèse est pour vous, ma famille et mes amis, et à la mémoire de mes parents.

Table de matières

Table de matières.....	viii
Notations et constantes universelles	xii
CHAPITRE I. Métamatériaux et Plasma.	I-1
I.1 Propriétés d'une onde plane électromagnétique.....	I-3
I.2 Propriétés électromagnétiques des métamatériaux.	I-4
I.2.1 Propagation d'une onde dans différents milieux.....	I-5
I.2.2 Rôle des parties imaginaires de ϵr et μr	I-7
I.3 Plasmas froids.....	I-8
I.3.1 Définition d'un plasma	I-8
I.3.2 Principales caractéristiques des plasmas froids basse pression	I-9
I.3.3 Présentation du modèle de Drude du plasma	I-10
I.4 Un métamatériau particulier : le SRR.....	I-13
I.4.1 Définition d'un SRR.....	I-13
I.4.2 Présentation du modèle de Lorentz du SRR	I-15
I.4.3 Présentation du modèle électrique d'un SRR	I-19
I.5 Signature électromagnétique de différents matériaux.	I-20
I.5.1 Définition des paramètres S	I-20
I.5.2 Caractérisation de matériaux avec une dimension finie sur l'axe de propagation. ..	I-22
I.5.2.1 Cas d'un milieu à indice de réfraction n constant	I-23
I.5.2.2 Cas d'un plasma homogène à faible densité électronique ne	I-26
I.5.2.3 Cas d'un plasma homogène à forte densité électronique ne	I-28
I.5.2.4 Cas d'un plasma homogène à densité électronique ne proche des valeurs expérimentales.....	I-30
I.5.2.5 Cas du SRR à perméabilité relative effective homogénéisée.....	I-33

I.5.2.6 Cas du Plasma et SRR double négatif à indice de réfraction n négatif.....	I-38
I.6 Etat de l'art.....	I-43
I.7 Objectifs et démarches de la thèse.....	I-48
I.8 Références du CHAPITRE I.....	I-50
CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.....	II-57
II.1 Problématique de la caractérisation expérimentale.	II-59
II.2 Analyses des méthodes d'extraction des paramètres S et de récupération de paramètres effectifs.	II-61
II.2.1 Méthode de différenciation (HBE).	II-62
II.2.2 Méthode d'inversion (SVKS).....	II-67
II.3 Focus sur des points durs de la méthode.....	II-70
II.3.1 Détermination du signe de la racine carrée de $S_{11}E^2$	II-70
II.3.2 Détermination de n^2	II-73
II.4 Test de la méthode sur des cas connus.	II-75
II.4.1 Echantillon Plasma à densité électronique n_e homogène proche des valeurs expérimentales.....	II-77
II.4.2 Echantillon SRR à perméabilité relative effective homogénéisée.	II-80
II.4.3 Echantillons à indice de réfraction n constant.	II-86
II.4.3.1 QUARTZ.	II-86
II.4.3.2 ERTALON.....	II-89
II.5 Conclusions du CHAPITRE II.....	II-92
II.6 Références du CHAPITRE II.....	II-93
CHAPITRE III. Banc expérimental dédié et caractérisation du plasma.	III-99
III.1 Présentation du dispositif expérimental.....	III-101
III.1.1 Contraintes Micro-onde.	III-103
III.1.2 Contraintes Plasma.	III-104
III.2 Diagnostic plasma : la sonde de Langmuir.....	III-105

Table de matières

III.2.1 Courbe caractéristique $I - V$	III-105
III.2.2 Sonde de Langmuir compensée.....	III-106
III.2.3 Récupération des paramètres Plasma.....	III-107
III.3 Caractérisation Plasma.....	III-110
III.3.1 Mesure du gradient dans la direction H	III-111
III.3.1.1 Influence de la pression et la distance entre les antennes.....	III-111
III.3.1.2 Influence de la puissance.....	III-113
III.3.2 Mesure et étude du gradient dans la direction k	III-115
III.4 Caractérisation hyper-fréquence du plasma.....	III-116
III.4.1 Modèle.....	III-116
III.4.2 Mesures expérimentales.....	III-116
III.5 Conclusion du CHAPITRE III.....	III-118
III.6 Références du CHAPITRE III.....	III-119
CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.....	IV-121
IV.1 Combinaison plasma et réseaux SRR imprimés.....	IV-124
IV.1.1 Réalisation des structures métamatériaux.....	IV-124
IV.1.2 Caractérisation du plasma avec plaques de métamatériau.....	IV-125
IV.1.3 Etude sur la dilution des SRR permettant de conserver une perméabilité négative.....	IV-128
IV.1.4 Caractérisation du plasma avec les bandes SRR.....	IV-130
IV.2 Réseau SRR Sparse Accordable (SRR_{ST}).....	IV-131
IV.3 Combinaison plasma et réseau SRR Sparse Accordable.....	IV-138
IV.3.1 Influence du SRR_{ST} sur le plasma.....	IV-138
IV.3.2 Etude des paramètres S	IV-139
IV.3.3 Analyse d'un effet gaucher potentiel.....	IV-140
IV.3.3.1 Etude expérimentale.....	IV-140

IV.3.3.2 Etude en simulation.	IV-144
IV.4 Influence du plasma sur la résonance du SRR_{ST}	IV-147
IV.5 Conclusion du CHAPITRE IV.....	IV-153
IV.6 Références du CHAPITRE IV.	IV-154
Conclusions et perspectives de la thèse	157
Liste des figures.....	163
Liste des équations.....	173
Liste des tableaux.....	177
Annexes.	179
A. Analyse sur l'impédance réduite à l'interface entre deux milieux à indices de réfraction différents.	179
B. Etude analytique sur le calcul de l'indice de réfraction n avec les possibles combinaisons complexes de ϵ_r et μ_r	182
C. Etude de l'erreur introduite par le changement de l'aire au téflon sur la méthode de caractérisation.....	186
Liste de publications.....	193

Notations et constantes universelles

Variable	Nom	Valeur/Expression	Unités
ε_0	Permittivité absolue du vide	$8.854187817 \cdot 10^{-12}$	[F/m]
μ_0	Perméabilité absolue du vide	$4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$	[H/m]
c_0	Vitesse de la lumière au vide	$c_0 = (\varepsilon_0 \cdot \mu_0)^{-1/2} \approx 3 \cdot 10^8$	[m/s]
Z_0	Impédance d'onde du vide	$Z_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2} \approx 377$	[Ω]
e	Charge de l'électron	$1.602176462 \cdot 10^{-19}$	[C]
K_B	Constante de Boltzmann	$1.3806504 \cdot 10^{-23}$	[J/K°]
m_e	Masse de l'électron	$9.10938215 \cdot 10^{-31}$	[Kg]
\vec{E}	Vecteur champ électrique		[V/m]
\vec{H}	Vecteur champ magnétique		[A/m]
\vec{k}	Vecteur d'onde		[rad/m]
E_0	Amplitude du champ électrique		[V/m]
H_0	Amplitude du champ magnétique		[A/m]
f	Fréquence		[s ⁻¹]
ω	Fréquence angulaire	$\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$	[rad/s]
t	Variable du temps		[s]
z	Variable d'espace		[m]
k_0	Nombre d'onde dans le vide	$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}$	[rad/m]
\underline{n}	Indice de réfraction complexe	$\underline{n} = \sqrt{\underline{\varepsilon}_r \cdot \underline{\mu}_r} = n' - j \cdot n''$	
λ	longueur d'onde	$\frac{c_0}{\underline{n} \cdot f}$	[m]
$\underline{\varepsilon}_r$	Permittivité complexe relative d'un milieu quelconque	$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_r' - j \cdot \varepsilon_r''$	
$\underline{\mu}_r$	Perméabilité complexe relative	$\underline{\mu}_r = \mu_r' - j \cdot \mu_r''$	

Notations et constantes universelles

Variable	Nom	Valeur/Expression	Unités
	d'un milieu quelconque		
$\underline{\varepsilon}$	Permittivité complexe d'un milieu quelconque	$\underline{\varepsilon} = \varepsilon_0 \cdot \underline{\varepsilon}_r$	[F/m]
$\underline{\mu}$	Perméabilité complexe d'un milieu quelconque	$\underline{\mu} = \mu_0 \cdot \underline{\mu}_r$	[H/m]
\underline{Z}	Impédance d'onde du milieu	$Z_0 \cdot \underline{Z}_{red}$	[Ω]
\underline{Z}_{red}	Impédance d'onde réduite du milieu	$\underline{Z}_{red} = \sqrt{\frac{\underline{\mu}_r}{\underline{\varepsilon}_r}}$	
$\underline{\vec{P}}$	vecteur de Poynting	$\underline{\vec{P}} = \frac{ \underline{\vec{E}} ^2}{2 \cdot \underline{Z}} \cdot \frac{\underline{\vec{k}}^*}{k_0 \cdot \underline{n}}$	[W/m ²]
$\tan(\delta_d)$	Tangente de pertes diélectriques	$\tan(\delta_d) = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'}$	
δ	Epaisseur de peau	$\delta = 1/(k_0 \cdot n'')$	[m]
n_e	Densité électronique		[cm ⁻³]
n_i	Densité ionique		[cm ⁻³]
T_e	Température électronique		[K]
T_i	Température ionique		[K]
λ_{De}	Longueur de Debye	$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{k_B \cdot T_e \cdot \varepsilon_0}{e^2 \cdot n_e}}$	[m]
ν_m	Fréquence de collision	$\nu_m = (5.7 \cdot 10^9) \cdot p$	[s ⁻¹]
p	Pression		[Torr]
$\underline{\vec{v}}_e$	Vitesse complexe de dérive des électrons		[m/s]
$\underline{\varepsilon}_{rp}$	Permittivité complexe relative plasma	$\underline{\varepsilon}_{rp} = 1 - \frac{\left(\omega_{pe}/\omega\right)^2}{1 - j \cdot (\nu_m/\omega)}$	
ω_{pe}	Fréquence plasma	$\omega_{pe}^2 = \frac{e^2 \cdot n_e}{m_e \cdot \varepsilon_0}$	[rad/s]

Notations et constantes universelles

Variable	Nom	Valeur/Expression	Unités
$\underline{\sigma}$	Conductivité électrique complexe		$[(\Omega.m)^{-1}]$
\underline{J}_C	Vecteur densité de courant de conduction électrique		$[A/m^2]$
\underline{J}_D	Vecteur densité de courant de déplacement électrique		$[A/m^2]$
F	Rapport : surface occupée et surface de la cellule élémentaire		
ω_0	Fréquence de résonance		$[rad/s]$
ω_{pm}	Fréquence plasma magnétique		$[rad/s]$
γ	Constante d'amortissement		$[rad/s]$
$\underline{\epsilon}_{r_eff}$	Permittivité complexe relative effective du SRR		
$\underline{\mu}_{r_eff}$	Perméabilité complexe relative effective du SRR	$\underline{\mu}_{r_eff} = 1 - \frac{F \cdot \omega^2}{\omega^2 - j \cdot \gamma \cdot \omega - \omega_0^2}$	
\underline{T}	Coefficient de transmission		
$\underline{\Gamma}$	Coefficient de réflexion		
L_E	Longueur de l'échantillon testé		$[mm]$
V_s	Potentiel appliqué		$[V]$
V_f	Potentiel flottant		$[V]$
V_p	Potentiel plasma		$[V]$
A_s	Surface de la sonde de Langmuir		$[mm^2]$

CHAPITRE I. Métamatériaux et Plasma.

Dans ce premier chapitre, nous allons présenter les métamatériaux et plasmas tels qu'ils seront traités et perçus dans cette thèse. Plus précisément, nous allons étudier les propriétés physiques et les caractéristiques électromagnétiques de ces matériaux, ainsi que leur interaction avec une onde électromagnétique.

En préambule, nous allons définir le terme d'onde électromagnétique et décrire avec des modèles simples déjà existants son comportement lors de sa propagation dans un milieu défini par différentes combinaisons de permittivité électrique et de perméabilité magnétique [1], [2].

Ensuite, nous définirons ce qu'est un plasma, plus précisément un plasma froid, à travers une formulation analytique issue du modèle de Drude. Nous montrerons les paramètres mis en jeu dans ce modèle [3], [4]. Puis nous nous focaliserons sur une structure métamatériau à perméabilité négative, le Split Ring Resonator (SRR), en donnant sa définition et l'expression analytique de sa perméabilité issue du modèle de Lorentz [2], [5].

Une fois ces modèles compris, nous allons montrer la signature électromagnétique à partir des paramètres \underline{S} de certains matériaux classiques, en incluant aussi le milieu plasma, la structure métamatériau SRR, et la combinaison des deux. Cette signature sera obtenue à l'aide de modèles analytiques dédiés implémentés sur MATLAB® et de simulations numériques faites avec le logiciel commercial ANSYS Electronics Desktop®.

Finalement, nous présenterons l'état de l'art des travaux déjà faits sur le sujet et nous détaillerons les principaux résultats obtenus par la combinaison de ces deux matériaux avec une permittivité et perméabilité négatives.

Table des matières

I.1 Propriétés d'une onde plane électromagnétique.....	I-3
I.2 Propriétés électromagnétiques des métamatériaux.....	I-4
I.2.1 Propagation d'une onde dans différents milieux.....	I-5
I.2.2 Rôle des parties imaginaires de ϵ_r et μ_r	I-7
I.3 Plasmas froids.....	I-8
I.3.1 Définition d'un plasma	I-8
I.3.2 Principales caractéristiques des plasmas froids basse pression	I-9

CHAPITRE I. Métamatériaux et Plasma.

I.3.3 Présentation du modèle de Drude du plasma	I-10
I.4 Un métamatériau particulier : le SRR.....	I-13
I.4.1 Définition d'un SRR.....	I-13
I.4.2 Présentation du modèle de Lorentz du SRR.....	I-15
I.4.3 Présentation du modèle électrique d'un SRR	I-19
I.5 Signature électromagnétique de différents matériaux.	I-20
I.5.1 Définition des paramètres \mathcal{S}	I-20
I.5.2 Caractérisation de matériaux avec une dimension finie sur l'axe de propagation. ...	I-22
I.5.2.1 Cas d'un milieu à indice de réfraction n constant	I-23
I.5.2.2 Cas d'un plasma homogène à faible densité électronique ne	I-26
I.5.2.3 Cas d'un plasma homogène à forte densité électronique ne	I-28
I.5.2.4 Cas d'un plasma homogène à densité électronique ne proche des valeurs expérimentales.....	I-30
I.5.2.5 Cas du SRR à perméabilité relative effective homogénéisée.....	I-33
I.5.2.6 Cas du Plasma et SRR double négatif à indice de réfraction n négatif.....	I-38
I.6 Etat de l'art.	I-43
I.7 Objectifs et démarches de la thèse.....	I-48
I.8 Références du CHAPITRE I.....	I-50

I.1 Propriétés d'une onde plane électromagnétique.

Une onde plane électromagnétique est constituée d'un ensemble d'oscillations positives et négatives, à une fréquence f , d'un vecteur champ électrique $\underline{\vec{E}}^1$ en [V/m] associé à un vecteur champ magnétique orthogonal $\underline{\vec{H}}$ en [A/m] oscillant à la même fréquence.

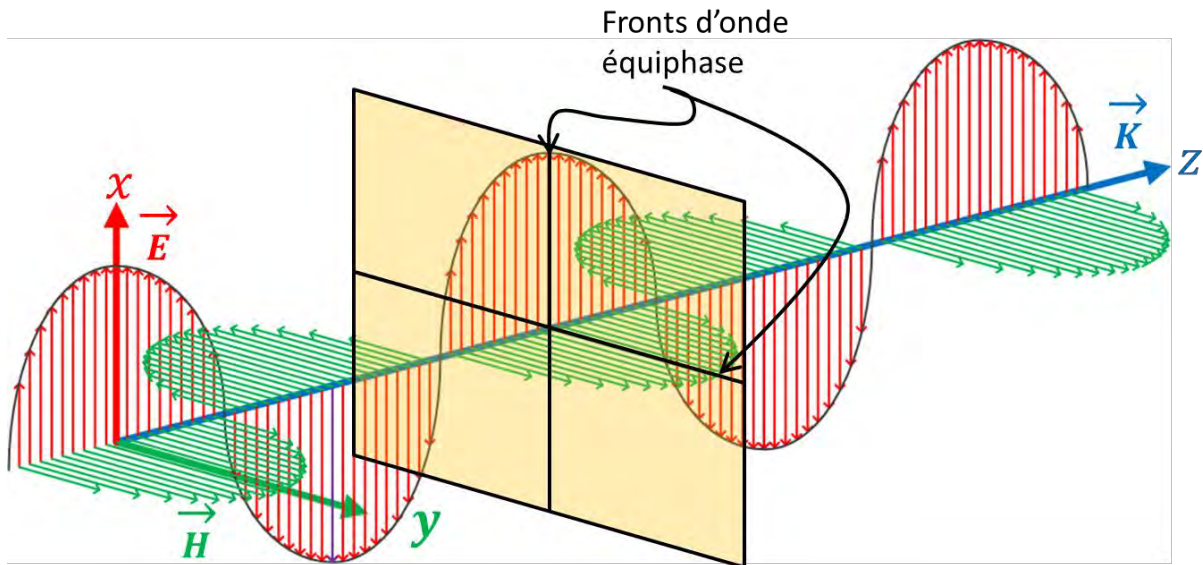


Fig. I-1. Représentation schématique d'une onde plane (Onde TEM).

Sur la Fig. I-1 ces deux champs orthogonaux se propagent dans un milieu homogène suivant le vecteur d'onde $\underline{\vec{k}} = \langle 0, 0, k_z \rangle$ en [rad/m] dirigé suivant l'axe-z. Cet ensemble de trois vecteurs orthogonaux forme un trièdre direct.

Ces deux champs ont une dépendance temporelle et spatiale. Le champ électrique pour une onde plane polarisée suivant x est régi par l'équation suivante en régime sinusoïdal :

$$e(r, t) = E_{0x} \cdot \cos(\omega \cdot t - k_0 \cdot n \cdot z - \varphi) \quad (I-1)$$

Cette relation peut s'écrire aussi sous forme complexe comme :

$$\underline{e}(r, t) = \underline{E}_{0x} \cdot e^{j(\omega \cdot t - k_0 \cdot \underline{n} \cdot z)} \quad (I-2)$$

Pour les deux équations (I-1) et (I-2), E_0 est l'amplitude du champ électrique, ω est la pulsation angulaire en [rad/s], t la variable du temps en [s], z la variable d'espace en [m], $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$ en [rad/m] le nombre d'onde dans le vide, où ϵ_0 et μ_0 , sont les permittivité et perméabilité absolues du vide en [F/m] et [H/m] respectivement. Et finalement \underline{n} l'indice de réfraction tel que :

$$\underline{n} = \sqrt{\underline{\epsilon}_r \cdot \underline{\mu}_r} \quad (I-3)$$

¹ La barre au-dessous d'une grandeur signifie qu'elle peut être une variable complexe.

Où $\underline{\epsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$ sont la permittivité et perméabilité relative d'un milieu quelconque.

Ces grandeurs sont liées également à l'impédance d'onde du milieu en $[\Omega]$.:

$$\underline{Z} = Z_0 \cdot \underline{Z}_{red} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \sqrt{\frac{\underline{\mu}_r}{\underline{\epsilon}_r}} \quad (1-4)$$

Dans le cas général, $\underline{\epsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$ sont des nombres complexes dont la partie imaginaire caractérise les pertes dans les matériaux. Il en découle que \underline{n} peut être réel, complexe ou imaginaire pur. La présence de la racine dans sa définition engendre à chaque fois deux solutions mathématiques. L'indice de réfraction s'écrit alors par convention : $n = n' - j.n''$. n' agit sur le déroulement de la phase et n'' sur l'atténuation de l'onde dans la direction de propagation. Le signe moins dans la définition $n' - j.n''$ vient du fait que nous utilisons la convention $e^{j.\omega.t}$. Dans tout ce manuscrit, nous travaillons avec cette convention où les pertes sont définies négatives (hypothèse des milieux passifs).

La valeur complexe du champ électrique est liée à celle du champ magnétique par l'impédance \underline{Z} telle que :

$$\underline{H} = \frac{1}{\underline{Z}} \underline{E} \quad (1-5)$$

La moitié du produit vectoriel de ces deux vecteurs donne comme résultat \vec{P} , le vecteur de Poynting en $[W/m^2]$ qui est défini comme la puissance transportée par l'onde électromagnétique :

$$\vec{P} = \frac{|\underline{E}|^2}{2 \cdot \underline{Z}} \cdot \frac{\vec{k}^*}{k_0 \cdot \underline{n}} \quad (1-6)$$

Notons que cette puissance est un nombre complexe comprenant une partie réelle, la puissance active propagée, et une partie imaginaire, la puissance réactive stockée, toutes deux orientées dans la direction du vecteur d'onde. Cependant, si l'impédance \underline{Z} est réelle, la puissance réactive sera nulle. Dans ce cas, si la partie réelle de \underline{n} est négative, le vecteur \vec{P} est dirigée en sens inverse au vecteur d'onde. Ce fait et les notions introduites seront importants au moment d'analyser dans les prochaines sections, les caractéristiques des métamatériaux et leur comportement dans l'interaction avec une onde électromagnétique.

1.2 Propriétés électromagnétiques des métamatériaux.

Après l'étude effectuée par Veselago [6] où le terme LHM (Left-Handed-Materials) est introduit pour la première fois en regard du RHM (Right-Handed-Materials), l'idée des métamatériaux a émergé.

Le préfixe « méta » fait référence à la capacité de posséder des caractéristiques ou des propriétés qui n'existent pas dans la nature. Ces caractéristiques sont créées artificiellement au moyen d'une structuration du métamatériau petite devant la longueur d'onde [2] [7].

Grâce à une géométrie judicieusement choisie, ces métamatériaux, soumis à des champs électrique et magnétique, engendrent des distributions de courants et de charges dans leur structure, qui créent des capacités et des inductances modifiant leurs caractéristiques électromagnétiques (permittivité et perméabilité). La modification de ces propriétés électromagnétiques prend plus d'intérêt notamment pour des valeurs négatives de permittivité et perméabilité, lesquelles varient en fonction de la fréquence ($\underline{\varepsilon}(\omega)$ et $\underline{\mu}(\omega)$). Nous parlerons dans la section I.4 plus précisément de ces caractéristiques en nous intéressant à un métamatériau particulier : le Split Ring Resonator (SRR). Dans la section suivante, nous décrirons les différentes combinaisons de permittivité et perméabilité, ainsi que les effets qui en résultent pour l'onde.

I.2.1 Propagation d'une onde dans différents milieux.

Comme décrit dans la section I.1, une onde peut avoir différents comportements suivant les propriétés du matériau dans lequel elle se propage. En particulier, la valeur de l'indice de réfraction \underline{n} décrit le comportement de l'onde dans le milieu en fonction des valeurs de sa permittivité et de sa perméabilité. Afin de montrer comment se comporte le champ électromagnétique suivant ces caractéristiques, nous pouvons les placer dans différentes régions comme montré sur la Fig. I-2.

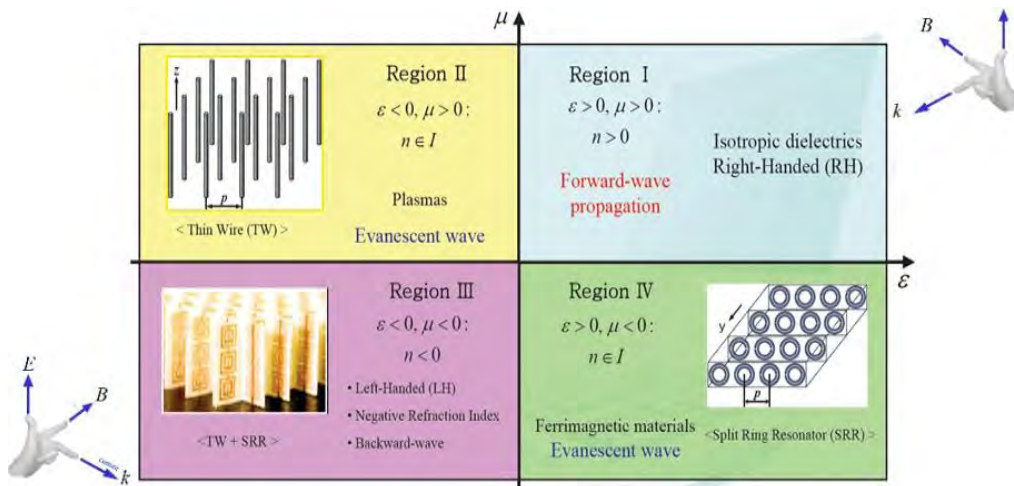


Fig. I-2. Diagramme² ε - μ . Extrait de [8].

Cette figure comporte deux axes : l'abscisse représente la partie réelle de la permittivité et l'ordonnée représente la partie réelle de la perméabilité. Le centre du diagramme

² Sur ce diagramme les valeurs de permittivité et perméabilité sont réelles.

correspond donc à l'annulation de ces deux valeurs. Ce diagramme définit 4 régions³ où la permittivité et la perméabilité se combinent [2] :

a) Indice de réfraction positif :

La **région I** est bien connue, elle présente des matériaux qui possèdent une permittivité ainsi qu'une perméabilité positives. Cela correspond donc à des matériaux avec un $\underline{n} = n' > 0$, appelé main droite car $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ forme un trièdre direct; D'après (I-2), dans ces conditions, la propagation de l'onde se fait dans la direction du vecteur d'onde en respectant la règle de la main droite où le vecteur de propagation suit la même direction et le même sens que le vecteur de Poynting. Les matériaux classiques existant dans la nature se retrouvent dans cette région.

Nous présentons dans le Tableau I-1 quelques matériaux existant dans la nature, connus et utilisés dans le domaine micro-onde avec leurs valeurs respectives de permittivité et perméabilité.

Matériau	Re{ $\underline{\epsilon}$ }	Re{ $\underline{\mu}$ }	$\tan(\delta_d)$ Diélectriques	Fréquence Opér.
Fer [9]	1	4000	0	-----
Quartz [10]	3.7-4.1	1	0.0002-0.002	1 MHz
Verre [10]	3.8-6.0	1	0.0050-0.020	1 MHz
RO4003C ⁴ [11]	3.55	1	0.0027	8-40 GHz

Tableau I-1. Valeurs de permittivité et perméabilité de certains matériaux utilisés dans l'industrie dans le domaine micro-onde.

Sur le Tableau I-1 nous présentons pour quelques matériaux, les parties réelles de leurs permittivité et perméabilité relatives, ainsi qu'un paramètre de perte largement utilisé : $\tan(\delta_d) = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'}$ (tangente de pertes diélectriques). On peut voir que le fer a une très forte perméabilité. Les substrats utilisés dans l'industrie tels que le quartz, le verre ou le RO4003C ont une $\epsilon_r' > 1$ avec des pertes diélectriques petites.

b) Indice de réfraction imaginaire

Si l'une de ces deux grandeurs ($\underline{\epsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$) est positive et l'autre négative correspondant aux **régions II et IV** alors les matériaux ont un indice de réfraction imaginaire pur.

D'après (I-2), l'onde ne se propage⁵ pas et elle ne pénètre dans le matériau que sur une faible profondeur quantifiée par le facteur d'échelle δ connue comme l'épaisseur de peau⁶.

³ Les quadrants bleu, jaune, violet et vert.

⁴ RO4003C sont des hydrocarbures/céramiques renforcés de verre tissé avec une fabrication à basse de l'époxy/verre [11]. Matériau utilisé comme substrat pour nos expériences.

$$\delta = 1/(k_0 \cdot n'') \quad (1-7)$$

Cette épaisseur de peau dépend de la fréquence et de la valeur imaginaire de l'indice de réfraction. Plus grande est la partie imaginaire n'' , plus petite est cette distance.

Nous parlons alors d'une onde évanescente : son amplitude est atténuée exponentiellement lors de son avancée dans la direction de propagation. Sa phase reste constante et n'évolue pas.

Pour se placer dans ces deux régions, il faut utiliser des matériaux spécifiques. Sur la **région II**, le diagramme propose notamment les réseaux Thin Wire (TW) [12], [13], [14], [15] qui sont donc des métamatériaux à permittivité négative, mais on peut y retrouver également le plasma qui peut avoir une permittivité négative sous certaines conditions comme nous le verrons dans la section I.3. Les caractéristiques de la **région IV**, peuvent être réalisées en utilisant les réseaux Split Ring Resonator (SRR) [5], métamatériau à perméabilité négative. Les détails de cette structure seront traités dans la section I.4.

c) Indice de réfraction négatif

Décrivons enfin la **région III**. Selon [2] et [6] nous parlons d'un milieu doublement négatif⁷ quand les parties réelles de la permittivité et de la perméabilité sont négatives. Cela implique donc que, la partie réelle de l'indice de \underline{n} est également négative. Dans ce cas, le déroulement de la phase de l'onde propagée se fait dans le sens opposé au vecteur de Poynting suivant la règle de la main gauche. Analytiquement, si les deux grandeurs ($\underline{\epsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$) sont négatives nous avons un déroulement de phase opposé sur l'axe z sans atténuation de l'onde. Donc, dans cette **région III**, la combinaison des réseaux de TW et SRR est un bon exemple de métamatériau doublement négatif [16], [17]–[21].

1.2.2 Rôle des parties imaginaires de $\underline{\epsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$.

Dans la dernière section, nous avons regardé les différentes combinaisons possibles du signe des permittivité et perméabilité relatives, sous l'hypothèse d'avoir uniquement des valeurs réelles pour ces grandeurs ($\underline{\epsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$). Normalement, tout matériau est constitué d'une permittivité et perméabilité avec une partie réelle et une autre imaginaire. Cette partie imaginaire caractérise les pertes diélectrique et magnétique dans le matériau. Si ces grandeurs prennent des valeurs complexes, une composante imaginaire pour \underline{n} apparaît. Dans tous les cas, cette partie imaginaire se traduit par une atténuation exponentielle de

⁵ Avec $e^{-k_0 \cdot n'' \cdot z}$ l'argument de l'exponentielle n'est plus complexe et traduit uniquement une décroissance de l'amplitude, donc la phase ne se déroule pas.

⁶ Distance où $|\underline{E}| = E_0/e$. Aussi appelée « Profondeur de pénétration ».

⁷ Left-handed materials ou matériaux main gauche

l'amplitude de l'onde mais permet le déroulement de la phase suivant l'axe z contrairement au cas de l'onde évanescente.

I.3 Plasmas froids

Dans cette section, nous présentons le milieu qui est utilisé dans cette thèse en tant que matériau à permittivité négative : le plasma. Ses propriétés, notamment sa permittivité d'après le modèle de Drude, et quelques caractéristiques liées à la propagation d'une onde électromagnétique en son sein sont plus spécifiquement abordées.

Cette section a été notamment inspirée par les travaux réalisés par **Juslan Lo** dans sa thèse en [22].

I.3.1 Définition d'un plasma

Connu populairement comme le quatrième état de la matière après l'état solide, liquide et gazeux, le plasma est lié au soleil, aux éclairs, aux aurores boréales, aux flammes du feu, entre autres. Dans la littérature, nous pouvons trouver différentes définitions.

D'après [23], un plasma est défini comme un gaz ionisé qui est le résultat du chauffage suffisant du gaz pour que, lors des collisions entre les électrons et les atomes, l'énergie des électrons soient suffisante pour arracher un (ou plusieurs) électron de l'atome.

Selon [4] le plasma est défini en tant qu'un gaz ionisé qui contient des électrons et des ions pouvant bouger de façon libre et aléatoire.

Le plasma, d'après [3], se définit comme un nombre important de particules libres chargées se déplaçant dans toutes les directions de façon aléatoire. Il est, en moyenne, électriquement neutre ($n_e \approx n_i$), n_e étant la densité électronique soit le nombre d'électrons par m^3 et n_i la densité ionique soit le nombre d'ions positifs par m^{-3} . Cette valeur de densité électronique est aussi exprimée en cm^{-3} comme nous le ferons dans le reste du manuscrit. Nous supposons ici un plasma électropositif, c'est-à-dire ne comprenant que des électrons et des ions positifs.

La Fig. I-3 montre différents plasmas existant dans la nature et créés en laboratoire, classés en fonction de leurs température en [K] et densité électronique en [cm^{-3}].

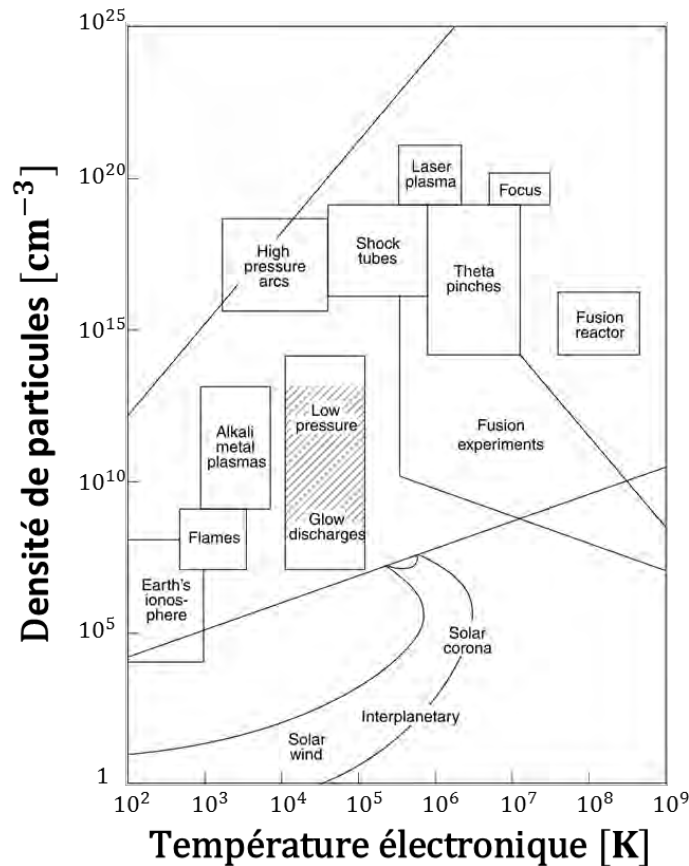


Fig. I-3. Classification de différents plasmas existant dans la nature ou créés en laboratoire en fonction de leurs température et densité électronique. Figure extraite de [3].

Pour les plasmas naturels et créés artificiellement, il existe une grande étendue de températures et de densités. Si nous regardons à haute pression (pression atmosphérique) nous trouvons des décharges plasmas qui peuvent avoir une température T_e entre 10^3 et 10^4 K et une densité n_e entre 10^{15} et 10^{19} cm⁻³ ; cette catégorie correspond aux arcs électriques.

1.3.2 Principales caractéristiques des plasmas froids basse pression

Dans l'optique de réaliser un matériau le plus homogène possible, nous nous sommes intéressés à des plasmas basse pression où la diffusion en volume est beaucoup plus importante qu'un plasma à haute pression. Ici, le plasma peut atteindre une température T_e entre 10^4 et 10^5 K avec une densité n_e entre 10^8 et 10^{13} cm⁻³.

Dans ce type de plasma, les électrons reçoivent la majeure partie de l'énergie, alors que les ions et le gaz neutre restent proches de leur température d'origine. Cela donne comme résultat des plasmas hors équilibre thermique ($T_e \gg T_i$), où T_e est la température de l'électron et T_i est la température de l'ion. Connus sous le nom de plasmas froids, ils sont créés électriquement en laboratoire. La création des particules chargées se fait généralement en volume, alors que leur perte s'effectue par recombinaison sur les surfaces.

Ces plasmas, au voisinage de n'importe quel matériau, voient leur densité diminuer fortement. La région de gaine de charge d'espace provoque en effet une forte diminution de la densité électronique en laissant sur une petite distance une faible densité. La taille de cette zone de charge d'espace est liée à la longueur d'écrantage électrostatique dans un plasma appelée longueur de Debye λ_{De} .

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{k_B \cdot T_e \cdot \epsilon_0}{e^2 \cdot n_e}} \quad (I-8)$$

Où k_B est la constante de Boltzmann et e la charge de l'électron en [C], T_e en [K] et n_e en [m^{-3}]⁸. Cette longueur est proportionnelle à la température et inversement proportionnelle à la densité. La valeur est donc nettement inférieure dans les plasmas à haute pression. Pour notre cas par exemple, à basse pression avec $T_e = 4.6 \cdot 10^4 \text{ K} \approx 4 \text{ eV}$ et $n_e = 3.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda_{De} \approx 100 \mu\text{m}$ ⁹.

La fréquence de collision ν_m en [s^{-1}] introduit également des pertes dans le système. Elle varie quelque peu suivant le gaz utilisé et est proportionnelle à la pression p en [Torr] : Plus la pression augmente, plus nombreuses sont les collisions entre les électrons et les atomes neutres. Le gaz que nous utilisons est l'argon et pour ce gaz nous avons une fréquence de collision [3]:

$$\nu_m \approx (5.7 \cdot 10^9) \cdot p \quad (I-9)$$

Vu par une onde électromagnétique ce plasma modifie ses propriétés électriques comme la permittivité, dont la valeur varie en fonction de la pulsation ω . La valeur de permittivité du plasma peut être modélisée via le modèle de Drude comme décrit dans la section suivante.

I.3.3 Présentation du modèle de Drude du plasma

Le modèle de Drude prend comme base le bilan de la quantité de mouvement d'un électron, soumis à un champ électrique, et plongé dans un gaz neutre de vitesse négligeable avec lequel il fait des collisions à une fréquence ν_m :

$$\frac{\partial \underline{\bar{v}}_e}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \cdot \underline{\bar{E}} - \nu_m \cdot \underline{\bar{v}}_e \quad (I-10)$$

Où $\underline{\bar{v}}_e$ est la vitesse complexe de dérive des électrons en [m/s]. Une solution possible à cette équation en régime harmonique est donnée par :

$$\underline{\bar{v}}_e = -\frac{e}{m_e} \cdot \frac{1}{\nu_m + j \cdot \omega} \cdot \underline{\bar{E}} \quad (I-11)$$

⁸ L'affichage de la valeur de densité électronique se fera en cm^3 , par contre dans les calculs l'unité [m^{-3}] sera utilisée.

⁹ Notons que sur l'équation, n_e doit s'exprimer en [m^{-3}], donc $n_e = 2.7 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$

Si elle est combinée avec la charge élémentaire et la densité électronique, le calcul de la densité du courant complexe est réalisable :

$$\vec{J} = \frac{e^2 \cdot n_e}{m_e} \cdot \frac{1}{v_m + j \cdot \omega} \cdot \vec{E} \quad (I-12)$$

Où m_e est la masse de l'électron en [kg] et ω_{pe} est la pulsation plasma en [rad/s]:

$$\omega_{pe}^2 = \frac{e^2 \cdot n_e}{m_e \cdot \epsilon_0} \quad (I-13)$$

La vitesse des électrons étant bien plus importante que celle des ions, cette densité de courant électronique correspond en fait à la densité du courant du milieu. En assimilant le plasma à un milieu conducteur, cette densité de courant peut être écrite en terme de conductivité effective du plasma:

$$\vec{J} = \underline{\sigma} \cdot \vec{E} \quad (I-14)$$

Considérant ce dernier, la permittivité relative du plasma peut être déduite à partir de la conductivité en utilisant l'équation de Maxwell-Ampère en régime harmonique pour un milieu à pertes conductrices:

$$\nabla \wedge \vec{H} = \vec{J}_C + \vec{J}_D = \underline{\sigma} \cdot \vec{E} + j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \underline{\epsilon}_r \cdot \vec{E} = j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \underline{\epsilon}_{rp} \cdot \vec{E} = j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot (\epsilon_{rp}' - j \cdot \epsilon_{rp}'') \cdot \vec{E} \quad (I-15)$$

Où nous considérons que $\underline{\epsilon}_r$ du deuxième terme de l'équation de Maxwell est égal à 1 sur l'hypothèse d'un milieu à pertes conductrices.

$$\nabla \wedge \vec{H} = j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \left(1 - \frac{\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2}{1 + \left(\frac{v_m}{\omega}\right)^2} - j \cdot \frac{\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 \cdot \left(\frac{v_m}{\omega}\right)}{1 + \left(\frac{v_m}{\omega}\right)^2} \right) \vec{E} \quad (I-16)$$

Notons que la permittivité relative complexe est obtenue en fonction de la conductivité qui est à la fois fonction de ω , ω_{pe} et v_m . Si l'équation de Maxwell-Ampère est reformulée avec ces deux termes, nous avons pour un plasma:

$$\nabla \wedge \vec{H} = \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{rp}'' \cdot \vec{E} + j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{rp}' \cdot \vec{E} \quad (I-17)$$

Nous voyons réapparaître le terme $\vec{J}_C = \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{rp}' \cdot \vec{E}$, la densité de courant de conduction électrique décrite par la partie réelle de la conductivité, et $\vec{J}_D = j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{rp}'' \cdot \vec{E}$, la densité de courant de déplacement électrique décrite par la partie imaginaire de la permittivité relative.

Dans le Tableau I-2 les composantes réelle et imaginaire pour la permittivité sont présentées.

Expression générale	Partie réelle	Partie imaginaire
$\underline{\epsilon}_{rp} = 1 - \frac{\left(\omega_{pe}/\omega\right)^2}{1 - j \cdot (\nu_m/\omega)}$	$\epsilon_{rp}' = 1 - \frac{\left(\omega_{pe}/\omega\right)^2}{1 + (\nu_m/\omega)^2}$	$\epsilon_{rp}'' = \frac{\left(\omega_{pe}/\omega\right)^2 \cdot (\nu_m/\omega)}{1 + (\nu_m/\omega)^2}$

Tableau I-2. Expressions générales du modèle de Drude décomposées en parties réelle et imaginaire pour la permittivité relative du plasma.

Pour comprendre ces expressions de la permittivité, nous allons les analyser pour trois cas, en montrant les courbes sur la Fig. I-4 avec une fréquence plasma $\omega_{pe} = 2 \cdot \pi \cdot (2.45 \text{ GHz})$ indiquée par la ligne rouge. Le premier lorsque $\nu_m = 0$, puis où $\nu_m = \omega_{pe}$ et finalement pour $\nu_m \gg \omega_{pe}$ ¹⁰.

1) Pour $\nu_m = 0$:

La seule composante pour la permittivité relative est alors ϵ_{rp}' , c'est-à-dire qu'elle est purement réelle. Cela correspond à un cas idéal, non physique, où l'électron ne fait aucune collision avec le gaz neutre.

- a. Pour des fréquences inférieures à ω_{pe} , ϵ_{rp}' est négative avec une valeur proche de $-(\omega_{pe}/\omega)^2$.
- b. A la valeur $\omega = \omega_{pe}$ la permittivité relative s'annule¹¹.
- c. Pour des fréquences supérieures à ω_{pe} , le plasma se comporte comme un diélectrique avec une valeur de permittivité relative comprise entre 0 et 1.

2) Pour $\nu_m = \omega_{pe}$:

- d. Avec $\omega \ll \omega_{pe}$, $\epsilon_{rp}' \rightarrow 0^+$. La partie réelle de la permittivité n'est jamais négative. D'où la nécessité de travailler avec un plasma basse pression. Cependant, $\epsilon_{rp}'' \approx -\omega_{pe}/\omega$ donc les pertes sont plus importantes pour les faibles fréquences.
- e. Lorsque $\omega = \omega_{pe}$, $\epsilon_{rp}' = 0.5$ et $\epsilon_{rp}'' = -0.5$.
- f. Pour $\omega \gg \omega_{pe}$, $\epsilon_{rp}' \rightarrow 1$ et $\epsilon_{rp}'' \rightarrow 0^-$.

3) Pour $\nu_m \gg \omega_{pe}$:

- g. Avec $\omega \ll \omega_{pe}$, la permittivité relative réelle est déjà proche de 1 $\epsilon_{rp}' \rightarrow 1^-$, et garde cette valeur pour toutes les fréquences. Cependant $\epsilon_{rp}'' \approx -\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\nu_m \cdot \omega}\right)$. Bien que la fréquence de collision ait augmenté par rapport à la courbe précédente, les pertes sont moins importantes.
- h. Lorsque $\omega = \omega_{pe}$, $\epsilon_{rp}'' = -\omega_{pe}/\nu_m$, et va continuer à diminuer.
- i. Pour $\omega \gg \omega_{pe}$, $\epsilon_{rp}'' \rightarrow 0^-$.

¹⁰ Pour tracer les courbes nous avons pris $\nu_m = 10 \cdot \omega_{pe}$

¹¹ Cette caractéristique met en évidence le nom de la fréquence plasma, à cette fréquence la valeur de la partie réelle de la permittivité est égale à zéro lorsque $\nu_m = 0$.

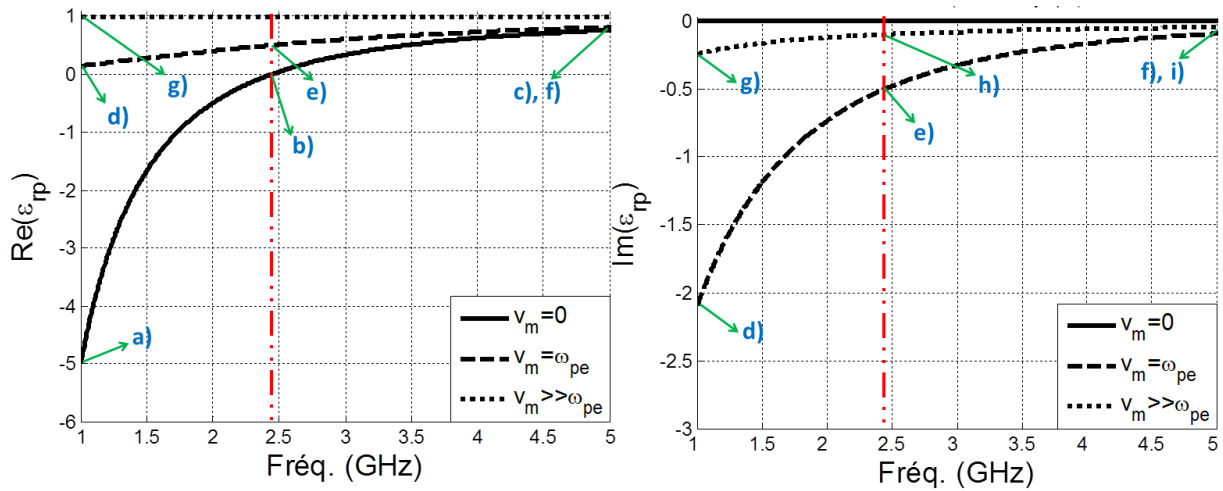


Fig. I-4. Variation de la permittivité du plasma en fonction de la fréquence d'après le modèle de Drude pour différentes valeurs de ν_m . A gauche partie réelle et à droite partie imaginaire.

Nous pouvons conclure que le plasma est un bon conducteur [23] à basses fréquences et qu'il présente des pertes en fonction de la pression de travail. A plus haute fréquence, il se comporte comme un diélectrique [4], sa valeur étant une fonction de la fréquence. Ses propriétés conductrice et diélectrique peuvent être ramenées à une permittivité relative effective complexe.

Pour nos expériences, nous devons travailler avec une fréquence de collision inférieure à la pulsation de l'onde pour obtenir une partie réelle de permittivité négative. Concrètement, nous travaillons avec une pression p comprise entre 5 et 100 mTorr. Ainsi on a $\nu_m \ll \omega_{pe}$ pour arriver à avoir $\epsilon_{rp}' < 0$ proche de ω_{pe} . Sur la Fig. I-4, cela correspond à un cas proche de $\nu_m = 0$, mais qui possède néanmoins une partie imaginaire.

I.4 Un métamatériau particulier : le SRR

Dans cette section, nous étudions la structure utilisée qui permet de réaliser un métamatériau à perméabilité négative : le SRR. Nous détaillons ses propriétés, notamment sa perméabilité d'après le modèle de Lorentz, son comportement lors de l'interaction avec une onde électromagnétique.

I.4.1 Définition d'un SRR

Le SRR est une structure proposée par Pendry [5] composée par un ou plusieurs anneaux concentriques¹² (Fig. I-5) réalisés à base de métaux non-magnétiques, et souvent implantés sur un diélectrique pour des questions de réalisation. Ces anneaux de rayon intérieur r et de largeur c sont coupés par une fente¹³ de largeur p et sont séparés les uns des autres par une petite distance d . La géométrie annulaire confère le comportement inductif et les différents

¹² D'où le nom Split-Ring-Resonator (Résonateur à anneau fendu).

¹³ Terme Gap en anglais.

gaps le comportement capacitif. Ainsi le SRR peut être modélisé par un circuit LC ($\omega_0 = 1/\sqrt{L \cdot C}$) où L et C sont l'inductance et la capacité équivalente du circuit (section I.4.3).

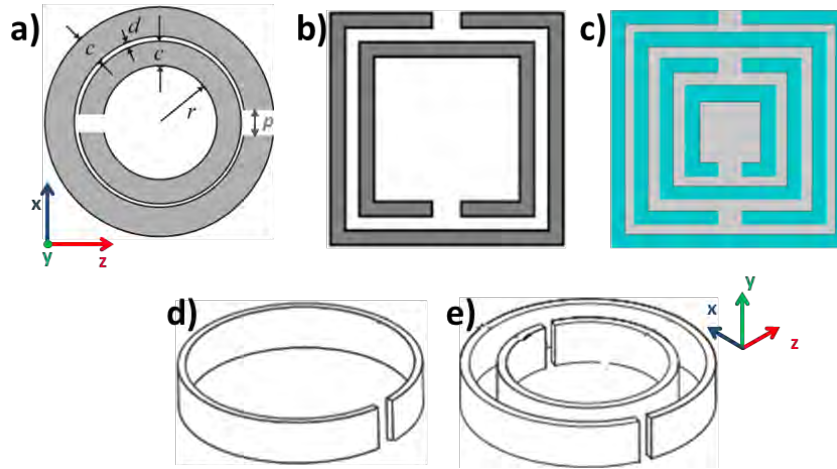


Fig. I-5. Représentation schématique des différents types de cellules élémentaires de la structures SRR : En 2D a) Double SRR-rond, b) Double SRR-carré et c) Multi SRR-carré ; en 3D d) SRR-rond simple et d) SRR-rond double. Figures extraites de [5], [24]–[26].

Lorsqu'une onde incidente électromagnétique arrive sur cette structure à une fréquence proche de la résonance, une perméabilité complexe dont la partie réelle est négative sur une certaine bande de fréquence apparaît. Pour que l'onde ne détecte pas la structure interne de ce réseau d'anneaux et ne voit qu'un milieu homogène, la taille de la cellule élémentaire doit être beaucoup plus petite que la longueur d'onde à la fréquence d'intérêt. Cela vient du fait que la périodicité de ces cellules élémentaires (petites devant la longueur), se comporte alors comme la périodicité des atomes à grande échelle, et donc, comme un matériau avec une perméabilité effective [5].

Pour que la perméabilité négative apparaisse, Le champ magnétique incident doit être perpendiculaire aux anneaux. Ce champ magnétique induit des courants sur les anneaux, lesquels sont bloqués par les fentes¹⁴ aux bords des anneaux ; cependant la capacité produite par la fente entre les anneaux fait circuler les courants en induisant à la fois un autre champ magnétique opposé, avec un vecteur \vec{B} résultant opposé aussi au champ magnétique d'origine, ce qui produit une perméabilité négative.

Depuis que Pendry [5] a proposé cette structure (Fig. I-5 a) pouvant posséder une perméabilité négative, un grand nombre d'auteurs ont repris ce modèle pour étudier son comportement, en montrant notamment sa réponse magnétique [24], [27]–[30]. Des études de dimensionnement et de changements de paramètres ont également été réalisées [24], [31]–[33], [33], [34], [34]–[36], [36]–[40] en changeant la réponse magnétique d'une ou de plusieurs cellules élémentaires¹⁵ réparties sur les axes x , y et z .

¹⁴ Appelées aussi « les gaps ».

¹⁵ Nous verrons les effets du couplage entre les cellules ultérieurement.

Ces études ont aussi permis de proposer d'autres modèles de SRR [25], [34] en incluant des anneaux ronds et carrés, formant ainsi des motifs distincts de cellules élémentaires SRR. Le SRR a également inspiré différentes réalisations dans les domaines RF et microondes notamment des antennes, des filtres...[41]–[44].

La Fig. I-5 montre une cellule élémentaire SRR-rond [5] (a) première structure proposé par Pendry [5], SRR-carré [24] (b) et Multi SRR-carré [25] (c) en deux dimensions. Elle montre aussi une cellule élémentaire SRR-rond simple (d) et SRR-rond double (e) en trois dimensions [26]. Les premières sont nécessairement gravées sur un substrat possédant une certaine permittivité relative.

1.4.2 Présentation du modèle de Lorentz du SRR

Pendry se base sur un modèle physique [5] qui prend en compte une perméabilité effective du système, résultat d'une moyenne spatiale des champs locaux et des distributions de courants. A partir d'un champ magnétique et d'une densité de flux magnétique moyenne, une perméabilité effective peut être trouvée sous l'hypothèse d'une structure assez petite devant la longueur d'onde.

La réponse magnétique de toutes les structures montrées sur la Fig. I-5 suit une forme de courbe lorentzienne. Le modèle de Lorentz est un modèle de courbe qui décrit la réponse de cette structure en donnant la valeur de sa perméabilité en fonction de la pulsation à partir de l'équation générale:

$$\underline{\mu}_{r_eff} = 1 - \frac{F \cdot \omega^2}{\omega^2 - j \cdot \gamma \cdot \omega - \omega_0^2} \quad (I-18)$$

Où F est le rapport entre la surface occupée par les anneaux et la surface de la cellule élémentaire, ω_0 la fréquence de résonance, et finalement, γ la constante d'amortissement en [rad/s].

La Fig. I-6 montre les paramètres physiques de la structure SRR proposée par Pendry [5]. Elle montre aussi comment cette structure peut se convertir en un réseau SRR à partir des cellules élémentaires avec un espacement égal à sa taille a en [m] (lattice spacing) entre les anneaux sur le même plan, et ℓ en [m] entre les anneaux sur plans parallèles. Notons que ce réseau peut être périodique sur les 3 axes. La périodicité sur l'axe de propagation permet d'élargir la bande où la partie réelle de la perméabilité effective est négative [24], [27], [29], [40], [41], [45] grâce au couplage entre les anneaux. Notons aussi l'absence de substrat sur le modèle physique.

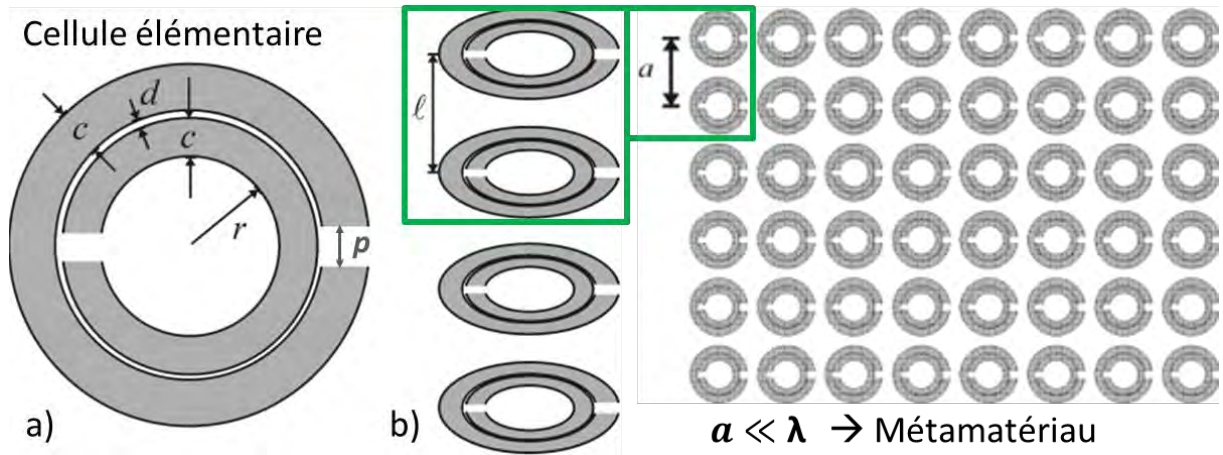


Fig. I-6. a) Vue planeaire d'un SRR avec ses dimensions caractéristiques. (b) Vue planeaire et séquence d'empilage d'un réseau SRR. Figures extraites de [5].

Ces paramètres physiques sont liés aux variables dans l'équation (I-18) :

$$\underline{\mu}_{r_eff} = 1 - \frac{\frac{\pi \cdot r^2}{a^2} \cdot \omega^2}{\omega^2 - j \cdot \frac{2 \cdot \ell \cdot R_l}{r \cdot \mu_0} \cdot \omega - \frac{3 \cdot \ell \cdot c_0^2}{\pi \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot c}{d}\right) r^3}} \quad (I-19)$$

Avec r le rayon intérieur, c la largeur des anneaux, d l'espace radial entre les deux anneaux en [m], et R_l la résistance par unité de longueur des anneaux en [Ω/m].

Par identification avec l'équation générale (I-18), nous pouvons obtenir les expressions suivantes :

$$F = \frac{\pi \cdot r^2}{a^2}, \quad \omega_0^2 = \frac{3 \cdot \ell \cdot c_0^2}{\pi \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot c}{d}\right) r^3}, \quad \gamma = \frac{2 \cdot \ell \cdot R_l}{r \cdot \mu_0} \quad (I-20)$$

Avec les valeurs correspondant à chaque variable sur l'équation (I-20), nous pouvons décomposer l'équation générale en parties réelle et imaginaire dans le Tableau I-3.

Expression générale	Partie réelle	Partie imaginaire
$\underline{\mu}_{r_eff} = 1 - \frac{F \cdot \omega^2}{\Delta\omega - j \cdot \gamma \cdot \omega}$	$\mu_{r_eff}' = 1 - \frac{F \cdot \omega^2 \cdot \Delta\omega}{U_\omega}$	$\mu_{r_eff}'' = -\frac{F \cdot \gamma \cdot \omega^3}{U_\omega}$
	$\Delta\omega = \omega^2 - \omega_0^2$	$U_\omega = (\Delta\omega)^2 + (\gamma \cdot \omega)^2$

Tableau I-3. Expressions générales décomposées en parties réelle et imaginaire pour la perméabilité effective d'un réseau SRR.

A partir de cette expression analytique, les Fig. I-7.a et Fig. I-7.b présentent les courbes de perméabilité effective (en parties réelle et imaginaire respectivement) pour un réseau SRR utilisant les paramètres suivants :

$$F = 0.67, \quad \omega_0 = 2 \cdot \pi \cdot (2.45 \text{ GHz}), \quad \gamma = 0, \quad \gamma = 2 \cdot \pi \cdot (0.5 \text{ GHz}) \text{ et } \gamma \rightarrow \infty$$

Où la surface des anneaux occupe plus de la moitié de la surface de la cellule élémentaire et la fréquence de résonance est celle qui nous intéresse. La valeur de γ est proportionnelle à R_l , donc aux pertes du système. Trois valeurs sont choisies : $\gamma = 0$ pour un système sans perte, $\gamma = \pi \cdot 10^9 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ avec une constante d'amortissement proche de ω_0 (cette valeur est présente dans la littérature pour approcher un système réel [5]), et $\gamma \rightarrow \infty$ pour un système assez résistif.

Concernant les trois cas mentionnés ci-dessus (Fig. I-7.a et Fig. I-7.b) nous pouvons observer différentes caractéristiques :

1. Avec $\gamma = 0$, la composante pour la perméabilité relative est μ_{r_eff}' , c'est-à-dire qu'elle est purement réelle. Cela correspond à un cas idéal, non physique, où la résistivité du métal est zéro¹⁶.
 - a. Pour $\omega \ll \omega_0$, μ_{r_eff}' est proche de 1 avec une valeur de $1 - \frac{F \cdot \omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2}$. Loin de la bande d'intérêt, le SRR n'impacte pas l'onde incidente.
 - b. La valeur $\omega = \omega_0$, marque la frontière où la partie réelle de perméabilité effective passe d'une valeur positive à négative ($\mu_{r_eff}' \rightarrow \pm\infty$). $\omega = \omega_0$ est une asymptote verticale [5].
 - c. Pour $\omega \gg \omega_0$, μ_{r_eff}' suit une valeur de $1 - \frac{F \cdot \omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2}$ étant négative jusqu'à ω_{pm} , définit comme la fréquence plasma magnétique [5], [27] (mais sans rapport évident avec le plasma défini avec la section précédente) où $\mu_{r_eff}' = 0$. Pour une fréquence très grande, $\mu_{r_eff}' \rightarrow 1 - F$.
- 2) Avec $\gamma = 2 \cdot \pi$. (0.5 GHz)
 - d. Pour $\omega \ll \omega_0$, μ_{r_eff}' est proche de 1 avec une valeur égale à celle montrée dans le Tableau I-3. A mesure que ω s'approche à ω_0 , μ_{r_eff}' augmente jusqu'à atteindre un maximum en ω_1 . Par ailleurs μ_{r_eff}'' est proche de 0 et commence à augmenter en valeur absolue.
 - e. Lorsque $\omega = \omega_0$, $\mu_{r_eff}' = 1$ [5], [27] et μ_{r_eff}'' est maximale avec une valeur de $-\frac{F \cdot \omega_0}{\gamma}$
 - f. Pour des fréquences supérieures à ω_0 , μ_{r_eff}' est négative jusqu'à ω_{pm} . A mesure que ω s'éloigne de ω_0 , μ_{r_eff}' atteint un minimum en ω_2 . Pour une fréquence très grande, $\mu_{r_eff}' \rightarrow 1 - F$ et μ_{r_eff}'' revient à 0.
- 3) Avec $\gamma \rightarrow \infty$
 - g. Dans ce cas, $\mu_{r_eff}' = 1$ et $\mu_{r_eff}'' = 0$ pour toutes les fréquences.

¹⁶ Conductivité infinie

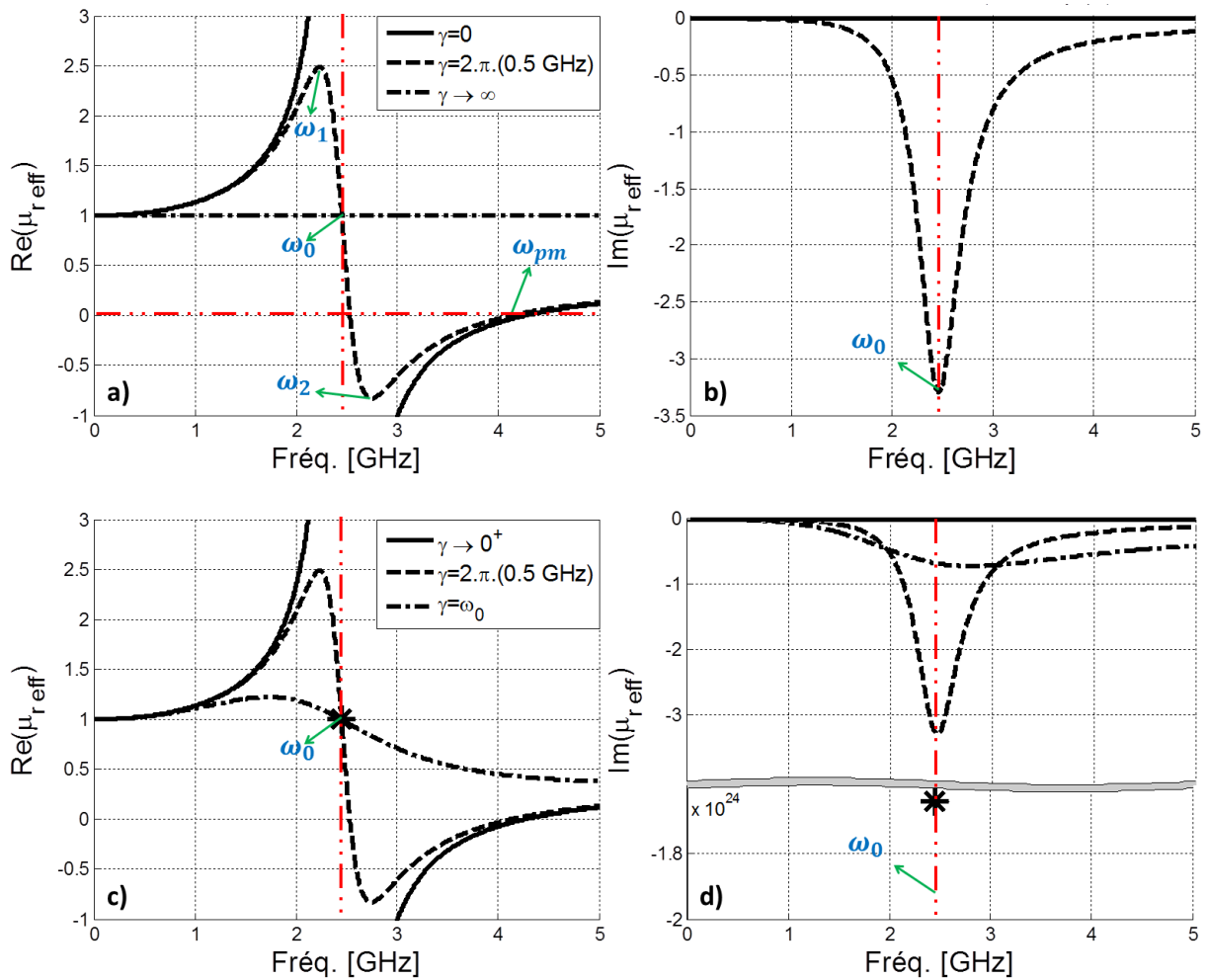


Fig. I-7. Perméabilité effective pour un réseau SRR avec $F = 0.67$, $\omega_0 = 2. \pi. (2.45 \text{ GHz})$: a) partie réelle et b) partie imaginaire avec $\gamma = 2. \pi. (0.0 \text{ GHz})$, $\gamma = 2. \pi. (0.5 \text{ GHz})$ et $\gamma \rightarrow \infty$. c) partie réelle et d) partie imaginaire avec $\gamma \rightarrow 0^+$, $\gamma = 2. \pi. (0.5 \text{ GHz})$ et $\gamma = \omega_0$.

La dernière étude montre le comportement de la courbe de perméabilité effective pour des cas limites et pour un cas avec γ proche de la fréquence ω_0 , en présentant ainsi, les fréquences d'intérêt pour cette courbe. Evidemment, en dehors des cas limites ($\gamma = 0$ et $\gamma \rightarrow \infty$), la valeur des composantes réelle et imaginaire de la perméabilité effective évolue en fonction de cette grandeur (γ). Afin de comprendre analytiquement l'évolution de ces courbes (parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective) en variant γ entre ces limites, sur la Fig. I-7.c et Fig. I-7.d deux cas de plus ($\gamma \rightarrow 0^+$ et $\gamma = \omega_0$) sont comparés avec le cas où $\gamma = 2. \pi. (0.5 \text{ GHz})$.

Sur les Fig. I-7.c et Fig. I-7.d la ligne rouge de référence indique la fréquence de résonance ω_0 , qui reste identique pour les trois cas. Pour $\gamma \rightarrow 0^+$ le comportement de μ_{r_eff}' reste semblable à $\gamma = 0$, sauf que $\omega = \omega_0$ cesse d'être une asymptote verticale : toutes les courbes de la partie réelle de μ_{r_eff} convergent sur la valeur égale à 1. Le point à la fréquence de résonance ω_0 (astérisque) est aussi présent en tant que Dirac avec une amplitude qui tend vers l'infini pour la partie imaginaire de μ_{r_eff} .

Pour $\gamma = 2. \pi. (0.5 \text{ GHz})$ une bande à partie réelle négative de perméabilité est observée encore. Par ailleurs, la valeur maximale de la partie imaginaire se trouve encore à la fréquence de résonance ω_0 : Nous pouvons constater que à mesure que γ augmente les courbes réelle et imaginaire sont plus élargies que celles avec un γ petit. Cependant, leur valeur absolue est plus petite.

Pour la valeur plus élevée de ces trois cas ($\gamma = \omega_0$), ni une bande où $\mu_{r_eff}' < 0$, ni une valeur maximale à la fréquence ω_0 ne sont visibles : l'effet d'augmenter γ fait disparaître l'effet métamatériau, on tend vers le cas $\gamma \rightarrow \infty$, où la perméabilité reste fixée à la valeur 1.

Les effets mentionnés auparavant sont en fait attendus car γ est lié à R_l qui est lié à la résistivité du métal des anneaux. Si la résistivité augmente, les courants seront moins importants car la dissipation est supérieure, en lissant les courbes et en réduisant l'écart d'amplitude entre les valeurs maximale et minimale de μ_{r_eff}' et la valeur absolue de μ_{r_eff}'' . Le fait d'augmenter la résistance du système, amène dans notre cas le risque de ne pas avoir une $\mu_{r_eff}' < 0$.

1.4.3 Présentation du modèle électrique d'un SRR

Dans les sections précédentes, l'étude de la structure SRR part d'un modèle physique proposé par Pendry en [5]. Dans la littérature il est possible de trouver différents modèles pour les différents types de SRR, du plus général comme un circuit simple composé d'un condensateur et d'une bobine, au plus complexe en détaillant chaque composant capacitif ou inductif qui intervient dans la structure. Dans ce manuscrit, le modèle électrique proposé par Qun Wu et al. [37] pour le SRR rond est présenté car son approche permet un degré de complexité suffisant pour expliquer les phénomènes observés dans la suite de ce manuscrit.

La Fig. I-8 présente la configuration de la géométrie de la cellule élémentaire double-SRR avec son modèle de circuit équivalent. Ce modèle voit la structure comme un segment d'une ligne de transmission sur laquelle l'équation du télégraphiste peut être formulée.

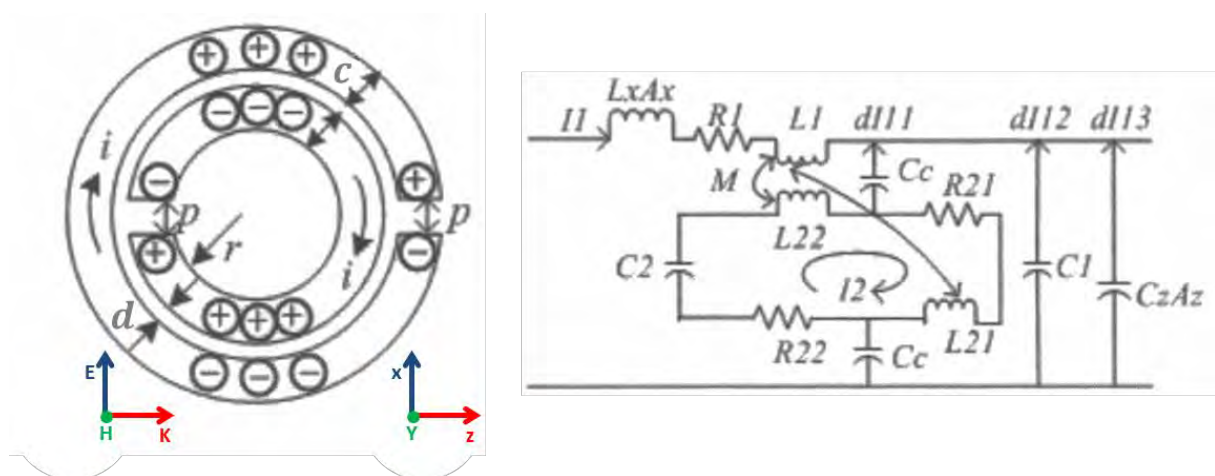


Fig. I-8. Configuration de la géométrie et distribution des courants et charges (à gauche), et le modèle de circuit équivalent de la cellule élémentaire du SRR récupéré à partir de sa géométrie. Figures extraites de [37].

Les courants I_1 et I_2 représentent les courants dans les anneaux. Les boucles formées par ces derniers engendrent un comportement inductif modélisé par les inductances L_1 , L_{21} et L_{22} . Les gaps concentriques entre les anneaux et ceux situés aux extrémités engendrent un comportement capacitif modélisé par les capacités C_1 , C_2 , C_z et C_c . R_1 et R_2 représentent les résistances des anneaux.

Ces valeurs de capacités, d'inductances et résistances dépendent des dimensions physiques des composants de la cellule élémentaire :

$$\begin{aligned} R_{1(2)} &= 2 \cdot \pi \cdot r_{out(in)} \cdot \sigma \cdot (c \cdot \ell)^{-1} \\ L_{1(2)} &= \mu_0 \cdot \pi \cdot r_{out(in)}^2 \cdot (c)^{-1} \\ C_{1(2)} &= 2 \cdot 2 \cdot \varepsilon_0 \cdot c \cdot \ell \cdot p^{-1} \\ C_c &= \frac{\varepsilon_0}{2 \cdot \pi} \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot c}{d}\right) \end{aligned} \tag{I-21}$$

Le calcul de la capacité et de l'inductance totale équivalente des anneaux donne au SRR une résonance magnétique. Notons que ces anneaux résonnent à différentes fréquences individuellement, cependant l'ensemble des deux définit la résonance magnétique de la structure.

$$\omega_0 = 1 / \sqrt{L_{eff} \cdot C_{eff}} \tag{I-22}$$

Si nous supposons que le métamatériau SRR est combiné avec un plasma dont la permittivité varie, C_{eff} devrait être modifiée impliquant un changement de sa fréquence de résonance. Au moment de traiter le plasma dans le CHAPITRE IV, un modèle électrique pour l'ensemble sera considéré.

I.5 Signature électromagnétique de différents matériaux.

I.5.1 Définition des paramètres \underline{S} .

Les deux matériaux présentés précédemment, le plasma et le SRR, ont chacun une réponse en fréquence pour leur permittivité et perméabilité. Ces valeurs représentent les caractéristiques ou paramètres électromagnétiques de chaque matériau et régissent le comportement d'une onde qui le traverse. Expérimentalement, ces caractéristiques peuvent être mesurées grâce aux paramètres \underline{S} de la structure. Ces paramètres \underline{S} sont définis comme la réponse en fréquence des rapports des ondes sortantes sur les ondes entrantes. Ils fournissent quantitativement la manière dont l'amplitude et la phase de l'onde vont être affectées par le matériau.

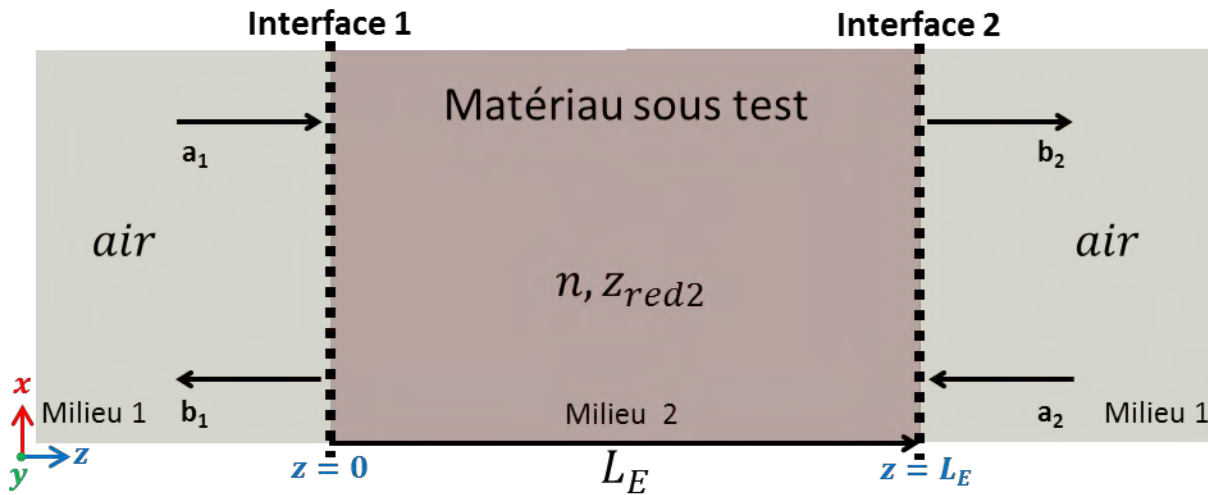


Fig. I-9. Schéma représentatif de la propagation d'une onde plane dans un échantillon d'indice de réfraction \underline{n} , d'impédance réduite \underline{Z}_{red2} et longueur L_E .

La Fig. I-9 montre le schéma représentatif d'un réseau de deux accès où des ondes entrantes \underline{a}_1 et \underline{a}_2 (en \sqrt{W}) avec les ondes sortantes \underline{b}_1 et \underline{b}_2 (en \sqrt{W}) sont illustrées en indiquant les frontières du matériau sous test (échantillon) de longueur L_E . L'échantillon possède une permittivité et une perméabilité relatives qui permettent de définir l'indice de réfraction \underline{n} et l'impédance réduite \underline{Z}_{red2} tel que cela a été explicité dans les sections précédentes.

Dans l'équation (I-23) la matrice de paramètres \underline{S} pour un réseau de deux ports est présentée. Elle relie les ondes de sorties \underline{b}_1 et \underline{b}_2 avec les ondes d'entrée \underline{a}_1 et \underline{a}_2 de chaque accès ou port.

Ainsi, le paramètre de réflexion dans l'accès 1 est dénoté par $\underline{S}_{11} = \left. \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1} \right|_{\underline{a}_2=0}$ (ou $\underline{S}_{22} = \left. \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_2} \right|_{\underline{a}_1=0}$ dans l'accès 2), et le paramètre de transmission de l'accès 1 à l'accès 2 par $\underline{S}_{21} = \left. \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_1} \right|_{\underline{a}_2=0}$ (ou $\underline{S}_{12} = \left. \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_2} \right|_{\underline{a}_1=0}$ de l'accès 2 à l'accès 1). La condition $\underline{a}_1 = 0$ ou $\underline{a}_2 = 0$ imposent une adaptation de l'accès 1 ou 2 respectivement.

Si le milieu est réciproque, $\underline{S}_{21} = \underline{S}_{12}$, et s'il est symétrique $\underline{S}_{11} = \underline{S}_{22}$. Ces égalités sont faites avec l'hypothèse que le milieu à côté de chaque interface (entrée et sortie du milieu à caractériser) reste le même.

$$\begin{bmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{bmatrix} = [\underline{S}] \begin{bmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{bmatrix}$$

$$[\underline{S}] = \begin{bmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} \\ \underline{S}_{21} & \underline{S}_{22} \end{bmatrix} \quad (I-23)$$

Si le milieu à caractériser est à pertes, ces pertes sont mesurables avec le coefficient d'absorption. Ce coefficient d'absorption varie en fonction de la fréquence aussi et dépend

de la valeur des coefficients de transmission et réflexion comme montré dans l'équation (I-24).

$$Abs^2 = 1 - |\underline{S}_{21}|^2 - |\underline{S}_{11}|^2 \quad (I-24)$$

Notons qu'avec l'hypothèse d'un milieu sans perte, ce coefficient dans l'équation (I-24) est nul et la puissance incidente est égale à la somme des puissances transmise et réfléchi. Au contraire, avec des pertes, cette somme de puissances est plus petite que la puissance incidente. Le reste de puissance est absorbé par le milieu.

L'extraction de la perméabilité et de la permittivité à partir de ces paramètres \underline{S} sera explicitée dans le CHAPITRE II portant sur la méthode de caractérisation. Dans la prochaine section, des simulations sur le logiciel ANSYS Electronics Desktop® (Suite 18.2) permettent d'obtenir les paramètres \underline{S} de certains matériaux dont le plasma et le SRR. L'allure de ces paramètres \underline{S} en fonction de la fréquence peut constituer la signature électromagnétique de certaines propriétés de ces matériaux.

1.5.2 Caractérisation de matériaux avec une dimension finie sur l'axe de propagation.

Dans cette section, nous présentons la signature en paramètres \underline{S} de certains milieux classiques connus à partir d'un modèle implémenté sur MATLAB® et de simulations électromagnétiques faites sur le logiciel ANSYS Electronics Desktop® (Suite 18.2). L'intérêt pour ces cas simples est de familiariser le lecteur aux graphes utilisés et de comprendre l'interprétation qui en est faite. Cette démarche permettra de faciliter la compréhension des courbes et des interprétations sur les cas plus complexes qui suivront.

Ensuite, les simulations porteront sur un plasma homogène, pour différentes valeurs de densité électronique, puis sur un SRR. Enfin, une combinaison du plasma et du SRR sera présentée.

Pour ces milieux, le modèle de matrice de transfert (qui sera expliquée dans le CHAPITRE II) programmé sur MATLAB® est utilisé. La permittivité relative, la perméabilité relative ainsi que la longueur du milieu (ou échantillon) sont les variables d'entrée supposées connues. Exception faite du SRR, qui n'est pas homogène, et dont les paramètres \underline{S} sont obtenus directement par simulation. Ce modèle a été également validé sur ANSYS Electronics Desktop dans l'hypothèse d'une onde plane TEM. La plage de fréquence d'intérêt est généralement entre 2 GHz et 3 GHz sauf pour un cas spécifique. Les milieux sont supposés réciproques et symétriques, donc $\underline{S}_{21} = \underline{S}_{12}$ et $\underline{S}_{11} = \underline{S}_{22}$. Le choix de L_E dépend des caractéristiques électromagnétiques de chaque matériau sous test, donc, sa valeur peut varier. Enfin, les paramètres \underline{S} sont extraits avec l'hypothèse de présence de vide ($\varepsilon = \varepsilon_0$ et $\mu = \mu_0$) avant et après de l'échantillon.

1.5.2.1 Cas d'un milieu à indice de réfraction \underline{n} constant

Nous prenons le cas de l'air et du quartz, en supposant une permittivité et perméabilité ($\mu_r = 1$ pour les deux milieux) constante pour toute la plage de fréquences (0 – 6 GHz). L'air (ou le vide) possède une permittivité $\epsilon_{r_air}' = 1$, et aucune perte. Le quartz possède comme permittivité $\epsilon_{r_Qz}' = 3.78$ et une tangente de perte $\tan(\delta_d)_{Qz} = 0.0002$. Ces deux milieux sont simulés sur une longueur L_E . Leurs valeurs de permittivité et perméabilité relatives sont présentées sur la Fig. I-10 en fonction de la fréquence. Pour le quartz ayant une permittivité relative plus grande que celle de l'air, la longueur d'onde à une fréquence déterminée sera $\sqrt{3.78}$ plus petite que celle dans l'air.

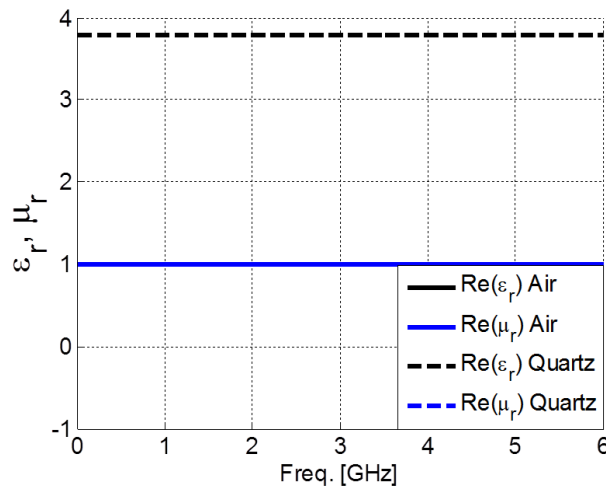


Fig. I-10. Permittivité et perméabilité relatives tracées pour un échantillon d'air et de quartz de longueur $L_E = 32$ mm.

A partir des valeurs de permittivité et perméabilité relatives, les paramètres \underline{S} sont récupérés pour une $L_E = 32$ mm. Le choix de cette valeur est justifiée dans la suite de cette section. La Fig. I-11 montre les paramètres \underline{S} en amplitude et phase en fonction de la fréquence pour l'air et pour un autre milieu en simulant le quartz.

- Pour l'air, nous retrouvons les résultats attendus : une totale transmission pour toute la plage de fréquences et un déroulement classique de la phase (décroissante). La valeur $|\underline{S}_{21}| = 1$ (ligne noire continue 0 dB). Ceci est toujours vérifié quelle que soit la valeur de L_E . Le $\underline{S}_{11} = 0$, donc toute l'énergie est transmise¹⁷ car il n'y a pas d'absorption¹⁸. La phase du \underline{S}_{21} est une droite avec une pente égale à $-360 \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0} \cdot L_E$ en $[\circ/\text{Hz}]$. Une pente négative vérifie le fait d'avoir une convention $e^{j \cdot \omega \cdot t}$. La phase de \underline{S}_{11} est nulle car $\underline{S}_{11} = 0$ (ligne bleue continue).

¹⁷ Le \underline{S}_{11} n'est pas visible sur l'échelle logarithmique car $\log 0 = -\text{Inf}$.

¹⁸ $Abs = 1 - |\underline{S}_{21}|^2 - |\underline{S}_{11}|^2$

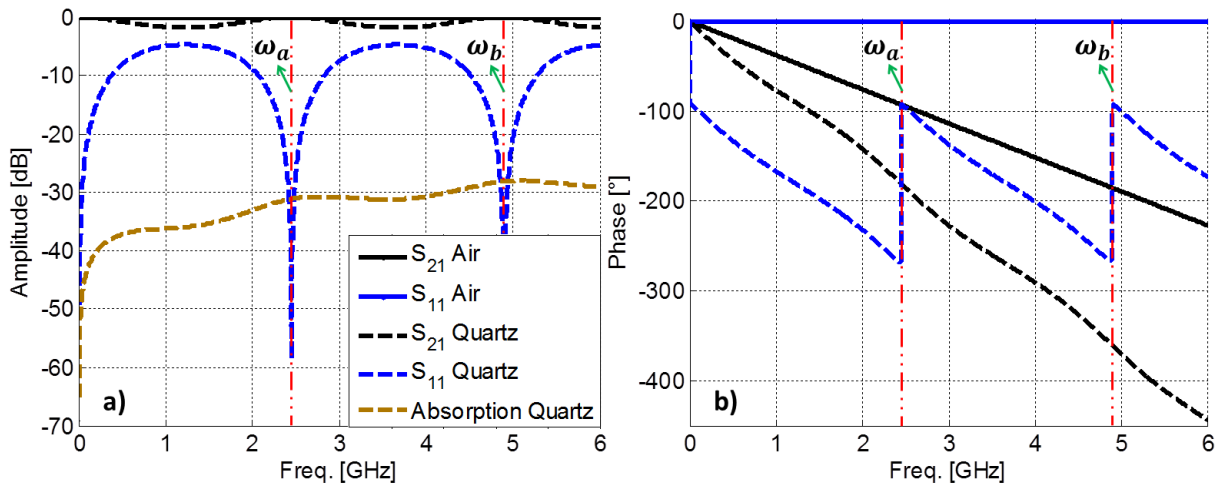


Fig. I-11. a) Amplitude des paramètres \underline{S} avec la courbe d'absorption, b) Phase des paramètres \underline{S} . Courbes tracées pour un échantillon d'air et de quartz de longueur $L_E = 32$ mm.

- Pour le quartz, il y a des maxima et des minima sur la plage de fréquences pour les deux courbes de la Fig. I-11.a. Les minima du \underline{S}_{11} correspondent à un passage à zéro faisant apparaître un changement de phase de 180° sur la Fig. I-11.b donc un changement de signe. Ces changements de phase seraient discontinus si $\tan(\delta_a)_{Qz} = 0$. Par ailleurs, les effets de $\varepsilon_{r_{Qz}}$ et L_E sont visibles : Le fait d'avoir une permittivité différente à celle de l'air dans le milieu 2 (représenté sur la Fig. I-9), engendre des ruptures d'impédances, donc des réflexions. A l'intérieur du milieu 2, les allers et retours de l'onde produisent des pics de transmission et réflexion globaux suivant si leurs déphasages relatifs engendrent des interférences constructives ou destructives. On voit ainsi qu'un maximum de $|\underline{S}_{21}|$ (ligne noire pointillée) à 2.45 GHz (marqué pour la ligne rouge verticale en ω_a et ω_b sur la Fig. I-11.a) correspond à un minimum de $|\underline{S}_{11}|$ (ligne bleue pointillée) à la même fréquence. Cette fréquence particulière représente l'adaptation d'impédance des deux milieux (air et quartz), c'est-à-dire que à chaque maximum de $|\underline{S}_{21}|$ (présent à chaque multiple de la fréquence 2.45 GHz), l'impédance à l'interface de deux milieux est égale à l'impédance du milieu 1. Une analyse sur l'impédance réduite à l'interface entre deux milieux à indice de réfraction différent est présentée à la section A des Annexes où le cas pour le quartz est inclus (Figure 1), en montrant l'évolution de son impédance réduite à l'interface en fonction de la fréquence.

L'absorption causée par les pertes diélectriques du quartz augmente (avec des oscillations) dès que la fréquence augmente (Fig. I-11.a) en cohérence avec l'équation (I-2) et (I-7). La phase de \underline{S}_{21} se déroule sur une pente approximativement de $-360 \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0} \sqrt{\varepsilon_{r_{Qz}}'} \cdot L_E$ en $[\circ/\text{Hz}]$, alors que pour \underline{S}_{11} , il y a un changement de phase à chaque multiple de la fréquence 2.45 GHz aussi. La phase de \underline{S}_{11} est comprise uniquement sur les quadrants 2 et 3 (intervalle $[-270, -90]$) où la partie réelle de \underline{S}_{11} est négative car l'amplitude de l'impédance réduite du milieu 2

$(|Z_{red2}|)$ est plus petite que l'amplitude de l'impédance réduite du milieu 1 $(|Z_{red1}|)$, en ayant l'expression $re(\Gamma) = re\left(\frac{Z_{red2}-Z_{red1}}{Z_{red2}+Z_{red1}}\right) < 0$.

Comme cela a été expliqué auparavant, les maxima et minima observés sur les paramètres \underline{S} sont liés au trajets électriques de l'onde à l'intérieur du matériau et dépendent donc de la fréquence, de $\epsilon_{r,QZ}'$ et du choix de L_E . Pour l'échantillon de quartz, nous avons choisi L_E pour que le maximum de transmission se fasse à 2.45 GHz tel que :

$$L_E \max(N) = N \cdot \frac{\lambda_{2.45 \text{ GHz}}}{2} \tag{I-25}$$

Où N est un nombre entier positif correspondant au nombre de maximums de transmission qui auront lieu jusqu'à 2.45 GHz depuis la fréquence 0. $\lambda_{2.45 \text{ GHz}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{r,QZ}'(2.45 \text{ GHz})}}$ est la

longueur d'onde de l'échantillon du quartz à 2.45 GHz. De la même manière, il est possible d'obtenir un minimum de transmission à la même fréquence :

$$L_E \min(N + 1) = (1 + 2 \cdot N) \cdot \frac{\lambda_{2.45 \text{ GHz}}}{4} \tag{I-26}$$

Ici $N + 1$ dénote le nombre de minimums de transmission qui auront lieu jusqu'à 2.45 GHz.

En prenant en compte ces critères, nous souhaitons obtenir un maximum de transmission à la fréquence de 2.45 GHz pour l'échantillon de quartz et que ce maximum soit le premier ($N = 1$). Donc, en utilisant l'équation (I-25) nous calculons $L_E = 32 \text{ mm}$.

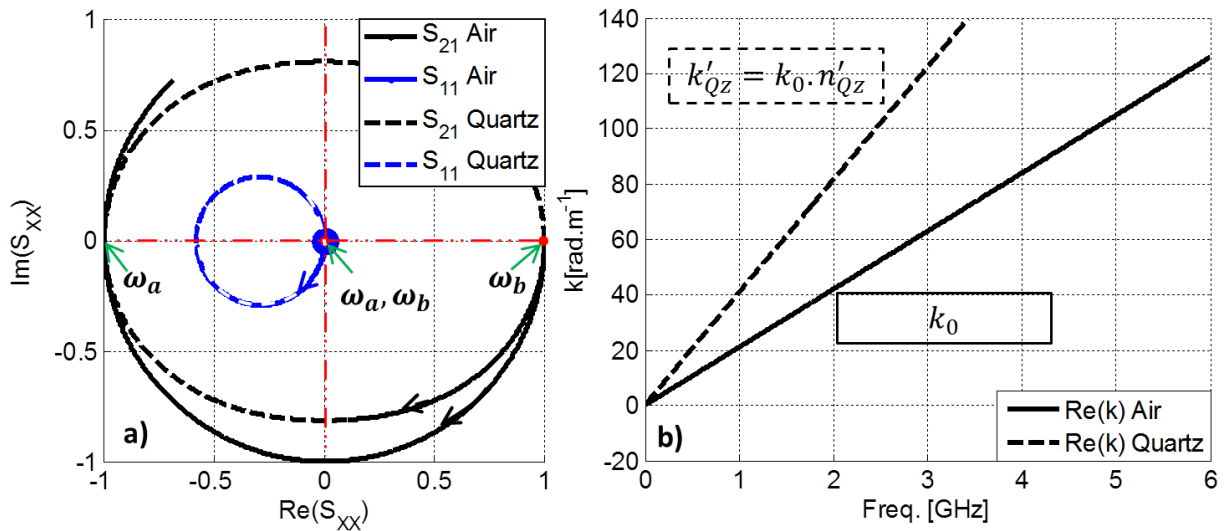


Fig. I-12. a) Représentation des paramètres \underline{S} dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon d'air et de quartz de longueur $L_E = 32 \text{ mm}$.

L'amplitude et la phase sont aussi visibles sur la Fig. I-12.a où nous représentons les paramètres \underline{S} dans le plan complexe. Le zéro de la partie réelle et imaginaire est souligné par les lignes rouges. Le sens de parcours suivant les fréquences croissantes et le point de la

fréquence initiale sont indiqués respectivement par les flèches et le point rouge sur chaque courbe :

- Pour l'air seul un cercle unitaire de \underline{S}_{21} est présent car $\underline{S}_{11} = 0$ (représenté par le point bleu au centre). La phase de \underline{S}_{21} part depuis zéro à la fréquence de 0 Hz. La longueur de l'échantillon ne permet pas de faire un tour complet du plan complexe.
- Pour le quartz, il ne s'agit plus d'un cercle unitaire mais plutôt d'une ellipse dont l'axe horizontal correspond à celui du cercle unitaire. La phase de \underline{S}_{21} diminue en passant par -90° qui correspond au premier minimum de $|\underline{S}_{21}|$, et par -180° qui correspond au premier maximum de $|\underline{S}_{21}|$ (ω_a). Par ailleurs, la phase de \underline{S}_{11} passe par -180° à chaque minimum ou maximum (ω_a ou ω_b) de $|\underline{S}_{21}|$.

Pour toutes les courbes le déroulement de la phase se fait dans le sens des aiguilles d'une montre. Nous pouvons constater que le parcours d'un tour sur la courbe de \underline{S}_{21} (Fig. I-12.a) correspond à une longueur d'onde λ complète sur la longueur L_E ; c'est-à-dire, un tour complet est une longueur d'onde complète sur L_E . A la différence de \underline{S}_{21} , \underline{S}_{11} fait le tour à chaque $\lambda/2$.

La Fig. I-12.b montre le diagramme de dispersion. Il est clair que le fait que \underline{n} soit différent de 1 modifie la réponse en fréquence de l'onde qui traverse le milieu. Cette figure montre le nombre d'onde en fonction de la fréquence. Pour les deux milieux le nombre d'onde évolue linéairement avec une pente plus grande pour le quartz que pour l'air du fait que $k'_{Qz} = n'_{Qz} \cdot k_0$. Les pentes pour ces courbes correspondent à $2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$ et $2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0} \sqrt{\epsilon_{r_{Qz}'}}$ en [rad. m⁻¹/Hz] pour l'air et pour le quartz respectivement.

Nous avons vu que pour des matériaux différents de l'air, l'apparition des pics sur les paramètres \underline{S} est liée à l'indice de réfraction \underline{n} et à la longueur L_E . Nous rappelons qu'ici la permittivité et la perméabilité sont invariantes avec la fréquence. Dans la suite nous verrons le comportement pour les cas où ces grandeurs (permittivité et perméabilité) varient en fonction de la fréquence. Notamment pour le cas du plasma et du métamatériau SRR.

1.5.2.2 Cas d'un plasma homogène à faible densité électronique n_e .

A la différence du cas précédent, \underline{n} n'est cette fois plus constant : sa valeur dépend de la fréquence de l'onde (Tableau I-2). Cependant la densité électronique est fixe, donc le milieu est homogène. Ici, nous nous appuyons sur le modèle de matrice de transfert sur une plage de fréquences de 2 à 3 GHz, en utilisant un plasma de faible densité $n_e = 1.24 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, ce qui correspond à une fréquence plasma électronique de 1 GHz : $\omega_{pe} = 2 \cdot \pi \cdot (1 \text{ GHz})$. Pour ce plasma $\nu_m = 0.01 \cdot \omega_{pe}$ a été considérée pour s'approcher des cas expérimentaux. Le plasma est non magnétisé ce qui impose $\mu_r = 1$.

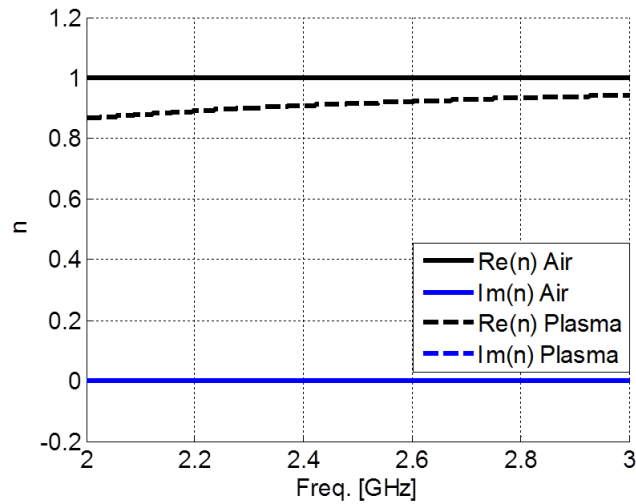


Fig. I-13. Indice de réfraction de l'air et du plasma avec $\omega_{pe} = 2 \cdot \pi \cdot (1 \text{ GHz})$. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à faible densité électronique et longueur $L_E = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.

Sur la Fig. I-13 l'indice de réfraction de l'air et du plasma sont présentés, en fonction de la fréquence. La Fig. I-13 montre que n' du plasma est proche de 1. Comme les pertes sont dans ce cas faibles, n'' reste proche de zéro.

Sur la Fig. I-14 les paramètres \underline{S} en amplitude et phase sont présentés en fonction de la fréquence pour cette configuration du plasma avec une longueur $L_E = 315 \text{ mm} = 5\lambda_{QZ(2.45 \text{ GHz})}$ (cinq fois la longueur d'onde à 2.45 GHz pour le cas quartz). Les raisons du choix de cette longueur seront commentées dans la suite.

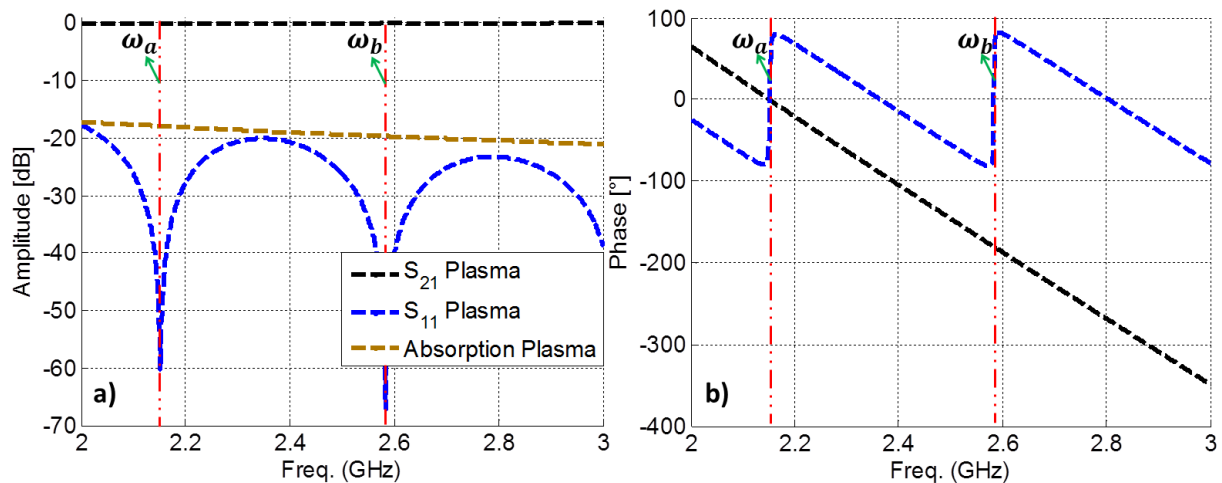


Fig. I-14. a) Paramètres \underline{S} en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres \underline{S} en phase. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à faible densité électronique et longueur $L_E = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.

Notons que le comportement des paramètres \underline{S} en amplitude et phase est similaire à celui du quartz avec une succession de maxima et minima sur $|\underline{S}_{21}|$ et $|\underline{S}_{11}|$. Ces oscillations ne sont pas très visibles sur $|\underline{S}_{21}|$ car le niveau de $|\underline{S}_{11}|$ restant faible, elles sont cachées par l'échelle (Fig. I-14 .a). En cohérence avec les équations (I-2) et (I-7), l'absorption diminue avec la fréquence. En conséquence, le niveau de $|\underline{S}_{21}|$ monte et le niveau de $|\underline{S}_{11}|$ diminue à

mesure que la fréquence augmente. En ce qui concerne la phase, les changements de phase de \underline{S}_{11} (en ω_a et ω_b) ont lieu aux mêmes fréquences que les minima de $|\underline{S}_{11}|$ (Fig. I-14 .b) mais maintenant uniquement sur les quadrants 1 et 4 (intervalle $[-90, 90]$) où la partie réelle de S_{11} est positive, car l'amplitude de l'impédance réduite du milieu 2 ($|Z_{red2}|$) est plus grande que l'amplitude de l'impédance réduite du milieu 1 ($|Z_{red1}|$), en ayant donc, l'expression : $re(\underline{\Gamma}) = re\left(\frac{Z_{red2}-Z_{red1}}{Z_{red2}+Z_{red1}}\right) > 0$. La phase de \underline{S}_{21} se déroule de façon classique.

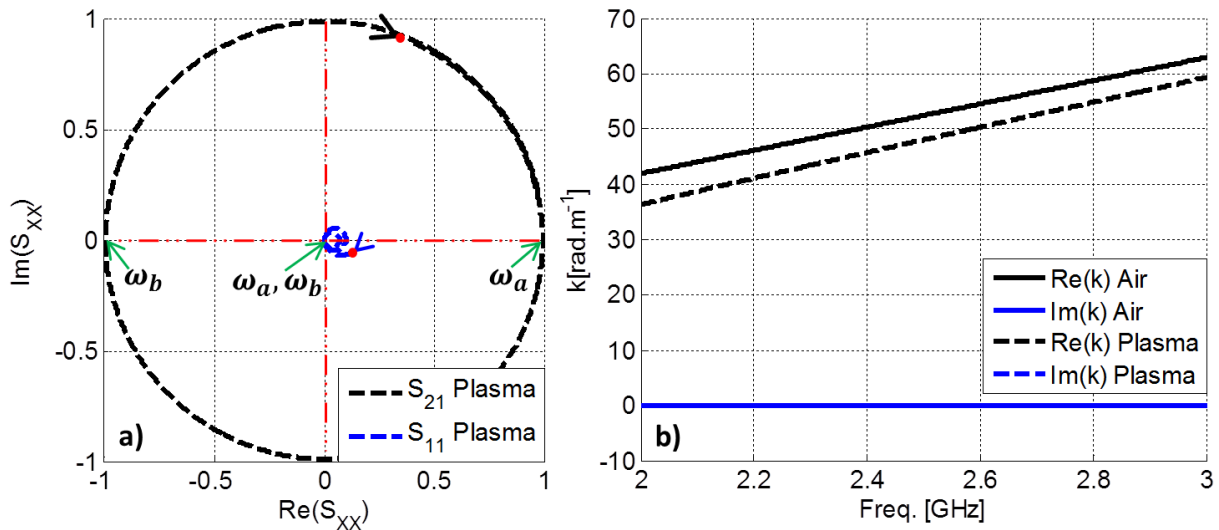


Fig. I-15. a) Paramètres \underline{S} dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à faible densité électronique et longueur $L_E = 315$ mm d'après le modèle de Drude.

Sur la Fig. I-15.a, cette amplitude et cette phase sont aussi visibles. Le cercle presque unitaire est présent pour \underline{S}_{21} , avec un déroulement de la phase qui se fait dans le sens des aiguilles d'une montre. Sur la Fig. I-15.b les courbes du nombre d'onde sont comparées pour l'échantillon plasma et l'air. La pente pour le plasma est légèrement inférieure à celle de l'air car à ces fréquences n' est proche mais inférieur à 1. Aux hautes fréquences, cette pente est presque identique. De façon générale, dans ces conditions, le plasma se comporte comme un diélectrique.

Nous avons observé qu'avec un plasma à faible densité, le comportement des paramètres \underline{S} est similaire à celui du quartz avec des pics caractéristiques sur toute la plage de fréquences, sauf que pour ce cas même si la permittivité relative du plasma varie en fonction de la fréquence, elle reste plus petite que 1 pour toute la plage de fréquence. Dans la suite nous verrons le comportement pour le cas d'un plasma à forte densité où la permittivité relative varie en fonction de la fréquence et est plus petite que zéro.

1.5.2.3 Cas d'un plasma homogène à forte densité électronique n_e .

Le cas traité ici est semblable au cas précédent, mais en utilisant un plasma avec une densité bien supérieure ($n_e = 4.47 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) pour avoir une fréquence plasma électronique $\omega_{pe} = 2 \cdot \pi \cdot (6 \text{ GHz})$ et la même proportion pour ν_m ($\nu_m = 0.01 \cdot \omega_{pe}$). La même plage de fréquences de 2 à 3 GHz est utilisée.

Sur la Fig. I-16, les indices de réfraction de l'air et du plasma sont présentés en fonction de la fréquence.

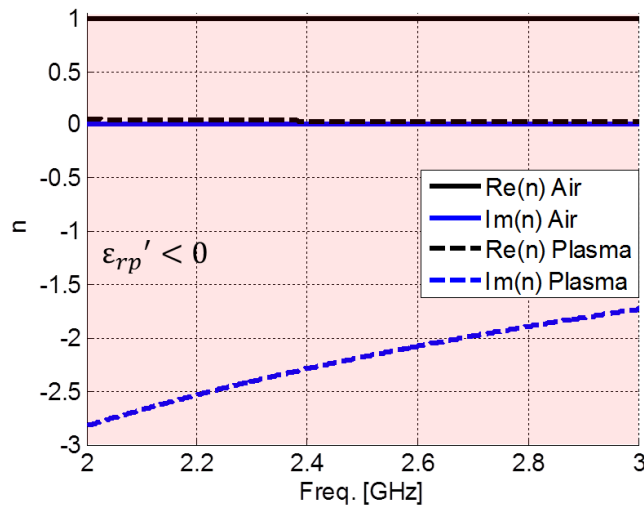


Fig. I-16. Indice de réfraction de l'air et du plasma avec $\omega_{pe} = 2 \cdot \pi \cdot (6.00 \text{ GHz})$. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à forte densité électronique et longueur $L_E = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.

La Fig. I-16 montre que n' du plasma est proche à 0 en cohérence avec le modèle de Drude. La zone rouge claire, qui ici couvre toute la figure, représente les fréquences où la permittivité réelle du plasma est négative. Dans cette zone, cela se traduit par une partie imaginaire n'' très élevée. Il s'agit alors d'un plasma à forte densité électronique et où l'onde électromagnétique le traversant est évanescence.

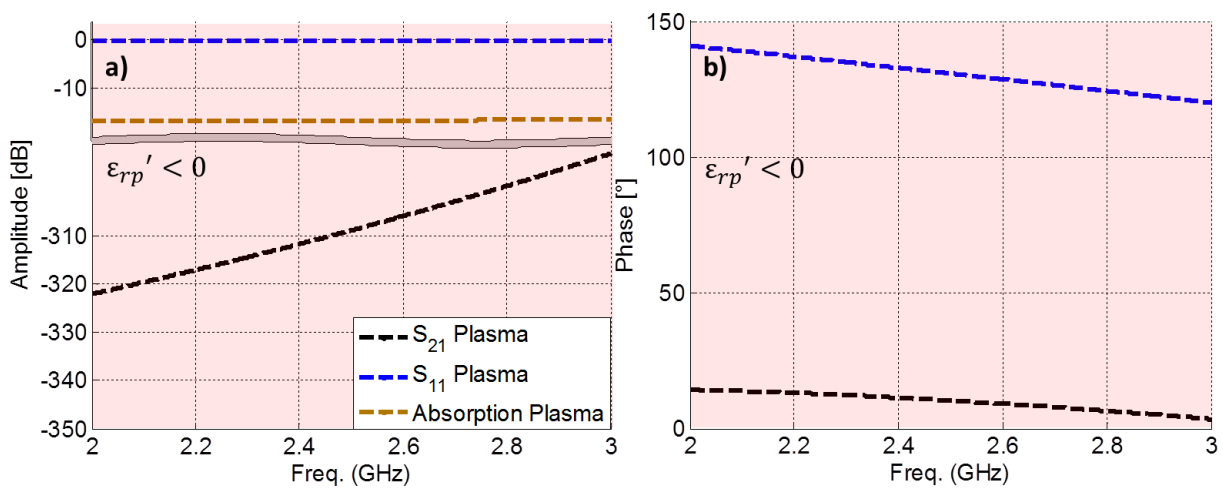


Fig. I-17. a) Paramètres \underline{S} en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres \underline{S} en phase. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à forte densité électronique et longueur $L_E = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.

Sur la Fig. I-17, les paramètres \underline{S} en amplitude et phase en fonction de la fréquence pour cette configuration du plasma sont présentés. Dans cette configuration L_E reste la même que pour le plasma à faible densité ($L_E = 5\lambda_{QZ(2.45 \text{ GHz})}$). Notons que lorsque $\epsilon_{rp}' < 0$, c'est-à-dire sur toute la plage de fréquences, $|\underline{S}_{21}| \approx 0$ (-310 dB) et $|\underline{S}_{11}| \approx 1$ (0 dB): quasiment toute l'énergie est réfléchi. L'absorption reste quasiment constante sur la bande de fréquences (Fig. I-17.a). En relation à la phase (Fig. I-17.b), vu que l'amplitude de \underline{S}_{21} est

approximativement zéro, sa phase reste proche de zéro aussi. La phase de \underline{S}_{11} reste quasiment constante pour toute la plage de fréquences, mais par contre elle est proche de 180° comme le comportement d'un conducteur parfait (réflexion de toute l'énergie avec un déphasage de 180 degrés).

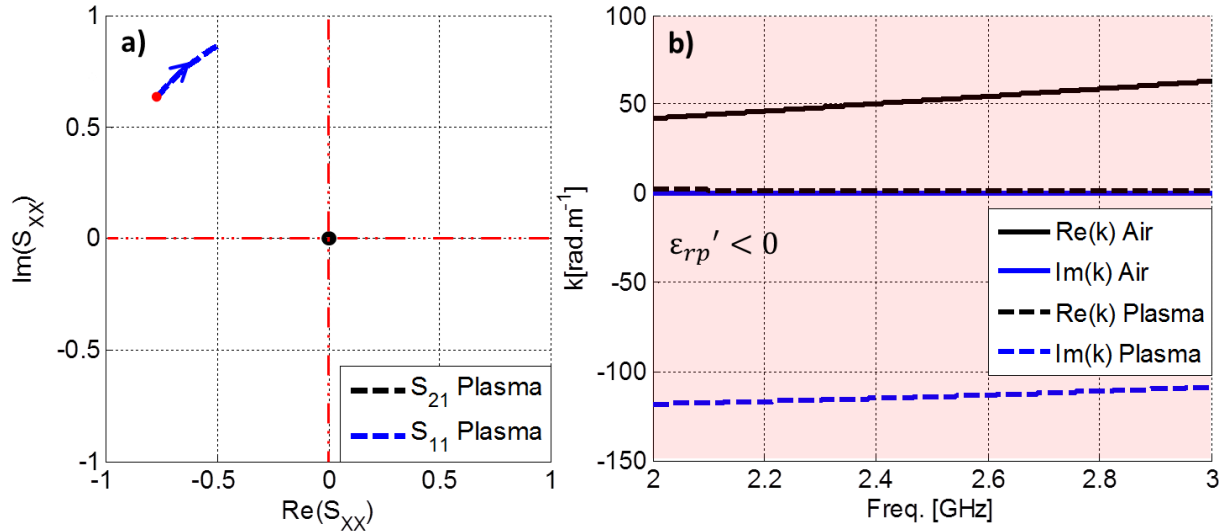


Fig. I-18. Paramètres \underline{S} dans le plan complexe et diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à forte densité électronique et longueur $L_E = 315$ mm d'après le modèle de Drude.

Sur la Fig. I-18.a, ces amplitudes et phases sont aussi visibles. Le \underline{S}_{11} parcourt un arc de cercle avec un déroulement de la phase dans le sens des aiguilles d'une montre. Le \underline{S}_{21} représenté par le point noir reste presque nul en amplitude, cet effet rend difficile la visibilité du déroulement de sa phase. Sur la Fig. I-18.b, les courbes du nombre d'onde sont comparées pour l'échantillon plasma et l'air. La pente pour la courbe plasma est quasiment zéro car à ces fréquences $\epsilon_{rp}' < 0$. Cette bande est connue comme la bande interdite du plasma, où pratiquement il n'y a pas de déroulement de la phase avant ω_{pe} comme observé sur la Fig. I-17.b. De manière générale, dans ces conditions, le comportement du plasma est proche de celui d'un conducteur.

Nous avons constaté qu'avec un plasma à forte densité, le comportement des paramètres \underline{S} est totalement différent à ceux observés pour les cas précédents. La permittivité relative du plasma varie en fonction de la fréquence, et elle est plus petite que zéro pour toute la plage de fréquences. Dans la suite nous verrons le comportement pour le cas d'un plasma à densité proche des valeurs expérimentales où la permittivité relative varie en fonction de la fréquence entre des valeurs négatives et positives.

1.5.2.4 Cas d'un plasma homogène à densité électronique n_e proche des valeurs expérimentales

Pour ce cas nous essayerons de nous rapprocher au cas dans lequel nous sommes, où $\omega_{pe} = 2. \pi. (2.45 \text{ GHz})$ comme l'exemple montré dans la section I.3.3 qui correspond à une densité électronique $n_e = 7.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Pour ce plasma, la même proportion pour ν_m a

été considérée ($\nu_m = 0.01 * \omega_{pe}$) sur la même plage de fréquences de 2 à 3 GHz. Pour ce cas les deux comportements décrits auparavant d'un plasma à faible et forte densité électronique seront visibles, en regardant en plus la région $\omega \approx \omega_{pe}$.

Sur la Fig. I-19, la permittivité relative du plasma et son indice de réfraction sont présentés, ainsi que l'épaisseur de peau δ en fonction de la fréquence.

Nous voyons qu'à 2.45 GHz $\epsilon_{rp}' \approx 0$. Seule la valeur non nulle de ϵ_{rp}' liée à la fréquence de collision ν_m empêche n' et n'' de s'annuler à ω_{pe} . A 2 GHz, le comportement du plasma est proche du cas plasma forte densité présenté précédemment. A 3 GHz, le comportement du plasma est proche du cas plasma faible densité. A 2.45 GHz, la transition entre ces deux tendances s'effectue. Sur la Fig. I-19 b) l'épaisseur de peau en fonction de la fréquence est montrée. Notons que à ω_{pe} nous avons $\delta = 277$ mm. Comme expliqué dans la section I.2.1, δ est la longueur caractéristique pour atténuer suffisamment¹⁹ l'onde, notamment pour ce cas où il s'agit d'une onde évanescente avec un n'' assez important. Pour cette raison le choix de $L_E = 5\lambda_{QZ(2.45 \text{ GHz})}$, s'avère légèrement plus grand que nécessaire.

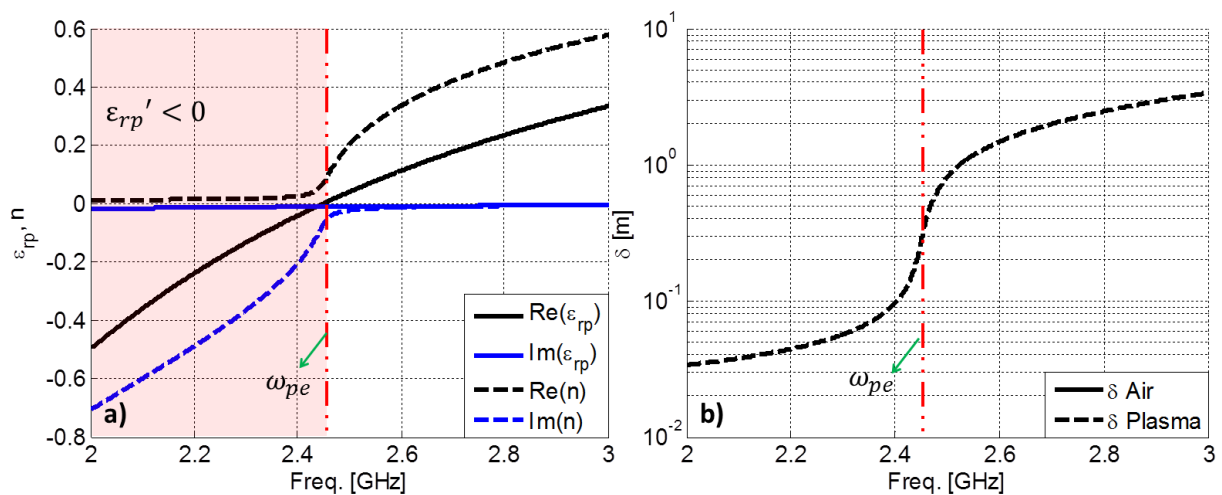


Fig. I-19. a) Permittivité relative du plasma (ϵ_{rp}) avec l'indice de réfraction (n) en parties réelle et imaginaire, et b) Epaisseur de peau (δ). Courbes tracées pour un échantillon de plasma proche d'un cas réel de longueur $L_E = 315$ mm d'après le modèle de Drude.

Sur la Fig. I-20, les paramètres \underline{S} en amplitude et phase en fonction de la fréquence pour le plasma sont présentés. Ici aussi, à 2 GHz, le comportement du plasma est proche du cas plasma forte densité et à 3 GHz, le comportement du plasma est proche du cas faible densité. Juste après ω_{pe} , $|\underline{S}_{11}|$ descend à son premier minimum qui coïncide avec le premier maximum de $|\underline{S}_{21}|$ et où l'absorption est maximale. A la section A des Annexes, le cas plasma montre l'adaptation de l'impédance entre deux milieux (air et plasma) à l'interface en cohérence avec les maxima de $|\underline{S}_{21}|$ (Figure 2).

¹⁹ Telle quelle la définition de l'épaisseur de peau avec $|\underline{\vec{E}}| = E_0/e$.

Comme dans le cas du quartz, on observe des minima et des maxima liés aux aller-retours de l'onde dans le plasma, sauf qu'ici leur périodicité n'est pas constante. Le premier maximum de $|\underline{S}_{21}|$ a lieu à la fréquence $\omega_a = 2 \cdot \pi \cdot (2.5 \text{ GHz})$, où $L_E = \lambda/2$. Le deuxième a lieu à $\omega_b = 2 \cdot \pi \cdot (2.63 \text{ GHz})$ où $L_E = \lambda$, le troisième a lieu à $\omega_c = 2 \cdot \pi \cdot (2.84 \text{ GHz})$ où $L_E = 3 \cdot \lambda/2$, et ainsi de suite (Fig. I-20.a).

La phase en Fig. I-20.b montre un changement de pente à partir de ω_{pe} pour \underline{S}_{21} . A cette fréquence, la phase de \underline{S}_{11} est à peu près 0° . Après cette fréquence, il y a des changements de pente entre des valeurs négatives et positives autour de chaque minimum de $|\underline{S}_{11}|$ dues aux pertes introduites au plasma. Si $\nu_m = 0$, il y aurait uniquement des changements de phase qui seraient discontinus. Si en plus, $L_E \rightarrow \infty$, la phase pour \underline{S}_{21} serait zéro aux fréquences inférieures de ω_{pe} . Cette action éliminerait d'un côté les pertes et d'un autre côté réduirait les effets d'aller-retour, en considérant un milieu infini.

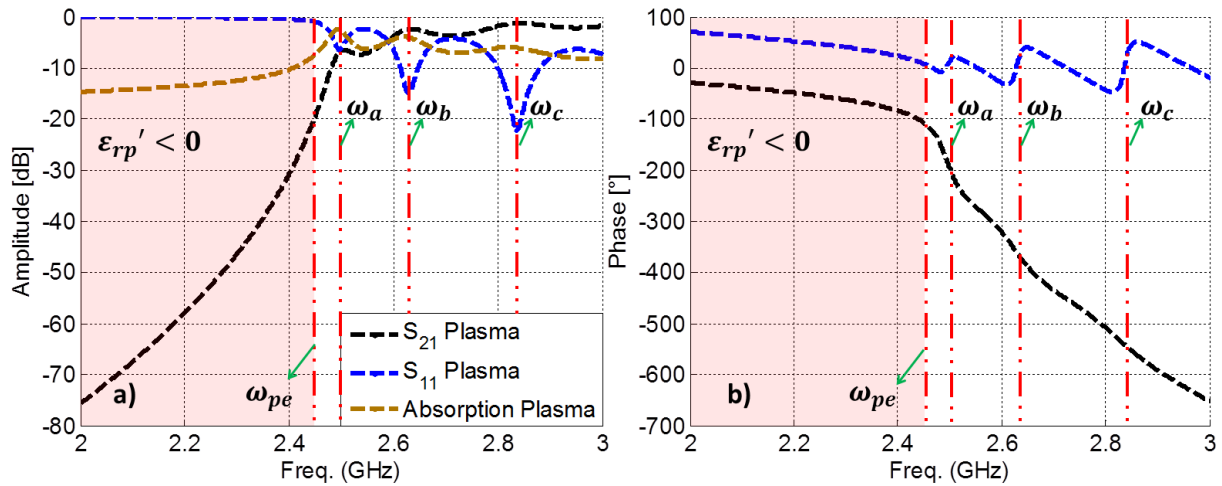


Fig. I-20. a) Paramètres \underline{S} en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres \underline{S} en phase. Courbes tracées pour un échantillon de plasma de longueur $L_E = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.

Cette amplitude et cette phase, comme auparavant, peuvent se visualiser dans le plan complexe sur la Fig. I-21.a où les changements de signe de la pente de la phase du \underline{S}_{11} apparaissent autour de chaque minimum de $|\underline{S}_{11}|$, c'est-à-dire, autour de chaque changement de cadran (traversée de l'axe des réels positifs). Les maxima de $|\underline{S}_{21}|$ se distinguent dès que la courbe s'éloigne du centre du diagramme.

Sur la Fig. I-21 b), nous présentons le diagramme de dispersion du plasma. Pour $\omega < \omega_{pe}$, k' reste proche de zéro. Cette bande de fréquence correspond à la fraction où $\epsilon_{rp}' < 0$ où l'onde dans le plasma s'atténue et devient évanescence. Après pour $\omega > \omega_{pe}$, le nombre d'onde k' augmente pour retrouver la même tendance que k_0 car $\underline{n} \rightarrow 1$ à hautes fréquences.

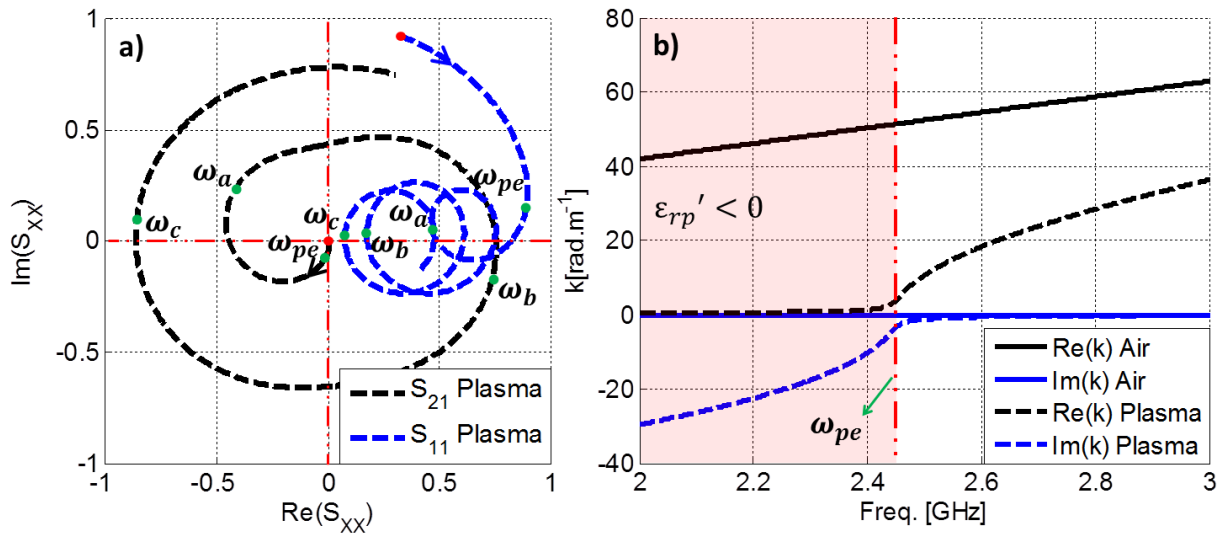


Fig. I-21. a) Paramètres \underline{S} dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon de plasma de longueur $L_E = 315$ mm d'après le modèle de Drude.

Nous avons remarqué qu'avec un plasma à densité proche des valeurs expérimentales, on retrouve le comportement des paramètres \underline{S} d'un plasma à faible et à forte densité électronique. La permittivité relative du plasma varie en fonction de la fréquence entre des valeurs négatives et positives en passant par zéro. Dans la suite nous verrons le comportement pour le cas d'un métamatériau SRR où maintenant c'est la perméabilité relative qui varie en fonction de la fréquence entre des valeurs négatives et positives.

1.5.2.5 Cas du SRR à perméabilité relative effective homogénéisée.

Dans cette section, la réponse électromagnétique du SRR va être étudiée. Comme mentionné auparavant, le SRR qui compose la structure périodique a des dimensions caractéristiques petites devant la longueur d'onde à la fréquence d'intérêt. Comme il s'agit d'une structure 3D, un modèle homogène, comme celui utilisé pour le plasma, n'est pas envisageable ici. Le SRR est donc modélisé sur le logiciel de simulation électromagnétique ANSYS Electronique Desktop®. Cette simulation permet d'acquérir les mêmes sorties que le programme Matlab® utilisé dans la section précédente. Le comportement du SRR peut se ramener dans le volume considéré à une perméabilité effective homogène de la structure [46], [47]. Le SRR simulé dans cette section est une structure proposée par Nakamura et Sakai en [48], qui permet notamment d'obtenir $\mu_{r_eff}' < 0$ autour de 2.45 GHz.

Sur la Fig. I-22, une vue schématique de ce SRR avec ses dimensions est présentée. La configuration de la structure simulée est également présentée. Cette structure a été conçue avec le logiciel de simulation électromagnétique ANSYS Electronique Desktop® en respectant leurs dimensions. Les conditions aux limites, de propagation et de périodicité ont notamment été prises en compte. Le substrat RO4003C (en vert) montré dans la section I.2.1 a été utilisé avec une permittivité relative de 3.55, une tangente de pertes de 0.0027 et une épaisseur de 0.81 mm.

Cette simulation permet d'obtenir les paramètres \underline{S} en amplitude et phase, qui sont ensuite traités pour extraire tant l'indice de réfraction \underline{n} que l'impédance réduite \underline{Z}_{red} grâce à [49]. Ces deux grandeurs sont alors utilisées pour récupérer les caractéristiques électromagnétiques macroscopiques de la structure SRR : sa permittivité et sa perméabilité relative effective : $\underline{\epsilon}_{r_eff}$ et $\underline{\mu}_{r_eff}$. Les détails de cette méthode seront donnés dans le CHAPITRE II.

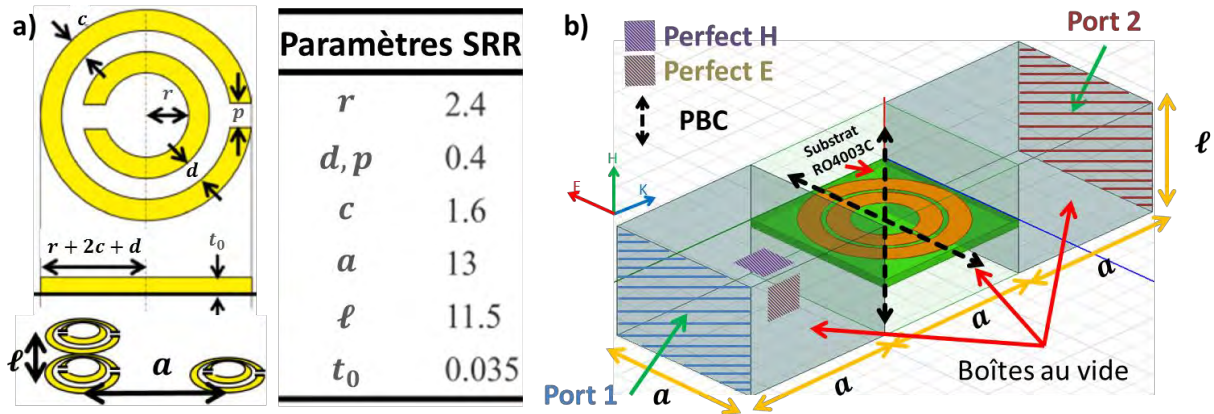


Fig. I-22. a) Vue schématique du SRR avec ses dimensions (figure extraite de [48]), et b) configuration de la structure simulée sur ANSYS Electronics Desktop.

La Fig. I-23 présente la permittivité et perméabilité relative effective de cette structure en fonction de la fréquence. La réponse de perméabilité du SRR est proche du modèle théorique de Lorentz développé à la section précédente. La forme globale des parties réelle et imaginaire est en effet proche de la Fig. I-7, et notamment les limites aux fréquences basses et hautes. Sur la Fig. I-23.a, la partie réelle de $\underline{\mu}_{r_eff}$ part d'une valeur proche de 1 à basse fréquence et arrive à une valeur plus petite que 1 pour les hautes fréquences. Il existe une bande de fréquences de 344 MHz ici où la partie réelle de la perméabilité effective est négative : $\mu_{r_eff}' < 0$. Cette bande de fréquence est représentée par une zone bleu clair, sur cette figure et dans tout le reste du manuscrit. D'autres points caractéristiques sont notables : $\omega_0 = 2.53$ GHz, la fréquence de résonance, où $\mu_{r_eff}' \approx 1^{20}$ et $\omega_{pm} = 2.88$ GHz où $\mu_{r_eff}' = 0$.

Notons l'importance de la simulation qui permet aussi de connaître la valeur de la permittivité relative effective du réseau SRR. Cette valeur est décrite pour un réseau de cylindres sur l'article de Pendry [5] comme une constante, en remarquant une valeur similaire pour les autres structures. Nous pouvons constater que ce n'est pas le cas, cette valeur varie aussi en fonction de la fréquence. La partie réelle de la perméabilité μ_{r_eff}' présente également un maximum et un minimum décrits dans le modèle. Cependant, le minimum ne suit pas la tendance du modèle. Alors que pour la partie réelle de $\underline{\mu}_{r_eff}$ il existe une résonance [5], [27], pour la partie réelle de $\underline{\epsilon}_{r_eff}$ il y a un début et un final

²⁰ Moment où μ_{r_eff}' diverge à des valeurs négatives.

proche de 3, en passant par une antirésonance [35], [50] à la même fréquence ω_0 où cette valeur est proche de zéro.

La partie réelle de $\underline{\varepsilon}_{r_eff}$ montre un comportement complémentaire à celui de la partie réelle de $\underline{\mu}_{r_eff}$; depuis les basses fréquences, la partie réelle de $\underline{\varepsilon}_{r_eff}$ diminue alors que la partie réelle de $\underline{\mu}_{r_eff}$ monte, en ayant la même valeur à la fréquence $\omega_a = 2.4$ GHz. A cette fréquence, $\underline{\varepsilon}_{r_eff} = \underline{\mu}_{r_eff}$ (parties réelle et imaginaire), ce qui se traduit par une transmission maximale car $\underline{Z}_{red} \approx 1$ comme montré dans la suite du chapitre.

Nous constatons qu'à la fréquence $\omega_1 = 2.\pi.(2.52$ GHz), le maximum de μ_{r_eff}' mais aussi un minimum²¹ de ε_{r_eff}' sont atteints. De la même manière pour $\omega_2 = 2.\pi.(2.61$ GHz), correspondant à un maximum de ε_{r_eff}' et un minimum de μ_{r_eff}' . Après cette fréquence, ε_{r_eff}' diminue encore une fois tandis que μ_{r_eff}' augmente en passant par zéro à ω_{pm} . Aux hautes fréquences, les deux grandeurs gardent une valeur quasiment uniforme. Ce comportement est cohérent avec la modélisation de cet élément par un circuit LC : si dans la bobine sa perméabilité est remplacée avec des valeurs négatives, cette bobine vient à se comporter comme un condensateur et vice-versa [51] : Lorsque μ_{r_eff}' est la plus négative, ε_{r_eff}' est la plus positive.

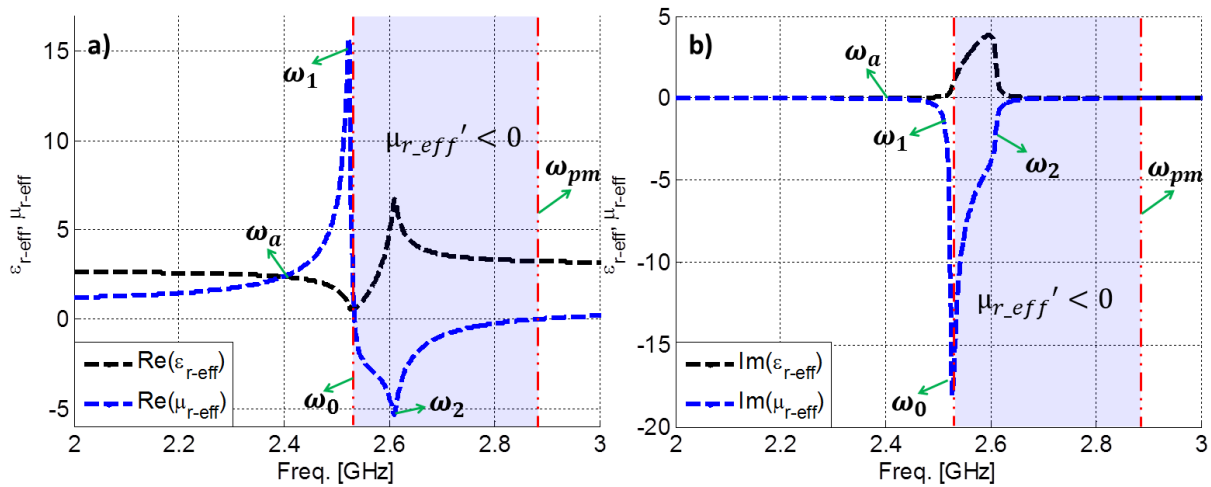


Fig. I-23. Permittivité et perméabilité relatives effectives de la structure SRR : a) partie réelle, et b) partie imaginaire. Paramètres électromagnétiques récupérés à partir l'indice de réfraction \underline{n} et l'impédance réduite \underline{Z}_{red} .

Sur la Fig. I-23.b, les parties imaginaires des deux grandeurs sont opposées en signe : Il serait logique de penser que ε_{r_eff}'' comme μ_{r_eff}'' devraient être négatives étant donné qu'il s'agit de matériau passifs [52], cependant ce fait ne viole pas le principe de passivité et il a déjà été mentionné en [46], [50], [53]–[55] : Ce principe spécifie que un milieu est passif lorsque la partie imaginaire de son indice de réfraction est négative et que la partie réelle de son impédance est strictement positive .

²¹ Minimum mais jamais négative.

Les parties imaginaires restent nulles loin de la fréquence de résonance. Le minimum de μ_{r_eff}'' (maximum en valeur absolue) se place à la fréquence de résonance ω_0 . Par ailleurs, le maximum de ε_{r_eff}'' se place à la fréquence caractéristique ω_2 .

L'indice de réfraction du milieu \underline{n} et l'impédance réduite \underline{Z}_{red} sont présentées sur la Fig. I-24. Sur la partie réelle, l'impédance Z_{red}' et l'indice n' augmentent en amplitude depuis les basses fréquences, atteignant les valeurs de 1 et 2.4 respectivement à ω_a . Après cette fréquence, un maximum pour Z_{red}' et n' est observable à la fréquence ω_1 . Ensuite, les deux grandeurs diminuent à une valeur proche de zéro. A la fréquence ω_{pm} elles remontent à nouveau. Ni n' ni Z_{red}' ne sont négatifs. Le fait que Z_{red}' reste positif est la signature d'un milieu passif.

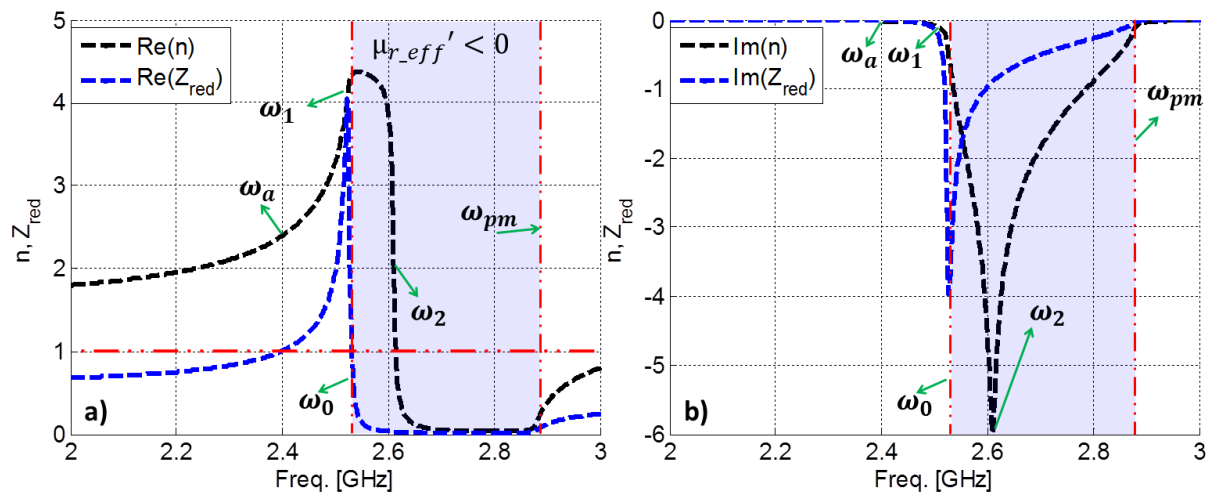


Fig. I-24. Indice de réfraction et impédance réduite de la structure SRR : a) partie réelle, et b) partie imaginaire. Paramètres extraits à partir des paramètres \underline{S} de la structure en utilisant la méthode décrite en [49].

Sur la Fig. I-24.b, les parties imaginaires restent nulles avant ω_0 et après ω_{pm} . Les minimums de Z_{red}'' et n'' se placent aux fréquences ω_0 et ω_2 respectivement. Notons aussi que à ω_2 , $Z_{red}'' \approx -1$. Entre ω_0 et ω_{pm} , Z_{red}'' reste négatif, ce qui signe un effet inductif de la structure. Le signe de n'' est quant à lui fixé par le choix de la convention $e^{j.\omega.t}$. Même si ε_{r_eff}'' et μ_{r_eff}'' possèdent des signes opposés à certaines fréquences, n'' reste toujours négatif en respectant cette convention.

Les paramètres \underline{S} de la structure SRR à partir desquels l'indice de réfraction \underline{n} et l'impédance réduite \underline{Z}_{red} ont été extraits sont présentés en amplitude et en phase sur la Fig. I-25.

Sur la Fig. I-25.a, en basse fréquence, la différence de permittivité entre l'air et le SRR provoque une légère réflexion, proche de -10 dB sur $|\underline{S}_{11}|$. A ω_a , les ondes passent par un point caractéristique où la réflexion $|\underline{S}_{11}|$ est minimale et la transmission $|\underline{S}_{21}|$ maximale. Ce point correspond à une valeur de $Z_{red} = 1$: la structure est adaptée.

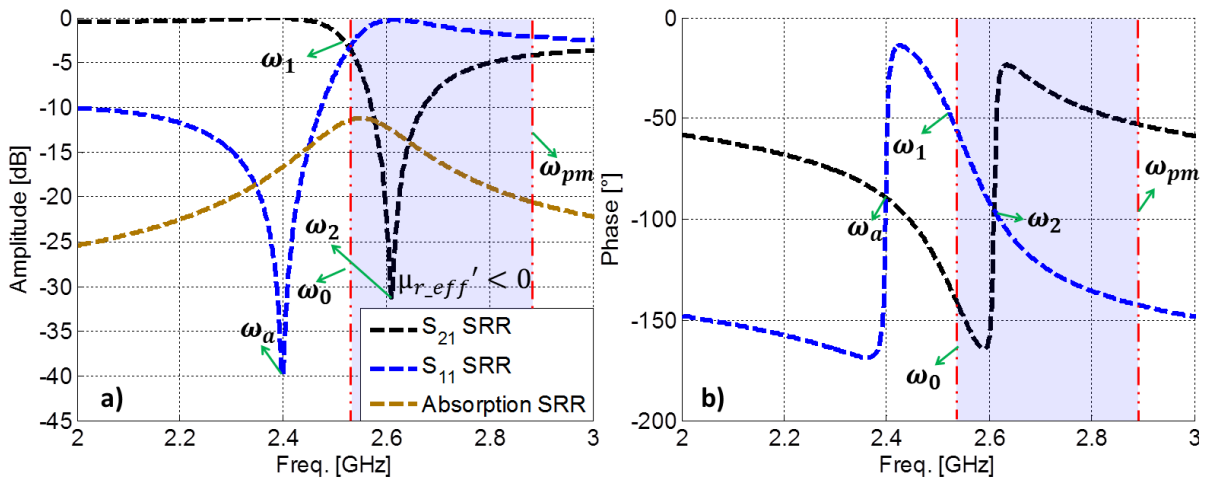


Fig. I-25. a) Paramètres \underline{S} en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres \underline{S} en phase. Courbes extraites à partir d'une simulation sur le logiciel commercial ANSYS Electronics Desktop pour un échantillon SRR.

Cette adaptation d'impédance est décrite à la section A des Annexes pour le cas SRR (Figure 3). Après cette fréquence, $|S_{11}|$ monte et $|S_{21}|$ diminue en trouvant un minimum de $|S_{21}|$ à la fréquence de ω_2 lorsque μ_{r_eff}' est minimale. Le minimum de $|S_{21}|$ signe le comportement métamatériau de la structure SRR [16], [35] sans plasma. Ce minimum est causé par le fait d'avoir la valeur la plus négative de perméabilité à cette fréquence : l'onde à l'intérieur du matériau devient évanescente et la réflexion maximale. De plus, à cette fréquence, l'absorption est proche de son niveau maximal.

Sur la Fig. I-25.b, la phase se déroule de manière décroissante sur les deux courbes aux basses fréquences, en cohérence avec la convention $e^{j.\omega.t}$. Il y a une variation abrupte de la phase aux fréquences des minimums d'amplitude de $|S_{11}|$ et $|S_{21}|$. Après ces variations, le déroulement de la phase reste décroissant dans les deux cas.

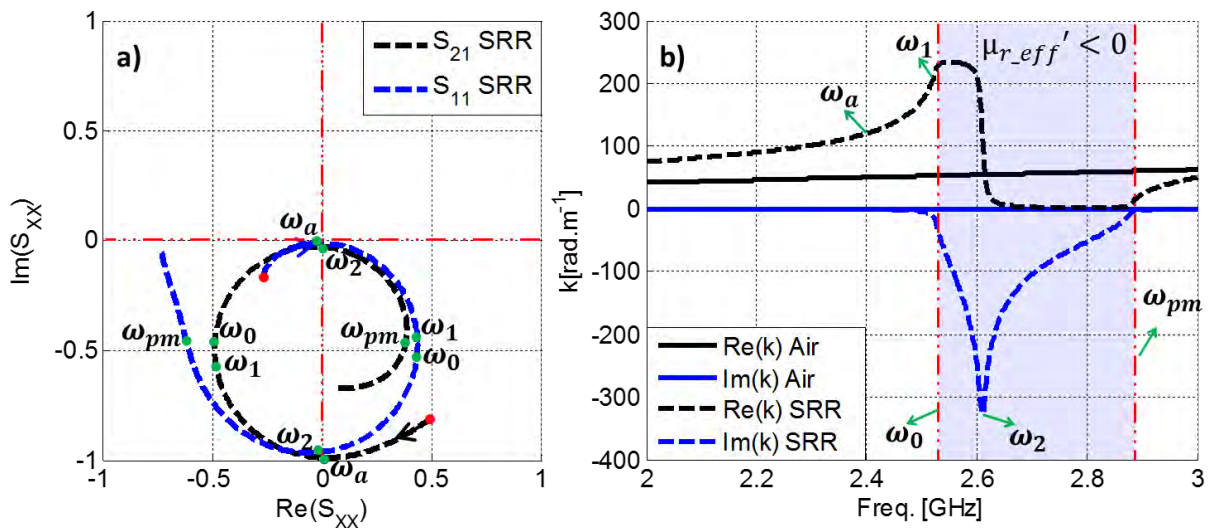


Fig. I-26. a) Paramètres \underline{S} dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon SRR.

A la différence des cas montrés auparavant, la phase de \underline{S}_{21} ne complète pas un λ à 3 GHz comme montré sur la Fig. I-26.a. La phase reste comprise dans l'intervalle $[-180,0]$ pour ces

deux courbes. La Fig. I-26.b montre le diagramme de dispersion de la structure SRR. Il serait logique de penser que la bande interdite est celle où $\mu_{r_eff}' < 0$. Cependant, cette bande interdite est comprise entre ω_2 et ω_{pm} . Cela peut s'expliquer en regardant les parties imaginaires de la permittivité et de la perméabilité ε_{r_eff}'' et μ_{r_eff}'' . Ces deux valeurs sont énormes dans l'intervalle qui va de ω_0 jusqu'à ω_2 , permettant ainsi à k' d'être non nul mais quasiment constant. Par ailleurs, k'' augmente dans cette zone. k' suit la même tendance que pour le cas de l'air hors des fréquences d'intérêt, en limite basse et haute.

I.5.2.6 Cas du Plasma et SRR double négatif à indice de réfraction \underline{n} négatif.

Pour l'instant, la signature électromagnétique du plasma puis du SRR ont été étudiés séparément. Dans cette partie une étude de la combinaison des deux est présentée.

Dans ce cas, dans la configuration de la Fig. I-22.b la structure SRR étudiée à la section précédente n'est plus remplie d'air (entre les plaques de SRR), mais par un plasma homogène représenté par les boîtes en rouge clair sur la Fig. I-27, d'une densité égale à $n_e = 8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, ce qui correspond à une fréquence plasma de $\omega_{pe} = 2 \cdot \pi \cdot (25.4 \text{ GHz})$. Avec une telle densité électronique, la partie réelle de la permittivité effective globale $\varepsilon_{rp}' < 0$ reste négative sur toute la bande d'intérêt, comme dans le cas forte densité, même avec les différences présentées ci-dessous. La distribution du plasma est conçue de telle manière à ne pas toucher le SRR, donc le plasma restera dans les parties supérieure et inférieure sur l'axe du champ \vec{H} (boîte centrale du vide de 4.6 mm), en faisant un rapport de 60 % de plasma sur la longueur ℓ de la structure. D'après [56], [57], l'interaction du plasma avec cette structure modifie la fréquence de résonance. Alors, le fait de conserver une couche de vide entre les plaques de SRR et le plasma permet de maintenir quasiment la même fréquence de résonance du SRR. Par contre, la permittivité effective de l'ensemble s'en trouve diminuée. La fréquence de collision ν_m reste la même que celle utilisée dans les différents cas plasma.

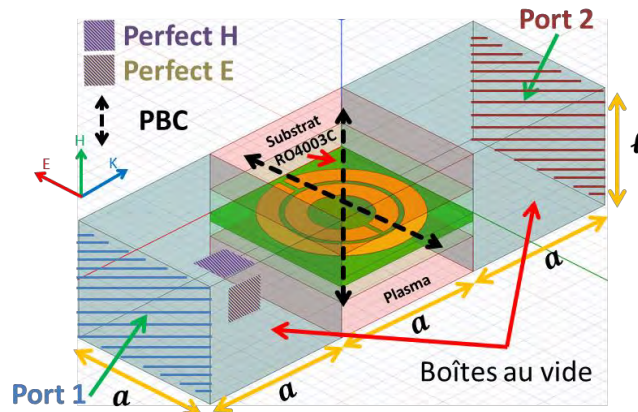


Fig. I-27. Configuration de la structure simulée sur ANSYS Electronics Desktop en incluant du plasma (boîtes en rouge clair) sur la structure avec une boîte centrale d'air de 4.6 mm.

Sur la Fig. I-28 les paramètres électromagnétiques, dont la permittivité et perméabilité relative effective, sont présentés en parties réelle et imaginaire comme fonction de la fréquence.

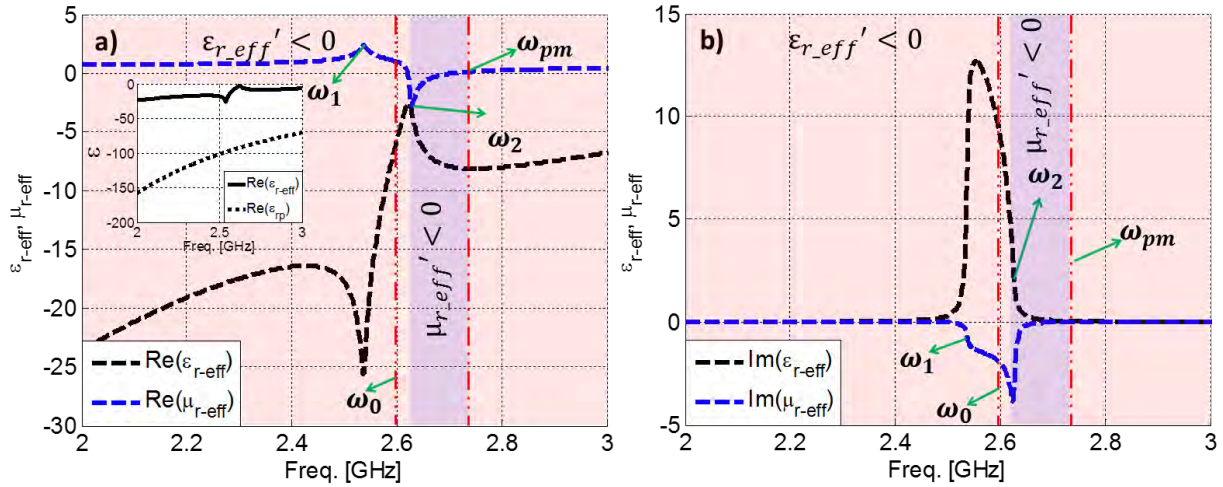


Fig. I-28. Permittivité et perméabilité relative effective de la structure Plasma-SRR : a) partie réelle, et b) partie imaginaire. Paramètres électromagnétiques récupérés à partir de l'indice de réfraction \underline{n} et l'impédance réduite \underline{Z}_{red} .

Sur l'ensemble de la bande, la partie réelle de la permittivité est négative, ce qui se matérialise sur la figure par un fond rouge clair. Sur la partie réelle de la perméabilité, il y a une bande de fréquences de 87 MHz où elle est négative. Cette bande, qui se trouve réduite par rapport au cas sans plasma, est visible par la zone violette, zone où tant ϵ_{r_eff}' que μ_{r_eff}' sont ainsi négatives. Le comportement complémentaire de ϵ_{r_eff}' avec μ_{r_eff}' est encore visible dans cette configuration. La présence du plasma permet d'obtenir une valeur négative de ϵ_{r_eff}' sur toute la bande. Avec cette valeur de densité, la courbe obtenue pour ϵ_{rp}' d'après le modèle de Drude est cependant plus basse que ϵ_{r_eff}' : bien que la valeur de ϵ_{rp}' soit très négative, le volume de plasma n'est pas suffisant pour faire descendre plus la valeur de ϵ_{r_eff}' . A $\omega_0 = 2.\pi.(2.6 \text{ GHz})$, la perméabilité effective vaut $\mu_{r_eff}' = 1$. Par la présence du plasma et malgré le gap de vide, la fréquence de résonance s'est décalée légèrement par rapport au cas sans plasma [56], [57]. La Fig. I-28.b montre toujours à $\epsilon_{r_eff}'' > 0$ entre son maximum à ω_1 et ω_{pm} ; Dans le reste de la bande, elle reste nulle. Même comportement pour μ_{r_eff}'' où son maximum apparaît à ω_2 .

Sur la Fig. I-29, les paramètres électromagnétiques, qui sont l'indice de réfraction et l'impédance réduite sont présentés en parties réelle et imaginaire en fonction de la fréquence. Sur la Fig. I-29.a, depuis les basses fréquences, n' diminue et Z_{red}' augmente en amplitude en atteignant une valeur minimum pour n' et une maximum pour Z_{red}' aux fréquences respectives de ω_0 et ω_2 . n' reste négatif depuis un peu avant ω_1 jusqu'à ω_{pm} . Normalement l'effet attendu serait d'avoir $n' < 0$ uniquement sur la bande commune où ϵ_{r_eff}' et μ_{r_eff}' sont négatifs, c'est-à-dire sur la bande de couleur violette ; cependant, ce n'est pas le cas. La simulation montre que les parties imaginaires des deux grandeurs jouent sur ce phénomène.

Une autre simulation est ainsi réalisée en forçant les parties imaginaires de permittivité et de perméabilité à être nulles ($\varepsilon_{r_eff}'' = \mu_{r_eff}'' = 0$). Les résultats sont présentés sur les Fig. I-29.c et Fig. I-29.d. La partie réelle de l'indice de réfraction reste bien égale à zéro ($n' = 0$) en dehors de la bande commune où ε_{r_eff}' et μ_{r_eff}' sont négatifs. Cet effet est visible sur la Fig. I-29.c. Une étude plus poussée, avec différentes combinaisons des valeurs complexes pour $\underline{\varepsilon}_{r_eff}$ et $\underline{\mu}_{r_eff}$ est présentée à la section B des Annexes. Elle montre notamment comment la valeur de $n' < 0$ peut être obtenue sans avoir nécessairement une partie réelle négative pour $\underline{\varepsilon}_{r_eff}$ et $\underline{\mu}_{r_eff}$.

En s'intéressant maintenant à l'impédance, dans le cas avec pertes (Fig. I-29.a), $Z_{red}' \approx 1$ à la fréquence ω_2 , et sur toute la plage de fréquence, Z_{red}' reste positive, ce qui signe un milieu passif. Pour le cas avec des pertes nulles (Fig. I-29.c), Z_{red}' conserve la même tendance.

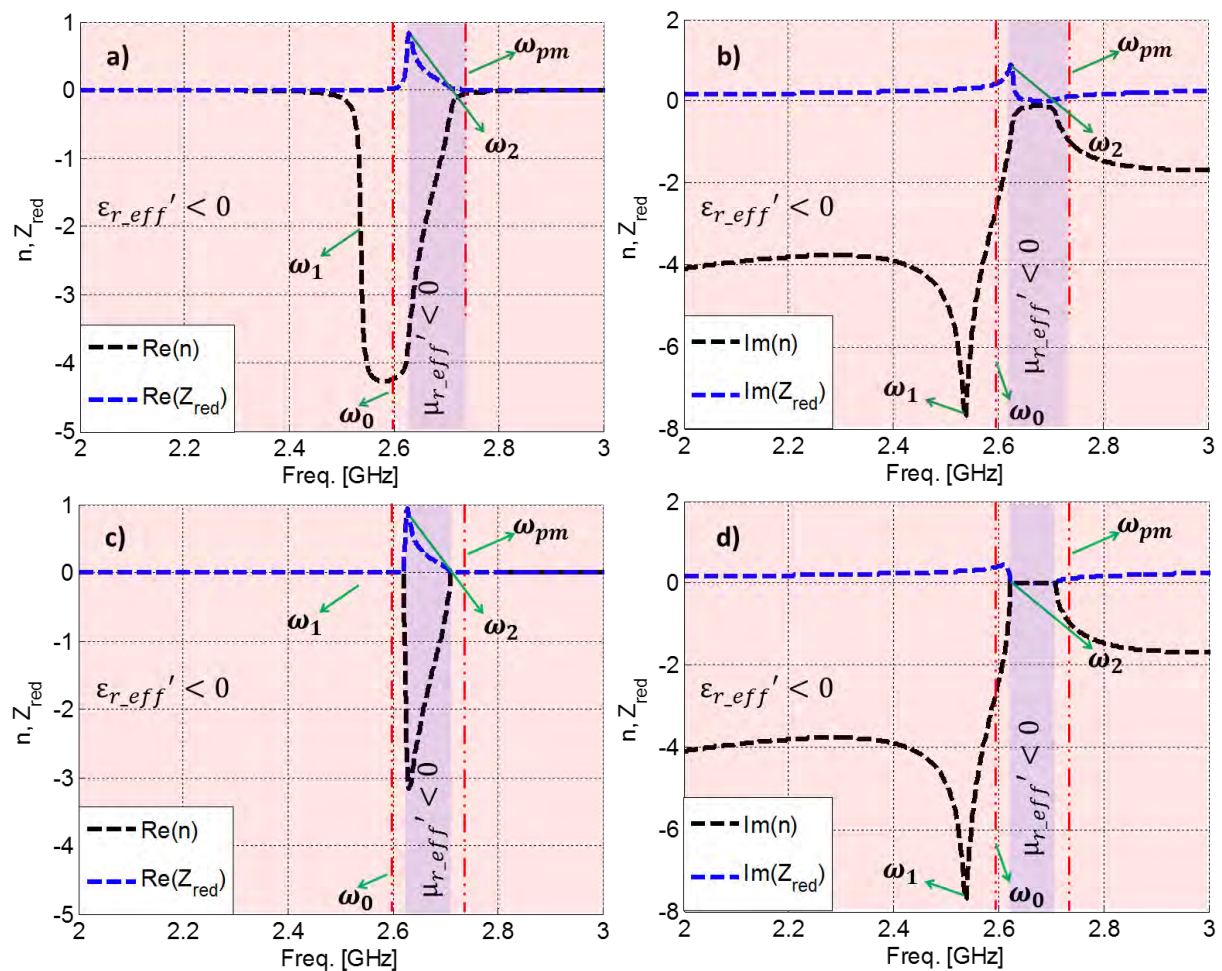


Fig. I-29. Indice de réfraction et impédance réduite de la structure Plasma-SRR : a) partie réelle et b) partie imaginaire. c) partie réelle (cas pertes nulles pour $\underline{\varepsilon}_{r_eff}$ et $\underline{\mu}_{r_eff}$) et d) partie imaginaire (cas pertes nulles pour $\underline{\varepsilon}_{r_eff}$ et $\underline{\mu}_{r_eff}$). Paramètres extraits à partir des paramètres \underline{S} de la structure en utilisant la méthode décrite en [49].

Sur Fig. I-29.b, la partie imaginaire de \underline{n} part d'une valeur égale à 4 à basse fréquences et finit avec une valeur proche de 2 à hautes fréquences. A ω_1 il y a un minimum (maximum en

valeur absolue) de n'' . Par ailleurs, la partie imaginaire de Z_{red} reste proche de zéro à basses et à hautes fréquences. Z_{red}'' augmente jusqu'à un maximum à ω_2 . Entre ω_2 et ω_{pm} tant n'' que Z_{red}'' restent proches de zéro. Cette zone de fréquence revêt un intérêt particulier : elle présente les caractéristiques que nous souhaitons obtenir, à savoir une partie réelle de l'indice négative $n' < 0$ avec une partie imaginaire quasi nulle ($n'' \approx 0$).

Au-delà de ω_{pm} , n'' diminue encore une fois et Z_{red}'' augmente. Z_{red}'' reste positive sur toute la bande, ce qui montre un effet capacitif : la densité du plasma simulée est suffisamment élevée pour que les effets capacitifs du plasma prédominent sur les effets inductifs également présents. n'' reste toujours négatif. A la différence de la Fig. I-29.b, la Fig. I-29.d (cas pertes nulles) montre les mêmes tendances mais l'absence de pertes entraîne des variations plus abruptes.

Sur la Fig. I-30 les paramètres \underline{S} de l'échantillon Plasma-SRR sont présentés en amplitude et phase en fonction de la fréquence. Si ces courbes sont globalement comparables à celles du SRR sans plasma, certaines différences sont notables.

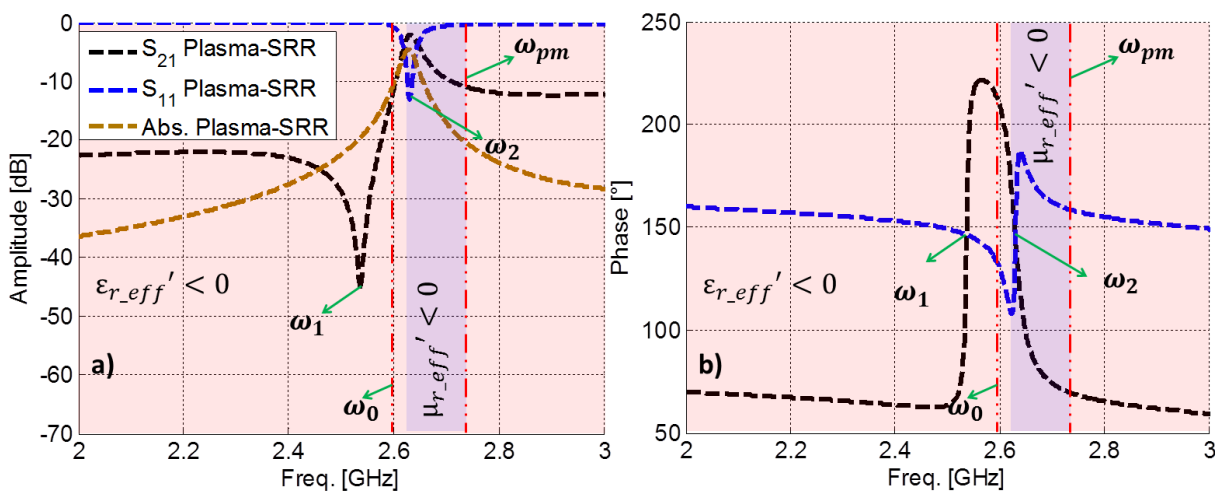


Fig. I-30. a) Paramètres \underline{S} en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres \underline{S} en phase. Courbes extraites à partir d'une simulation sur le logiciel commercial ANSYS Electronics Desktop pour un échantillon Plasma-SRR.

Sur la Fig. I-30.a, à basses fréquences, c'est $|S_{11}|$ qui reste maintenant proche de 0 dB : par la présence du plasma, le signal est quasiment entièrement réfléchi, comme sur la Fig. I-17. La transmission $|S_{21}|$ atteint un minimum en ω_1 . A la différence de la configuration SRR uniquement, ce minimum ne signe pas le comportement d'une perméabilité négative. Après cette fréquence, $|S_{21}|$ augmente et $|S_{11}|$ diminue. Les deux trouvent un extremum à la fréquence de ω_2 lorsque $\epsilon_{r,eff} \approx \mu_{r,eff}$, donc $Z_{red} \approx 1$: la structure est adaptée. A la section A des Annexes, cette adaptation d'impédance pour le cas Plasma-SRR est décrite plus précisément (Figure 4). Toujours à cette fréquence ω_2 , il y a un maximum d'absorption. Le maximum de transmission mentionné auparavant montre un comportement caractéristique d'un milieu doublement négatif [16], [58]–[62].

Sur la Fig. I-30.b la phase se déroule de manière décroissante sur les deux courbes aux basses fréquences, en cohérence avec la convention $e^{j.\omega.t}$. Il y a une variation abrupte de la phase aux fréquences du minimum et maximum d'amplitude de $|\underline{S}_{21}|$ et le minimum de $|\underline{S}_{11}|$. Après ces variations, le déroulement de la phase reste décroissant dans les deux cas.

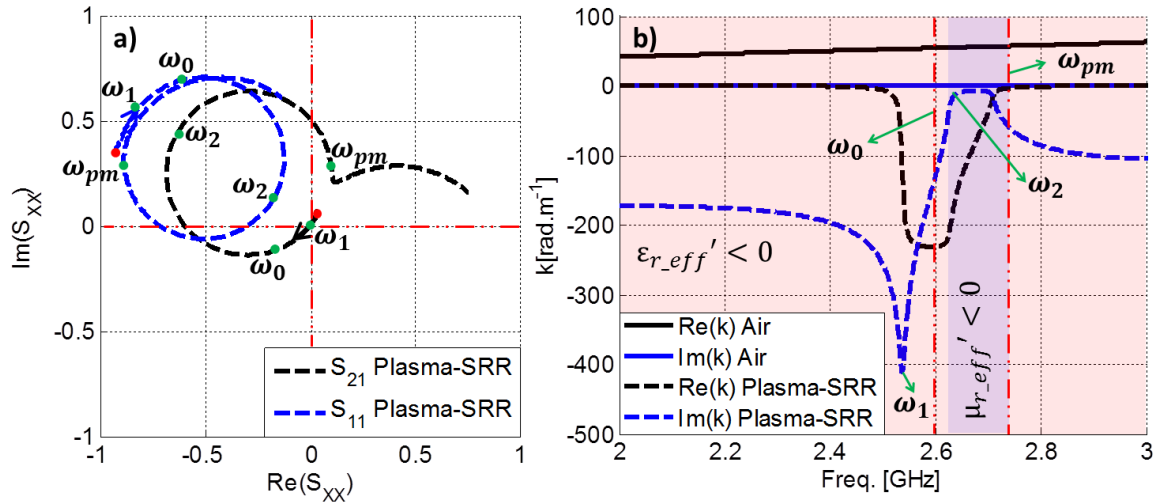


Fig. I-31. a) Paramètres \underline{S} dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon Plasma-SRR.

Si les paramètres \underline{S} des cas sans et avec plasma sont comparés, il est possible d'observer que la transmission $|\underline{S}_{21}|$ du cas avec plasma suit la même tendance que la réflexion $|\underline{S}_{11}|$ du cas sans plasma, et vice versa : A la fréquence ω_2 c'est un pic de réflexion qui est visible pour le cas sans plasma; ce qui se passe maintenant pour le cas avec plasma est un pic de transmission. En d'autres termes, autour de ω_2 il y a une bande interdite pour le cas sans plasma ; au contraire, pour le cas avec plasma, il y a maintenant une bande passante autour de cette fréquence tel que montré dans la suite.

La phase de \underline{S}_{21} présentée sur la Fig. I-31.a ne complète toujours pas un λ à 3 GHz. La phase reste comprise dans la plage $[-180,0]$ pour les deux courbes. Le point le plus éloigné du centre du diagramme sur la courbe de \underline{S}_{21} correspond à la fréquence du maximum de $|\underline{S}_{21}|$. Par ailleurs, le point le plus proche du centre du diagramme sur la courbe \underline{S}_{11} correspond à la fréquence du minimum de $|\underline{S}_{11}|$. La Fig. I-31.b montre le diagramme de dispersion de la structure Plasma-SRR. Pour ce cas il y a deux bandes interdites au début et fin de la plage de fréquence ce qui est normal car sur toute la plage de fréquence ϵ_{r_eff}' est négative en ayant un déroulement de la phase uniquement où tant la partie réelle de la permittivité que la partie réelle de la perméabilité sont négatives autour de ω_2 . La première bande interdite finit à ω_1 et la deuxième commence à ω_{pm} . Donc, k' ne suit pas la même tendance que pour le cas de l'air.

Tentons maintenant de résumer les points importants que cette étude soulève, dans notre optique de vouloir réaliser un matériau à permittivité et perméabilité négative présentant

un comportement dit gaucher. Il n'est malheureusement pas possible d'obtenir avec nos moyens expérimentaux un plasma avec une ω_{pe} aussi élevée comme celle utilisée lors de la simulation. La densité du plasma présentera plutôt une fréquence plasma ω_{pe} proche de la fréquence de résonance du réseau SRR, comme présenté dans un des cas ci-dessus. Donc, à la place d'élargir la bande où ϵ_{r_eff}' est négative et pour assurer une vision claire du pic de transmission sur la courbe de \underline{S}_{21} , nous élargirons plutôt la bande de fréquences où μ_{r_eff}' est négative.

Notons que l'effet gaucher peut exister même si la transmission est nulle comme montré sur la Fig. I-30 et la Fig. I-31.b. Néanmoins, dans ce cas, une signature expérimentale de cette effet semble très compliquée. De plus, nous ne sommes pas en mesure de le distinguer sans avoir récupéré la permittivité et perméabilité effective de l'ensemble Plasma-SRR. Donc, en résumé, pour l'identification de l'effet gaucher, il faudra prendre en compte les différents éléments suivants :

- une **permittivité et une perméabilité effectives négatives**. Cette contrainte était déjà identifiée au préalable.
- une **bonne adaptation**. Sans cela, le niveau de signal sera trop faible pour permettre d'identifier l'effet. Les différentes études ont également montré que l'adaptation varie rapidement dans la zone d'intérêt, ce qui va compliquer l'interprétation des courbes expérimentales.
- des **pertes faibles** aux fréquences d'intérêt. En plus du niveau faible de signal, notre étude a montré que la bande de fréquence d'intérêt (où la partie réelle de l'indice est négative) peut varier suivant les pertes.

Notons que notre objectif est d'avoir un milieu doublement négatif, c'est-à-dire, avec des parties réelles de permittivité et perméabilité négatives sur une certaine bande de fréquence ; cependant, il n'est pas nécessaire que ces valeurs de permittivité et perméabilité soient assez grandes, il suffit que le rapport $\underline{Z}_{red} = \sqrt{\underline{\mu}_{r_eff} / \underline{\epsilon}_{r_eff}} \approx 1$ pour atteindre une bonne adaptation, et par conséquent, un pic de transmission.

I.6 Etat de l'art.

L'idée de combiner la partie négative de la permittivité du plasma à une structure de perméabilité négative est relativement récente. Les matériaux appelés « main gauche »²² ainsi créés sont en effet attractifs, tant dans le domaine du plasma que dans celui des métamatériaux. Les matériaux gauchers seraient reconfigurables, au moins en termes de permittivité. Les plasmas maintenus par micro-ondes ne peuvent absorber qu'une quantité limitée d'énergie, car l'onde est réfléchié lorsque la densité électronique atteint sa valeur

²² Aussi connus comme NIM's (Negative Index Metamaterials), et matériaux doublement négatifs (DNG).

critique lorsque la permittivité devient négative [63]. Avec un matériau à perméabilité négative, l'onde incidente se propagerait dans le milieu gauche, afin d'obtenir des densités électroniques plus élevées, et ainsi potentiellement une meilleure efficacité de couplage.

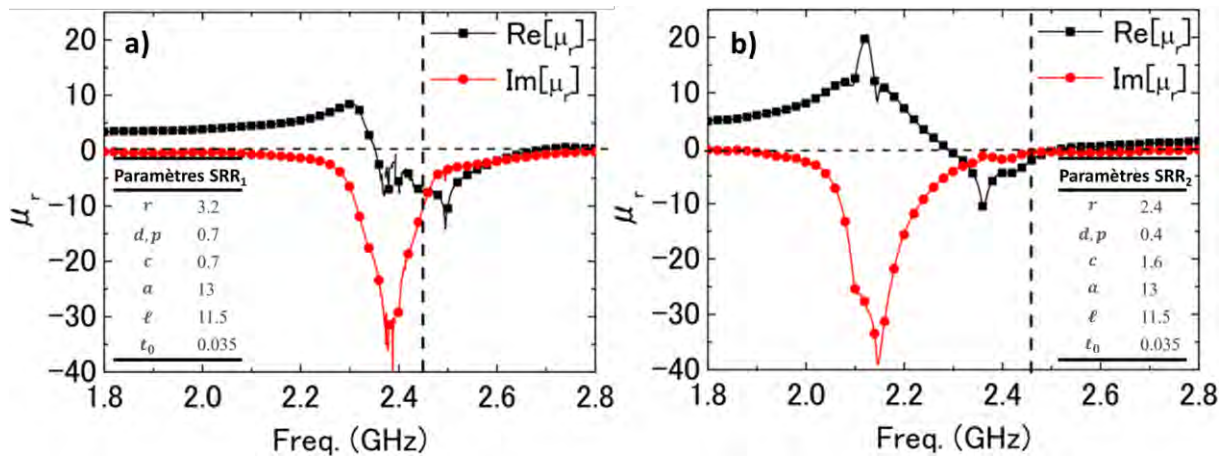


Fig. I-32. a) Réponse en fréquence de la perméabilité effective du réseau SRR. a) Pour réseau SRR-1 et b) Pour réseau SRR-2. Figures extraites de [48].

Sakai et al. [48], [64]–[66] ont expérimenté cette idée pour la première fois (2014) : ils ont réalisé successivement deux réseaux SRR [48], basés sur le même motif de base correspondant au cas a) de la Fig. I-5. La réponse magnétique est présentée sur la Fig. I-32 pour chaque réseau de SRR avec leurs paramètres physiques.

Les lignes noires et rouges représentent la partie réelle et imaginaire respectivement de la perméabilité effective des réseaux métamatériau. Cette réponse a été récupérée à partir des paramètres \underline{S} de chaque réseau mesurés en espace libre sans plasma. Chaque réseau est composé de $4 \times 6 \times 10$ cellules élémentaires.

Notons que pour les deux cas la partie réelle de la perméabilité est négative autour de la fréquence 2.45 GHz. C'est l'idée même qui a conduit au dimensionnement de ces réseaux, puisque le plasma est excité précisément à cette fréquence. Dans l'ordre chronologique, le réseau SRR₁ est le premier à avoir été utilisé, et présente une partie réelle plus négative (en valeur absolue) à 2.45 GHz. Dans l'idée de minimiser les pertes, Sakai a alors fait évoluer les dimensions du motif de base pour séparer en partie la zone des pertes importantes de la zone de partie réelle de la perméabilité négative. Dans cette optique, la Fig. I-32.b (SRR₂) présente des pertes magnétiques très faibles à 2.45 GHz.

Ces deux différents réseaux de SRR ont été inséré dans un guide d'onde pour résonner à 2.45 GHz (Fig. I-33) avec un mode TE₁₀, en ayant une propagation suivant l'axe z et un champ électrique et magnétique parallèle et perpendiculaire aux anneaux respectivement.

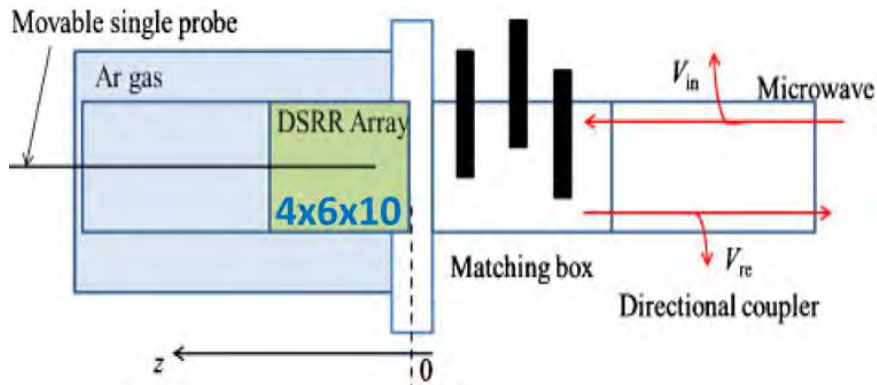


Fig. I-33. a) Schéma du banc expérimental en montrant l'emplacement du réseau SRR ainsi que la région de propagation de l'onde à une fréquence de 2.45 GHz. Figure extraite de [48].

Le signal de puissance micro-onde envoyé sur l'ensemble est une porte générée à 2.45 GHz, d'une durée comprise entre 1 et 5 ms, avec un rapport cyclique de 0.5% de puissance 500 W. Cette puissance a été monitorée avec un coupleur bi-directionnel. La pression dans l'enceinte est égale à 750 mTor (100 Pa), les auteurs considérant les pertes à cette pression négligeables ; dans l'article, la principale source de pertes est causée par la partie imaginaire de perméabilité effective du réseau.

La caractérisation du plasma est faite avec des mesures de densités électroniques à partir d'une sonde de Langmuir au centre du réseau sur l'axe x , et à partir de 5 mm sur l'axe z .

Après la génération du plasma, la détection de puissance incidente a été supérieure pour le réseau SRR_2 que pour le réseau SRR_1 . Ces mesures sont cohérentes avec les mesures de densité électronique en fonction de la distance. Ces mesures sont présentées sur la Fig. I-34 et Fig. I-35 respectivement.

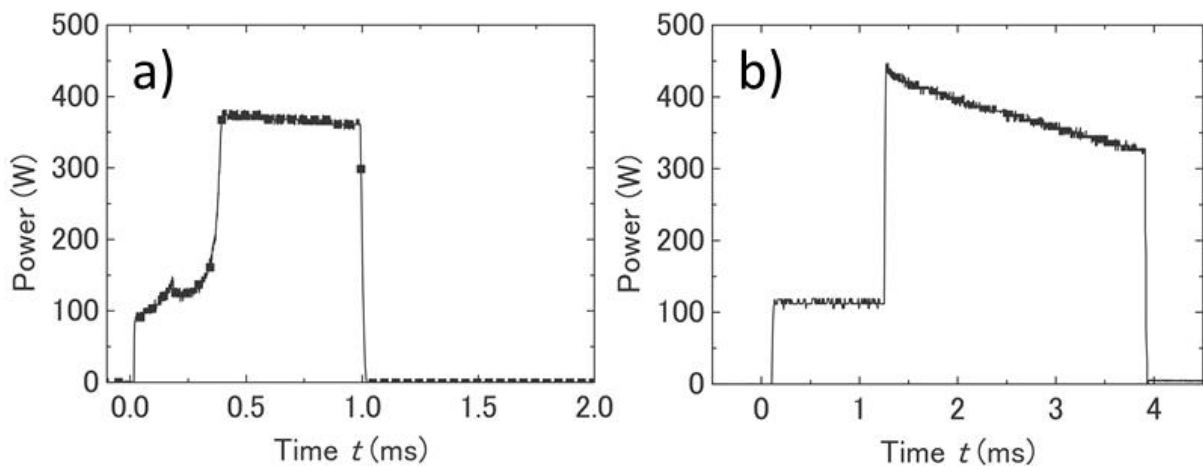


Fig. I-34. Evolution de la puissance microonde incidente pour le réseau a) SRR-1 et b) SRR-2 à une fréquence de 2.45 GHz. Figure extraite de [48].

Sur la Fig. I-34 l'évolution de la puissance incidente en fonction du temps est présentée. Notons que pour le réseau SRR_1 (Fig. I-34-a) à $t < 0.4$ ms la propagation microonde et la génération plasma sont en état transitoire. En $t > 0.4$ ms la puissance incidente monte à une valeur environ de 400 W et reste constante jusqu'à 1 ms. Pour le réseau SRR_2 à

$t < 1.3$ ms aucun plasma n'a été généré ; par contre à $t > 1.3$ ms un plasma quasi-stationnaire s'est généré avec une diminution graduelle de puissance jusqu'à 4 ms.

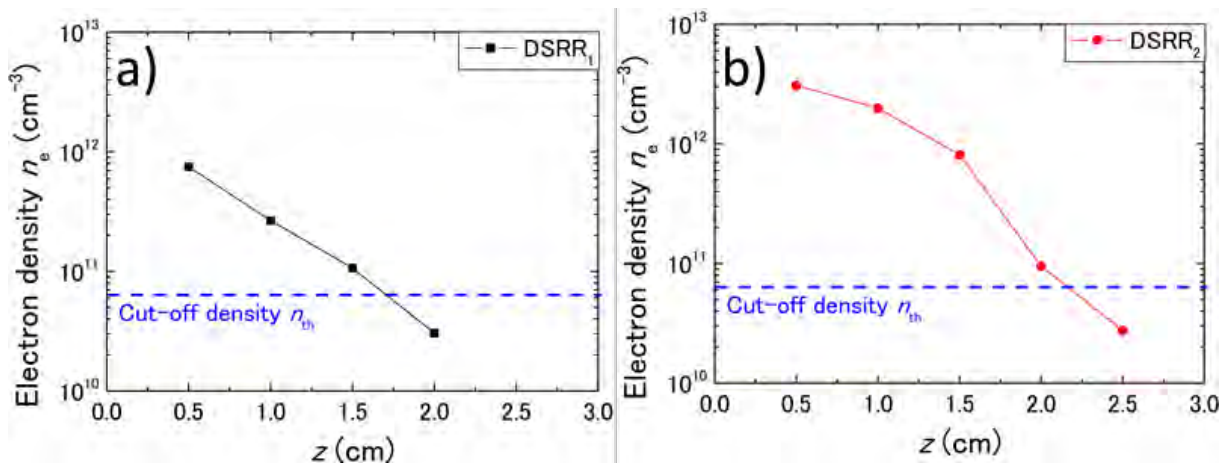


Fig. I-35. Profil spatial de densité électronique pour le réseau a) SRR-1 et b) SRR-2 à une fréquence de 2.45 GHz mesurée par la sonde de Langmuir amovible montrée sur la Fig. I-33 à 0.8 ms et 3 ms respectivement. Figure extraite de [48].

Sur la Fig. I-35 les profils de densité spatiale pour les réseaux SRR-1 et SRR-2 sont présentés. Pour le réseau SRR-1 (Fig. I-35-a) la densité électronique a été mesurée à 0.8 ms. De 5 à 15 mm la densité électronique a dépassé la valeur de densité critique à 2.45 GHz ($n_{th} = 7.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$). A la différence du réseau SRR-1, le niveau de densité électronique pour le réseau SRR-2 a été supérieur pour une puissance microonde similaire (350 – 400 W), en dépassant n_{th} jusqu'à 20 mm. Avec ces résultats les auteurs peuvent confirmer a priori un plasma microonde à forte densité électronique dans les régions négatives de la perméabilité, cependant le comportement gaucher reste difficile à mettre en évidence, l'expérience ne disposant que d'un accès micro-ondes permettant à la fois une alimentation plasma et un diagnostic par micro-ondes.

Plus récemment, Kim et Hopwood ont tenté d'obtenir le comportement double négatif. Lors de leur première tentative [56], ils ont créé une configuration SRR originale en utilisant deux tailles différentes de SRR: une pour créer le plasma à 1.5 GHz et une autre pour créer une perméabilité négative à 1.9 GHz. Cette configuration est montrée sur la Fig. I-36.

Les deux anneaux pour générer le plasma et pour créer la perméabilité négative sont intentionnellement isolés de tout contact grâce à un diélectrique de permittivité relative égale à 3.27, en formant un réseau de $3 \times 3 \times 9$ cellules élémentaires. Cette combinaison a été réalisée à une pression d'environ 1 Torr pour le plasma. Cependant, sa permittivité réelle reste positive à 1.9 GHz en raison de pertes et d'une densité de plasma insuffisante.

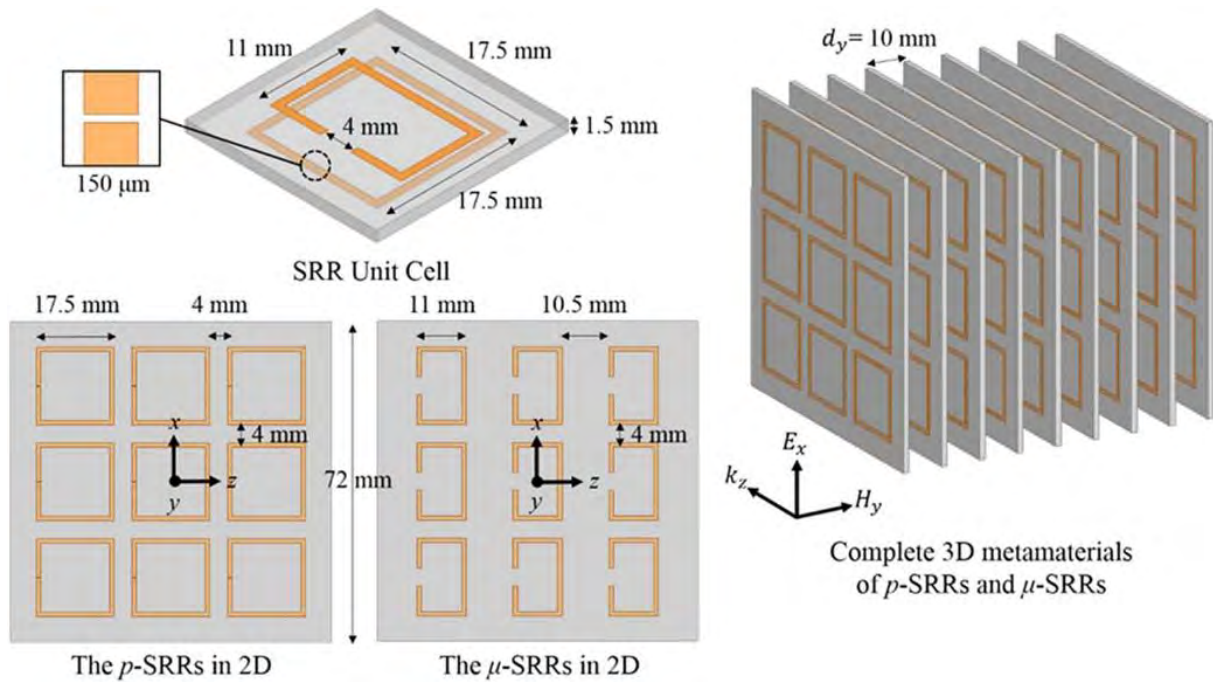


Fig. I-36. Géométrie de la structure duale du réseau SRR de $3 \times 3 \times 9$ cellules élémentaires. Chaque cellule élémentaire est composée par deux anneaux. Un anneau p -SRR pour générer le plasma et un μ -SRR pour créer une perméabilité négative. Figure extraite de [56].

Leur deuxième essai [67] se fait à une pression beaucoup plus basse (1 mTorr), avec un plasma maintenu par une source inductive à 13.56 MHz, dans une même configuration de plasma que nous utilisons pour nos expériences et qui va être traitée dans le CHAPITRE III. Il faut noter que cet article de 2019 est sorti lors de la dernière année de thèse Trois plaques de SRR conçues pour obtenir une perméabilité négative autour de 1.40 GHz sont placés entre deux antennes, ce qui permet de mesurer les paramètres $\underline{\underline{S}}$ et de récupérer la perméabilité du réseau de SRR, avec ou sans plasma. Cette configuration est montrée sur la Fig. I-37.

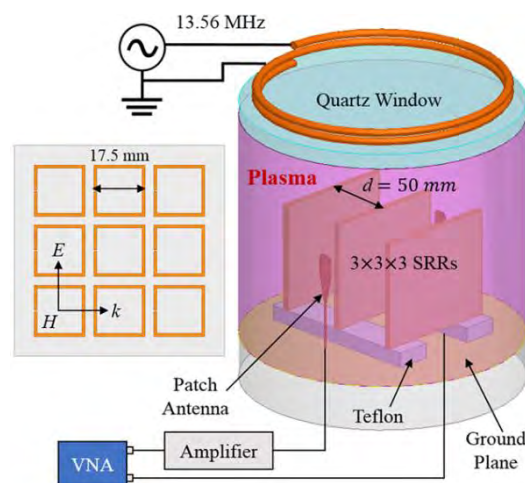


Fig. I-37. Banc expérimental de la mise en place du réseau SRR de $3 \times 3 \times 3$ cellules élémentaires dans la région plasma. Source plasma inductive à 13.56 MHz. Figure extraite de [67].

La Fig. I-37 montre un schéma de la configuration spatiale du réseau SRR dans la combinaison avec le plasma à 13.56 MHz. Ce réseau est composé de 3 x 3 x 3 cellules élémentaires, en mesurant la transmission à travers lui grâce à un VNA (Analyseur des réseaux vectoriels) et deux antennes patch. Chaque plaque de métamatériau est couverte par une plaque identique du substrat du côté de gravure. Cette procédure se fait pour éviter le déplacement de la fréquence de résonance du réseau. Cette transmission est présentée avec sa perméabilité effective récupérée sur la Fig. I-38-a.

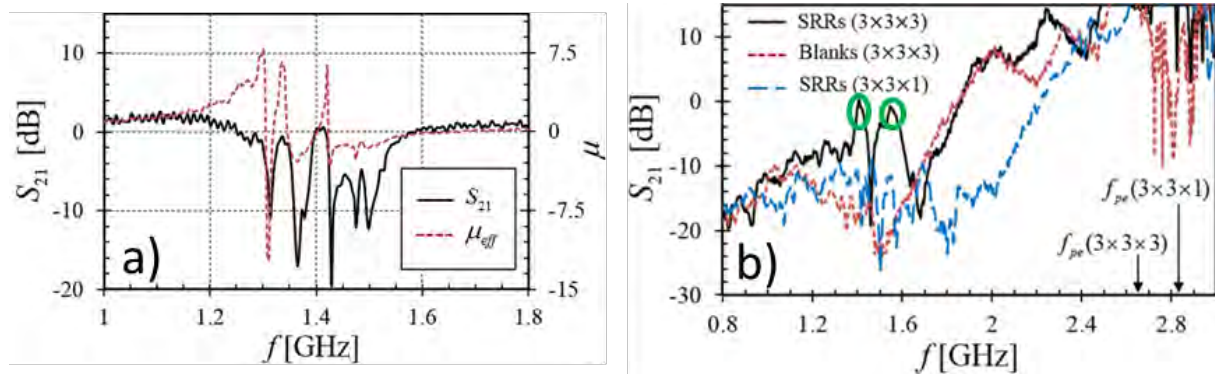


Fig. I-38. a) Mesure de la transmission avec la perméabilité effective récupérée en fonction de la fréquence, et b) Mesure de la transmission pour différents cas : Réseau SRR 3 x 3 x 3 cellules élémentaires, Blanks expérimental de la mise en place du réseau SRR de 3 x 3 x 9 cellules élémentaires dans la région plasma. Source plasma inductive à 13.56 MHz. Figure extraite de [67].

La Fig. I-38-a montre certaines bandes de fréquences entre 1.3-1.6 GHz où la perméabilité est négative. Ces bandes correspondent aux chutes en amplitude de la transmission. Ils ont utilisé des «blanks», c'est-à-dire un réseau composé uniquement de plaques de substrat immergées dans le plasma, qui servent de référence de transmission dans la combinaison du plasma avec le métamatériau (Fig. I-38-b). De cette manière, ils ont réussi à démontrer l'effet double négatif, en trouvant deux pics de transmission marqués en vert sur la Fig. I-38-b. Cependant, en raison de la complexité de la configuration de leur banc expérimental, certains effets du plasma sur le métamatériau ne sont pas expliqués.

I.7 Objectifs et démarches de la thèse.

Dans cette thèse, comme nous l'avons déjà mentionné, l'objectif consiste à réaliser un matériau main gauche avec la combinaison de deux matériaux à permittivité et perméabilité négatives, en utilisant le SRR et le plasma. Plus spécifiquement, notre étude se concentre sur la compréhension des phénomènes qui se produisent lorsqu'une structure composite de SRR est immergée dans un plasma en volume. Pour arriver à réaliser un tel dispositif expérimental, à mettre en place les diagnostics nécessaires, et à comprendre la physique de ces phénomènes complexes en s'appuyant notamment sur la simulation, ce manuscrit est construit en chapitres distincts :

Dans ce premier chapitre qui s'achève, après l'introduction des différents matériaux étudiés, l'accent a été mis dans la section I.5 sur les différentes signatures de ces matériaux utilisant

les paramètres \underline{S} . Dans ce cas, les matériaux sont modélisés par des équations relativement simples, aucune contrainte expérimentale n'est présente. Le travail présenté fait néanmoins ressortir que dans ce cas idéal, la signature de l'effet gaucher est déjà complexe à mettre en évidence et à prédire.

Dans l'optique de réaliser et de caractériser le dispositif, nous devons nous doter d'une méthode de caractérisation expérimentale robuste et fiable. Les techniques existantes de mesures des paramètres \underline{S} associés à des méthodes d'extraction des propriétés électromagnétiques ne sont pas conçues pour être utilisées dans un environnement contraint imposé par le plasma. D'un point de vue micro-onde, le matériau à caractériser va en effet être inséré dans une cavité métallique. Le chapitre II met en place la méthode de caractérisation dédiée, développée spécifiquement pour ce travail, qui combine deux méthodes existantes dans la littérature : une méthode de différentiation et une méthode d'inversion [49], [68].

Une fois la méthode de caractérisation en place, le dispositif expérimental est présenté au chapitre III, en mettant l'accent sur la génération et le contrôle du plasma. En s'appuyant sur une sonde de Langmuir comme diagnostic, différentes mesures de profils de densité électroniques sont présentées et analysées pour établir les possibilités et limites de notre moyen d'essai en vue d'obtenir le comportement gaucher. Une analyse spécifique de la densité maximale obtenue, et de la densité effective moyenne en volume est présentée, l'objectif étant toujours d'accéder à une permittivité négative à 2.45 GHz.

Dans le dernier chapitre, les différents blocs élémentaires présentés auparavant sont maintenant associés : nous présentons des résultats de mesures des paramètres \underline{S} de la structure métamatériau dans et hors l'enceinte pour différentes structures SRR imprimées standard. Cette étude portera sur l'influence de la cavité métallique dans la réponse magnétique du SRR. Après cette étude, comme [67], ces dispositifs sont insérés dans un plasma basse pression, généré avec une source de plasma à couplage inductif de 13,56 MHz et confiné dans une cavité essentiellement métallique. Nous regardons les effets du plasma sur ces structures en mesurant tant la réponse micro-onde que la densité électronique pour assurer une permittivité négative. Les réductions drastiques de la densité électronique provoquées pour ces structures seront montrées. Ensuite, dans une volonté de diminuer la permittivité effective de l'ensemble du dispositif, nous présentons une nouvelle et innovante structure de SRR, reconfigurable, baptisée « Sparse SRR ». Cette nouvelle structure SRR permet à la fois de maximiser la densité électronique du plasma dans lequel il se trouve et le nombre de SRR et leur distance sur les axes \vec{E} , \vec{H} et \vec{k} . Cela permet d'ajuster la fréquence de résonance, voire de créer des gradients de perméabilité sur la structure. Ses performances sans et avec plasma sont respectivement présentées. Nous proposons des interprétations sur les effets du plasma et ses variations spatiales globales et locales sur la résonance du SRR. Finalement, nous présentons l'effet gaucher de l'ensemble plasma-métamatériau en montrant une transmission lorsque la permittivité et perméabilité deviennent négatives.

I.8 Références du CHAPITRE I.

- [1] D. M. Pozar, *Microwave Engineering, 4th Edition*, 4th Edition. USA: Wiley, 2011.
- [2] C. Caloz and T. Itoh, *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications: The Engineering Approach*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2005.
- [3] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing: Lieberman/Plasma 2e*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2005.
- [4] P. Chabert and N. Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. .
- [5] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, Nov. 1999, doi: 10.1109/22.798002.
- [6] V. VESELAGO, "THE ELECTRODYNAMICS OF SUBSTANCES WITH SIMULTANEOUSLY NEGATIVE VALUES OF PERMMITIVITY AND PERMEABILITY," 1964.
- [7] S. Zouhdi, A. Sihvola, and M. Arsalane, Eds., *Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2002.
- [8] M. Cappelli, J. Hopwood, M. Lanagan, C. Randall, U. Shumlak, and R. Wirz, "Plasma-Based Reconfigurable Photonic Crystals and Metamaterials," p. 52.
- [9] D. Jiles, *Introduction to magnetism and magnetic materials*. CRC press, 2015.
- [10] A. ANTON, "Caractéristiques électriques des matériaux isolants," Ref: TIP510WEB - "Constantes physico-chimiques," 10-Nov-2003. [Online]. Available: <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/42336210-proprietes-electriques-et-electrochimiques/download/k712/caracteristiques-electriques-des-materiaux-isolants.html>.
- [11] "RO4003C™ Laminates." [Online]. Available: <http://www.rogerscorp.com/acs/products/54/RO4003C-Laminates.aspx>.
- [12] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, "Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Mesostructures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, no. 25, pp. 4773–4776, Jun. 1996, doi: 10.1103/PhysRevLett.76.4773.
- [13] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Low frequency plasmons in thin-wire structures," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 10, no. 22, pp. 4785–4809, Jun. 1998, doi: 10.1088/0953-8984/10/22/007.
- [14] D. R. Smith, D. C. Vier, W. Padilla, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Loop-wire medium for investigating plasmons at microwave frequencies," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 10, pp. 1425–1427, Sep. 1999, doi: 10.1063/1.124714.
- [15] S. I. Maslovski, S. A. Tretyakov, and P. A. Belov, "Wire media with negative effective permittivity: A quasi-static model," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 35, no. 1, pp. 47–51, Oct. 2002, doi: 10.1002/mop.10512.

- [16] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 18, pp. 4184–4187, May 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184.
- [17] R. A. Shelby, "Experimental Verification of a Negative Index of Refraction," *Science*, vol. 292, no. 5514, pp. 77–79, Apr. 2001, doi: 10.1126/science.1058847.
- [18] N. Ramanujam, K. Joseph Wilson, P. Mahalakshmi, and S. A. Taya, "Analysis of photonic band gap in photonic crystal with epsilon negative and double negative materials," *Optik*, vol. 183, pp. 203–210, Apr. 2019, doi: 10.1016/j.ijleo.2019.02.066.
- [19] A. Deyasi and A. Majumder, "Design of DNG material-based photonic bandpass filter at 1.55 μm with oblique incidences of electromagnetic wave," in *2016 International Conference on Microelectronics, Computing and Communications (MicroCom)*, 2016, pp. 1–5, doi: 10.1109/MicroCom.2016.7522432.
- [20] W. Xu, L.-W. Li, and Q. Wu, "Design of left-handed materials with broad bandwidth and low loss using double resonant frequency structure," *IEEE Antennas Propag. Soc. Symp. 2004*, vol. 4, pp. 3792–3795 Vol.4, Jun. 2004, doi: 10.1109/APS.2004.1330174.
- [21] T. A. M. Moura, "Metamaterials and Double Negative (DNG) Media:," p. 123.
- [22] J. Lo, "Etude de la reconfigurabilité d'une structure à bande interdite électromagnétique (BIE) métallique par plasmas de décharge," phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2012.
- [23] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, *Introduction to plasma physics*. Bristol, UK ; Philadelphia: Institute of Physics Pub, 1995.
- [24] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin, "Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 5, pp. 2929–2936, Sep. 2002, doi: 10.1063/1.1497452.
- [25] F. Bilotti, A. Toscano, L. Vegni, K. Aydin, K. B. Alici, and E. Ozbay, "Equivalent-Circuit Models for the Design of Metamaterials Based on Artificial Magnetic Inclusions," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 55, no. 12, pp. 2865–2873, Dec. 2007, doi: 10.1109/TMTT.2007.909611.
- [26] O. Sydoruk, E. Tatartschuk, E. Shamonina, and L. Solymar, "Analytical formulation for the resonant frequency of split rings," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 1, p. 014903, Jan. 2009, doi: 10.1063/1.3056052.
- [27] K. Aydin and E. Ozbay, "Identifying magnetic response of split-ring resonators at microwave frequencies," *Opto-Electron. Rev.*, vol. 14, no. 3, pp. 193–199, Sep. 2006, doi: 10.2478/s11772-006-0025-x.
- [28] Y. Aoki, T. Uno, and T. Arima, "Frequency band widening of negative permeability using split ring resonators," in *2013 International Symposium on Electromagnetic Theory*, 2013, pp. 712–715.

- [29] K. Aydin, I. Bulu, K. Guven, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and E. Ozbay, "Investigation of magnetic resonances for different split-ring resonator parameters and designs," *New J. Phys.*, vol. 7, no. 1, p. 168, 2005, doi: 10.1088/1367-2630/7/1/168.
- [30] E. Ekmekci and G. Turhan-Sayan, "COMPARATIVE INVESTIGATION OF RESONANCE CHARACTERISTICS AND ELECTRICAL SIZE OF THE DOUBLE-SIDED SRR, BC-SRR AND CONVENTIONAL SRR TYPE METAMATERIALS FOR VARYING SUBSTRATE PARAMETERS," *Prog. Electromagn. Res. B*, vol. 12, pp. 35–62, 2009, doi: 10.2528/PIERB08120405.
- [31] K. Aydin and E. Ozbay, "Capacitor-loaded split ring resonators as tunable metamaterial components," *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 2, p. 024911, Jan. 2007, doi: 10.1063/1.2427110.
- [32] J. Wang, S. Qu, Z. Xu, H. Ma, Y. Yang, and C. Gu, "A Controllable Magnetic Metamaterial: Split-Ring Resonator With Rotated Inner Ring," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 56, no. 7, pp. 2018–2022, Jul. 2008, doi: 10.1109/TAP.2008.924728.
- [33] Z. Sheng and V. V. Varadan, "Tuning the effective properties of metamaterials by changing the substrate properties," *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 1, p. 014909, Jan. 2007, doi: 10.1063/1.2407275.
- [34] S. Zahertar, A. D. Yalcinkaya, and H. Torun, "Rectangular split-ring resonators with single-split and two-splits under different excitations at microwave frequencies," *AIP Adv.*, vol. 5, no. 11, p. 117220, Nov. 2015, doi: 10.1063/1.4935910.
- [35] V. V. Varadan and A. R. Tellakula, "Effective properties of split-ring resonator metamaterials using measured scattering parameters: Effect of gap orientation," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, no. 3, p. 034910, Aug. 2006, doi: 10.1063/1.2218669.
- [36] B. SAUVIAC, C. R. SIMOVSKI, and S. A. TRETYAKOV, "Double Split-Ring Resonators: Analytical Modeling and Numerical Simulations," *Electromagnetics*, vol. 24, no. 5, pp. 317–338, Jan. 2004, doi: 10.1080/02726340490457890.
- [37] Qun Wu, Ming-Feng Wu, Fan-Yi Meng, Jian Wu, and Le-Wei Li, "Modeling the effects of an individual SRR by equivalent circuit method," in *2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2005, vol. 1B, pp. 631–634 vol. 1B, doi: 10.1109/APS.2005.1551638.
- [38] M. Shamonin, E. Shamonina, V. Kalinin, and L. Solymar, "Properties of a metamaterial element: Analytical solutions and numerical simulations for a singly split double ring," *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 7, pp. 3778–3784, Apr. 2004, doi: 10.1063/1.1652251.
- [39] V. Zhurbenko, T. Jensen, V. Krozer, and P. Meincke, "Analytical model for double split ring resonators with arbitrary ring width," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 50, no. 2, pp. 511–515, Feb. 2008, doi: 10.1002/mop.23104.
- [40] R. S. Penciu *et al.*, "Multi-gap individual and coupled split-ring resonator structures," *Opt. Express*, vol. 16, no. 22, p. 18131, Oct. 2008, doi: 10.1364/OE.16.018131.

- [41] I. Bulu, H. Caglayan, K. Aydin, and E. Ozbay, "Compact size highly directive antennas based on the SRR metamaterial medium," *New J. Phys.*, vol. 7, pp. 223–223, Oct. 2005, doi: 10.1088/1367-2630/7/1/223.
- [42] X. Cheng, D. E. Senior, C. Kim, and Y. Yoon, "A Compact Omnidirectional Self-Packaged Patch Antenna With Complementary Split-Ring Resonator Loading for Wireless Endoscope Applications," *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 10, pp. 1532–1535, 2011, doi: 10.1109/LAWP.2011.2181315.
- [43] M. Sagawa, K. Takahashi, and M. Makimoto, "Miniaturized hairpin resonator filters and their application to receiver front-end MICs," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 37, no. 12, pp. 1991–1997, Dec. 1989, doi: 10.1109/22.44113.
- [44] A. Velez, J. Bonache, and F. Martin, "Varactor-Loaded Complementary Split Ring Resonators (VLCSSRR) and Their Application to Tunable Metamaterial Transmission Lines," *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 18, no. 1, pp. 28–30, Jan. 2008, doi: 10.1109/LMWC.2007.911983.
- [45] R. Marqués, J. Martel, F. Mesa, and F. Medina, "Left-Handed-Media Simulation and Transmission of EM Waves in Subwavelength Split-Ring-Resonator-Loaded Metallic Waveguides," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, no. 18, p. 183901, Oct. 2002, doi: 10.1103/PhysRevLett.89.183901.
- [46] D. R. Smith and J. B. Pendry, "Homogenization of metamaterials by field averaging (invited paper)," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 23, no. 3, p. 391, Mar. 2006, doi: 10.1364/JOSAB.23.000391.
- [47] S. Arslanagić *et al.*, "A Review of the Scattering-Parameter Extraction Method with Clarification of Ambiguity Issues in Relation to Metamaterial Homogenization," *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 55, no. 2, pp. 91–106, Apr. 2013, doi: 10.1109/MAP.2013.6529320.
- [48] Y. Nakamura and O. Sakai, "High-density microwave plasma source using negative-permeability metamaterial with tuned wave attenuation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 53, no. 3S2, p. 03DB04, Jan. 2014, doi: 10.7567/JJAP.53.03DB04.
- [49] D. R. Smith, D. C. Vier, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 71, no. 3, Mar. 2005, doi: 10.1103/PhysRevE.71.036617.
- [50] T. Koschny, P. Markoš, D. R. Smith, and C. M. Soukoulis, "Resonant and antiresonant frequency dependence of the effective parameters of metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 68, no. 6, Dec. 2003, doi: 10.1103/PhysRevE.68.065602.
- [51] S. A. Ramakrishna, "Physics of negative refractive index materials," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 68, no. 2, pp. 449–521, Feb. 2005, doi: 10.1088/0034-4885/68/2/R06.
- [52] A. L. Pokrovsky and A. L. Efros, "Sign of refractive index and group velocity in left-handed media," *Solid State Commun.*, vol. 124, no. 8, pp. 283–287, Nov. 2002, doi: 10.1016/S0038-1098(02)00553-7.

- [53] X. Chen, T. M. Grzegorzczak, B.-I. Wu, J. Pacheco, and J. A. Kong, "Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 70, no. 1, Jul. 2004, doi: 10.1103/PhysRevE.70.016608.
- [54] C. R. Simovski, "Material parameters of metamaterials (a Review)," *Opt. Spectrosc.*, vol. 107, no. 5, pp. 726–753, Nov. 2009, doi: 10.1134/S0030400X09110101.
- [55] P. Markos and C. Soukoulis, "Transmission properties and effective electromagnetic parameters of double negative metamaterials," *Opt. Express*, vol. 11, no. 7, p. 649, Apr. 2003, doi: 10.1364/OE.11.000649.
- [56] H. Kim and J. Hopwood, "Plasma-enhanced metamaterials using microwave radiative power transfer," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 27, no. 9, p. 095007, Sep. 2018, doi: 10.1088/1361-6595/aadb64.
- [57] K. Kourtzanidis, D. M. Pederson, and L. L. Raja, "Electromagnetic wave energy flow control with a tunable and reconfigurable coupled plasma split-ring resonator metamaterial: A study of basic conditions and configurations," *J. Appl. Phys.*, vol. 119, no. 20, p. 204904, May 2016, doi: 10.1063/1.4952575.
- [58] K. Aydin, K. Guven, M. Kafesaki, L. Zhang, C. M. Soukoulis, and E. Ozbay, "Experimental observation of true left-handed transmission peaks in metamaterials," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 22, p. 2623, Nov. 2004, doi: 10.1364/OL.29.002623.
- [59] A. A. Houck, J. B. Brock, and I. L. Chuang, "Experimental Observations of a Left-Handed Material That Obeys Snell's Law," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, no. 13, p. 137401, Apr. 2003, doi: 10.1103/PhysRevLett.90.137401.
- [60] K. Aydin, K. Guven, C. M. Soukoulis, and E. Ozbay, "Observation of negative refraction and negative phase velocity in left-handed metamaterials," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 12, p. 124102, Mar. 2005, doi: 10.1063/1.1888051.
- [61] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, no. 4, pp. 489–491, Jan. 2001, doi: 10.1063/1.1343489.
- [62] K. Aydin, "Negative refraction using true left-handed metamaterials," 2004.
- [63] M. Moisan and J. Pelletier, *Physique des plasmas collisionnels: application aux décharges haute fréquence*. Les Ulis: EDP Sciences, 2006.
- [64] O. Sakai, S. Iio, and Y. Nakamura, "Overdense Microwave Plasma Generation in a Negative-Permeability Space," *Plasma Fusion Res.*, vol. 8, no. 0, pp. 1406167–1406167, 2013, doi: 10.1585/pfr.8.1406167.
- [65] O. Sakai, Y. Nakamura, A. Iwai, and S. Iio, "Negative-permittivity plasma generation in negative-permeability space with high-energy metamaterials," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 25, no. 5, p. 055019, Sep. 2016, doi: 10.1088/0963-0252/25/5/055019.

- [66] O. Sakai *et al.*, “Plasma metamaterials as cloaking and nonlinear media,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 59, no. 1, p. 014042, Jan. 2017, doi: 10.1088/0741-3335/59/1/014042.
- [67] H. Kim and J. Hopwood, “Wave Propagation in Composites of Plasma and Metamaterials with Negative Permittivity and Permeability,” *Sci. Rep.*, vol. 9, no. 1, Feb. 2019, doi: 10.1038/s41598-019-39923-7.
- [68] U. C. Hasar, J. J. Barroso, and M. Ertugrul, “Permeability Measurement of Split-Ringresonator Metamaterials from Free-Space Transmission-Only Calibration-Independent Methods,” *J. Electromagn. Waves Appl.*, vol. 26, no. 1, pp. 54–63, Jan. 2012, doi: 10.1163/156939312798954982.

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

Dans cette thèse, l'un des objectifs principaux dans un premier temps est la caractérisation d'un métamatériau à perméabilité négative sur une bande de fréquence. Pour réaliser en pratique la perméabilité négative, un métamatériau SRR (Split Ring Resonator), étudié historiquement par [1] et cité dans plusieurs articles dans les domaines micro-ondes, a été choisi pour réaliser cette fonction, et présenté au précédent chapitre.

Après avoir caractérisé électromagnétiquement le métamatériau en question, l'objectif suivant est de générer un milieu main gauche à l'aide du plasma, c'est-à-dire, créer un milieu où tant la perméabilité (métamatériau) que la permittivité (plasma) sont négatives. Pour pouvoir s'assurer des propriétés du matériau, il faut auparavant avoir élaboré une méthode de caractérisation robuste permettant d'obtenir les paramètres électromagnétiques du milieu testé. Pour cela, une méthode spécifique est nécessaire...

Dans ce chapitre nous présentons justement cette méthode de caractérisation composée d'une part par une technique de différenciation basée sur les matrices de transfert, et d'autre part d'une technique d'inversion de la matrice de paramètres \underline{S} . L'association de ces deux techniques permet ainsi de récupérer, à partir de mesures de paramètres \underline{S} dans différentes configurations, les caractéristiques électromagnétiques telles que la permittivité et la perméabilité relative de l'échantillon. Nous décrivons également le contexte fortement contraint de l'utilisation de cette méthode et des réponses proposées dans le cadre de ce travail pour y faire face. Aussi, nous montrons l'application de cette méthode de caractérisation sur des cas connus, en mentionnant également les points durs identifiés.

Table des matières

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.....	II-57
II.1 Problématique de la caractérisation expérimentale.	II-59
II.2 Analyses des méthodes d'extraction des paramètres \underline{S} et de récupération de paramètres effectifs.	II-61
II.2.1 Méthode de différenciation (HBE).	II-62
II.2.2 Méthode d'inversion (SVKS).....	II-67
II.3 Focus sur des points durs de la méthode.....	II-70
II.3.1 Détermination du signe de la racine carrée de \underline{S}_{11E2}	II-70

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

II.3.2 Détermination de n_2	II-73
II.4 Test de la méthode sur des cas connus.	II-75
II.4.1 Echantillon Plasma à densité électronique n_e homogène proche des valeurs expérimentales.....	II-77
II.4.2 Echantillon SRR à perméabilité relative effective homogénéisée.	II-80
II.4.3 Echantillons à indice de réfraction n constant.	II-86
II.4.3.1 QUARTZ.	II-86
II.4.3.2 ERTALON.....	II-89
II.5 Conclusions du CHAPITRE II.....	II-92
II.6 Références du CHAPITRE II.	II-93

II.1 Problématique de la caractérisation expérimentale.

Dans le contexte de mesures, pour obtenir de manière expérimentale la permittivité et la perméabilité relative d'un matériau, il existe différentes techniques qui peuvent varier suivant les conditions expérimentales.

Une des techniques les plus utilisées dans la caractérisation de matériaux diélectriques est la « Spectroscopie diélectrique » connue aussi comme « Spectroscopie d'impédance ». Cette technique consiste à appliquer un champ électrique variable à un échantillon diélectrique pour déterminer indirectement sa valeur intrinsèque de permittivité en fonction de la fréquence comme montré sur la Fig. II-1.

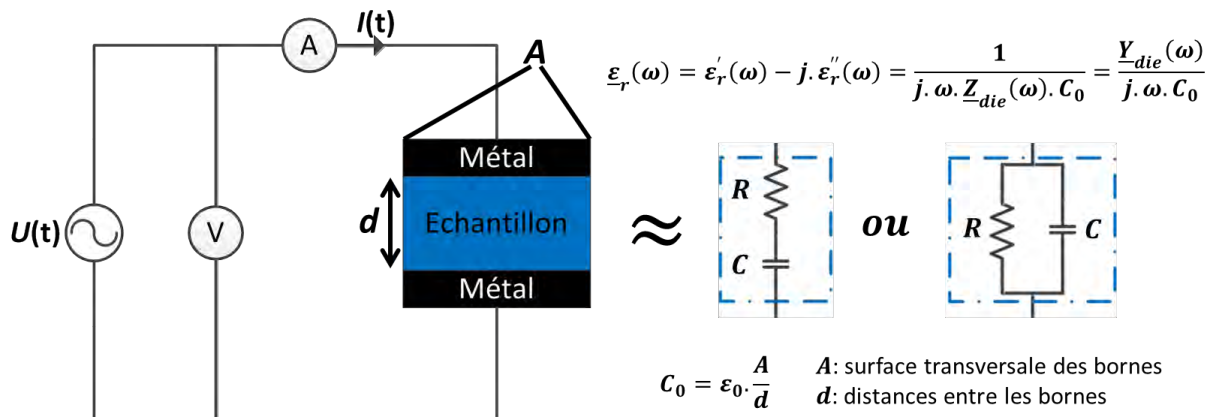
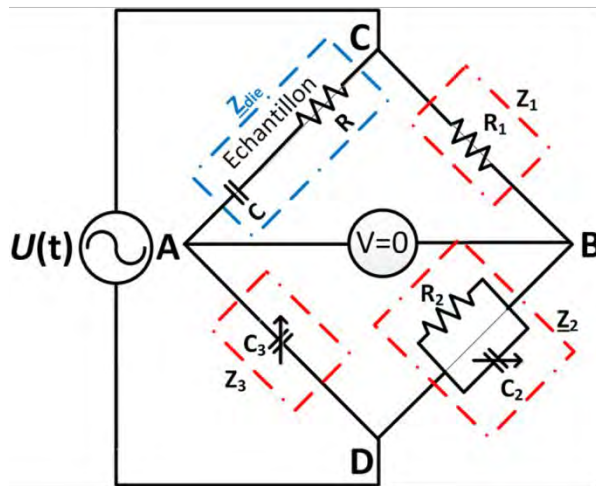


Fig. II-1. Principe théorique et expérimental du fonctionnement de la technique de « Spectroscopie diélectrique » ou « Spectroscopie d'impédance ».

L'échantillon diélectrique est placé entre deux bornes métalliques en appliquant une tension qui varie dans le temps à une fréquence donnée. Le rapport entre les amplitudes de la tension appliquée et du courant traversant l'échantillon donne le module, soit d'une impédance complexe $Z_{die}(\omega)$ (en considérant une résistance et une capacité en série), soit d'une admittance complexe $Y_{die}(\omega)$ (en considérant une résistance et une capacité en parallèle) si ce rapport est inversé. La mesure du déphasage entre le courant et la tension donne l'argument de cette impédance ou admittance, ce qui permet d'accéder à leur partie réelle et imaginaire : Z'_{die} et Z''_{die} pour l'impédance, et Y'_{die} et Y''_{die} pour l'admittance respectivement. Finalement, avec cette valeur d'impédance ou admittance complexe, la valeur de permittivité complexe $\epsilon_r(\omega)$ peut être calculée au moyen des relations montrées sur la Fig. II-1 et détaillées en [2]–[7].

Toujours, sur le même principe de fonctionnement, la technique du « Pont de Schering » [2] est utilisée pour récupérer la valeur de permittivité relative. Une source de tension variable $U(t)$ à une fréquence donnée, connectée à un réseau de capacités et de résistances, (circuit électrique) est utilisée. Sur ce réseau, l'échantillon est aussi placé comme le montre la Fig. II-2.



$$V_C - V_A = V_C - V_B = \underline{Z}_{die}(\omega) \cdot I_1 = \underline{Z}_1 \cdot I_2 \quad (1)$$

$$V_A - V_D = V_B - V_D = \underline{Z}_3(\omega) \cdot I_1 = \underline{Z}_2(\omega) \cdot I_2 \quad (2)$$

$$\frac{(1)}{(2)} \rightarrow \frac{\underline{Z}_{die}(\omega)}{\underline{Z}_3(\omega)} = \frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_2} \rightarrow \underline{Z}_{die}(\omega) = \frac{\underline{Z}_1 \cdot \underline{Z}_3}{\underline{Z}_2}$$

Si $R_1 = R_2$

$$\underline{Z}_{die}(\omega) = R - j \cdot \frac{1}{\omega \cdot C} = \frac{R_1 \cdot C_2}{C_3} - j \cdot \frac{1}{\omega \cdot C_3}$$

$$\tan(\delta_d) = \frac{Z'_{die}}{Z''_{die}} = \omega \cdot R \cdot C = \omega \cdot R_1 \cdot C_2 = \omega \cdot R_2 \cdot C_2$$

$$\epsilon'_r(\omega) = \frac{C_3}{C_0}, \quad C_0 = C_3 \text{ (sans échantillon)}$$

Fig. II-2. Principe théorique et expérimental du fonctionnement de la technique du « Pont de Schering » ou « Pont d'impédances ».

L'échantillon diélectrique est toujours placé entre deux bornes métalliques. Cependant, cette fois-ci, la valeur de l'impédance complexe $\underline{Z}_{die}(\omega)$ est trouvée indirectement, à partir des valeurs de capacité et résistances dans le circuit électrique (Fig. II-2) suivant la condition $V_A = V_B$. En appliquant la condition $R_1 = R_2$, les valeurs de R et C , composantes de la partie réelle et imaginaire de l'impédance, sont trouvées. A partir du rapport entre la partie réelle et imaginaire de cette impédance (Z'_{die} et Z''_{die} respectivement), la tangente de pertes $\tan(\delta_d)$ est calculée. Finalement, la valeur réelle de la permittivité relative $\epsilon'_r(\omega)$ peut être calculée grâce au rapport des valeurs de C_3 avec et sans l'échantillon comme montré sur Fig. II-2.

Malgré toute la précision de ces techniques, elles ne sont pas pertinentes dans notre cas car la configuration des matériaux à caractériser ne s'y prête pas, notamment par la complexité de la structure.

Par ailleurs, pour mesurer la permittivité ou/et la perméabilité, il y a des techniques qui se basent en pratique sur les mesures de paramètres \underline{S} d'un échantillon (matériau, structure, milieu) inséré dans un guide d'onde [8]–[10]. Ces techniques sont plus adaptées à notre étude car le milieu, muni de la structure métamatériaux, réagit en fonction de la fréquence de l'onde propagée ; cependant, s'il est possible introduire le réseau métamatériau dans le guide d'onde, la génération du plasma²³ dans cette configuration serait en pratique difficile à réaliser.

En prenant en compte cette difficulté, notre méthode se base toujours sur la mesure de paramètres \underline{S} mais dans une autre configuration où la génération du plasma est possible. Nous prendrons comme méthode la combinaison de deux techniques existantes dans la littérature pour caractériser notre métamatériau à perméabilité négative, ainsi que vérifier

²³ La génération plasma sera traitée dans le CHAPITRE III dédié au banc expérimental.

l'effet main gauche de l'ensemble métamatériau-plasma. Une des techniques se base sur l'inversion des paramètres \underline{S} : Nous avons réussi à caractériser une cellule unitaire SRR simulée dans ANSYS Electronics Desktop en trouvant ses permittivité et perméabilité relatives effectives en fonction de la fréquence à partir de l'extraction de ses paramètres \underline{S} . Cette technique appelée **SVKS**²⁴ a été proposée par Smith, Vier, Koschny, et Soukoulis en [11].

La limitation pour cette technique réside dans la mesure des paramètres \underline{S} avec des antennes. Nous avons besoin de mesurer uniquement les paramètres \underline{S} de l'échantillon, c'est-à-dire que les ports d'excitation doivent être accolés à l'échantillon pour ne « voir » que le matériau à mesurer. En supposant que la sortie des antennes correspond à chacun des ports d'excitation, nous devons calibrer le VNA (Vectoriel Network Analyzer) avec ces conditions-là, ce qui reste difficile à faire avec des antennes. Si par contre les ports d'excitation sont éloignés de l'échantillon, le VNA est calibré dans des conditions où les mesures des paramètres \underline{S} ne seraient pas celles de l'échantillon seul, et donc, les résultats de l'inversion ne correspondraient pas à ceux de l'échantillon.

Pour surmonter cette limitation, une seconde technique de caractérisation est utilisée. Elle se base sur la différentiation des matrices de transfert. Ces matrices sont faites à partir de mesures de paramètres \underline{S} dans différentes configurations pour s'affranchir de tous les problèmes liés aux contraintes techniques de la source : couplage d'impédances, connexion des câbles et antennes, etc... Cette technique appelée **HBE**²⁵ a été proposée par Hasar, Barroso et Ertugrul en [12]. Elle permet de récupérer les paramètres \underline{S} de la seule structure à mesurer; dans notre cas soit la permittivité du plasma, soit la permittivité et la perméabilité du SRR avec ou sans plasma.

Notre méthode se base donc sur la combinaison de ces deux méthodes qui d'un côté donnera les paramètres \underline{S} de l'échantillon à partir de la différentiation de matrices de transfert, et de l'autre côté récupèrera la valeur de la permittivité et perméabilité relative effective à partir de l'inversion de ces paramètres \underline{S} .

Nous expliquerons dans la section suivante les détails de chaque technique en finissant avec la combinaison des deux pour concevoir notre méthode.

II.2 Analyses des méthodes d'extraction des paramètres \underline{S} et de récupération de paramètres effectifs.

Notre méthode se compose de deux parties : une basée sur la technique de différentiation de matrices de transfert pour obtenir les paramètres \underline{S} de l'échantillon tout seul, et une autre basée sur l'inversion de cette matrice de paramètres \underline{S} pour calculer finalement les

²⁴ Acronyme formé par les initiales du nom de chaque auteur.

²⁵ Acronyme formé par les initiales du nom de chaque auteur.

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

paramètres électromagnétiques de l'échantillon sous test. Cette démarche est montrée sur la Fig. II-3.

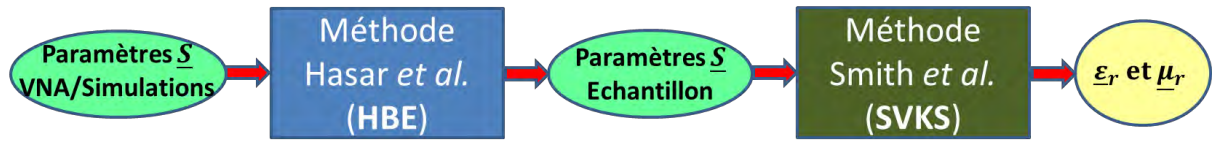


Fig. II-3. Représentation schématique de la démarche à suivre pour la récupération des paramètres électromagnétiques de l'échantillon sous test.

Les paramètres mesurés ou simulés bruts des différentes configurations utiles, sont traités avec la technique **HBE** programmée sous Matlab®. Ce traitement donne comme résultat les paramètres \underline{S} de l'échantillon sous test seul qui sont inversés ensuite par la technique **SVKS** programmée également sous Matlab®. Finalement, les paramètres électromagnétiques de l'échantillon sous test sont récupérés.

Dans la suite, les détails de chaque technique sont explicités, en identifiant les principales caractéristiques ainsi que les points durs de chacune.

II.2.1 Méthode de différenciation (HBE).

En pratique, cette technique, développée en [12], utilise la différenciation des matrices T (matrice de Transfert) pour compenser les effets parasites de certains éléments de la configuration expérimentale telles que les connecteurs, les antennes et l'environnement extérieur (comme la cavité utile à la génération du plasma dans notre cas). Nous décrivons maintenant les détails de cette méthode, dans le but d'extraire les paramètres \underline{S} spécifiques de l'échantillon. Elle part de trois matrices T construites à partir de trois configurations de mesures consécutives de paramètres \underline{S} . Ces configurations sont présentées sur la Fig. II-4 avec l'échantillon en bleu.

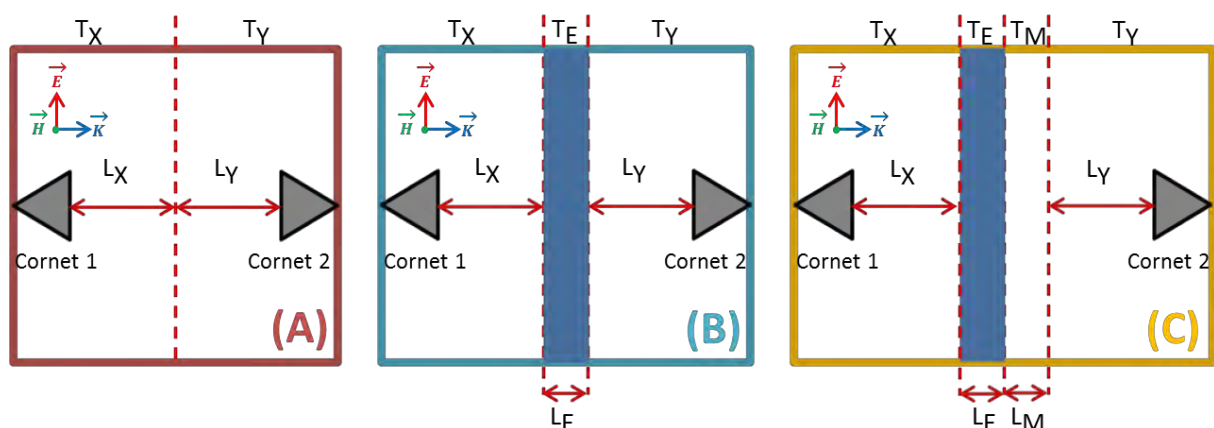


Fig. II-4. Configuration de mesure des paramètres \underline{S} globaux extraits par [12].

Il est nécessaire de mesurer pour chaque configuration une matrice M^U reliant les champs électriques complexes incident et réfléchi (\underline{E}^+ et \underline{E}^- respectivement) d'un côté (cornet 2),

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

avec les champs électriques incident et réfléchi de l'autre côté (cornet 1), comme indiqué dans l'équation (II-1).

Dans cette équation, U est la lettre faisant référence à la configuration A , B ou C . Chacune de ces matrices peut être exprimée en termes de paramètres \underline{S} comme indiqué dans [13], [14]. Dans notre cas elles sont calculées à partir des paramètres \underline{S} globaux (notés S_{XXG}^U) mesurés dans chaque configuration, ainsi :

$$\begin{bmatrix} \underline{E}_2^+ \\ \underline{E}_2^- \end{bmatrix} = [M^U] \cdot \begin{bmatrix} \underline{E}_1^+ \\ \underline{E}_1^- \end{bmatrix}$$

$$M^U = \frac{1}{S_{12G}^U} \cdot \begin{bmatrix} S_{12G}^U \cdot S_{21G}^U - S_{11G}^U \cdot S_{22G}^U & S_{22G}^U \\ -S_{11G}^U & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II-1})$$

Ces matrices peuvent également être écrites comme un chaînage de matrices T élémentaires, comme indiqué dans l'équation (II-2)

$$M^A = T_Y \cdot T_X, \quad M^B = T_Y \cdot T_E \cdot T_X, \quad M^C = T_Y \cdot T_M \cdot T_E \cdot T_X \quad (\text{II-2})$$

En fait la matrice M^C peut également être obtenue lorsque l'échantillon est entouré d'air, non pas par une troisième mesure, mais avec les paramètres \underline{S} de la configuration B déphasés de manière cohérente comme suit :

$$\begin{aligned} \underline{S}_{11G}^C &= \underline{S}_{11G}^B \cdot e^{-2 \cdot j k_0 \cdot \underline{n}_1 \cdot (0)} \\ \underline{S}_{21G}^C &= \underline{S}_{21G}^B \cdot e^{-j k_0 \cdot \underline{n}_1 \cdot (0 + L_M)} \\ \underline{S}_{12G}^C &= \underline{S}_{12G}^B \cdot e^{-j k_0 \cdot \underline{n}_1 \cdot (0 + L_M)} \\ \underline{S}_{22G}^C &= \underline{S}_{22G}^B \cdot e^{-2 \cdot j k_0 \cdot \underline{n}_1 \cdot (L_M)} \end{aligned} \quad (\text{II-3})$$

Ainsi, les paramètres \underline{S} de l'échantillon peuvent être obtenus par seulement 2 mesures (configurations A et B) ce qui sera plus pratique lors de l'application de la méthode durant la campagne de mesures. Une vérification de cette simplification est donnée à la section C des Annexes.

Sur la Fig. II-4, T_E , L_E et T_M , L_M correspondent respectivement aux matrices T et aux longueurs de l'échantillon et de la tranche d'espace correspondant à éloignement du cornet 2 dans la configuration C . T_X et T_Y sont les matrices utilisées pour lier T_E à un VNA comme un plan de référence; les distances L_X et L_Y doivent être suffisamment grandes pour supposer que l'échantillon est en champ lointain. Cette méthode repose sur plusieurs hypothèses :

- Le champ incident est supposé être une onde plane (champ lointain de l'antenne).

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

- L'échantillon est supposé être infini dans les dimensions transversales, et être symétrique et réciproque. Les deux dernières hypothèses impliquent $\underline{S}_{11E} = \underline{S}_{22E}$ et $\underline{S}_{21E} = \underline{S}_{12E}$. L'indice E spécifie que ces paramètres \underline{S} correspondent à ceux de l'échantillon seul.

Avec les matrices M^A , M^B et M^C , une différenciation est faite pour obtenir les paramètres \underline{S} de l'échantillon uniquement (\underline{S}_{XXE}):

$$\begin{array}{ll}
 M^B \cdot M^{A^{-1}} = T_Y \cdot T_E \cdot T_X \cdot T_X^{-1} \cdot T_Y^{-1} & M^C \cdot M^{A^{-1}} = T_Y \cdot T_M \cdot T_E \cdot T_X \cdot T_X^{-1} \cdot T_Y^{-1} \\
 M^B \cdot M^{A^{-1}} = T_Y \cdot T_E \cdot T_Y^{-1} & M^C \cdot M^{A^{-1}} = T_Y \cdot T_M \cdot T_E \cdot T_Y^{-1} \\
 \underline{\phi}_1 = Tr(M^B \cdot M^{A^{-1}}) = Tr(T_E) & \underline{\phi}_2 = Tr(M^C \cdot M^{A^{-1}}) = Tr(T_M \cdot T_E) \quad (II-4)
 \end{array}$$

Dans les expressions présentées sur l'équation (II-4), la différenciation des matrices a lieu : D'une part, avec le produit de la matrice inverse $M^{A^{-1}}$ avec M^B et M^C , les effets liés aux contraintes techniques de la source 1 (cornet 1 sur la Fig. II-4) sont enlevés. D'autre part, la fonction de la trace est de récupérer uniquement de l'information de T_E et du produit $T_M \cdot T_E$ pour $\underline{\phi}_1$ et $\underline{\phi}_2$ respectivement, en enlevant cette fois les effets de la source 2 (cornet 2 sur la Fig. II-4) : Nous savons bien que pour une matrice carrée sa diagonale principale est composée par les éléments ii , et que la trace d'une matrice n'est que la somme de tous ces éléments ii . Si cette matrice est accompagnée par le produit d'une matrice T_Y d'un côté et de sa matrice inverse T_Y^{-1} de l'autre côté, la trace de cette matrice résultante n'est rien de plus que la trace de la matrice centrale, comme indiqué sur l'équation (II-4) .

Comme indiqué auparavant, T_E est la matrice de transfert de l'échantillon de longueur L_E et T_M la matrice de transfert de longueur L_M . La matrice T_E peut être obtenue à partir du passage de l'onde électromagnétique sur l'échantillon. Ce passage se fait dans les interfaces qui délimitent l'échantillon, en utilisant les équations de continuité des champs électrique et magnétique. Ces critères de continuité s'appliquent avec l'hypothèse d'une incidence normale de l'onde électromagnétique (Onde plane TEM). Cette matrice T_E est formée par trois matrices chaînées: $[T_{12}]$, $[T_2]$, $[T_{21}]$.

Sur la Fig. II-5 nous montrons un schéma en représentant la propagation d'une onde électromagnétique depuis un milieu 1 traversant un échantillon avec, un indice de réfraction \underline{n}_2 , une impédance réduite \underline{Z}_{red2} et longueur L_E , pour arriver finalement au même milieu 1. Nous supposons un échantillon entouré du même milieu à indice de réfraction \underline{n}_1 , et impédance réduite \underline{Z}_{red1} , en supposant aussi une propagation de gauche à droite.

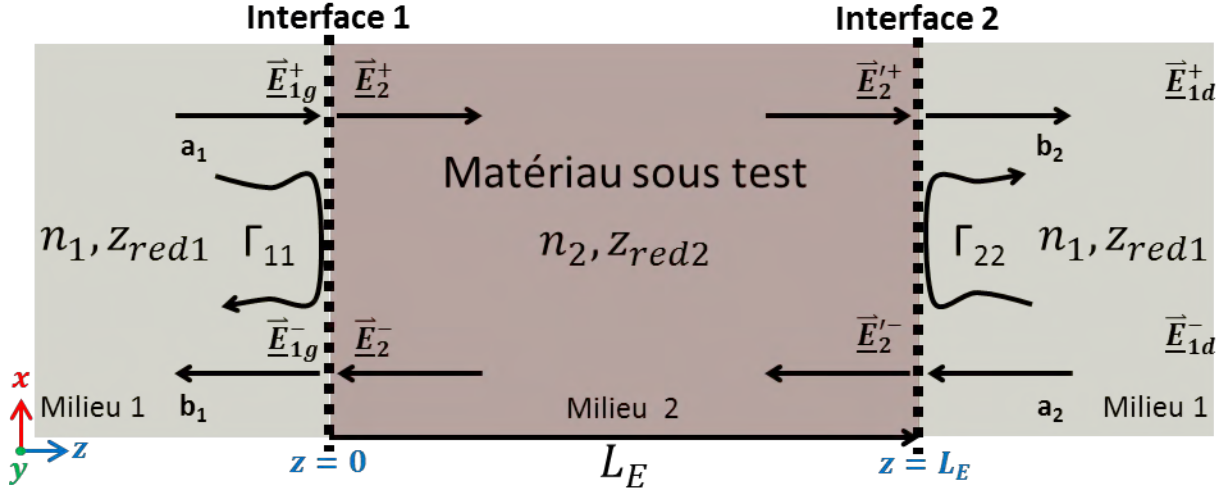


Fig. II-5. Schéma représentatif de la propagation d'une onde plane dans un échantillon d'indice de réfraction n_2 , une impédance réduite Z_{red2} et longueur L_E .

Nous savons que les champ électrique et magnétique totaux sont composés d'un champ qui entre (champ incident E^+ ou H^+) et un champ qui sort (champ réfléchi E^- ou H^-) :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{1g(d)} &= \vec{E}_{1g(d)}^+ + \vec{E}_{1g(d)}^- & \vec{E}_2 &= \vec{E}_2^+ + \vec{E}_2^- \\ \vec{H}_{1g(d)} &= \vec{H}_{1g(d)}^+ - \vec{H}_{1g(d)}^- & \vec{H}_2 &= \vec{H}_2^+ - \vec{H}_2^- \\ \vec{H}_{1g(d)} &= \frac{\vec{E}_{1g(d)}^+}{Z_0 \cdot Z_{red1}} - \frac{\vec{E}_{1g(d)}^-}{Z_0 \cdot Z_{red1}} & \vec{H}_2 &= \frac{\vec{E}_2^+}{Z_0 \cdot Z_{red2}} - \frac{\vec{E}_2^-}{Z_0 \cdot Z_{red2}} \end{aligned} \quad (II-5)$$

Où g ou d dénotent uniquement le milieu 1 du côté gauche ou droit de l'échantillon. Les composantes tangentielles de ces champs (incidents et réfléchis) du milieu 1 sont égales à ceux du milieu 2 sur les interfaces ($z = 0$ ou $z = L_E$). Du fait de l'incidence normale et des hypothèses d'onde plane, il n'y a pas de composante normale ni pour le champ électrique ni pour le champ magnétique à l'interface. Les conditions de continuité s'écrivent donc:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{1g} &= \vec{E}_2 & \vec{H}_{1g} &= \vec{H}_2 \\ \vec{E}_{1g}^+ + \vec{E}_{1g}^- &= \vec{E}_2^+ + \vec{E}_2^- & \frac{\vec{E}_{1g}^+}{Z_{red1}} - \frac{\vec{E}_{1g}^-}{Z_{red1}} &= \frac{\vec{E}_2^+}{Z_{red2}} - \frac{\vec{E}_2^-}{Z_{red2}} \end{aligned} \quad (II-6)$$

A partir de ces équations, la matrice de transfert T_{21} de la première interface²⁶ est déterminée:

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_2^+ \\ \vec{E}_2^- \end{bmatrix} = [T_{21}] \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_{1g}^+ \\ \vec{E}_{1g}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{red1} + Z_{red2}}{2 \cdot Z_{red1}} & \frac{Z_{red1} - Z_{red2}}{2 \cdot Z_{red1}} \\ \frac{Z_{red1} - Z_{red2}}{2 \cdot Z_{red1}} & \frac{Z_{red1} + Z_{red2}}{2 \cdot Z_{red1}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_{1g}^+ \\ \vec{E}_{1g}^- \end{bmatrix} \quad (II-7)$$

²⁶ Dénotant l'indice 21 comme le passage du milieu 1 au milieu 2

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

Pour le milieu 2, une matrice de transfert T_2 est trouvée à partir du déroulement en phase des champs partant de $z = 0$ ou $z = L_E$:

$$\begin{bmatrix} \vec{E}'_2 \\ \vec{E}'_2 \end{bmatrix} = [T_2] \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_2^+ \\ \vec{E}_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-jk_0 \cdot n_2 \cdot L_E} & 0 \\ 0 & e^{jk_0 \cdot n_2 \cdot L_E} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_2^+ \\ \vec{E}_2^- \end{bmatrix} \quad (II-8)$$

Maintenant il reste uniquement la matrice de transfert T_{12} de l'interface 2. Pour cette interface nous procédons de la même façon que pour l'interface 1 ; cependant, le passage se fait du milieu 2 au milieu 1 :

$$\begin{bmatrix} \vec{E}'_{1d} \\ \vec{E}'_{1d} \end{bmatrix} = [T_{12}] \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_2^+ \\ \vec{E}_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Z_{red2} + Z_{red1}}{2 \cdot Z_{red2}} & \frac{Z_{red2} - Z_{red1}}{2 \cdot Z_{red2}} \\ \frac{Z_{red2} - Z_{red1}}{2 \cdot Z_{red2}} & \frac{Z_{red2} + Z_{red1}}{2 \cdot Z_{red2}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_2^+ \\ \vec{E}_2^- \end{bmatrix} \quad (II-9)$$

Finalement, en utilisant le chaînage²⁷ [15]–[28] de ces trois matrices, l'expression de la matrice de transfert de l'échantillon T_E est obtenue :

$$\begin{bmatrix} \vec{E}'_{1d} \\ \vec{E}'_{1d} \end{bmatrix} = [T_E] \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_{1g}^+ \\ \vec{E}_{1g}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\underline{\dot{T}}^2 - \underline{\Gamma}^2}{\underline{\dot{T}}(1 - \underline{\Gamma}^2)} & \frac{\underline{\Gamma}(1 - \underline{\dot{T}}^2)}{\underline{\dot{T}}(1 - \underline{\Gamma}^2)} \\ -\frac{\underline{\Gamma}(1 - \underline{\dot{T}}^2)}{\underline{\dot{T}}(1 - \underline{\Gamma}^2)} & \frac{1 - \underline{\dot{T}}^2 \cdot \underline{\Gamma}^2}{\underline{\dot{T}}(1 - \underline{\Gamma}^2)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_{1g}^+ \\ \vec{E}_{1g}^- \end{bmatrix} \quad (II-10)$$

Où $\underline{\dot{T}}$ est le coefficient de transmission à travers de l'échantillon de gauche à droite et $\underline{\Gamma}$ est le coefficient de réflexion séparant les milieux 1 et 2 supposés semi-infinis :

$$\underline{\dot{T}} = e^{-jk_0 \cdot n_2 \cdot L_E}$$

$$\underline{\Gamma} = \underline{\Gamma}_{11} = \frac{Z_{red2} - Z_{red1}}{Z_{red2} + Z_{red1}} \quad (II-11)$$

Cette matrice de transfert T_E peut être exprimée aussi en termes de paramètres \underline{S} comme il est fait sur l'équation (II-1) :

$$T_E = \frac{1}{\underline{S}_{12E}} \cdot \begin{bmatrix} \underline{S}_{21E} \cdot \underline{S}_{12E} - \underline{S}_{11E} \cdot \underline{S}_{22E} & \underline{S}_{22E} \\ -\underline{S}_{11E} & 1 \end{bmatrix} \quad (II-12)$$

Vu qu'il s'agit de la matrice de transfert de l'échantillon, les paramètres \underline{S} affichés en équation (II-12) sont ceux de l'échantillon notés avec l'indice E .

La matrice T_M correspond au déphasage de l'onde sur la longueur L_M dans le milieu 1 :

²⁷ Connue en anglais comme « The wave cascade matrix » (WCM).

$$T_M = \begin{bmatrix} e^{-jk_0 \underline{n}_1 \cdot L_M} & 0 \\ 0 & e^{jk_0 \underline{n}_1 \cdot L_M} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\dot{T}}_M & 0 \\ 0 & \underline{\dot{T}}_M^{-1} \end{bmatrix} \quad (II-13)$$

Donc, en revenant à l'équation (II-4), $\underline{\phi}_1$ et $\underline{\phi}_2$ sont calculés avec la différenciation des matrices montrées dans l'équation (II-1) qui correspondent aux trois configurations présentées dans la Fig. II-4. Ces valeurs de $\underline{\phi}_1$ et $\underline{\phi}_2$ incluent intrinsèquement les valeurs des paramètres \underline{S} de l'échantillon, ainsi :

$$\begin{aligned} \underline{\phi}_1 &= \frac{\underline{S}_{21E}^2 - \underline{S}_{11E}^2}{\underline{S}_{21E}} + \frac{1}{\underline{S}_{21E}} \\ \underline{\phi}_2 &= \frac{\underline{S}_{21E}^2 - \underline{S}_{11E}^2}{\underline{S}_{21E}} \cdot \underline{\dot{T}}_M + \frac{1}{\underline{S}_{21E}} \cdot \frac{1}{\underline{\dot{T}}_M} \end{aligned} \quad (II-14)$$

Avec l'hypothèse d'un milieu symétrique et réciproque, \underline{S}_{21E} et \underline{S}_{11E} sont trouvés:

$$\begin{aligned} \underline{S}_{21E} &= \frac{\underline{\dot{T}}_M - 1/\underline{\dot{T}}_M}{\underline{\phi}_1 \cdot \underline{\dot{T}}_M - \underline{\phi}_2} \\ \underline{S}_{11E} &= \pm \sqrt{1 + \underline{S}_{21E}^2 - \underline{\phi}_1 \cdot \underline{S}_{21E}} = \pm \sqrt{\frac{1}{\underline{\dot{T}}_M^2} + \underline{S}_{21E}^2 - \frac{\underline{\phi}_2 \cdot \underline{S}_{21E}}{\underline{\dot{T}}_M}} \end{aligned} \quad (II-15)$$

Ces paramètres \underline{S} peuvent s'écrire à la fois en termes de $\underline{\dot{T}}$ et $\underline{\Gamma}$, en inversant la matrice T_E de l'équation (II-10) ainsi :

$$\begin{bmatrix} \underline{S}_{11E} & \underline{S}_{12E} \\ \underline{S}_{21E} & \underline{S}_{22E} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\underline{\Gamma} \cdot (1 - \underline{\dot{T}}^2)}{1 - \underline{\Gamma}^2 \cdot \underline{\dot{T}}^2} & \frac{\underline{\dot{T}} \cdot (1 - \underline{\Gamma}^2)}{1 - \underline{\Gamma}^2 \cdot \underline{\dot{T}}^2} \\ \frac{\underline{\dot{T}} \cdot (1 - \underline{\Gamma}^2)}{1 - \underline{\Gamma}^2 \cdot \underline{\dot{T}}^2} & \frac{\underline{\Gamma} \cdot (1 - \underline{\dot{T}}^2)}{1 - \underline{\Gamma}^2 \cdot \underline{\dot{T}}^2} \end{bmatrix} \quad (II-16)$$

Où $\underline{S}_{11E} = \underline{S}_{22E}$ et $\underline{S}_{21E} = \underline{S}_{12E}$ en cohérence avec un milieu symétrique et réciproque comme montré sur la Fig. II-5. La réciprocité peut être confirmée à partir du déterminant de la matrice T_E : une valeur de déterminant égale à 1 indique que la matrice est réciproque, et par conséquent l'échantillon.

Selon l'équation (II-15), plusieurs solutions mathématiques existent pour obtenir \underline{S}_{11E} . Or, seule une solution correspond au comportement physique de notre caractérisation. Le choix de la solution est présenté en détail dans la section II.3.

II.2.2 Méthode d'inversion (SVKS).

Une fois les paramètres \underline{S} de l'échantillon extraits à partir de la technique **HBE**, l'étape suivante consiste à récupérer les paramètres électromagnétiques de l'échantillon seul à

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

partir de l'inversion de la matrice de paramètres \underline{S} [29], [30] : c'est la technique **SVKS**. Cette technique décrite en [11] utilise les mesures des paramètres \underline{S} d'un échantillon (ou milieu) de longueur L_E pour calculer son indice de réfraction et son impédance réduite en fonction de la fréquence. Ensuite, avec ces grandeurs, sa permittivité et sa perméabilité relative peuvent être récupérées.

Pour réaliser cette inversion, la technique part de la matrice $ABCD_E$ (matrice $ABCD$ de l'échantillon). A la différence de la matrice T_E décrite dans la technique de différentiation, la matrice $ABCD_E$ relie les champs électriques et magnétiques (\vec{E} et \vec{H}) totaux d'un côté avec les champs électriques et magnétiques totaux de l'autre :

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_{1d} \\ \vec{H}_{1d} \end{bmatrix} = [ABCD_E] \cdot \begin{bmatrix} \vec{E}_{1g} \\ \vec{H}_{1g} \end{bmatrix} \quad (II-17)$$

En se basant sur la Fig. II-5, comme pour la matrice T_E , la matrice $ABCD_E$ est obtenue à partir de trois matrices $ABCD$ en cascade: une pour la première interface ($ABCD_{21}$), une autre pour le milieu 2 et une dernière pour l'interface 2 ($ABCD_{12}$). Le fait que les champs totaux soit les mêmes aux interfaces 1 et 2 (cf équation (II-6)) par continuité, engendre une matrice $ABCD$ identité pour chaque interface. L'information utile est donc contenue uniquement sur la matrice $ABCD_2$ (pour le milieu 2). D'après les équations à gauche dans (II-5) et basé sur la Fig. II-5, cette matrice est trouvée :

$$ABCD_E = ABCD_2 = \begin{bmatrix} \cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E) & -j \cdot Z_0 \cdot \underline{Z}_{red2} \cdot \sin(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E) \\ \frac{-j}{Z_0 \cdot \underline{Z}_{red}} \cdot \sin(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E) & \cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E) \end{bmatrix} \quad (II-18)$$

De la même manière que pour la matrice T_E , le déterminant de cette matrice est égal à 1 en supposant un milieu réciproque. En inversant cette matrice en équation (II-18), la matrice de paramètres \underline{S} de l'échantillon est trouvée, ainsi :

$$\begin{aligned} \underline{S}_{11E} = \underline{S}_{22E} &= \frac{\frac{j}{2} \left(\underline{Z}_{red2} - \frac{1}{\underline{Z}_{red2}} \right) \cdot \sin(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)}{\cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E) + \frac{j}{2} \left(\underline{Z}_{red2} + \frac{1}{\underline{Z}_{red2}} \right) \cdot \sin(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)} \\ \underline{S}_{21E} = \underline{S}_{12E} &= \frac{1}{\cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E) + \frac{j}{2} \left(\underline{Z}_{red2} + \frac{1}{\underline{Z}_{red2}} \right) \cdot \sin(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)} \end{aligned} \quad (II-19)$$

En cohérence avec l'équation (II-16), cette matrice est trouvée pour un milieu symétrique et réciproque. Aussi, ces valeurs des paramètres \underline{S} correspondent aux valeurs dans l'équation (II-16). Si maintenant l'inversion est encore une fois faite sur cette matrice des paramètres \underline{S} , la matrice $ABCD_E$ de l'échantillon peut être exprimée en termes des paramètres \underline{S} comme indiqué classiquement dans le Chapitre 4 de [31], ainsi :

$$ABCD_E = \begin{bmatrix} \frac{1 - \underline{S}_{11E}^2 + \underline{S}_{21E}^2}{2 \cdot \underline{S}_{21E}} & Z_0 \cdot \frac{\underline{S}_{21E}^2 - (1 + \underline{S}_{11E})^2}{2 \cdot \underline{S}_{21E}} \\ \frac{1}{Z_0} \cdot \frac{\underline{S}_{21E}^2 - (1 - \underline{S}_{11E})^2}{2 \cdot \underline{S}_{21E}} & \frac{1 - \underline{S}_{11E}^2 + \underline{S}_{21E}^2}{2 \cdot \underline{S}_{21E}} \end{bmatrix} \quad (II-20)$$

Avec cette inversion nous pouvons facilement trouver l'indice de réfraction \underline{n}_2 et l'impédance réduite \underline{Z}_{red2} en fonction des paramètres \underline{S} , ainsi :

$$\underline{n}_2 = \frac{1}{k_0 \cdot L_E} \cdot \cos^{-1} \left[\frac{1 - \underline{S}_{11E}^2 + \underline{S}_{21E}^2}{2 \cdot \underline{S}_{21E}} \right]$$

$$\underline{Z}_{red2} = \sqrt{\frac{\underline{S}_{21E}^2 - (1 + \underline{S}_{11E})^2}{\underline{S}_{21E}^2 - (1 - \underline{S}_{11E})^2}} \quad (II-21)$$

La valeur de l'indice de réfraction \underline{n}_2 peut engendrer plusieurs solutions mathématiques sur la partie réelle par la présence du cosinus inverse lorsque la distance L_E est assez proche ou plus grande que la demi-longueur d'onde pour cet échantillon. Cet autre point dur est traité dans la suite dans la section II.3. Pour la valeur de l'impédance réduite \underline{Z}_{red2} , la racine choisie est celle donnant une partie réelle positive, en indiquant un milieu passif [32] comme mentionné dans le CHAPITRE I. A partir de ces deux grandeurs, la permittivité et perméabilité relative effective ($\underline{\epsilon}_{r_eff}$ et $\underline{\mu}_{r_eff}$) peuvent être calculées en fonction de la fréquence, ainsi :

$$\underline{\epsilon}_{r_eff} = \frac{\underline{n}_2}{\underline{Z}_{red2}}$$

$$\underline{\mu}_{r_eff} = \underline{n}_2 \cdot \underline{Z}_{red2} \quad (II-22)$$

Nous remarquons que ces paramètres électromagnétiques de l'échantillon sont complexes, possédant une partie réelle et une partie imaginaire.

Nous avons adapté une méthode de caractérisation électromagnétique d'un échantillon symétrique et réciproque pour nos propres besoins à partir de deux techniques déjà connues : la première permet d'extraire les paramètres \underline{S} de l'échantillon à caractériser grâce à la différenciation des matrices de transfert. La seconde, à travers l'inversion de ces paramètres \underline{S} , est capable de récupérer l'indice de réfraction et l'impédance réduite pour arriver à la permittivité et perméabilité relative effective de l'échantillon. Dans la suite, nous testons notre méthode en l'appliquant à plusieurs échantillons connus. La réponse en fréquence de la méthode est comparée à celle attendue en s'appuyant sur des fiches techniques ou sur des simulations.

II.3 Focus sur des points durs de la méthode

Dans la section précédente, certains points durs de la méthode de caractérisation ont été identifiés. Ces points sont liés d'une part au signe de la racine carrée permettant d'obtenir le paramètre \underline{S}_{11E} de l'échantillon, et d'autre part à la valeur correcte de \underline{n}_2 lorsque L_E est proche ou plus grand que la demi-longueur d'onde de cet échantillon aux fréquences d'intérêt. Des solutions à ces points durs ont été proposées en faisant un traitement sur les données obtenues à partir de la technique de différentiation et inversion:

II.3.1 Détermination du signe de la racine carrée de \underline{S}_{11E}^2 .

Cette partie s'appuie sur une des équation en (II-15):

$$\underline{S}_{11E} = \pm \sqrt{1 + \underline{S}_{21E}^2 - \underline{\phi}_1 \cdot \underline{S}_{21E}} = \pm \sqrt{\frac{1}{\underline{T}_M^2} + \underline{S}_{21E}^2 - \frac{\underline{\phi}_2 \cdot \underline{S}_{21E}}{\underline{T}_M}}$$

Rappelons que avec notre méthode \underline{S}_{11E}^2 est connu. Dans notre exemple voici l'évolution de ses parties réelle et imaginaire avec la fréquence.

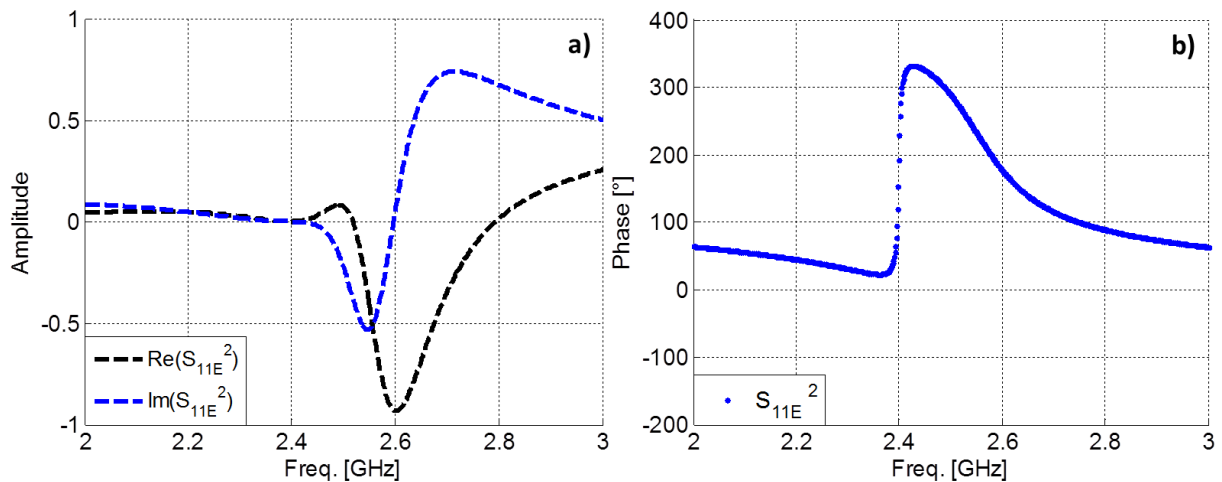


Fig. II-6. Paramètre \underline{S}_{11E}^2 (a) en partie réelle et imaginaire, et b) phase. Courbes récupérées pour l'échantillon du SRR de longueur $L_E = 13$ mm à partir de la technique de différentiation HBE.

Cet exemple représente le cas du métamatériau présenté sur la Fig. I-22 à la section I.5.2 du CHAPITRE I. Cet échantillon est réparti sur une longueur $L_E = 13$ mm, et ses paramètres \underline{S} sont extraits avec l'hypothèse de présence de vide ($\epsilon = \epsilon_0$ et $\mu = \mu_0$) avant et après de l'échantillon. Sur la Fig. II-7 nous montrons quelques-unes des différentes combinaisons de la partie réelle et imaginaire de la courbe de \underline{S}_{11E} qui élevées au carré donne le même \underline{S}_{11E}^2 .

Les courbes à gauche sur la Fig. II-7 montrent les parties réelle et imaginaire (noire et bleue respectivement) en fonction de la fréquence du paramètre \underline{S}_{11E} . Nous pouvons tout d'abord observer que les maximums et minimums présentés sur la Fig. I-25 à la section I.5.2 du CHAPITRE I sur l'amplitude en dB de la valeur absolue de \underline{S}_{11E} sont traduits par des

oscillations sur l'amplitude des parties réelle et imaginaire (courbe noire et bleue respectivement) du même paramètre.

Ces oscillations peuvent varier de -1 à 1 en amplitude en respectant le principe d'un milieu passif. La tangente inverse du rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle de \underline{S}_{11E} donne la phase (courbe noire à droite sur la Fig. II-7). Le fait d'avoir une racine carrée sur le calcul de \underline{S}_{11E} signifie que deux valeurs sont possibles pour lui, et donc, un possible changement de signe sur les parties réelle et imaginaire. Cet effet engendre une discontinuité sur la courbe de la partie imaginaire de \underline{S}_{11E} . Comme prévu, cette discontinuité est aussi visible sur la courbe de la phase de ces valeurs complexes de \underline{S}_{11E} , en ayant un écart attendu de 180° sur la discontinuité.

Sur une bande de fréquence, le problème de l'indétermination du signe de la racine carrée de \underline{S}_{11E}^2 se passe à chaque passage par zéro de la partie réelle de \underline{S}_{11E} . Avec l'équation (II-23) nous avons constaté que la phase de \underline{S}_{11E} est la moitié de la phase de \underline{S}_{11E}^2 . Elle aura donc la même évolution avec la fréquence à un facteur $1/2$ près. Les courbes de phase auront donc la même allure.

$$\underline{S}_{11E} = |\underline{S}_{11E}| \cdot e^{-j \cdot \left(\frac{\text{Arg}(\underline{S}_{11E}^2)}{2} - N \cdot \pi \right)} \quad (\text{II-23})$$

Sur cette équation, les valeurs de phase sont en radians. Ce critère là nous permettra d'assurer la continuité de la phase du \underline{S}_{11E} . Nous pouvons constater que parmi toutes les combinaisons possibles des parties réelle et imaginaire du \underline{S}_{11E} , uniquement deux ont la même allure que la phase de \underline{S}_{11E}^2 (Fig. II-7.c-Fig. II-7.f). Ces deux possibilités sont représentées par le facteur N sur l'équation (II-23) où N peut prendre les valeurs 0 et 1 et représente uniquement un changement entre les valeurs de permittivité et perméabilité récupérées. L'analyse du choix de cette valeur N se fait à partir des expériences connues sur une simulation ou modèle, ou sur des aspects basés sur la physique ; par exemple, pour le cas SRR sous test, nous pouvons comparer la réponse de la phase du \underline{S}_{11E} avec une simulation, où bien, analyser la permittivité et perméabilité récupérées, en choisissant N pour avoir une courbe de perméabilité où sur une bande de fréquence elle est négative.

Notons que le critère de continuité de la phase de \underline{S}_{11E}^2 est formulé d'une part sur la base que \underline{S}_{11E}^2 reste inchangé quel soit le signe de la racine carrée prise en compte, et d'autre part sur la base que les échantillons traités sont des matériaux avec une tangente de pertes suffisante pour lisser les courbes, évitant ainsi les discontinuités.

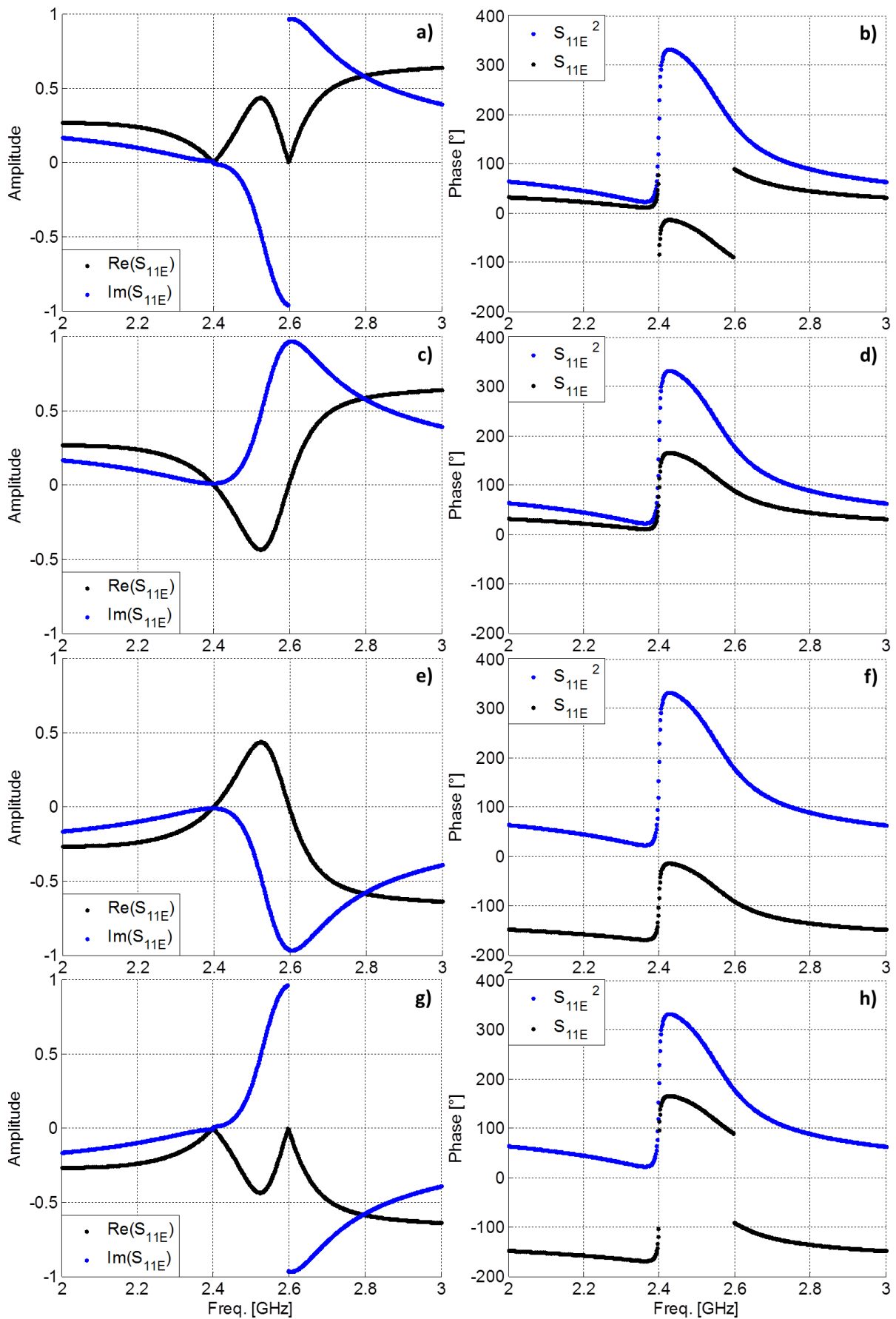


Fig. II-7. Paramètre S_{11E} en partie réelle et imaginaire à gauche, et en phase à droite. Courbes pour l'échantillon du SRR de longueur $L_E = 13$ mm avec différentes combinaisons des parties réelle et imaginaire.

II.3.2 Détermination de \underline{n}_2 .

Cette partie s'appuie sur une des équation en (II-21) :

$$\underline{n}_2 = \frac{1}{k_0 \cdot L_E} \cdot \cos^{-1} \left[\frac{1 - \underline{S}_{11E}^2 + \underline{S}_{21E}^2}{2 \cdot \underline{S}_{21E}} \right]$$

Par ailleurs, si la longueur de l'échantillon L_E est assez proche ou plus grande que la demi-longueur d'onde aux fréquences d'intérêt, le calcul de la partie réelle de \underline{n}_2 fait apparaître une fonction multivaluée. Le critère de L_E est pris en compte : La valeur de la partie réelle de $y = \cos^{-1}(x)$ reste compris entre 0 et 2π . Par conséquent, la valeur de la fonction inverse $x = \cos(y \pm 2 \cdot \pi \cdot m)$ donne toujours le même résultat pour toute valeur de m entière ($m \in \mathbb{N}$). L'équation (II-21) admet donc plusieurs solutions mathématiques pour la longueur L_E , alors qu'une seule solution physique existe. Nous avons donc analysé le comportement de la valeur de \underline{n}_2 pour proposer de choisir la valeur de m à chaque fréquence. Par défaut, la valeur obtenue de \underline{n}_2 correspond à $m = 0$ en donnant une valeur positive de la partie réelle de \underline{n}_2 . Si nous regardons l'équation (II-18) et (II-20), la valeur du $\cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)$ implique les valeurs de S_{11E} et S_{21E} , ce qui veut dire que la phase du $\cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)$ est formée par ces deux valeurs aussi. En sachant que la partie imaginaire de \underline{n}_2 doit être négative du fait de la convention en $e^{j \cdot \omega \cdot t}$, dans le code sur MATLAB® la phase de $\cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)$ prend en compte le passage de chaque $2 \cdot \pi \text{ rad}$ (une longueur d'onde) sur la phase en fonction de la fréquence [8], [33]–[36], en augmentant ou diminuant la valeur de m , pour ajouter à la fin cette valeur à la valeur de \underline{n}_2 , ainsi :

$$\underline{n}_2 = \frac{1}{k_0 \cdot L_E} \cdot \cos^{-1} \left[\frac{1 - \underline{S}_{11E}^2 + \underline{S}_{21E}^2}{2 \cdot \underline{S}_{21E}} \right] \pm \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{k_0 \cdot L_E} \quad (\text{II-24})$$

Nous remarquons que le calcul de cette grandeur est indépendant du calcul correct de la racine pour \underline{S}_{11E} car la continuité de la phase est déjà incluse sur la valeur de \underline{S}_{11E}^2 qui intervient dans l'équation (II-24). En prenant l'exemple du quartz à la section I.5.2 du CHAPITRE I sur une plage de fréquences allant de 0 à 10 GHz, nous présentons sur la Fig. II-8 l'indice de réfraction \underline{n}_2 en fonction de la fréquence en partie réelle et imaginaire calculé à partir de l'équation (II-21) après l'inversion de la matrice de paramètres \underline{S} de l'échantillon (\underline{S}_{XXE}).

Nous pouvons constater tout d'abord comme dit ci-dessus, que la valeur obtenue par défaut de \underline{n}_2 correspond à $m = 0$ en ayant une partie réelle toujours positive. Cet effet oblige la partie imaginaire à changer de signe. Au début de la fréquence, la partie réelle de \underline{n}_2 correspond à la valeur attendue, cependant cette valeur diverge à partir de 2.45 GHz en ayant une partie imaginaire positive jusqu'à 4.9 GHz.

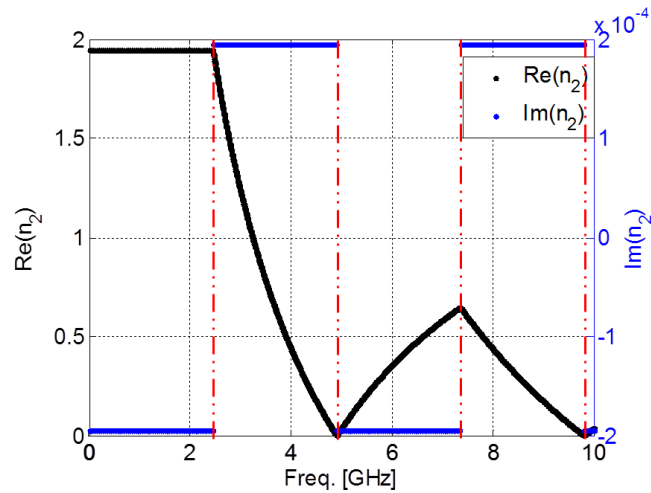


Fig. II-8. Indice de réfraction \underline{n}_2 en fonction de la fréquence en partie réelle et imaginaire. Courbes récupérées à partir du calcul de \underline{n}_2 sur l'équation (II-21) pour l'échantillon de quartz de longueur $L_E = 32$ mm.

Ce changement de signe se fait à chaque 2.45 GHz. Tel qu'il a été dit auparavant, ces fréquences correspondent aux cas où la longueur de l'échantillon L_E est multiple de la demi-longueur d'onde à la fréquence de 2.45 GHz : dès que la longueur d'onde L_E s'approche (ou dépasse) de la demi-longueur d'onde sur les fréquences d'intérêt, le calcul de la partie réelle de \underline{n}_2 fait apparaître une fonction multivaluée. Notons que ces fréquences correspondent aussi au premier et deuxième maximum du paramètre \underline{S}_{21E} décrit sur la Fig. I-11 à la section I.5.2 du CHAPITRE I. En respectant la convention $e^{j.\omega.t}$ où la partie imaginaire de \underline{n}_2 doit être négative, le critère de la branche (m) de \underline{n}_2 est appliqué pour récupérer sa valeur correcte. Sur la Fig. II-9 nous présentons la phase du $\cos(k_0.\underline{n}_2.L_E)$ et l'indice de réfraction \underline{n}_2 en fonction de la fréquence en partie réelle et imaginaire calculé à partir du critère de la branche (m) de \underline{n}_2 de l'équation (II-24).

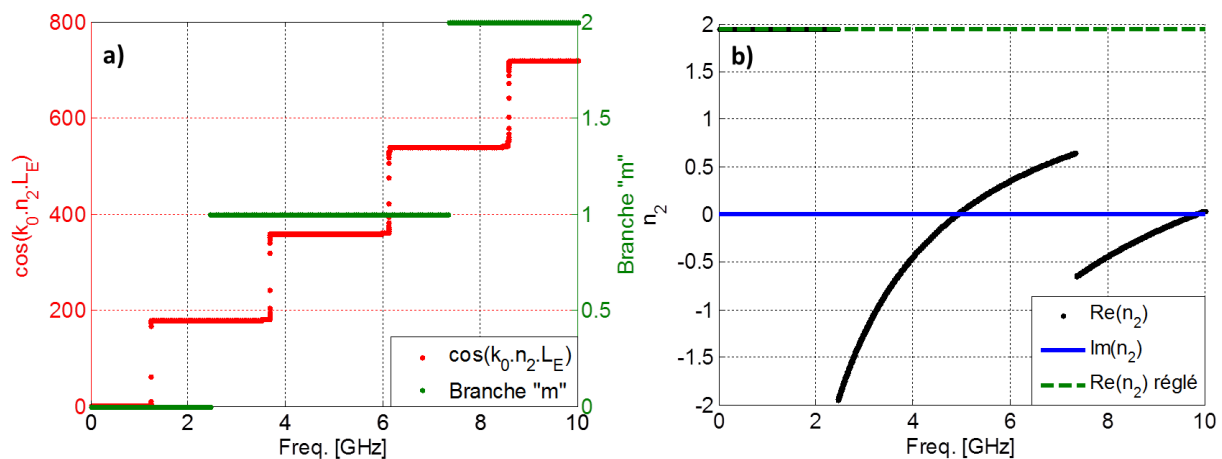


Fig. II-9. (a) Phase du $\cos(k_0.\underline{n}_2.L_E)$ et (b) Indice de réfraction \underline{n}_2 en partie réelle et imaginaire en fonction de la fréquence. Courbes de \underline{n}_2 récupérées à partir du critère de la branche (m) de \underline{n}_2 en équation (II-24) pour l'échantillon de quartz de longueur $L_E = 32$ mm.

La Fig. II-9 présente en (a) la phase du $\cos(k_0.\underline{n}_2.L_E)$ (points rouges) avec la valeur de m (points verts), et présente en (b) la partie réelle de l'indice de réfraction \underline{n}_2 (points noirs), en obligeant sa partie imaginaire à être négative (selon la convention $e^{j.\omega.t}$) en même temps

que la partie réelle de l'indice de réfraction \underline{n}_2 réglé à partir du critère de la branche m (courbe tiret verte) en fonction de la fréquence. Comme dit ci-dessus, ce critère s'applique sur la base de la phase du $\cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)$ où à chaque 360° (ou à défaut $2 \cdot \pi \text{ rad}$) la valeur de m incrémente en 1. Notons qu'à 2.45 GHz la phase du $\cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)$ dépasse les 180° , alors la valeur de m passe de 0 à 1 jusqu'à 7.35 GHz, après cette fréquence, la valeur de m monte à 2 jusqu'à 10 GHz: Ici, les incréments de m se font à chaque 360° sauf pour le premier (incrément à 180°) pour être la première demi-longueur d'onde. Ces incréments correspondent aux parties réelles sans réglage en Fig. II-9.b (points noirs) où il faut ajouter justement la valeur de m à la valeur de \underline{n}_2 tel que montré sur l'équation (II-24) pour arriver à une partie réelle attendue de \underline{n}_2 représentée pour la courbe tiret verte sur la Fig. II-9.b.

Il est à noter que dans certains cas, surtout expérimentaux, ces solutions sur la méthode n'arrivent pas à être automatisées à cause du bruit traduit en perturbations sur les courbes, empêchant d'obtenir des valeurs cohérentes pour \underline{S}_{11E} et \underline{n}_2 . Dans ces situations, le critère de la continuité de la phase et le critère de la branche de \underline{n}_2 sont également appliqués mais il est nécessaire d'interpréter les données en se basant sur la réponse électromagnétique de chaque échantillon (section I.5.2 du CHAPITRE I) pour arriver manuellement aux bonnes valeurs.

Par ailleurs, notons que dans la technique de différenciation montrée sur la Fig. II-4, les antennes sont éloignées à chaque configuration. L'hypothèse d'onde plane utilisée par le modèle suppose que l'amplitude de l'onde ne diminue pas. En pratique, l'amplitude dépend de la distance des deux antennes et cette dépendance peut être un autre point dur de la méthode. Le niveau de transmission en configuration (A) est plus important que sur les mesures de paramètres \underline{S} dans les configurations (B) et (C) car les antennes ont été éloignées. Cette variation d'amplitude de signal peut engendrer des erreurs de différenciation se traduisant notamment par une amplitude de transmission plus grande que 0 dB, surtout à grande distance entre les antennes. Pour ces raisons, lors de la caractérisation d'échantillons complexes dans la cavité comprenant un Plasma, des SRR ou les deux, nous nous appuyons principalement sur la signature des paramètres \underline{S} pour identifier des propriétés électromagnétiques particulières.

Dans la suite de ce chapitre, l'application de la méthode est faite pour certains cas avec de matériaux connus et des simulations avec une réponse électromagnétique propre en prenant en compte les points durs mentionnés ci-dessus.

II.4 Test de la méthode sur des cas connus.

Nous avons vu dans la section précédente que notre méthode de caractérisation pouvait présenter des points durs au moment de la différenciation et de l'inversion. Dans cette partie, nous nous focalisons sur l'application de cette méthode sur des cas connus simulés ou expérimentaux pour appréhender les zones où la méthode fonctionne, et ses limites.

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

Nous partons des deux configurations montrées sur la Fig. II-4 où la technique de différenciation des matrices de transfert est utilisée pour récupérer les paramètres \underline{S} de l'échantillon sous test mis entre les deux antennes. Pour des raisons pratiques afin de confiner le plasma, on supposera que le milieu ambiant qui entoure l'échantillon n'est plus de l'air mais du Téflon. Les raisons de ce choix seront explicitées dans le CHAPITRE III. Ainsi dans l'application de la méthode, les distances $L_X = 15$ mm et $L_Y = 42$ mm (distances fixes) sur les configurations (A) et (B) de la Fig. II-4 correspondront à une propagation de l'onde dans du Téflon dont la permittivité relative $\epsilon_{r_Tf} \approx 2.1$ et une $\tan(\delta_d)_{Tf} = 0.001$. En fait, le remplacement de l'air par du téflon affecte légèrement la précision de la méthode. Une petite étude de l'erreur introduite par ce changement est faite à la section C des Annexes. Dans les cas tests qui suivent seuls les résultats avec Téflon et donc légèrement dégradés par ce changement sont montrés.

Les configurations tant simulées qu'expérimentales sont décrites et montrées dans chaque cas en expliquant les conditions de chaque échantillon : sa permittivité et sa longueur.

La Fig. II-10 montre les deux configurations de mesures utilisées pour chaque cas présenté, avec les antennes (Ant. 1 et Ant. 2), le téflon en gris (L_X et L_Y), et l'échantillon en bleu (L_E).

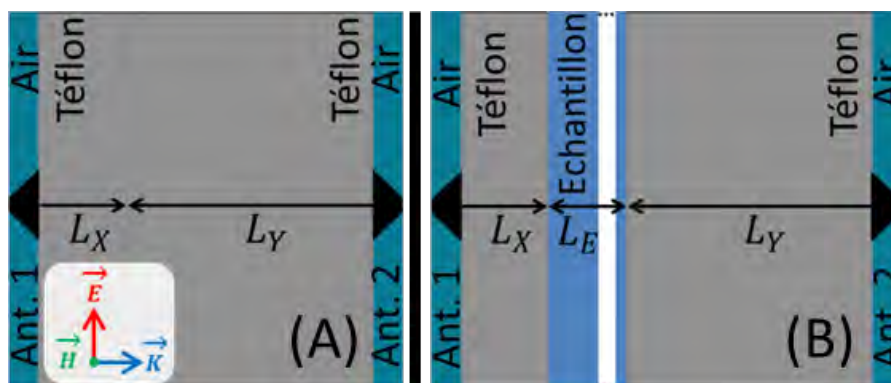


Fig. II-10. Configuration de mesure des paramètres \underline{S} globaux pour les deux configurations utilisées par la technique de différenciation, avec le téflon en gris ($L_X = 15$ mm et $L_Y = 42$ mm), et l'échantillon en bleu.

Sur la Fig. II-10 cette configuration est utilisée pour tous les cas présentés dans la suite de ce chapitre et dans le reste du manuscrit. Le téflon est en pratique rattaché aux antennes avec les dimensions décrites ci-dessus qui commencent à partir du bord des antennes. Notons que les paramètres \underline{S} obtenus pour chaque échantillon vont être normalisés a priori à l'impédance du téflon, ce dernier étant lui-même normalisé à l'impédance de l'air (ou du vide à défaut), ce qui a été déjà pris en compte sur le modèle.

Les cas qui vont être montrés ci-dessous incluent, encore une fois, du plasma et le métamatériau SRR, et aussi des matériaux diélectrique- isolant solides comme le QUARTZ et l'ERTALON. Cet ordre peut paraître non logique d'après l'ordre suivi dans la section I.5.2 du CHAPITRE I, cependant sur cette étude la méthode se teste sur des cas tant simulés qu'expérimentaux, et ces derniers amènent des complexités sur son application. Pour cette raison nous montrons :

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

- Tout d'abord le cas simulé pour l'échantillon plasma avec des courbes sans bruit,
- après le cas expérimental pour l'échantillon SRR avec une L_E petite par rapport à la demi-longueur d'onde à sa fréquence de résonance,
- ensuite le cas expérimental pour l'échantillon du QUARTZ avec une permittivité relative grande et un L_E petit,
- et finalement le cas expérimental pour l'échantillon d'ERTALON avec une permittivité relative considérable et un L_E grand.

Pour les trois derniers cas expérimentaux une comparaison en espace libre et dans la cavité métallique est faite afin de montrer que les effets de la cavité n'influent que peu, ajoutant uniquement du bruit sur les courbes.

II.4.1 Echantillon Plasma à densité électronique n_e homogène proche des valeurs expérimentales.

De la même façon qu'à la section I.5.2 du CHAPITRE I, le cas plasma est encore une fois traité et validé par notre méthode codée sur MATLAB® et une simulation sur ANSYS Electronics Desktop®, en considérant du téflon avant et après lui et une onde plane en incidence normale (Fig. I-22). Avec $\omega_{pe} = 2.\pi.(2.45 \text{ GHz})$, ce qui correspond à une densité électronique $n_e = 7.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, et une fréquence de collision basse $\nu_m = 0.01 * \omega_{pe}$, la même plage de fréquence allant de 2 à 3 GHz a été considérée. Ici notre méthode est approuvée uniquement pour le modèle et la simulation de ce plasma. Sur ce cas simulé, L_E est la même utilisée que dans le la CHAPITRE I ($L_E = 315 \text{ mm}$).

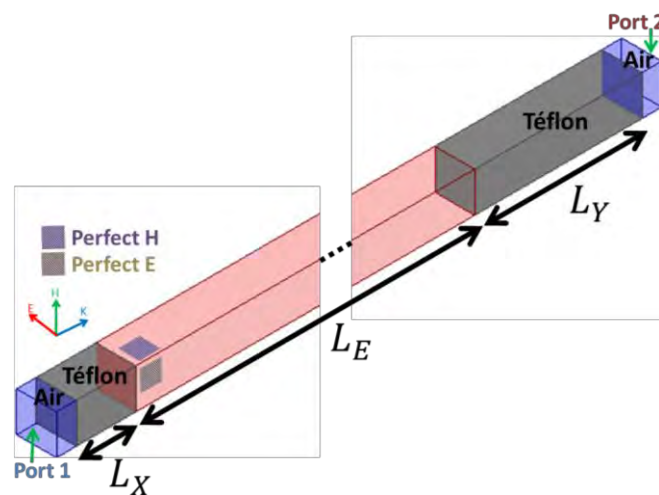


Fig. II-11. Configuration de la structure plasma (boîte en rouge clair) simulée sur ANSYS Electronics Desktop en incluant les blocs du téflon (boîte en gris) sur la structure.

Les deux configurations présentées sur la Fig. II-10 ont été modélisées, en obtenant leurs paramètres \underline{S} nécessaires pour appliquer la méthode. Ces paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) en amplitude et phase de chaque configuration sont montrés en fonction de la fréquence sur la Fig. II-12.

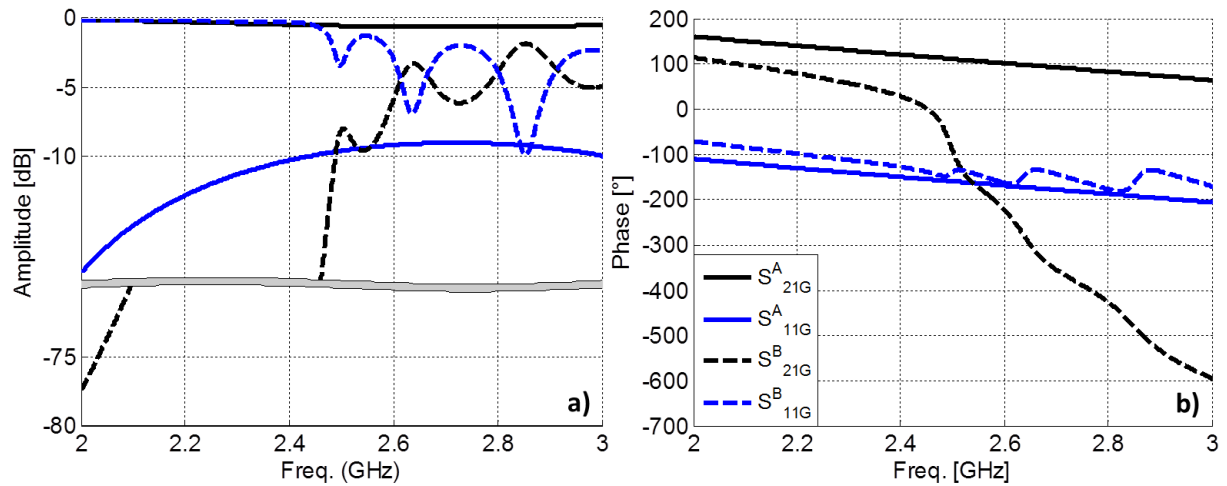


Fig. II-12. Paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) a) en amplitude et b) phase. Courbes obtenues à partir des deux configurations des paramètres \underline{S} pour un échantillon de plasma de longueur L_E , d'après le modèle de Drude. Une rupture d'échelle en amplitude est faite sur la figure a) pour une meilleure lisibilité.

Le nombre de courbes a été réduits de huit (4 pour chaque configuration) à quatre (2 pour chaque configuration) pour une meilleure visualisation ; cependant, l'hypothèse de symétrie $\underline{S}_{11G} = \underline{S}_{22G}$ n'est pas vérifiée, sauf pour le cas A : Notons que pour la première configuration (A) où il n'y a pas de plasma, les paramètres suivent un comportement classique pour un diélectrique tel que montré à la section 1.5.2 du CHAPITRE I, avec $\underline{S}_{21G} = \underline{S}_{12G}$ et $\underline{S}_{11G} = \underline{S}_{22G}$, en présentant un minimum caractéristique de transmission au milieu de la plage de fréquences et un déroulement de phase linéaire décroissant avec la fréquence.

Pour les configurations (B) et (C), $\underline{S}_{21G} = \underline{S}_{12G}$ reste vérifié expérimentalement mais $\underline{S}_{11G} \neq \underline{S}_{22G}$ car la structure n'est pas symétrique. La tendance des paramètres \underline{S} est similaire à celle observée et expliquée sur la Fig. I-20 à la section 1.5.2 du CHAPITRE I pour le cas plasma. La différence d'amplitude vient de la traversée du téflon par l'onde.

Une fois la technique de différenciation appliquée, les paramètres \underline{S} de l'échantillon (\underline{S}_{XXE} Plasma) sont obtenus. Ces paramètres sont montrés en amplitude et en phase en fonction de la fréquence sur la Fig. II-13.

La Fig. II-13 révèle les paramètres \underline{S} de l'échantillon (\underline{S}_{XXE}) obtenus à partir des mesures des paramètres \underline{S} globaux. La tendance reste identique à celle des paramètres globaux des configurations (A) et (B), la seule différence étant la valeur de l'amplitude et la valeur de la phase. Ces paramètres \underline{S} sont assez proches à ceux obtenus sur la Fig. I-20 à la section 1.5.2 du CHAPITRE I. Nous rappelons que la technique de différenciation enlève les effets générés par les matrices de L_X et L_Y , en fournissant uniquement l'information utile de L_E .

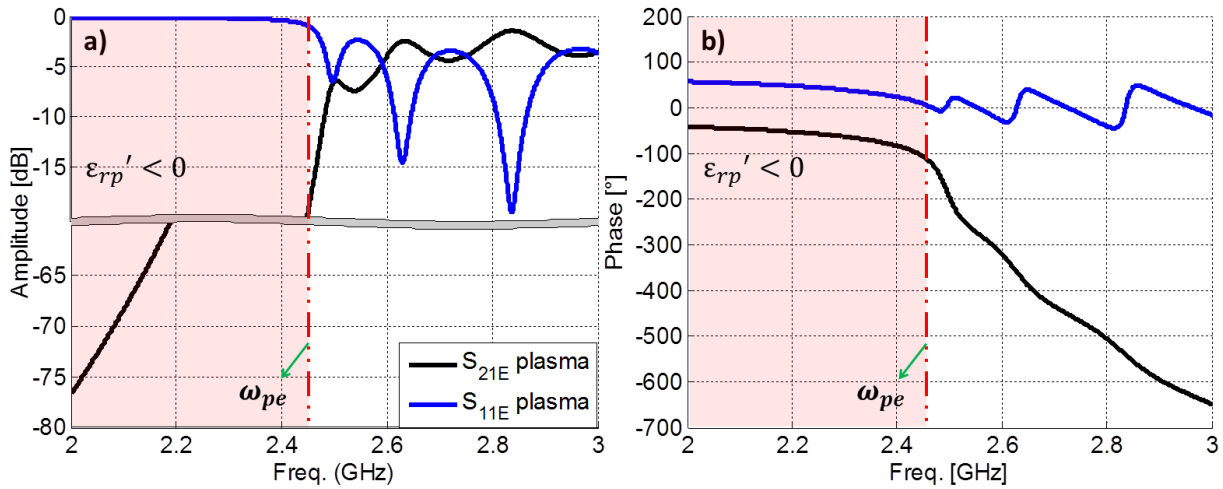


Fig. II-13. Paramètres \underline{S} a) en amplitude et b) phase. Courbes des paramètres \underline{S} récupérées juste pour l'échantillon de plasma de longueur L_E .

Maintenant, avec la technique d'inversion et en prenant en compte tous les critères auparavant mentionnés par rapport au paramètre \underline{S}_{11} (racine carré) et à \underline{n}_2 (choix correct de la branche de m), ces paramètres \underline{S} (\underline{S}_{XXE}) sont utilisés pour remonter, dans ce cas, à l'indice de réfraction \underline{n}_2 et à la permittivité relative du plasma $\underline{\epsilon}_{rp}$ en fonction de la fréquence. Ces paramètres sont montrés sur la Fig. II-14.

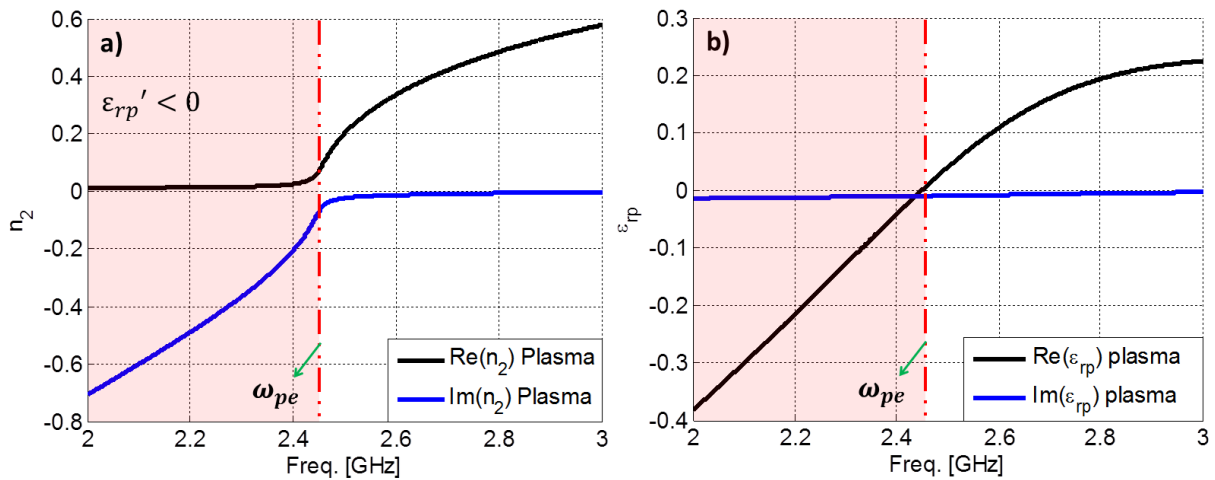


Fig. II-14. Partie réelle et imaginaire de a) l'indice de réfraction (\underline{n}_2) et de la b) permittivité relative plasma ($\underline{\epsilon}_{rp}$). Courbes pour l'échantillon de plasma de longueur L_E .

Sur la Fig. II-14 nous pouvons constater que ces valeurs sont proches de celles qui ont été obtenues sur la Fig. I-19.a à la section I.5.2 du CHAPITRE I, en décrivant le comportement caractéristique du plasma: conducteur avant fréquence plasma ω_{pe} [37], et diélectrique après la fréquence plasma ω_{pe} [38] tel qu'il a été explicité avec le modèle de Drude à la section I.3.3 du CHAPITRE I.

Rappelons qu'ici l'application de la méthode a été faite pour des structures modélisées numériquement, où les conditions sont donc idéales, ce qui facilite la récupération de l'indice de réfraction et la permittivité relative du plasma avec des courbes très « propres ».

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

Par ailleurs, la perméabilité du plasma n'est pas montrée sur les courbes mais elle est presque constante et proche à 1 pour toute la plage de fréquence. Cette dernière est décrite à la section C des Annexes où l'affectation (erreur introduite) du téflon sur la précision de la méthode est montrée. Dans la suite, nous montrons l'application de cette méthode pour des cas expérimentaux en commençant par l'échantillon du métamatériau SRR, lequel a une permittivité et une perméabilité qui varient en fonction de la fréquence (et elles sont négatives sur une bande de fréquences), et pour finir sur un échantillon de quartz avec une permittivité relative grande et un L_E petit, et un échantillon d'ertalon avec une permittivité relative considérable et un L_E grand.

II.4.2 Echantillon SRR à perméabilité relative effective homogénéisée.

La structure SRR est traitée de la même façon que sur la Fig. I-22 à la section I.5.2 du CHAPITRE I. Les paramètres \underline{S} de cet échantillon sont obtenus par une simulation sur ANSYS Electronics Desktop® comme montré au CHAPITRE I, en considérant une onde incidente plane et du téflon aux côtés de l'échantillon SRR. Ici ces simulations sont confrontées à des mesures expérimentales avec un échantillon de longueur $L_E = 13$ mm.

A partir d'ici et pour le reste du chapitre, les mesures expérimentales sont effectuées en espace libre et à l'intérieur d'une cavité métallique comme montré sur la Fig. II-15.a et Fig. II-15.b respectivement. A partir d'ici dans nos expériences, avec la connotation « espace libre » nous nous référons au fait d'être hors de la cavité métallique. Nous ne sommes toutefois pas dans une chambre anéchoïque, et donc, des réflexions sur les murs environnants restent notamment présentes.

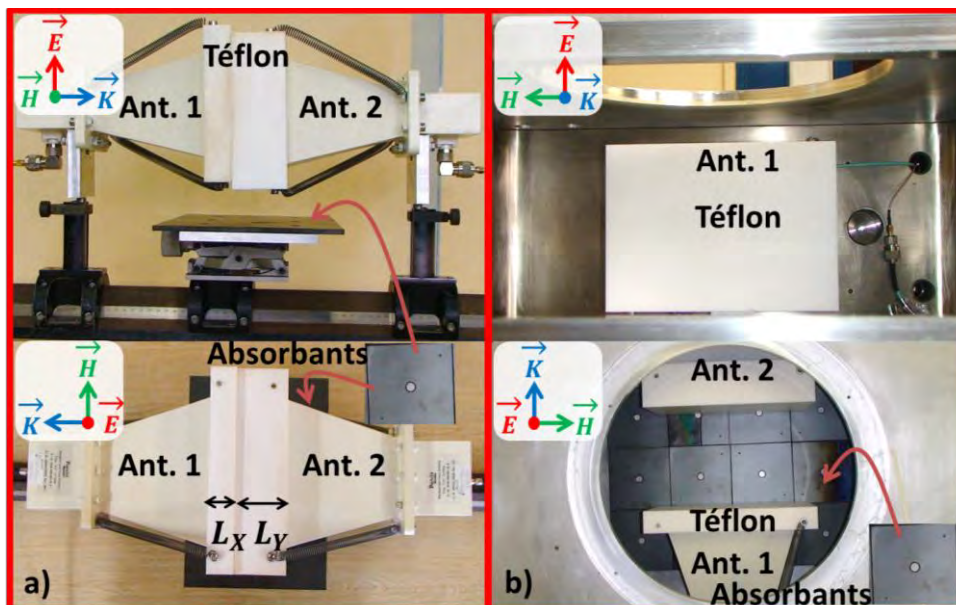


Fig. II-15. Configuration en a) espace libre et b) à l'intérieur de la cavité métallique. Configurations avec les blocs de téflon pour les antennes et les absorbants à ferrite. En haut une vue frontale et en bas une vue de dessus.

Cette cavité est nécessaire à l'allumage du plasma dans les sections suivantes. Dans les deux configurations, deux antennes fonctionnant entre 2 et 3 GHz sont placés en regard. Des

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

absorbants en ferrite, sensibles aux mêmes fréquences, sont placés derrière les antennes, sur la partie basse pour minimiser les phénomènes de réflexion hors et en cavité. Même dans ces deux environnements, la configuration décrite à la Fig. II-10 reste valable. Plus de détails de l'environnement de la cavité seront donnés au CHAPITRE III concernant au banc expérimental. A ce stade, il faut uniquement retenir les contraintes que cette structure métallique impose sur la caractérisation des échantillons.

En suivant la logique de la méthode proposée, en prenant en compte les équations en (II-3) et les configurations de mesure présentes sur la Fig. II-15, le réseau SRR est placé. La Fig. II-16 montre la configuration de mesure en espace libre et dans la cavité pour le réseau SRR.

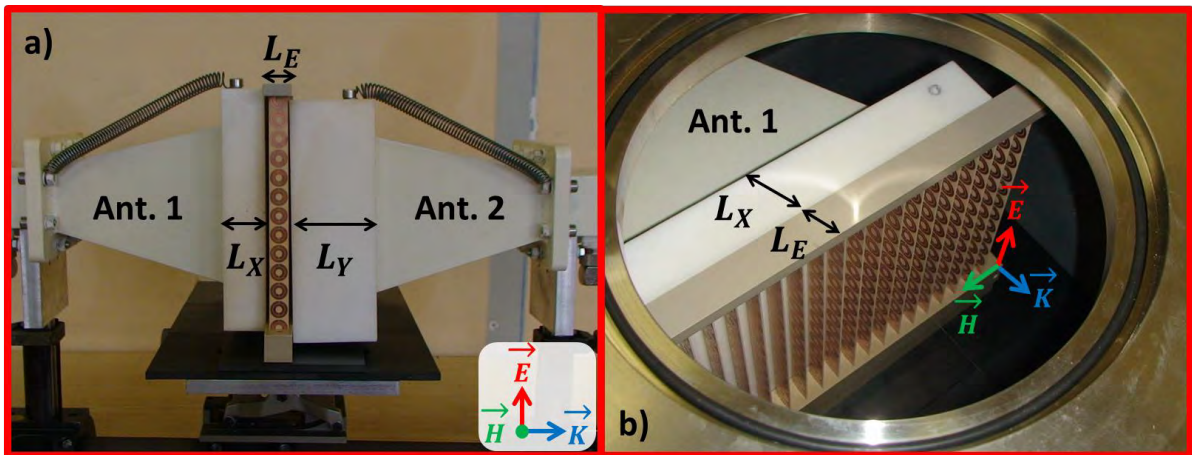


Fig. II-16. Configuration de mesure du réseau SRR en a) espace libre et b) à l'intérieur de la cavité métallique. Configurations avec les blocs de téflon pour les antennes et les absorbants à ferrite.

Le réseau SRR est composée par 24 bandes du métamatériau au long de l'axe du champ magnétique \vec{H} qui sont composées à la fois par 13 cellules élémentaires sur l'axe du champ électrique \vec{E} . Plus des détails de différentes configurations du métamatériau utilisé seront donnés au CHAPITRE IV.

Une fois le métamatériau placé, les paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) de la configuration (A) et (B) sont présentés en fonction de la fréquence sur la Fig. II-17 et la Fig. II-18 respectivement pour le réseau SRR en espace libre et dans la cavité métallique. La configuration (A) est uniquement présentée pour ce cas car elle reste la même pour tous les échantillons suivants.

Les Fig. II-17 et Fig. II-18 montrent les paramètres \underline{S} extraits expérimentalement pour les configurations (A) et (B) respectivement en espace libre et dans la cavité métallique. Pour rappel, les dimensions du SRR sont les mêmes utilisées que celles sur la Fig. I-22 à la section I.5.2 du CHAPITRE I. Comme pour le plasma, les paramètres \underline{S} affichés sont limités à 2 pour chaque configuration. Tout d'abord nous pouvons constater une tendance similaire pour les courbes hors et dans la cavité.

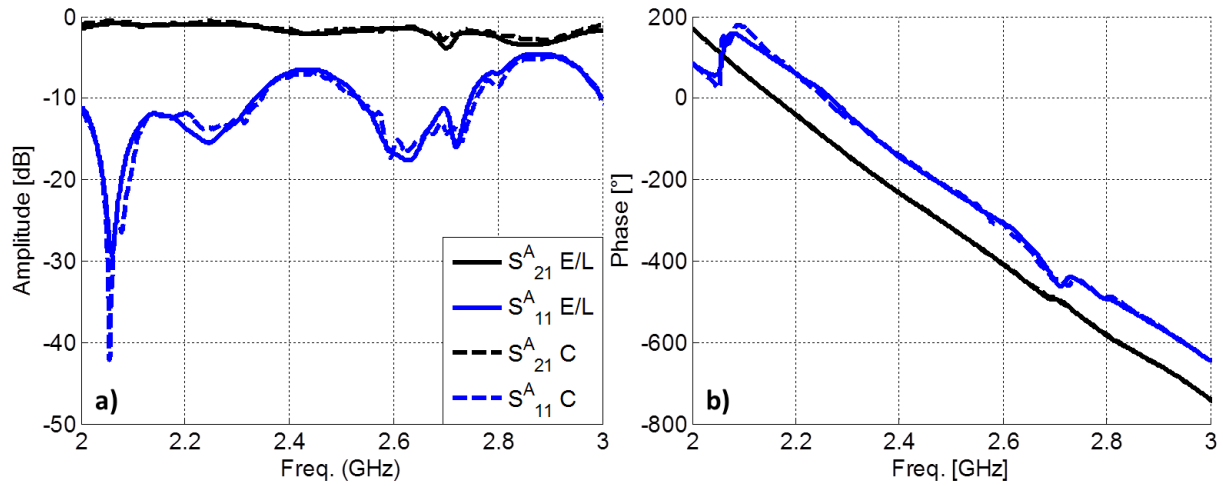


Fig. II-17. Paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) en a) amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration (A) de la méthode proposée en espace libre (E/L) et cavité (C).

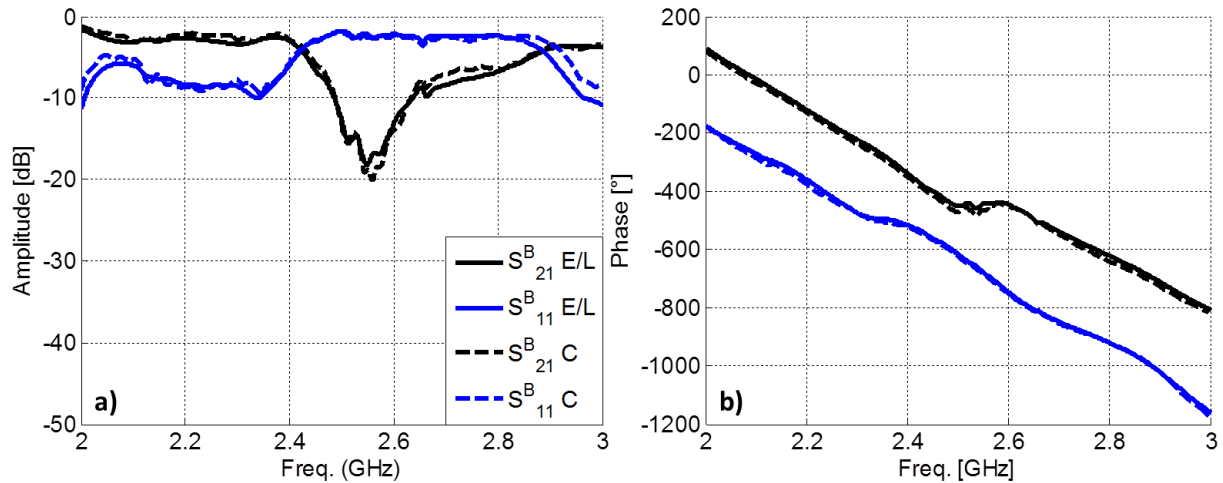


Fig. II-18. Paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) en a) amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration (B) de la méthode proposée en espace libre (E/L) et cavité (C) avec l'échantillon SRR de longueur $L_E = 13$ mm.

Dans la configuration (A) (Fig. II-17) en espace libre et dans la cavité, le comportement classique d'un diélectrique est visible, avec $\underline{S}_{11G} = \underline{S}_{22G}$ et $\underline{S}_{21G} = \underline{S}_{12G}$ montrant un maximum en transmission caractéristique à environ 2.1 GHz (Fig. II-17.a). Ce maximum de transmission va aussi être accompagné par un minimum en réflexion à la même fréquence. Ce minimum en réflexion est identifiable par un changement de phase (Fig. II-17.b) ; pourtant ce maximum et ce minimum ne sont pas visibles sur les paramètres \underline{S} modelés (et simulés) pour la même configuration (A) dans le cas plasma (Fig. II-12) : Si une $\epsilon_{r_{Tf}}' = 2.1$ est considérée pour le calcul²⁸ de la fréquence pour le premier maximum avec une $L_X + L_Y = 57$ mm, nous trouvons une $f \approx 1.8$ GHz (corroboré aussi par modèle et simulation), ce qui est cohérent avec les paramètres \underline{S}_{21G} et \underline{S}_{11G} de la configuration (A) du plasma montrés sur la Fig. II-12. Cette différence peut être expliquée soit car la distance $L_X + L_Y < 57$ mm, ce qui est peu probable car ces distances sont déjà fixées, soit car $\epsilon_{r_{Tf}}' < 2.1$ ce qui est très probable. En tout cas, ce phénomène n'affecte pas la

²⁸ Avec les formules montrées pour le cas du quartz dans de la section I.5.2 du CHAPITRE I.

récupération des paramètres électromagnétiques. Pour la configuration (B) en présence du SRR, le comportement métamatériau à perméabilité négative est observé : La Fig. II-18.a montre un maximum de transmission proche à 2.4 GHz et un minimum à 2.6 GHz [39], [40], qui sont cohérents avec les changements de phase sur la Fig. II-18.b. Il est évident que toutes les courbes montrées sur les Fig. II-17 et Fig. II-18 restent des mesures expérimentales bruitées, et ces perturbations sur les courbes sont également présentes sur les paramètres \underline{S} récupérés juste pour l'échantillon SRR (\underline{S}_{XXE}).

La Fig. II-19 montre les paramètres \underline{S} récupérés pour l'échantillon SRR (\underline{S}_{XXE} SRR) en espace libre et dans la cavité et les paramètres \underline{S} simulés pour le même échantillon.

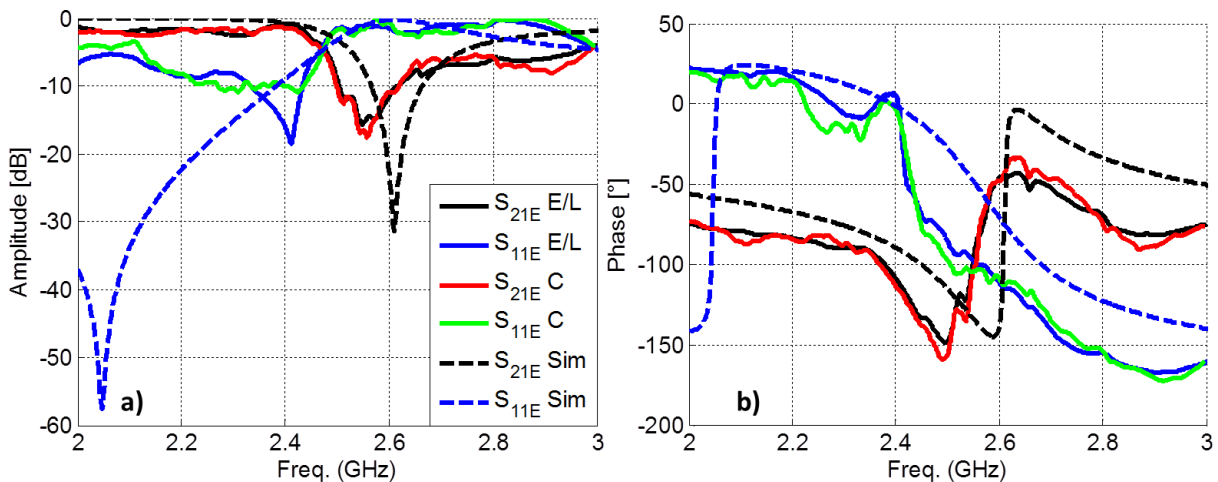


Fig. II-19. Paramètres \underline{S} en a) amplitude et b) phase. Courbes récupérées en espace libre (E/L) et dans la cavité (C), comparées avec celles simulées (Sim) pour l'échantillon SRR de longueur $L_E = 13$ mm.

Sur la Fig. II-19, le comportement classique d'une onde se propageant à travers un réseau métamatériau SRR apparaît. Les tendances globales des paramètres \underline{S} récupérés en espace libre (E/L), dans la cavité (C) et à partir des simulations (Sim) sont proches. La simulation pour ce cas et les suivants est faite sur la base d'avoir du téflon avant et après l'échantillon, en considérant une onde plane en incidence normale. Nous pouvons regarder des courbes plus bruitées pour la mesure dans la cavité. Un décalage en fréquence est visible sur les courbes expérimentales comparées avec les courbes simulées. Il est dû à l'insertion du téflon sur les configurations de mesure (A) et (B) de la Fig. II-10 qui fait éloigner les antennes, changeant la zone d'éclairage de l'échantillon SRR, et par conséquent, changeant la fréquence de résonance : sur l'hypothèse de périodicité sur les axes du champ électrique et magnétique, une homogénéisation de perméabilité globale est supposée; si par contre, l'éclairage de l'onde électromagnétique ne voit pas uniquement l'échantillon SRR, cette hypothèse n'est plus vraie en obtenant une augmentation notable sur la chute de transmission proche à 2.6 GHz (S_{21E} en Fig. II-19.a) ce qui annonce une diminution sur la valeur absolue de la partie réelle de la perméabilité relative à récupérer (comme explicité à la section I.4.2 du CHAPITRE I), et un décalage de la fréquence de résonance de l'échantillon SRR. Egalement, sur la Fig. II-19.b à basses fréquences l'amplitude du paramètre \underline{S}_{11E} pour les courbes expérimentales ne coïncide pas avec l'amplitude de la courbe simulée. Cet effet

est dû à la perte d'information de la mesure des paramètres \underline{S} pour la matrice de transfert de la configuration (C) : rappelons que notre méthode prend uniquement en compte un changement sur la phase des paramètres \underline{S} de la configuration (B) comme montré dans les équations en (II-3), ce qui peut être assumé si et seulement si sur les distances L_X et L_Y le matériau traversé est l'air comme expliqué à la section I.2.1 de ce chapitre; cependant pour notre cas, en plus du changement de phase, un changement sur l'amplitude a lieu comme montré sur les Figure 7 et Figure 8 à la section C des Annexes. Les perturbations apparaissant sur les mesures pour les paramètres \underline{S} globaux sont également visibles sur les paramètres \underline{S} récupérés de l'échantillon. Le fait même d'avoir mesuré expérimentalement ces données est déjà une source de perturbation. En prenant en compte la présence de la cavité métallique et l'erreur introduite sur l'estimation des paramètres \underline{S} de la configuration (C), ces effets sont augmentés.

Un fois ces paramètres \underline{S} récupérés, les caractéristiques électromagnétiques sont calculées pour les mesures en espace libre et dans la cavité métallique pour être comparées avec celles simulées: la Fig. II-20 montre les parties réelle et imaginaire de la permittivité relative effective $\underline{\epsilon}_{r_eff}$ de l'échantillon SRR en fonction de la fréquence. En revanche, la Fig. II-21 montre la perméabilité relative effective $\underline{\mu}_{r_eff}$ de l'échantillon SRR en partie réelle et imaginaire en fonction de la fréquence.

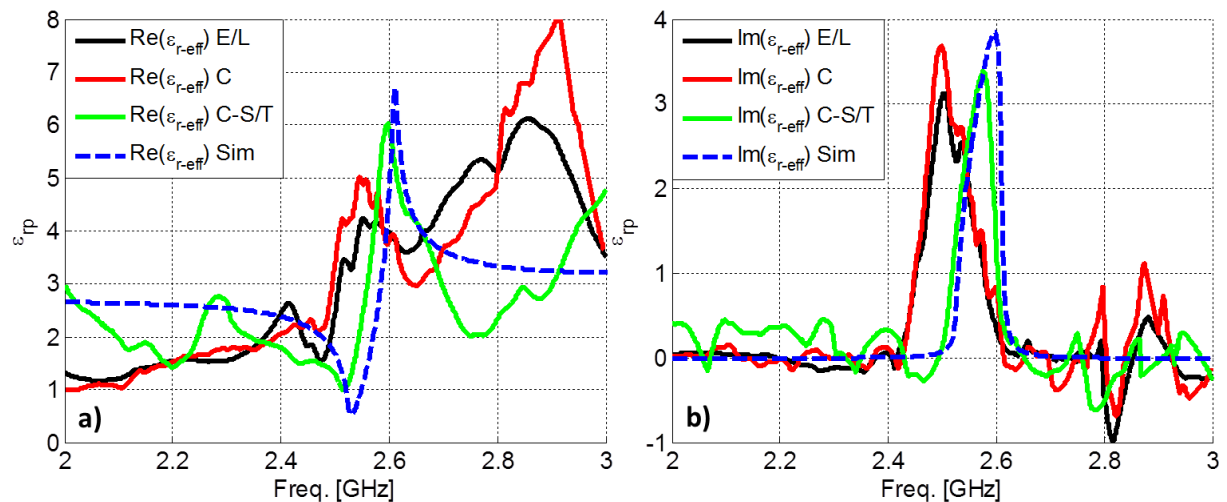


Fig. II-20. Permittivité relative effective en a) partie réelle et b) partie imaginaire. Courbes récupérées en espace libre (E/L), dans la cavité avec téflon (C) et dans la cavité sans téflon (C-S/T), comparées avec celles simulées (Sim) pour l'échantillon SRR de longueur $L_E = 13$ mm.

La Fig. II-20 montre la valeur en fonction de la fréquence de la partie réelle et de la partie imaginaire de la permittivité relative effective de l'échantillon SRR. Cette permittivité récupérée pour les mesures en espace libre (E/L) et dans la cavité (C et C-S/T, avec et sans téflon respectivement) est comparée avec celle simulée (Sim) pour le même échantillon. Malgré les perturbations des courbes expérimentales (qui sont plus pour les mesures dans la cavité), la valeur de la permittivité du SRR reste cohérente avec les valeurs simulées et existantes dans la littérature [40], [41].

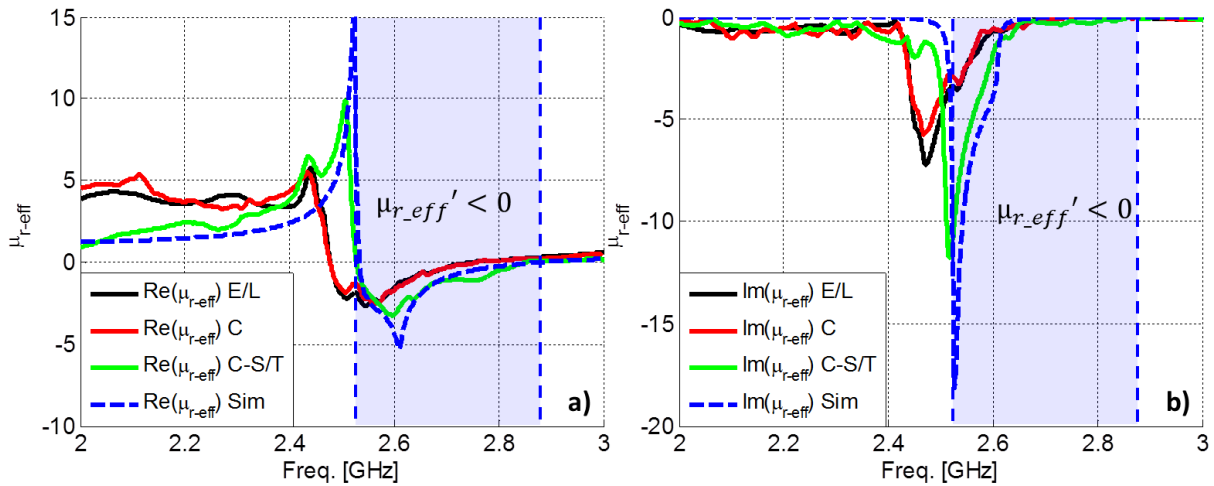


Fig. II-21. Permittivité relative effective en a) partie réelle et b) partie imaginaire. Courbes récupérées en espace libre (E/L), dans la cavité avec téflon (C) et dans la cavité sans téflon (C-S/T), comparées avec celles simulées (Sim) pour l'échantillon SRR de longueur $L_E = 13$ mm.

Cependant, l'effet du téflon est encore visible sur les courbes récupérées expérimentalement (E/L et C), en observant un décalage en fréquence et une diminution de la valeur absolue de la partie réelle et imaginaire sur les fréquences centrales. Egalement, l'erreur introduite fait une diminution à basse fréquence et une augmentation à haute fréquence de la partie réelle de la permittivité (Fig. II-20.a) qui sont moins visibles pour la mesure dans la cavité sans le téflon (C-S/T) car sur ce cas, l'air est compris sur les distances L_X et L_Y . Sur certaines fréquences, une valeur positive de la partie imaginaire [34], [41]–[44] de la permittivité relative effective est obtenue (Fig. II-20.b). Cette caractéristique est également présente sur la simulation, mais contraire à la convention $e^{j.\omega.t}$, tel qu'il est mentionné sur la Fig. I-23 à la section I.5.2 du CHAPITRE I. Même si la valeur de permittivité relative des matériaux constitutifs du SRR ne change pas ou change peu avec la fréquence d'opération, la valeur de permittivité relative effective change considérablement sur toute la plage de fréquences.

La Fig. II-21 montre la valeur en fonction de la fréquence de la partie réelle et de la partie imaginaire de la perméabilité relative effective de l'échantillon SRR récupérée pour les mesures en espace libre (E/L) et dans la cavité (C et C-S/T, avec et sans téflon). Cette perméabilité est comparée avec celle simulée (Sim) pour le même échantillon. La figure montre que la valeur de la perméabilité du SRR est cohérente avec les valeurs simulées et existantes dans la littérature [1], [45]–[53], tel que mentionné sur la Fig. I-23 à la section I.5.2 du CHAPITRE I. Cependant, comme dit auparavant, les valeurs absolues de la partie réelle et imaginaire de la perméabilité relative pour les courbes récupérées expérimentalement (E/L, C et C-S/T) sont plus basses comparées avec les valeurs simulées (Sim), et surtout plus basses pour les courbes avec le téflon (E/L et C) comme conséquence de l'insertion du téflon (éloignement des antennes) et de notre méthode.

Nous pouvons constater que l'effet de la cavité n'influe que peu dans la récupération des paramètres électromagnétiques de l'échantillon SRR : les courbes expérimentales en espace

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

libre et dans la cavité (E/L et C) sont assez proches. Cependant, l'effet du téflon inséré dans les antennes fait un décalage de la fréquence de résonance de l'échantillon SRR et accentue aussi la chute de transmission comme conséquence de l'éloignement des antennes, ce qui se traduit en une diminution de la valeur absolue de la partie réelle et imaginaire de la perméabilité relative.

Ici la méthode fonctionne bien, en récupérant des valeurs très similaires à celles obtenues en simulation et dans la littérature. Cependant, il faut remarquer que pour l'échantillon SRR, la longueur L_E reste plus petite que la demi-longueur d'onde à la fréquence de résonance. Ce fait facilite la récupération des paramètres électromagnétiques du fait que la méthode fonctionne correctement pour des valeurs de L_E petites. Dans la suite, nous appliquerons la méthode à des échantillons diélectrique-isolant solides comportant un indice de réfraction « constant » avec différentes longueurs L_E .

II.4.3 Echantillons à indice de réfraction n constant.

De la même façon qu'à la section I.5.2 du CHAPITRE I, nous montrons l'application de la méthode sur deux échantillons de diélectriques solides : un échantillon de quartz [54] et un échantillon d'ertalon [55]. Les données de ces matériaux précisent une partie réelle de la permittivité relative de $\epsilon_{r_Qz}' \approx 3.78$ et $\epsilon_{r_Er}' \approx 3.0$, avec une tangente de perte $\tan(\delta_d)_{Qz} = 0.0002$ et $\tan(\delta_d)_{Er} = 0.02$ respectivement, pour une plage de fréquence de 2 à 3 GHz.

II.4.3.1 QUARTZ.

Le premier échantillon présenté est le quartz ; les deux mesures des paramètres \underline{S} ont été extraites en espace libre et dans la cavité métallique à partir des configurations de la Fig. II-10 pour une longueur $L_E = 10$ mm. Cette configuration de mesure pour l'échantillon de quartz en espace libre et dans la cavité est montrée sur la Fig. II-22.

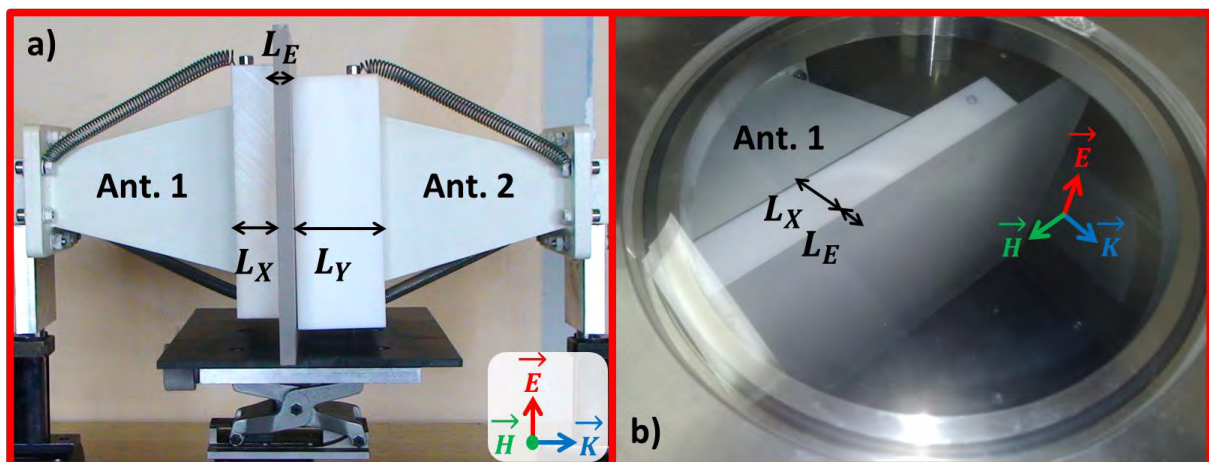


Fig. II-22. Configuration de mesure de l'échantillon de quartz en a) espace libre et b) à l'intérieur de la cavité métallique. Configurations avec les blocs de téflon pour les antennes et les absorbants à ferrite.

L'échantillon de quartz est une plaque rectangulaire placée sur le plan formé par l'axe du champ électrique \vec{E} et l'axe du champ magnétique \vec{H} . Les paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) de la configuration (B) de cet échantillon sont présentés en fonction de la fréquence sur la Fig. II-23 en espace libre et dans la cavité métallique.

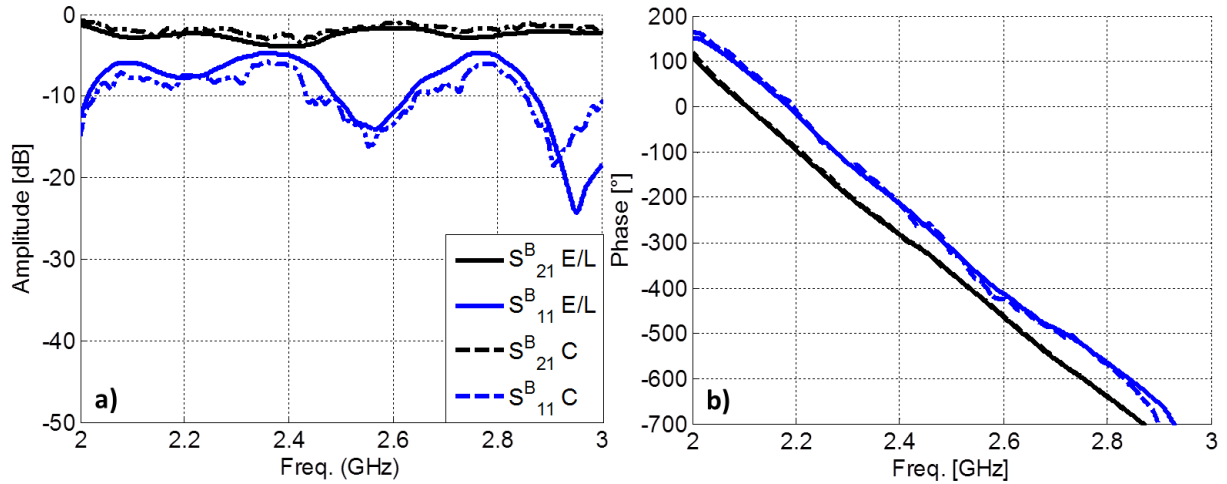


Fig. II-23. Paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) en a) amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration (B) de la méthode proposée en espace libre (E/L) et cavité (C) avec l'échantillon de quartz de longueur $L_E = 10$ mm .

La Fig. II-23 présente comme précédemment un nombre limité de courbes (2 pour chaque configuration) pour faciliter sa lisibilité. Rappelons que les paramètres \underline{S} de la configuration (A) sont les mêmes que pour le SRR. Nous pouvons constater une tendance identique pour les courbes en dehors et dans la cavité. Pour les configurations (B) et (C) en présence du quartz, le comportement correspond à celui attendu pour un diélectrique : aucun changement de phase n'est présent en réflexion (\underline{S}_{11}^B), ce qui est cohérent avec la valeur L_E et la permittivité ϵ_{r_QZ}' du quartz : Le premier maximum de transmission se placerait à une fréquence $f \approx 7.7$ GHz d'après les valeurs de longueur et de permittivité, donc en dehors de la plage de fréquence visualisée.

La Fig. II-24 montre les paramètres \underline{S} récupérés en espace libre et dans la cavité métallique pour l'échantillon du quartz (\underline{S}_{XXE} Quartz) à partir de la différentiation des trois matrices conformées pour les paramètres \underline{S} ci-dessus, et les paramètres \underline{S} simulés pour un échantillon du quartz.

Sur la Fig. II-24 le comportement classique d'une onde propagée à travers un diélectrique à permittivité constante est reconnaissable. Les courbes mesurés en espace libre, dans la cavité et à partir des simulations affichent les mêmes tendances sur la plage de fréquence tant sur l'amplitude que sur la phase. Cependant, certaines distinctions sont présentes, la principale concerne un niveau de réflexion générale plus important sur la mesure que sur la simulation (Fig. II-24.a), possiblement à cause de l'adaptation des antennes. A cela s'ajoute la présence de fluctuations sur les courbes mesurées (plus pour les mesures dans la cavité). Autour de 2.7 GHz, ces fluctuations engendrent même un niveau de transmission supérieure à 0 dB, ce qui s'avère impossible pour un milieu passif (Fig. II-24.a).

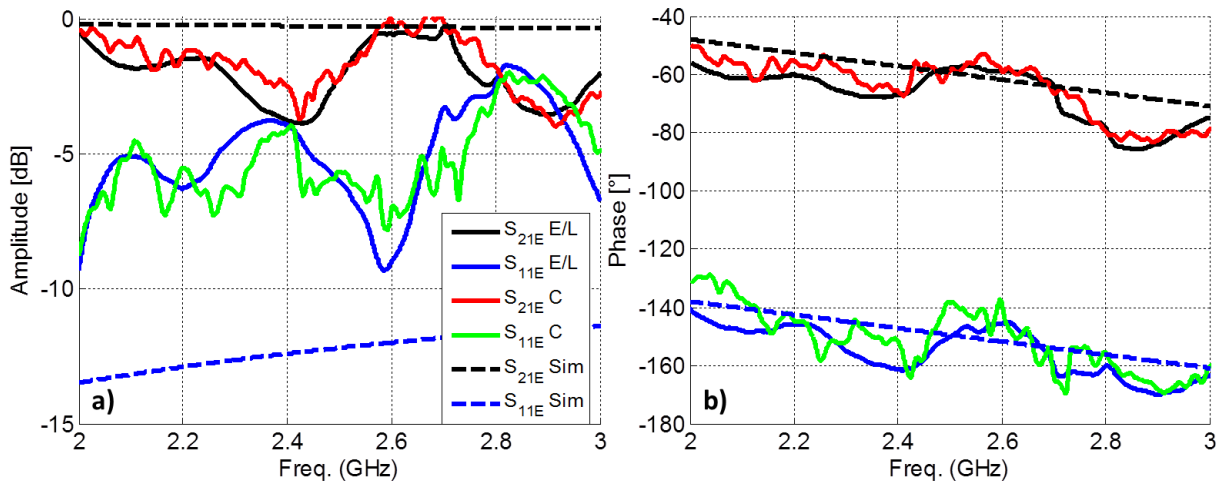


Fig. II-24. Paramètres \underline{S} en a) amplitude et b) phase. Courbes récupérées en espace libre (E/L) et dans la cavité (C), comparées avec celles simulées (Sim) pour l'échantillon de quartz de longueur $L_E = 10$ mm.

Cet effet peut s'expliquer en prenant les paramètres \underline{S} globaux d'où sont tirées ces valeurs : il y a certaines fréquences où la transmission dans la configuration (B) est plus grande que dans la configuration (A). Cette constatation empirique, due aux fluctuations des signaux, engendre dans le calcul de la différentiation des matrices un dépassement de la valeur 0 dB à ces fréquences. Théoriquement, avec un éloignement plus important des antennes dans la configuration (B), l'amplitude de transmission devrait rester inférieure à la configuration (A). Les réflexions présentes dans la cavité métallique peuvent également créer des interférences constructives ou destructives et participer à cette augmentation de la transmission pour certaines fréquences. Encore une fois, la mesure expérimentale est déjà elle-même sujette à fluctuations. La présence de la cavité métallique et l'erreur introduite sur le calcul des paramètres \underline{S} de la configuration (C) à partir de la (B) sont autant d'éléments qui engendrent un éloignement de ces résultats avec la simulation. Par ailleurs, la phase décroissante en cohérence avec la convention $e^{j.\omega.t}$ présente en plus de la tendance, un bon accord entre les valeurs simulées et mesurées.

Une fois ces paramètres \underline{S} récupérés, les caractéristiques électromagnétiques sont calculées. La Fig. II-25 montre l'indice de réfraction n_2 et la permittivité relative du quartz ϵ_{r_QZ} en fonction de la fréquence.

La Fig. II-25 montre les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction (à gauche) et de permittivité relative (à droite) du quartz. De nouveau, les fluctuations sur les courbes extraites des mesures sont visibles et plus pour les mesures dans la cavité métallique. Malgré cela, les valeurs moyennes de l'indice de réfraction et de la permittivité du quartz sont cohérentes avec les données attendues [54], [56] : La valeur moyenne de la partie réelle de la permittivité relative est autour de 3.78 avec une valeur pour la partie imaginaire qui reste voisine de zéro (0.000756 attendu pour la partie imaginaire de la permittivité).

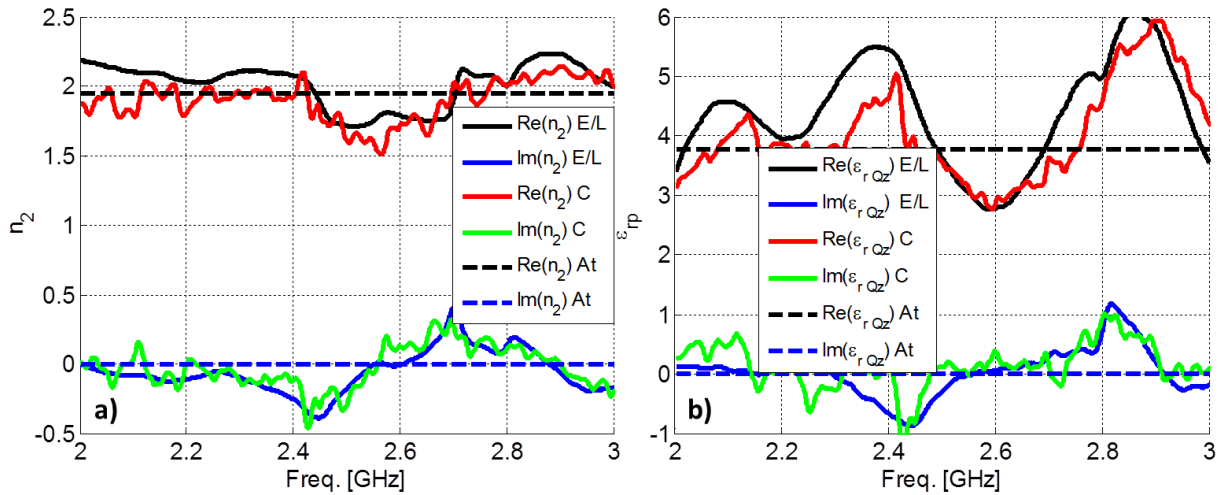


Fig. II-25. Partie réelle et imaginaire de a) l'indice de réfraction (n_2) et de la b) permittivité relative (ϵ_{r_Qz}). Courbes pour l'échantillon de quartz de longueur $L_E = 10$ mm.

Evidemment, la valeur de l'indice de réfraction (partie réelle et imaginaire) oscille autour de la racine carrée de cette valeur de permittivité relative. Nous pouvons constater également les effets dus à la simplification de la méthode sur les courbes de permittivité relative.

Ici encore, nous constatons que malgré les différentes contraintes spécifiques à notre système, les résultats obtenus sont comparables aux données disponibles sur les matériaux. Il faut cependant noter que pour le cas du quartz, la longueur de l'échantillon L_E reste assez petite comparée à la plus courte demi-longueur d'onde de l'échantillon (≈ 25 mm à 3 GHz), ce qui facilite la récupération des paramètres électromagnétiques. Dans la suite, nous appliquerons la méthode pour un échantillon de longueur L_E comparable à la plus courte demi-longueur d'onde de la plage de fréquence.

II.4.3.2 ERTALON.

L'échantillon suivant testé est l'ertalon. Ce matériau a une permittivité relative plus basse mais proche que celle du quartz, en ayant une longueur L_E plus importante. Encore une fois, les deux mesures des paramètres \underline{S} ont été extraites en espace libre et dans la cavité métallique à partir des configurations de la Fig. II-10, mais cette fois avec une longueur $L_E = 50$ mm. Cette configuration de mesure pour l'échantillon d'ertalon en espace libre et dans la cavité est montrée sur la Fig. II-26.

L'échantillon d'ertalon est une plaque rectangulaire plus épaisse que celle de quartz placée sur le même plan formé pour l'axe du champ électrique \vec{E} et l'axe du champ magnétique \vec{H} . Les paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) de la configuration (B) de cet échantillon sont présentés en fonction de la fréquence sur la Fig. II-27 en espace libre et dans la cavité métallique.

La Fig. II-27 montre, comme les cas précédents, les paramètres \underline{S} extraits expérimentalement pour la configuration (B) en espace libre et dans la cavité métallique.

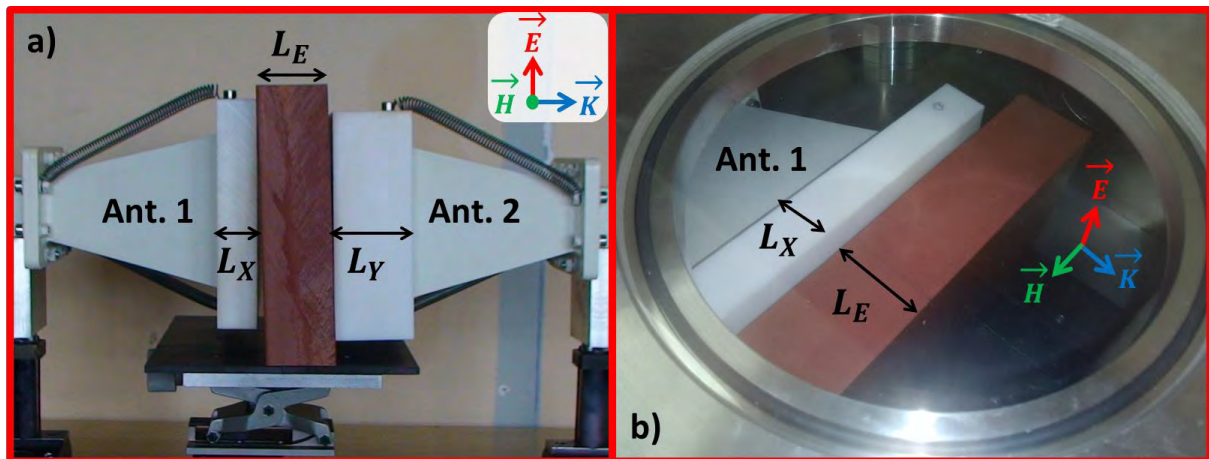


Fig. II-26. Configuration de mesure de l'échantillon d'ertalon en a) espace libre et b) à l'intérieur de la cavité métallique. Configurations avec les blocs de téflon pour les antennes et les absorbants à ferrite.

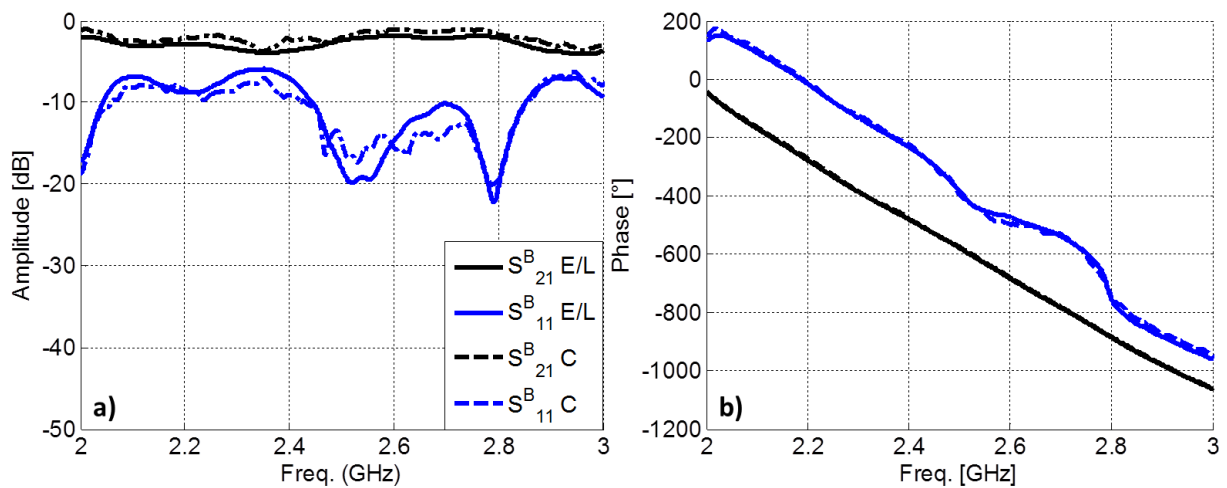


Fig. II-27. Paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) a) en amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration (B) de la méthode proposée en espace libre (E/L) et cavité (C) avec l'échantillon d'ertalon de longueur $L_E = 50$ mm.

De la même façon, les paramètres \underline{S} sont réduits à 2 pour chaque configuration pour la clarté de l'affichage. Nous pouvons constater une tendance similaire pour les courbes en dehors et dans la cavité. Pour la configuration (B) le comportement reste celui attendu pour un diélectrique, notamment sans changements de phase sur la réflexion (Fig. II-27.b). Comme décrit à la section 1.5.2 du CHAPITRE I, la valeur importante de L_E et ϵ_{r_Er}' peut engendrer la présence de maxima et minima successifs de transmission. Cependant un calcul prenant en compte les valeurs de cette longueur et de cette permittivité place le premier et le deuxième maximum de transmission aux fréquences respectives de $f \approx 1.7$ GHz et $f \approx 3.4$ GHz, c'est-à-dire a priori en dehors de notre plage de fréquence. Concernant les phases de la transmission et de la réflexion, leurs déroulements sont plus importants que les cas précédents car L_E est ici plus grande. Par ailleurs, comme pour le quartz, des fluctuations sont visibles sur toutes les courbes, surtout pour les mesures dans la cavité.

La Fig. II-28 montre les paramètres \underline{S} récupérés en espace libre et dans la cavité métallique pour l'échantillon d'ertalon (\underline{S}_{XXE} Ertalon) à partir de la différentiation des trois matrices

conformées pour les paramètres \underline{S} ci-dessus, et les paramètres \underline{S} simulés pour un échantillon d'ertalon.

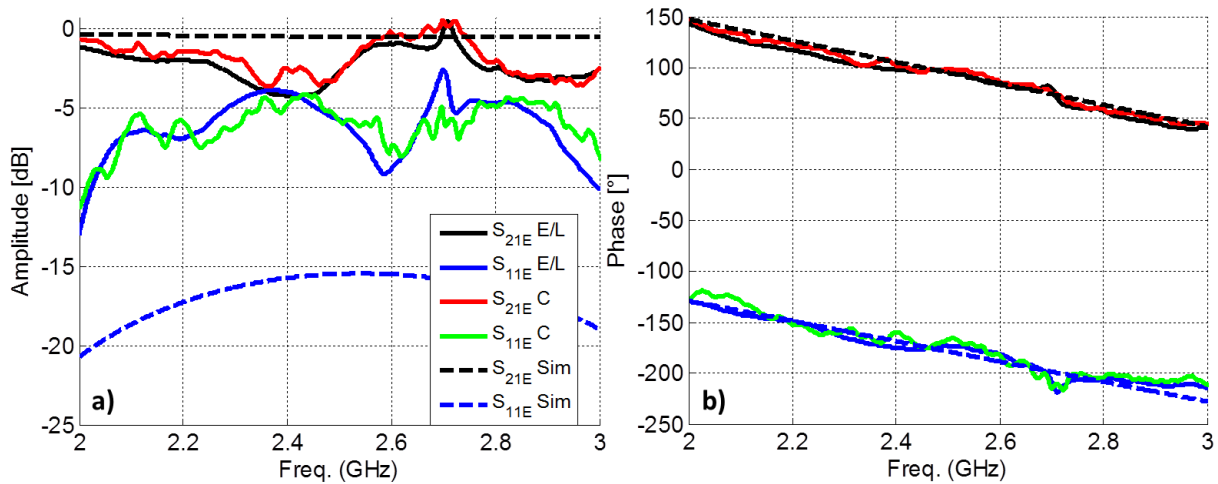


Fig. II-28. Paramètres \underline{S} de l'échantillon (\underline{S}_{XXE}) a) en amplitude et b) en phase. Courbes des paramètres S récupérées et simulées juste pour l'échantillon d'ertalon de longueur $L_E = 51$ mm.

Comme pour le quartz, sur la Fig. II-28 le comportement classique d'une onde se propageant à travers un diélectrique de permittivité constante est reconnaissable. La similitude entre les paramètres \underline{S} récupérés en espace libre (E/L), dans la cavité (C) et à partir des simulations (Sim) est visible, montrant la même tendance sur la plage de fréquence tant sur l'amplitude que sur la phase. Cependant, la réflexion reste aussi plus grande pour la mesure que pour la simulation, liée à une possible désadaptation des antennes. Concernant les phases, un très bon accord entre mesure et simulation est observable.

Un fois ces paramètres \underline{S} sont récupérés, les caractéristiques électromagnétiques sont calculées. La Fig. II-29 montre l'indice de réfraction \underline{n}_2 et la permittivité relative de l'ertalon $\underline{\epsilon}_{r_Er}$ en fonction de la fréquence.

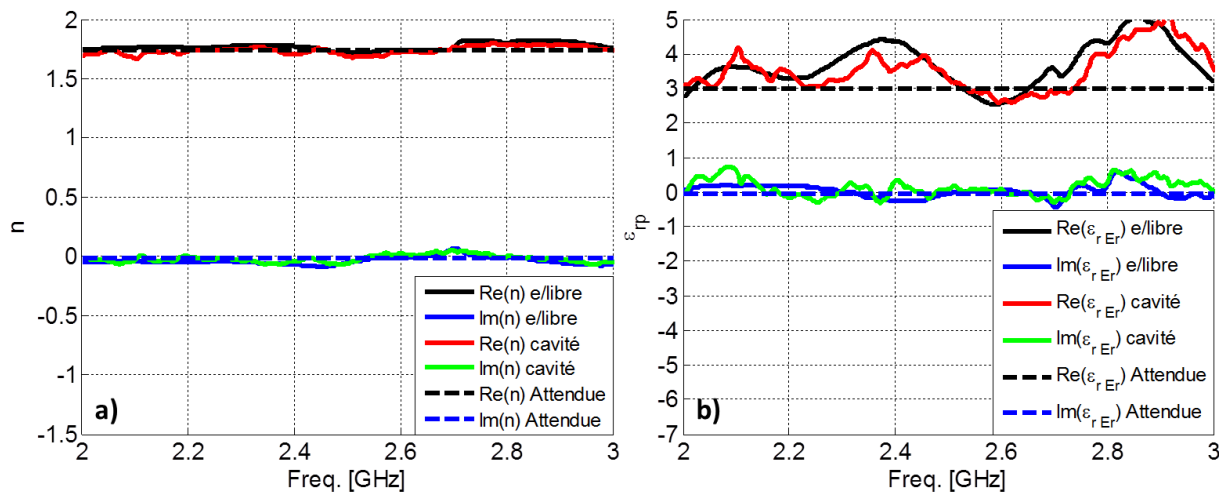


Fig. II-29. Partie réelle et imaginaire de a) l'indice de réfraction (\underline{n}_2) et de la b) permittivité relative ($\underline{\epsilon}_{r_Qz}$). Courbes pour l'échantillon d'ertalon de longueur $L_E = 50$ mm.

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

La Fig. II-29 montre la valeur en fonction de la fréquence de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'indice de réfraction (à gauche) et de la permittivité relative (à droite) de l'értalon. De nouveau, les fluctuations sur les courbes sont visibles, surtout pour la permittivité. Malgré cela, les valeurs de l'indice de réfraction et de la permittivité de l'értalon restent cohérentes avec les valeurs existantes dans les fiches techniques [55] : La valeur de la partie réelle de la permittivité relative au début de la fréquence est autour de 3.00 avec une valeur pour la partie imaginaire qui fluctue autour de zéro. La racine carrée de cette valeur de permittivité relative donne la valeur de l'indice de réfraction (partie réelle et imaginaire). Pour cet échantillon d'értalon, nous pouvons également constater les effets dus à la simplification de la méthode sur les courbes de permittivité relative.

Encore une fois, nous constatons que la méthode est assez fiable même si la longueur L_E est proche de la demi-longueur d'onde à la fréquence de 3 GHz . Cependant, il faut remarquer que pour ce cas précis, la méthode ne fonctionne pas toute seule : des interprétations des courbes ont été faites en prenant en compte l'étude réalisée dans la section 1.5.2 du CHAPITRE I par rapport la signature électromagnétique d'un diélectrique à indice de réfraction constante où il est montré comment l'amplitude de la transmission et réflexion devraient se comporter ainsi que comment la phase devrait se dérouler en fonction de la fréquence.

II.5 Conclusions du CHAPITRE II.

Dans ce chapitre nous avons proposé une méthode de caractérisation électromagnétique adaptée à notre étude plasma-métamatériaux dans une cavité métallique où la génération d'un plasma est possible.

Cette méthode est composée de deux techniques pour arriver à la récupération de l'indice de réfraction et l'impédance réduite, et donc, à la valeur de la permittivité et perméabilité d'un échantillon sous test: une technique de différentiation des matrices de transfert et une autre par rapport à l'inversion de la matrice des paramètres \underline{S} .

L'ensemble de ces deux techniques dans la méthode suppose un échantillon symétrique et réciproque suivant l'axe de propagation de l'onde électromagnétique.

Une simplification de la méthode (2 mesures au lieu de 3) a été effectuée pour des raisons pratiques et techniques détaillées dans le CHAPITRE III. Nous avons constaté que cette simplification engendre une perte d'information sur les paramètres \underline{S} , et donc, sur les paramètres électromagnétiques. Cependant, cette perte n'affecte ni la tendance ni l'ordre de grandeur des courbes récupérées. Cette simplification a été validée sur des cas simulés et expérimentaux, en identifiant les influences respectives de la cavité métallique et du téflon. Les effets de la cavité n'ajoutent que du bruit sur les courbes comparées avec celles prises en espace libre. Les effets du téflon par contre, sont visibles surtout pour l'échantillon SRR

où un décalage de la fréquence de résonance et une diminution de la valeur absolue de la partie réelle de la perméabilité ont lieu.

D'autre part, nous avons identifié les points durs de la méthode comme la détermination de la continuité de la phase du paramètre de réflexion, et de la branche pour l'indice de réfraction, qui ont été surmontés grâce à certains critères : le critère de la continuité de phase du paramètre de réflexion \underline{S}_{11E}^2 et le critère du passage de λ sur la phase du $\cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)$.

Nous pouvons conclure alors que notre méthode fonctionne bien sur des cas simulés où les courbes ne présentent aucune fluctuation parasite: La méthode permet de récupérer les paramètres électromagnétiques même si la longueur L_E est proche ou même supérieure à la demi-longueur d'onde. Pour des cas expérimentaux, les courbes sont sujettes à des fluctuations parasites de mesure, ce qui limite l'utilisation de la méthode : dans un cas adéquat, lorsque L_E est petite comparée à la demi-longueur d'onde, la méthode fonctionne bien et de manière automatique avec les critères implémentés dans le code de calcul. Par contre, le fait d'avoir une L_E proche ou plus grande que la demi-longueur d'onde rend la récupération des paramètres électromagnétiques délicate, ce qui nécessite l'interprétation des courbes en se basant sur la signature électromagnétique présentée à la section I.5.2 du CHAPITRE I. Dans le reste du manuscrit, ces critères sont pris en compte pour les mesures avec le métamatériau SRR et l'ensemble Plasma-SRR.

Globalement, nous pouvons dire que la méthode permet de récupérer les paramètres électromagnétiques. Si les mesures diffèrent en amplitude avec les résultats obtenus en simulations, les tendances restent très proches. Elles conservent également un bon ordre de grandeur et surtout un signe exact. Cette dernière propriété étant la plus importante au vue de notre motivation. Cependant, pour l'ensemble Plasma-SRR nous nous appuyons aussi et surtout sur la signature des paramètres \underline{S} pour déduire indirectement les propriétés électromagnétiques recherchées.

II.6 Références du CHAPITRE II.

- [1] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, Nov. 1999, doi: 10.1109/22.798002.
- [2] J. P. Runt and J. J. Fitzgerald, *Dielectric spectroscopy of polymeric materials: fundamentals and applications*. American Chemical Society, 1997.
- [3] G. Williams, "Dielectric and electrical properties of materials," p. 8, 1994.
- [4] G. Williams and D. K. Thomas, "Phenomenological and Molecular Theories of Dielectric and Electrical Relaxation of Materials," p. 29.
- [5] A. Kahouli, "Spectroscopie diélectrique appliquée aux polymères," p. 18, 2016.

CHAPITRE II. Méthode de caractérisation électro-magnétique d'un matériau.

- [6] A. Sylvestre, "Apport de la spectroscopie diélectrique basse fréquence dans l'analyse de matériaux isolants à forte permittivité," p. 60.
- [7] A. Aydi, "Elaboration et caractérisations diélectriques de céramiques ferroélectriques et/ou relaxeur de formule $M\text{SnO}_3\text{-NaNbO}_3$ ($M=\text{Ba,Ca}$)," p. 157.
- [8] J. J. Barroso, J. P. L. Neto, P. J. Castro, U. C. Hasar, and J. E. B. Oliveira, "Split-ring resonator-loaded X-band waveguide supporting negative group velocity," p. 18.
- [9] J. J. Barroso, P. J. Castro, and J. P. L. Neto, "Experiments on wave propagation at 6.0 GHz in a left-handed waveguide," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 52, no. 10, pp. 2175–2178, 2010, doi: 10.1002/mop.25435.
- [10] P. J. Castro, J. J. Barroso, and J. P. L. Neto, "Microwave propagation experiments on a waveguide loaded by an array of split-ring resonators," in *2011 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC 2011)*, Natal, Brazil, 2011, pp. 308–312, doi: 10.1109/IMOC.2011.6169326.
- [11] D. R. Smith, D. C. Vier, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 71, no. 3, Mar. 2005, doi: 10.1103/PhysRevE.71.036617.
- [12] U. C. Hasar, J. J. Barroso, and M. Ertugrul, "Permeability Measurement of Split-Ringresonator Metamaterials from Free-Space Transmission-Only Calibration-Independent Methods," *J. Electromagn. Waves Appl.*, vol. 26, no. 1, pp. 54–63, Jan. 2012, doi: 10.1163/156939312798954982.
- [13] D. A. Frickey, "Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 42, no. 2, pp. 205–211, Feb. 1994, doi: 10.1109/22.275248.
- [14] H. Boutayeb, "Circuits et systèmes de communication micro-ondes," 2006.
- [15] U. C. Hasar, "A calibration-independent method for accurate complex permittivity determination of liquid materials," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 79, no. 8, p. 086114, Aug. 2008, doi: 10.1063/1.2976037.
- [16] U. C. Hasar and O. Simsek, "A calibration-independent microwave method for position-insensitive and nonsingular dielectric measurements of solid materials," *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 7, p. 075403, Mar. 2009, doi: 10.1088/0022-3727/42/7/075403.
- [17] F. Kadiroglu and U. C. Hasar, "A Highly Accurate Microwave Method for Permittivity Determination using Corrected Scattering Parameter Measurements," *J. Electromagn. Waves Appl.*, vol. 24, no. 16, pp. 2179–2189, Jan. 2010, doi: 10.1163/156939310793699046.
- [18] U. C. Hasar, O. Simsek, M. K. Zateroglu, and A. E. Ekinci, "A MICROWAVE METHOD FOR UNIQUE AND NON-AMBIGUOUS PERMITTIVITY DETERMINATION OF LIQUID MATERIALS FROM MEASURED UNCALIBRATED SCATTERING PARAMETERS," *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 95, pp. 73–85, 2009, doi: 10.2528/PIER09061401.

- [19] U. C. Hasar, "A New Calibration-Independent Method for Complex Permittivity Extraction of Solid Dielectric Materials," *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 18, no. 12, pp. 788–790, Dec. 2008, doi: 10.1109/LMWC.2008.2007699.
- [20] U. C. Hasar, "A New Microwave Method for Electrical Characterization of Low-Loss Materials," *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, vol. 19, no. 12, pp. 801–803, Dec. 2009, doi: 10.1109/LMWC.2009.2033512.
- [21] U. C. Hasar and O. E. Inan, "A position-invariant calibration-independent method for permittivity measurements," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 51, no. 6, pp. 1406–1408, 2009, doi: 10.1002/mop.24364.
- [22] C. Wan, B. Nauwelaers, and W. D. Raedt, "A simple error correction method for two-port transmission parameter measurement," *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.*, vol. 8, no. 2, pp. 58–59, Feb. 1998, doi: 10.1109/75.658640.
- [23] U. C. Hasar, O. Simsek, and M. Gulnihar, "A Simple Procedure to Simultaneously Evaluate the Thickness of and Resistive Losses in Transmission Lines from Uncalibrated Scattering Parameter Measurements," p. 14.
- [24] U. C. Hasar, "Calibration-independent method for complex permittivity determination of liquid and granular materials," *Electron. Lett.*, vol. 44, no. 9, pp. 585–586, Apr. 2008, doi: 10.1049/el:20080242.
- [25] M. D. Janezic and J. A. Jargon, "Complex permittivity determination from propagation constant measurements," *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.*, vol. 9, no. 2, pp. 76–78, Feb. 1999, doi: 10.1109/75.755052.
- [26] U. C. Hasar and J. J. Barroso, "Electrical Characterization of 3-D Periodic Microwire Media Using Calibration-Independent Techniques," *J. Electromagn. Waves Appl.*, vol. 25, no. 14–15, pp. 2110–2119, Jan. 2011, doi: 10.1163/156939311798072072.
- [27] C. Wan, B. Nauwelaers, W. D. Raedt, and M. V. Rossum, "Two new measurement methods for explicit determination of complex permittivity," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 46, no. 11, pp. 1614–1619, Nov. 1998, doi: 10.1109/22.734537.
- [28] C. Wan, B. Nauwelaers, W. De Raedt, and M. Van Rossum, "Complex permittivity measurement method based on asymmetry of reciprocal two-ports," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 16, p. 1497, 1996, doi: 10.1049/el:19960957.
- [29] W. B. Weir, "Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies," *Proc. IEEE*, vol. 62, no. 1, pp. 33–36, Jan. 1974, doi: 10.1109/PROC.1974.9382.
- [30] A. M. Nicolson and G. F. Ross, "Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time-Domain Techniques," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 19, no. 4, pp. 377–382, Nov. 1970, doi: 10.1109/TIM.1970.4313932.
- [31] D. M. Pozar, *Microwave Engineering, 4th Edition*, 4th Edition. USA: Wiley, 2011.

- [32] A. L. Pokrovsky and A. L. Efros, "Sign of refractive index and group velocity in left-handed media," *Solid State Commun.*, vol. 124, no. 8, pp. 283–287, Nov. 2002, doi: 10.1016/S0038-1098(02)00553-7.
- [33] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C. M. Soukoulis, "Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients," *Phys. Rev. B*, vol. 65, no. 19, Apr. 2002, doi: 10.1103/PhysRevB.65.195104.
- [34] X. Chen, T. M. Grzegorzczuk, B.-I. Wu, J. Pacheco, and J. A. Kong, "Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 70, no. 1, Jul. 2004, doi: 10.1103/PhysRevE.70.016608.
- [35] J. Woodley and M. Mojahedi, "On the signs of the imaginary parts of the effective permittivity and permeability in metamaterials," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 5, p. 1016, May 2010, doi: 10.1364/JOSAB.27.001016.
- [36] U. C. Hasar, G. Buldu, and J. J. Barroso, "Retrieval of electromagnetic properties of metamaterials with weak-coupling," in *2017 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*, Aguas de Lindoia, 2017, pp. 1–4, doi: 10.1109/IMOC.2017.8121090.
- [37] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, *Introduction to plasma physics*. Bristol, UK ; Philadelphia: Institute of Physics Pub, 1995.
- [38] P. Chabert and N. Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. .
- [39] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 18, pp. 4184–4187, May 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.84.4184.
- [40] V. V. Varadan and A. R. Tellakula, "Effective properties of split-ring resonator metamaterials using measured scattering parameters: Effect of gap orientation," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, no. 3, p. 034910, Aug. 2006, doi: 10.1063/1.2218669.
- [41] T. Koschny, P. Markoš, D. R. Smith, and C. M. Soukoulis, "Resonant and antiresonant frequency dependence of the effective parameters of metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 68, no. 6, Dec. 2003, doi: 10.1103/PhysRevE.68.065602.
- [42] D. R. Smith and J. B. Pendry, "Homogenization of metamaterials by field averaging (invited paper)," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 23, no. 3, p. 391, Mar. 2006, doi: 10.1364/JOSAB.23.000391.
- [43] C. R. Simovski, "Material parameters of metamaterials (a Review)," *Opt. Spectrosc.*, vol. 107, no. 5, pp. 726–753, Nov. 2009, doi: 10.1134/S0030400X09110101.
- [44] P. Markos and C. Soukoulis, "Transmission properties and effective electromagnetic parameters of double negative metamaterials," *Opt. Express*, vol. 11, no. 7, p. 649, Apr. 2003, doi: 10.1364/OE.11.000649.

- [45] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin, "Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 5, pp. 2929–2936, Sep. 2002, doi: 10.1063/1.1497452.
- [46] K. Aydin and E. Ozbay, "Identifying magnetic response of split-ring resonators at microwave frequencies," *Opto-Electron. Rev.*, vol. 14, no. 3, pp. 193–199, Sep. 2006, doi: 10.2478/s11772-006-0025-x.
- [47] Y. Aoki, T. Uno, and T. Arima, "Frequency band widening of negative permeability using split ring resonators," in *2013 International Symposium on Electromagnetic Theory*, 2013, pp. 712–715.
- [48] K. Aydin, I. Bulu, K. Guven, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and E. Ozbay, "Investigation of magnetic resonances for different split-ring resonator parameters and designs," *New J. Phys.*, vol. 7, no. 1, p. 168, 2005, doi: 10.1088/1367-2630/7/1/168.
- [49] E. Ekmekci and G. Turhan-Sayan, "COMPARATIVE INVESTIGATION OF RESONANCE CHARACTERISTICS AND ELECTRICAL SIZE OF THE DOUBLE-SIDED SRR, BC-SRR AND CONVENTIONAL SRR TYPE METAMATERIALS FOR VARYING SUBSTRATE PARAMETERS," *Prog. Electromagn. Res. B*, vol. 12, pp. 35–62, 2009, doi: 10.2528/PIERB08120405.
- [50] R. S. Penciu *et al.*, "Multi-gap individual and coupled split-ring resonator structures," *Opt. Express*, vol. 16, no. 22, p. 18131, Oct. 2008, doi: 10.1364/OE.16.018131.
- [51] I. Bulu, H. Caglayan, K. Aydin, and E. Ozbay, "Compact size highly directive antennas based on the SRR metamaterial medium," *New J. Phys.*, vol. 7, pp. 223–223, Oct. 2005, doi: 10.1088/1367-2630/7/1/223.
- [52] R. Marqués, J. Martel, F. Mesa, and F. Medina, "Left-Handed-Media Simulation and Transmission of EM Waves in Subwavelength Split-Ring-Resonator-Loaded Metallic Waveguides," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, no. 18, p. 183901, Oct. 2002, doi: 10.1103/PhysRevLett.89.183901.
- [53] Qun Wu, Ming-Feng Wu, Fan-Yi Meng, Jian Wu, and Le-Wei Li, "Modeling the effects of an individual SRR by equivalent circuit method," in *2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2005, vol. 1B, pp. 631–634 vol. 1B, doi: 10.1109/APS.2005.1551638.
- [54] A. Anton, "Caractéristiques électriques des matériaux isolants," p. 21, 2003.
- [55] "Produit / Thermoplastiques mécaniques standards / Ertalon[®], Nylatron[®] (PA) / ERTALON 4.6 (PA 4.6) rouge brun - Plastiservice." [Online]. Available: http://www.plastiservice.com/FR/produits_details/?pid=2&id=3. [Accessed: 12-Sep-2019].
- [56] P. Sarafis and A. Nassiopoulou, "Dielectric properties of porous silicon for use as a substrate for the on-chip integration of millimeter-wave devices in the frequency range 140 to 210 GHz," *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 4022, Aug. 2014, doi: 10.1186/1556-276X-9-418.

CHAPITRE III. Banc expérimental dédié et caractérisation du plasma.

Dans ce chapitre, nous allons présenter le banc expérimental qui permet, d'une part de générer et contrôler un plasma volumique dans lequel sera placé le métamatériau SRR, et d'autre part, de générer et capter les microondes nécessaires à la caractérisation électromagnétique. Nous expliquerons le rôle et la disposition des différents éléments en vue de minimiser les effets parasites sur la mesure dans cet environnement surcontraint.

Ensuite, nous nous focaliserons sur le diagnostic plasma et plus spécifiquement sur la mesure de densité électronique par sonde de Langmuir, en donnant les principales caractéristiques de cette sonde ainsi que son fonctionnement dans la collecte des données. Aussi nous expliquerons la courbe caractéristique $I - V$ obtenue par cette sonde et comment les valeurs de densité électronique sont déduites de cette courbe. Nous présenterons également les outils comme le matériel et le logiciel en interaction dans la récupération et l'interprétation de cette densité électronique.

Une fois que cette partie du diagnostic plasma présentée, nous nous intéresserons à la caractérisation par cette sonde d'un plasma à couplage inductive. Une étude de l'influence de la pression et de la puissance sur la diffusion plasma sera présentée afin de comprendre le comportement du plasma dans la cavité. Cette étude est un complément important qui servira dans la combinaison du plasma et du métamatériau.

Finalement, à l'aide des mesures de profil de densité électronique sur l'axe de propagation, nous mesurerons la signature électromagnétique à partir des paramètres \underline{S} de l'échantillon plasma, en regardant l'influence de la pression, de la puissance et de la distance entre les antennes.

Table des matières

CHAPITRE III. Banc expérimental dédié et caractérisation du plasma.	III-99
III.1 Présentation du dispositif expérimental	III-101
III.1.1 Contraintes Micro-onde.	III-103
III.1.2 Contraintes Plasma.....	III-104
III.2 Diagnostic plasma : la sonde de Langmuir.	III-105
III.2.1 Courbe caractéristique $I - V$	III-105
III.2.2 Sonde de Langmuir compensée.	III-106

CHAPITRE III. Banc expérimental dédié et caractérisation du plasma.

III.2.3 Récupération des paramètres Plasma.	III-107
III.3 Caractérisation Plasma.	III-110
III.3.1 Mesure du gradient dans la direction <i>H</i>	III-111
III.3.1.1 Influence de la pression et la distance entre les antennes.	III-111
III.3.1.2 Influence de la puissance.	III-113
III.3.2 Mesure et étude du gradient dans la direction <i>k</i>	III-115
III.4 Caractérisation hyper-fréquence du plasma.	III-116
III.4.1 Modèle.	III-116
III.4.2 Mesures expérimentales.	III-116
III.5 Conclusion du CHAPITRE III.	III-118
III.6 Références du CHAPITRE III.	III-119

III.1 Présentation du dispositif expérimental

Notre banc expérimental est constitué par une enceinte métallique (Fig. III-1.a), non résonante aux fréquences d'intérêt, mais qui permet le contrôle de la pression et du gaz en son sein. En effet, la création et le maintien d'un plasma hors équilibre en volume [1] nécessite de travailler à une pression bien plus faible que la pression atmosphérique. De plus, l'entretien du plasma par de la puissance RF nécessite un blindage métallique du dispositif, donc des parois métalliques. Outre le plasma, la caractérisation électromagnétique de la combinaison Plasma-Métamatériau nécessite la présence du métamatériau SRR, ainsi que de deux antennes cornets directives pour mesurer la réponse électromagnétique du système (paramètres \underline{S}), comme illustré sur la Fig. III-1.b.

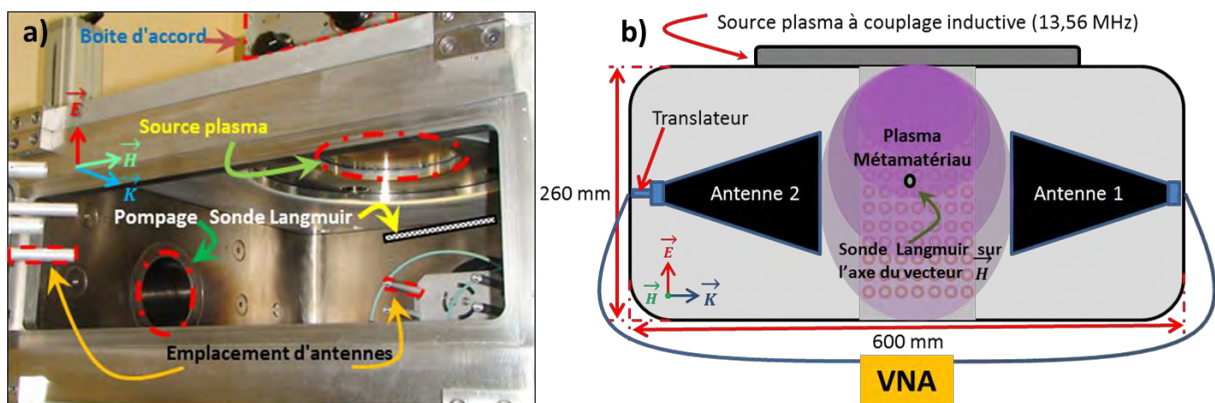


Fig. III-1. a) Enceinte métallique et b) schéma de la configuration expérimentale avec le plasma.

Cette enceinte métallique en inox possède des dimensions $600 \times 600 \times 260 \text{ mm}^3$ dans laquelle des absorbants à large bande, adaptés au vide, sont placés à l'intérieur de la cavité pour limiter les effets de réflexion. Dans cet environnement complexe, l'application de notre méthode de caractérisation décrite dans le CHAPITRE II pour déterminer les caractéristiques électromagnétiques du dispositif sous test (échantillon constitué du plasma et le métamatériau SRR) est effectuée. La création du plasma se fait avec comme gaz l'argon par couplage inductif (ICP) à 13.56 MHz en plaçant une bobine plate au-dessus de l'enceinte à travers une fenêtre de quartz comme montré sur la Fig. III-1.b. L'enceinte est régulée en pression grâce à un débitmètre, qui permet d'injecter un débit d'argon allant de 0 à 50 sccm, et d'une vanne papillon permettant de faire varier la section d'entrée de la pompe turbo moléculaire (Fig. III-1.a).

Une alimentation RF et une boîte d'accord sont également utilisées. Celle-ci permet d'adapter l'impédance du circuit vue par le générateur à 50Ω . Une sonde de Langmuir est utilisée (Fig. III-1) pour mesurer la densité électronique du plasma généré qui sera convertie pour nos besoins en valeurs de permittivité effective d'après le modèle de Drude tel qu'il a été explicité dans la section I.3.3 du CHAPITRE I.

CHAPITRE III. Banc expérimental dédié et caractérisation du plasma.

Ce banc expérimental a pour but de bien comprendre à partir des mesures de paramètres S (partie micro-onde) et de densité électronique (partie plasma), le comportement du métamatériau avec le plasma, c'est-à-dire, l'influence du plasma dans la réponse en fréquence du métamatériau SRR. Ce banc expérimental, tel qu'il a été mentionné auparavant, est composé de certains dispositifs de mesure comme les antennes pour la partie micro-ondes et la sonde de Langmuir pour la partie plasma, mais aussi de dispositifs qui font partie de notre méthode de caractérisation décrite dans le CHAPITRE II et qui minimisent les contraintes micro-ondes et plasma : les absorbants à ferrite et les blocs de téflon devant les antennes cornets qui permettront délimiter clairement les frontières du plasma. Une vue de l'intérieur de la cavité avec ces dispositifs est présentée sur la Fig. III-2.

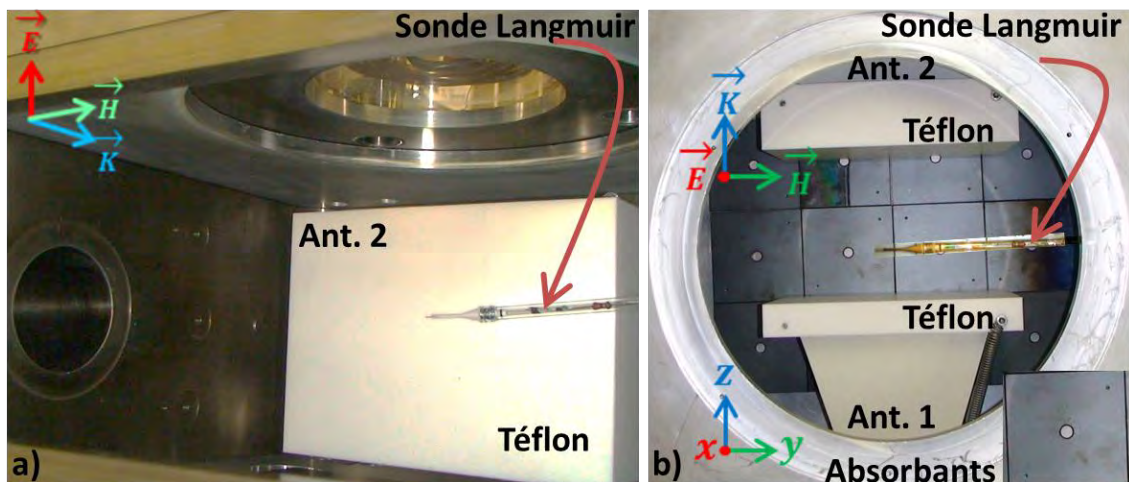


Fig. III-2. Configuration à l'intérieur de la cavité métallique avec les blocs de téflon pour les antennes, les absorbants à ferrite et la sonde Langmuir. a) Vue frontale et b) vue de dessus.

Sur la Fig. III-2 tous les éléments à l'intérieur de la cavité sont montrés. Évidemment, il reste la structure métamatériau et le plasma à générer. Les deux antennes cornets micro-ondes (SHA-WR340-10, Panda Microwave) sont identiques et travaillent sur la plage de fréquences 2.17 – 3.30 GHz pour un gain de 10 dBi pour toute cette plage. Ces antennes, qui permettent l'émission et la réception des ondes, sont reliées à l'analyseur de réseau vectoriel (acronyme anglais VNA) grâce à des passages SMA sous vide. Des supports en acier (Fig. III-1.a) fixent les antennes à la cavité pour conserver un bon alignement entre elles comme montré sur la Fig. III-2.b. Un translateur (Fig. III-1.b) est ajouté au support de l'antenne 2 pour contrôler la distance souhaitée entre les antennes et ainsi assurer le déplacement nécessaire pour l'application de la méthode. Une sonde de Langmuir est placée entre ces deux antennes pour mesurer la densité électronique au centre comme montré sur la Fig. III-2. La section III.2 de ce chapitre sera consacrée à l'explication du fonctionnement de ce dispositif pour la mesure de la densité électronique. Dans la suite, les contraintes micro-onde et plasma sont abordées dans le but d'identifier le rôle des absorbants et des blocs de téflon.

III.1.1 Contraintes Micro-onde.

Comme cela a été mentionné ci-dessus et dans le CHAPITRE I, la complexité de l'environnement électromagnétique dans la cavité crée des conditions peu propices à la mesure micro-onde : le fait d'avoir des parois métalliques autour des antennes peut détériorer les paramètres \underline{S} récupérés, même pour un simple bilan de liaison. Les effets de réflexion sur le sol et sur les parois engendrent un phénomène d'interférence constructive ou destructive selon la fréquence. Afin que les microondes éclairent principalement l'échantillon sous test et ne voient que très peu les parois de la cavité, nous avons choisi des antennes fortement directives et donc de grandes dimensions : 184 x 124 x 237 mm. Toutefois malgré cette directivité, lorsque la distance entre les antennes augmente des réflexions peuvent avoir lieu notamment sur la paroi inférieure et supérieure de la cavité. Pour cette raison, des absorbants à ferrite ont été ajoutés au moins sur la paroi inférieure pour minimiser les effets de réflexion et assurer une amplitude presque constante de \underline{S}_{21} dans toute la plage de fréquences. Pour mesurer l'influence des absorbants dans la cavité, la Fig. III-3 montre les paramètres \underline{S} d'un bilan de liaison des antennes avec une distance entre elles de $L = 100$ mm pour une mesure en espace libre et dans la cavité à vide tapissée d'absorbants.

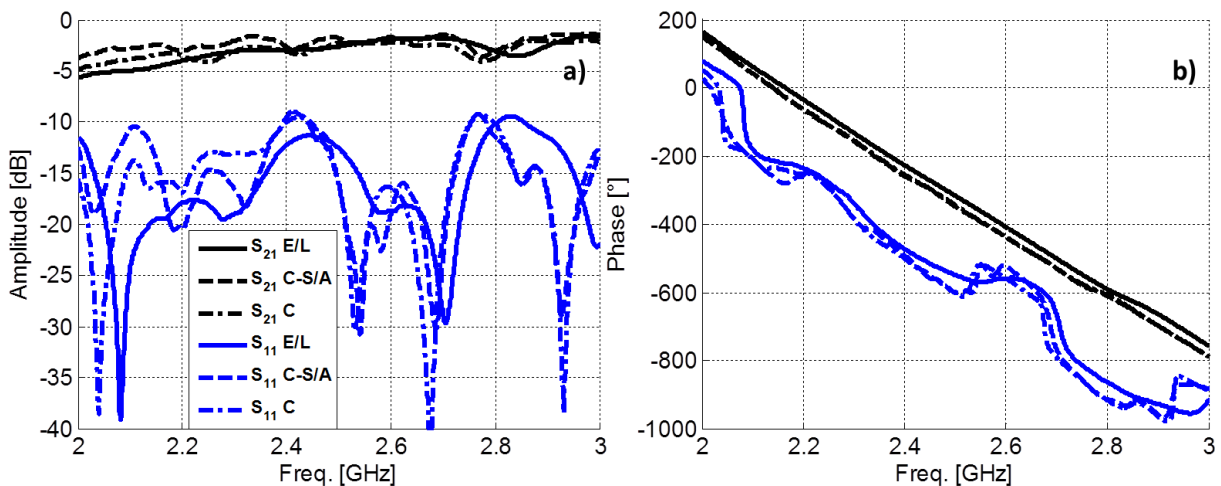


Fig. III-3. Paramètres \underline{S} a) en amplitude, b) en phase. Comparaison d'un bilan de liaison des antennes pour une distance $L = 100$ mm dans la cavité avec et sans absorbant (noté respectivement C et C-S/A) et en espace libre (noté E/L).

Sur la Fig. III-3, les paramètres \underline{S} pour trois mesures d'un bilan de liaison des antennes pour une $L = 100$ mm sont présentés. Les mesures en espace libre (E/L), tracées en ligne pleine, les mesures dans la cavité sans absorbants (C-S/A) représentées en ligne tiret, et en ligne tiret-pointillée les mesures dans la cavité avec absorbants (C). Ces paramètres \underline{S} (en noir le paramètre \underline{S}_{21} et en bleu le paramètre \underline{S}_{11}) ont été pris sans présence de téflon pour les trois mesures. Comme mentionné auparavant, nous souhaitons que l'amplitude du \underline{S}_{21} soit la plus régulière possible. Cependant nous pouvons constater d'emblée que l'amplitude de la transmission même en espace libre présente de petites ondulations sur toute la plage. En prenant cette dernière comme référence, il est possible d'observer que pour les mesures dans la cavité sans absorbants, ces ondulations sont plus prononcées. Il s'agit ici d'un effet

dû aux réflexions multiples. Avec les mesures incluant les absorbants, ces ondulations sur la transmission sont un peu minimisées, et l'allure de la courbe de transmission s'approche plus de celle en espace libre aux basses fréquences. L'effet positif des absorbants est plus visible sur les courbes de \underline{S}_{11} . Par ailleurs, la phase pour les trois mesures conserve la même tendance malgré de petites variations.

III.1.2 Contraintes Plasma.

Concernant le plasma, une vaste plage de contraintes peut être abordée dans cette partie. Cependant, toutes ces contraintes peuvent être synthétisées en une seule et même conséquence : l'inhomogénéité du plasma. Autrement dit, la présence de gradients de densité électronique suivant les trois axes de la structure. Une étude de cette inhomogénéité est faite à la section III.3 de ce chapitre où l'influence des paramètres pression-puissance est présentée. Nous regardons ici les effets de la présence de ce gradient sur la méthode de caractérisation. Dans le CHAPITRE II, la méthode de caractérisation a été présentée en décrivant les deux techniques qui la composent (**HBE** et **SVKS**). Ici nous nous intéressons uniquement à la première (**HBE**), où trois configurations de mesures de paramètres \underline{S} sont nécessaires. Cette technique **HBE** nécessite idéalement trois mesures (Fig. II-4), mais peut être réduite à deux en déduisant la 3^{ème} configuration sans mesure à partir de la seconde comme cela a été expliqué au CHAPITRE II. La limitation à deux mesures se justifie d'autant plus pour l'application de la méthode dans le contexte expérimental et principalement pour les deux raisons suivantes :

- La configuration (C) nécessite l'ajout sur une distance L_M d'un matériau à permittivité connue et uniforme sur la plage de fréquence. L'ajout manuel d'un bloc de téflon est exclu car il nécessiterait un arrêt et une remise à l'air de l'expérience à chaque mesure. En laissant un plasma dans cette zone, sa permittivité, dépendante de la fréquence, reste une inconnue.
- En plus, pour que la méthode ait un sens, il faudrait générer un plasma identique dans les configurations (B) et (C) (Fig. II-4). Or, il est clair qu'un arrêt et une remise à l'air de l'expérience à chaque mesure influerait sur ses caractéristiques (pureté du gaz, densité électronique), et par conséquent, sur les gradients. Reproduire le même plasma dans ces deux conditions serait en pratique assez compliqué et trop coûteux en temps.

Pour surmonter ces limitations, la mesure des paramètres \underline{S} et l'utilisation de la méthode de différentiation est faite uniquement sur deux configurations, comme nous l'avons déjà évoqué à la section II.4 du CHAPITRE II. Cette réduction est accompagnée de l'utilisation des blocs de téflon avec une permittivité relative connue et indépendante de la fréquence.

Dans la suite nous aborderons comment la densité électronique du plasma est récupérée à l'aide d'une sonde de Langmuir dans le diagnostic plasma.

III.2 Diagnostic plasma : la sonde de Langmuir.

Cette section a été inspiré par les travaux faits par Loïc DUBOIS sur le diagnostic avec sonde de Langmuir dans sa thèse en [2].

La sonde de Langmuir est un dispositif de diagnostic permettant obtenir simultanément, différentes caractéristiques du plasma de façon locale: potentiel flottant V_f , potentiel plasma V_p , densité électronique n_e et ionique n_i et température électronique T_e . Il est également possible de remonter à la fonction de distribution en énergie des électrons appelé EEDF [3]. Ce diagnostic consiste à polariser un matériau métallique placé au cœur du plasma, et d'en mesurer la caractéristique courant/ tension. Dans ce manuscrit, les modèles développés supposent un plasma électropositif, constitué uniquement d'électrons et d'ions possédant une seule charge positive.

III.2.1 Courbe caractéristique $I - V$.

Il existe de nombreuses géométries de sondes : sondes planes simples ou double, symétrique ou asymétrique, cylindrique, sphérique. Nous utilisons uniquement une électrode de forme cylindrique. Cette électrode métallique (pointe de la sonde) est fabriquée en tungstène, matériau choisi pour sa bonne conductivité électrique, une température de fusion élevée (environ 3500 °C), et une dureté importante (6.5 à 7.5 sur l'échelle de Mohs), tout en garantissant une bonne résistance à la pulvérisation ionique. Connecté à cette électrode, un fil de cuivre émaillé et blindé (grâce à une feuille d'aluminium pour l'isoler du rayonnement RF) est placé à l'intérieur d'un tube en Pyrex, pour assurer la connectivité électrique, et est connecté à un passage électrique sous vide de type BNC.

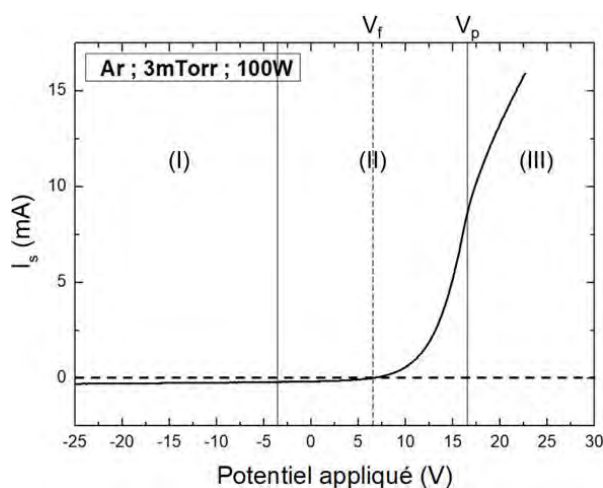


Fig. III-4. Caractéristique I-V obtenue par une sonde de Langmuir cylindrique en argon (3 mTorr, 100 W). Figure extraite du diagnostic plasma en [2].

Cette sonde est polarisable sur une certaine plage de potentiel. Dans notre cas, la tension de polarisation varie entre -40 V à +30 V. Pour chaque potentiel appliqué V_s , le courant I_s est

mesuré au travers d'une résistance dans le circuit (sa valeur est ajustée suivant la densité du plasma). Ce courant correspond à la somme des courants électronique I_e et ionique I_i . La Fig. III-4 montre la courbe I-V caractéristique d'une sonde de Langmuir cylindrique pour une pression de 3 mTorr et une puissance de 100 W.

Sur la Fig. III-4, 3 régions peuvent se distinguer en fonction du potentiel appliqué V_s , le potentiel flottant V_f et le potentiel plasma V_p :

- Dans la **Région (I)** ($V_s \ll V_f$), le potentiel V_s appliqué à la sonde est suffisamment négatif pour attirer les ions positifs et repousser quasiment tous les électrons. Dans cette zone, une gaine ionique est formée (zone de charge positive) autour de la pointe de la sonde. Dans notre cas, avec une sonde cylindrique, l'épaisseur de cette gaine est plus grande à mesure que le potentiel diminue. Cet effet augmente la surface de collection et donc, le courant d'ions collecté. Cette zone est connue aussi comme la région de saturation ionique.
- Dans la **Région (II)** ($V_s < V_p$), seuls les électrons possédant une énergie supérieure à $e \cdot (V_p - V_s)$ franchissent la barrière de potentiel répulsive pour être collectés par la sonde. Le potentiel flottant V_f est la valeur de tension pour laquelle les courants ioniques et électroniques ont la même amplitude, donc $I_s = 0$. Lorsque $V_s = V_p$, aucun ion n'est collecté et il n'y a plus de gaine. Cette zone est connue aussi comme la région de collection mixte.
- Dans la **Région (III)** ($V_s > V_p$) le potentiel V_s appliqué à la sonde est suffisamment positif pour attirer tous les électrons et repousser les ions positifs. A ce moment, une gaine électronique est formée avec une épaisseur qui augmente si le potentiel appliqué augmente aussi. Cet effet augmente la surface de collection et donc, le courant d'électrons collecté. Cette zone est connue aussi comme la région de saturation électronique.

III.2.2 Sonde de Langmuir compensée.

Comme le plasma étudié est un plasma radiofréquence à 13.56 MHz, ces oscillations électromagnétiques peuvent induire un biais [2] dans la mesure de la caractéristique I-V, il est donc nécessaire de s'en affranchir avec une sonde compensée. Comme montré en [1], [4], un couplage capacitif à travers la gaine autour de la sonde peut engendrer des fluctuations du potentiel plasma V_p par rapport à la masse, à 13.56 MHz et aux harmoniques supérieures. De plus, si l'amplitude du signal RF augmente, l'amplitude du potentiel plasma augmente aussi, ce qui affecte à la région II, avec un aplatissement de la courbe caractéristique I-V (Fig. III-4). Cet aplatissement peut conduire à une variation d'un facteur 2 à 3 sur la température, étant donné que cette dernière est déduite de la pente de la partie exponentielle de la courbe dans la région II.

Pour cette raison, une seconde électrode est ajoutée, dont la surface est plus grande que celle de la pointe de la sonde, et proche de celle-ci. Cette configuration est présentée dans la Fig. III-5.

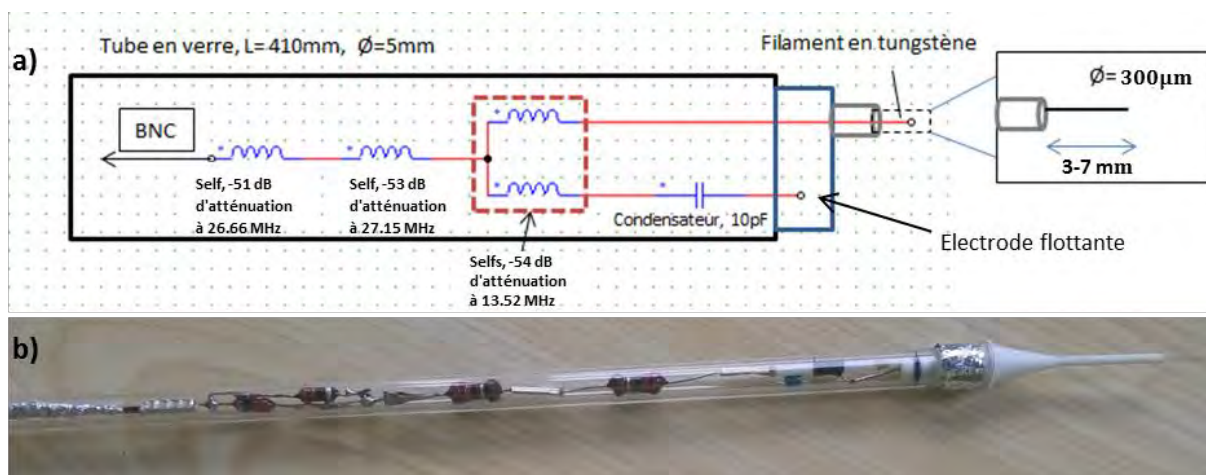


Fig. III-5. a) Schéma de la configuration d'une sonde compensée et b) sonde de Langmuir compensée réalisée pour une source plasma à 13.56 MHz .

Sur la Fig. III-5.a les deux électrodes sont couplées par un condensateur d'une capacité de l'ordre du picoFarad, permettant de transmettre uniquement les oscillations RF à la sonde, éliminant toute la partie continue de V_p . Sur la Fig. III-5.b, l'augmentation de la surface de la deuxième électrode est réalisée avec un fil enroulé sur une couche en aluminium à l'extrémité du tube en quartz. Les composants passifs sont placés au plus près de l'électrode, afin d'assurer une impédance RF assez grande entre l'électrode et la masse. Pour cela, le plus simple est d'introduire des composants ayant une résonance ($Z \rightarrow \infty$) à la fréquence fondamentale et du premier harmonique. Des selfs (chokes) en série ont été utilisées dans notre cas, qui sont constituées d'un condensateur (entre chaque spires) en parallèle avec une bobine, formant un filtre coupe bande à la fréquence de résonance. Ainsi, à basse fréquence, la sonde est polarisée au potentiel voulu (V_s), et à haute fréquence, la sonde est électriquement flottante.

III.2.3 Récupération des paramètres Plasma.

Une mesure de sonde nécessite donc l'application d'un potentiel continu ajustable, et la mesure du courant traversant le circuit constitué. Cette fonction est réalisée par le boîtier Langmuir V1, conçu et réalisé par le service électronique du laboratoire. Une photo de ce boîtier est présentée sur la Fig. III-6.



Fig. III-6. Boîtier Langmuir V1 utilisé pour appliquer le potentiel V_s à notre sonde de Langmuir et récupérer la courbe caractéristique I-V.

Le logiciel ESPAS, également conçu par le service électronique du laboratoire, permet de réaliser les acquisitions des courbes de Langmuir par le boîtier via une interface USB. Je cite ici les principales possibilités de ce logiciel :

- La mesure des courbes $I - V$ se fait en un temps réglable, au minimum de 324 ms. Pour réaliser cette mesure, il faut au préalable choisir la résistance dans le circuit de mesure entre 4 valeurs : 35, 60, 300 et 600 Ω . Une option permet de faire des mesures résolues temporellement sur un phénomène supposé reproductible. Des moyennes sont possibles sur plusieurs mesures à polarisation fixée, et également sur plusieurs caractéristiques entières.
- Le nettoyage de la sonde se fait par l'application d'un potentiel élevé à l'électrode durant un temps court en présence de plasma. L'échauffement provoqué par la collecte d'un courant important entraîne une émission des éventuelles impuretés déposées, et améliore la qualité des futures mesures [5].
- Un calibrage de la sonde est nécessaire plasma éteint.

Une fois les données récupérées à partir du boîtier V1, le logiciel effectue lui-même le traitement des courbes pour extraire les informations sur le plasma : V_f , V_p , T_e , l'EEDF et n_e . Sur la Fig. III-7 l'interface visuelle du logiciel ESPAS est montrée. Le mode de traitement des caractéristiques est décrit dans ces thèses [2], [6].

La Fig. III-7.a illustre l'interface pour les paramètres d'entrée nécessaires pour la calibration, le nettoyage ou la mesure de $I - V$. Sur cette interface, la plage de potentiel appliqué V_s , la résistance de la sonde, le nombre de mesures à chaque valeur de tension, le temps de nettoyage et la tension de nettoyage sont notamment présents.

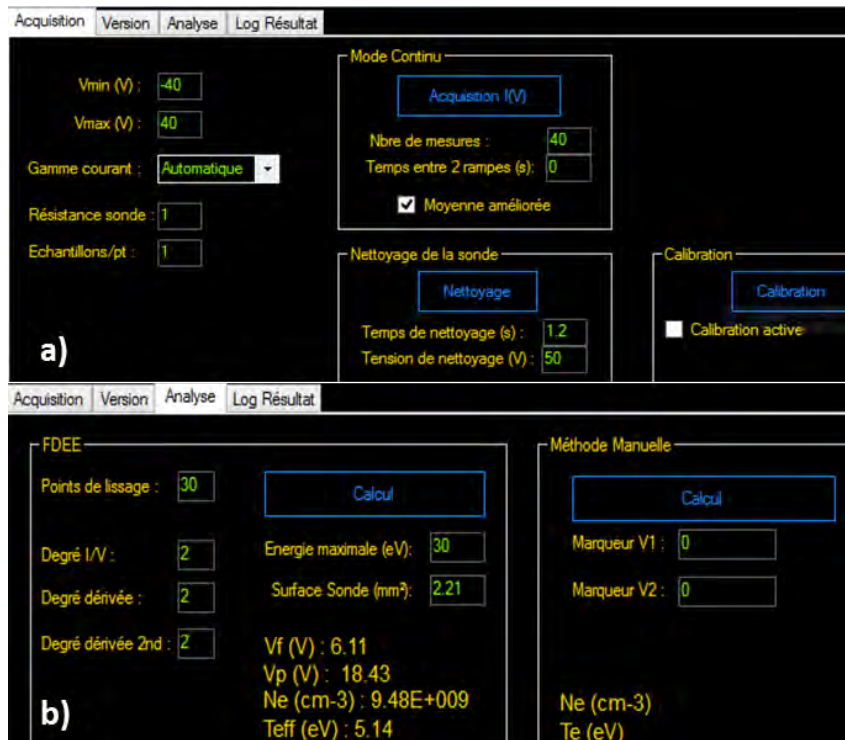


Fig. III-7. Interface visuelle ESPAS avec les paramètres a) d'entrée : V_s , résistance de la sonde, nombre de mesures, temps de nettoyage, tension de nettoyage, et b) de sortie : V_f , V_p , n_e et T_e .

En plus du nombre de mesures à chaque valeur de tension qui assure la confiance et la reproductivité sur les mesures, des mesures de profils de densité électronique se sont faits pour garantir cette reproductivité. Le temps du nettoyage est typiquement de l'ordre de la seconde. Pour nos mesures, la résistance de la sonde utilisée a en pratique une valeur de 1 Ω . La Fig. III-7.b montre les paramètres de sortie en fonction des paramètres d'entrée.

Ces paramètres de sortie sont calculés à partir de la caractéristique $I - V$ à l'aide de différentes équations qui caractérisent les trois régions de cette courbe. La température et la densité électronique sont les deux paramètres présentant le plus d'intérêt pour nous. L'obtention de ces deux grandeurs est explicitée ci-dessous.

▪ **Obtention de la température électronique.**

La température électronique T_e est déduite de la région II de la courbe caractéristique $I - V$ [7]. Cette région est régie pour l'équation suivante :

$$I_e = A_s \cdot e \cdot n_e \sqrt{\frac{k_B \cdot T_e}{2 \cdot \pi \cdot m_e}} e^{\frac{e \cdot (V_s - V_p)}{k_B \cdot T_e}} \quad (III-1)$$

Où A_s est la surface de la sonde de Langmuir. En appliquant le logarithme népérien à l'équation (III-1) une nouvelle équation est obtenue avec une pente égale à $\frac{e}{k_B \cdot T_e}$ et inversement proportionnelle à T_e , ce qui permet de récupérer cette valeur.

▪ **Obtention de la densité électronique.**

La densité électronique est obtenue à partir de la fonction de distribution en énergie des électrons. Cette fonction est reliée à la dérivée seconde du courant par rapport à la tension V_s suivant l'équation suivante :

$$f(\varepsilon) = \frac{\sqrt{8 \cdot m_e}}{A_s \cdot e^3} \cdot \frac{d^2 I_s}{dV_s^2} \quad (\text{III-2})$$

Où $f(\varepsilon)$ est la fonction de probabilité en énergie des électrons, reliée à la EEDF notée comme $F(\varepsilon)$ par $F(\varepsilon) = \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon)$. La densité électronique n_e est alors calculée en intégrant cette équation: $n_e = \int_0^\infty F(\varepsilon) d\varepsilon$ ce qui correspond à l'aire sous la fonction de distribution.

III.3 Caractérisation Plasma.

Grâce au travail réalisé par Alex DESTRIEUX pendant son stage que j'ai encadré en partie, l'allumage du plasma seul (sans métamatériau) dans cette cavité a été caractérisé. Ce stage avait pour objectif la caractérisation d'un plasma à couplage inductif (ICP), en mesurant l'influence de plusieurs facteurs comme la pression et la puissance dans la diffusion du plasma. Ces résultats expérimentaux sont présentés dans cette section.

Les mesures par sonde ont été effectuées dans deux directions : Dans la direction du champ magnétique \vec{H} (Fig. III-8.a) avec une sonde droite, puis dans un second temps dans la direction de propagation de l'onde \vec{k} (Fig. III-8.b) avec une sonde coudée. Une étude paramétrique de l'influence de la pression, de la puissance et de la distance entre les antennes a été menée.

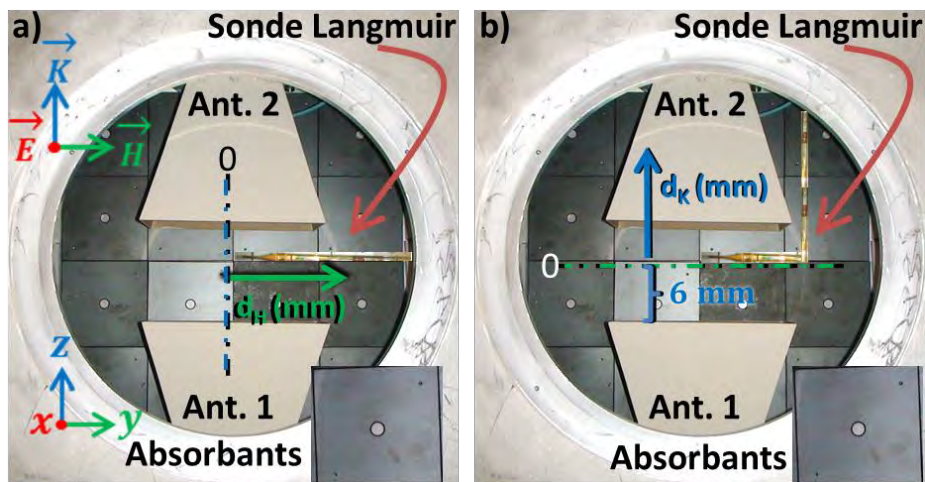


Fig. III-8. Vue de dessus de la configuration à l'intérieur de la cavité métallique avec les antennes, les absorbands à ferrite et la sonde de Langmuir sur l'axe du vecteur champ magnétique pour l'allumage plasma. Sonde de Langmuir a) droite et b) coudée.

Les blocs de téflon sont absents sur la Fig. III-8, car la méthode de caractérisation n'est pas utilisée. Les deux sondes utilisées sont compensées comme décrit à la section III.2.2. La

première (sonde droite) ayant les dimensions présentées en Fig. III-5.a, et la seconde (sonde coudée) possède une longueur avant coude de 500 mm, et une longueur après coude de 130 mm. Elles sont placées à une hauteur centrale des antennes sur l'axe du champ \vec{E} à l'aide d'un translateur de course 200 mm pour pouvoir étudier l'évolution spatiale de la densité électronique dans les axes du champ \vec{H} et du vecteur d'onde \vec{k} (sonde droite et coudée respectivement). Notons que l'étude de l'évolution de densité sur l'axe du champ \vec{E} est difficile à faire vu que la source plasma se place dans cette position.

III.3.1 Mesure du gradient dans la direction \vec{H} .

III.3.1.1 Influence de la pression et la distance entre les antennes.

En premier lieu, l'impact de la pression sur la densité a été quantifié. Cette étude est menée sur une plage de pression de 5 à 100 mTorr : 5 mTorr est la pression minimale nécessaire pour l'allumage du plasma dans nos conditions, et 100 mTorr est limite supérieure pour minimiser les pertes de collision. Au moment de l'étalonnage du manomètre, la pression du vide était de l'ordre de 10^{-5} Torr, ce qui garantit une bonne pureté du gaz. La puissance RF d'entrée couplée au plasma est fixée pour chaque mesure sur une plage variant de 100 à 300 W : 100 W comme une puissance standard et proche de la valeur nécessaire pour l'allumage du plasma, et 300 W comme limite supérieure pour ne pas endommager la structure métamatériau. Une adaptation d'impédance est faite pour minimiser la puissance RF réfléchie avec une boîte d'accord tel que décrite au début du chapitre. Comme montré sur la Fig. III-8.a, la sonde peut se déplacer depuis l'axe central des antennes ($d_H = 0$) jusqu'au bord de la cavité, qui se situe à une distance égale à 120 mm (30 mm après le bord de la surface maximale des cornets). Les mesures de densité sont effectuées avec un pas de 10 mm. Le dispositif ne permet de faire les mesures que d'un seul côté de l'enceinte. On suppose une diffusion symétrique par rapport à l'axe du vecteur d'onde sur l'autre côté dans les modèles utilisés.

L'évolution spatiale de la densité électronique est mesurée pour différentes valeurs de pression (20, 50 et 100 mTorr) avec une puissance de 100 W et une distance entre antennes égale à 200 mm²⁹ et présentée en Fig. III-9.

Une échelle logarithmique sur l'axe des ordonnées est choisie pour visualiser cette évolution. Comme attendu, plus la pression augmente plus la densité électronique moyenne augmente. D'autre part, pour les trois pressions, la densité électronique s'avère bien maximale au centre, et décroît en s'approchant de la paroi. Ces mesures permettent de quantifier le gradient de densité du plasma dans cette direction : plus la pression est grande, plus le gradient est prononcé.

²⁹ Distance maximale de recul pour l'antenne 2, donc distance maximale entre les deux antennes.

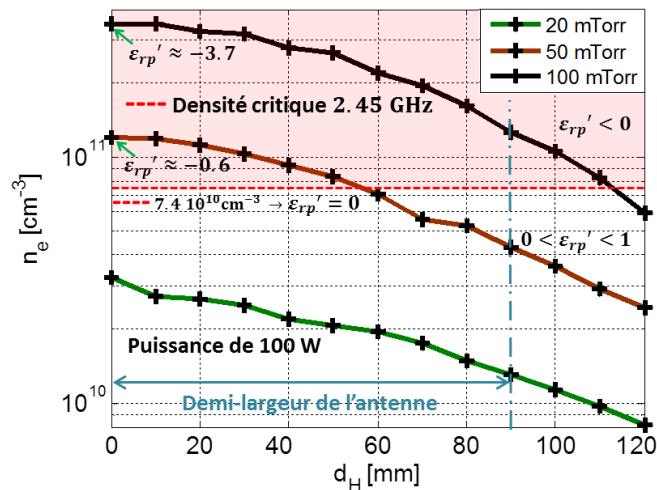


Fig. III-9. Evolution spatiale de la densité électronique en fonction de la distance en d_H pour des différentes valeurs de pression (20, 50 et 100 mTorr) pour une distance entre les antennes égale à 200 mm et avec une puissance incidente de 100 W.

Cet effet peut s'expliquer par le fait que le coefficient de diffusion $D = \frac{k_B \cdot T_e}{m_e \cdot \nu_m}$ est inversement proportionnel à la fréquence de collision ν_m , elle-même proportionnelle à la pression p . Si celle-ci augmente, le coefficient de diffusion diminue et le plasma diffuse donc moins bien à haute pression. La densité critique du plasma à 2.45 GHz ($n_{th} = 7.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ d'après l'équation (I-13) à la section I.3.3 du CHAPITRE I et en négligeant les pertes des collisions ν_m) est uniquement dépassée pour les pressions de 50 et 100 mTorr, en ayant une permittivité plus petite que zéro à la même fréquence de 2.45 GHz jusqu'à 60 et 110 mm respectivement (zone rose). A $d_H = 0$ cette valeur de permittivité est $\epsilon_{rp}' \approx -3.7$ pour 100 mTorr et $\epsilon_{rp}' \approx -0.6$ pour 50 mTorr.

Dans un second temps, l'évolution de la densité en fonction de la pression au centre de la décharge ($d_H = 0$) est présentée à la Fig. III-10. Dans cette étude, la puissance RF incidente est toujours fixée à 100 W, et deux distances entre antennes sont étudiées : 100 et 200 mm.

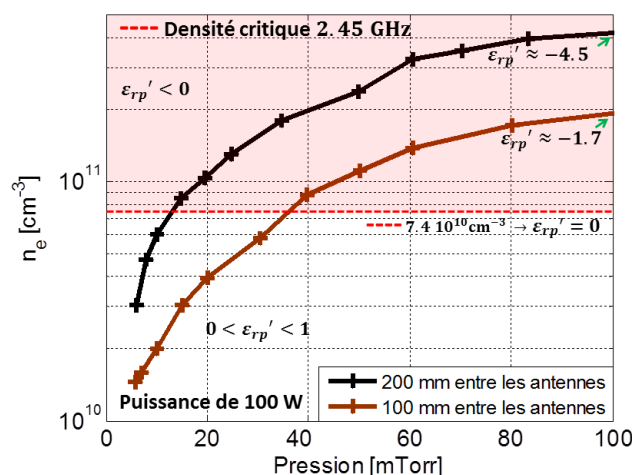


Fig. III-10. Evolution de la densité électronique en fonction de la pression en fixant la sonde de Langmuir à $d_H = 0$ pour une distance entre les antennes égale à 100 et 200 mm et avec une puissance de 100 W.

Nous pouvons constater que la densité moyenne est plus importante si la distance entre les antennes est grande : l'écartement facilite la diffusion du plasma depuis la partie haute de l'enceinte. Pour une distance de 200 mm, la densité critique est atteinte pour une pression proche de 10 mTorr, alors que pour une distance de 100 mm, il faut une pression de 40 mTorr.

Pour les études suivantes, l'influence de la puissance injectée au plasma est mesurée. L'objectif de cette étude consiste notamment à connaître la puissance et la pression nécessaire pour obtenir une permittivité négative à 2.45 GHz sur toute la demi-largeur de l'antenne, c'est à dire la section qui sera principalement vue par les microondes.

III.3.1.2 Influence de la puissance.

Pour cette étude, similairement à la section précédente, les mesures sont effectuées depuis le centre des antennes jusqu'à une distance de 120 mm dans la direction du champ magnétique. Cette évolution spatiale est présentée sur la Fig. III-11 en fonction de la puissance pour deux pressions différentes : 5 mTorr pour l'allumage du plasma et 50 mTorr pour avoir un compromis entre densités électroniques et des pertes.

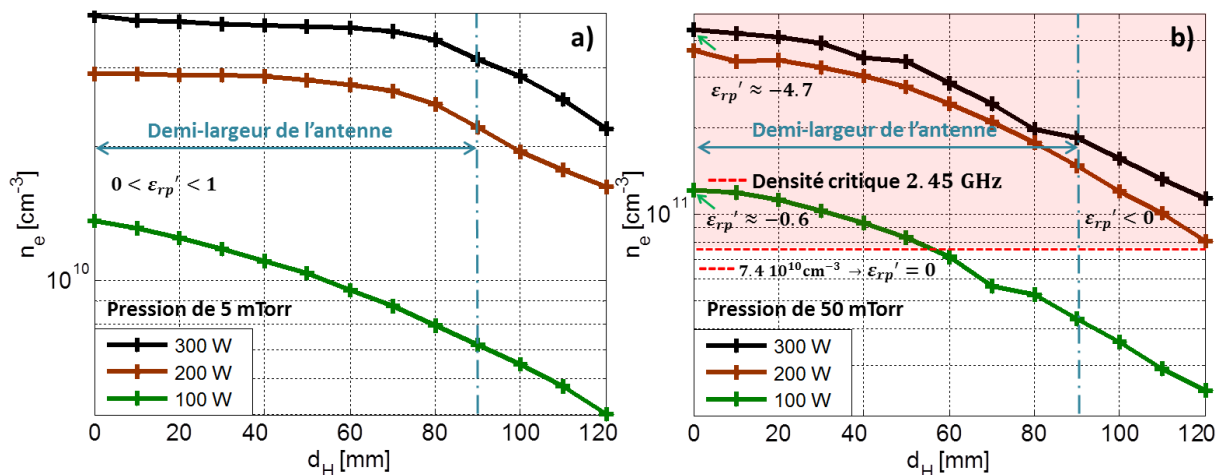


Fig. III-11. Evolution spatiale de la densité électronique en fonction de la distance en d_H pour différentes valeurs de puissance (100, 200 et 300 W), une distance entre les antennes égale à 200 mm et pour 2 valeurs de pression : a) 5 mTorr et b) 50 mTorr.

Sur la Fig. III-11 on constate comme attendu que la densité électronique augmente avec la puissance injectée pour les deux pressions. Cet effet est logique car le coût énergétique de création d'une paire électron ion reste constant avec la pression (T_e est fixée par la pression). En augmentant la puissance déposée, on augmente donc la densité. Cependant, pour les deux pressions (5 et 50 mTorr) cette augmentation tend à se réduire lorsque l'on s'approche de 300 W. Par ailleurs, seules les densités atteintes avec 50 mTorr dépassent la densité critique. A $d_H = 0$, cette valeur de permittivité est de $\epsilon_{rp}' \approx -4.7$ pour 300 W, et de $\epsilon_{rp}' \approx -0.6$ pour 100 W. La diffusion dans un plasma indique que le gradient dépend de la pression, et augmente avec celle-ci. C'est vérifié expérimentalement : à 50 mTorr, pour

CHAPITRE III. Banc expérimental dédié et caractérisation du plasma.

chaque puissance, il reste à la paroi environ 20% de la densité au centre. Néanmoins, à 5 mTorr (Fig. III-11.a), l'effet de la puissance est notable sur le gradient : à 200 et 300 W la densité à la paroi est d'environ 60%, alors que pour une puissance de 100 W la densité restante est de 37%. Aux deux pressions, on constate également que le passage de 200 W à 300 W fait moins augmenter la densité. Dans la littérature, ce phénomène est appelé « neutral depletion » : la température du gaz neutre augmente, ce qui diminue la densité de gaz à cette localisation (la pression étant le paramètre constant). Dès lors, la densité électronique augmente moins rapidement [8].

Nous pouvons également faire varier la puissance injectée en récupérant les valeurs de densité électronique, uniquement au centre de la structure ($d_H = 0$). En conservant les mêmes pressions, cette évolution est présentée sur la Fig. III-12 pour une distance entre antennes de 200 mm.

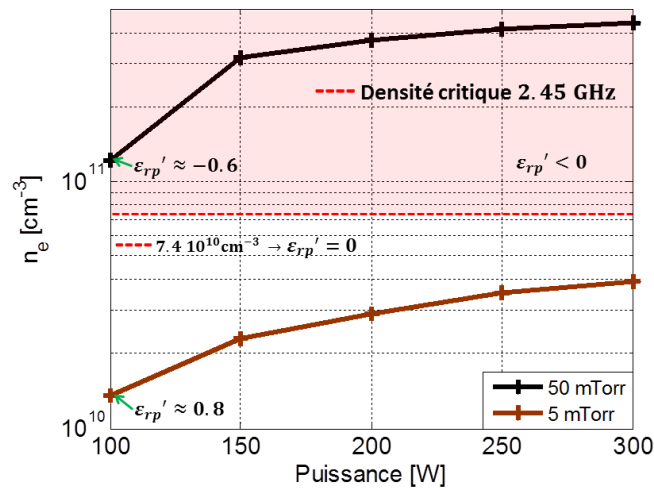


Fig. III-12. Evolution de la densité électronique en fonction de la puissance en fixant la sonde de Langmuir à $d_H = 0$ pour une distance entre les antennes égale à 200 mm et avec une pression de 5 mTorr et 50 mTorr.

A mesure que la puissance injectée augmente, la densité électronique augmente aussi, comme constaté auparavant. Sur la courbe haute pression (50 mTorr), la densité critique est atteinte sur toute la plage de puissance ($\epsilon_{pp}' \approx -0.6$ pour 50 mTorr et $\epsilon_{pp}' \approx 0.8$ pour 5 mTorr à une puissance de 100 W), alors que pour la courbe basse pression (5 mTorr) la puissance n'est pas assez suffisante pour avoir une partie réelle négative de la permittivité du plasma. Pour les deux courbes, la valeur de densité électronique augmente de moins en moins avec la puissance, comme expliqué au paragraphe précédent.

Pour avoir une zone où le plasma atteint une densité supérieure à la densité critique à 2.45 GHz, il faut donc une pression et une puissance suffisante, sans pour autant dépasser les seuils de tolérance thermique de la structure du métamatériau à ajouter. Par ailleurs, les gradients de densité sont importants dans cette direction, et sont donc à prendre en compte dans les modèles développés de notre structure.

III.3.2 Mesure et étude du gradient dans la direction \vec{k} .

Nous nous intéressons ici à la mesure des gradients de densité entre les antennes, comme présenté sur la Fig. III-8.b. Cette section présente une mesure de densité effectuée sur l'axe du vecteur \vec{k} pour une pression de 40 mTorr et avec une puissance incidente de 250 W. Comme montré en Fig. III-8.b, la sonde coudée permettant cette mesure peut se déplacer depuis la moitié de la distance inter-antenne en position reculée ($d_K = 0$) jusqu'au bord de l'antenne 2 en position reculée, située à une distance égale à 140 mm. Les mesures sont effectuées avec un pas de 10 mm, et présentées sur la Fig. III-13.

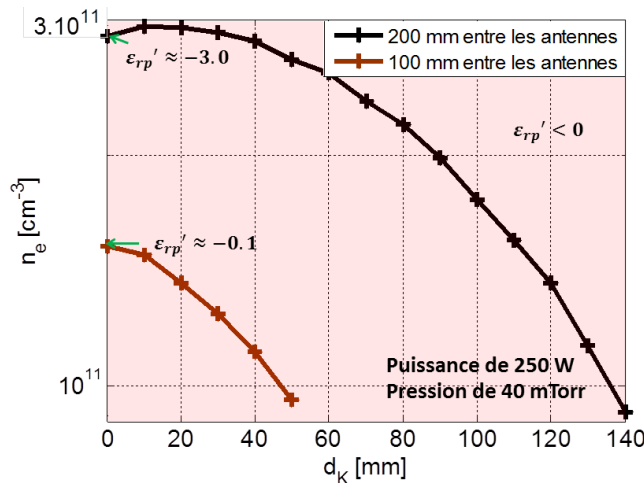


Fig. III-13. Evolution spatiale de la densité électronique en fonction de la distance en d_K (Fig. III-8.b) pour deux valeurs de distances entre les antennes (100 et 200 mm) avec une pression d'argon de 40 mTorr et une puissance incidente de 250 W.

Sur cette figure, deux courbes sont présentées, qui correspondent aux deux positions d'antenne nécessaires à la réalisation de la méthode de caractérisation en 2 configurations. Les mêmes phénomènes attendus sur les gradients dans la direction \vec{H} en Fig. III-9 et Fig. III-10 sont également constatés : d'une part, la densité électronique est plus importante au centre que sur les bords. D'autre part, cette densité moyenne diminue si la distance entre les antennes diminue. A $d_K = 0$ il y a une densité doublée pour une distance de 200 mm entre les antennes. Cette différence est aussi visible sur la Fig. III-10 pour une pression de 40 mTorr ce qui veut dire que l'effet de la distance entre les antennes affecte de la même façon la densité électronique sur les deux axes. Avec une puissance de 250 W une permittivité réelle négative est atteinte pour les deux distances entre les antennes. Par ailleurs, il semblerait que le point maximal de diffusion plasma change pour une distance de 200 mm entre les antennes, en révélant ainsi une valeur maximale de densité à $d_K = 10$ mm. Notons que les mesures de sonde de Langmuir peuvent avoir une erreur de 30 %, ce qui peut expliquer cet effet.

Jusqu'à cette partie, une caractérisation plasma à partir de mesures de densité électronique a été faite, en prenant en compte deux axes de diffusion (l'axe du champ magnétique \vec{H} , et du vecteur d'onde \vec{k}). Dans la suite, une caractérisation hyper-fréquence est présentée où

les mesures des paramètres \underline{S} en prenant en compte les gradients montrés sur la Fig. III-13 (axe du vecteur d'onde \vec{k}) sont comparés à celles obtenues à partir du modèle de Drude explicité sur la Fig. I-20 à la section I.5.2 du CHAPITRE I, en pouvant récupérer une valeur effective pour la fréquence plasma (ω_{pe_eff}), et donc, une valeur effective de densité électronique pour constater et assurer le bon ordre de grandeur d'une valeur moyenne de densité électronique (ou densité électronique effective) sur les gradients montrés sur la Fig. III-13.

III.4 Caractérisation hyper-fréquence du plasma.

Dans cette partie nous nous intéressons à la comparaison des paramètres \underline{S} d'un modèle implémenté sur MATLAB utilisant Drude pour un plasma homogène avec des mesures de paramètres \underline{S} expérimentales pour juger de la pertinence d'un modèle plasma par tranches. Cette section présente tout d'abord le modèle à partir de Drude pour un plasma homogène (densité électronique uniforme), en identifiant une fréquence plasma ω_{pe} sur les paramètres \underline{S} calculés. Ensuite, les paramètres \underline{S} calculés à partir de ce modèle sont comparés avec les mesures des paramètres \underline{S} récupérés expérimentalement avec les deux gradients de densité plasma montrés sur la Fig. III-13, en extrayant une fréquence plasma effective ω_{pe_eff} et donc, une valeur de densité électronique effective comparable à une valeur moyenne sur les courbes de la Fig. III-13.

III.4.1 Modèle.

Comme nous l'avons vu sur la Fig. I-20 à la section I.5.2 du CHAPITRE I, un plasma peut être modélisé d'après le modèle de Drude comme un bon conducteur [9] aux fréquences au-dessous de la fréquence plasma (ω_{pe}), en présentant des pertes en fonction de la pression de travail (ν_m), et comme un diélectrique [4] aux fréquences au-dessus de la fréquence plasma. Cette fréquence plasma est définie comme la fréquence à laquelle la permittivité est égale à zéro (en supposant une fréquence de collision $\nu_m = 0$), et elle peut être identifiée sur les paramètres \underline{S} juste avant le premier pic de transmission tel qu'il est montré sur la Fig. I-20 à la section I.5.2 du CHAPITRE I où un plasma à densité électronique n_e proche des valeurs expérimentales est étudié. Plus de détails sur ce modèle et sur ce cas peuvent être trouvés dans cette section. Dans la section suivante, des mesures expérimentales des paramètres \underline{S} d'un plasma avec un gradient de densité électronique sont présentées pour les comparer avec le modèle.

III.4.2 Mesures expérimentales.

Une mesure des paramètres \underline{S} a été effectuée pour les deux cas de gradient plasma montrés sur la Fig. III-13, en prenant en compte la distance entre antennes (100 et 200 mm) pour regarder la signature électromagnétique de ces profils (gradient plasma) de densité du plasma tout seul. Ces courbes sont montrées sur la Fig. III-14.

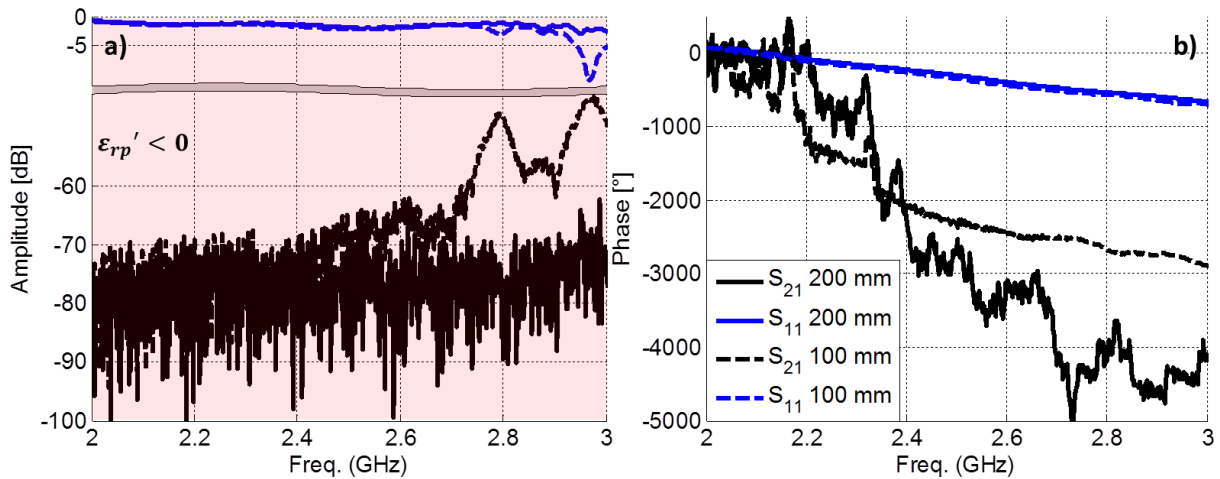


Fig. III-14. Paramètres \underline{S} a) en amplitude, b) en phase. Courbes expérimentales pour un échantillon du plasma avec une distance de 100 et 200 mm entre les antennes, avec une pression de 40 mTorr et une puissance RF de 250 W.

Sur la Fig. III-14 est présentée la signature de paramètres \underline{S} pour un échantillon plasma de 100 et 200 mm de longueur. Ici seuls les paramètres \underline{S}_{11} et \underline{S}_{21} sont affichés pour une meilleure visualisation des courbes. On notera cependant que pour ces deux cas $\underline{S}_{11} \neq \underline{S}_{22}$. Cette spécificité montre que le plasma n'est pas symétrique (la source plasma n'est pas au milieu des antennes sur l'axe du vecteur d'onde \vec{k}), et que donc les profils de densité ne sont pas symétriques. Nous voyons que cette signature hyperfréquence est cohérente avec la signature électromagnétique montrée sur la Fig. I-20 à la section I.5.2 du CHAPITRE I pour un échantillon du plasma d'après le modèle de Drude. Nous pouvons constater qu'à 200 mm il s'agit d'un plasma avec une densité électronique effective (n_{e_eff}) plus forte qu'à 100 mm car à 200 mm la transmission est quasiment nulle sur toute la plage de fréquence.

Nous pourrions attribuer aussi cette diminution de transmission au fait que la distance parcourue par l'onde dans le plasma est plus grande d'où une atténuation plus forte; cependant, si cela était la seule explication, la densité plasma serait la même, et par conséquent, la fréquence plasma : le fait de doubler la distance ferait apparaître des chutes de réflexion complémentaire aux hautes fréquences (entre 2.7 et 3 GHz) pour un plasma de 200 mm, ce qui n'est pas le cas. Plutôt ces chutes de réflexion disparaissent, effet qui nous indique une augmentation de densité électronique a eu lieu aussi.

Dit d'une autre façon, pour une distance égale à 100 mm la transmission est un peu au-dessus que pour une distance de 200 mm, ce qui est cohérent car le fait de rapprocher les antennes limite la diffusion du plasma et diminue la densité électronique. Cet effet rend la permittivité du plasma moins négative et engendre une baisse de la fréquence plasma. Les courbes de S_{21} (transmission) dans les deux cas sont sujettes à d'importantes fluctuations, explicables par le niveau très faible du signal détecté par le VNA. Ce phénomène disparaît lorsque le niveau de signal remonte au-dessus de -60dB. Ces fluctuations se retrouvent également sur la phase de la Fig. III-14.b. D'après le modèle de Drude, nous pouvons identifier (Fig. III-14.a) la fréquence plasma effective ω_{pe_eff} entre $2 \cdot \pi \cdot (2.60 \text{ GHz})$ et

2π . (2.70 GHz) pour 100 mm entre les antennes, proche du premier pic de transmission. Pour 200 mm cette fréquence plasma effective doit donc être bien supérieure à notre fréquence maximale d'étude de 3 GHz (Fig. III-14.a). Si une pulsation plasma $\omega_{pe_eff} = 2\pi$. (2.70 GHz) est fixée pour une distance de 100 mm, d'après l'équation (I-13) à la section I.3.3 du CHAPITRE I, une densité électronique effective $n_{e_eff} = 9.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ correspondante à cette fréquence plasma effective est trouvée. Cette valeur de densité est proche de la valeur moyenne des densités montrées sur la Fig. III-13 pour une distance de 100 mm, ce qui garantit, à partir de une caractérisation hyper-fréquence, l'ordre de grandeur des valeurs de densité électronique mesurés par la sonde de Langmuir, et le modèle plasma.

III.5 Conclusion du CHAPITRE III.

Nous avons montré le banc expérimental mis au point et réalisé pendant cette thèse pour mesurer les paramètres \underline{S} d'un échantillon combinant le métamatériau SRR avec un plasma volumique dont on contrôle la densité électronique. L'allumage de ce plasma se fait grâce à une source RF à couplage inductif. Nous avons également présenté les différentes parties et dispositifs qui composent ce banc expérimental tels que les antennes cornets très directives avec leurs blocs de téflon confinant le plasma et les absorbants à large bande pour la partie micro-onde, et une source plasma à couplage inductif (ICP), une sonde de Langmuir, une boîte d'accord, une vanne papillon manuelle, une pompe turbo moléculaire et une bouteille de gaz d'argon pour la partie plasma.

Nous avons montré les contraintes concernant chaque partie composant ce banc expérimental. Nous avons effectivement constaté que, dans cet environnement complexe, nous pouvions minimiser les effets de réflexion en utilisant les absorbants et des antennes très directives.

Pour le diagnostic plasma nous avons montré les outils (matériel et logiciel) utilisés pour la récupération de la densité électronique, en donnant la base théorique de ce dispositif. Nous avons constaté d'après cette théorie que ces valeurs de densité peuvent avoir un pourcentage d'erreur pour des sources plasma RF comme notre cas.

Nous avons également présenté la caractérisation d'un plasma à couplage inductif en utilisant une sonde de Langmuir. Nous avons mis en évidence que plus la puissance ou la pression augmente, plus la densité électronique augmente aussi. De même, plus la pression augmente, moins le plasma diffuse, et donc plus son gradient augmente. Egalement, l'impact des antennes fait que le plasma diffuse moins bien.

Finalement, la réponse électromagnétique d'un gradient plasma a été comparée avec un modèle plasma à densité homogène, en identifiant une fréquence plasma effective et une densité électronique effective. Dans cette étude nous avons montré que la signature en paramètres \underline{S} expérimentaux d'un gradient plasma est en accord avec la signature

électromagnétique d'un plasma homogène dont la permittivité est issue du modèle de Drude. Nous avons constaté qu'avec un modèle plasma à densité homogène il est possible de se rapprocher à la réponse électromagnétique du gradient plasma lorsque la densité moyenne du gradient est proche des valeurs de ce gradient.

III.6 Références du CHAPITRE III.

- [1] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing: Lieberman/Plasma 2e*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2005.
- [2] L. Dubois, "Etudes expérimentales du concept de propulseur de Hall double étage," phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2018.
- [3] F. F. Chen, "Langmuir Probe Diagnostics," p. 42.
- [4] P. Chabert and N. Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. .
- [5] M. Klindworth, "Fundamentals and applications of Langmuir probe diagnostics in complex plasmas," doc-type:doctoralThesis, Christian-Albrechts Universität Kiel, 2006.
- [6] R. Baude, "Etude du transport de particules chargées dans un plasma froid basse pression magnétisé," phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2014.
- [7] B. B. Abir, "Diagnostic des plasmas par la sonde électrostatique de Langmuir.," p. 79, Jun. 2013.
- [8] B. M. Annaratone and N. S. J. Braithwaite, "A comparison of a passive (filtered) and an active (driven) probe for RF plasma diagnostics," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 2, no. 8, pp. 795–800, Aug. 1991, doi: 10.1088/0957-0233/2/8/014.
- [9] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, *Introduction to plasma physics*. Bristol, UK ; Philadelphia: Institute of Physics Pub, 1995.

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

Un des grands objectifs de la thèse consiste à réaliser un matériau possédant à la fois une perméabilité et une permittivité négatives (l'effet gaucher) à une fréquence de 2.45 GHz. Cet objectif vise deux applications potentielles :

- L'une concernant les sources plasmas à microonde dont la limite actuelle de densité électronique du plasma généré est à la densité critique, c'est à dire lorsque la permittivité du plasma devient négative. L'onde est alors fortement réfléchi et ne pénètre plus que sur l'épaisseur de peau du plasma. L'ajout d'un matériau à perméabilité négative rend le plasma à nouveau propagatif au-delà de la densité critique et permet ainsi aux microondes incidentes de mieux pénétrer et assurer un meilleur transfert d'énergie pour générer de l'ionisation.
- L'autre concernant la reconfigurabilité d'un métamatériau possiblement double négatif grâce au contrôle de la puissance injectée au plasma (source indépendante à couplage inductif à 13.56 MHz) permettant de faire varier la partie réelle de la permittivité.

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats de la combinaison plasma-SRR dans différentes configurations du métamatériau, en montrant les caractéristiques de cette combinaison : nous allons nous concentrer sur la compréhension des phénomènes qui se produisent quand une structure composée de Split Ring Resonator (SRR) est immergée dans un plasma gazeux. L'effet est double : il perturbe la répartition et l'intensité de la densité électronique du plasma et il perturbe la réponse électromagnétique du métamatériau SRR, notamment sa résonance. L'effet du plasma sur la résonance est étudié comme cela a été fait pour d'autres configurations par des simulations [1] et des expériences [2].

Dans un premier temps, une caractérisation expérimentale du réseau SRR imprimé sur des plaques ou sur des bandes plus fines est présentée, en montrant l'effet de la présence de la structure SRR sur le plasma : présence d'un faible rapport volume/surface qui empêche d'atteindre la densité critique à 2.45 GHz.

Dans un deuxième temps, sont présentés un nouveau type de réseau SRR et une configuration dédiée qui ont été imaginés et réalisés. Cette nouvelle structure SRR, appelée SRR Sparse Accordable, permet à la fois d'augmenter la densité électronique du plasma à l'intérieur de la structure et d'accorder le nombre de SRR et leurs distances selon de l'axe du champ électrique \vec{E} , du champ magnétique \vec{H} et du vecteur d'onde \vec{k} . Cela permet d'ajuster la fréquence de résonance ou même de créer des gradients de perméabilité sur la structure.

Ce dispositif est inséré dans un plasma basse pression, généré avec une source plasma à couplage inductif (ICP) à 13.56 MHz et confiné principalement dans une cavité métallique.

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

L'ensemble est illuminé et caractérisé à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA) et deux antennes bidirectionnelles en bande S. La mesure des paramètres \underline{S} dans cet environnement très contraint est faite à partir de la technique de différentiation [3] de notre méthode de caractérisation explicitée dans le CHAPITRE II. Comme discuté dans les chapitres précédents, Kim et Hopwood [4] ont développé un dispositif expérimental sensiblement similaire au nôtre. Les principales différences seront également commentées dans ce chapitre.

Il est montré que l'insertion du plasma dans la structure métamatériau fait monter la transmission du signal à travers de la structure, ce qui peut être un phénomène causé par **un potentiel effet gaucher**. Des études et des analyses complémentaires sont faites pour renforcer cette hypothèse. Cet incrément sur la transmission est également accompagné de l'apparition de nouveaux pics qui sont causés par les effets du gradient plasma.

Plusieurs effets du plasma tels que les gradients et les gaines sont quantifiés. Il est montré que le plasma déplace la résonance du SRR vers des fréquences plus élevées. L'amplitude du décalage de résonance ne peut être estimée sans prendre en compte l'épaisseur de la gaine. De plus, le gradient de plasma provoque l'apparition de plusieurs creux de résonances distincts. Ces différents effets sont étudiés par des simulations, soulignant la difficulté de créer un matériau main gauche à base de plasma et métamatériaux.

Table des matières

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.	IV-121
IV.1 Combinaison plasma et réseaux SRR imprimés	IV-124
IV.1.1 Réalisation des structures métamatériaux.	IV-124
IV.1.2 Caractérisation du plasma avec plaques de métamatériau.	IV-125
IV.1.3 Etude sur la dilution des SRR permettant de conserver une perméabilité négative.	IV-128
IV.1.4 Caractérisation du plasma avec les bandes SRR.	IV-130
IV.2 Réseau SRR Sparse Accordable (SRR _{ST}).	IV-131
IV.3 Combinaison plasma et réseau SRR Sparse Accordable.	IV-138
IV.3.1 Influence du SRR _{ST} sur le plasma.	IV-138
IV.3.2 Etude des paramètres \underline{S}	IV-139
IV.3.3 Analyse d'un effet gaucher potentiel.	IV-140

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

IV.3.3.1 Etude expérimentale.....	IV-140
IV.3.3.2 Etude en simulation.	IV-144
IV.4 Influence du plasma sur la résonance du SRR _{ST}	IV-147
IV.5 Conclusion du CHAPITRE IV.....	IV-153
IV.6 Références du CHAPITRE IV.	IV-154

IV.1 Combinaison plasma et réseaux SRR imprimés

Après avoir présenté dans les chapitres précédents le métamatériau seul, puis le plasma seul, les deux sont maintenant combinés pour tenter de réaliser simultanément une perméabilité et une permittivité négatives à une fréquence proche de 2.45 GHz. L'objectif est de mettre en évidence un comportement gaucher, puis de montrer la reconfigurabilité du métamatériau grâce à la mise en place du plasma.

Deux types de métamatériau sont utilisés dans cette section. Tout d'abord, des plaques de métamatériau présentant 13 motifs dans la direction \vec{E} et 10 motifs dans la direction du vecteur d'onde \vec{k} sont testées. Après des premiers tests, il est clairement apparu que le rapport volume sur surface était trop faible pour permettre des densités de plasma suffisantes pour atteindre une permittivité négative. D'autres SRR imprimés sur des bandes fines ont alors été réalisés. Elles conservent le même motif unitaire, mais ne comptent plus qu'un motif dans la direction \vec{k} . La première sous-section décrit le dimensionnement et la réalisation de ces métamatériaux. La seconde sous-section donne les mesures de densité de plasma obtenues avec les plaques. La sous-section suivante montre les mêmes mesures effectuées en utilisant les bandes.

IV.1.1 Réalisation des structures métamatériaux.

Sur la Fig. IV-1 la configuration des plaques et des bandes de métamatériau SRR utilisée pour la combinaison avec le plasma est présentée.

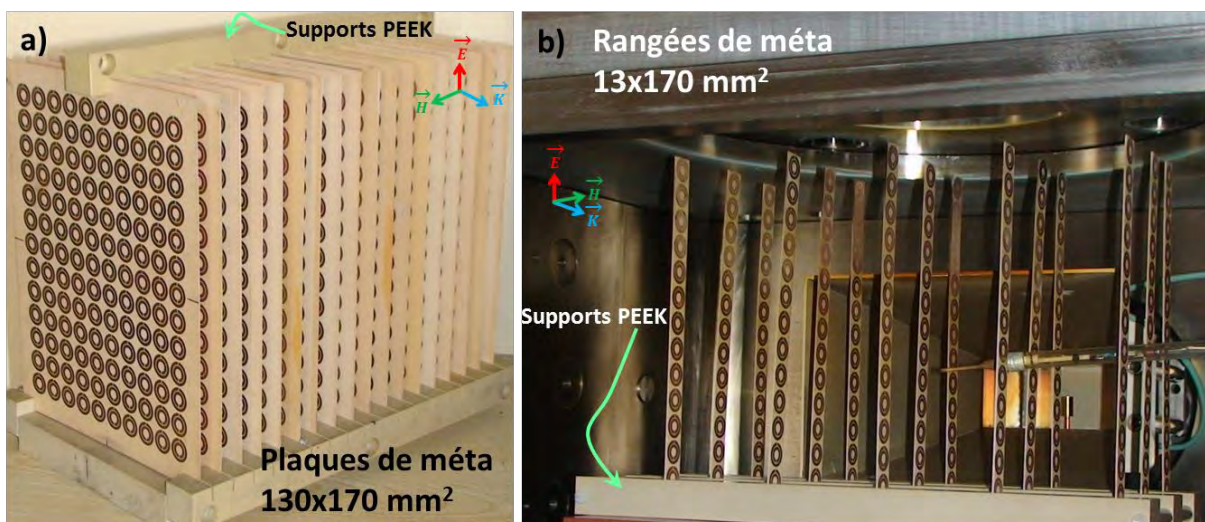


Fig. IV-1. Configuration du réseau a) des plaques et b) des bandes du métamatériau utilisée pour la combinaison avec le plasma à l'intérieur de la cavité métallique.

Tant les plaques que les bandes sont fabriquées en utilisant une technique de gravure au perchlore de fer comme pour les circuits imprimés. La configuration et le

dimensionnement de la cellule élémentaire utilisée sont montrés sur la Fig. I-22 à la section I.5.2 du CHAPITRE I, laquelle possède une taille de $13 \times 13 \text{ mm}^2$ ($a = 13 \text{ mm}$) et est imprimée sur un substrat RO4003C d'une permittivité relative de 3.55, une tangente de pertes de 0.0027 mesurée à 10 GHz [5], et une épaisseur de 0.81 mm avec une couche de cuivre égale à 35 μm . Ces plaques présentent un aspect mécanique rigide, mais nécessitent pour assurer la fonction de métamatériau, un positionnement précis. Pour garantir le bon espacement entre chaque plaque et leur bon alignement, une structure de maintien a également été réalisée. Cette structure est faite en PEEK, un thermoplastique permettant de résister aux contraintes thermiques du plasma.

IV.1.2 Caractérisation du plasma avec plaques de métamatériau.

Dans cette étude, la pression variera dans une gamme allant de 5 mTorr à une centaine de mTorr. Pour la puissance RF injectée, celle-ci variera de 100 W à 300 W, le choix de ne pas monter trop haut en puissance est fait dans un souci de ne pas dégrader les métamatériaux, et la structure de maintien en PEEK.

L'idée première a consisté à reprendre et mettre en place les mêmes SRR que Y. Nakamura et O. Sakai ont fait en [6] (présentée sur la Fig. I-22 à la section I.5.2 du CHAPITRE I), insérés sur des plaques de substrat en nombre suffisamment important pour marquer la périodicité et supposer un réseau infini vu par les ondes émises par les antennes cornets. Pour cette raison, nous avons testé la répartition des SRR suivante: 18 plaques séparées par $\ell = 11.5 \text{ mm}$ munis de 13 cellules élémentaires SRR sur l'axe du champ électrique \vec{E} et 10 sur l'axe de propagation \vec{k} comme montré sur la Fig. IV-1.a. Tel que dit auparavant, ce nombre de plaques et le nombre de cellules élémentaires SRR sur l'axe du champ électrique \vec{E} ont été choisis pour recouvrir toute la surface émettrice des cornets. Le nombre de cellules unitaires sur l'axe de propagation \vec{k} a été choisi identique à Nakamura et Sakai [6].

Après la mesure des paramètres \underline{S} avec les plaques de métamatériau seules, le plasma est allumé. Il s'avère que ce plasma n'engendre aucun changement notable sur la réponse électromagnétique mesurée. Donc l'effet gaucher attendu en supposant une permittivité et une perméabilité négative n'apparaît pas. Nous pouvons expliquer cette absence d'effets principalement par le fait que sur les parois la densité électronique diminue fortement ce qui impose un fort gradient du plasma rendant sa densité électronique trop faible entre les plaques et donc une permittivité effective proche de 1. De même, localement la densité du plasma est très faible au niveau des SRR et n'a donc aucune influence sur leurs capacités (capacités C_1 , C_2 et C_c sur la Fig. I-8 à la section I.4.3 du CHAPITRE I) qui aurait pu faire varier la fréquence de résonance.

Pour vérifier cette hypothèse, (Fig. IV-1.a), nous avons donc mesuré la densité entre les plaques en faisant varier la distance sur l'axe du champ magnétique \vec{H} à pression fixe

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

comme décrit dans le CHAPITRE III avec une puissance de 200 W. Les résultats sont présentés ci-dessous sur la Fig. IV-2.

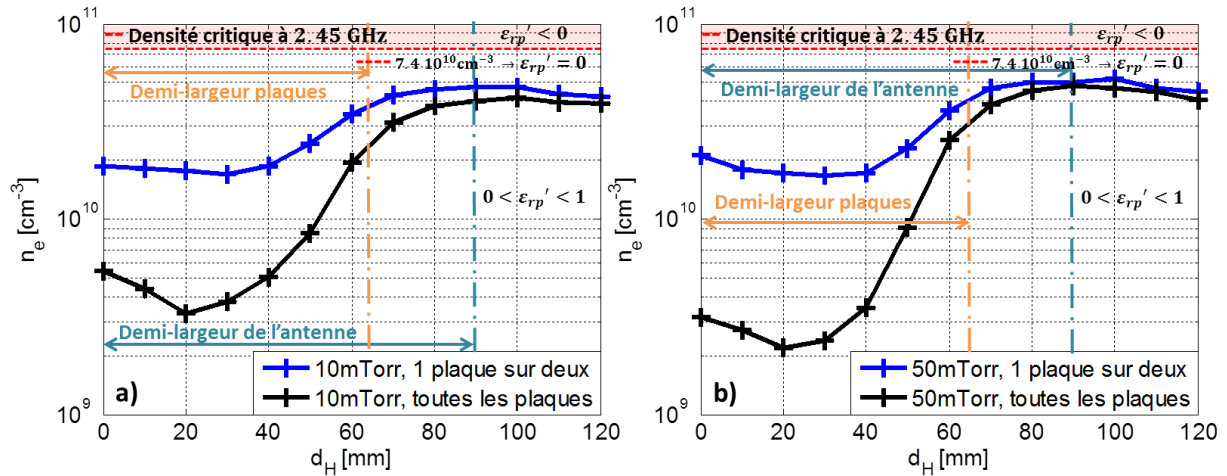


Fig. IV-2. Evolution spatiale de la densité électronique pour deux valeurs de pression a) 10 mTorr et b) 50 mTorr et deux écarts entre les plaques de métamatériau SRR avec une distance entre les antennes égale à 200 mm pour une puissance RF injectée de 200 W.

La mesure des paramètres \underline{S} nécessite le positionnement des plaques parallèles à la direction du vecteur \vec{k} . Or, l'insertion de la sonde de Langmuir se fait dans la direction du champ \vec{H} (Fig. III-8.a du CHAPITRE III et Fig. IV-1.b de ce chapitre), donc devrait en théorie traverser différentes plaques pour atteindre le centre. Pour éviter de perforer les plaques, les mesures de sonde ont été réalisées en tournant la structure PEEK supportant les plaques de 90°. La sonde peut alors se translater entre deux plaques. La géométrie vue par le plasma est peu modifiée (au contraire de la réponse électromagnétique). Nous pouvons constater sur la Fig. IV-2 (courbe noire) que la densité mesurée n'atteint pas la densité critique (7.4×10^{10} cm⁻³) autour de 2.45 GHz : le plasma pénètre difficilement entre les plaques. Nous avons donc effectué une deuxième série de mesure, en enlevant une plaque sur deux, afin de voir si la densité critique pouvait être atteinte dans ces conditions. Comme attendu, la densité est plus importante dans cette configuration (courbe bleu sur la Fig. IV-2). Cependant, cette densité reste insuffisante pour atteindre la densité critique. On peut également constater que, pour les deux pressions et pour les deux cas, la densité électronique converge à peu près à la même valeur hors des plaques de métamatériau.

L'idée principale étant d'obtenir la densité électronique la plus élevée entre les plaques, la sonde est maintenant fixée au centre de la structure ($d_H = 0$), et une étude en pression est menée dans la configuration la plus intéressante, celle d'une plaque sur deux. Les résultats sont présentés sur la Fig. IV-3, pour une puissance incidente de 200 W.

Les mesures montrent tout d'abord que la densité reste bien inférieure à la densité critique sur toute la plage de pression. Ensuite, la figure met en évidence la présence d'un optimum de pression pour lequel la densité électronique est la plus grande.

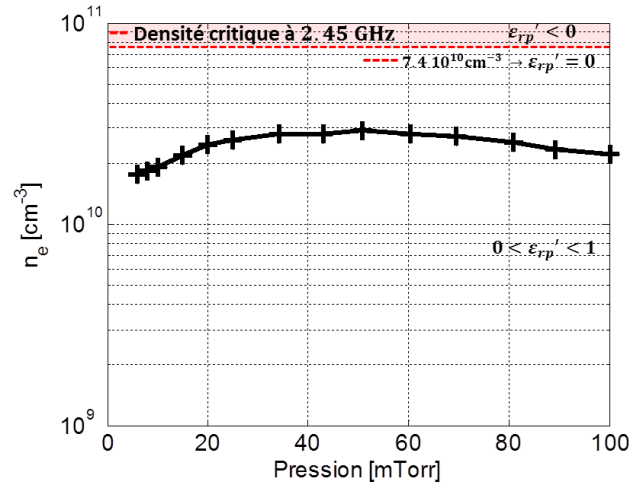


Fig. IV-3. Evolution de la densité électronique en fonction de la pression à $d_H = 0$ en présence des plaques de métamatériau SRR (une plaque sur deux) pour une distance entre les antennes égale à 200 mm et avec une puissance de 200 W.

Cet optimum peut s'expliquer par le fait qu'il existe un compromis entre deux phénomènes. D'un côté, à basse pression, plus la pression augmente, plus la densité augmente. Cependant, pour les pressions plus élevées, le plasma créé diffuse moins et se trouve plus localisé vers la source RF située sur la face supérieure de la cavité. Ainsi, si le maximum de densité électronique continue d'augmenter avec la pression, la densité électronique au point de mesure (centre de la cavité) diminue. Cela explique l'augmentation de la densité électronique jusqu'à 40-50 mTorr où se trouve un maximum, puis sa diminution au-delà.

Cette première série d'expérience nous a donc montré que l'introduction des plaques de métamatériau fait chuter considérablement la densité dans la cavité, ce qui empêche d'atteindre une permittivité négative à la fréquence d'intérêt. Il est à noter que Kim et Hopwood ont développé un dispositif expérimental sensiblement similaire au nôtre, les principales différences étant l'utilisation d'antennes non directives, et le travail à plus basse pression. Dans [4], les modèles présentés se basent sur des mesures de densité SANS les plaques de métamatériau. Bien que leur pression de travail soit plus basse, ce qui augmente la diffusion du plasma, l'étude présentée ici montre que ces plaques doivent avoir une influence sur la densité électronique atteinte.

Dans notre cas, après cette première série d'expériences, il est devenu clair qu'il fallait réduire au maximum les surfaces de pertes pour le plasma dans l'enceinte, tout en conservant une perméabilité effective négative sur une plage de fréquence par le métamatériau. Après des études en simulation, nous sommes donc arrivés à utiliser non pas des plaques de métamatériau, mais des bandes.

IV.1.3 Etude sur la dilution des SRR permettant de conserver une perméabilité négative.

Après l'étude de densité électronique faite entre les plaques de métamatériau, nous avons constaté que le rapport volume/surface fait chuter la densité électronique, en empêchant ainsi d'avoir une permittivité négative autour de 2.45 GHz.

Pour cette raison, une option est d'utiliser des bandes de métamatériau pour diminuer les surfaces de pertes pour le plasma dans l'enceinte et augmenter ce rapport volume/surface. Ces bandes sont constituées uniquement de 13 cellules élémentaires sur l'axe du champ électrique \vec{E} (comme pour les plaques). L'idée est de les séparer suffisamment sur l'axe du champ magnétique \vec{H} (variation de ℓ_H) pour permettre l'entrée du plasma entre elles. Cependant, il faut être sûr qu'une augmentation de cette séparation permette encore un effet de perméabilité négative souhaité. Pour confirmer cet effet et mettre en évidence l'influence de cette variation, nous faisons une étude sur la dilution des rangées de métamatériau sur l'axe du champ magnétique \vec{H} dans l'enceinte comme montré la Fig. IV-4. Cette étude se fait en variant la valeur de ℓ_H de 11.5 mm, 23 mm et 46 mm en utilisant les blocs de téflon devant les antennes pour se placer dans le cas avec le plus de contraintes. En vue de simplifier les courbes, uniquement le paramètre S_{21} en amplitude et phase pour les différentes configurations est montré sur la Fig. IV-5.

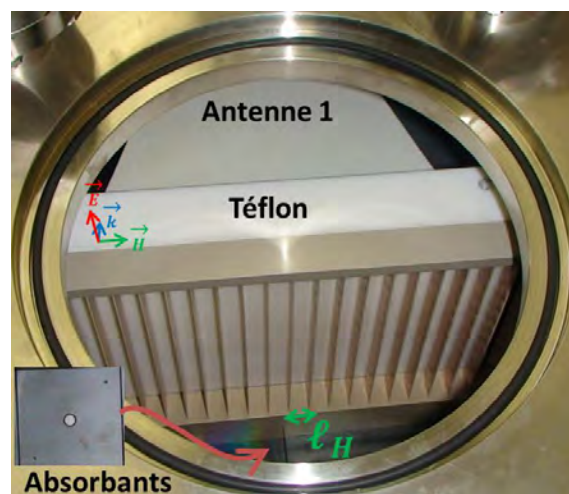


Fig. IV-4. Photo de la configuration du réseau des bandes SRR placées dans la cavité métallique avec les antennes-téflon, les absorbants et les câbles, pour trois distances différentes en ℓ_H : 11.5, 23 et 46 mm.

Sur la Fig. IV-5, les premières courbes présentées (courbes noire solide et tiret : mesurée et simulée respectivement) sont celles montrées sur la Fig. II-19 à la section II.4.2 du CHAPITRE II avec une distance $\ell_H = 11.5$ mm (24 bandes) qui serviront pour comparer la réponse électromagnétique des deux autres configurations. Evidemment, cette configuration est le cas de référence et correspond à un réseau avec une bande de fréquences à perméabilité négative comme il est montré ci-dessous. Un minimum en amplitude et un changement de phase caractéristique du SRR sont visibles pour toutes les configurations. D'après les résultats des simulations présentées sur la Fig. I-23 à la section I.5.2 du CHAPITRE I et [7],

cette chute correspond à une fréquence proche de la fréquence de résonance du SRR mais pas identique. Afin de simplifier les interprétations, nous identifions dans la suite cette fréquence à la fréquence de résonance du réseau SRR traité.

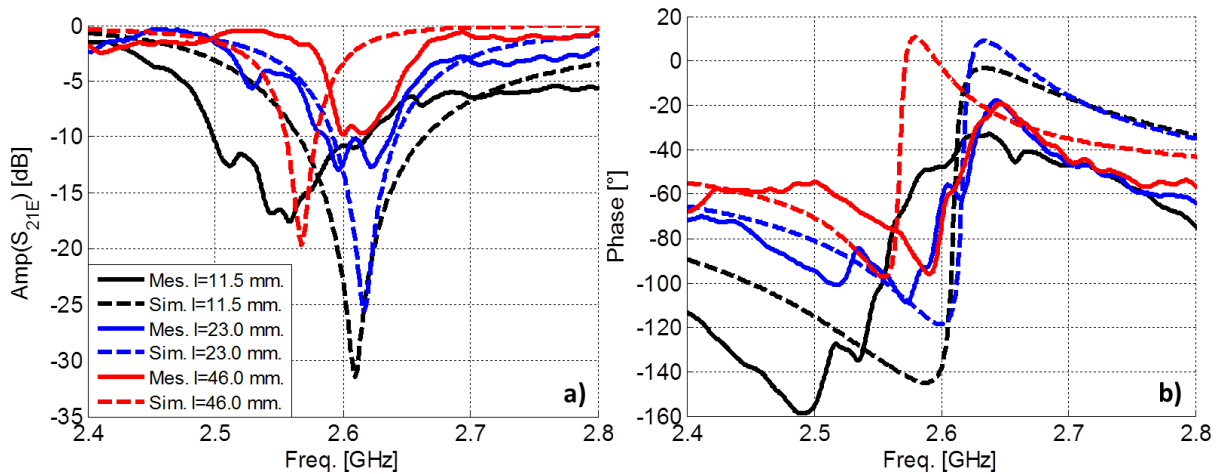


Fig. IV-5. a) Amplitude et b) phase du paramètre S_{21E} (mesuré et simulé) du réseau des rangées SRR pour trois distances différentes en l : 11.5, 23 et 46 mm.

Pour la configuration avec $l_H = 23$ mm (12 bandes), nous pouvons constater une montée de la fréquence de résonance du réseau qui est plus notable pour la courbe mesurée que pour la courbe simulée par rapport $l_H = 11.5$ mm (24 bandes). Cependant, l'amplitude des deux courbes (mesurée et simulée) est plus élevée et le changement de phase est plus étroit par rapport au cas de référence. Ces deux phénomènes peuvent s'expliquer par le même fait d'après l'équation (I-19) à la section I.4.2 du CHAPITRE I: si l_H augmente, d'une part la fréquence de résonance augmente, et d'autre part, γ (la constante d'amortissement) augmente aussi, ce qui veut dire que l'écart d'amplitude entre le maximum et le minimum de la partie réelle de la perméabilité effective et la valeur absolue maximale de la partie imaginaire diminuent. Ce dernier effet peut être vu sur la Fig. I-7, où γ a été augmenté, en ayant une bande de fréquences à perméabilité effective négative moins négative et plus étroite. Avec $l_H = 46$ mm (6 bandes), la montée de la fréquence de résonance est observée pour la courbe mesurée, mais pas pour la courbe simulée. Par contre, l'amplitude des deux courbes (mesurée et simulée) est plus élevée et le changement de phase est plus étroit par rapport au cas avec $l_H = 23$ mm. Pour ce cas, la bande de fréquences à perméabilité effective négative est encore moins négative et plus étroite. Afin de s'assurer d'avoir une bande de fréquences à perméabilité effective négative, la Fig. IV-6 présente la perméabilité effective en partie réelle et imaginaire pour le réseau de bandes métamatériaux avec différentes configurations.

Sur cette Fig. IV-6, tous les effets auparavant mentionnés sont observés sauf pour la partie imaginaire. Le cas avec la bande à perméabilité négative (partie réelle) plus élargie est celui avec $l_H = 11.5$ mm (le cas de référence). A mesure que l_H augmente, cette bande devient plus étroite et moins négative (courbes mesurées et simulées). D'après la théorie en [8], si γ augmente la valeur absolue maximale de la partie imaginaire diminue ; cet effet est observé

pour tous les cas simulés mais pas pour les cas mesurés. Au contraire des cas simulés, les mesures montrent que la valeur absolue maximale de la partie imaginaire augmente. Toutes ces différences sont probablement dues à la mise en place du réseau SRR : pour chaque configuration nous cherchions à placer le centre du réseau SRR au centre des antennes sur l'axe du champ magnétique \vec{H} . Ce choix engendrait de ne pas avoir une bande centrale fixée sur le centre des antennes, en ayant l'écart ℓ_H souhaité. La position de la structure PEEK est alors ajustée pour conserver une symétrie de la structure par rapport à \vec{k} , pour chaque configuration.

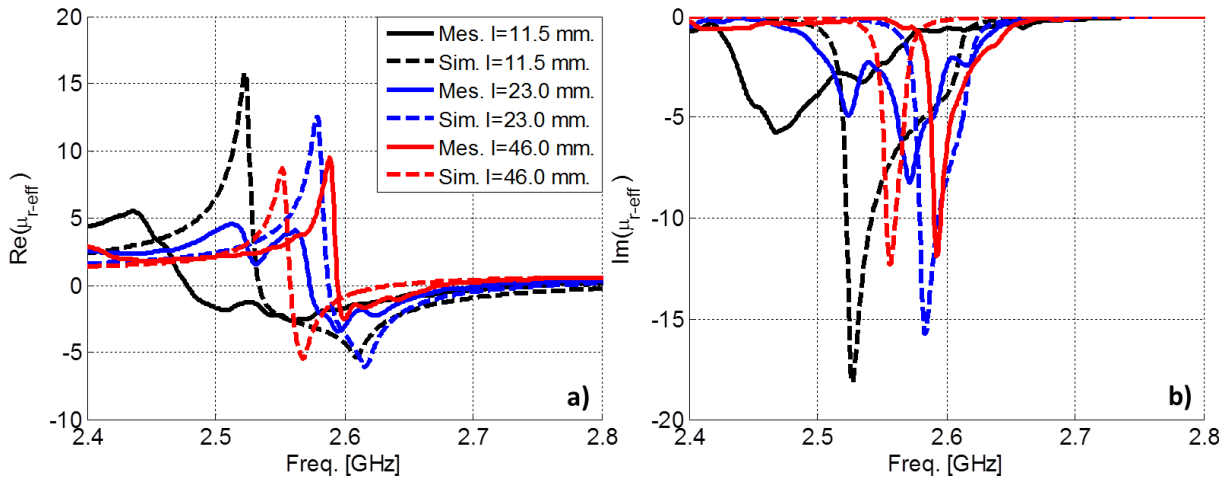


Fig. IV-6. a) Partie réelle et b) imaginaire de la perméabilité effective (mesurée et simulée) du réseau des bandes SRR pour trois distances différentes en ℓ_H : 11.5, 23 et 46 mm.

Malgré tout cela, nous pouvons conclure que ℓ_H joue sur la fréquence de résonance et sur la largeur de la bande à perméabilité négative du réseau SRR : Plus ℓ_H augmente, plus sa fréquence de résonance augmente et plus étroite est sa bande à perméabilité négative.

IV.1.4 Caractérisation du plasma avec les bandes SRR.

A la suite de la précédente étude, et sachant qu'avec les trois configurations présentées, un intervalle de fréquence petit mais où la perméabilité est négative est encore possible, nous avons donc testé ces bandes SRR pour limiter les surfaces de pertes du plasma, et permettre une meilleure diffusion de celui-ci entre les antennes. Plus précisément, nous avons choisi une configuration des bandes, en formant 3 lignes séparées par 39 mm sur l'axe de propagation \vec{k} , et 6 lignes séparées par 46 mm sur l'axe du champ magnétique \vec{H} comme montré sur la Fig. IV-1.b. Cette configuration correspond à trois fois a et quatre fois ℓ_H respectivement (dimensionnement montré sur la Fig. I-22 à la section I.5.2 du CHAPITRE I) pour permettre la pénétration du plasma entre les bandes en gardant à peu près le même volume couvert par les plaques de métamatériau.

La Fig. IV-7 montre l'évolution de la densité électronique en fonction de la pression au centre ($d_H = 0$) pour les bandes de métamatériau avec une puissance incidente de 200 W.

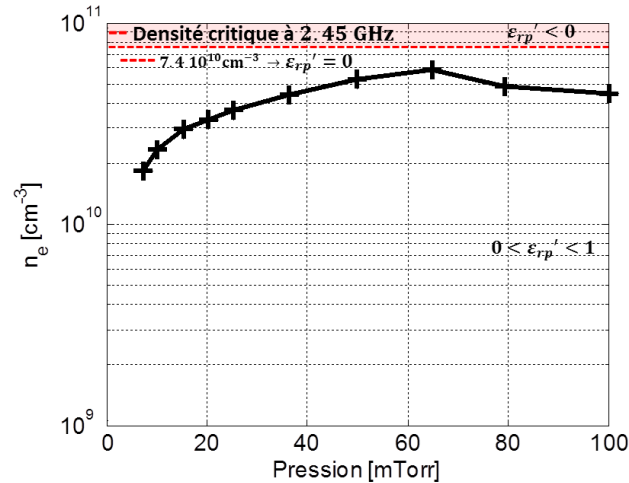


Fig. IV-7. Evolution de la densité électronique en fonction de la pression en fixant la sonde de Langmuir à $d_H = 0$ en présence des bandes de métamatériau SRR pour une distance entre les antennes égale à 200 mm et avec une puissance RF de 200 W.

Sur cette figure, plusieurs points sont à constater : tout d’abord, la densité électronique reste inférieure à la densité critique sur toute la plage de pression. On peut néanmoins constater l’augmentation de cette densité d’un facteur 2 par rapport aux plaques de la section précédente. D’autre part, il existe ici encore une pression optimale, située à proximité de 60 mTorr, pour laquelle la densité mesurée est maximale à la position de la sonde. Les causes de cet optimum semblent identiques à celles expliquées à la section précédente.

Une étude paramétrique a également été conduite sur la puissance incidente. Des mesures ont été réalisées jusqu’à 300 W, et montre peu de changements sur les mesures de paramètres \underline{S} . Il semble malheureusement clair que l’utilisation de plaques ou de bandes de métamatériau fait chuter la densité électronique à un niveau où la permittivité ne peut plus être négative à la fréquence d’intérêt.

A partir de ce moment, une réflexion a été menée pour trouver une structure permettant à la fois de conserver la perméabilité négative, et donc la présence des SRR, mais également facilitant la diffusion du plasma dans cette structure et bien sûr limitant au maximum les surfaces de contact avec le plasma. Notre réflexion a abouti à la conception d’une structure SRR innovante, baptisée SRR Sparse Accordable, qui est présentée ci-dessous.

IV.2 Réseau SRR Sparse Accordable (SRR_{ST}).

Pour surmonter les limitations identifiées dans la section précédente, nous proposons une nouvelle structure de métamatériau. Contrairement au choix précédent qui était guidé par la faisabilité technique, cette structure de métamatériau n’est pas imprimée sur un substrat. Il s’agit en fait de rondelles de cuivre, découpées une par une et maintenues mécaniquement par la raideur du cuivre sur une lame de diélectrique (RO4003). Ce choix technique a

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

engendré l'utilisation d'anneaux simples (exemple « d » sur la Fig. I-5 du CHAPITRE I) et non pas d'anneaux concentriques (exemple « a » sur la Fig. I-5 du CHAPITRE I) comme jusqu'à présent. Cette structure présente de nombreux avantages par rapport aux problématiques identifiés :

- Le support des anneaux a été minimisé. Le plasma est donc à même de mieux diffuser dans cette structure. En outre, le fait de retirer un volume important de diélectrique permet également de baisser la permittivité effective de la structure d'ensemble. Il reste tout de même aux extrémités le support en PEEK pour assurer le bon positionnement des différentes lignes de diélectrique
- L'épaisseur des anneaux a également été augmentée : elle est passée de $35 \mu\text{m}$ à 1 mm , ce qui permet une meilleure tenue aux contraintes thermiques.

Cette nouvelle structure de métamatériau est appelé SRR_{ST} (ST de « Sparse Tunable » en anglais) dans la suite du manuscrit. Un exemple de cette nouvelle structure est présenté sur la Fig. IV-8. Sa conception est basée sur le modèle analytique décrit dans Sydoruk et al. [9] et Isakov et al. [10]. De manière plus précise, chaque cellule élémentaire de la structure SRR_{ST} est en fait composée de deux anneaux fendus placés face à face sur des tiges diélectriques horizontales (RO4003), qui s'appuient sur une structure en PEEK. La réalisation technique impose une section carrée de 1 mm^2 . Pour conserver une fréquence de résonance de la structure entre 2 et 3 GHz (bande d'opération des antennes cornets), le diamètre choisi a donc été de 16 mm.

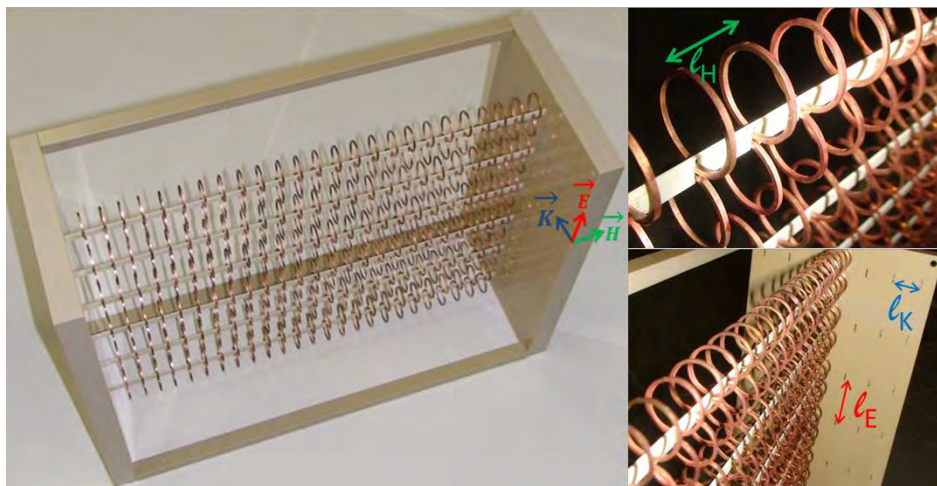


Fig. IV-8. Nouvelle structure métamatériau composée d'anneaux SRRs en cuivre et répartis le long des axes du champ \vec{E} , \vec{H} et \vec{k} .

La dimension des tiges qui supportent les anneaux de cuivre a été choisie pour assurer le maintien mécanique de la structure, tout en minimisant leur dimension pour diminuer les pertes du plasma et la permittivité effective de la structure. Concrètement, elles possèdent une largeur de 5 mm sur l'axe du champ \vec{E} et une longueur de 305 mm sur l'axe du champ \vec{H} . Sur ces supports, la position des anneaux de cuivre est ajustée à la main. Ces anneaux

peuvent être répartis le long des axes du champ \vec{E} , \vec{H} et du vecteur d'onde \vec{k} en faisant varier ℓ_E , ℓ_H , and ℓ_k . Les distances entre les tiges dans les directions \vec{E} et \vec{k} sont respectivement fixées à 39 mm et à 18 mm, ce qui correspond aux tailles de cellules élémentaires sur ces axes.

Bien que cela ne soit pas notre objectif principal, cette structure métamatériau présente une versatilité très intéressante et qui n'existe pas à notre connaissance dans la littérature. En effet, en changeant la position des différents anneaux et plus spécifiquement l'espacement sur l'axe du champ \vec{H} (ℓ_H), sa fréquence de résonance peut être ajustée d'après l'équation (I-19) à la section I.4.2 du CHAPITRE I extraite de [8]. Nous avons illustré cette caractéristique par une mesure présentée sur la Fig. IV-9, où le paramètre S_{21} (mesuré et simulé) en amplitude et en phase pour 3 agencements différents est tracé. Chaque configuration correspond à une valeur pour ℓ_H : 11.5, 23 et 46 mm. Cela se traduit respectivement par 25, 11 et 6 cellules élémentaires sur l'axe du champ \vec{H} , la structure du support étant conçue pour contenir des cellules élémentaires dans le volume vu par l'antenne. Le nombre de cellules élémentaires sur les axes du champ \vec{E} et du vecteur d'onde \vec{k} reste constant (respectivement 4 et 1) dans ces 3 configurations pour simplifier la structure, afin d'éviter le couplage entre les anneaux sur l'axe du vecteur d'onde \vec{k} , et d'obtenir uniquement un pic de résonance. Comme les mesures ont été effectuées sans plasma, une seule cellule sur l'axe du vecteur d'onde \vec{k} (cas simple) était nécessaire pour examiner la fréquence de résonance. Ces mesures ont été effectuées à l'intérieur de la cavité sans plasma.

La Fig. IV-9 montre un comportement cohérent entre chaque courbe simulée et mesurée. La plage de fréquence a été réduite pour obtenir une meilleure visualisation dans la plage d'intérêt. Une chute caractéristique de l'amplitude S_{21} accompagnée d'un changement de phase, est présente dans tous les cas.

D'une manière générale, les simulations montrent que le dimensionnement de la cellule permet un décalage de fréquence jusqu'à 1 GHz avec cette variation en ℓ_H . Comme dit auparavant, la théorie de SRR [8] montre que ℓ_H est lié à la fréquence de résonance par un couplage capacitif. Une augmentation de ℓ_H diminue la capacité et, par conséquent, la fréquence de résonance augmente, tel que montré par l'équation (I-19) du CHAPITRE I. Les pertes sont également affectées par ℓ_H dans ce cas (équation (I-19)) et ceci entraîne l'augmentation de la valeur d'amplitude minimale. Ainsi, la valeur négative de la partie réelle de perméabilité se rapproche de zéro sur la bande à perméabilité négative, comme montré à la section IV.1.3 de ce chapitre. Un compromis entre la dilution des SRR et l'entretien d'une bande passante avec un comportement de perméabilité négatif est effectué. **À partir de ce point, ℓ_H est fixé à 46 mm**, et la structure sera appelée SRR Sparse Accordable.

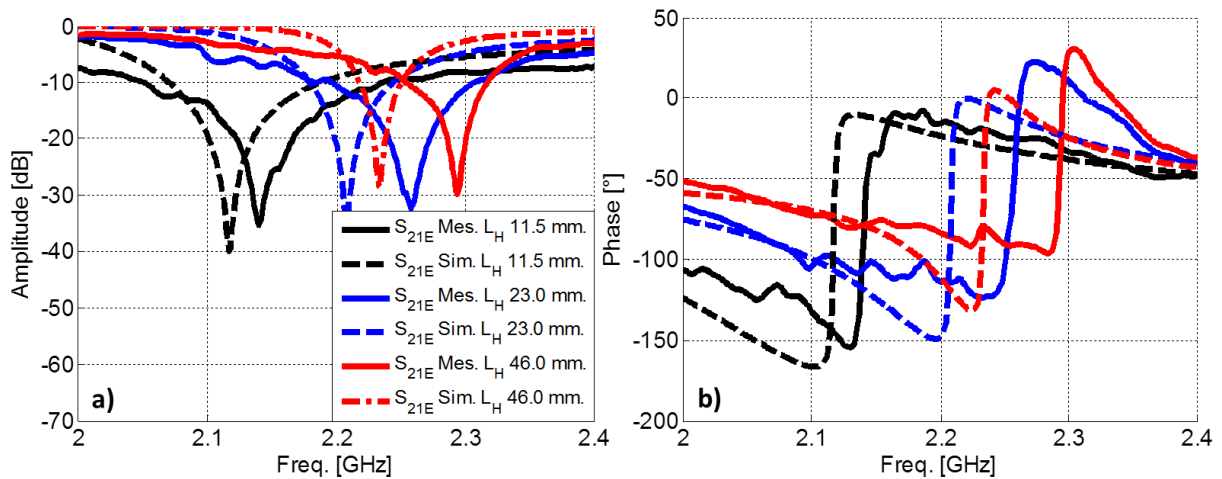


Fig. IV-9. a) Amplitude et b) phase du paramètre S_{21E} (mesuré et simulé) pour trois distances différentes en ℓ_H : 11.5, 23 et 46 mm.

Comparons maintenant plus spécifiquement la mesure à la simulation dans chaque configuration. Les deux restent assez proches sur la Fig. IV-9, exceptée leur fréquence de résonance. La différence entre les fréquences de résonances mesurées et simulées reste très proche pour les trois configurations.

Cette différence est due à une hypothèse spécifique de la simulation : le logiciel suppose une onde plane arrivant sur le dispositif. En mesure, le dispositif n'est clairement pas dans cette disposition : le couplage entre l'échantillon et chaque antenne et même entre les antennes peut être à l'origine de ces différences. La limite de précision sur la verticalité des colonnes SRR et leurs tolérances de réalisation peuvent également les expliquer. Il est important de noter que chaque anneau est placé à la main, ce qui peut également augmenter les incertitudes sur leur position. Afin de s'assurer d'avoir également une bande de fréquences à perméabilité effective négative pour ce réseau SRR_{ST}, sur la Fig. IV-10 où nous présentons la perméabilité effective pour le réseau SRR_{ST} métamatériaux avec différentes configurations.

Sur la Fig. IV-10, la perméabilité effective relative en partie réelle et imaginaire du réseau SRR_{ST} est montrée comme pour le réseau des bandes SRR. Tous les cas présentent une bande à perméabilité négative sur la partie réelle. Comme pour le réseau des bandes SRR, le cas avec la bande à perméabilité négative (partie réelle) la plus élargie est celui avec $\ell_H = 11.5$ mm. Pour ce réseau SRR_{ST} nous observons les mêmes effets que pour le réseau des bandes SRR : A mesure que ℓ_H augmente, cette bande devient plus étroite et moins négative (courbes mesurées et simulées). A la différence du réseau des bandes SRR, pour le réseau SRR_{ST} la valeur absolue maximale de la partie imaginaire sur les cas mesurés diminue aussi en cohérence avec la théorie en [8]; l'effet est similaire pour les mesures et pour les simulations. Ici, nous avons placé une cellule élémentaire au centre du réseau SRR_{ST}, mais aussi, au centre des antennes sur l'axe du champ magnétique \vec{H} . Les autres cellules sont placées normalement à une distance ℓ_H à partir de cette cellule centrale, pour toutes les configurations. Seule la valeur de ℓ_H varie donc.

Notons aussi que pour ce réseau SRR_{ST}, à la différence du réseau des bandes SRR, la valeur plus négative de la partie réelle donne l'impression d'augmenter sa valeur absolue si ℓ_H augmente, même si à chaque fois la bande à perméabilité négative est plus étroite.

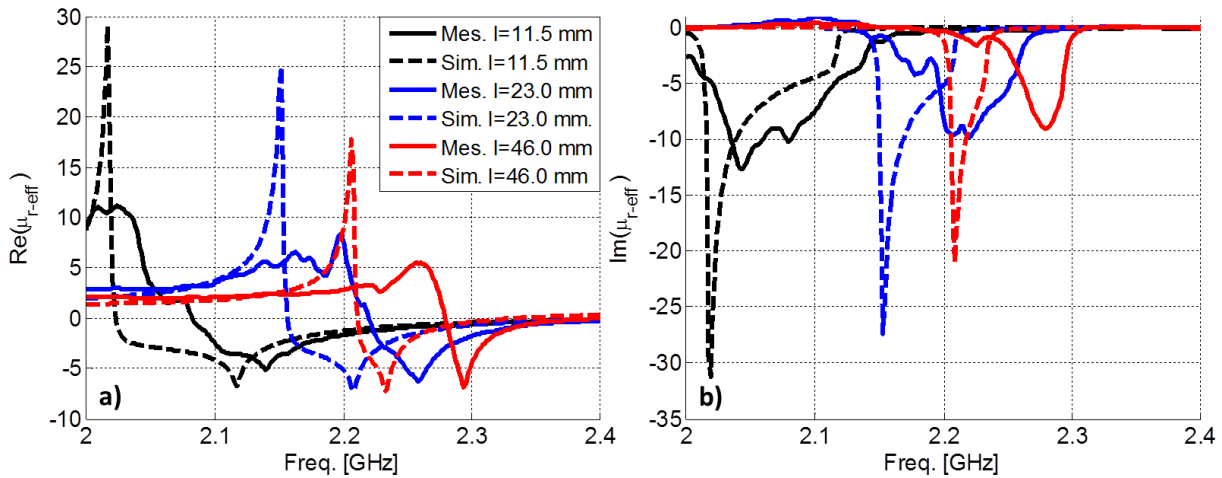


Fig. IV-10. a) Parties réelle et b) imaginaire de la perméabilité effective (mesurée et simulée) du réseau SRR_{ST} pour trois distances différentes en ℓ_H : 11.5, 23 et 46 mm.

Pour ce réseau SRR_{ST}, nous pouvons conclure que ℓ_H joue aussi sur la fréquence de résonance et sur la largeur de la bande à perméabilité négative du réseau SRR de la même façon que pour le réseau de bandes SRR : Plus ℓ_H augmente, plus sa fréquence de résonance augmente et plus étroite est sa bande à perméabilité négative. Nous pouvons dire aussi qu'avec les trois configurations présentées, un intervalle de fréquence petit mais où la perméabilité est négative est encore possible.

Après avoir illustré les possibilités de notre SRR Sparse Accordable, le nouveau dispositif est inséré dans la cavité métallique avec le plasma, comme illustré sur la Fig. IV-11. Le réseau SRR est modifié à partir de la Fig. IV-8, car la structure est maintenant constituée de 4x6x3 cellules élémentaires (espacées respectivement de 39, 46 et 36 mm pour les axes du champ \vec{E} , \vec{H} et du vecteur d'onde \vec{k}), comme indiqué sur la Fig. IV-11. Cette configuration a été choisie car sa fréquence de résonance semble être la plus proche de 2.45 GHz et aussi parce qu'elle facilite la pénétration du plasma au sein de la structure.

Comme décrit au CHAPITRE III, les blocs de téflon sont utilisés pour permettre la propagation de l'onde sans plasma près des antennes. Cette approche est nécessaire pour la méthode de caractérisation. La Fig. II-4 du CHAPITRE II montre une autre contrainte : L_X et L_Y doivent conserver une permittivité uniforme. La présence de plasma dans ces volumes pourrait entraîner des gradients de permittivité et introduire un biais sur la méthode. C'est la raison pour laquelle ces blocs du téflon sont ajoutés. Des absorbants sont toujours présents dans la cavité pour minimiser les phénomènes de réflexion.

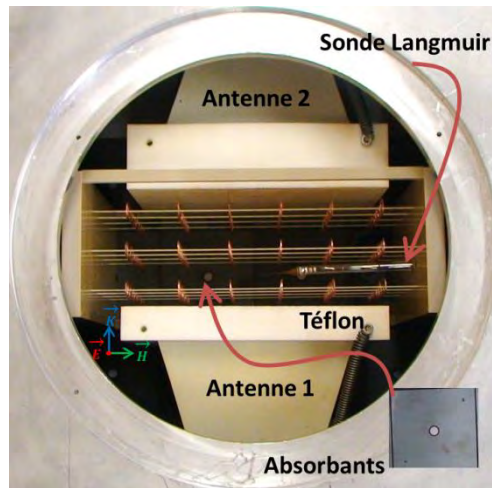


Fig. IV-11. Photo de la configuration du réseau SRR_T (4x6x3 cellules élémentaires) placée dans la cavité métallique avec les antennes-téflon, les absorbeurs et les câbles.

Sur la Fig. IV-12, le paramètre S_{21} pour les courbes mesurées et simulées est présenté sans plasma. La simulation suppose des limites périodiques sur les axes du champ \vec{E} et \vec{H} , et compte cette fois-ci trois structures de cellules élémentaires dans l'axe du vecteur d'onde \vec{k} . La Fig. IV-9 montrait des résultats avec seulement 1 cellule élémentaire dans cette direction. Sur les deux courbes en amplitude, le comportement global reste identique, mais cette fois, chaque courbe admet trois minima différents. Le décalage de fréquence entre mesure et simulation est toujours présent, comme à la Fig. IV-9, il apparaît ici plus important et non constant entre chaque minimum. Le nombre de minima sur l'amplitude est identique au nombre de cellules présentes sur l'axe du vecteur d'onde \vec{k} . Les trois minima différents peuvent être expliqués par le couplage entre les anneaux sur l'axe du vecteur d'onde \vec{k} [11]–[15]. L'espacement sur l'axe du vecteur d'onde \vec{k} n'est pas assez important pour faire disparaître le couplage d'une cellule à l'autre : de nouveaux minima, en nombre identique à celui des cellules sur l'axe du vecteur d'onde \vec{k} , apparaissent. Cependant, si l'espacement est trop large, c'est-à-dire de l'ordre de la demi-longueur d'onde, cette structure commence à se comporter comme une structure à bande interdite électromagnétique (BIE) [16].

Le premier et dernier minimum des courbes mesurée et simulée respectivement correspondent aux minima du paramètre S_{21} de la Fig. IV-9.a ($\ell_H = 46$ mm courbes mesurées et simulées respectivement). D'autre part, la phase simulée reste différente de celle mesurée : la simulation donne une phase caractéristique comme montré sur la Fig. IV-9 en incluant trois changements de phase qui s'élèvent pour les trois minima. Pour la mesure, ces trois changements de phase diminuent en fonction de la fréquence. Notons que cet effet est uniquement observé lorsque l'échantillon sous test est assez épais sur l'axe du vecteur d'onde \vec{k} : lorsque l'échantillon n'a plus qu'une cellule élémentaire sur l'axe de propagation, la phase se déroule en cohérence à celle de la simulation comme montré sur la Fig. IV-9.b.

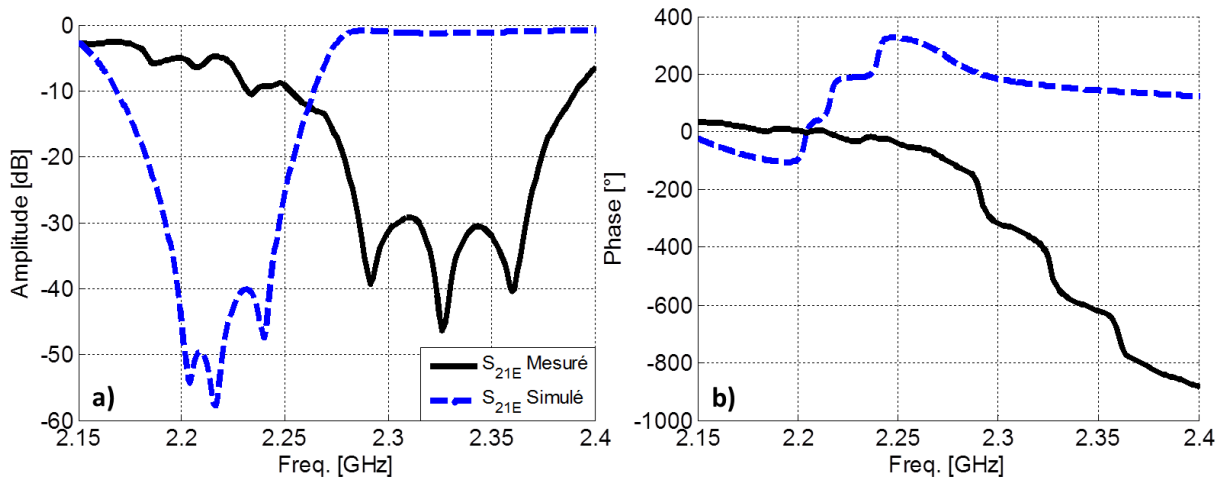


Fig. IV-12. a) Amplitude et b) phase du paramètre S_{21} (mesuré et simulé) pour la structure SRR_{ST} composée de $4 \times 6 \times 3$ cellules élémentaires (\vec{E} , \vec{H} et \vec{k}) sans plasma.

Des mesures de paramètres S ont été faites sans le métamatériau, en augmentant la distance entre les antennes pour regarder si la phase de la transmission présentait des changements abrupts qui pourraient expliquer le phénomène observé en présence du métamatériau ; cependant, aucune anomalie n'a pas été visualisée ; la phase se déroulait de façon classique. Nous avons par contre constaté qu'en présence du métamatériau, le fait de passer la main au-dessus de la cavité faisait changer la phase entre une montée ou une descente de phase, sur les zones de résonance (minima de S_{21}) : un phénomène de réflexion pourrait être impliqué lorsque un échantillon métamatériau assez épais est introduit à la cavité. En l'état, ce phénomène est constaté mais reste difficile à expliquer. Il est clair que l'immersion d'un métamatériau de grande taille provoque cette différence sur la phase.

A la différence du métamatériau SRR classique (SRR imprimés), où la fréquence du minimum de S_{21} était de 2.55 GHz (montré sur la Fig. II-22.a à la section II.4 du CHAPITRE II), la nouvelle fréquence du minimum central de S_{21} du SRR_{ST} est de 2.33 GHz (courbe mesurée solide noire).

Pour s'assurer d'avoir encore une bande à perméabilité négative sur tout le volume de cette structure ($4 \times 6 \times 3$ cellules élémentaires : $\ell_H = 46$ mm), nous appliquons la technique d'inversion (SVKS) sur les paramètres S simulés pour récupérer la perméabilité effective relative (partie réelle et imaginaire) en fonction de la fréquence. Ce résultat est montré sur la Fig. IV-13 en comparaison avec la perméabilité simulée montrée sur la Fig. IV-10 pour un réseau d'une seule cellule unitaire suivant \vec{k} ($4 \times 6 \times 1$ cellules élémentaires : $\ell_H = 46$ mm).

Nous pouvons constater qu'avec cette structure, une bande à perméabilité négative est encore possible (courbe bleue tiret). La valeur plus négative reste plus petite en valeur absolue que celle pour une seule cellule unitaire suivant \vec{k} (courbe rouge tiret). Sur certaine bande de fréquences, la partie imaginaire de cette perméabilité est positive (courbe bleue tiret). Ce même phénomène a été observé aussi pour la partie imaginaire de la permittivité de cette même structure et celle montrée sur les Fig. I-23 à la section I.5.2 du CHAPITRE I et

Fig. II-20 du CHAPITRE II, ce qui ne viole pas le principe de passivité [17]–[22] car la partie imaginaire de l'indice de réfraction reste négatif.

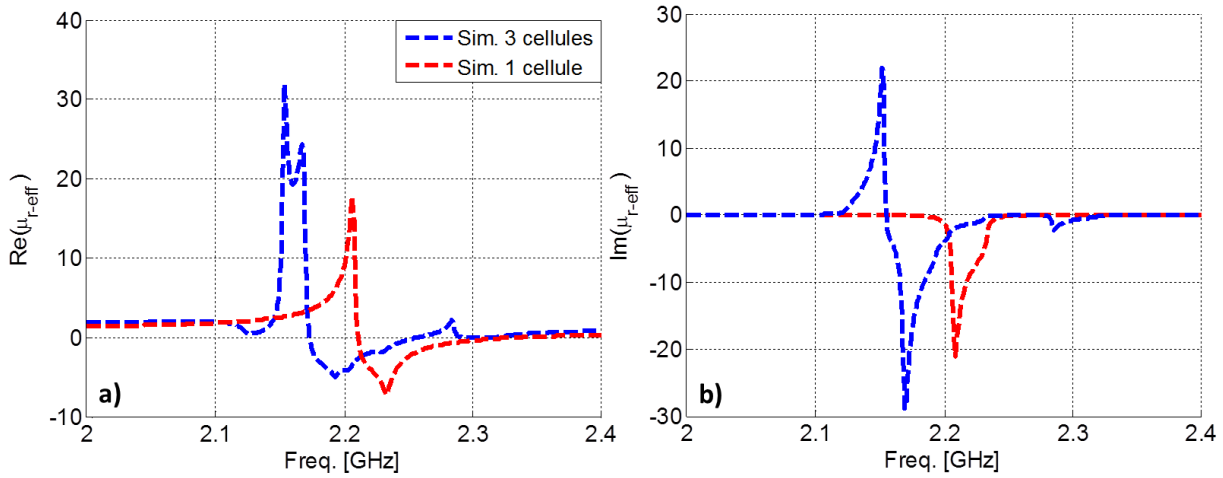


Fig. IV-13. a) Partie réelle et b) imaginaire de la perméabilité effective simulée pour la structure SRR_{ST} composée de $4 \times 6 \times 3$ cellules élémentaires (\vec{E} , \vec{H} et \vec{k}) sans plasma.

Il est clair que le nombre de SRR dans l'axe du vecteur d'onde \vec{k} a généré une réponse électromagnétique plus complexe, mais ce nombre est nécessaire pour assurer une perméabilité effective dans tout le volume d'interaction de la structure testée avec le plasma, et donc, pour permettre l'entrée du plasma dans la structure. Cette étude est présentée et détaillé dans la section suivante.

IV.3 Combinaison plasma et réseau SRR Sparse Accordable.

IV.3.1 Influence du SRR_{ST} sur le plasma.

La structure SRR_{ST} présentée sur la Fig. IV-11 est maintenant combinée avec le plasma. Son centre est placé au centre de la bobine inductive pour créer une symétrie par rapport aux axes du champ \vec{H} et du vecteur d'onde \vec{k} . Le plasma est allumé avec 200 W de puissance RF injectée; la densité électronique est mesurée en fonction de la pression au milieu de la structure et tracée sur la Fig. IV-14. Notez que la présence de la sonde n'affecte pas les paramètres \underline{S} : ils restent inchangés avec ou sans la sonde.

La densité électronique augmente avec la pression et atteint un maximum de $2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ à 70 mTorr. Les valeurs mesurées sont supérieures à celles de la Fig. IV-7, ce qui était l'objectif principal de cette nouvelle réalisation. À partir de 20 mTorr, la densité électronique est supérieure à la densité critique à $\omega_{pe} = 2 \cdot \pi \cdot (2.45 \text{ GHz})$.

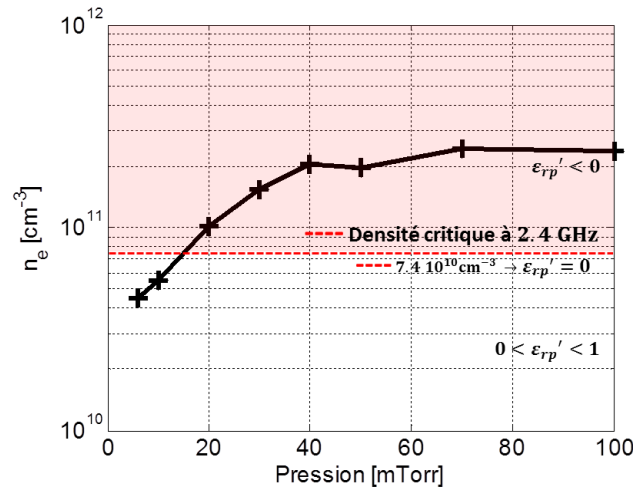


Fig. IV-14. Densité électronique mesurée par la sonde de Langmuir à $d_H = 0$ en fonction de la pression, en présence de la structure métamatériau SRR_{ST} pour une distance entre les antennes égale à 90 mm et avec une puissance de 200 W.

Ainsi, on se rend compte que cette nouvelle structure Sparse SRR Accordable remplit bien son objectif de mieux laisser pénétrer le plasma et d’obtenir une densité électronique suffisante avec nos moyens expérimentaux pour atteindre une permittivité négative du plasma.

IV.3.2 Etude des paramètres \underline{S} .

Dans notre optique de minimiser la permittivité, le paramètre de transmission \underline{S}_{21} de la structure avec plasma est mesuré à la densité électronique maximale (70 mTorr, 200 W). Ce résultat est représenté sur la Fig. IV-15, sans plasma en trait solide noir et avec plasma en trait solide bleu.

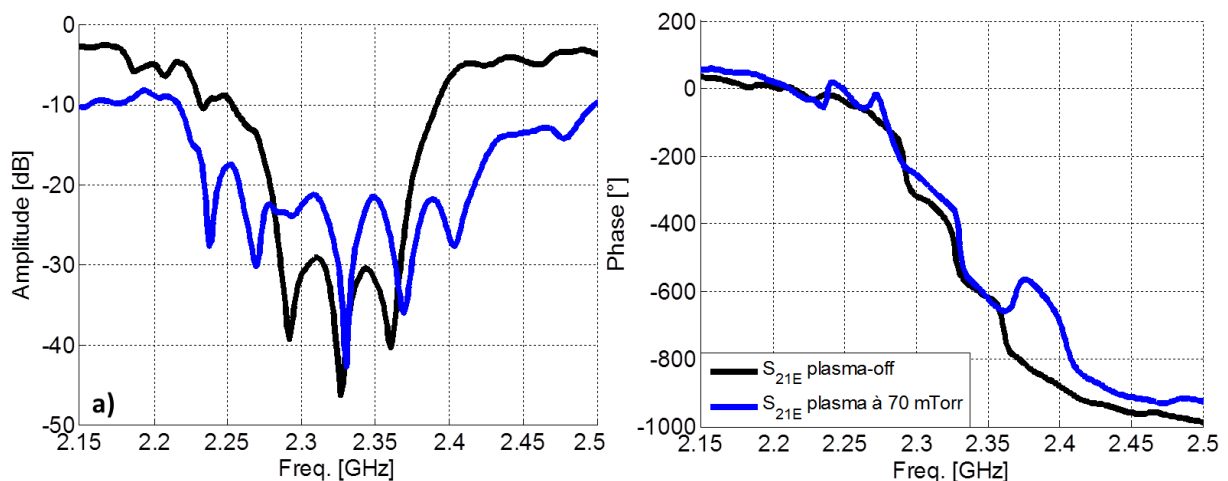


Fig. IV-15. a) Amplitude et b) phase des paramètres \underline{S} mesurés (plasma-off et plasma-on) pour la structure SRR_{ST} composée de $4 \times 6 \times 3$ cellules élémentaires (\vec{E} , \vec{H} et \vec{k}) avec un plasma à 70 mTorr et 200 W.

Ici nous présentons l’amplitude de \underline{S}_{21} d’un côté et sa phase de l’autre. La courbe solide noire représente la transmission pour le cas sans plasma qui est identique à celle de la Fig. IV-12.

Nous pouvons observer une bande où la transmission est supérieure avec le plasma. Ce phénomène peut être le résultat d'un effet gaucher potentiel ou de l'atténuation de la résonance du SRR_{ST} à causes des pertes du plasma. Bien que la mesure de la densité électronique au centre de la cavité présentée sur la Fig. IV-14 conduite à une permittivité négative pour le plasma, l'effet double négatif attendu n'apparaît pas clairement sur cette mesure. Dans nos conditions expérimentales, la signature de l'indice de réfraction négatif de \underline{S}_{21} reste difficile à interpréter car elle résulte de deux effets contradictoires. En effet, d'un côté, l'apparition de la permittivité négative du plasma dans la bande où la perméabilité est négative entraîne une augmentation de \underline{S}_{21} . Cette augmentation est visible sur la Fig. IV-15 pour des fréquences comprises entre 2.27 et 2.37 GHz (comparativement au cas sans plasma). Mais cette transmission reste faible du fait des pertes introduites par le plasma. Le développement de ce point est l'objet d'étude de la section suivante de ce chapitre.

Nous pouvons également constater qu'il y a un élargissement de la bande où la transmission s'atténue et qu'il y a l'apparition des nouveaux pics. Ce phénomène inattendu nécessite une étude complémentaire pour être interprété correctement. Le développement de cette étude est l'objet de la section IV.4 de ce chapitre.

IV.3.3 Analyse d'un effet gaucher potentiel.

IV.3.3.1 Etude expérimentale.

a) Etude Plasma-SRR_{ST}, même pression mais densité électronique supérieure.

Dans le but de comprendre les effets d'un plasma, ici nous essayons de faire varier les conditions expérimentales qui amèneraient à dire que les phénomènes observés sont liés à un effet gaucher.

Un plasma un peu plus dense mais à la même pression est combiné avec la structure SRR_{ST} . Ce plasma est allumé à une puissance de 350 W équivalent à une densité électronique de $2.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, en comparant ces résultats avec ceux montrés sur la Fig. IV-15 pour un plasma à 70 mTorr, 200 W ($2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Les résultats sont présentés sur la Fig. IV-16 en fonction de la fréquence.

Tout d'abord nous pouvons constater que l'amplitude de la transmission est montée par rapport à celle d'un plasma moins dense à partir des fréquences centrales. La phase de la transmission suit globalement la même tendance que le cas dernier mais elle est plus élargie sur les fréquences supérieures.

Notons qu'ici la pression, et donc, la fréquence de collision est la même ; nous ne varions que la valeur de densité électronique. Cependant, l'incrément en densité électronique implique également une augmentation de la partie imaginaire de la permittivité plasma sur toute la plage de fréquence ; c'est-à-dire que les pertes augmentent.

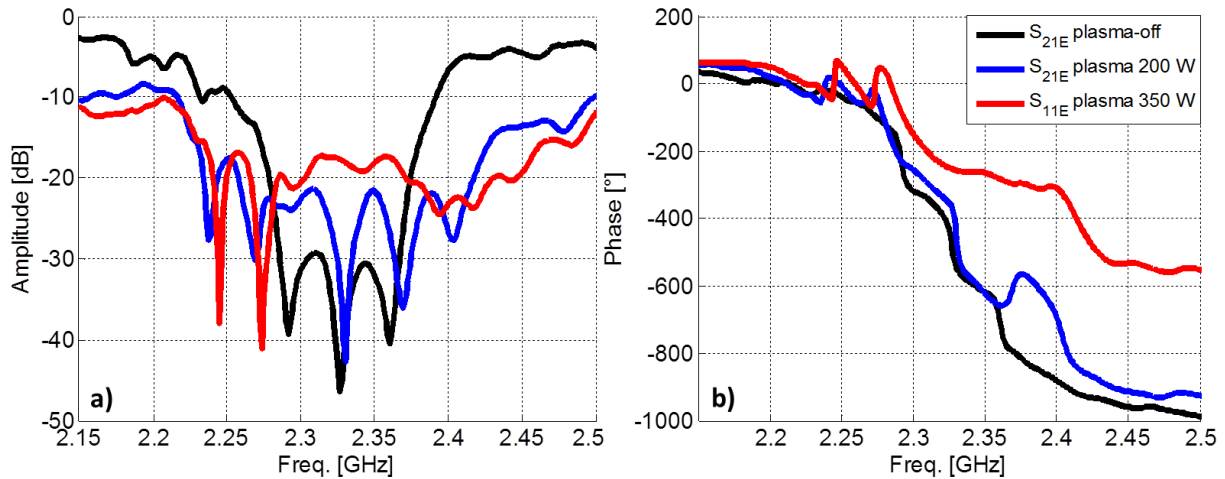


Fig. IV-16. a) Amplitude et b) phase des paramètres \underline{S} mesurés pour la structure SRR_{ST} composée de $4 \times 6 \times 3$ cellules élémentaires (\underline{E} , \underline{H} et \underline{k}) avec un plasma à 70 mTorr, pour une puissance de 200 et 350 W.

Cet effet est une conséquence secondaire et nous considérons que cette augmentation est négligeable. Donc nous pouvons dire que le fait de monter la densité électronique (partie réelle plus négative de la permittivité du plasma) implique une meilleure adaptation de la transmission du potentiel effet gaucher, ou bien, l'augmentation de la densité électronique fait disparaître l'effet métamatériau en ayant une partie réelle positive de la perméabilité sur toute la plage de fréquences.

b) Comparaison avec un plasma seul.

Comme une dernière étude par rapport cette section, nous présentons une mesure du paramètre \underline{S}_{21} d'un plasma seul sur la même configuration de mesure utilisée et montrée sur la Fig. IV-11 pour trois différentes pressions, en gardant relativement la même densité électronique. Sur cette étude nous comparons, dans un premier temps, le niveau de la transmission d'un plasma seul avec celui de la structure plasma- SRR_{ST} pour une pression à 70 mTorr. Dans un second temps, nous comparons les niveaux de la transmission entre toutes ces pressions pour comprendre l'effet des pertes du plasma.

Nous incluons dans ces trois mesures une pression plus basse, une autre égale, et une dernière plus grande que 70 mTorr. Pour ces expériences nous gardons la même distance entre les antennes (90 mm) et les blocs de téflon devant elles, en conservant une densité électronique la plus proche possible ($2.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $2.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et $1.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ respectivement) de celle à 70 mTorr ($2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Pour ces trois pressions, une $\omega_{pe} \approx 2 \cdot \pi \cdot (4.0 \text{ GHz})$ peut être considérée.

Le paramètre \underline{S}_{21} en amplitude d'un plasma seul à 70 mTorr et 350 W est présenté sur la Fig. IV-17 en fonction de la fréquence, comparé avec ceux de la combinaison plasma- SRR_{ST} montrés sur la Fig. IV-16.

L'idéal serait d'avoir une transmission inférieure à celles de la combinaison plasma- SRR_{ST} , pour dire qu'en effet, les pics de transmission dans la combinaison plasma-métamatériau

sont dus à un potentiel effet gaucher. Cependant, nous pouvons constater tout d'abord que le niveau de transmission aux fréquences centrales est assez proche pour les trois cas. Il faut remarquer que la densité électronique pour le plasma seul est la plus faible, ce qui signifie une partie réelle moins négative de la permittivité du plasma, et donc, une transmission supérieure pour ce cas.

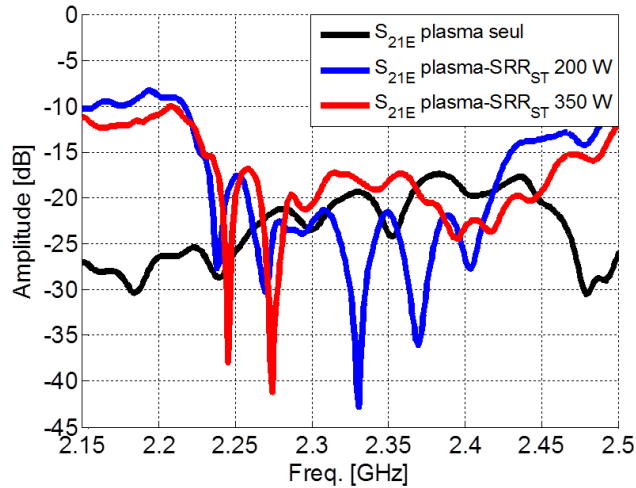


Fig. IV-17. Amplitude du paramètre S_{21E} mesuré pour un plasma seul de longueur $L_E = 90$ mm à 70 mTorr, pour une puissance de 350 W ($2.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), comparé avec ceux de la combinaison plasma-SRR_{ST} à la même pression mais différente densité électronique.

Une autre raison possible suppose que les conditions de mesure ne sont pas les mêmes pour un plasma seul et un autre combiné avec le métamatériau, ce qui ne permet plus de comparer ces résultats. Afin de pouvoir faire une comparaison fidèle, une piste consiste à procéder de la même manière que Kim et Hopwood [4] : en comparant la mesure avec plasma avec une mesure sur un cas «Blank», c'est-à-dire en présence de plasma mais sans résonance. Comme ils utilisent des plaques de métamatériau, le «Blank» correspond à une plaque de diélectrique sans structure méta imprimée dessus, ce qui permet de conserver le même ratio volume sur surface pour les caractéristiques du plasma.

A la suite de cette comparaison, le paramètre S_{21} pour les trois pressions est comparé. Le paramètre S_{21} en amplitude et phase avec l'absorption sont présentés sur la Fig. IV-18 en fonction de la fréquence pour chaque pression.

Notons que pour cette étude le paramètre S_{21} pris en compte n'est pas le paramètre de l'échantillon, c'est-à-dire, le plasma entre les blocs du téflon. Ici la technique d'inversion n'est pas appliquée car le plasma n'est pas homogène et donc, il n'existe pas de symétrie par rapport l'axe du vecteur d'onde \vec{k} . En outre, ici notre intérêt est uniquement de vérifier si les pertes dans le plasma pourraient affecter la transmission sur l'ensemble plasma-SRR_{ST}, non de récupérer une permittivité effective du plasma.

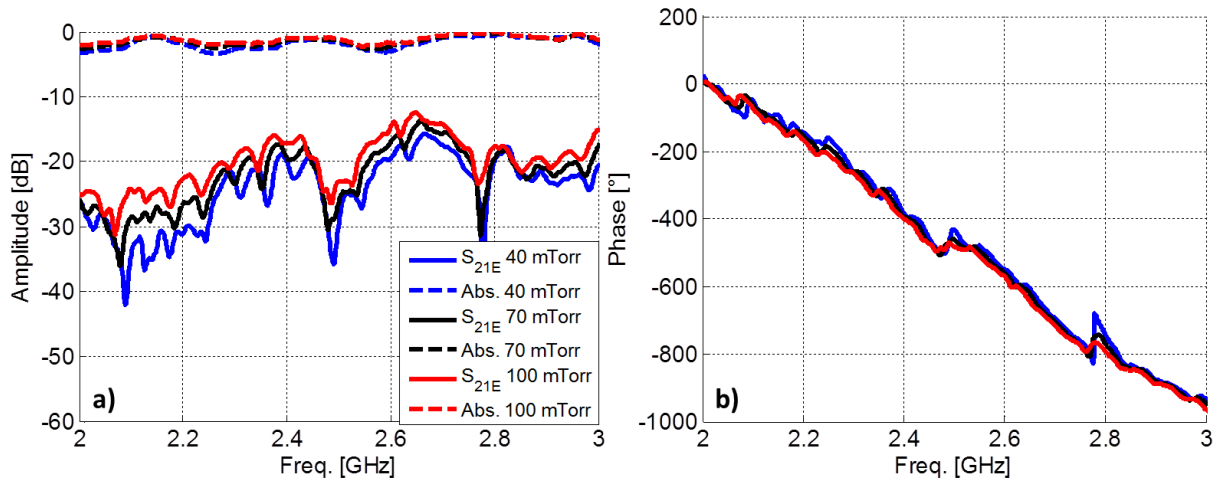


Fig. IV-18. a) Amplitude et b) phase du paramètre S_{21E} mesuré pour un plasma seul de longueur $L_E = 90$ mm à 40, 70 et 100 mTorr, pour une puissance de 350 W.

Tant les courbes en amplitude qu'en phase suivent globalement la même tendance, notamment la phase. Nous pouvons dire qu'elles se superposent pour les trois pressions, et elles se déroulent principalement en raison de la distance entre les ports des antennes.

L'information que nous pouvons mettre en valeur est celle contenue sur les courbes d'amplitude. Comme nous avons remarqué auparavant, les pertes dans le plasma jouent sur l'absorption du plasma. Rappelons que les pertes du plasma sont une fonction de la pression : plus la pression est élevée, plus la fréquence de collision ν_m s'approche à la fréquence plasma ω_{pe} et plus les pertes sont les plus importantes (Fig. I-4 à la section I.3.3 du CHAPITRE I), c'est-à-dire que la transmission diminue encore (pas beaucoup) ; par contre, la partie réelle de la permittivité cesse d'être négative pour les fréquences inférieures à ω_{pe} : dans ce cas, l'onde n'est plus une onde évanescente, elle est atténuée uniquement pour la partie imaginaire de la permittivité ; une fois que ν_m dépasse à ω_{pe} , les pertes du plasma diminuent et la partie réelle de sa permittivité tend vers 1, ce qui cause une augmentation de la transmission pour un plasma seul. Dans notre cas, avec la pression plus élevée, $\nu_m = 0.02 * \omega_{pe}$ reste loin de $\omega_{pe} \approx 2. \pi. (4.0 \text{ GHz})$. En effet, l'augmentation de ν_m , causée par la pression, fait monter l'absorption plasma (Fig. IV-18.a). Par contre, il faut noter que la différence d'amplitude entre les trois pressions n'est pas importante et que même avec la pression plus faible, l'absorption est déjà assez grande, probablement à cause de la désadaptation des antennes.

L'effet de la montée de l'absorption par la pression peut sembler contradictoire si nous regardons l'amplitude du paramètres S_{21E} sur la même figure (Fig. IV-18.a) : plus la pression augmente, plus l'amplitude monte, alors que l'inverse est attendu. Ce phénomène s'explique car la densité électronique n'est pas la même pour les trois cas. Pour la pression plus élevée, la densité électronique est plus faible, donc, la partie réelle de la permittivité est moins négative ce qui engendre une montée de la transmission.

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

Hormis cela, nous pouvons confirmer que les pertes du plasma, dues à la pression de travail, jouent sur l'absorption. En se basant sur cette étude et retournant à la combinaison plasma-SRR_{ST} de la Fig. IV-16, ces phénomènes d'absorption pourraient être liés à la difficulté de l'adaptation du pic de transmission, en identifiant l'effet gaucher : cela expliquerait pourquoi le pic n'est pas bien adapté.

IV.3.3.2 Etude en simulation.

Afin de s'assurer si avec cette valeur de densité électronique ($2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) et cette pression (70 mTorr) nous pouvons avoir un indice de réfraction négatif, une simulation est faite en prenant en compte tout d'abord uniquement une cellule unitaire suivant l'axe du vecteur d'onde \vec{k} . La configuration de cette simulation est montrée sur la Fig. I-27.

Comme pour le cas de la Fig. I-30 du CHAPITRE I, nous avons mis en place une tranche d'air (ou vide au défaut) de 19 mm dans la partie centrale sur l'axe du champ \vec{H} , en faisant un rapport du 60 % de plasma sur la longueur ℓ de la structure pour garder à peu près la fréquence de résonance du métamatériau entre 2 et 3 GHz. Nous avons implémenté également des conditions de périodicité sur les axes du champ \vec{E} et \vec{H} . Par analogie avec le cas présenté sur la Fig. I-27 à la section I.5.2 du CHAPITRE I, sur les figures suivantes, les paramètres électromagnétiques (permittivité et perméabilité effective, indice de réfraction et impédance à l'interface) de cette structure sont montrés avec ses paramètres \underline{S} .

En décrivant rapidement l'ensemble des courbes sur les points importants (plus de détails sont explicités dans la partie plasma-SRR à la section I.5.2 du CHAPITRE I pour un cas plasma-SRR), nous pouvons dire que sur une bande de fréquence une partie réelle de permittivité et perméabilité négative est observée. La permittivité plasma est suffisante pour faire diminuer la partie réelle de la permittivité effective de la structure SRR_{ST} comme montré sur la Fig. I-28.a : l'écart (sur toute la plage de fréquence) entre la partie réelle de permittivité du plasma et la partie réelle de la permittivité effective de la structure n'est pas énorme comme pour le cas montré sur la Fig. I-28.a à la section I.5.2 du CHAPITRE I, par contre les parties imaginaires gardent le même niveau (Fig. I-28.b). D'autre part, les parties réelle et imaginaire de la perméabilité effective sont diminuées en valeur absolue en comparaison à celle montrée sur la Fig. IV-13.a, ce qui est cohérent avec la théorie du SRR : d'une part, le fait d'augmenter plus les pertes (ensemble plasma-SRR_{ST}) fait disparaître l'effet métamatériau, tel que montré sur la Fig. I-7 à la section I.4.2 du CHAPITRE I, et d'autre part aussi, le fait de combiner la structure avec le plasma fait diminuer la bande où la partie réelle de la perméabilité effective est négative.

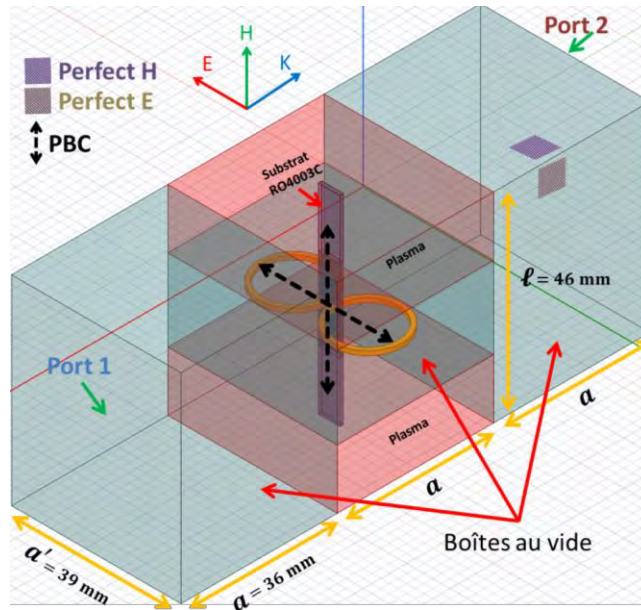


Fig. IV-19. Configuration de la structure SRR_{ST} simulée sur ANSYS Electronics Desktop en incluant du plasma (boîtes en rouge clair) sur la structura avec une boîte centrale du vide de 19 mm.

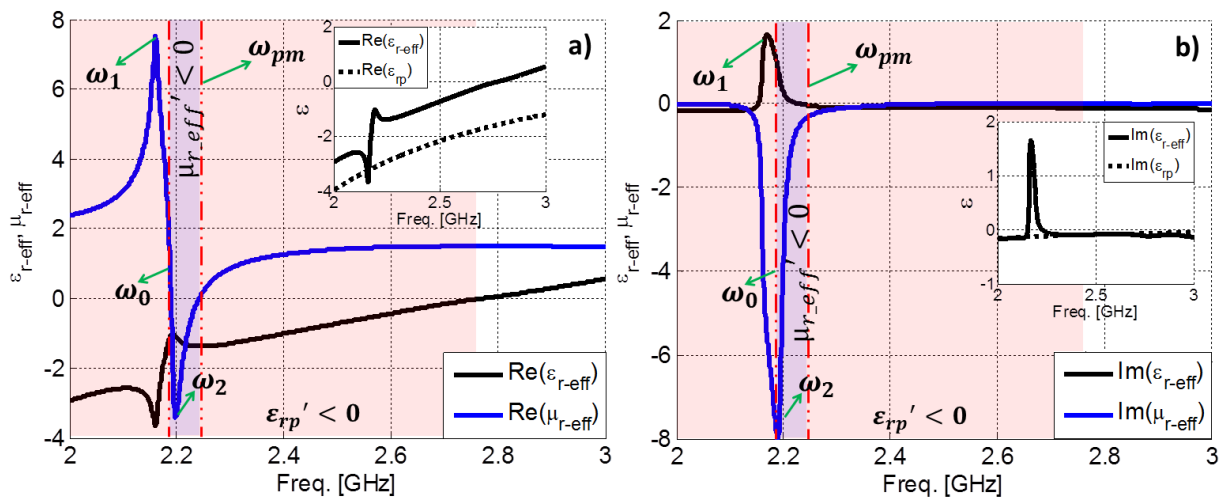


Fig. IV-20. Permittivité et perméabilité relative effective de la structure Plasma- SRR_{ST} : a) partie réelle, et b) partie imaginaire. Paramètres électromagnétiques récupérés à partir de l'indice de réfraction \underline{n} et l'impédance réduite \underline{Z}_{red} .

A différence du cas plasma-SRR montré à la section I.5.2 du CHAPITRE I, ici la densité plasma n'est assez suffisante pour couvrir toute la plage de fréquences avec une partie réelle de la permittivité effective fortement négative. Cependant, ce niveau de la partie réelle de la permittivité effective est suffisant pour faire chuter l'amplitude de \underline{S}_{21} après le pic de transmission, rendant ce pic très visible. L'adaptation de ce pic peut être observée sur la Fig. IV-21.b où l'amplitude de l'impédance réduite à l'interface est autour de 1, avec une phase proche de 25°. Cette adaptation est aussi observable sur la Fig. I-30.a sur la courbe de réflexion, se trouvant à la fréquence de 2.22 GHz, c'est-à-dire lorsque $\underline{\epsilon}_{r-eff} \approx \underline{\mu}_{r-eff}$ (Fig. I-28), donc $n \approx \underline{\epsilon}_{r-eff}$ et $\underline{Z}_{red} \approx 1$ comme montré sur la Fig. IV-21.a et Fig. IV-21.b respectivement.

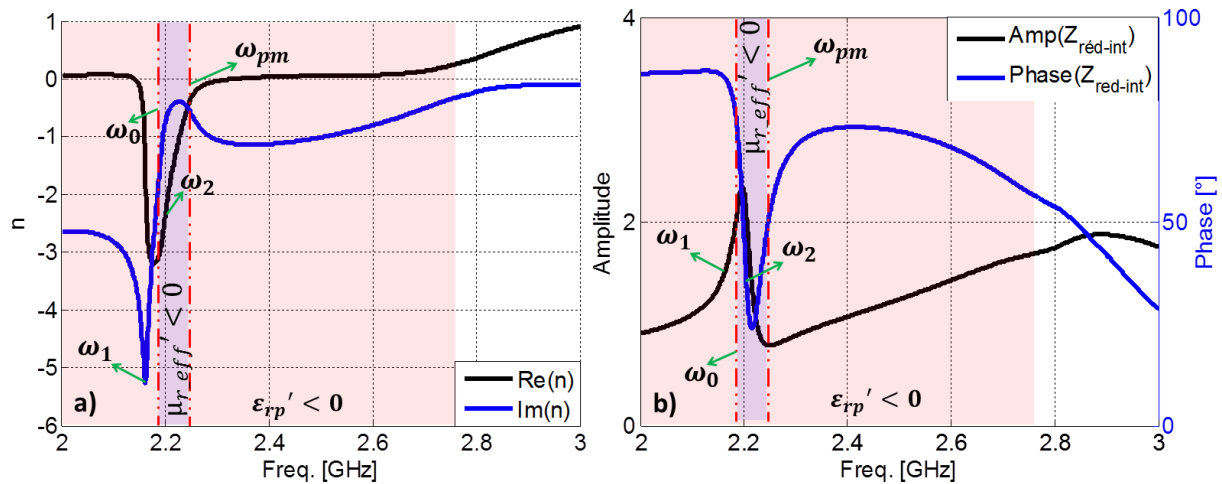


Fig. IV-21. a) Indice de réfraction en partie réelle et imaginaire, et b) Impédance réduite à l'interface ($Z_{red-int}$) des deux milieux (air et Plasma-SRR_{ST}) en amplitude et phase. Paramètre récupéré à partir des paramètres \underline{S} de la structure simulée et de l'équation (1) à la section A des Annexes respectivement.

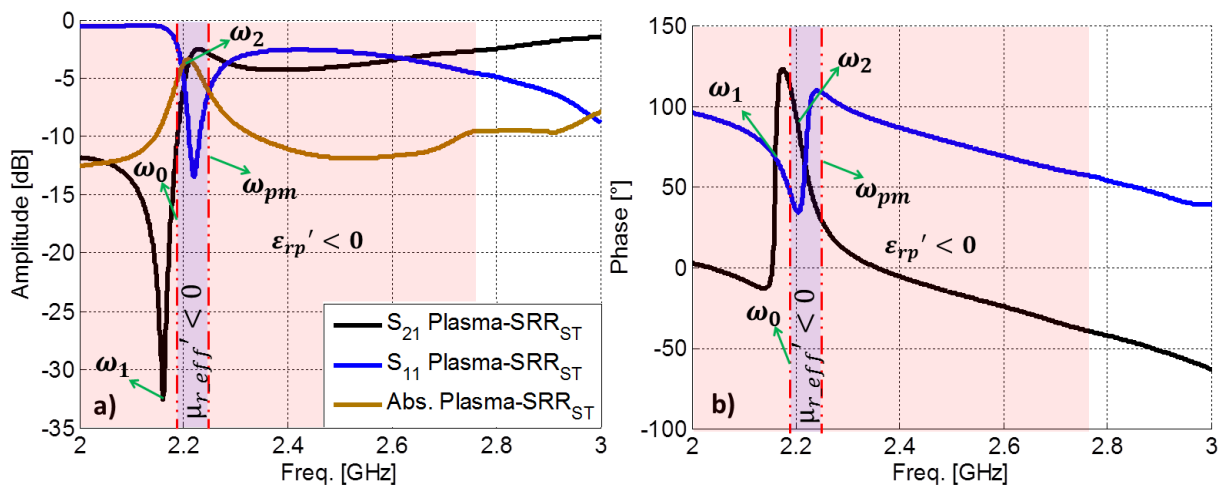


Fig. IV-22. a) Paramètres \underline{S} en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres \underline{S} en phase. Courbes extraites à partir d'une simulation sur le logiciel commercial ANSYS Electronics Desktop pour un échantillon Plasma-SRR_{ST}.

Avec cette simulation nous nous sommes assurés que cette densité électronique et cette pression permettent d'avoir un indice de réfraction négatif sur une seule cellule sur l'axe du vecteur d'onde. Par contre, la valeur de la perméabilité se voit affaiblie soit par les pertes, soit par la densité du plasma.

Les premières conditions pour une identification de l'effet gaucher sont validées : **l'existence d'un indice de réfraction négatif** est encore possible sur cette structure SRR_{ST} combinée avec le plasma. En plus, la troisième condition pourrait être éventuellement **un pic de transmission** (ou plusieurs) montrés sur les Fig. IV-15 et Fig. IV-16.

Finalement, toutes ces pistes pourraient hypothétiquement conduire à la vue d'un effet gaucher que par contre il n'est pas facile, en l'état, de démontrer avec la méthode de caractérisation, en révélant un indice de réfraction avec une partie réelle négative sur une bande de fréquences.

Pour quantifier clairement cette hypothèse, encore une fois, la piste de Kim et Hopwood [4] mentionné auparavant peut être utile: en plus de comparer le niveau de transmission avec et sans l'effet métamatériau, l'identification de pics de transmission bien adaptés pourrait être possible aussi. Mais pour le moment, il a semblé intéressant de comprendre l'apparition de ces nouveaux minima et également l'élargissement de la bande passante liée à la présence du plasma. Pour cette raison, dans la suite du chapitre, nous nous concentrerons sur des structures plus simples qui seront étudiées à la fois expérimentalement et par simulation pour comprendre et quantifier l'effet du plasma et ses variations spatiales globales et locales sur la transmission de la structure.

IV.4 Influence du plasma sur la résonance du SRR_{ST} .

Comme les résultats expérimentaux présentés précédemment semblent difficiles à analyser, l'étude est désormais centrée sur un réseau SRR_{ST} plus simple. Dans cet objectif, une configuration qui ne contient qu'une cellule élémentaire sur l'axe du vecteur d'onde \vec{k} est maintenant étudiée. Cette configuration a l'avantage de ne présenter qu'un minimum du paramètre S_{21} . Cependant, pour laisser le plasma pénétrer dans la structure, les blocs de téflon ne sont plus au voisinage du réseau. L'idéal serait une distance importante et symétrique. Pour des raisons techniques sur le montage expérimental, cette valeur est limitée à 30 mm. Cette faible valeur a néanmoins l'avantage de limiter les pertes engendrées par le plasma. Le réseau SRR_{ST} contient toujours 6 cellules élémentaires dans l'axe du champ \vec{H} et toujours 4 dans l'axe du champ \vec{E} . La Fig. IV-23 présente une image du dispositif.

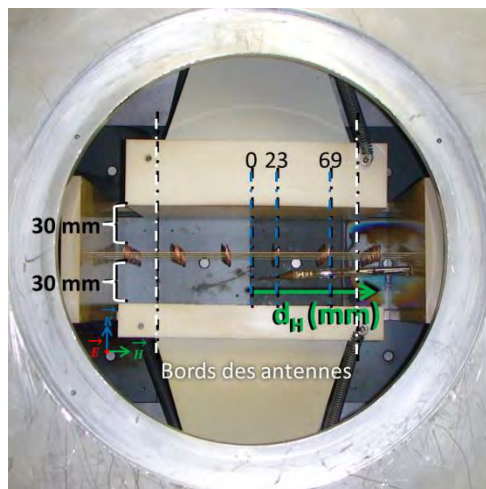


Fig. IV-23. Photo de la configuration du réseau SRR_{ST} (4x6x1 cellules élémentaires) placées dans la cavité métallique avec les antennes-téflon, les absorbants et les câbles.

Il est à noter que la position de chaque cellule élémentaire sur l'axe du champ \vec{H} est définie à partir du centre, la première colonne étant placée à $d_H = 23$ mm et la suivante à $d_H = 69$ mm. La dernière est placée à $d_H = 115$ mm et semble être hors de la vue des antennes car en dehors de la surface d'émission de celles-ci.

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

Cette étude se base premièrement sur des simulations faites en gardant presque la même configuration que la Fig. IV-23 et à partir de la mesure de densités électroniques prises dans cette configuration.

Le premier effet à mettre en évidence est lié au gradient de plasma global, c'est-à-dire à la variation spatiale de la densité électronique dans laquelle la structure SRR est immergée. Dans la configuration expérimentale, le gradient mesuré sur l'axe du champ \vec{H} est présenté sur Fig. IV-24.a. Une simulation de cette structure est réalisée. La cellule élémentaire du métamatériau est simulée avec les mêmes dimensions en cuivre. Le substrat est également modélisé. Les conditions aux limites sont définies sur les axes des champs \vec{E} et \vec{H} (Fig. IV-24.b, partie basse). La partie haute de la Fig. IV-24.b sera introduite un peu plus tard. Avec ce dispositif, différents paramètres \underline{S} sont simulés en ajoutant dans le reste du volume (hors diélectrique et métal) un matériau de permittivité ajustable. La Fig. IV-25 présente ces résultats sur la plage de fréquence d'intérêt.

Premièrement, la réponse de la structure dans le vide est représentée par une ligne solide noire. Pour modéliser le plasma, le modèle de Drude est utilisé, en s'appuyant sur l'équation présentée sur le Tableau I-2 à la section I.3.3 du CHAPITRE I qui détermine la permittivité du plasma [23]. D'après cette équation, la valeur de la partie réelle de la permittivité relative du plasma diminue de 1 vers des valeurs négatives, alors que la partie imaginaire de la permittivité explique les pertes causées par les collisions (ν_m) entre les électrons et le gaz neutre décrites en équation (I-9).

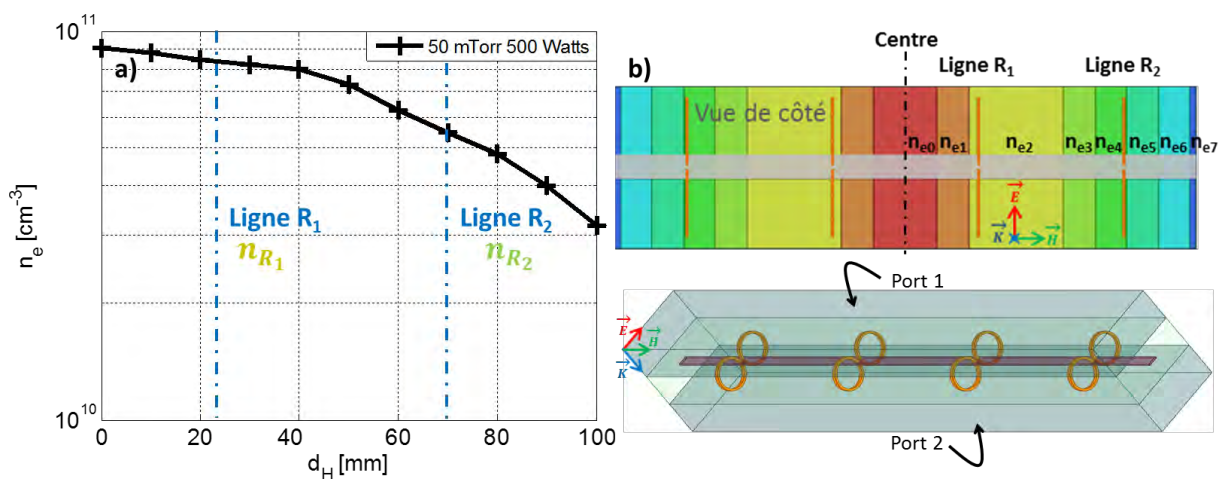


Fig. IV-24. a) Profil de densité (pour 50 mTorr et 500 W) en fonction de la distance d_H et b) la configuration du réseau SRR_{ST} dans le logiciel ANSYS Electronics Desktop® pour le gradient de plasma mesuré à 50 mTorr et à 500 W.

Sur la Fig. IV-25, la ligne pointillée rouge correspond à un plasma uniforme sur le réseau SRR_{ST} , dont la densité est fixée par une mesure sur la position R_2 avec $n_e = 6.26 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ($\omega_{pe} = 2 \cdot \pi \cdot (2.246 \text{ GHz})$), à 50 mTorr (Fig. IV-24.a). Ces valeurs correspondent à une permittivité dans le plasma de $\epsilon_{rp} = -0.014 - j0.021$ à 2.23 GHz qui est la fréquence sur laquelle se trouve le minimum de \underline{S}_{21} sans plasma (ligne solide noire sur Fig. IV-25.a). La partie réelle de cette permittivité est inférieure au cas du vide, ce qui provoque une chute de

la capacité ($\omega_0 = 1/\sqrt{L.C}$) et donc une augmentation de la fréquence de résonance, ici de 580 MHz. Sur la Fig. IV-25, la ligne pointillée jaune correspond à un plasma uniforme, à la même pression, mais avec une densité électronique supérieure, mesurée sur la position R_1 , de $n_e = 8.42 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Toujours à 50 mTorr (Fig. IV-24), ces valeurs correspondent à une permittivité dans le plasma de $\underline{\epsilon}_{rp} = -0.36 - j0.0281$ à 2.23 GHz. Dans ce cas, l'augmentation de la fréquence de résonance atteint 780 MHz.

Notons que le décalage de fréquence n'est pas lié ici au changement de couplage entre les SRR, mais dépend de la densité du plasma à proximité des anneaux SRR. Ainsi, le nombre de minima observés correspond aux différentes densités électroniques entourant les différents SRR. Sa fréquence de résonance augmente avec la densité électronique [1].

Une explication peut être donnée en utilisant le modèle électrique du SRR faisant intervenir une capacité C_{sample} liée à l'environnement de l'anneau. Ce modèle est composé uniquement d'une seule inductance (L_1 du modèle électrique sur la Fig. I-8 à la section I.4.3 du CHAPITRE I) représentant un seul anneau, et trois capacités : C_{ring} (correspondant à C_c) est lié à la capacité à l'intérieur de l'anneau, C_{gap} (correspondant à C_1) est lié à la capacité générée dans la fente de l'anneau, et C_{sample} (nouvelle capacité sur notre modèle, correspondant à celle du plasma : C_{pe}) qui est lié à la capacité autour des anneaux.

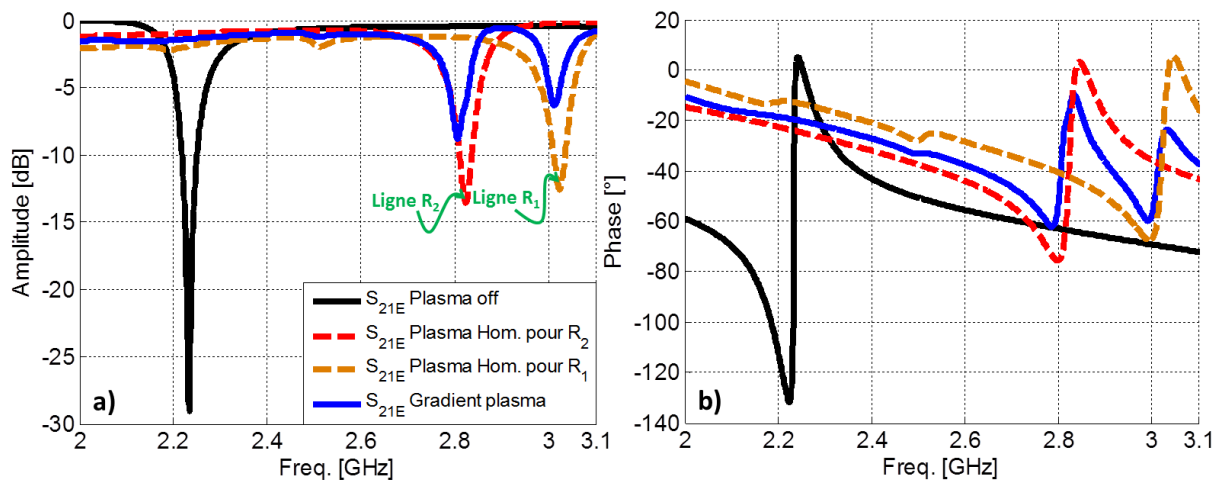


Fig. IV-25. a) Amplitude et b) phase du paramètre S_{21E} simulé pour un plasma-off, un plasma homogène et un gradient plasma pour la structure représentée sur la Fig. IV-24.b.

En effet, selon Isakov et al. en [10], sur notre anneau fendu, ces trois capacités peuvent affecter la fréquence de résonance. En présence de plasma, pour notre configuration expérimentale, le C_{gap} reste constant car son emplacement est occupé par les tiges de diélectrique (RO4003). Peu de lignes de champ passe dans le plasma; C_{ring} est faiblement affecté car la densité de plasma reste relativement faible à l'intérieur d'un anneau. La possibilité restante est C_{sample} , dont la valeur décroît si la permittivité à la proximité des anneaux décroît. Cette baisse engendre une augmentation de la fréquence de résonance.

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

La valeur du minimum de transmission dépend également de la densité électronique. Plus précisément, sa valeur est liée à la partie imaginaire de la permittivité à la fréquence du minimum. Plus les pertes sont élevées, plus l'amplitude du minimum de S_{21} est élevée (valeur négative en dB plus petite) [1]. Notons que même si la partie réelle de la permittivité du plasma atteint des valeurs négatives, la structure dans son ensemble peut ne pas être forcément considérée comme un matériau gaucher car d'autres matériaux tels que les tiges de diélectrique doivent être pris en compte pour obtenir la permittivité globale effective [24], comme le montre l'étude à la section précédente. La phase de toutes les courbes suit un comportement cohérent : un changement de phase est visible à la fréquence où une chute d'amplitude apparaît.

Sur la Fig. IV-24.a, le gradient de plasma mesuré à 50 mTorr avec une puissance d'entrée de 500 W sur l'axe du champ \vec{H} est tracé. La densité de plasma est la plus élevée au centre, atteignant une $n_e = 9.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et diminue au bord jusqu'à 100 mm correspondant à la largeur de l'antenne. À ce stade, la densité électronique atteint $n_e = 3.17 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Ce gradient mesuré a été ajouté à une simulation sur ANSYS Electronics Desktop®: 8 couches d'un plasma uniforme ($n_{e0}, n_{e1}, n_{e2}, \dots, n_{e7}$) ont été mises sur l'axe du champ \vec{H} , chacune avec le densité mesurée à chaque position. Une distribution symétrique de la densité électronique est supposée. Sur la Fig. IV-25, la ligne bleue solide montre les résultats de cette simulation. Deux fréquences de résonance apparaissent qui ont presque la même fréquence que les deux cas avec un plasma homogène mentionnés précédemment. Chaque colonne aux positions R_1 et R_2 a créé sa propre fréquence de résonance. Comme moins de cellules unitaires résonnent à la même fréquence, la valeur de leur minimum de transmission augmente. Comme discuté précédemment, en termes de perméabilité, cela engendre une valeur négative moins importante (et une bande passante réduite où la partie réelle de la perméabilité apparaît négative).

Notons que ces caractéristiques pourraient éventuellement nous aider à la compensation de ce gradient plasma :

- L'insertion des anneaux sur différentes positions dans le gradient plasma engendre différentes fréquences de résonances.
- La dilution des anneaux sur l'axe du champ \vec{H} fait varier aussi cette fréquence de résonance en absence de plasma.
- Ces deux propriétés peuvent être appliquées à la structure SRR_{ST}. Combinées judicieusement, elles pourraient conduire à une seule fréquence de résonance qui dépendrait de la densité plasma et de l'écartement entre les anneaux.

Nous pourrions imaginer que, pour permettre la rentrée du plasma, les anneaux dans la partie centrale supérieure soient plus éloignés, et rapprocher ceux placés aux proximités des antennes et du bas de la cavité.

En continuant avec le gradient, nous présentons sur la Fig. IV-26 un graphique qui correspond à une mesure de paramètres \underline{S} effectuée sans et avec plasma, ces paramètres étant ceux présentés à la Fig. IV-24.a [50 mTorr et 500 W de puissance d'entrée]. La mesure avec plasma montre deux minima de \underline{S}_{21} , décalés à des fréquences supérieures au cas sans plasma. D'autre part, le niveau moyen de transmission diminue avec la présence du plasma. Cette diminution est attribuable à la présence de 30 mm de plasma devant le bloc de teflon et à la présence du téflon devant les antennes : Ces différents volumes, qui n'ont pas été pris en compte sur la simulation, contribuent à une atténuation du signal. La phase de la courbe sans plasma semble être cohérente à celles montrées sur la Fig. IV-9.b. Par contre, la phase avec plasma présente deux variations brusques aux deux minima de tendances opposés (grande augmentation puis grande diminution) : même phénomènes décrits sur les Fig. IV-12 et Fig. IV-15.

Si une partie de ce résultat peut être expliqué qualitativement par la précédente étude de simulation, l'amplitude du décalage de fréquence reste clairement trop importante dans le cas des simulations: 580 MHz avec la simulation par rapport à 35 MHz avec la mesure. Pour affiner notre modèle, certaines variations spatiales du plasma ont été prises en compte. Plus spécifiquement, l'étude SRR discutée précédemment montre que sa fréquence de résonance est principalement déterminée par la valeur de la permittivité au voisinage des cellules élémentaires. Cependant, il est connu que le plasma, au voisinage d'un matériau quelconque, voit que sa densité diminuer fortement [23], [25], [26]. La région de gaine de charge d'espace provoque en effet une forte diminution de la densité électronique. Selon la littérature, cette localisation spatiale est liée à la longueur de Debye λ_{De} de notre plasma, comme indiqué à la section I.3.2 du CHAPITRE I et qui est calculée à partir de l'équation (I-8).

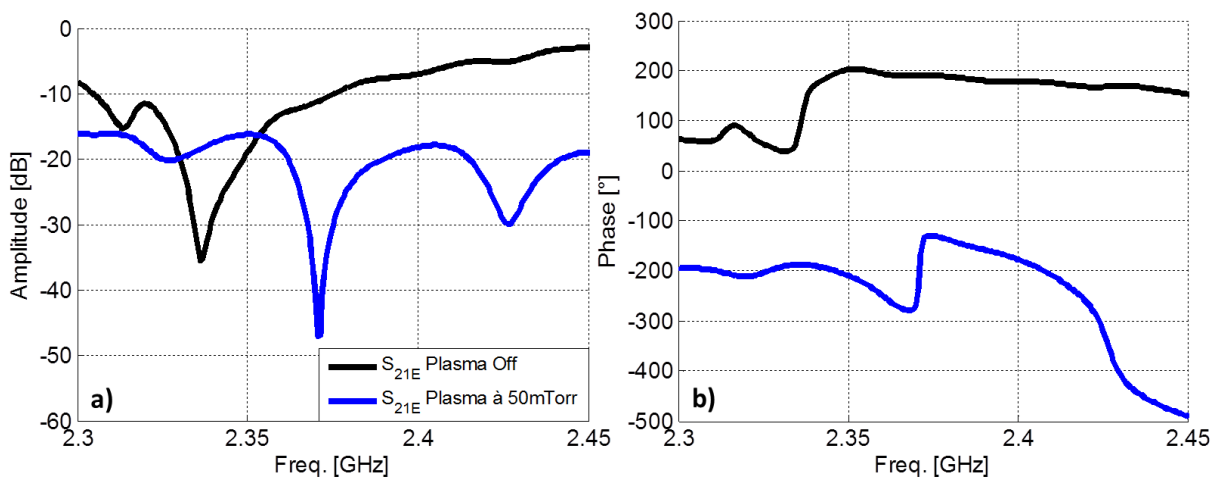


Fig. IV-26. a) Amplitude et b) phase du paramètre \underline{S}_{21} mesuré pour un plasma-off et pour le gradient plasma mesuré avec 50 mTorr et 500 W et représentée sur la Fig. IV-24.a.

En considérant les valeurs données par la sonde de Langmuir dans le cas avec 50 mTorr, 500 W ($n_e = 3.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (ou $3.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour le calcul), $T_e = 4 \text{ eV}$ (ou $4.6 \cdot 10^4 \text{ K}$ pour le calcul) au bord, la longueur de Debye peut être estimée à $\lambda_{De} \approx 100 \mu\text{m}$. Dans la littérature

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

[23], [25], [26], la valeur de $10\lambda_{De}$ (1 mm ici) est souvent utilisée pour quantifier l'épaisseur de la gaine. Pour prendre en compte la présence de la gaine dans les simulations, un petit volume de 1 mm de taille caractéristique autour de chaque anneau et du diélectrique est donc défini avec une permittivité relative égale à 1. Le volume à l'intérieur de chaque anneau est également défini avec une permittivité égale à 1. En regardant le modèle électrique décrit précédemment et les trois capacités différentes qui jouent sur la fréquence de résonance de la structure métamatériau, ce choix fixe les valeurs de C_{gap} et de la valeur C_{ring} . Les résultats de cette simulation sont représentés à la Fig. IV-27.

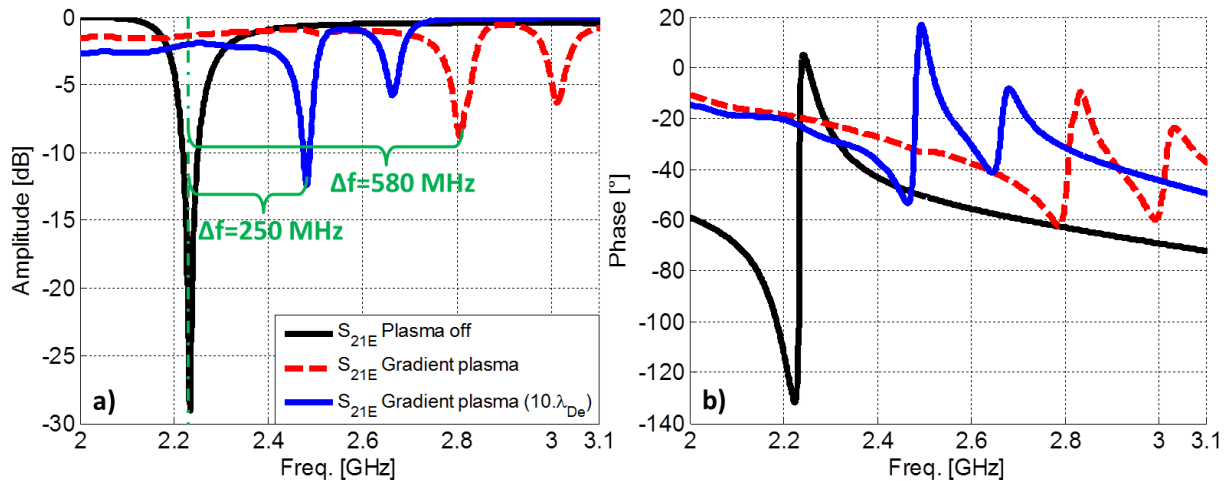


Fig. IV-27. a) Amplitude et b) phase du paramètre S_{21} simulé pour un plasma-off, un plasma avec un gradient et un plasma avec un gradient et une gaine de $10\lambda_{De}$, pour la structure représentée à la Fig. IV-24.

Sur la Fig. IV-27, l'effet de la présence de la gaine sur les simulations est étudié : le cas sans plasma est également montré. Premièrement, l'amplitude de décalage de la fréquence de résonance est réduite de 580 MHz à 250 MHz. L'effet de la gaine autour de la cellule élémentaire est clairement identifié comme un phénomène majeur à modéliser pour aboutir à une simulation quantitative de l'effet du plasma sur le métamatériau. Cette réduction de décalage était attendue car la présence de gaines augmente la capacité au voisinage des anneaux, comme expliqué précédemment. La figure montre également que la transmission admet un minimum beaucoup plus bas: le plasma, même en faible densité, entraîne la présence de pertes supplémentaires au voisinage des anneaux. Concernant la phase, la figure montre un saut de phase visible à la fréquence où le minimum d'amplitude apparaît.

Nous savons bien selon les simulations ci-dessus et celles que nous avons faites et montrées sur la Fig. I-28.a à la section I.5.2 du CHAPITRE I, que plus le plasma s'approche des SRR, plus la fréquence de résonance se déplace aux fréquences supérieures, et ce déplacement dépend de la magnitude de la densité électronique de ce plasma. Ce phénomène est étudié aussi par Kourtzanidis et al en [1] où il simule une cellule élémentaire de SRR avec différentes positions du plasma sur elle, en gardant la même densité électronique pour tous les cas.

En tenant en compte du gradient plasma dans l'axe du champ \vec{H} et de la présence de la gaine au voisinage des anneaux, la simulation nous aide à comprendre le phénomène physique responsable de la Fig. IV-15: Le nombre important de fréquences de résonance semble être causé par les gradients plasma existant dans les trois directions (\vec{E} , \vec{H} et \vec{k}), provoquant alors une séparation en fréquence des résonances. Cela engendre une plage de fréquence plus large où la perméabilité atteindra une valeur négative moins importante, voire pourrait même ne pas atteindre une valeur négative de perméabilité, annulant ainsi l'effet métamatériau recherché. Pour éviter cet écueil, nous visons donc un fonctionnement à basse pression pour minimiser les gradients, afin de maintenir une seule fréquence de résonance du métamatériau et réaliser une permittivité effective globale négative.

IV.5 Conclusion du CHAPITRE IV.

Nous pouvons conclure que cette étude vise à comprendre l'effet provoqué par un métamatériau immergé dans un plasma à basse pression. Une configuration expérimentale spécifique avec une caractérisation par microondes dédiée de notre métamatériau a été développée. Pour améliorer la pénétration du plasma à l'intérieur de la structure du métamatériau, un métamatériau innovant appelé SRR Sparse Accordable a été créé, capable d'ajuster sa fréquence de résonance.

Avec ces différents équipements, l'effet de la structure métamatériau sur le plasma a été caractérisé : cette structure laisse mieux pénétrer le plasma et permet d'obtenir une densité électronique suffisante avec nos moyens expérimentaux pour atteindre une permittivité négative du plasma.

Egalement, l'effet du plasma sur le métamatériau a été caractérisé:

- Une bande où la transmission est supérieure par rapport au cas sans plasma est observée, ce qui peut être attribué à un effet gaucher potentiel. Ce point a été l'objet d'études expérimentales et par simulation, dont les résultats conduisent à la présence d'un effet gaucher qui n'est pas facile à démontrer par un indice de réfraction avec une partie réelle négative récupéré à partir de la méthode de caractérisation.
- Nous avons constaté aussi qu'avec le plasma, il y a un élargissement de cette bande de transmission où des nouveaux pics apparaissent. Ces pics sont des nouvelles résonances de la structure SRR provoquées par le gradient de plasma existant dans les trois directions.
- L'effet du gradient a été quantifié avec une expérience et une simulation sur ANSYS Electronics Desktop® dans une direction : Les nouvelles résonances peuvent être décalées en fréquence car la partie réelle de la permittivité effective de la structure diminue, ce qui entraîne une augmentation de la fréquence de résonance. Cependant, l'amplitude du phénomène dans les expériences reste faible car la

densité électronique au voisinage des anneaux reste faible et sa permittivité est proche de 1.

- La distribution de ces fréquences sur plusieurs pics de résonance a pour effet que la partie réelle globale de la perméabilité de la structure est moins négative. Ce phénomène semble être important dans le cadre d'un métamatériau main gauche (ou double négatif), car il rend l'effet gaucher plus difficile à obtenir.

La compréhension de l'effet du gradient du plasma sur la résonance permet d'envisager sa compensation avec le nouveau design SRR_{ST} en répartissant les anneaux de manière non régulière en cohérence avec la variation de la densité électronique. Cette idée ouvre la voie à l'obtention plus efficace de métamatériaux main gauche à base de plasma et même d'envisager l'optimisation de ce phénomène.

IV.6 Références du CHAPITRE IV.

- [1] K. Kourtzanidis, D. M. Pederson, and L. L. Raja, "Electromagnetic wave energy flow control with a tunable and reconfigurable coupled plasma split-ring resonator metamaterial: A study of basic conditions and configurations," *J. Appl. Phys.*, vol. 119, no. 20, p. 204904, May 2016, doi: 10.1063/1.4952575.
- [2] F. Iza and J. Hopwood, "Split-ring resonator microplasma: microwave model, plasma impedance and power efficiency," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 14, no. 2, pp. 397–406, May 2005, doi: 10.1088/0963-0252/14/2/023.
- [3] U. C. Hasar, J. J. Barroso, and M. Ertugrul, "Permeability Measurement of Split-Ringresonator Metamaterials from Free-Space Transmission-Only Calibration-Independent Methods," *J. Electromagn. Waves Appl.*, vol. 26, no. 1, pp. 54–63, Jan. 2012, doi: 10.1163/156939312798954982.
- [4] H. Kim and J. Hopwood, "Wave Propagation in Composites of Plasma and Metamaterials with Negative Permittivity and Permeability," *Sci. Rep.*, vol. 9, no. 1, Feb. 2019, doi: 10.1038/s41598-019-39923-7.
- [5] "RO4000-Laminates-RO4003C-and-RO4350BData-Sheet.pdf."
- [6] Y. Nakamura and O. Sakai, "High-density microwave plasma source using negative-permeability metamaterial with tuned wave attenuation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 53, no. 3S2, p. 03DB04, Jan. 2014, doi: 10.7567/JJAP.53.03DB04.
- [7] V. V. Varadan and A. R. Tellakula, "Effective properties of split-ring resonator metamaterials using measured scattering parameters: Effect of gap orientation," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, no. 3, p. 034910, Aug. 2006, doi: 10.1063/1.2218669.
- [8] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, Nov. 1999, doi: 10.1109/22.798002.

- [9] O. Sydoruk, E. Tatartschuk, E. Shamonina, and L. Solymar, "Analytical formulation for the resonant frequency of split rings," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 1, p. 014903, Jan. 2009, doi: 10.1063/1.3056052.
- [10] D. Isakov, C. J. Stevens, F. Castles, and P. S. Grant, "A Split Ring Resonator Dielectric Probe for Near-Field Dielectric Imaging," *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, Dec. 2017, doi: 10.1038/s41598-017-02176-3.
- [11] K. Aydin, I. Bulu, K. Guven, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and E. Ozbay, "Investigation of magnetic resonances for different split-ring resonator parameters and designs," *New J. Phys.*, vol. 7, no. 1, p. 168, 2005, doi: 10.1088/1367-2630/7/1/168.
- [12] I. Bulu, H. Caglayan, K. Aydin, and E. Ozbay, "Compact size highly directive antennas based on the SRR metamaterial medium," *New J. Phys.*, vol. 7, pp. 223–223, Oct. 2005, doi: 10.1088/1367-2630/7/1/223.
- [13] K. Aydin and E. Ozbay, "Identifying magnetic response of split-ring resonators at microwave frequencies," *Opto-Electron. Rev.*, vol. 14, no. 3, pp. 193–199, Sep. 2006, doi: 10.2478/s11772-006-0025-x.
- [14] R. S. Penciu *et al.*, "Multi-gap individual and coupled split-ring resonator structures," *Opt. Express*, vol. 16, no. 22, p. 18131, Oct. 2008, doi: 10.1364/OE.16.018131.
- [15] P. Gay-Balmaz and O. J. F. Martin, "Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 5, pp. 2929–2936, Sep. 2002, doi: 10.1063/1.1497452.
- [16] J. Lo, J. Sokoloff, Th. Callegari, and J. P. Boeuf, "Reconfigurable electromagnetic band gap device using plasma as a localized tunable defect," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 25, p. 251501, Jun. 2010, doi: 10.1063/1.3454778.
- [17] A. L. Pokrovsky and A. L. Efros, "Sign of refractive index and group velocity in left-handed media," *Solid State Commun.*, vol. 124, no. 8, pp. 283–287, Nov. 2002, doi: 10.1016/S0038-1098(02)00553-7.
- [18] D. R. Smith and J. B. Pendry, "Homogenization of metamaterials by field averaging (invited paper)," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 23, no. 3, p. 391, Mar. 2006, doi: 10.1364/JOSAB.23.000391.
- [19] T. Koschny, P. Markoš, D. R. Smith, and C. M. Soukoulis, "Resonant and antiresonant frequency dependence of the effective parameters of metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 68, no. 6, Dec. 2003, doi: 10.1103/PhysRevE.68.065602.
- [20] X. Chen, T. M. Grzegorzczuk, B.-I. Wu, J. Pacheco, and J. A. Kong, "Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 70, no. 1, Jul. 2004, doi: 10.1103/PhysRevE.70.016608.
- [21] C. R. Simovski, "Material parameters of metamaterials (a Review)," *Opt. Spectrosc.*, vol. 107, no. 5, pp. 726–753, Nov. 2009, doi: 10.1134/S0030400X09110101.

CHAPITRE IV. Etude et réalisation expérimentale de la combinaison plasma-SRR.

- [22] P. Markos and C. Soukoulis, "Transmission properties and effective electromagnetic parameters of double negative metamaterials," *Opt. Express*, vol. 11, no. 7, p. 649, Apr. 2003, doi: 10.1364/OE.11.000649.
- [23] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing: Lieberman/Plasma 2e*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2005.
- [24] H. Kim and J. Hopwood, "Plasma-enhanced metamaterials using microwave radiative power transfer," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 27, no. 9, p. 095007, Sep. 2018, doi: 10.1088/1361-6595/aadb64.
- [25] P. Chabert and N. Braithwaite, *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. .
- [26] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, *Introduction to plasma physics*. Bristol, UK ; Philadelphia: Institute of Physics Pub, 1995.

Conclusions et perspectives de la thèse

Comme nous l'avons mentionné depuis le début de cette thèse, l'objectif principal était de réaliser un matériau main gauche avec la combinaison plasma-SRR, les deux matériaux présentant respectivement une permittivité et une perméabilité négatives. Dans cette optique, nous décrivons en détail par chapitre, l'ensemble des conclusions des objectifs intermédiaires qui complètent toute cette démarche et qui nous ont permis de finir cette thèse, ainsi que les perspectives.

Dans le **chapitre I**, en s'appuyant sur la bibliographie existante dans le domaine, l'objectif était de mettre en évidence la signature électromagnétique des différents matériaux, des plus simples aux plus complexes, en aboutissant à la combinaison d'un plasma à permittivité négative avec un SRR à perméabilité négative. Les paramètres \underline{S} de chaque matériau ont été modélisés à partir des matrices de transfert. L'identification de cette signature électromagnétique a servi pour identifier les caractéristiques de transmission et réflexion dans chaque cas permettant de remonter à leurs caractéristiques électromagnétiques. En se focalisant sur l'objectif principal, ce travail a fait ressortir que dans ce cas idéal, la signature de l'effet gaucher à partir des paramètres \underline{S} est complexe à mettre en évidence. Elle se caractérise par un pic de transmission dans la bande gauchère. Pour apparaître ce dernier nécessite les 4 conditions suivantes sur le matériaux :

- Une permittivité négative
- Une perméabilité négative
- Des pertes les plus faibles possibles
- Une bonne adaptation, c'est à dire, que la valeur de sa perméabilité relative doit être proche de la valeur de sa permittivité relative.

Le **chapitre II** décrit la mise en place d'une méthode de caractérisation électromagnétique dédiée et adaptée à notre étude plasma-SRR.

Une technique de différentiation des matrices de transfert et une autre sur l'inversion de la matrice des paramètres \underline{S} ont été développées pour arriver à la récupération dans un environnement contraint de l'indice de réfraction et de l'impédance réduite, pour aboutir in fine à la valeur de la permittivité et de la perméabilité de ces matériaux. L'application de ces deux techniques est basée sur les hypothèses d'un échantillon symétrique et réciproque suivant l'axe de propagation de l'onde incidente, cette dernière étant supposée plane.

Le plasma nécessitant d'englober tout le dispositif de mesure dans une cavité métallique, cette méthode de caractérisation devait s'affranchir des contraintes de réflexion générés par

Conclusions et perspectives de la thèse

le sol et les murs métalliques. Les effets de ces réflexions ont été minimisés à l'aide de la mise en place d'absorbants en bas des antennes sur le sol de la cavité, n'ajoutant que du bruit sur les courbes comparées à celles prises en espace libre.

Pour des raisons de praticité liées à l'allumage du plasma et en respectant les conditions d'application de la méthode, une simplification de la technique de différenciation a été effectuée. Cette simplification a engendré une perte d'information sur les paramètres \underline{S} , et donc, sur les paramètres électromagnétiques récupérés. Cependant, cette perte d'information n'a pas affecté ni la tendance ni l'ordre de grandeur des courbes récupérées.

Nous avons également identifié les points durs de la méthode comme la détermination de la continuité de la phase du paramètre de réflexion, et de la branche pour l'indice de réfraction, qui ont été surmontés grâce à certains critères : le critère de la continuité de phase du paramètre de réflexion \underline{S}_{11E}^2 et le critère du passage de lambda sur la phase du terme $\cos(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)$.

La méthode fonctionne bien sur des cas simulés où les courbes ne présentent aucune fluctuation parasite : elle permet de récupérer les paramètres électromagnétiques même si la longueur de l'échantillon L_E est proche ou même supérieure à la demi-longueur d'onde. Pour des cas expérimentaux lorsque L_E est petite comparée à la demi-longueur d'onde, la méthode fonctionne toujours et de manière automatique avec les critères implémentés dans le code de calcul. Par contre, si L_E est proche ou plus grande que la demi-longueur d'onde, la récupération des paramètres électromagnétiques devient délicate, ce qui nécessite l'interprétation des courbes en se basant sur la signature électromagnétique des matériaux.

Globalement, nous pouvons dire que la méthode permet de récupérer les paramètres électromagnétiques. Le bruit ajouté par les mesures expérimentales limite son fonctionnement automatisé. La longueur de l'échantillon testé L_E et l'insertion du plasma sont à également à l'origine de limitation sur le traitement automatisé. Malgré tout cela, les courbes obtenues restent très proches de celles obtenues par simulation, en gardant les mêmes tendances. Elles conservent également un bon ordre de grandeur et surtout un signe exact. Cette dernière propriété étant la plus importante au vue de notre objectif.

Dans le **chapitre III** nous avons montré le dispositif expérimental qui a été réalisé et utilisé pendant cette thèse, en mettant l'accent sur la génération et le contrôle du plasma.

L'allumage de ce plasma s'est fait grâce à une source RF à couplage inductif. Nous avons également présenté les différentes parties et dispositifs qui ont composé ce banc expérimental tels que :

- Pour le diagnostic micro-onde : un analyseur de réseau, deux antennes cornets très directives avec leurs blocs de téflon confinant le plasma et des absorbants à large bande.

- Pour la génération et le diagnostic plasma : une enceinte métallique, une source plasma à couplage inductif (ICP) à 13.56 MHz, une sonde de Langmuir, une boîte d'accord, une vanne papillon manuelle, une pompe turbo moléculaire et une bouteille de gaz d'argon.

Le diagnostic plasma s'est fait sur différentes mesures de profils de densité électroniques, en s'appuyant sur une sonde de Langmuir. Une analyse spécifique de la densité maximale obtenue, et de la densité effective moyenne en volume a été présentée, l'objectif était d'accéder à une permittivité négative à 2.45 GHz toujours avec ces valeurs de densité électronique. Malgré la présence de plusieurs éléments nécessaires au diagnostic microonde dans la cavité, les valeurs de densité électronique d'un plasma seul ont été suffisantes pour avoir une partie réelle de permittivité plasma bien négative. Cependant, les mesures obtenues sont à considérer avec précaution, connaissant les limitations des mesures de sonde par rapport aux densités réelles.

Avec ce banc expérimental nous avons aussi effectué le diagnostic microonde. Ce diagnostic microonde a consisté à mesurer les paramètres \underline{S} de l'échantillon testé : des matériaux connus, un plasma seul, la structure métamatériau SRR et la combinaison de ces deux derniers. Nous avons effectivement constaté que le diagnostic microonde dans cet environnement complexe pouvait être affecté par les effets de réflexion dans la cavité, mais que nous avons pu minimiser en utilisant les absorbants et des antennes très directives.

Avec ces deux diagnostics, nous avons présenté la caractérisation d'un plasma à couplage inductif. D'une part, avec le diagnostic plasma nous avons vérifié que plus la puissance ou la pression augmente, plus la densité électronique augmente. De même, plus la pression augmente, moins le plasma diffuse, et donc plus son gradient augmente. Egalement, l'impact des antennes fait que le plasma diffuse moins bien dans la zone d'intérêt. D'autre part, avec le diagnostic microonde, la réponse électromagnétique d'un gradient plasma a été comparée avec un modèle plasma à densité homogène, en identifiant une fréquence plasma effective et une densité électronique effective. Dans cette étude nous avons montré que la signature en paramètres \underline{S} expérimentaux d'un gradient plasma est en accord avec la signature électromagnétique d'un plasma homogène dont la permittivité est issue du modèle de Drude. Nous avons constaté qu'avec un modèle plasma à densité homogène il est possible de se rapprocher de la réponse électromagnétique du gradient plasma lorsque la densité moyenne du gradient est proche des valeurs de ce gradient.

Dans le dernier chapitre, le **chapitre IV**, l'objectif principal a été adressé : mettre en évidence un potentiel effet gaucher et les phénomènes ressortis de la combinaison plasma-métamatériau. Une configuration expérimentale spécifique avec une caractérisation par microondes dédiée de notre métamatériau a été développée. Ici les différents blocs élémentaires présentés dans toute la thèse ont été associés.

Conclusions et perspectives de la thèse

Premièrement, nous avons présenté des résultats de mesures des paramètres \underline{S} de la structure métamatériau à l'extérieur puis à l'intérieur de l'enceinte, sans et avec plasma pour différentes structures SRR imprimées standard : cette étude a montré d'une part, l'influence de la dilution des cellules élémentaires dans la réponse magnétique du SRR, et d'autre part, les effets du métamatériau dans le plasma, et également, les effets du plasma sur le métamatériau. Ces effets ont été quantifiés en mesurant tant la réponse micro-onde que la densité électronique pour assurer une permittivité négative.

Sur le deuxième point, l'effet du métamatériau sur le plasma a été caractérisé : nous avons constaté les réductions drastiques de la densité électronique provoquées par l'introduction des structures métamatériaux : Le fait d'ajouter des surfaces de pertes dans le volume du plasma, empêche d'avoir une densité électronique élevée dans la structure métamatériau. Dans le but de minimiser la surface supportant la structure métamatériau, une nouvelle et innovante structure de SRR, reconfigurable, a été créée et baptisée « SRR Sparse Accordable ». Cette nouvelle structure SRR permet de maximiser la densité électronique du plasma dans lequel il se trouve, en variant le nombre de cellules élémentaires sur les axes du champ \vec{E} , \vec{H} et du vecteur d'onde \vec{k} . En variant le nombre de cellules sur l'axe \vec{H} , cette structure permet aussi d'ajuster sa fréquence de résonance. Cette structure laisse mieux pénétrer le plasma et permet d'obtenir une densité électronique suffisante avec nos moyens expérimentaux pour atteindre une permittivité négative du plasma à la fréquence d'intérêt.

L'effet du plasma sur le métamatériau a été caractérisé: une bande où la transmission est supérieure par rapport au cas sans plasma est observée, ce qui peut être attribué à un effet gaucher potentiel. Cette potentialité a été étudiée expérimentalement et par simulation. Les résultats expérimentaux à partir des paramètres \underline{S} ont conduit à avoir une augmentation dans la transmission si la densité électronique augmente. Par ailleurs, par simulation les résultats ont révélé la présence d'un plasma à permittivité négative avec les valeurs de densités mesurées expérimentalement, et donc, à un effet gaucher sur la structure plasma-métamatériau. Cependant, ce potentiel effet gaucher est resté à ce stade difficile à démontrer avec la récupération d'un indice de réfraction avec une partie réelle négative à partir de notre méthode de caractérisation.

Nous avons également constaté que le plasma engendre un élargissement de la bande de transmission, et l'apparition de nouveaux creux dans la transmission. Ces creux ont été perçus comme de nouvelles résonances de la structure SRR provoquées par le gradient de plasma existant dans les trois directions. Ces phénomènes ont été quantifiés avec une expérience et une simulation sur ANSYS Electronics Desktop®, en conservant seulement le gradient dans une unique direction. Dans ce cas, c'est la densité à proximité des anneaux qui contrôle ce phénomène : la partie réelle de sa permittivité fait aussi diminuer la permittivité effective de la structure, ce qui entraîne une augmentation de la fréquence de résonance. De plus, chaque anneau « voit » une densité électronique différente à proximité, , de nouvelles résonances peuvent exister. Cependant, l'amplitude du phénomène dans les

expériences reste faible car la densité électronique au voisinage des anneaux reste globalement faible, ou plutôt engendre seulement une légère baisse de la partie réelle de la permittivité à 2.45 GHz.

Des conséquences de ce phénomène ont pu être mises en valeur : la distribution de ces fréquences sur plusieurs pics de résonance a pour effet que la partie réelle globale de la perméabilité de la structure devient moins négative, c'est-à-dire que la bande à partie réelle négative de perméabilité est réduite. Cette manifestation a semblé être importante dans le cadre d'un métamatériau main gauche (ou double négatif), car il rend l'effet gaucher plus difficile à obtenir.

La compréhension de l'effet du gradient du plasma sur la résonance a permis d'envisager sa compensation avec le nouveau design SRR_{ST} en répartissant les anneaux de manière non régulière pour compenser la variation de la densité électronique. Cette idée ouvre la voie à la réalisation de métamatériaux main gauche à base de plasma plus efficace et donne des pistes d'optimisation de ce projet.

Les objectifs auparavant mentionnés ont été avancés dans le temps et avec les moyens impartis. Nous aurions bien aimé aller plus loin sur ce projet.

Il y a certaines expériences que nous voudrions réaliser à la suite de cette thèse en tant que perspectives. Toutes ces perspectives sont surtout liées au chapitre IV qui s'appuie sur les chapitres précédents et les met en commun en vue de notre objectif. Parmi ces perspectives nous pouvons mentionner :

Tout d'abord nous souhaitons nous inspirer de la démarche suivie par Kim et Hopwood, en utilisant les «Blanks» afin de pouvoir faire une comparaison fidèle entre le comportement métamatériau et une structure sans influence électromagnétique, mais qui conserve les mêmes niveaux de densité plasma dans l'enceinte. Seule l'aspect métamatériau évoluerait entre les deux mesures.

Une deuxième perspective consiste à mettre en évidence un modèle qui valide les résultats obtenus à partir de la dilution de cellules élémentaires sur l'axe du champ \vec{H} . Ce modèle, étant cohérent avec les mesures, apportera l'information nécessaire pour assurer une bande de fréquences considérable à partie réelle négative de perméabilité, qui sera utile concernant la compensation du gradient plasma à la suite de ces perspectives.

Une troisième perspective serait de travailler sur la méthode de caractérisation pour comprendre bien ce qui se passe en présence ou pas du plasma avec la structure métamatériau. Evidemment, comme nous avons pu l'observer, avec ou sans plasma, la phase de la structure n'est pas celle attendue.

Conclusions et perspectives de la thèse

Ce dernier point suppose une étude plus complète de la nouvelle structure métamatériau SRR_{ST} , sans et avec plasma, qui couvre tant la partie expérimentale que la simulation. Cette étude, en ayant le plasma, nécessite également des mesures de densité électronique sur différents points de la structure métamatériau qui permettra une modélisation plus complète pour une confrontation plus complète à la simulation.

Dans l'optique d'augmenter la densité plasma, et de diminuer l'influence du gradient dans la direction verticale, une éventuelle nouvelle configuration qui prend en compte deux sources plasma pourrait être réalisée. A la structure existante, une autre bobine ICP, située sur la partie basse de l'enceinte, serait ajoutée.. Cette nouvelle source implique la modification de la cavité métallique, mais permettrait de diminuer le gradient plasma, surtout sur l'axe du champ \vec{E} , assurant ainsi un plasma plus homogène.

Ce gradient plasma, comme nous l'avons mentionné dans le manuscrit et dans les conclusions ci-dessus, pourrait également être minimisé grâce à la répartition des anneaux de manière non régulière. Cette répartition pourrait en particulier être calculée pour compenser la variation de la densité électronique. Cette partie est incluse dans l'étude complète de la nouvelle structure sans et avec plasma : sans plasma, cette répartition engendrerait différents pics de résonance qui seront rassemblés à une unique résonance par cette méthode.

Pour aller plus loin, une fois l'effet gaucher mis en évidence formellement, et en prenant en compte tous ces effets et phénomènes ressortis avec cette thèse, la suite serait l'étude et la réalisation d'une source de plasma dense par microonde, dont ses valeurs de densité plasma dépassent la densité critique. Cette source plasma travaillant à une fréquence autour de 2.45 GHz aurait besoin d'une permittivité et une perméabilité négative proches à cette fréquence aussi, cependant cette condition ne serait pas évidente et supposerait certains scénarios qui seront l'objet d'une autre étude.

Liste des figures

Fig. I-1. Représentation schématique d'une onde plane (Onde TEM).....I-3

Fig. I-2. Diagramme ϵ_r - μ_r . Extrait de [8].I-5

Fig. I-3. Classification de différents plasmas existant dans la nature ou créés en laboratoire en fonction de leurs température et densité électronique. Figure extraite de [3].I-9

Fig. I-4. Variation de la permittivité du plasma en fonction de la fréquence d'après le modèle de Drude pour différentes valeurs de νm . A gauche partie réelle et à droite partie imaginaire.....I-13

Fig. I-5. Représentation schématique des différents types de cellules élémentaires de la structures SRR : En 2D a) Double SRR-rond, b) Double SRR-carré et c) Multi SRR-carré ; en 3D d) SRR-rond simple et d) SRR-rond double. Figures extraites de [5], [24]–[26].I-14

Fig. I-6. a) Vue planaire d'un SRR avec ses dimensions caractéristiques. (b) Vue planaire et séquence d'empilage d'un réseau SRR. Figures extraites de [5].I-16

Fig. I-7. Perméabilité effective pour un réseau SRR avec $F = 0.67$, $\omega_0 = 2.\pi.2.45\text{ GHz}$: a) partie réelle et b) partie imaginaire avec $\gamma = 2.\pi.(0.0\text{ GHz})$, $\gamma = 2.\pi.(0.5\text{ GHz})$ et $\gamma \rightarrow \infty$. c) partie réelle et d) partie imaginaire avec $\gamma \rightarrow 0+$, $\gamma = 2.\pi.(0.5\text{ GHz})$ et $\gamma = \omega_0$I-18

Fig. I-8. Configuration de la géométrie et distribution des courants et charges (à gauche), et le modèle de circuit équivalent de la cellule élémentaire du SRR récupéré à partir de sa géométrie. Figures extraites de [37].I-19

Fig. I-9. Schéma représentatif de la propagation d'une onde plane dans un échantillon d'indice de réfraction n , d'impédance réduite Z_{red} et longueur LEI-21

Fig. I-10. Permittivité et perméabilité relatives tracées pour un échantillon d'air et de quartz de longueur $LE = 32\text{ mm}$I-23

Fig. I-11. a) Amplitude des paramètres S avec la courbe d'absorption, b) Phase des paramètres S . Courbes tracées pour un échantillon d'air et de quartz de longueur $LE = 32\text{ mm}$I-24

Fig. I-12. a) Représentation des paramètres S dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon d'air et de quartz de longueur $LE = 32\text{ mm}$I-25

Liste des figures

- Fig. I-13. Indice de réfraction de l'air et du plasma avec $\omega_{pe} = 2. \pi. (1 \text{ GHz})$. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à faible densité électronique et longueur $LE = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.I-27
- Fig. I-14. a) Paramètres S en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres S en phase. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à faible densité électronique et longueur $LE = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.I-27
- Fig. I-15. a) Paramètres S dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à faible densité électronique et longueur $LE = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.I-28
- Fig. I-16. Indice de réfraction de l'air et du plasma avec $\omega_{pe} = 2. \pi. (6.00 \text{ GHz})$. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à forte densité électronique et longueur $LE = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.I-29
- Fig. I-17. a) Paramètres S en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres S en phase. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à forte densité électronique et longueur $LE = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.I-29
- Fig. I-18. Paramètres S dans le plan complexe et diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon de plasma à forte densité électronique et longueur $LE = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.I-30
- Fig. I-19. a) Permittivité relative du plasma (ϵ_{rp}) avec l'indice de réfraction (n) en parties réelle et imaginaire, et b) Epaisseur de peau (δ). Courbes tracées pour un échantillon de plasma proche d'un cas réel de longueur $LE = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.I-31
- Fig. I-20. a) Paramètres S en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres S en phase. Courbes tracées pour un échantillon de plasma de longueur $LE = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.I-32
- Fig. I-21. a) Paramètres S dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon de plasma de longueur $LE = 315 \text{ mm}$ d'après le modèle de Drude.I-33
- Fig. I-22. a) Vue schématique du SRR avec ses dimensions (figure extraite de [48]), et b) configuration de la structure simulée sur ANSYS Electronics Desktop.I-34
- Fig. I-23. Permittivité et perméabilité relatives effectives de la structure SRR : a) partie réelle, et b) partie imaginaire. Paramètres électromagnétiques récupérés à partir l'indice de réfraction n et l'impédance réduite Z_{red}I-35
- Fig. I-24. Indice de réfraction et impédance réduite de la structure SRR : a) partie réelle, et b) partie imaginaire. Paramètres extraits à partir des paramètres S de la structure en utilisant la méthode décrite en [49].I-36

- Fig. I-25. a) Paramètres S en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres S en phase. Courbes extraites à partir d'une simulation sur le logiciel commercial ANSYS Electronics Desktop pour un échantillon SRR. I-37
- Fig. I-26. a) Paramètres S dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon SRR. I-37
- Fig. I-27. Configuration de la structure simulée sur ANSYS Electronics Desktop en incluant du plasma (boîtes en rouge clair) sur la structure avec une boîte centrale d'air de 4.6 mm. I-38
- Fig. I-28. Permittivité et perméabilité relative effective de la structure Plasma-SRR : a) partie réelle, et b) partie imaginaire. Paramètres électromagnétiques récupérés à partir de l'indice de réfraction n et l'impédance réduite Z_{red} I-39
- Fig. I-29. Indice de réfraction et impédance réduite de la structure Plasma-SRR : a) partie réelle et b) partie imaginaire. c) partie réelle (cas pertes nulles pour $\epsilon_{r_{eff}}$ et $\mu_{r_{eff}}$) et d) partie imaginaire (cas pertes nulles pour $\epsilon_{r_{eff}}$ et $\mu_{r_{eff}}$). Paramètres extraits à partir des paramètres S de la structure en utilisant la méthode décrite en [49]. I-40
- Fig. I-30. a) Paramètres S en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres S en phase. Courbes extraites à partir d'une simulation sur le logiciel commercial ANSYS Electronics Desktop pour un échantillon Plasma-SRR. I-41
- Fig. I-31. a) Paramètres S dans le plan complexe et b) diagramme de dispersion. Courbes tracées pour un échantillon Plasma-SRR. I-42
- Fig. I-32. a) Réponse en fréquence de la perméabilité effective du réseau SRR. a) Pour réseau SRR-1 et b) Pour réseau SRR-2. Figures extraites de [48]. I-44
- Fig. I-33. a) Schéma du banc expérimental en montrant l'emplacement du réseau SRR ainsi que la région de propagation de l'onde à une fréquence de 2.45 GHz. Figure extraite de [48]. I-45
- Fig. I-34. Evolution de la puissance microonde incidente pour le réseau a) SRR-1 et b) SRR-2 à une fréquence de 2.45 GHz. Figure extraite de [48]. I-45
- Fig. I-35. Profil spatial de densité électronique pour le réseau a) SRR-1 et b) SRR-2 à une fréquence de 2.45 GHz mesurée par la sonde de Langmuir amovible montrée sur la Fig. I-33 à 0.8 ms et 3 ms respectivement. Figure extraite de [48]. I-46
- Fig. I-36. Géométrie de la structure duale du réseau SRR de 3 x 3 x 9 cellules élémentaires. Chaque cellule élémentaire est composée par deux anneaux. Un anneau p -SRR pour générer le plasma et un μ -SRR pour créer une perméabilité négative. Figure extraite de [56]. I-47

Liste des figures

- Fig. I-37. Banc expérimental de la mise en place du réseau SRR de 3 x 3 x 3 cellules élémentaires dans la région plasma. Source plasma inductive à **13.56 MHz**. Figure extraite de [67].I-47
- Fig. I-38. a) Mesure de la transmission avec la perméabilité effective récupérée en fonction de la fréquence, et b) Mesure de la transmission pour différents cas : Réseau SRR 3 x 3 x 3 cellules élémentaires, Blanks expérimental de la mise en place du réseau SRR de 3 x 3 x 9 cellules élémentaires dans la région plasma. Source plasma inductive à **13.56 MHz**. Figure extraite de [67]......I-48
- Fig. II-1. Principe théorique et expérimental du fonctionnement de la technique de « Spectroscopie diélectrique » ou « Spectroscopie d'impédance ».II-59
- Fig. II-2. Principe théorique et expérimental du fonctionnement de la technique du « Pont de Schering » ou « Pont d'impédances ».II-60
- Fig. II-3. Représentation schématique de la démarche à suivre pour la récupération des paramètres électromagnétiques de l'échantillon sous test.II-62
- Fig. II-4. Configuration de mesure des paramètres S globaux extraits par [12].II-62
- Fig. II-5. Schéma représentatif de la propagation d'une onde plane dans un échantillon d'indice de réfraction n_2 , une impédance réduite Z_{red2} et longueur LEII-65
- Fig. II-6. Paramètre S_{11E2} (a) en partie réelle et imaginaire, et b) phase. Courbes récupérées pour l'échantillon du SRR de longueur $LE = 13 \text{ mm}$ à partir de la technique de différentiation HBE.II-70
- Fig. II-7. Paramètre S_{11E} en partie réelle et imaginaire à gauche, et en phase à droite. Courbes pour l'échantillon du SRR de longueur $LE = 13 \text{ mm}$ avec différentes combinaisons des parties réelle et imaginaire.II-72
- Fig. II-8. Indice de réfraction n_2 en fonction de la fréquence en partie réelle et imaginaire. Courbes récupérées à partir du calcul de n_2 sur l'équation (II-21) pour l'échantillon de quartz de longueur $LE = 32 \text{ mm}$II-74
- Fig. II-9. (a) Phase du $\cos(k_0 \cdot n_2 \cdot LE)$ et (b) Indice de réfraction n_2 en partie réelle et imaginaire en fonction de la fréquence. Courbes de n_2 récupérées à partir du critère de la branche (m) de n_2 en équation (II-24) pour l'échantillon de quartz de longueur $LE = 32 \text{ mm}$II-74
- Fig. II-10. Configuration de mesure des paramètres S globaux pour les deux configurations utilisées par la technique de différenciation, avec le téflon en gris ($LX = 15 \text{ mm}$ et $LY = 42 \text{ mm}$), et l'échantillon en bleu.II-76

- Fig. II-11. Configuration de la structure plasma (boite en rouge clair) simulée sur ANSYS Electronics Desktop en incluant les blocs du téflon (boite en grise) sur la structure..... II-77
- Fig. II-12. Paramètres S globaux ($SXXG$) a) en amplitude et b) phase. Courbes obtenues à partir des deux configurations des paramètres S pour un échantillon de plasma de longueur LE , d'après le modèle de Drude. Une rupture d'échelle en amplitude est faite sur la figure a) pour une meilleure lisibilité. II-78
- Fig. II-13. Paramètres S a) en amplitude et b) phase. Courbes des paramètres S récupérées juste pour l'échantillon de plasma de longueur LE II-79
- Fig. II-14. Partie réelle et imaginaire de a) l'indice de réfraction (n_2) et de la b) permittivité relative plasma (ϵ_{rp}). Courbes pour l'échantillon de plasma de longueur LE II-79
- Fig. II-15. Configuration en a) espace libre et b) à l'intérieur de la cavité métallique. Configurations avec les blocs de téflon pour les antennes et les absorbants à ferrite. En haut une vue frontale et en bas une vue de dessus..... II-80
- Fig. II-16. Configuration de mesure du réseau SRR en a) espace libre et b) à l'intérieur de la cavité métallique. Configurations avec les blocs de téflon pour les antennes et les absorbants à ferrite..... II-81
- Fig. II-17. Paramètres S globaux ($SXXG$) en a) amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration (A) de la méthode proposée en espace libre (E/L) et cavité (C)..... II-82
- Fig. II-18. Paramètres S globaux ($SXXG$) en a) amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration (B) de la méthode proposée en espace libre (E/L) et cavité (C) avec l'échantillon SRR de longueur $LE = 13 \text{ mm}$ II-82
- Fig. II-19. Paramètres S en a) amplitude et b) phase. Courbes récupérées en espace libre (E/L) et dans la cavité (C), comparées avec celles simulées (Sim) pour l'échantillon SRR de longueur $LE = 13 \text{ mm}$ II-83
- Fig. II-20. Permittivité relative effective en a) partie réelle et b) partie imaginaire. Courbes récupérées en espace libre (E/L), dans la cavité avec téflon (C) et dans la cavité sans téflon (C-S/T), comparées avec celles simulées (Sim) pour l'échantillon SRR de longueur $LE = 13 \text{ mm}$ II-84
- Fig. II-21. Permittivité relative effective en a) partie réelle et b) partie imaginaire. Courbes récupérées en espace libre (E/L), dans la cavité avec téflon (C) et dans la cavité sans téflon (C-S/T), comparées avec celles simulées (Sim) pour l'échantillon SRR de longueur $LE = 13 \text{ mm}$ II-85
- Fig. II-22. Configuration de mesure de l'échantillon de quartz en a) espace libre et b) à l'intérieur de la cavité métallique. Configurations avec les blocs de téflon pour les antennes et les absorbants à ferrite. II-86

Liste des figures

- Fig. II-23. Paramètres S globaux ($SXXG$) en a) amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration (B) de la méthode proposée en espace libre (E/L) et cavité (C) avec l'échantillon de quartz de longueur $LE = 10 \text{ mm}$ II-87
- Fig. II-24. Paramètres S en a) amplitude et b) phase. Courbes récupérées en espace libre (E/L) et dans la cavité (C), comparées avec celles simulées (Sim) pour l'échantillon de quartz de longueur $LE = 10 \text{ mm}$ II-88
- Fig. II-25. Partie réelle et imaginaire de a) l'indice de réfraction (n_2) et de la b) permittivité relative (ϵ_r_{Qz}). Courbes pour l'échantillon de quartz de longueur $LE = 10 \text{ mm}$ II-89
- Fig. II-26. Configuration de mesure de l'échantillon d'ertalon en a) espace libre et b) à l'intérieur de la cavité métallique. Configurations avec les blocs de téflon pour les antennes et les absorbants à ferrite. II-90
- Fig. II-27. Paramètres S globaux ($SXXG$) a) en amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration (B) de la méthode proposée en espace libre (E/L) et cavité (C) avec l'échantillon d'ertalon de longueur $LE = 50 \text{ mm}$ II-90
- Fig. II-28. Paramètres S de l'échantillon ($SXXE$) a) en amplitude et b) en phase. Courbes des paramètres S récupérées et simulées juste pour l'échantillon d'ertalon de longueur $LE = 51 \text{ mm}$ II-91
- Fig. II-29. Partie réelle et imaginaire de a) l'indice de réfraction (n_2) et de la b) permittivité relative (ϵ_r_{Qz}). Courbes pour l'échantillon d'ertalon de longueur $LE = 50 \text{ mm}$ II-91
- Fig. III-1. a) Enceinte métallique et b) schéma de la configuration expérimentale avec le plasma. III-101
- Fig. III-2. Configuration à l'intérieur de la cavité métallique avec les blocs de téflon pour les antennes, les absorbants à ferrite et la sonde Langmuir. a) Vue frontale et b) vue de dessus. III-102
- Fig. III-3. Paramètres S a) en amplitude, b) en phase. Comparaison d'un bilan de liaison des antennes pour une distance $L = 100 \text{ mm}$ dans la cavité avec et sans absorbant (noté respectivement C et C-S/A) et en espace libre (noté E/L). III-103
- Fig. III-4. Caractéristique I-V obtenue par une sonde de Langmuir cylindrique en argon (3 mTorr, 100 W). Figure extraite du diagnostic plasma en [2]. III-105
- Fig. III-5. a) Schéma de la configuration d'une sonde compensée et b) sonde de Langmuir compensée réalisée pour une source plasma à 13.56 MHz. III-107
- Fig. III-6. Boitier Langmuir V1 utilisé pour appliquer le potentiel V_s à notre sonde de Langmuir et récupérer la courbe caractéristique I-V. III-108

- Fig. III-7. Interface visuelle ESPAS avec les paramètres a) d'entrée : V_s , résistance de la sonde, nombre de mesures, temps de nettoyage, tension de nettoyage, et b) de sortie : V_f , V_p , n_e et T_eIII-109
- Fig. III-8. Vue de dessus de la configuration à l'intérieur de la cavité métallique avec les antennes, les absorbants à ferrite et la sonde de Langmuir sur l'axe du vecteur champ magnétique pour l'allumage plasma. Sonde de Langmuir a) droite et b) coudée.III-110
- Fig. III-9. Evolution spatiale de la densité électronique en fonction de la distance en dH pour des différentes valeurs de pression (20, 50 et 100 **mTorr**) pour une distance entre les antennes égale à 200 **mm** et avec une puissance incidente de 100 **W**.III-112
- Fig. III-10. Evolution de la densité électronique en fonction de la pression en fixant la sonde de Langmuir à $dH = 0$ pour une distance entre les antennes égale à 100 et 200 **mm** et avec une puissance de 100 **W**.III-112
- Fig. III-11. Evolution spatiale de la densité électronique en fonction de la distance en dH pour différentes valeurs de puissance (100, 200 et 300 **W**), une distance entre les antennes égale à 200 **mm** et pour 2 valeurs de pression : a) 5 **mTorr** et b) 50 **mTorr**.III-113
- Fig. III-12. Evolution de la densité électronique en fonction de la puissance en fixant la sonde de Langmuir à $dH = 0$ pour une distance entre les antennes égale à 200 **mm** et avec une pression de 5 **mTorr** et 50 **mTorr**.III-114
- Fig. III-13. Evolution spatiale de la densité électronique en fonction de la distance en dK (Fig. III-8.b) pour deux valeurs de distances entre les antennes (100 et 200 **mm**) avec une pression d'argon de 40 **mTorr** et une puissance incidente de 250 **W**.III-115
- Fig. III-14. Paramètres S a) en amplitude, b) en phase. Courbes expérimentales pour un échantillon du plasma avec une distance de 100 et 200 **mm** entre les antennes, avec une pression de 40 **mTorr** et une puissance RF de 250 **W**.III-117
- Fig. IV-1. Configuration du réseau a) des plaques et b) des bandes du métamatériau utilisée pour la combinaison avec le plasma à l'intérieur de la cavité métallique.IV-124
- Fig. IV-2. Evolution spatiale de la densité électronique pour deux valeurs de pression a) 10 **mTorr** et b) 50 **mTorr** et deux écarts entre les plaques de métamatériau SRR avec une distance entre les antennes égale à 200 **mm** pour une puissance RF injectée de 200 **W**.IV-126
- Fig. IV-3. Evolution de la densité électronique en fonction de la pression à $dH = 0$ en présence des plaques de métamatériau SRR (une plaque sur deux) pour une distance entre les antennes égale à 200 **mm** et avec une puissance de 200 **W**.IV-127

Liste des figures

- Fig. IV-4. Photo de la configuration du réseau des bandes SRR placées dans la cavité métallique avec les antennes-téflon, les absorbants et les câbles, pour trois distances différentes en ℓH : 11.5, 23 et 46 mm.IV-128
- Fig. IV-5. a) Amplitude et b) phase du paramètre S_{21} (mesuré et simulé) du réseau des rangées SRR pour trois distances différentes en ℓ : 11.5, 23 et 46 mm.IV-129
- Fig. IV-6. a) Partie réelle et b) imaginaire de la perméabilité effective (mesurée et simulée) du réseau des bandes SRR pour trois distances différentes en ℓH : 11.5, 23 et 46 mm. .IV-130
- Fig. IV-7. Evolution de la densité électronique en fonction de la pression en fixant la sonde de Langmuir à $dH = 0$ en présence des bandes de métamatériau SRR pour une distance entre les antennes égale à 200 mm et avec une puissance RF de 200 W.....IV-131
- Fig. IV-8. Nouvelle structure métamatériau composée d'anneaux SRRs en cuivre et répartis le long des axes du champ E , H et kIV-132
- Fig. IV-9. a) Amplitude et b) phase du paramètre S_{21} (mesuré et simulé) pour trois distances différentes en ℓH : 11.5, 23 et 46 mm.IV-134
- Fig. IV-10. a) Parties réelle et b) imaginaire de la perméabilité effective (mesurée et simulée) du réseau SRR_{ST} pour trois distances différentes en ℓH : 11.5, 23 et 46 mm.IV-135
- Fig. IV-11. Photo de la configuration du réseau SRR_{ST} (4x6x3 cellules élémentaires) placée dans la cavité métallique avec les antennes-téflon, les absorbants et les câbles.IV-136
- Fig. IV-12. a) Amplitude et b) phase du paramètre S_{21} (mesuré et simulé) pour la structure SRR_{ST} composée de 4x6x3 cellules élémentaires (E , H et k) sans plasma.....IV-137
- Fig. IV-13. a) Partie réelle et b) imaginaire de la perméabilité effective simulée pour la structure SRR_{ST} composée de 4x6x3 cellules élémentaires (E , H et k) sans plasma.....IV-138
- Fig. IV-14. Densité électronique mesurée par la sonde de Langmuir à $dH = 0$ en fonction de la pression, en présence de la structure métamatériau SRR_{ST} pour une distance entre les antennes égale à 90 mm et avec une puissance de 200 W.IV-139
- Fig. IV-15. a) Amplitude et b) phase des paramètre S mesurés (plasma-off et plasma-on) pour la structure SRR_{ST} composée de 4x6x3 cellules élémentaires (E , H et k) avec un plasma à 70 mTorr et 200 W.....IV-139
- Fig. IV-16. a) Amplitude et b) phase des paramètre S mesurés pour la structure SRR_{ST} composée de 4x6x3 cellules élémentaires (E , H et k) avec un plasma à 70 mTorr, pour une puissance de 200 et 350 W.IV-141
- Fig. IV-17. Amplitude du paramètre S_{21} mesuré pour un plasma seul de longueur $LE = 90$ mm à 70 mTorr, pour une puissance de 350 W (2.0 1011 cm – 3), comparé

avec ceux de la combinaison plasma-SRR_{ST} à la même pression mais différente densité électronique.IV-142

Fig. IV-18. a) Amplitude et b) phase du paramètre **S21** mesuré pour un plasma seul de longueur **LE = 90 mm** à 40, 70 et 100 **mTorr**, pour une puissance de 350 **W**.IV-143

Fig. IV-19. Configuration de la structure SRR_{ST} simulée sur ANSYS Electronics Desktop en incluant du plasma (boites en rouge clair) sur la structura avec une boîte centrale du vide de **19 mm**.IV-145

Fig. IV-20. Permittivité et perméabilité relative effective de la structure Plasma- SRR_{ST} : a) partie réelle, et b) partie imaginaire. Paramètres électromagnétiques récupérés à partir de l'indice de réfraction **n** et l'impédance réduite **Zred**.IV-145

Fig. IV-21. a) Indice de réfraction en partie réelle et imaginaire, et b) Impédance réduite à l'interface (**Zred_int**) des deux milieux (air et Plasma-SRR_{ST}) en amplitude et phase. Paramètre récupéré à partir des paramètres **S** de la structure simulée et de l'équation (1) à la section A des Annexes respectivement.IV-146

Fig. IV-22. a) Paramètres **S** en amplitude avec la courbe d'absorption, b) Paramètres **S** en phase. Courbes extraites à partir d'une simulation sur le logiciel commercial ANSYS Electronics Desktop pour un échantillon Plasma-SRR_{ST}.IV-146

Fig. IV-23. Photo de la configuration du réseau SRR_{ST} (4x6x1 cellules élémentaires) placées dans la cavité métallique avec les antennes-téflon, les absorbants et les câbles.IV-147

Fig. IV-24. a) Profil de densité (pour 50 **mTorr** et 500 **W**) en fonction de la distance **dH** et b) la configuration du réseau SRR_{ST} dans le logiciel ANSYS Electronics Desktop® pour le gradient de plasma mesuré à 50 mTorr et à 500 W.IV-148

Fig. IV-25. a) Amplitude et b) phase du paramètre **S21** simulé pour un plasma-off, un plasma homogène et un gradient plasma pour la structure représentée sur la Fig. IV-24.b.IV-149

Fig. IV-26. a) Amplitude et b) phase du paramètre **S21** mesuré pour un plasma-off et pour le gradient plasma mesuré avec 50 **mTorr** et 500 **W** et représentée sur la Fig. IV-24.a.IV-151

Fig. IV-27. a) Amplitude et b) phase du paramètre **S21** simulé pour un plasma-off, un plasma avec un gradient et un plasma avec un gradient et une gaine de 10 **λDe**, pour la structure représentée à la Fig. IV-24.IV-152

Liste des équations

(I-1)	I-3
(I-2)	I-3
(I-3)	I-3
(I-4)	I-4
(I-5)	I-4
(I-6)	I-4
(I-7)	I-7
(I-8)	I-10
(I-9)	I-10
(I-10)	I-10
(I-11)	I-10
(I-12)	I-11
(I-13)	I-11
(I-14)	I-11
(I-15)	I-11
(I-16)	I-11
(I-17)	I-11
(I-18)	I-15
(I-19)	I-16
(I-20)	I-16
(I-21)	I-20
(I-22)	I-20
(I-23)	I-21
(I-24)	I-22

Liste des équations

(I-25)	I-25
(I-26)	I-25
(II-1)	II-63
(II-2)	II-63
(II-3)	II-63
(II-4)	II-64
(II-5)	II-65
(II-6)	II-65
(II-7)	II-65
(II-8)	II-66
(II-9)	II-66
(II-10)	II-66
(II-11)	II-66
(II-12)	II-66
(II-13)	II-67
(II-14)	II-67
(II-15)	II-67
(II-16)	II-67
(II-17)	II-68
(II-18)	II-68
(II-19)	II-68
(II-20)	II-69
(II-21)	II-69
(II-22)	II-69
(II-23)	II-71
(II-24)	II-73

(III-1) III-109

(III-2) III-110

Liste des tableaux

Tableau I-1. Valeurs de permittivité et perméabilité de certains matériaux utilisés dans l'industrie dans le domaine micro-onde.	I-6
Tableau I-2. Expressions générales du modèle de Drude décomposées en parties réelle et imaginaire pour la permittivité relative du plasma.	I-12
Tableau I-3. Expressions générales décomposées en parties réelle et imaginaire pour la perméabilité effective d'un réseau SRR.	I-16

Annexes.

Table des matières

A. Analyse sur l'impédance réduite à l'interface entre deux milieux à indices de réfraction différents.....	179
B. Etude analytique sur le calcul de l'indice de réfraction n avec les possibles combinaisons complexes de ϵr et μr	182
C. Etude de l'erreur introduite par le changement de l'aire au téflon sur la méthode de caractérisation.....	186

A. Analyse sur l'impédance réduite à l'interface entre deux milieux à indices de réfraction différents.

Dans la section I.5.2 du CHAPITRE I nous avons regardé la signature électromagnétique des différents milieux avec une dimension finie suivant la direction de l'axe de propagation. Nous traitons ici un échantillon du quartz, dont les propriétés sont déjà explicitées dans cette même section. Pour cet échantillon, les paramètres \underline{S} en amplitude et phase sont présentés : sur l'amplitude, il y a des maxima et des minima sur toute la plage de fréquences (Fig. I-11.a). Ces maxima de transmission représentent une adaptation d'impédance entre les deux milieux (air et quartz) à l'interface. Si les équations (II-17) et (II-18) du CHAPITRE II sont reprises, l'impédance réduite à l'interface de ces deux milieux peut être exprimée en termes de \underline{Z}_{red2} , k_0 , \underline{n}_2 et L_E :

$$\underline{Z}_{red_int} = \frac{\underline{Z}_{int}}{Z_0} = \frac{1}{Z_0} \cdot \frac{\vec{E}_{1g}}{\vec{H}_{1g}} = \underline{Z}_{red2} \cdot \frac{\underline{Z}_{red1} + j \cdot \underline{Z}_{red2} \cdot \tan(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)}{\underline{Z}_{red2} + j \cdot \underline{Z}_{red1} \cdot \tan(k_0 \cdot \underline{n}_2 \cdot L_E)} \quad (3)$$

Notons que cette équation résultante est l'homologue à l'équation de l'impédance d'entrée pour les lignes de transmission et dépend en grande partie sur les paramètres du milieu 2. Ici $\underline{Z}_{red1} = 1$ car il s'agit de l'air pour le milieu 1 et \underline{Z}_{red2} est l'impédance réduite du milieu 2.

Si cette équation est appliquée au cas du quartz nous pouvons calculer l'impédance à l'interface. Ce résultat est montré sur la Figure 1.

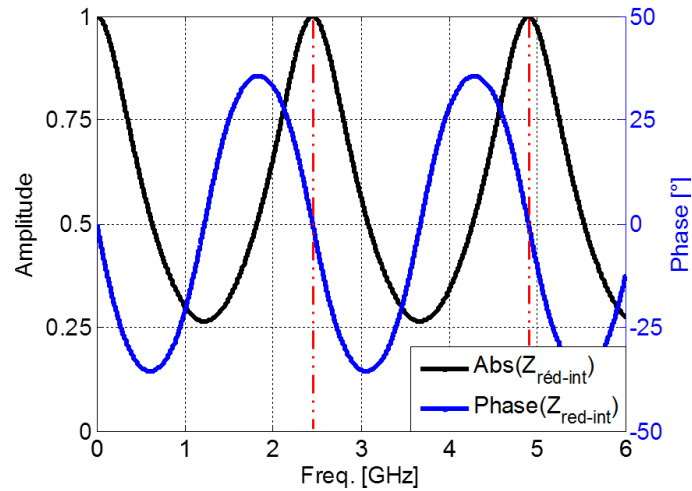


Figure 1. Impédance réduite à l'interface des deux milieux (air et quartz) en amplitude et phase. Paramètres extraits pour le cas quartz présenté sur la Fig. I-11 à la section I.5.2 du CHAPITRE I.

Tout d'abord, bien que l'impédance réduite du quartz (Z_{red2}) ait une composante uniquement capacitive et constante sur toute la plage des fréquences (partie imaginaire positive en suivant $e^{j.\omega.t}$), la partie imaginaire de l'impédance réduite à l'interface (Z_{red_int}) oscille entre valeurs positives et négatives, ce qu'il veut dire qu'il y a des composantes inductives et capacitives. Par ailleurs, l'adaptation d'impédance à l'interface se fait clairement aux mêmes fréquences des maxima de transmission de la Fig. I-11.a (ou minima de réflexion à défaut) où l'amplitude et la phase de Z_{red_int} valent 1 et 0° respectivement.

De la même façon, cette impédance peut être calculée pour le cas du plasma cité aussi à la section I.5.2 du CHAPITRE I, dont les propriétés sont déjà explicitées sur cette même section. Comme pour le cas du quartz, les maxima de transmission montrés sur la Fig. I-20.a où les paramètres \underline{S} en amplitude sont présentés, représentent une adaptation d'impédance entre les deux milieux (air et plasma) à l'interface. En utilisant l'équation (3) nous calculons et montrons cette impédance réduite à l'interface sur la Figure 2.

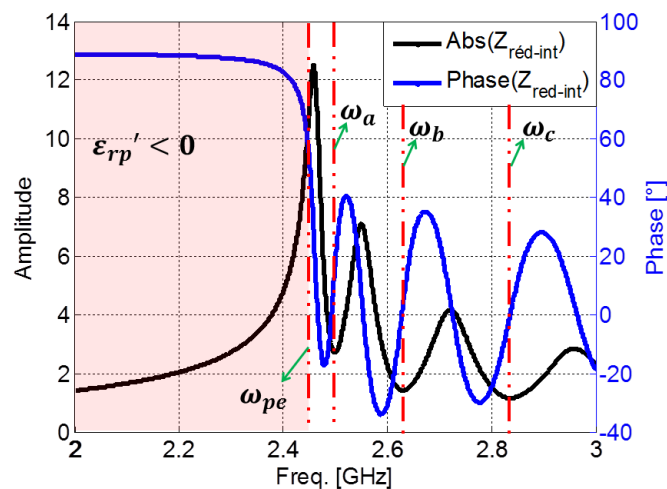


Figure 2. Impédance réduite à l'interface des deux milieux (air et plasma) en amplitude et phase. Paramètres extraits pour le cas plasma présenté sur la Fig. I-20 à la section I.5.2 du CHAPITRE I.

Pour le cas plasma, tel qu'il est montré plus tard sur la Figure 10.b ici, son impédance réduite (Z_{red2}) a aussi une composante uniquement capacitive mais variable en fonction de la fréquence (partie imaginaire positive en suivant $e^{j.\omega.t}$). Cependant la variation entre valeurs positives et négatives de la partie imaginaire de l'impédance réduite à l'interface (Z_{red_int}) est observable. Encore une fois, comme pour le quartz, l'adaptation d'impédance à l'interface se fait aux mêmes fréquences des maxima de transmission de la Fig. I-20.a où l'amplitude et la phase de Z_{red_int} valent 1 et 0° respectivement. En plus, ici nous pouvons vérifier également que, en cohérence avec un milieu passif, la partie réelle de Z_{red_int} est toujours positive (phase comprise entre les quadrants 1 et 4 du plan complexe). Aussi, aux fréquences inférieures à la fréquence plasma (ω_{pe}), le plasma décrit un comportement caractéristique d'un conducteur avec une amplitude de Z_{red_int} proche de zéro et une phase proche de 90° . Aux fréquences supérieures à ω_{pe} , il se comporte comme un diélectrique tel qu'il a été explicité avec le modèle de Drude à la section I.3.3 du CHAPITRE I.

Concernant maintenant le SRR (cas cité aussi à la section I.5.2 du CHAPITRE I), son impédance peut être calculée. Comme pour les deux cas précédents, le maximum de transmission montré sur la Fig. I-25.a où les paramètres \underline{S} en amplitude sont présentés, représentent une adaptation d'impédance entre les deux milieux (air et SRR) à l'interface. En utilisant l'équation (3) nous calculons et montrons cette impédance réduite à l'interface sur la Figure 3.

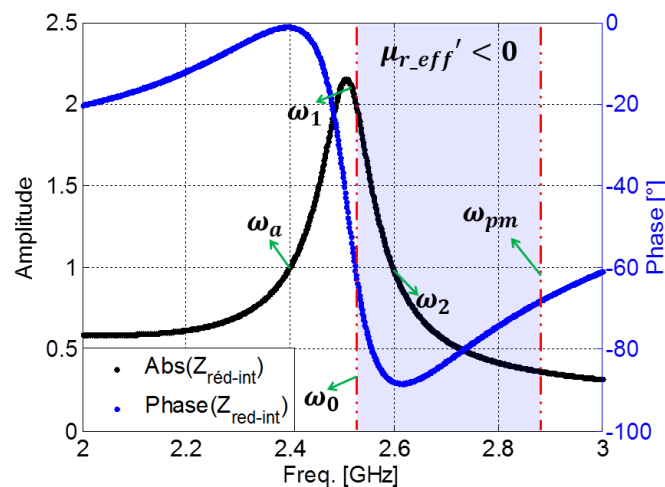


Figure 3. Impédance réduite à l'interface des deux milieux (air et SRR) en amplitude et phase. Paramètres extraits pour le cas SRR présenté sur la Fig. I-25 à la section I.5.2 du CHAPITRE I.

Effectivement, pour le cas SRR, l'adaptation d'impédance apparaît à 2.4 GHz. où l'amplitude et la phase de Z_{red_int} valent 1 et 0° respectivement. A la fréquence ω_2 , l'amplitude de Z_{red_int} vaut 1 aussi, par contre sa phase n'est pas égale à 0° mais -90° . Rappelons qu'à cette fréquence (ω_2) la valeur plus négative de la partie réelle de $\underline{\mu}_{r_eff}$ a lieu, tel que montré sur la Fig. I-23 à la section I.5.2 du CHAPITRE I.

Si maintenant le SRR est combiné avec le plasma comme montré sur la Fig. I-30 à la section I.5.2 du CHAPITRE I, nous pouvons trouver également une bonne adaptation d'impédance entre les deux milieux (air et plasma-SRR). En utilisant l'équation (3) nous calculons et montrons cette impédance réduite à l'interface sur la Figure 4.

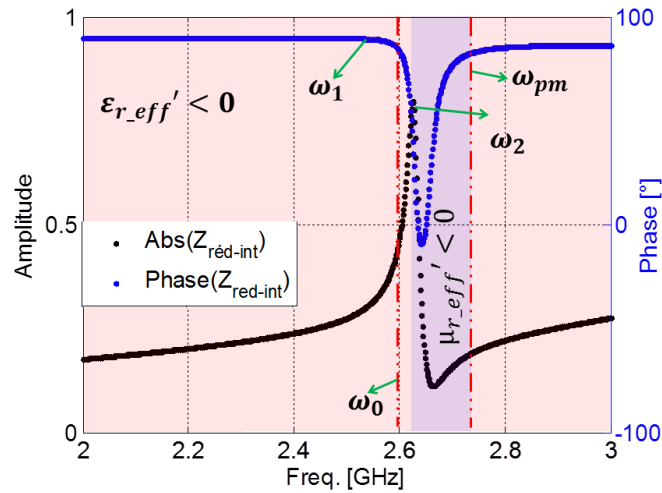


Figure 4. Impédance réduite à l'interface des deux milieux (air et Plasma-SRR) en amplitude et phase. Paramètres extraits pour le cas Plasma-SRR présenté sur la Fig. I-27 à la section I.5.2 du CHAPITRE I.

A la différence du cas SRR sans plasma, ici le maximum de transmission montré sur la Fig. I-30 à la section I.5.2 du CHAPITRE I à la fréquence ω_2 , n'atteint pas 0 dB. En cohérence avec ce phénomène, l'amplitude de Z_{red_int} n'est pas égale à 1 mais elle est proche ; cependant sa phase vaut toujours 0° . Rappelons que à cette fréquence (ω_2), l'absorption est la plus élevée. A cause de cet effet, l'adaptation d'impédance n'est pas parfaite, mais elle reste satisfaisante.

B. Etude analytique sur le calcul de l'indice de réfraction \underline{n} avec les possibles combinaisons complexes de $\underline{\epsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$.

Dans la section I.2.1 du CHAPITRE I nous avons regardé les différentes combinaisons possibles (4 quadrants) des signes des permittivité et perméabilité relatives. Nous étions sur l'hypothèse d'avoir uniquement des valeurs réelles pour ces grandeurs ($\underline{\epsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$) ; En réalité, la plupart des matériaux voient leur permittivité et leur perméabilité modélisées par des valeurs complexes. La partie imaginaire de cette valeur complexe dénote des pertes diélectriques et magnétiques dans le matériau tel que mentionné par le Tableau I-1 à la même section. Dans la section I.5.2 du CHAPITRE I où la signature électromagnétique de certains cas, dont l'ensemble plasma-SRR est montré, nous avons identifié que, d'après la Fig. I-29, un indice de réfraction négatif peut être visible sans avoir nécessairement une partie réelle négative pour $\underline{\epsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$. Cet indice de réfraction \underline{n} a été récupéré à partir des paramètres \underline{S} simulés de la structure sur le logiciel ANSYS Electronique Desktop®, en utilisant la technique d'inversion des paramètres \underline{S} (SVKS), une des techniques de notre méthode de caractérisation qui a été explicitée dans le CHAPITRE II.

Pour s'assurer du calcul correct (en signe et amplitude) de l'indice de réfraction au travers de la technique d'inversion, nous prenons maintenant les différentes valeurs complexes possibles pour de $\underline{\varepsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$ obtenues à la section I.5.2 du CHAPITRE I et faisons une étude avec toutes les combinaisons possibles entre $\underline{\varepsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$ pour calculer l'indice de réfraction \underline{n} . Sur la Figure 5 nous montrons les diagrammes complexes pour $\underline{\varepsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$ où sont comprises les 4 combinaisons complexes pour $\underline{\varepsilon}_r$ et nous écartons les deux premiers quadrants (partie imaginaire positive) pour $\underline{\mu}_r$.

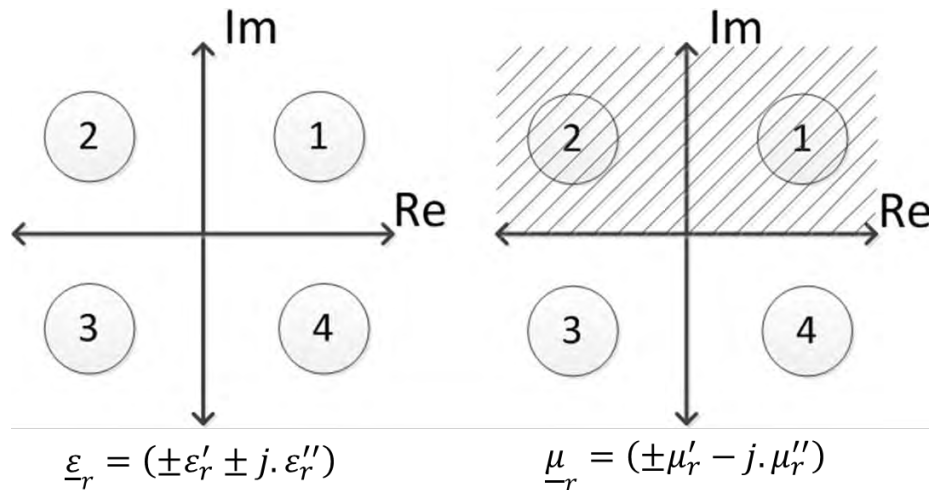


Figure 5. Diagrammes complexes de $\underline{\varepsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$.

Si toutes ces combinaisons complexes sont comprises, huit combinaisons entre $\underline{\varepsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$ sont possibles pour calculer \underline{n} , donc, nous avons alors :

$$\underline{\varepsilon}_{r1} = (+\varepsilon_r' + j \cdot \varepsilon_r'')$$

$$\underline{\mu}_{r3} = (-\mu_r' - j \cdot \mu_r'')$$

$$\underline{\varepsilon}_{r2} = (-\varepsilon_r' + j \cdot \varepsilon_r'')$$

$$\underline{\mu}_{r4} = (+\mu_r' - j \cdot \mu_r'')$$

$$\underline{\varepsilon}_{r3} = (-\varepsilon_r' - j \cdot \varepsilon_r'')$$

$$\underline{\varepsilon}_{r4} = (+\varepsilon_r' - j \cdot \varepsilon_r'')$$

Cas 1 : $\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r1} \cdot \underline{\mu}_{r3}$

$$\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r1} \cdot \underline{\mu}_{r3} = (\varepsilon_r'' \cdot \mu_r'' - \varepsilon_r' \cdot \mu_r') + j \cdot (-(\varepsilon_r' \cdot \mu_r'' + \varepsilon_r'' \cdot \mu_r')) = X + j \cdot Y$$

Où $Y < 0$ et $X \geq 0$ si $\varepsilon_r'' \cdot \mu_r'' \geq \varepsilon_r' \cdot \mu_r'$.

Cas 2 : $\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r2} \cdot \underline{\mu}_{r3}$

$$\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r2} \cdot \underline{\mu}_{r3} = (\varepsilon_r' \cdot \mu_r' + \varepsilon_r'' \cdot \mu_r'') + j \cdot (\varepsilon_r' \cdot \mu_r'' - \varepsilon_r'' \cdot \mu_r') = X + j \cdot Y$$

Annexes.

Où $X > 0$ et $Y \leq 0$ si $\varepsilon_r' \cdot \mu_r'' \leq \varepsilon_r'' \cdot \mu_r'$.

$$\text{Cas 3 : } \underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r3} \cdot \underline{\mu}_{r3}$$

$$\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r3} \cdot \underline{\mu}_{r3} = (\varepsilon_r' \cdot \mu_r' - \varepsilon_r'' \cdot \mu_r'') + j \cdot (\varepsilon_r' \cdot \mu_r'' + \varepsilon_r'' \cdot \mu_r') = X + j \cdot Y$$

Où $Y > 0$ et $X \geq 0$ si $\varepsilon_r' \cdot \mu_r' \geq \varepsilon_r'' \cdot \mu_r''$.

$$\text{Cas 4 : } \underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r4} \cdot \underline{\mu}_{r3}$$

$$\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r4} \cdot \underline{\mu}_{r3} = -(\varepsilon_r' \cdot \mu_r' + \varepsilon_r'' \cdot \mu_r'') + j \cdot (\varepsilon_r'' \cdot \mu_r' - \varepsilon_r' \cdot \mu_r'') = X + j \cdot Y$$

Où $X < 0$ et $Y \leq 0$ si $\varepsilon_r'' \cdot \mu_r' \leq \varepsilon_r' \cdot \mu_r''$.

$$\text{Cas 5 : } \underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r1} \cdot \underline{\mu}_{r4}$$

$$\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r1} \cdot \underline{\mu}_{r4} = (\varepsilon_r' \cdot \mu_r' + \varepsilon_r'' \cdot \mu_r'') + j \cdot (\varepsilon_r'' \cdot \mu_r' - \varepsilon_r' \cdot \mu_r'') = X + j \cdot Y$$

Où $X > 0$ et $Y \leq 0$ si $\varepsilon_r'' \cdot \mu_r' \leq \varepsilon_r' \cdot \mu_r''$.

$$\text{Cas 6 : } \underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r2} \cdot \underline{\mu}_{r4}$$

$$\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r2} \cdot \underline{\mu}_{r4} = (\varepsilon_r'' \cdot \mu_r'' - \varepsilon_r' \cdot \mu_r') + j \cdot (\varepsilon_r' \cdot \mu_r'' + \varepsilon_r'' \cdot \mu_r') = X + j \cdot Y$$

Où $Y > 0$ et $X \geq 0$ si $\varepsilon_r'' \cdot \mu_r'' \geq \varepsilon_r' \cdot \mu_r'$.

$$\text{Cas 7 : } \underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r3} \cdot \underline{\mu}_{r4}$$

$$\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r3} \cdot \underline{\mu}_{r4} = -(\varepsilon_r' \cdot \mu_r' + \varepsilon_r'' \cdot \mu_r'') + j \cdot (\varepsilon_r' \cdot \mu_r'' - \varepsilon_r'' \cdot \mu_r') = X + j \cdot Y$$

Où $X < 0$ et $Y \leq 0$ si $\varepsilon_r' \cdot \mu_r'' \leq \varepsilon_r'' \cdot \mu_r'$.

$$\text{Cas 8 : } \underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r4} \cdot \underline{\mu}_{r4}$$

$$\underline{n}^2 = \underline{\varepsilon}_{r4} \cdot \underline{\mu}_{r4} = (\varepsilon_r' \cdot \mu_r' - \varepsilon_r'' \cdot \mu_r'') + j \cdot (-(\varepsilon_r' \cdot \mu_r'' + \varepsilon_r'' \cdot \mu_r')) = X + j \cdot Y$$

Où $Y < 0$ et $X \geq 0$ si $\varepsilon_r' \cdot \mu_r' - \varepsilon_r'' \cdot \mu_r''$.

A l'aide de MATLAB® et en prenant de valeurs numériques pour de $\underline{\varepsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$ nous avons calculé les signes de n' et n'' pour chaque condition. Nous résumons en détail les valeurs de n' et n'' pour les différentes combinaisons de $\underline{\varepsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$ sur le Tableau 4 en décrivant le comportement de l'onde propagé et le milieu traité.

Dans ce Tableau 4, à part les cas classiques, pour le troisième cas (souligné en vert) où tant ε_r' que μ_r' sont négatives, n' est toujours inférieur à zéro (en suivant $e^{j \cdot \omega \cdot t}$) pour toutes les conditions, en ayant un milieu à pertes main gauche. Pour le sixième cas, n' est également toujours négatif pour toutes les conditions, même si dans ce cas uniquement ε_r' est négatif.

Par ailleurs, nous pouvons trouver n' inférieur à zéro pour les deuxième, quatrième, cinquième et septième cas. Cependant, cette valeur de n' dépend strictement de la condition sur les valeurs réelles et imaginaires de $\underline{\varepsilon}_r$ et $\underline{\mu}_r$.

CAS	n'	n''	Condition	Dér. de la phase	Milieu
1). $\underline{n} = \sqrt{(+\varepsilon'_r + j.\varepsilon''_r).(-\mu'_r - j.\mu''_r)}$	> 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu''_r = \varepsilon'_r.\mu'_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)
	> 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu''_r > \varepsilon'_r.\mu'_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)
	> 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu''_r < \varepsilon'_r.\mu'_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)
2). $\underline{n} = \sqrt{(-\varepsilon'_r + j.\varepsilon''_r).(-\mu'_r - j.\mu''_r)}$	> 0	= 0	$\varepsilon'_r.\mu''_r = \varepsilon''_r.\mu'_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu s/pertes (main droite)
	> 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu''_r < \varepsilon''_r.\mu'_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)
	< 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu''_r > \varepsilon''_r.\mu'_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
3). $\underline{n} = \sqrt{(-\varepsilon'_r - j.\varepsilon''_r).(-\mu'_r - j.\mu''_r)}$	< 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu'_r = \varepsilon''_r.\mu''_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
	< 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu'_r > \varepsilon''_r.\mu''_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
	< 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu'_r < \varepsilon''_r.\mu''_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
4). $\underline{n} = \sqrt{(+\varepsilon'_r - j.\varepsilon''_r).(-\mu'_r - j.\mu''_r)}$	= 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu'_r = \varepsilon'_r.\mu''_r$	Onde évanescente: équiphase	Milieu évanescent
	> 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu'_r < \varepsilon'_r.\mu''_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)
	< 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu'_r > \varepsilon'_r.\mu''_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
5). $\underline{n} = \sqrt{(+\varepsilon'_r + j.\varepsilon''_r).(+\mu'_r - j.\mu''_r)}$	> 0	= 0	$\varepsilon''_r.\mu'_r = \varepsilon'_r.\mu''_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu s/pertes (main droite)
	> 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu'_r < \varepsilon'_r.\mu''_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)
	< 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu'_r > \varepsilon'_r.\mu''_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
6). $\underline{n} = \sqrt{(-\varepsilon'_r + j.\varepsilon''_r).(+\mu'_r - j.\mu''_r)}$	< 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu''_r = \varepsilon'_r.\mu'_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
	< 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu''_r > \varepsilon'_r.\mu'_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
	< 0	< 0	$\varepsilon''_r.\mu''_r < \varepsilon'_r.\mu'_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
7). $\underline{n} = \sqrt{(-\varepsilon'_r - j.\varepsilon''_r).(+\mu'_r - j.\mu''_r)}$	= 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu''_r = \varepsilon''_r.\mu'_r$	Onde évanescente: équiphase	Milieu évanescent
	> 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu''_r < \varepsilon''_r.\mu'_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)
	< 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu''_r > \varepsilon''_r.\mu'_r$	Direction opposée vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main gauche)
8). $\underline{n} = \sqrt{(+\varepsilon'_r - j.\varepsilon''_r).(+\mu'_r - j.\mu''_r)}$	> 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu'_r = \varepsilon''_r.\mu''_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)
	> 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu'_r > \varepsilon''_r.\mu''_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)
	> 0	< 0	$\varepsilon'_r.\mu'_r < \varepsilon''_r.\mu''_r$	Direction vecteur \vec{P}	Milieu à pertes (main droite)

Tableau 4. Récapitulatif de n' et n'' pour les différentes combinaisons de permittivité et perméabilité relative complexe.

Donc, nous pouvons voir que une valeur de $n' < 0$ peut être obtenue analytiquement à partir de la combinaison de ces deux grandeurs, en ayant seulement l'une de leurs deux parties réelles négative. Ces notions analytiques sont importantes au moment d'analyser les cas spécifiques du SRR et sa combinaison avec le plasma où ces cas sont trouvés.

C. Etude de l'erreur introduite par le changement de l'aire au téflon sur la méthode de caractérisation.

Vu la complexité de l'introduction d'un morceau de téflon de longueur L_M pour l'ensemble Plasma-SRR dans l'enceinte après la mesure en configuration (B), les mêmes mesures de la configuration (B) sont utilisés pour calculer les valeurs attendues en configuration (C). Ce choix et ces motivations ont été explicités dans le CHAPITRE III. A ce stade, nous pouvons juste souligner le fait que d'après l'analyse mathématique et des simulations, cette simplification donne les mêmes résultats dans le cas de d'air. Cependant, l'emploi des blocs de téflon avant et après l'échantillon introduit une erreur qui dégrade légèrement la récupération des paramètres électromagnétiques.

Afin de visualiser et quantifier cette dégradation, des simulations ont été effectuées pour récupérer les paramètres électromagnétiques d'un plasma à densité électronique homogène entouré d'air (avec 2 configurations et 3 configurations) et du téflon (avec 2 configurations). Pour rappel, les paramètres \underline{S} de la configuration (C) sont calculés à partir des mesures des paramètres \underline{S} de la configuration (B) déphasés de manière cohérente comme suit :

$$\begin{aligned}
 \underline{S}_{11G}^C &= \underline{S}_{11G}^B \cdot e^{-2.jk_0.\underline{n}_1.(0)} \\
 \underline{S}_{21G}^C &= \underline{S}_{21G}^B \cdot e^{-jk_0.\underline{n}_1.(0+L_M)} \\
 \underline{S}_{12G}^C &= \underline{S}_{12G}^B \cdot e^{-jk_0.\underline{n}_1.(0+L_M)} \\
 \underline{S}_{22G}^C &= \underline{S}_{22G}^B \cdot e^{-2.jk_0.\underline{n}_1.(L_M)}
 \end{aligned} \tag{4}$$

Le signe négatif sur la fonction exponentielle est dû à la convention $e^{j.\omega.t}$, engendrant une translation de phase depuis l'échantillon aux sources (antennes) si la longueur L_M est positive. En utilisant l'équation ci-dessus, la méthode ne nécessite plus que les mesures en configurations (A) et (B), pour récupérer les paramètres électromagnétiques de l'échantillon testé.

Dans ce cas, la matrice de transfert M^C est calculée par l'équation suivante :

$$M^C = \frac{e^{jk_0.\underline{n}_1.(L_M)}}{\underline{S}_{12G}^B} \cdot \begin{bmatrix} (\underline{S}_{12G}^B \cdot \underline{S}_{21G}^B - \underline{S}_{11G}^B \cdot \underline{S}_{22G}^B) e^{-2.jk_0.\underline{n}_1.(L_M)} & \underline{S}_{22G}^B \cdot e^{-2.jk_0.\underline{n}_1.(L_M)} \\ -\underline{S}_{11G}^B & 1 \end{bmatrix} \tag{5}$$

Dans cette étude, nous incluons la valeur complexe de l'impédance réduite et de la perméabilité relative du plasma pour une meilleure compréhension. Premièrement, les

paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) pour l'échantillon plasma entouré d'air et du téflon pour les trois configurations (A, B et C) sont présentés en fonction de la fréquence sur les Figure 6, Figure 7 et Figure 8.

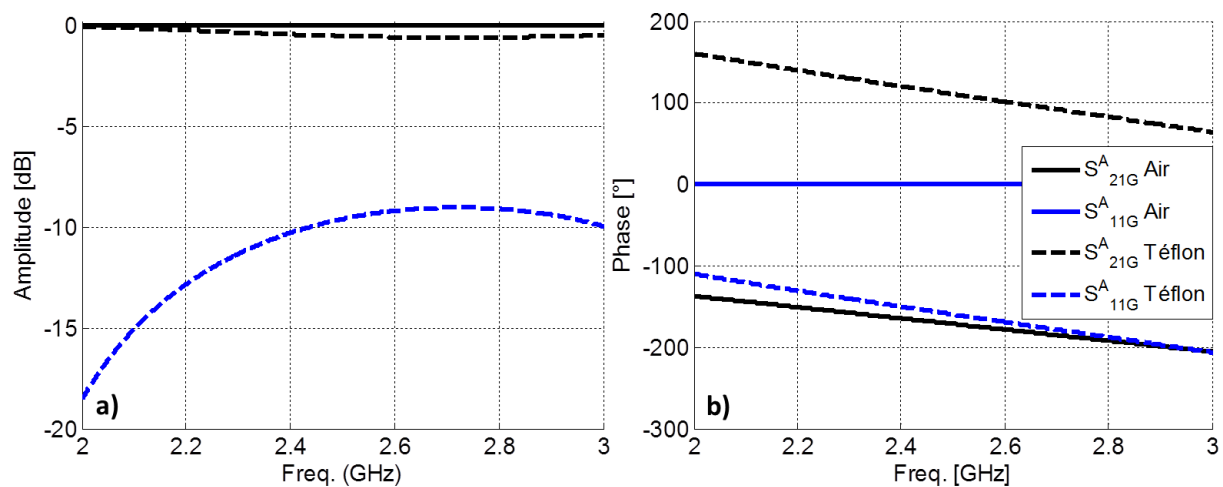


Figure 6. Paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) a) en amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration de mesure (A) de la technique de différentiation pour un échantillon de plasma de longueur $L_E = 315$ mm, d'après le modèle de Drude entouré d'air et du téflon.

De la même manière qu'à la section II.4 du CHAPITRE II, le nombre de courbes a été réduit à deux pour chaque configuration pour une meilleure visualisation. Sur la Figure 6 (configuration A), les paramètres S_{21G}^A et S_{11G}^A pour l'échantillon entouré d'air sont égaux à 1 et 0 (infini sur l'échelle logarithmique) respectivement. Dans cette configuration, toute l'énergie est transmise (Figure 6.a). Concernant la phase, celle de la transmission se déroule de façon classique, et la réflexion reste nulle (Figure 6.b).

Lorsque l'échantillon est entouré du téflon, la transmission et réflexion sont composées des maxima et minima en fonction de la fréquence comme prévu (Figure 6.a). La phase de la transmission se déroule de la même façon que pour l'air sauf que sa pente est un peu plus prononcée ce qui décrit le comportement d'un diélectrique. Aucun changement n'est perçu pour la phase de la réflexion car la plage de fréquences se trouve entre deux maxima de transmission (Figure 6.b).

Pour la Figure 7 (configuration B) nous observons déjà la présence du plasma. Ces courbes suivent le même comportement de celles montrées sur la Fig. I-20 à la section I.5.2 du CHAPITRE I et pour le plasma entouré d'air, elles sont identiques. Effectivement, nous pouvons observer que l'introduction du téflon sur la technique, influe sur la signature des paramètres \underline{S} : comme prévu, le niveau de transmission diminue pour l'échantillon entouré du téflon (Figure 7.a). Ces changements en amplitude engendrent aussi des changements sur la phase pour l'échantillon plasma entouré du téflon : d'une part, les changements de phase sur la transmission sont plus prononcés, et d'autre part, le changement de phase sur de la réflexion sont moins prononcés.

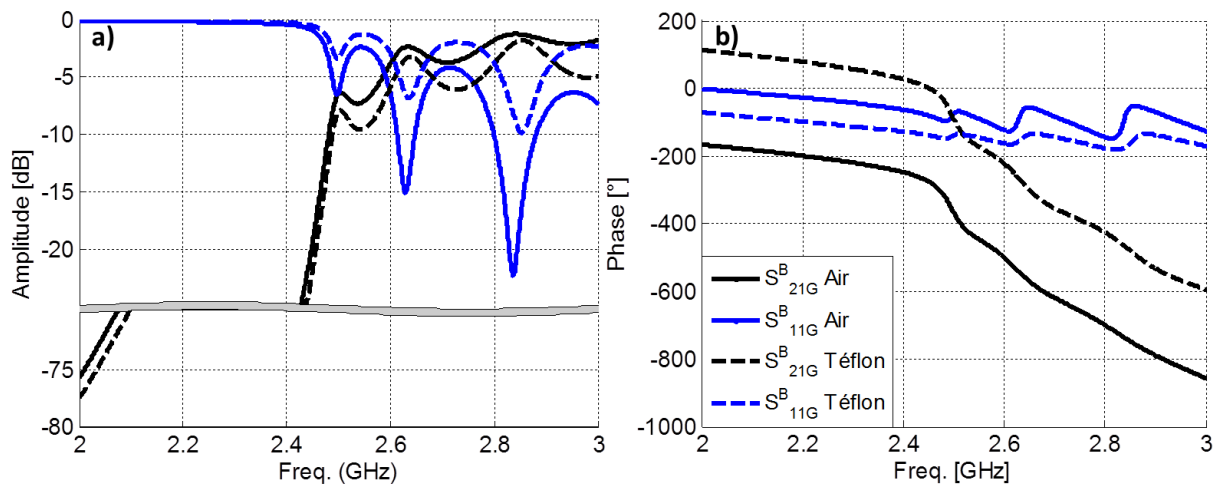


Figure 7. Paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) a) en amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration de mesure (B) de la technique de différenciation pour un échantillon de plasma de longueur $L_E = 315$ mm, d'après le modèle de Drude entouré d'air et du téflon.

La Figure 8 montre les paramètres de la configuration (C). Notons que l'amplitude des paramètres \underline{S} de la configuration (C) pour le plasma entouré d'air est la même que ceux pour la configuration B. Cet effet est cohérente avec l'équation (4) où les paramètres \underline{S} de la (C) sont la même amplitude que les paramètres \underline{S} de la configuration (B). Ce qui change uniquement est la phase sauf pour le paramètres S_{11G}^C qui reste avec la même phase de S_{11G}^B .

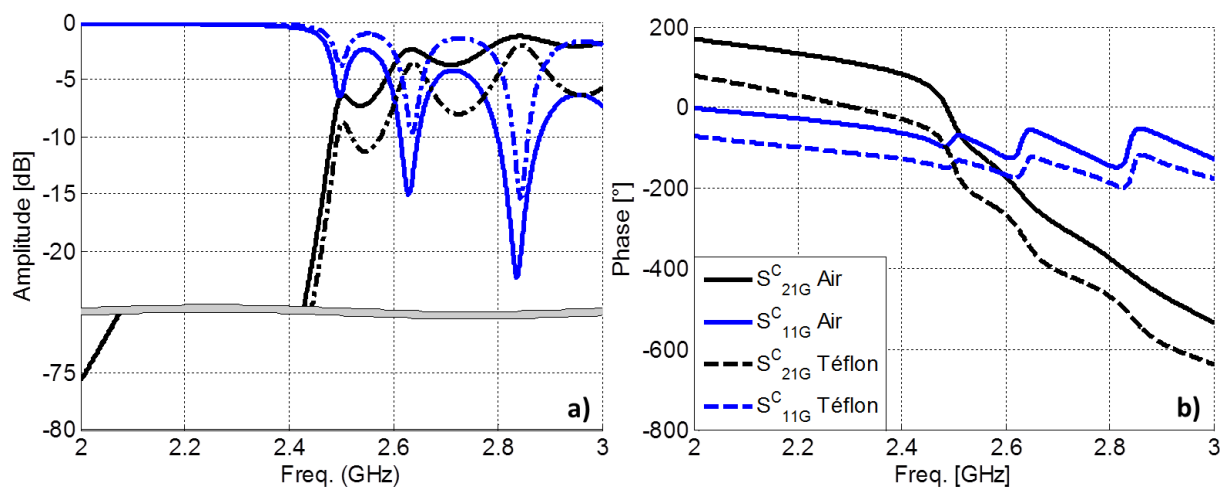


Figure 8. Paramètres \underline{S} globaux (\underline{S}_{XXG}) a) en amplitude et b) phase. Courbes obtenues pour la configuration de mesure (C) de la technique de différenciation pour un échantillon de plasma de longueur $L_E = 315$ mm, d'après le modèle de Drude entouré d'air et du téflon.

Une fois les différences entre un plasma entouré d'air et un autre entouré du téflon ont été montré sur la base des paramètres globaux (\underline{S}_{XXG}), nous présentons les paramètres \underline{S} de l'échantillon plasma (\underline{S}_{XXE} Plasma) entouré du téflon, obtenus à partir la simplification de la de la technique de différenciation, en utilisant uniquement la configuration (A) et (B). Ces paramètres sont montrés en amplitude et en phase en fonction de la fréquence sur la Figure 9, comparés avec ceux récupérés pour le même échantillon, mais en utilisant les trois

configurations (A, B et C) pour regarder la dégradation et quantifier l'erreur introduite avec cette simplification.

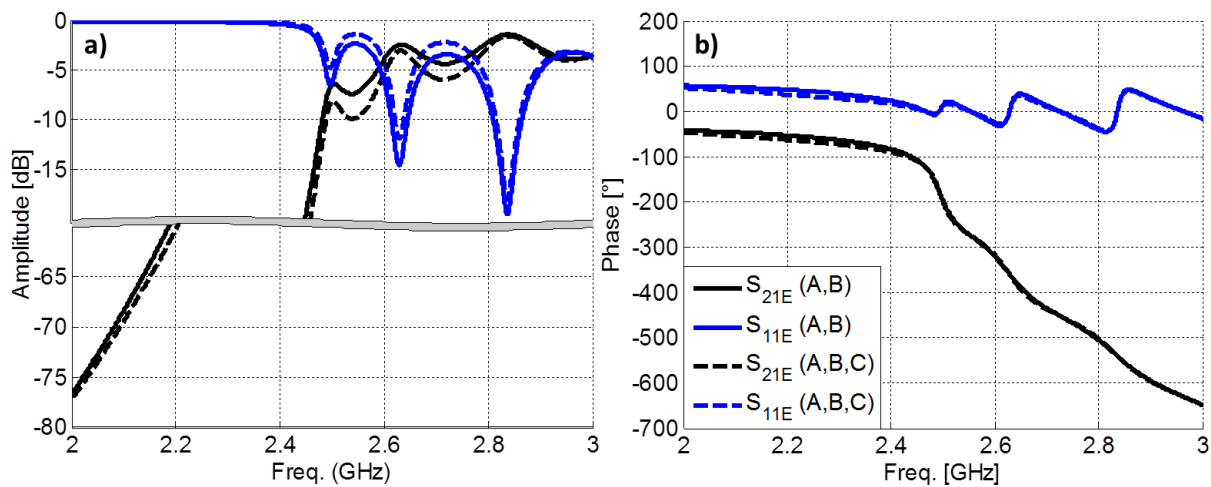


Figure 9. Paramètres \underline{S} a) en amplitude et b) phase. Courbes des paramètres \underline{S} de l'échantillon plasma de longueur $L_E = 315$ mm, récupérées à partir de deux (A,B) et trois (A,B,C) configurations.

La Figure 9 montre les paramètres \underline{S} en amplitude et phase de l'échantillon plasma obtenus à partir de la simplification de la technique de différentiation (A,B) en comparaison avec ceux récupérés avec les trois configuration (A,B,C). Nous pouvons constater que la tendance est similaire dans les deux cas ; cependant, un léger changement en amplitude et phase est visible : pour ce cas avec un échantillon plasma, il semble que les différences en amplitudes sont moins fortes à basses fréquences pour l'amplitude. A ces mêmes fréquences, les différences en phase sont plus visibles. Un effet contraire est observable aux hautes fréquences. Nous pouvons déjà constater une perte d'information sur les paramètres \underline{S} globaux qui fait également une perte d'information sur les paramètres \underline{S} de l'échantillon plasma.

Un fois ces paramètres \underline{S} récupérés, les caractéristiques électromagnétiques sont calculés : la Figure 10 montre les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction \underline{n} et l'impédance réduite \underline{Z}_{red} . En revanche, la Figure 11 montre les parties réelle et imaginaire des permittivité $\underline{\epsilon}_{rp}$ et perméabilité $\underline{\mu}_{rp}$ relatives de l'échantillon plasma. Toutes ces courbes sont en fonction de la fréquence.

Sur la Figure 10 et Figure 11 les caractéristiques électromagnétiques de l'échantillon plasma sont présentées : l'indice de réfraction \underline{n} avec l'impédance réduite \underline{Z}_{red} et la permittivité relative $\underline{\epsilon}_{rp}$ avec la perméabilité relative $\underline{\mu}_{rp}$ de l'échantillon plasma respectivement. Tout d'abord nous pouvons constater que la simplification de la technique n'influe que peu ou quasiment rien sur la valeur de l'indice de réfraction du plasma (Figure 10.a): les courbes sans et avec la simplification sont assez semblables pour ne pas dire identiques. Au contraire, pour la valeur de l'impédance réduite, l'influence de l'approche est plus visible (Figure 10.b). La valeur complexe de l'impédance réduite est incluse dans cette étude.

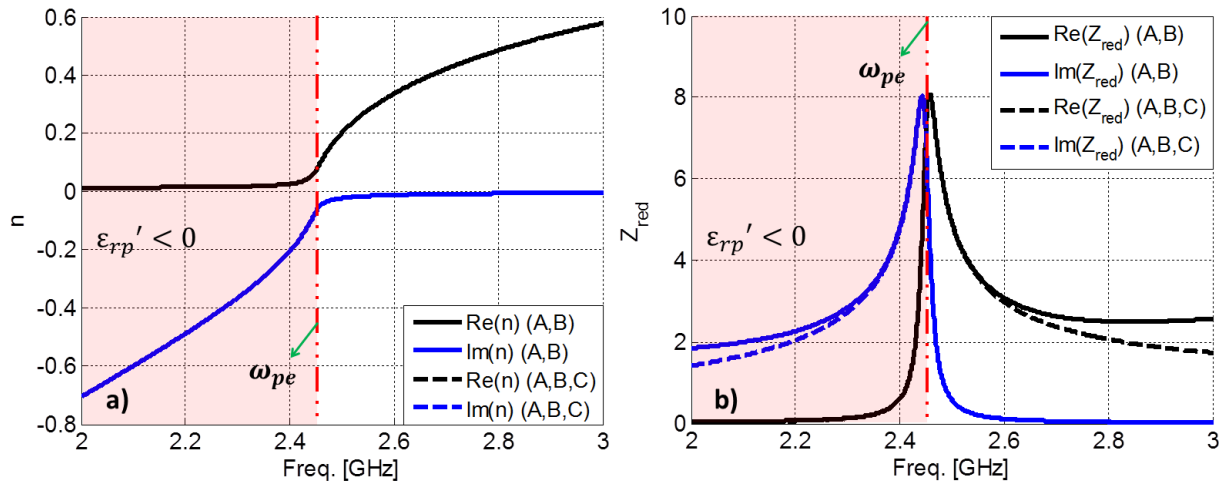


Figure 10. a) Indice de réfraction (n) avec b) l'impédance réduite (Z_{red}) en partie réelle et imaginaire. Courbes pour l'échantillon de plasma de longueur $L_E = 315$ mm, récupérées à partir de deux (A,B) et trois (A,B,C) configurations.

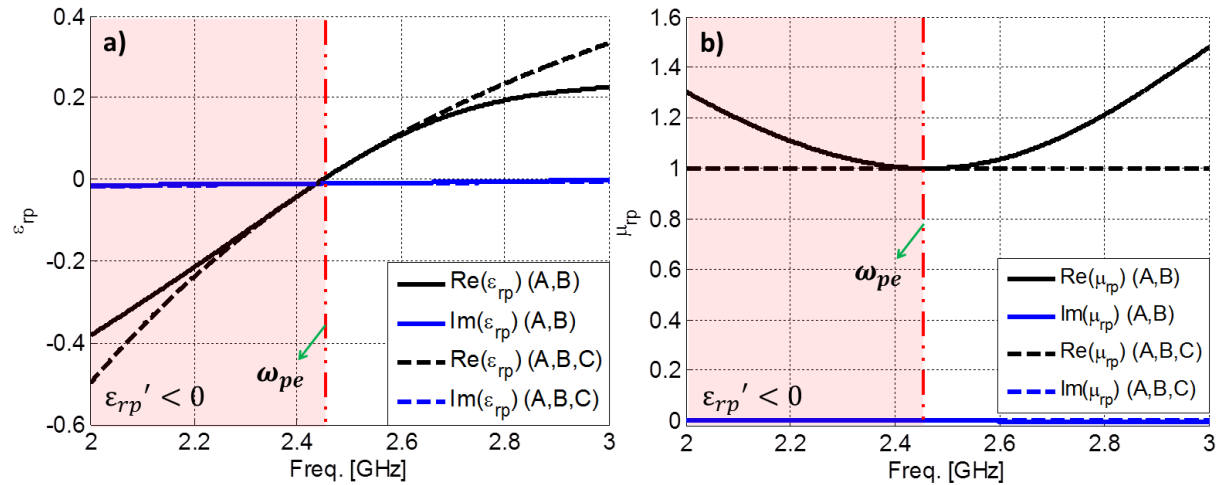


Figure 11. a) Permittivité relative (ϵ_{rp}) avec b) la perméabilité relative (μ_{rp}) en partie réelle et imaginaire. Courbes pour l'échantillon de plasma de longueur $L_E = 315$ mm, récupérées à partir de deux (A,B) et trois (A,B,C) configurations.

Comme attendu dans un milieu passif avec une composante capacitive, sa partie réelle et imaginaire est positive : comme marqué auparavant, aux basses fréquences (avant fréquence plasma ω_{pe}) le plasma suit un comportement d'un conducteur avec une partie réelle de l'impédance réduite proche à zéro. Par contre, aux hautes fréquences (après la fréquence plasma ω_{pe}) il se comporte comme un diélectrique tel qu'il a été explicité avec le modèle de Drude à la section I.3.3 du CHAPITRE I. La simplification de la technique engendre une augmentation de la valeur complexe de l'impédance réduite aux basses et hautes fréquences, tout en conservant la même valeur sur les fréquences centrales (Figure 10.b). Ces différences, surtout sur la valeur de l'impédance complexe, sont aussi visibles sur les valeurs de la permittivité et perméabilité relative (Figure 11.a et Figure 11.b) de l'échantillon plasma : Rappelons que d'après l'équation (II-22) à la section II.2.2 du CHAPITRE II, la valeur de la permittivité relative du plasma est égale au rapport entre l'indice de réfraction et l'impédance réduite, la valeur de la perméabilité relative du plasma est par contre égale au produit entre ces deux grandeurs. Donc, analytiquement pour cet échantillon plasma, à

basses et à hautes fréquences nous avons une diminution de la valeur de permittivité relative et une augmentation de la perméabilité relative du plasma. Il faut dire que pour un autre échantillon ces notions peuvent être différentes en fonction des valeurs réelles et imaginaires de l'indice de réfraction et l'impédance réduite.

Nous pouvons constater encore une fois que la perte d'information sur les paramètres \underline{S} globaux et également sur les paramètres \underline{S} de l'échantillon sous test, cause une distorsion sur les paramètres électromagnétiques récupérés. Malgré cela, cette distorsion ne change que peu la tendance des courbes récupérées et nous pouvons donc considérer la simplification de cette technique comme valide.

Liste de publications

Revue scientifique

Rafael NAVARRO, Laurent LIARD and Jérôme SOKOLOFF 2019. "Effects of a low pressure plasma on a negative-permeability metamaterial." Journal of Applied Physics, 126, 163304, <https://doi.org/10.1063/1.5120479>

Conférences internationales

Rafael NAVARRO, Jerome SOKOLOFF and Laurent LIARD 2019. "Tunable SRR Metamaterial Using Low Pressure Plasma". Photonics & Electromagnetics Research Symposium, 41st edition, <http://www.piers.org/piers/>

Conférences nationales

Rafael NAVARRO, Jerome SOKOLOFF et Laurent LIARD 2018. "Caractérisation d'un métamatériau plasma doublement négatif dans un environnement contraint". Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux, 15^{ème} édition, <https://jcmm2018.sciencesconf.org/>

Il n'y a que ceux qui ne font rien
qui ne cassent rien et qui ne se trompent jamais.

Proverbe français.

Pas de surprises, pas de promesses...
Tout tendancieux, rien de judicieux,
des fois malicieux et fastidieux,
des fois harmonieux et prodigieux.
Bref... Le plasma est capricieux!

Un petit extrait tiré de
"3 ans de thèse et un peu plus"
vécus par l'auteur de cette thèse.

Author : Rafael NAVARRO

Title : Study and realization of a structure combining a metamaterial with adjustable permeability immersed in a low pressure non-equilibrium plasma with controllable permittivity.

Supervisors : M. Jérôme SOKOLOFF and M. Laurent LIARD

Date and place : March 10, 2020, LAPLACE Colloquium hall, Toulouse.

Abstract : Metamaterials are materials with exotic characteristics that do not exist in nature. They can be made by a periodic metal structure whose elementary cell is quite small compared to the wavelength at the frequencies of interest. From an electromagnetic point of view, these materials can in particular have a negative permeability at certain frequencies. On the other hand, a low pressure plasma can be modeled as a material with negative permittivity if its electron density exceeds the critical density at a specific frequency.

This thesis studies the integration of a negative permeability metamaterial, the Split Ring Resonator (SRR), into a low pressure argon plasma (between 5 and 100 mTorr). The objectives are, on the one hand, to produce a reconfigurable metamaterial based on plasma as a controllable element and, on the other hand, to produce a doubly negative material, also known as a left-hand material, presenting both a permittivity and a negative permeability.

The approach was experimentally conducted using a metal cavity where a 13.56 MHz Inductively Coupled Source (ICP) was placed over the cavity (isolated by quartz glass) for ignition and the maintenance of the plasma. Inside this cavity two horn antennas have been fixed for the microwave characterization. A dedicated characterization method, specific to this complex environment, has been developed to electromagnetically characterize the created structure. A Langmuir probe was used to measure the electron density of the generated plasma. Electromagnetic simulations are made using the ANSYS Electronics Desktop® tool to help understand the effects of plasma on the SRR metamaterial and its resonance.

Keywords : Left-Handed Metamaterials, Negative Permeability, Negative Permittivity, Negative Refractive Index, Non-equilibrium Plasma, Electromagnetic Characterization, Reconfigurability, Microwaves.

Specialty : Electromagnetism and High Frequency Systems.

Laboratory : Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE), 118 route de Narbonne, 31062 TOULOUSE CEDEX 9.

Auteur : Rafael NAVARRO

Titre : Étude et réalisation d'une structure combinant un métamatériau à perméabilité ajustable plongé dans un plasma froid à permittivité contrôlable.

Directeurs de thèse : M. Jérôme SOKOLOFF et M. Laurent LIARD

Date et lieu de soutenance : le 10 mars 2020, salle des colloques de LAPLACE, Toulouse.

Résumé : Les métamatériaux sont des matériaux possédant des caractéristiques exotiques qui n'existent pas dans la nature. Ils peuvent être réalisés par une structure métallique périodique dont la cellule élémentaire est assez petite devant la longueur d'onde aux fréquences d'intérêt. D'un point de vue électromagnétique, ces matériaux peuvent notamment avoir une perméabilité négative à certaines fréquences. D'autre part, un plasma à basse pression peut être modélisé comme un matériau à permittivité négative si sa densité électronique dépasse la densité critique à une fréquence spécifique.

Cette thèse étudie l'intégration d'un métamatériau à perméabilité négative, le Split Ring Resonator (SRR), dans un plasma d'argon à basse pression (entre 5 et 100 mTorr). Les objectifs visent d'une part, à la réalisation d'un métamatériau reconfigurable à base du plasma comme élément contrôlable, et d'autre part, à la réalisation d'un matériau doublement négatif, connu aussi sous le nom de matériau main gauche, présentant à la fois une permittivité et une perméabilité négative.

La démarche a été menée de manière expérimentale à l'aide d'une cavité métallique où une source à couplage inductive (ICP) à 13.56 MHz a été placée au-dessus de la cavité (isolée par une vitre du quartz) pour l'allumage et l'entretien du plasma. A l'intérieur de cette cavité deux antennes cornets ont été fixées pour la caractérisation microonde. Une méthode de caractérisation dédiée, spécifique à cet environnement complexe, a été développée pour caractériser électromagnétiquement la structure créée. Une sonde de Langmuir a été utilisée pour mesurer la densité électronique du plasma généré. Des simulations électromagnétiques sont faites en utilisant l'outil ANSYS Electronics Desktop® pour aider à comprendre les effets du plasma sur le métamatériau SRR et sa résonance.

Mots clés : Métamatériaux main gauche, Perméabilité négative, Permittivité négative, Indice de réfraction négatif, Plasma froid, Caractérisation électromagnétique, Reconfigurabilité, Microondes.

Discipline administrative : Electromagnétisme et Systèmes Haute Fréquence.

Intitulé et adresse du laboratoire : Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE), 118 route de Narbonne, 31062 TOULOUSE CEDEX 9.
