



HAL
open science

Étude de la reconfigurabilité d'une structure à bande interdite électromagnétique (BIE) métallique par plasmas de décharge

Juslan Lo

► **To cite this version:**

Juslan Lo. Étude de la reconfigurabilité d'une structure à bande interdite électromagnétique (BIE) métallique par plasmas de décharge. Plasmas. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Français. NNT: . tel-00713274

HAL Id: tel-00713274

<https://theses.hal.science/tel-00713274v1>

Submitted on 29 Jun 2012

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 III - Paul Sabatier*

Discipline ou spécialité : *Micro-ondes, Électromagnétisme, et Optoélectronique*

Présentée et soutenue par *Juslan LO*

Le 14 mai 2012

Titre :

*ÉTUDE DE LA RECONFIGURABILITÉ D'UNE STRUCTURE À BANDE INTERDITE
ÉLECTROMAGNÉTIQUE (BIE) MÉTALLIQUE PAR PLASMAS DE DÉCHARGE*

JURY

M. Thierry CALLEGARI, Maître de conférences, UPS/LAPLACE, Toulouse (Directeur)
M. Rémi DUSSART, Maître de conférences, GREMI, Université d'Orléans (Rapporteur)
Mme. Anna LACOSTE, Professeur, LPSC, Univ. Joseph Fourier, Grenoble (Examinatrice)
M. Olivier PASCAL, Professeur, UPS/LAPLACE, Toulouse (Président du Jury)
M. Bruno SAUVIAC, Professeur, LT2C Télécom St. Etienne (Rapporteur)
M. Jérôme SOKOLOFF, Maître de conférences, UPS/LAPLACE, Toulouse (Directeur)

Ecole doctorale : *Génie Électrique, Électronique, et Télécommunications (GEET)*

Unité de recherche : *Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE)*

Directeur(s) de Thèse : *M. Jérôme SOKOLOFF et M. Thierry CALLEGARI*

Rapporteurs : *M. Rémi DUSSART et M. Bruno SAUVIAC*



Mai 2012

*For my father, my mum.
For my brothers and sister.
For the one who pushed me to go further.*

*Pourquoi vient-on au monde ?
Pour acheter un appartement.
Et à quoi sert cet appartement ?
À avoir des murs.
Et à quoi servent ces murs ?
À avoir une porte.
Et la porte, elle sert à quoi ?
À mettre une serrure.
Une serrure qui sert à quoi ?
À ne pas ouvrir.
Donc pourquoi vient-on au monde ?
Pour ne pas ouvrir.*

extrait de *Funérailles d'hiver*, d'Hanokh Levin

Remerciements

Qui aurait pu deviner, qu'arrivé en France en 2001 pour des études d'ingénieurs, je finisse par soutenir devant un jury, une thèse dans un domaine dont je n'avais aucune connaissance il y a encore quatre ans ! Le fruit d'un travail, certes, mais aussi du hasard, de la chance, et surtout de rencontres avec des personnes. Des personnes qui m'ont donné une chance, qui m'ont guidé, et avec qui j'ai eu des échanges aussi bien scientifiques qu'humains. Des personnes qui m'ont poussé, et réconforté dans les moments les plus difficiles, au début face à tant d'inconnus, et à la fin avec l'accouchement douloureux du manuscrit. Ces quelques lignes leur sont dédiées. . .

En premier lieu, je tiens à remercier Jean Pierre Boeuf, qui après m'avoir initié à la physique des plasmas, m'a accueilli pour une thèse, placée au cœur d'une collaboration entre le Groupe de Recherche Énergétique, de Plasma et Hors Équilibre (GREPHE) et le Groupe de Recherche en Électromagnétisme (GRE) du LAPLACE. Je retiens surtout son aiguillage juste, dès le début, vers des colloques, conférences, et séminaires, qui favorisèrent des échanges entre milieux scientifiques divers, et qui m'ont permis une bonne immersion dans un projet de recherche transdisciplinaire (projet transversal 3EP/LAPLACE, projet RTRA PLASMAX, etc.). Je lui suis reconnaissant, et honoré, de m'avoir accordé cette chance.

J'ai beaucoup bénéficié de la générosité et de l'indulgence de mes deux directeurs de thèse : Jérôme Sokoloff et Thierry Callegari. Je n'en ai pas abusé, si ? En tout cas, je ne les remercierais jamais assez pour les sacrifices qu'ils m'ont accordés, même pendant des moments délicats. Cette thèse leur doit beaucoup, et l'étendue de cette thèse, est à l'image de leurs exigences scientifiques, autant dans le domaine des plasmas, que celui des microondes. Je leur suis par ailleurs reconnaissant de leur pédagogie, qui m'a permis d'aborder et de faire un peu miennes, ces deux disciplines.

J'en profite également pour remercier Olivier Pascal, responsable de l'équipe GRE. J'ai pu bénéficier de sa pédagogie indirectement, étant parfois présent lors de ses discussions avec d'autres thésards de l'équipe. Ses remarques tombent justes, tant au niveau humain que scientifique. Une justesse scientifique qui a enrichi les discussions pendant ma soutenance. Je le remercie d'ailleurs d'avoir accepté de présider ma soutenance de thèse.

Je n'oublie pas également de remercier la totalité des membres du jury : Rémi Dussart et Bruno Sauviac d'avoir accepté d'être mes rapporteurs, et Ana Lacoste d'avoir accepté d'examiner le travail présenté ici. Je leur suis très reconnaissant d'apporter leur expertise respective sur ce travail, d'autant plus que leur emploi de temps est pour le moins encombré.

Ce projet de recherche, n'aurait pu être réalisé sans l'intervention de deux personnes majeures : Olivier Pigaglio et Leanid Simonchik. Merci à Olivier de ses interventions multiples et ses conseils nombreux sur les mesures et simulations en hyperfréquences. J'ai également apprécié les anecdotes sur tes étudiants. J'en ris encore !

Je remercie chaleureusement Leanid pour son enseignement sur les techniques de mesure en plasma. Grâce à lui, j'ai pu bénéficier d'infrastructures expérimentales et de savoirs techniques à l'Institut Stephanov, qui m'impressionnent encore aujourd'hui. Je garde aussi des souvenirs très humains pendant mon séjour à Minsk, avec une petite escapade à sa *datcha*. Je remercie également Sergei, Andrei, Jenia et Maxim pour leur accueil au sein de ce laboratoire, frais dans les courants d'air d'automne (même froid pour les toulousains!), mais toujours chaleureux de par leur présence!

J'ai beaucoup apprécié les quelques échanges sur le plasma avec Leanne Pitchford, et l'intérêt qu'elle a exprimé sur cette thèse. C'était très encourageant, surtout avec l'atelier sur les microdécharges qu'elle m'avait proposé d'assister, organisé par le réseau des plasmas froids rattaché à la Mission des Ressources et Compétences Technologiques du CNRS. Dans la même lignée avec les ateliers et les séminaires, je remercie Florent Christophe, pour les séminaires PLASMAX, que j'ai pu pleinement profiter, aussi bien au niveau scientifique, qu'au niveau moins formel!

Je tiens également à remercier deux personnes avec qui j'ai commencé dans la Recherche : Stéphane Mazouffre et Laurent Garrigues. Merci de m'avoir permis de rêver de l'espace avec le plasma!

Pour ses conseils sur l'utilisation du logiciel HFSS au début de ma thèse, je n'oublie pas d'exprimer ma reconnaissance envers Gaëtan Prigent. J'exprime également ma gratitude à Loïc Giroud pour avoir éclairci le terrain de recherche pendant son stage de Master, à Céline Combettes pour avoir fourni les premiers échantillons pour la réalisation d'un système de microdécharge, et à Dominique Harribey pour avoir bien voulu m'aider à percer ces plaques d'alumine qui ont eu raison de plusieurs forêts au diamant!

À tous les membres du laboratoire que j'ai pu côtoyer, qui ont contribué directement, ou indirectement à cette thèse, j'oublierai certainement quelques noms, vous m'excuserez d'avance. Tout d'abord, une mention spéciale pour Laurent G. (oui, double citation!) qui a toujours su garder un lien entre les permanents et les non-permanents, et pour Amine, qui a su regrouper les doctorants autour d'un dîner du monde, et organiser cette petite randonnée avec l'expérience unique d'une peur mortelle! Tout au long de cette thèse, la présence de tous les permanents et les non-permanents, a permis d'assortir cette période de bonne humeur et de moments agréables (et d'autres moins agréables mais qu'on oublie vite!). Un grand merci donc aux doctorants et aux post-doctorants : Jonathan, Philippe, Yu, Mohamed, Guo-Qiang, Namjun, Elisa, Thomas, Karina, Sedigheh, José, Bhaskar, Sanchita, Nouredine, Estelle, Christopher, Tommy, Raja, Alexandre, Chérif et Nicolas; aux permanents : Laurent L., Ronan, Gwenaël et Freddy; mais également à ceux qui sont sortis plus tôt : Hugues, Benoît, Benjamin, Abdellatif, Pierre et Jaime!

Une ligne spéciale pour ceux avec qui j'ai partagé le couloir, parfois un peu désert. Même si certains sont arrivés un peu sur le tard, votre présence m'a bien aidé à tenir, surtout vers la fin. Merci à Asma, Olivier, Nabila, Kévin et Michael; vous auriez pu arriver plus tôt, mais je ne vous en veux vraiment pas... Un grand merci à Adnane, compagnon jusqu'au bout!

Un grand merci également aux copains de chasse aux crédits de l'école doctorale : Zo Alain, Hery Zo, Ravo, Dannel, Vonjy et Vony. J'ai beaucoup apprécié votre bonne humeur, et quelques discussions sur les racines probablement communes entre le malais et le malgache.

En parlant de l'école doctorale, je n'omets point Marie Estruga, la secrétaire de l'école doctorale GEET. Pour tous les services rendus, je vous dis merci!

Enfin, ce dernier paragraphe est dédié aux personnes à l'extérieur du laboratoire, avec

qui je garde un lien précieux.

Certaines m'ont vu faire les premiers pas en France.

Certaines essaient de corriger sans cesse, ma réticence implacable à demander une faveur.

Certaines me soutiennent malgré les milliers de kilomètres.

Certaines me rappellent par moment ces questions du «pourquoi» et du «comment» où on se perd facilement.

Certaines m'ont accompagné pour refaire le monde pendant une nuit blanche parisienne.

Certaines ont été présentes aux moments cruciaux.

Certaines m'ont réappris à écrire, et m'ont appris à réécrire.

Certaines m'ont accompagné sur la dernière ligne droite.

Certaines ont contribué dans la relecture du manuscrit.

Certaines ont eu le ventre noué pour ma soutenance.

Certaines m'ont servi un verre de rouge, la veille de la soutenance, certainement pour faire appel plus facilement à Hypnos.

Certaines ont même réussi à me mettre le nez une fois dans une boîte!

La plupart, m'ont fait réaliser l'impressionnant réconfort que peuvent apporter les mots.

Merci à vous.

À tous, j'espère que ce manuscrit répond à vos attentes. Je vous souhaite bonne lecture!

A brief overview

On the tunability by plasma discharges of a metallic electromagnetic band gap (EBG) based device

Electromagnetic Band Gap (EBG) structures, a.k.a. photonic crystals in optical physics, are periodical structures granted with complex properties inexistent in other classical materials. For example, they may present a negative refraction index, band gaps, or even highly anisotropic behavior. These properties are governed essentially by the geometrical, and by the constitutive parameters (ϵ and μ) of elementary objects composing the EBGs. For radiofrequency and microwave devices, exploring and controlling these properties may offer new compelling applications.

EBGs are however mostly passive, while tunable and controllable high frequency devices would prove to be the key to next generation telecommunication technologies. Therefore, one of the major research interests is to provide them tunability, with a view to extend further their possible uses. The original aspect in this work lies in using plasma discharges as tunable elements, meant to control an EBG based device. In terms of wave propagation, plasmas possess varying physical parameters (ϵ and diameter) in function of their discharge conditions.

For this concept of tunability, the overall procedures consist in defining a wave-splitting device based on EBG, before integrating high volume and density plasmas (investigated for pressure varying from 40 to 760 Torr). Finally, microwave measurements have been conducted to establish the plasmas' role in the wave propagation control.

Within the first part of this thesis, different properties of a 2D metallic EBG structure are analyzed for the purpose of designing a suitable structure, which shows an evident non-isotropic behavior. A full-wave commercial simulation tool is used (*High Frequency Structural Simulator*TM) to design a wave-splitting device (directional filter). Subsequently, a new concept to control its non-isotropic behavior is introduced : we will show that instead of avoiding high coupling between the wave source and the EBG structure, we may make us of it to control the non-isotropic properties.

With this concept, the coupling between the wave source and the EBG is initially modified by introducing localized defects at the EBG/wave source interface. Later on, plasma discharges are shown to be suitable candidates to control these defects ; hence, it is likely to control the coupling and the non-isotropic properties of the structure. Two main approaches in plasma defects control will be introduced : plasma control by defects compensation and plasma control by additive defects.

Within the second part of this thesis, favorable conditions to generate suitable plasma discharges are then investigated. The main obstacles for the feasibility of EBG properties control by plasmas are : high volume ($> \text{cm}^3$) and high electronic density ($> 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) with low collisions plasmas are needed.

Three plasma generation systems are investigated with a main focus on a specific high volume plasma generation with a microdischarge source : the Micro-Hollow Cathode Sustained Discharge (MCSD). Stable and diffuse non-autonomous discharges are shown possible up to 2 cm of height at atmospheric pressure in rare gases (*He, Ne, Ar, Ne - Xe_{1%}*) with electronic densities varying from 10^{11} cm^{-3} up to 10^{13} cm^{-3} . The plasma

diagnostics used here are emission spectroscopy (the Stark Broadening of the Balmer β transition line of the atomic hydrogen for electronic densities measurements, and the relative intensities of the OH rotational band for temperature measurements) and electrical measurements. The axial and radial profiles of the discharge are also investigated in this case. The two other classical systems (DC discharge between two thin diameter electrodes and thermo-ionic tube discharge) are investigated briefly by electrical measurements.

Within the last part of this thesis, experimental validations for the two approaches on EBG control by plasma discharges, previously mentioned, are conducted. The plasmas are shown to affect the wave up to 10 dB in dynamic response within the frequency range between 17.5 GHz to 18.5 GHz (Ka and Ku band). Measurements and simulations results are also shown to be in agreement.

This thesis, which verge on the junction between two major field : microwaves and plasma physics, allowed us to ascertain on the possibility of using localized plasma discharges with the aim of controlling different EBG's properties. Following this work, others have been initiated, in order to explore various ideas on microwave propagation control by plasmas, e.g. plasmas within planar and guided propagation mode, plasmas/metamaterials interactions etc. Several of them are shown at the end of this thesis.

| | Page |
|---|-------------|
| Remerciements | vii |
| <i>A brief overview</i> | xi |
| Sommaire | xvii |
| Notations et constantes universelles | xix |
| Introduction Générale | 1 |
| I Concepts et dimensionnement d'une structure à bande interdite électromagnétique reconfigurable par plasmas | 5 |
| I.1 Introduction et rappel des objectifs | 5 |
| I.2 Généralités sur les structures BIE | 6 |
| I.2.1 Préambule | 6 |
| I.2.2 Définitions de base des matériaux à bande interdite électromagnétique | 7 |
| I.2.3 De l'espace réciproque à la zone de Brillouin | 8 |
| I.2.3.i Réseau réciproque | 8 |
| I.2.3.ii Première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible | 9 |
| I.2.4 Théorème de Bloch-Floquet | 10 |
| I.2.4.i Interprétation dans l'espace réel | 11 |
| I.2.4.ii Interprétation dans l'espace réciproque | 11 |
| I.2.4.iii Résolution des modes propres | 11 |
| I.2.5 Notations et désignations des matériaux BIE utilisées | 12 |
| I.2.6 Analyse électromagnétique des matériaux BIE | 12 |
| I.2.6.i Généralités sur le diagramme de dispersion | 12 |
| I.2.6.ii Courbes isofréquences | 14 |
| I.2.6.iii Diagramme de bande | 16 |
| I.2.6.iv Conditions de passage entre deux milieux | 20 |
| I.2.6.v Méthodes numériques pour l'analyse des réseaux BIE | 21 |
| I.3 Définition de la structure BIE anisotrope | 25 |
| I.3.1 Choix d'une structure BIE en espace libre constituée de tiges métalliques | 25 |

| | | |
|------------|---|-----------|
| I.3.2 | Quelques règles simples de conception/dimensionnement d'une structure BIE métallique carrée | 25 |
| I.3.2.i | Définition des zones du premier mode | 25 |
| I.3.2.ii | Variation des zones du premier mode | 26 |
| I.3.2.iii | Détermination des dimensions du réseau BIE | 27 |
| I.3.3 | Détermination de la forme du BIE et du choix de l'interface | 27 |
| I.3.3.i | Déduction à partir de l'excitation interne | 28 |
| I.3.3.ii | Déduction à partir de l'excitation à l'extérieur du BIE | 29 |
| I.4 | Méthode de contrôle de l'anisotropie par défaut(s) localisé(s) sur l'interface | 32 |
| I.4.1 | Principe général | 32 |
| I.4.2 | Conditions de raccordement de phase pour l'interface choisie | 33 |
| I.4.3 | Choix de la source | 34 |
| I.4.3.i | Détermination de la zone à éclairer : ouverture transversale | 34 |
| I.4.3.ii | Augmentation du couplage source-BIE | 40 |
| I.4.3.iii | Sensibilité de la réponse au positionnement du cornet | 42 |
| I.4.4 | Choix stratégique des défauts localisés | 42 |
| I.4.4.i | Défaut additif perturbateur | 43 |
| I.4.4.ii | Défaut lacunaire | 44 |
| I.4.4.iii | Principe de reconfigurabilité | 45 |
| I.5 | Concept de reconfigurabilité d'une structure BIE par plasmas de décharge | 46 |
| I.5.1 | Principes de reconfigurabilité et accordabilité envisageables | 46 |
| I.5.1.i | Contrôle du milieu hôte et des paramètres constitutifs du BIE | 46 |
| I.5.1.ii | Défauts contrôlables | 47 |
| I.5.2 | État de l'art de la reconfigurabilité des réseaux BIE par éléments localisés | 48 |
| I.5.2.i | Reconfigurabilité et accordabilité basées sur les composants intégrés | 48 |
| I.5.2.ii | Reconfigurabilité et accordabilité basée sur les matériaux agiles | 51 |
| I.5.2.iii | Reconfigurabilité et accordabilité basée sur les plasmas | 53 |
| I.5.3 | Introduction de plasma dans la structure BIE étudiée | 54 |
| I.5.3.i | Configuration «plasmas perturbateurs» | 55 |
| I.5.3.ii | Configuration «plasmas compensateurs» | 56 |
| I.5.3.iii | Contraintes imposées aux plasmas | 58 |
| I.6 | Conclusion | 59 |
| II | Étude de plasmas de décharge de grand volume à haute pression | 61 |
| II.1 | Introduction aux plasmas | 61 |
| II.1.1 | Qu'est-ce qu'un plasma ? | 62 |
| II.1.2 | Le plasma vu par une onde électromagnétique | 63 |
| II.1.2.i | Modèle de Drude du plasma | 64 |
| II.1.2.ii | Les pertes en propagation | 65 |
| II.1.2.iii | Introduction des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ | 66 |
| II.1.2.iv | Description du plasma par un coefficient de réflexion | 68 |
| II.1.2.v | Épaisseur de peau | 69 |
| II.2 | Les plasmas nécessaires pour le besoin de reconfigurabilité | 70 |
| II.2.1 | Détermination de d_{plasma} , ν et n_{pe} nécessaires par simulation 2D | 70 |

| | | |
|------------|---|-----|
| II.2.1.i | Approche «plasmas perturbateurs» | 70 |
| II.2.1.ii | Approche «plasmas compensateurs» | 73 |
| II.2.2 | Autres contraintes imposées aux plasmas | 77 |
| II.2.2.i | Contrainte sur la stabilité | 77 |
| II.2.2.ii | Contrainte sur la hauteur | 77 |
| II.2.2.iii | Contrainte temporelle | 78 |
| II.2.2.iv | Absence de confinement | 78 |
| II.2.3 | Conclusion | 78 |
| II.3 | Description des dispositifs expérimentaux | 79 |
| II.3.1 | Présentation du matériel pour la génération des décharges | 79 |
| II.3.1.i | L'enceinte à vide | 79 |
| II.3.1.ii | Pompage et distribution du gaz | 80 |
| II.3.1.iii | Alimentation et mesures électriques | 80 |
| II.3.2 | Présentation du dispositif optique | 80 |
| II.3.2.i | Principe d'une caméra CCD intensifiée | 81 |
| II.3.2.ii | Courbe de réponse | 81 |
| II.3.2.iii | Objectif | 81 |
| II.4 | Méthodes de diagnostic de plasma : mesures et estimations | 82 |
| II.4.1 | Diagnostics optiques | 82 |
| II.4.1.i | Détermination du diamètre plasma : d_{plasma} | 82 |
| II.4.1.ii | Mesures de la densité plasma par spectroscopie | 83 |
| II.4.1.iii | Mesures de la température de la décharge par spectroscopie | 86 |
| II.4.1.iv | Conditions d'expérience | 88 |
| II.4.2 | Diagnostics par estimation avec les coefficients de transport des électrons | 88 |
| II.4.2.i | Estimation de la densité plasma : n_{pe} | 89 |
| II.4.2.ii | Estimation de la fréquence de collisions | 90 |
| II.4.2.iii | Détermination du champ électrique réduit | 91 |
| II.5 | Etude de décharges volumiques à base de microdécharges | 93 |
| II.5.1 | Les microdécharges | 94 |
| II.5.1.i | Microdécharge de type MHCD | 95 |
| II.5.1.ii | Microdécharge de type CBL | 96 |
| II.5.1.iii | Comparaison MHCD versus CBL | 97 |
| II.5.2 | Décharges volumiques dans des systèmes de type MCSD | 99 |
| II.5.2.i | Caractéristique électrique | 100 |
| II.5.2.ii | Aspect visuel de la décharge | 105 |
| II.5.3 | Etude paramétrique des décharges volumiques | 108 |
| II.5.3.i | Variation du diamètre des décharges | 108 |
| II.5.3.ii | Variation de la densité électronique et de la fréquence de collision | 112 |
| II.5.4 | Conclusion sur l'utilisation des décharges de type MCSD | 119 |
| II.6 | Etude des autres décharges à grand volume : «pointe-pointe» et tube à cathode thermoionique | 120 |
| II.6.1 | Système de décharge «pointe-pointe» | 120 |
| II.6.1.i | Présentation de la décharge | 120 |
| II.6.1.ii | Caractérisation électrique de la décharge | 121 |
| II.6.1.iii | Le champ électrique réduit | 122 |

| | | |
|---|--|------------|
| II.6.1.iv | Bilan des ratios ν/ω et ω_{pe}/ω | 122 |
| II.6.2 | Système de décharge à cathode thermoïonique | 124 |
| II.6.2.i | Présentation de la décharge | 124 |
| II.6.2.ii | Caractérisation électrique de la décharge et détermination du champ électrique réduit | 125 |
| II.6.2.iii | Bilan des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ | 126 |
| II.7 | Discussion sur le choix de décharge | 127 |
| II.7.1 | Bilan des plasmas | 127 |
| II.7.2 | La reconfigurabilité envisagée pour chaque type de décharge | 128 |
| II.7.2.i | Système de décharge «pointe-pointe» | 129 |
| II.7.2.ii | Système de décharge MCSD | 129 |
| II.7.2.iii | Système de décharge dans un tube à cathode thermoïonique | 129 |
| II.7.3 | Comportement attendu des plasmas par simulation 2D | 130 |
| II.7.3.i | Approche de reconfigurabilité par «plasmas perturbateurs» | 130 |
| II.7.3.ii | Approche de reconfigurabilité par «plasmas compensateurs» | 131 |
| II.7.3.iii | «plasmas perturbateurs» vs. «plasmas compensateurs» | 132 |
| II.8 | Conclusion de l'étude de plasmas | 132 |
| III Mesures expérimentales et validation en microondes | | 135 |
| III.1 | Présentation des matériels d'expérimentation | 135 |
| III.1.1 | Mise en place de l'expérience | 135 |
| III.1.1.i | Support de la structure BIE | 135 |
| III.1.1.ii | Dispositif anti-réflexion par réseau <i>s5d2</i> | 136 |
| III.1.1.iii | Antennes de mesure | 137 |
| III.1.1.iv | Repère de mesure | 138 |
| III.1.2 | Appareils de mesure | 139 |
| III.1.2.i | Oscillateur et analyseur de spectre | 139 |
| III.1.2.ii | Analyseur de réseau vectoriel | 139 |
| III.1.2.iii | Protection des appareillages | 139 |
| III.2 | Description des conditions de simulations | 140 |
| III.2.1 | Simulation en 2D | 140 |
| III.2.2 | Simulation en 3D | 140 |
| III.3 | Mesures et simulations de la configuration «plasmas perturbateurs» | 141 |
| III.3.1 | Conditions de l'expérience | 141 |
| III.3.2 | Protocole de mesure | 141 |
| III.3.3 | Résultats et performances | 142 |
| III.3.4 | Bilan sur les plasmas perturbateurs et améliorations possibles | 143 |
| III.4 | Mesures et simulations de la configuration «plasmas compensateurs» | 146 |
| III.4.1 | Conditions de l'expérience | 146 |
| III.4.2 | Protocole de mesures | 146 |
| III.4.3 | Résultats et performances | 147 |
| III.4.3.i | Dynamique de réponse | 147 |
| III.4.3.ii | Diagramme de rayonnement | 148 |
| III.4.3.iii | Transmittance | 150 |
| III.4.4 | Bilan de la reconfigurabilité par plasmas compensateurs | 151 |
| III.5 | Conclusion | 152 |
| Conclusion Générale & Perspectives | | 153 |

| | |
|---|------------|
| Liste des figures | 170 |
| Liste des tableaux | 171 |
| Annexes | 175 |
| A Technologies existantes des matériaux pour la reconfigurabilité | 176 |
| B Compensation de différence de phase du plasma | 177 |
| C Calcul de la température rotationnelle de l'hydroxyl OH | 180 |
| D Bilan des paramètres plasmas étudiés | 181 |
| E Quelques notions sur les antennes | 185 |
| Bibliographie | 189 |
| Liste des publications | 201 |
| <i>Abstract</i> | 203 |

NOTATIONS ET CONSTANTES UNIVERSELLES

| | |
|-------------------|--|
| ϵ_0 | : permittivité absolue du vide $\frac{1}{4\pi \times 10^{-7} c^2} \approx 8.8541878 \times 10^{-12}$ F/m |
| μ_0 | : perméabilité absolue du vide $4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am |
| $\Omega_{(m)f_v}$ | : courbe isofréquence dans le milieu (m) à la fréquence f_v |
| a | : largeur d'ouverture du cornet ou du guide d'onde |
| \mathbf{a}_i | : vecteurs de base dans le réseau réel |
| c | : la célérité de la lumière ≈ 299792458 m/s |
| b | : hauteur d'ouverture du cornet ou du guide d'onde |
| \mathbf{b}_i | : vecteurs de base dans le réseau réciproque |
| \mathbf{B} | : vecteur du champ magnétique en Tesla |
| \mathbf{D} | : vecteur du champ de déplacement électrique en C |
| e | : charge élémentaire $1.60217653 \times 10^{-19}$ C |
| \mathbf{E} | : vecteur du champ électrique en V/m |
| \mathbf{G} | : combinaison linéaire des vecteurs de base dans le réseau réciproque |
| \mathbf{H} | : vecteur du champ d'excitation magnétique en A/m |
| h_P | : constante de Planck $\approx 6.62606896 \times 10^{-34}$ Js |
| \hbar | : constante de Planck réduite $\frac{h_P}{2\pi} \approx 1.054571628 \times 10^{-34}$ Js |
| k_B | : constante de Boltzmann $\approx 1.381 \times 10^{-23}$ J/K |
| m_e | : masse d'un électron $\approx 9.109 \times 10^{-31}$ kg |
| \mathbf{R} | : combinaison linéaire des vecteurs de base dans le réseau réel |
| T_e | : température électronique en Kelvin |
| T_g | : température du gaz en Kelvin |



En hyperfréquences, les structures reconfigurables se révèlent fort attractives pour le design de dispositifs multifonctions (e.g. antenne reconfigurable, filtre accordable etc.). Le thème principal de cette thèse est l'étude de la reconfigurabilité d'une structure à Bande Interdite Électromagnétique (BIE) au moyen de plasmas de décharge.

Les matériaux à bande interdite électromagnétique (BIE), auxquels nous allons nous intéresser dans ce travail, se présentent sous la forme d'un arrangement périodique de tiges métalliques. Leur propriété la plus classique consiste en l'apparition d'une bande de fréquence dans laquelle la structure est opaque électromagnétiquement. De plus, d'autres propriétés peu communes chez les matériaux plus classiques (anisotropie, indice de réfraction négatif) offrent la possibilité de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques au sein d'une structure BIE de façon plus sophistiquée.

Cependant, ces structures sont généralement passives, et l'une des considérations d'aujourd'hui vise à leur apporter un côté «reconfigurable», de manière à étendre encore leur champ d'applications. Cette reconfigurabilité peut être apportée en employant des matériaux actifs. Une originalité de ce travail consiste en l'utilisation de plasma comme élément actif.

Souvent défini comme étant le quatrième état de la matière, après les états solide, liquide, et gazeux, le plasma possède des paramètres physiques (permittivité, diamètre etc.) variables en fonction des conditions de sa réalisation. Ces paramètres sont contrôlables jusqu'à un certain degré et le plasma constitue en ce sens une alternative intéressante en tant que matériau actif qui rendrait reconfigurable une structure BIE.

Problématique

Au cours de cette thèse, nous tâchons de répondre aux deux problématiques principales :

- Le plasma peut-il être utilisé afin de contrôler un dispositif en hyperfréquences basé sur une structure BIE ?
- Si oui, sous quelles conditions, et sinon, pour quelles raisons ?

Ces problématiques se positionnent au carrefour de deux disciplines bien distinctes :

- la propagation d'ondes dans un milieu périodique
- la physique des plasmas

Très peu de travaux ont été entamés à l'intersection de ces deux domaines. Nous pouvons citer notamment deux équipes initiatrices de deux laboratoires au Japon : l'équipe de *Hojo et al.*, et celle de *Sakai et al.*. Leurs travaux se focalisaient sur l'apparition d'une bande

interdite sous l'effet d'un réseau entier de plasmas. Cependant, les pertes électromagnétiques liées au grand nombre de plasmas constituent une limite importante à ce type de configuration.

Contribution

Par rapport aux travaux précédents, notre volonté tout au long de cette thèse a été de sonder la possibilité d'intégrer le plasma dans un dispositif en hyperfréquences tout en considérant les conditions réelles du plasma, notamment la présence des pertes. Ainsi, pour répondre à nos problématiques, nous avons initié l'étude de reconfigurabilité d'une structure BIE par plasmas en ouvrant deux volets importants relativement peu étudiés :

- l'exploitation de l'anisotropie d'une structure à BIE en utilisant des défauts localisés (chapitre I)
- la génération d'un plasma hors-équilibre de grand volume et de haute densité électronique (chapitre II)

Le choix d'exploiter l'anisotropie d'une structure à BIE en utilisant des défauts localisés est novateur en soi car cette approche :

- d'une part a été très peu exploitée à notre connaissance,
- et d'autre part permet de contourner le problème de pertes ayant lieu au sein du plasma, car le plasma sera également introduit de façon locale.

Le contrôle de l'anisotropie d'une structure BIE nécessite cependant un plasma de grand volume et de haute densité. Or, relativement peu d'études ont été effectuées dans ce sens. Nous avons donc essayé d'étudier plusieurs configurations de génération de plasmas différentes et d'identifier les limites technique et physique pour générer ce type de plasmas. Nous espérons que ce volet permettra de constituer une base de départ à de futurs travaux sur l'utilisation de plasmas dans la reconfigurabilité d'un dispositif en hyperfréquences.

Organisation du manuscrit

Le premier chapitre sera consacré à la démarche de conception d'une structure BIE contrôlable par plasmas. Une fois les définitions usuelles données, nous allons définir une structure BIE dont la propriété d'anisotropie peut être exploitée.

Ensuite nous allons introduire le concept de reconfigurabilité par défauts localisés qui permettent d'exploiter l'anisotropie de notre structure BIE. Ce concept consiste à exciter ou non des modes de propagation au sein de la structure BIE, par l'activation d'un élément localisé tout en conservant la même source hyperfréquence. Il exploite notamment l'instabilité à l'interface due au couplage source-BIE. Un cornet d'émission qui permet justement d'exploiter cette instabilité sera spécialement conçu.

Nous montrons ensuite que cette instabilité peut être rendue contrôlable jusqu'à un certain degré en employant des matériaux actifs dont le plasma. L'état de l'art de la reconfigurabilité d'une structure BIE par des matériaux actifs est présenté de manière succincte avant de présenter deux configurations où le plasma sera utilisé pour apporter le côté reconfigurable.

Le second chapitre porte sur l'étude des plasmas nécessaires pour rendre reconfigurable la structure BIE que nous avons dimensionnée. Nous présentons dans un premier temps comment le plasma est perçu par une onde et les différents paramètres de la décharge qui peuvent modifier la propagation de cette onde.

Ensuite nous allons identifier les contraintes techniques et physiques qui permettent d'orienter le choix des plasmas vers trois systèmes de décharge. Les paramètres du plasmas (densité, fréquence de collisions, et diamètre) sont quantifiés pour ces trois systèmes de décharges avec le banc d'expérience et les méthodes de diagnostics mises en place. Une fois ces paramètres identifiés, nous définirons l'approche de reconfigurabilité la plus adaptée à un système de décharge donné.

Le troisième et dernier chapitre a pour objectif de valider expérimentalement le concept de reconfigurabilité par les plasmas décrits dans le chapitre II. Nous identifions les performances pour chaque approche de reconfigurabilité (approche par plasma perturbateur et approche par plasma compensateur) et proposons quelques améliorations éventuelles.



CHAPITRE I

CONCEPTS ET DIMENSIONNEMENT D'UNE STRUCTURE À BANDE INTERDITE ÉLECTROMAGNÉTIQUE RECONFIGURABLE PAR PLASMAS

I.1 Introduction et rappel des objectifs

Dans le cadre de cette thèse, nous cherchons à aboutir à une structure à bande interdite électromagnétique (BIE) dont la reconfigurabilité est rendue possible grâce à des plasmas de décharge. Pendant ces travaux, nous nous focalisons sur les structures BIE bidimensionnelles en espace libre¹. Ce chapitre a donc pour but d'amener le lecteur progressivement vers la définition de cette structure BIE et la façon d'exploiter son anisotropie par des plasmas.

Dans un premier temps, nous allons introduire quelques notions de base sur les structures BIE (cf. §I.2). Dans cette première partie, nous allons nous intéresser successivement :

- au vocabulaire couramment employé dans l'étude des structures BIE ;
- à la façon dont une structure périodique est définie ;
- à la description d'une structure périodique dans son réseau réciproque ;
- à la notation pour désigner les structures BIE dans ce manuscrit ;
- et aux outils classiques pour l'analyse de la propagation au sein d'une structure BIE et les diverses informations que l'on peut en tirer. Un choix délibéré a été pris de suivre la construction de ces outils sur un exemple particulier de BIE. Ce sera également la structure BIE que nous utiliserons par la suite. Nous commenterons les propriétés remarquables d'une structure BIE au fur et à mesure de la construction de ces outils.

Une fois les outils d'analyse présentés, nous chercherons à créer une structure BIE dont l'aspect anisotrope peut-être exploité. Nous expliquerons notre choix de travailler avec des structures à base de tiges métalliques à réseau carré et établirons quelques règles simples de dimensionnement qui nous permettront de choisir les paramètres géométriques de la structure BIE. Ensuite nous définirons la forme de notre structure BIE de taille finie. (cf. §I.3)

1. Par l'espace libre, nous sous-entendons une structure BIE non guidée (la propagation d'onde n'est soumise à aucune condition limite supérieure et inférieure).

Une fois la forme de la structure BIE définie, nous présenterons une façon d’exploiter l’anisotropie de la structure BIE par des défauts sur l’interface. Comme nous le verrons, cela nécessite un choix judicieux de la source et des défauts localisés employés. Nous expliquerons notre démarche pour concevoir une source qui permet d’exploiter l’anisotropie et présenterons les défauts qui seront utilisés par la suite. (cf. §I.4)

Le concept de reconfigurabilité auquel nous nous intéressons se focalise sur l’emploi des plasmas de décharge. Avant de rentrer dans les détails concernant l’utilisation des plasmas pour la reconfigurabilité, nous allons présenter quelques principes de reconfigurabilité envisageables dans une structure BIE. Puis un état de l’art assez succinct, des technologies existantes des matériaux utilisés pour rendre reconfigurable une structure BIE, est abordé. Cela inclut des technologies assez classiques dans les dispositifs hyperfréquences comme les diodes PIN et également des travaux récents sur l’utilisation des plasmas. Nous allons ensuite situer nos travaux par rapport à ceux qui ont été étudiés dans la littérature et présenter notre façon d’utiliser les plasmas. (cf. §I.5)

Enfin, nous terminons par une synthèse des propriétés et des contraintes de notre structure BIE reconfigurable à plasma.

I.2 Généralités sur les structures BIE

I.2.1 Préambule

Historiquement, nous trouvons la trace d’utilisation des structures périodiques ou répétitives pour contrôler la propagation d’une onde aussi loin qu’au XIX^{ème} siècle avec les travaux de Lord Rayleigh en 1887 [1]. Lorsque nous alternons une succession de couches diélectriques transparentes d’indices de réfraction différents, une lumière incidente à la surface de ces multicouches peut se trouver complètement réfléchi par des phénomènes d’interférences successives. La cause de ce phénomène : sur l’interface de chaque couche, la lumière est partiellement réfléchi, et si l’espacement entre chaque couche est périodique, les réflexions successives finissent par annuler la propagation de l’onde lumineuse au sein de ces couches. Le miroir de Bragg mis au point par William Lawrence Bragg est un parfait exemple de l’exploitation de ce phénomène en une dimension.

Le concept du contrôle de l’onde par des structures périodiques comme nous venons de le décrire émerge donc du domaine photonique, et l’on parlait alors de matériaux à bande interdite photonique (BIP), ou de cristaux photoniques. Le principe s’est ensuite rapidement étendu aux longueurs d’ondes supérieures, donnant lieu aux cristaux électromagnétiques, qui sont plus couramment appelés les matériaux à bande interdite électromagnétique (BIE). En effet, les équations de Maxwell obéissent à une loi d’échelle, et les mêmes propriétés peuvent par conséquent être observées quelle que soit la longueur d’onde [2].

Actuellement, ces matériaux BIE sont classés sous une famille de matériaux plus large, dénommés *métamatériaux*. Ces métamatériaux doivent leurs propriétés intéressantes plus à leur structuration interne qu’à leur composition chimique. Mises à part les structures BIE, les autres types de métamatériaux sont classés selon la propriété exotique qui est mise en avant [3] :

- Les matériaux dits à main gauche (LHM) sont des métamatériaux qui possèdent un indice de réfraction négatif où la loi de Snell-Descartes est inversée [4, 5].
- Les surfaces à haute impédance sont des métamatériaux qui annulent les ondes de surface car l’impédance de surface de la structure est plus importante que l’impé-

dance en espace libre [6].

- Les métamatériaux phononiques traitent des structures périodiques pour les ondes acoustiques, qui plus récemment encore, trouvent une application pour les ondes sismiques dans les travaux de *Farhat et al.* [7]. Il s'agit alors de créer une «cape d'invisibilité» pour protéger une bâtisse contre les ondes sismiques.

Pour ces différents métamatériaux, nous distinguons dans la plupart des cas le régime d'homogénéisation où la structuration est de dimension très inférieure à la longueur d'onde (régime «méta»), et où au contraire, elle est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Les structures BIE se classifient plutôt dans le dernier cas.

Dans le domaine des microondes et des hyperfréquences, les propriétés exotiques d'une structure à bande interdite électromagnétique (l'anisotropie, l'effet de réfraction négative, la bande interdite) reçoivent des attentions particulièrement importantes pour les applications dans les dispositifs de télécommunications (antennes, téléphones mobiles, GPS haute précision etc.)[8]. Nos travaux s'inscrivent donc dans la logique de rendre reconfigurable une structure BIE pour une utilisation éventuelle dans les technologies de télécommunications. Dans nos travaux, nous nous focalisons sur une des propriétés d'une structure BIE : son anisotropie, et nous allons présenter une des façons de l'exploiter et de la rendre reconfigurable.

I.2.2 Définitions de base des matériaux à bande interdite électromagnétique

Il existe une grande variété de matériaux à bande interdite électromagnétique. Ils sont construits à partir d'objets élémentaires, agencés périodiquement dans l'espace. Dans la figure I.1, nous avons des exemples de réseaux BIE de périodicité selon une, deux et trois dimensions. Dans notre travail, nous nous intéressons uniquement aux structures BIE bidimensionnelles.

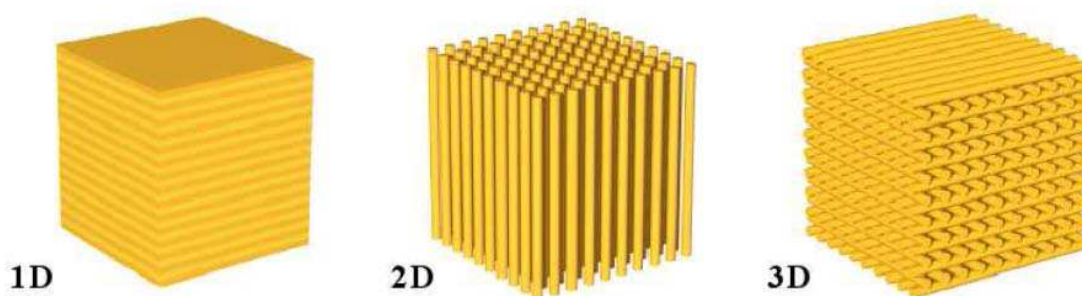


Figure I.1: Exemple de réseaux périodiques 1D, 2D, et 3D.

Pour décrire un réseau périodique, il suffit de connaître un *motif* ou une cellule élémentaire du réseau, et les vecteurs de base de translation qui décrivent sa périodicité : \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 . Tout point P du réseau peut donc être repéré par rapport à un point M du motif élémentaire par une translation issue d'une combinaison linéaire de ces vecteurs de base :

$$\mathbf{r}_P = \mathbf{r}_M + \mathbf{R} \quad \text{avec} \quad \mathbf{R} = r_1 \mathbf{a}_1 + r_2 \mathbf{a}_2 \quad , \quad r_i \in \mathbb{Z} \quad (\text{I.1})$$

Pour une structure BIE constituée de tiges diélectriques ou métalliques, cela implique une fonction diélectrique périodique dans l'espace *réel* :

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \text{ avec } \mathbf{r} \in \text{cellule de base} \quad (\text{I.2})$$

Concernant les éléments de base de notre étude, nous ne considérons que des tiges cylindriques de diamètre D et de longueur infinie. Alors, dans la cellule élémentaire :

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \begin{cases} \epsilon_1 & \text{si } |\mathbf{r}| < D/2 \\ \epsilon_2 & \text{sinon} \end{cases} \text{ avec } \begin{array}{l} \epsilon_1 \text{ permittivité de la tige} \\ \epsilon_2 \text{ permittivité du milieu hôte} \end{array} \quad (\text{I.3})$$

Le cas des structures BIE bidimensionnelles fait figurer plusieurs types de réseaux, dont les plus communs sont les réseaux carrés, triangulaires et hexagonaux. Les vecteurs de bases de ces réseaux figurent dans le tableau I.1 de la partie suivante, les réseaux carrés étant un cas particulier du réseau rectangulaire.

I.2.3 De l'espace réciproque à la zone de Brillouin

Nous venons de voir qu'un réseau périodique dans l'espace réel, est défini avec des vecteurs de base : \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 . Ces vecteurs de base informent à la fois sur la taille et la forme d'une cellule élémentaire dans l'espace réel. Cependant, l'étude des structures périodiques est largement simplifiée si l'on se projette dans son espace *réciproque* ou son espace de phase.

Avant de rentrer plus en détails sur notre étude des structures BIE, nous allons introduire quelques notions sur le réseau réciproque à partir desquelles nous décrivons la première zone de Brillouin. La première zone de Brillouin permet de décrire l'ensemble de l'espace réciproque et permet de souligner quelques propriétés intéressantes de ce réseau.

I.2.3.i Réseau réciproque

Dans l'espace réciproque, une grandeur physique est exprimée en fonction des variables de l'espace des vecteurs d'onde $(\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y)$.²

Travailler dans l'espace des vecteurs d'onde nous permet de déduire quasi immédiatement les directions des modes propres au sein d'une structure périodique. Nous verrons ceci de manière détaillée dans la section sur les outils d'analyse BIE.

Le réseau réciproque est le pendant du réseau réel dans l'espace réciproque. La description du réseau réciproque est analogue au réseau dans l'espace réel. En partant d'un *motif* ou d'une cellule élémentaire du réseau, tout l'espace réciproque est engendré par un vecteur de translation :

$$\mathbf{G} = g_1 \mathbf{b}_1 + g_2 \mathbf{b}_2 \quad \text{avec } g_i \in \mathbb{Z} \quad (\text{I.4})$$

Notons que \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 correspondent alors aux vecteurs de base dans l'espace réciproque, et les nœuds du réseau sont définis par toutes les valeurs de g_i .

2. Rappelons que pour une grandeur exprimée dans l'espace réel, $g(\mathbf{r})$, l'expression de cette grandeur dans l'espace réciproque est donnée par la transformée de Fourier spatiale (avec convention IEEE $e^{+j\omega t}$) :

$$\hat{g}(\mathbf{k}) = \text{TF} \{g(\mathbf{r})\} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\mathbf{k}\mathbf{r}} g(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

Pour un réseau réel défini par les vecteurs de base (\mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2), son réseau réciproque est défini pour un ensemble de \mathbf{G} tels que [9, 10, 11] :

$$\forall \mathbf{r}, e^{-j\mathbf{G} \cdot (\mathbf{r} + \mathbf{R})} = e^{-j\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \Leftrightarrow e^{-j\mathbf{G} \cdot \mathbf{R}} = 1 \quad \text{avec} \quad \mathbf{R} = r_1 \mathbf{a}_1 + r_2 \mathbf{a}_2 \quad , \quad r_i \in \mathbb{Z} \quad (\text{I.5})$$

c-à-d

$$\mathbf{G} \cdot \mathbf{R} = 0 \quad [2\pi] \quad (\text{I.6})$$

ou encore

$$\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad , \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{I.7})$$

| | vecteurs de base | Type de réseau | | |
|-------------------|---|---|--|--|
| | | rectangulaire | triangulaire | hexagonal |
| Espace réel | $\mathbf{a}_1 = \begin{cases} a_{1x} \\ a_{1y} \end{cases}$ | $\begin{matrix} s_x \\ 0 \end{matrix}$ | $\begin{matrix} s \\ 0 \end{matrix}$ | $\begin{matrix} s\sqrt{3}/2 \\ 3s/2 \end{matrix}$ |
| | $\mathbf{a}_2 = \begin{cases} a_{2x} \\ a_{2y} \end{cases}$ | $\begin{matrix} 0 \\ s_y \end{matrix}$ | $\begin{matrix} s/2 \\ s\sqrt{3}/2 \end{matrix}$ | $\begin{matrix} -s\sqrt{3}/2 \\ 3s/2 \end{matrix}$ |
| Espace réciproque | $\mathbf{b}_1 = \begin{cases} b_{1x} \\ b_{1y} \end{cases}$ | $\begin{matrix} 2\pi/s_x \\ 0 \end{matrix}$ | $\begin{matrix} 2\pi/s \\ -2\pi/s \cdot \sqrt{3}/3 \end{matrix}$ | $\begin{matrix} -2\pi/s \cdot \sqrt{3}/3 \\ 2\pi/s \cdot 1/3 \end{matrix}$ |
| | $\mathbf{b}_2 = \begin{cases} b_{2x} \\ b_{2y} \end{cases}$ | $\begin{matrix} 0 \\ 2\pi/s_y \end{matrix}$ | $\begin{matrix} 0 \\ 2\pi/s \cdot 2\sqrt{3}/3 \end{matrix}$ | $\begin{matrix} 2\pi/s \cdot \sqrt{3}/3 \\ 2\pi/s \cdot 1/3 \end{matrix}$ |

Tableau I.1: Vecteurs de base des réseaux usuels bidimensionnels dans l'espace *réel* et dans l'espace *réciproque* avec s, s_x et s_y des paramètres définissant le pas du réseau.

I.2.3.ii Première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible

Nous venons de décrire l'espace réciproque qui est lui-même périodique. Il est construit à partir d'une cellule élémentaire. Dans l'espace réciproque, il existe cependant une infinité de cellules élémentaires possibles. Une des façons d'obtenir une cellule élémentaire est de construire la cellule élémentaire de Weigner-Seitz liée à l'origine du repère. Cette cellule correspond en fait à la cellule élémentaire centrée sur le nœud du réseau à l'origine du repère. Elle s'obtient en traçant les médiatrices entre tous les nœuds du réseau à l'origine. La plus petite zone issue des intersections de ces médiatrices définit la cellule élémentaire de Weigner-Seitz. Dans le réseau réciproque, la cellule élémentaire de Weigner-Seitz correspond à la première zone de Brillouin³.

Dans la figure I.2, nous pouvons visualiser le passage d'un réseau réel à la première zone de Brillouin pour deux types de réseau : un réseau carré, et un réseau triangulaire. De plus, nous remarquons que grâce à des propriétés de symétrie au sein même de la première zone de Brillouin, nous pouvons réduire davantage la zone d'étude à la zone dite zone de Brillouin *irréductible*. Cette zone irréductible est délimitée par des segments définis par

3. Notons que parmi les infinités de cellules élémentaires, la première zone de Brillouin est définie de manière unique dans l'espace réciproque

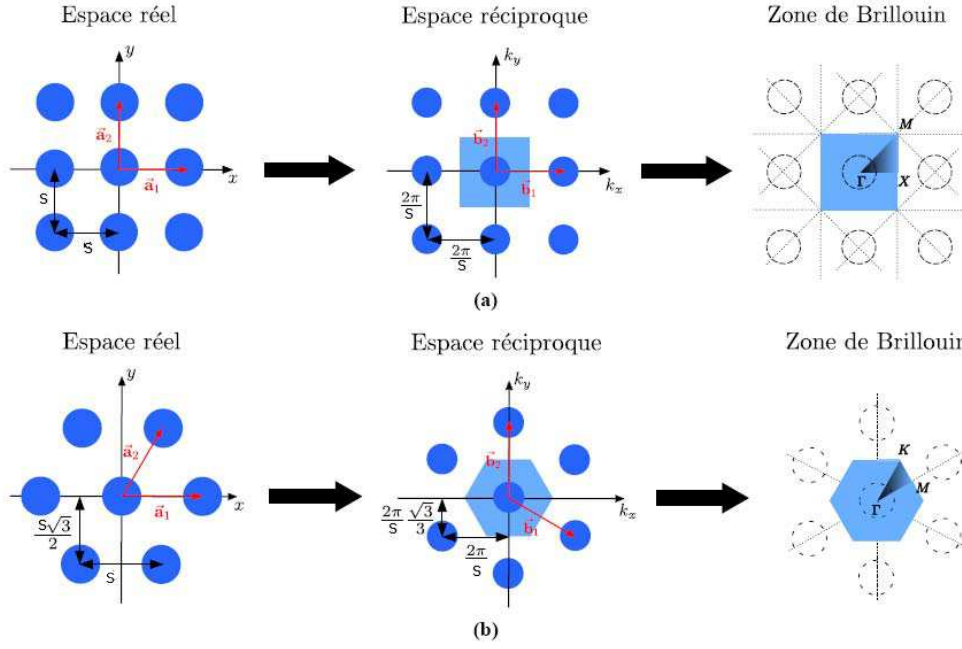


Figure I.2: Illustration du passage de l'espace réel vers l'espace réciproque et la zone de Brillouin pour (a) un réseau carré et (b) un réseau triangulaire [12, Varault]

des points de haute symétrie définis classiquement dans l'étude de cristallographie (eg. Γ , X , M , etc.) [9]. Le déploiement successif de la zone irréductible sur chaque segment finit par reconstruire la première zone de Brillouin.

Dans cette thèse, où nous nous intéressons essentiellement à un réseau carré, notons que ses points de haute symétrie sont définis pour :

- Γ : l'origine de la cellule de base $(k_x, k_y) = (0, 0)$
- X : $(k_x, k_y) = (\pi/s, 0)$
- M : $(k_x, k_y) = (\pi/s, \pi/s)$

I.2.4 Théorème de Bloch-Floquet

Dans cette section, nous décrivons de façon succincte le théorème de Bloch-Floquet, qui permet de décrire les solutions des équations de Maxwell dans le cas d'une structure périodique.

En combinant les équations de Maxwell-Ampère et Maxwell-Faraday, la résolution des équations de Maxwell en régime harmonique peut être ramenée à une équation aux valeurs propres :

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \times \nabla \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.8})$$

C'est une équation aux valeurs propres que l'on peut mettre sous la forme :

$$\hat{\mathcal{O}} \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad \text{avec} \quad \hat{\mathcal{O}} = \nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \times \nabla \quad (\text{I.9})$$

où $\hat{\mathcal{O}}$ est un opérateur Hamiltonien périodique porté par la permittivité ($\epsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = \epsilon(\mathbf{r})$).

Or, d'après le théorème de Bloch-Floquet [13, 14], toute solution $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ des modes propres dans une structure périodique se présente sous la forme d'une onde plane ($e^{-j\mathbf{k}\mathbf{r}}$)

modulée par une fonction périodique $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$:

$$\forall \mathbf{r} \quad \exists \mathbf{k} \quad , \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}) = e^{-j\mathbf{k}\mathbf{r}} \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) \quad \text{avec} \quad \mathbf{u}_k(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) \quad (\text{I.10})$$

\mathbf{u}_k est une fonction qui reflète la périodicité de la structure BIE dans l'espace réel.

I.2.4.i Interprétation dans l'espace réel

Ce théorème s'écrit aussi de la façon suivante :

$$\forall \mathbf{r} \quad \exists \mathbf{k} \quad , \quad \mathbf{H}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = e^{-j\mathbf{k}\mathbf{R}} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.11})$$

Ceci revient à dire que la distribution du champ pour tout point du réseau, peut s'exprimer en fonction de son équivalent dans la cellule de base. Dans ce cas, le champ sera déphasé par rapport à la cellule de base de $e^{-j\mathbf{k}\mathbf{R}}$. \mathbf{R} est un vecteur de combinaison linéaire des vecteurs de base dans le réseau réel.

Or, rappelons que tout vecteur d'onde \mathbf{k} dans le réseau réciproque s'exprime également en fonction de son équivalence dans la zone de Brillouin, \mathbf{k}_B :

$$\forall \mathbf{k}, \left\{ \begin{array}{l} \exists \mathbf{k}_B \in \text{1ère zone de Brillouin} \\ \exists (m, n) \in \mathbb{Z}^2 \end{array} \right. , \quad \mathbf{k} = \mathbf{k}_B + \mathbf{G}_{m,n} \quad \text{avec} \quad \mathbf{G}_{m,n} = m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2 \quad (\text{I.12})$$

Comme par définition, $e^{-j\mathbf{G}\mathbf{R}} = 1$, le déphasage de l'expression du champ d'une cellule à une autre sera déphasé de $\mathbf{k}_B\mathbf{R}$. Pour une fréquence donnée, s'il existe un mode propre (solution de l'équation aux valeurs propres), il suffit alors de connaître la distribution du champ dans *une seule cellule* élémentaire. Si l'on connaît la distribution du champ dans une cellule, la distribution du champ dans les autres cellules est déphasée de $\mathbf{k}_B\mathbf{R}$.

I.2.4.ii Interprétation dans l'espace réciproque

Compte tenu de la périodicité de la fonction modulante \mathbf{u}_k , une décomposition en série de Fourier peut être effectuée. L'onde de Bloch est alors vue comme une superposition d'ondes planes de vecteurs d'ondes $\mathbf{k}_{m,n} = \mathbf{k}_B + \mathbf{G}_{m,n}$ dont le poids relatif, $h_{m,n}$ est obtenu à partir de l'analyse de Fourier [15]. Pour le cas d'une structure BIE unidimensionnelle, l'onde de Bloch est égale à la somme des ondes planes :

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} h_m \exp \left(j \left(\mathbf{k}_B + m \frac{2\pi}{s} \mathbf{r} \right) \right) \frac{\mathbf{u}_k}{|\mathbf{u}_k|} \quad , \quad m \in \mathbb{Z} \quad (\text{I.13})$$

I.2.4.iii Résolution des modes propres

L'association des équations aux valeurs propres et le théorème de Bloch-Floquet s'effectue de deux manières :

- Un balayage en fréquence est effectué. À chaque fréquence, une équation aux valeurs propres du champ est résolue. Si une solution existe, on cherche un vecteur d'onde correspondant à cette solution de champ (théorème Bloch-Floquet). Ce vecteur d'onde traduit simplement le déphasage d'une cellule à une autre.
- On balaie tout vecteur d'onde dans la zone de Brillouin, puis on cherche les fréquences pour lesquelles, le théorème de Bloch-Floquet et l'équation aux valeurs propres sont respectés. Nous verrons que dans la méthode numérique que nous employons dans la section § I.2.6.v, le calcul des modes propres sera effectué avec cette approche.

Dans les deux cas, nous nous attendons à trouver, pour chaque valeur de \mathbf{k} dans la 1^{re} zone de Brillouin, un jeu infini de modes, auxquels nous pourrions associer leur fréquence propre, $f = \omega/2\pi$. La fonction $f(\mathbf{k})$ formera le diagramme de dispersion que nous verrons dans la section § I.2.6.

I.2.5 Notations et désignations des matériaux BIE utilisées

Dans ce manuscrit, nous nous intéressons essentiellement à des structures BIE métalliques bidimensionnelles, et plus particulièrement celle à réseau carré dont le pas est $s = 10 \text{ mm}$ et le diamètre des tiges métalliques est $d = 2 \text{ mm}$. Cette structure BIE sera notée $s10d2$. Lorsqu'un autre type de réseau sera utilisé, (rectangulaire par exemple), celui-ci sera explicité clairement. Notons que lorsqu'aucune polarisation n'est mentionnée, la polarisation étudiée correspond à la polarisation TM, où le champ électrique est parallèle aux tiges. Dans le cas contraire, ce sera la polarisation TE (le champ magnétique est parallèle aux tiges) qui sera alors mentionnée.

I.2.6 Analyse électromagnétique des matériaux BIE

Afin de prédire le comportement des structures à bande interdite électromagnétique, dans un premier temps, nous pouvons les considérer comme des structures périodiques infinies. La propagation dans un milieu BIE pourra alors être décrite, et prédite avec quelques outils classiques d'analyse d'ondes : le diagramme de dispersion, la courbe iso-fréquence et le diagramme de bande. Nous verrons dans cette section, à travers un cas particulier, les informations que l'on peut tirer de ces outils.

Nous verrons également de façon succincte la façon dont ces outils d'analyses peuvent être calculés et obtenus numériquement, plus particulièrement avec le logiciel de résolution par éléments finis : ANSOFT-HFSS.

I.2.6.i Généralités sur le diagramme de dispersion

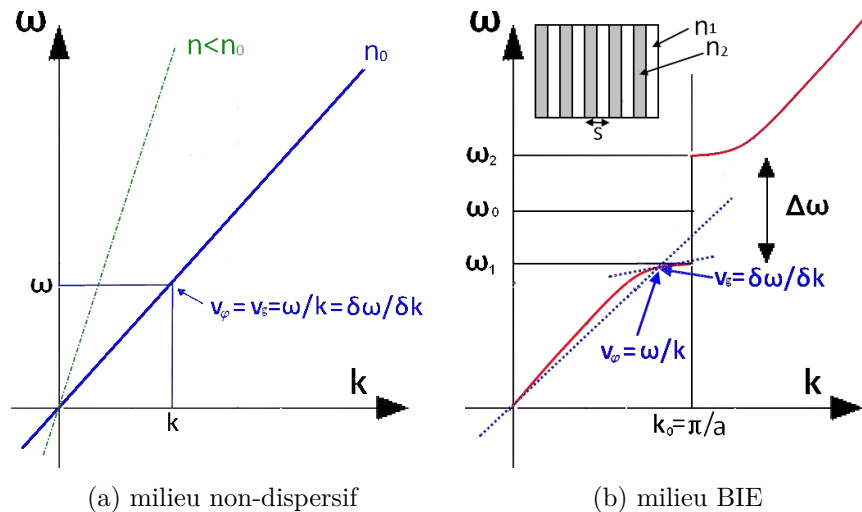


Figure I.3: Diagrammes de dispersion unidimensionnels : (a) milieu non-dispersif ; (b) milieu BIE dispersif

I.2.6.i.a Construction

Le diagramme de dispersion est une représentation graphique utilisée pour décrire les

propagations au sein d'un milieu, il informe sur le mode de propagation ou la façon dont l'onde se propage. Dans cette représentation graphique, les fréquences f , ou les pulsations propres $\omega = 2\pi f$ sont identifiées pour tous les vecteurs d'onde \mathbf{k} dans l'espace de phase (l'espace réciproque) :

$$\omega \quad \text{ou} \quad f = g(\mathbf{k}) \quad (\text{I.14})$$

I.2.6.i.b Les vitesses de l'onde

Lorsqu'il s'agit d'un milieu homogène et non-dispersif à une dimension, cela correspond à une équation de droite dont la pente est liée à l'indice du milieu n (cf. la figure I.3(a)) :

$$\omega = \frac{c}{n}|\mathbf{k}| \quad (\text{I.15})$$

Cette pente est associée aux vitesses de phase, v_φ , et de groupe, v_g , de l'onde dans le milieu définies par :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k} \quad \text{et} \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (\text{I.16})$$

Chacune des vitesses est reliée par la relation classique avec l'indice du milieu n et la vitesse de la lumière dans le vide c :

$$|v_\varphi \cdot v_g| = \left(\frac{c}{n}\right)^2 \quad (\text{I.17})$$

Lorsque le milieu est non-dispersif, la vitesse de l'onde est indépendante de la fréquence et les deux vitesses sont identiques.

I.2.6.i.c La bande interdite

Lorsqu'il s'agit d'un milieu BIE à une dimension, une discontinuité peut apparaître dans le diagramme de dispersion. Cette discontinuité correspond à une bande interdite comme le montre la figure I.3(b) (où la largeur de bande est de $\Delta\omega$ centrée sur une pulsation ω_0). Le passage à la bande interdite se traduit par une variation progressive de la pente de la courbe en fonction du vecteur d'onde. Contrairement à un milieu non-dispersif, les vitesses de l'onde ne sont plus constantes en fonction de la fréquence.

I.2.6.i.d Extension au cas bidimensionnel

Pour un milieu à deux dimensions (où $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$), au lieu d'être décrit par une courbe dans un plan, le diagramme de dispersion est alors décrit par une surface tridimensionnelle comme le montre la figure I.4. L'axe z représente la fréquence ou la pulsation d'onde.

Les constats précédents restent similaires. Dans un milieu non-dispersif, le diagramme de dispersion est représenté par un cône de révolution dont la pente est toujours constante (cf. la figure I.4(a)). Tandis que pour un milieu BIE qui est dispersif, la pente du diagramme de dispersion n'est plus constante. D'ailleurs, son diagramme de dispersion est constitué d'un empilement de plusieurs modes différents dans la zone de Brillouin (cf. la figure I.4(b)). La bande interdite, plus difficile à voir sous cette représentation, dépend de la direction de l'onde (définie par le couple (k_x, k_y)) et de la fréquence. L'analyse de la propagation au sein d'une structure BIE s'avère donc plus compliquée et cela justifie la nécessité de travailler avec le diagramme isofréquence.

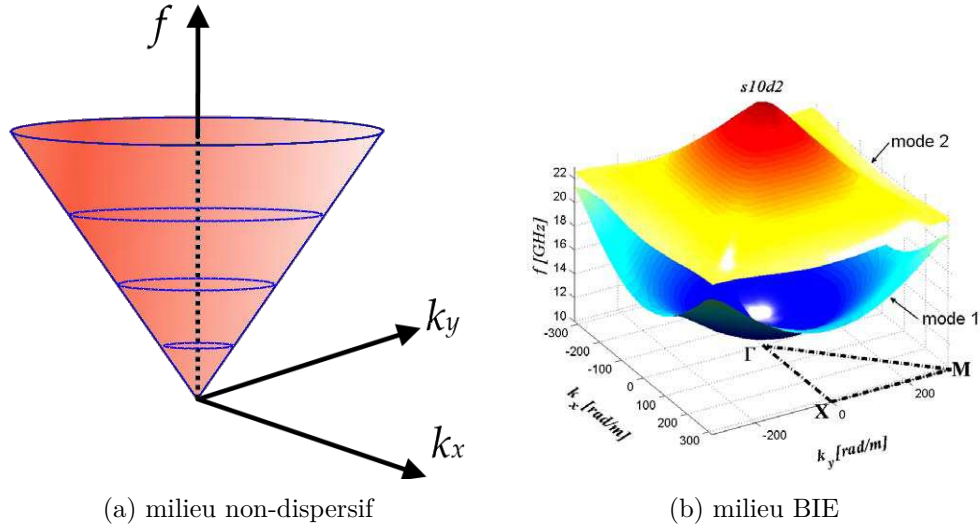


Figure I.4: Diagramme de dispersion 2D milieu homogène et milieu BIE

I.2.6.i.e La loi d'échelle

Les structures BIE répondent à une loi d'échelle qui simplifie leur étude [16]. Les relations de dispersion des structures BIE sont ainsi généralement représentées en unités normalisées par la période du réseau réel s . Notons f_r la fréquence normalisée. En considérant c la célérité de la lumière dans le vide, f la fréquence d'onde et n l'indice du milieu :

$$f_r = \frac{fn}{c} \cdot s = \frac{s}{\lambda} \quad (\text{I.18})$$

I.2.6.ii Courbes isofréquences

I.2.6.ii.a Construction

La construction du diagramme d'isofréquence est effectuée à partir du diagramme de dispersion bidimensionnel comme nous pouvons le voir dans la figure I.5. Afin d'obtenir le diagramme isofréquence à la fréquence voulue, f_v , nous définissons un plan isofréquence à cette fréquence, $(k_x, k_y)_{f_v}$. L'intersection entre ce plan et le diagramme de dispersion du milieu forme ainsi le diagramme isofréquence. C'est ainsi que pour le cas d'un milieu homogène et isotrope à indice n (cf. la figure I.5(a)), l'isofréquence correspond à un cercle de rayon défini en fonction de la fréquence, f :

$$|\mathbf{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \frac{2\pi f}{c} n \quad (\text{I.19})$$

En revanche, pour un milieu anisotrope comme une structure BIE bidimensionnelle, le diagramme isofréquence peut prendre diverses formes autre qu'un cercle. La figure I.5(b) illustre l'obtention de la courbe isofréquence de la structure BIE $s10d2$ à 18 GHz à partir de son diagramme de dispersion. Les tracés en rouge à droite de la figure correspondent à l'isofréquence à 18 GHz du BIE. Notons que les tracés en dehors de la première zone de Brillouin sont obtenus avec les propriétés de symétrie du réseau réciproque.

I.2.6.ii.b Directions interdites

À partir du diagramme isofréquence, nous pouvons rapidement déterminer les directions interdites dans une structure BIE ($\Theta_{interdite}$ sur la figure I.5(b)). Les directions permises

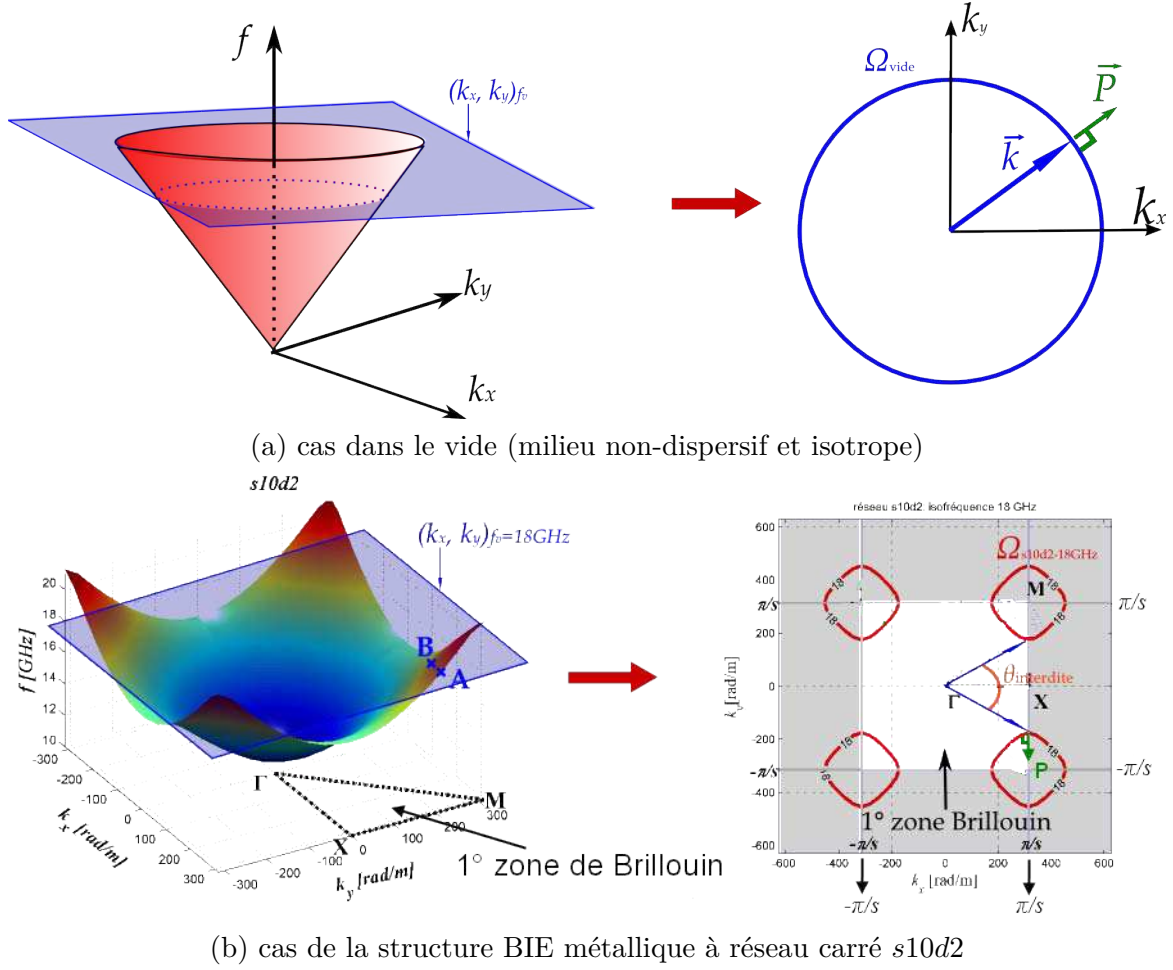


Figure I.5: Passage du diagramme de dispersion bidimensionnel ($freq = f(k_x, k_y)$) d'un milieu à son diagramme isofréquence correspondant

sont définies à partir de tout vecteur \mathbf{k} dont le couple (k_x, k_y) appartient à la courbe isofréquence $\Omega_{s10d2-18GHz}$. Sur le graphe, ces vecteurs correspondent à tous les vecteurs d'origine Γ et dont l'extrémité se trouve sur l'isofréquence (en rouge). Nous pouvons généraliser l'identification des directions permises et interdites au sein d'une structure BIE à réseau carré $sSdD$ à la fréquence f_v :

La propagation à la fréquence f_v est $\begin{cases} \text{permise} & \text{pour } (k_x, k_y) \in \Omega_{sSdD-f_v} \\ \text{interdite} & \text{pour } (k_x, k_y) \notin \Omega_{sSdD-f_v} \end{cases}$

I.2.6.ii.c Direction de propagation d'énergie

Nous pouvons également repérer facilement la direction de propagation d'énergie orientée suivant le vecteur de Poynting \mathbf{P} pour chaque vecteur d'onde \mathbf{k} appartenant à l'isofréquence. Pour un milieu isotrope, \mathbf{P} est toujours colinéaire à \mathbf{k} comme le montre la figure I.5(a). Nous constatons que la direction de propagation d'énergie (ou la direction de \mathbf{P}) est donnée par la normale de la courbe isofréquence.

Pour une structure périodique, nous avons également la vitesse de groupe donnée par la normale de l'isofréquence :

$$\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}} \omega \quad (\text{I.20})$$

Ainsi le vecteur de Poynting, parallèle à la vitesse de groupe [17, 16], est également donné par la normale de la courbe isofréquence [18, 19, 20], et son sens de propagation est donné

par le gradient de la courbe d'isofréquence (dans le sens de la fréquence croissante). Si l'isofréquence s'élargit avec la fréquence ($\mathbf{v}_g \cdot \mathbf{k} > 0$), le vecteur de Poynting pointe vers l'extérieur de la courbe isofréquence, et inversement lorsque l'isofréquence se rétrécit avec la fréquence ($\mathbf{v}_g \cdot \mathbf{k} < 0$). De plus, les vecteurs de Poynting des points équivalents dans le réseau réciproque sont dirigés dans le même sens.

I.2.6.ii.d Anisotropie

À partir de la courbe isofréquence, nous pouvons déduire rapidement le comportement anisotrope d'une structure BIE. La première conséquence de l'anisotropie d'une structure BIE est la sélectivité en directions de propagation décrites précédemment. Ensuite, lorsque l'anisotropie de la structure se révèle, \mathbf{P} et \mathbf{k} peuvent ne pas être dirigés dans la même direction. Comme nous pouvons le voir dans la figure I.5(b), lorsque \mathbf{k} se trouve à la limite de la direction de propagation possible, le vecteur de Poynting \mathbf{P} se trouve dévié par rapport au vecteur d'onde \mathbf{k} . Cela peut amener à l'apparition d'effets intéressants vis-à-vis de la propagation comme l'ultra-réfraction [21], superprisme ([22]), autocollimation [23], et les effets de réfractions négatives [24].

Nous attirons l'attention du lecteur sur le dernier phénomène : la réfraction négative. Dans ce cas, la propagation est l'inverse de ce qui est prévue par la loi de Snell-Descartes classique. En général ces effets de réfractions négatives, sont souvent associés à des *matériaux* ou des matériaux dits à *main gauche*, où l'indice effectif du milieu, $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ est négatif. Notons qu'ici, l'effet possible de réfraction négative peut avoir lieu simplement suite à un degré élevé d'anisotropie.

Le lecteur notera que l'anisotropie d'un milieu BIE offre une palette de phénomènes exploitables considérable. En ce qui nous concerne, nous n'allons ni exploiter ni étudier l'ensemble de ces phénomènes ; nous allons nous concentrer seulement sur la sélectivité en direction qu'offre l'anisotropie du milieu BIE, et essayons de l'exploiter avec des *éléments agiles* comme les plasmas.

I.2.6.iii Diagramme de bande

I.2.6.iii.a Construction

Dans la partie précédente, nous avons pu voir qu'au travers d'un cas particulier, la courbe isofréquence nous permet d'identifier la façon dont l'onde peut se propager au sein d'une structure BIE. Les directions permises sont identifiées clairement par les vecteurs d'ondes appartenant à la courbe isofréquence Ω .

La courbe isofréquence est cependant peu pratique lorsque l'on souhaite avoir le comportement fréquentiel de la structure BIE. Cet aperçu *global* du comportement de l'onde est fourni par un autre outil d'analyse d'une structure BIE : le diagramme de bande.

La construction du diagramme de bande est illustrée dans la figure I.6. Tout au long de la frontière de la zone de Brillouin réduite (∂_{rB} , nous suivons l'évolution de la surface de dispersion illustrée par un trait pointillé rouge dans la figure I.6(a). La frontière de la zone de Brillouin réduite pour ce réseau carré est constituée de trois segments différents :

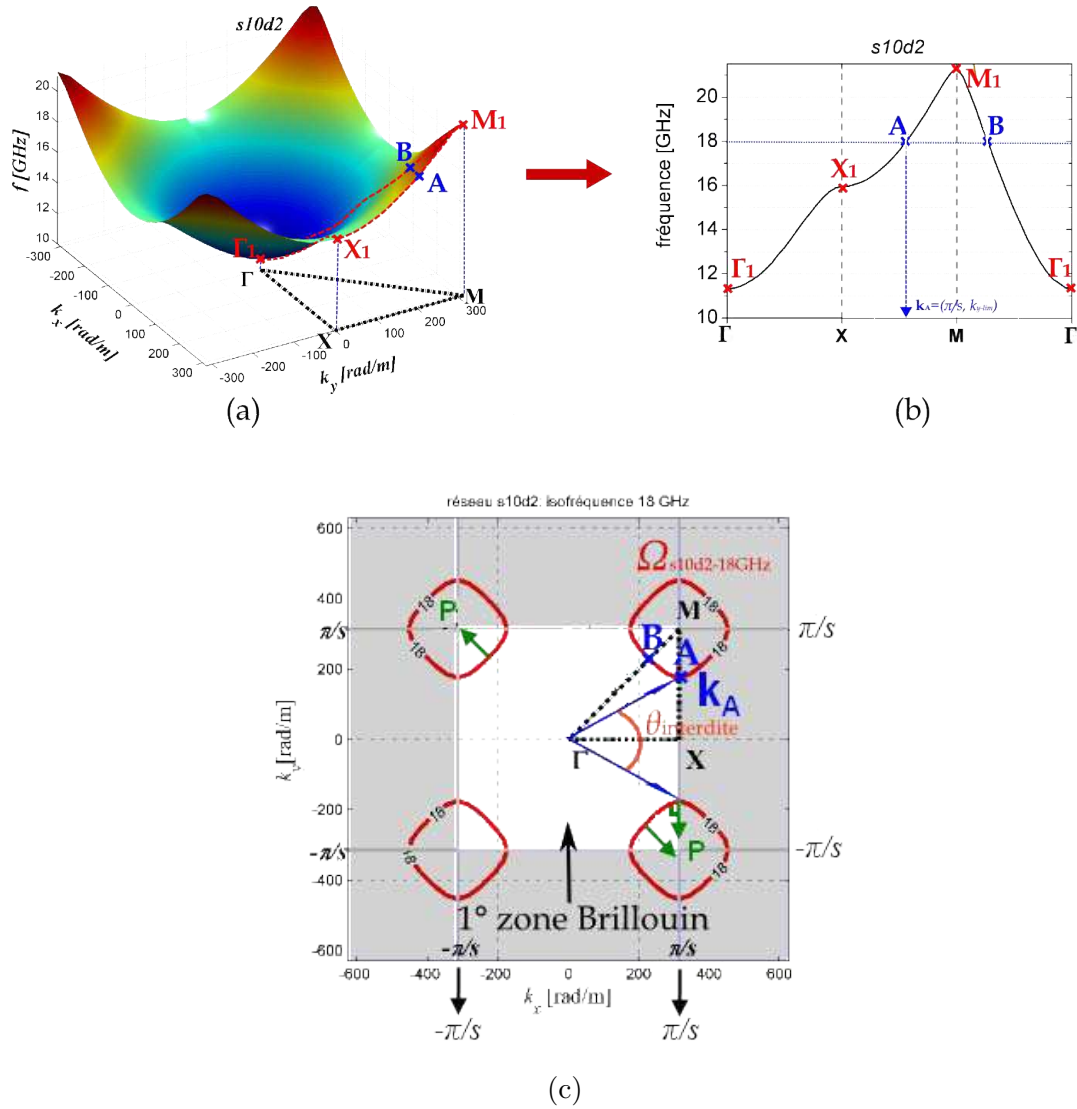


Figure I.6: Passage du diagramme de dispersion tridimensionnel ($freq = f(k_x, k_y)$) d'une structure BIE à son diagramme de bande correspondant

ΓX , XM et $M\Gamma$. Chaque segment est défini tel que :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_y = 0 \quad , \quad k_x \in \left[0 : \frac{\pi}{s} \right] \\ k_x = \frac{\pi}{s} \quad , \quad k_y \in \left[0 : \frac{\pi}{s} \right] \\ k_x = k_y \quad , \quad (k_x, k_y) \in \left[0 : \frac{\pi}{s} \right]^2 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{pour le segment } \Gamma X, |\mathbf{k}| \text{ varie,} \\ \text{la direction ne varie pas} \\ \text{pour le segment } XM, |\mathbf{k}| \text{ varie,} \\ \text{la direction varie de } 0^\circ \text{ à } 45^\circ \\ \text{pour le segment } M\Gamma, |\mathbf{k}| \text{ varie,} \\ \text{la direction ne varie pas (} 45^\circ \text{)} \end{array} \quad (I.21)$$

Le diagramme de bande est obtenu simplement en déroulant la projection des trois segments (trait rouge), sur un même plan comme nous pouvons le voir dans la figure I.6(b).

I.2.6.iii.b Points représentatifs

Notons que le parcours du trait rouge passe par trois points limites : Γ_1 , X_1 et M_1 , que nous retrouvons sur le diagramme de bande. Ces trois points définissent un contour représentatif des phénomènes de dispersion.

Le point Γ_1 définit la limite basse de fréquence autorisée au sein de la structure BIE. En deçà de la fréquence f_{Γ_1} , nous nous trouvons dans la bande plasmon où le réseau BIE est assimilé par l'onde comme un métal dilué.

Le point X_1 définit la fréquence à partir de laquelle, l'onde ne peut plus se propager dans la direction de ΓX au sein de la structure BIE. Par effet de symétrie, la direction perpendiculaire à ΓX est également interdite à partir de la fréquence f_{X_1} . Alors pour $f > f_{X_1}$, la propagation est interdite pour $k_x = 0$ ou $k_y = 0$. Remarquons que la propagation reste permise pour d'autres directions (e.g. direction ΓM); nous nous trouvons dans une configuration de *bande interdite partielle*.

Le point M_1 correspond à la limite du premier mode de propagation au sein de la structure BIE au delà duquel on trouve soit la bande interdite totale, soit le deuxième mode

Entre le point X_1 et M_1 , nous avons une bande interdite partielle où seulement certaines directions sont permises. Les directions de propagations permises peuvent être déterminées à partir du diagramme isofréquence. Par exemple, à $f = 18$ GHz, nous pouvons trouver la correspondance en diagramme isofréquence dans la figure I.6(c). L'intersection à 18 GHz sur le diagramme de bande fait figurer deux points : A et B , que nous trouvons également dans le diagramme isofréquence.

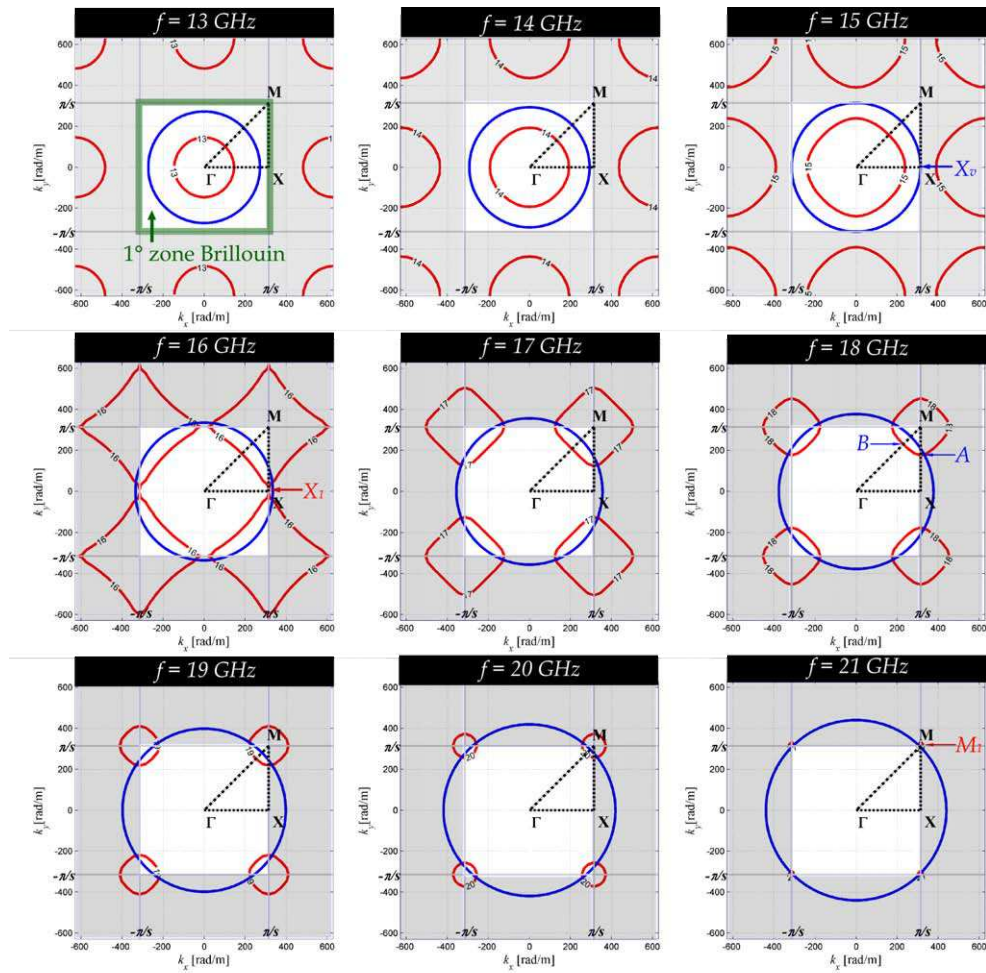
I.2.6.iii.c Correspondance courbe isofréquence – diagramme de bande

Dans la figure I.7, nous pouvons suivre l'évolution de la forme de l'isofréquence d'une structure BIE métallique à réseau carré (BIE $s10d2$) en même temps que son diagramme de bande. La forme de l'isofréquence est montrée sur un intervalle de fréquence allant de 13 GHz (en haut à gauche de la figure I.7(a)) jusqu'à 21 GHz (en bas à droite). Sur la première rangée de la figure I.7(a), nous faisons figurer les diagrammes isofréquences entre le point Γ_1 à X_1 du diagramme de bande (cf. la figure I.7(b)). Sur la deuxième et troisième rangée, nous faisons figurer les diagrammes isofréquences entre le point X_1 à M_1 du diagramme de bande. Nous remarquons que l'aspect anisotropie du réseau BIE se dégage progressivement en fonction de la fréquence.

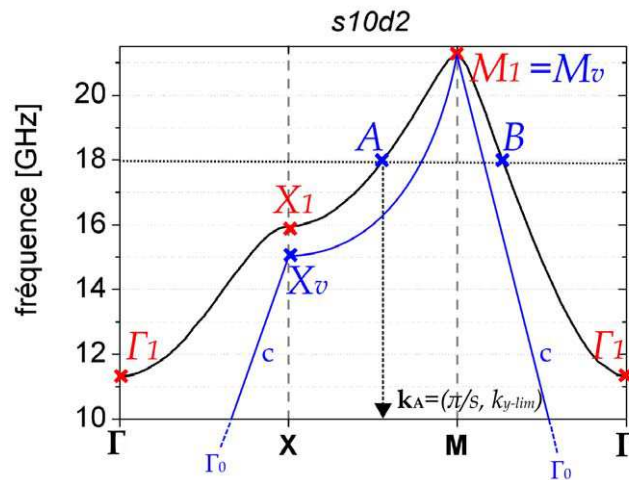
Vers les fréquences basses, lorsque le diagramme de bande montre que la propagation en direction de ΓX est permise, l'isofréquence montre que toutes les directions sont permises. D'ailleurs, la courbe isofréquence du BIE tend vers celle d'un milieu homogène et isotrope (isofréquence en forme d'un cercle dans la 1^{re} zone de Brillouin). Lorsque la fréquence augmente, en tendant vers le point X_1 , conformément à ce qui était prévu avec le diagramme de bande, l'isofréquence montre que la direction selon ΓX (également la direction perpendiculaire) devient interdite. Nous nous apercevons que plus la fréquence augmente, plus la courbe isofréquence s'ouvre en bord de la première zone de Brillouin pour se refermer sur les zones contiguës à la première zone de Brillouin. Au delà, le BIE est en bande interdite totale.

Sur la frontière de la zone Brillouin réduite, ∂_{B_r} pour la structure BIE, de la même façon que nous définissons les points Γ_1 , X_1 et M_1 , nous pouvons définir Γ_v , X_v et M_v pour le vide :

- Γ_v correspond à l'origine du diagramme de dispersion $(k_x, k_y, f) = (0, 0, 0)$
- X_v est défini par $(k_x, k_y, f) = (\pi/s, 0, c/2s) = (\pi/s, 0, c/2s)$



(a)



(b)

Figure I.7: Variation de la courbe isofréquence en fonction de la fréquence dans le réseau BIE $s10d2$ (rouge) et dans le vide (bleu)(a); le diagramme de bande du premier mode correspondant au BIE (trait noir) et du vide (trait bleu)(b)

– M_v est défini par $(k_x, k_y, f) = (\pi/s, \pi/s, c/\sqrt{2}s)$

Remarquons que X_v correspond à la fréquence dont la moitié de la longueur d'onde est

égale au pas du réseau : $\frac{\lambda}{2} = s$. Nous verrons plus tard que c'est la valeur limite à partir de laquelle la bande interdite partielle peut apparaître.

Sur le segment ΓX , la pente du diagramme pour le vide est bien plus raide que celle du BIE. D'après l'équation (I.16), nous pouvons déduire que la vitesse des ondes dans le BIE est plus faible que celle du vide. C'est une des caractéristiques intéressantes d'un milieu BIE dispersif d'après [25, 26, 27].

I.2.6.iv Conditions de passage entre deux milieux

À partir des outils que nous avons décrits, nous pouvons chercher à prédire le comportement de l'onde au sein d'un milieu lorsque la source d'onde vient de l'extérieur. Il s'agit ici de décrypter le passage de l'onde entre deux milieux à l'aide du diagramme iso-fréquence. Comme nous le verrons, le passage de l'onde est régi par la condition sur le raccordement de phase à l'interface.

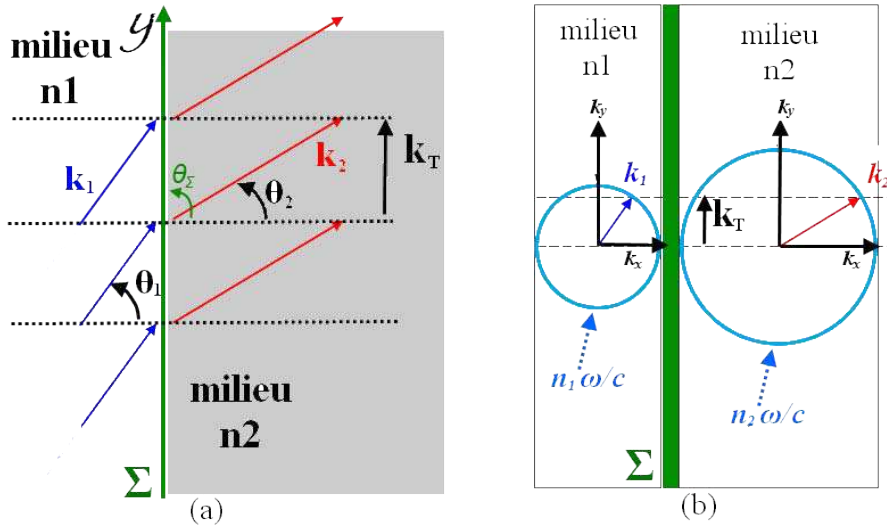


Figure I.8: Raccordement de phase à l'interface Σ de deux milieux d'indice n_1 et n_2

I.2.6.iv.a entre deux milieux isotropes

Le raccordement de la phase entre deux milieux isotropes s'explique à l'aide de la figure I.8. Considérons deux milieux (1) et (2) d'indice n_1 et n_2 séparées par une interface Σ dirigée selon l'axe y . Une onde incidente selon un vecteur de propagation \mathbf{k}_1 fait un angle de θ_1 par rapport à la normale de l'interface. La loi de Snell-Descartes permet de déterminer à la fois l'angle transmis, θ_2 , et le vecteur d'onde transmis, \mathbf{k}_2 :

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (\text{I.22})$$

Sur le diagramme iso-fréquence, la loi Snell-Descartes traduit la conservation de la composante tangentielle à l'interface des vecteurs d'onde \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 : \mathbf{k}_T schématisé dans la figure I.8(b) et défini par :

$$\mathbf{k}_T = \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{n}_\Sigma = \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{n}_\Sigma \quad \text{avec} \quad \mathbf{n}_\Sigma = \begin{pmatrix} \cos(\theta_\Sigma) \\ \sin(\theta_\Sigma) \end{pmatrix} \quad (\text{I.23})$$

où \mathbf{n}_Σ est le vecteur unitaire qui définit la direction de l'interface et θ_Σ son angle par rapport à l'axe \mathbf{Ox} ⁴.

Sachant que le vecteur d'onde transmis \mathbf{k}_2 appartient *obligatoirement* à l'isofréquence du milieu (2), $\Omega_{(2)}$, nous pouvons déduire directement le vecteur d'onde transmis dans le milieu (2) à partir de la composante tangentielle du vecteur d'onde incident, \mathbf{k}_T :

$$\mathbf{k}_2 = \begin{pmatrix} k_{2x} \\ k_{2y} \end{pmatrix} = \mathbf{k}_{2\perp} + \mathbf{k}_T \quad \text{avec} \quad (k_{x2}, k_{y2}) \in \Omega_{(2)} \quad \text{et} \quad \mathbf{k}_{2\perp} \cdot \mathbf{k}_T = 0 \quad (\text{I.24})$$

où $\mathbf{k}_{2\perp}$ est la composante normale à l'interface dans le milieu (2) du vecteur d'onde transmis.

S'il existe un vecteur d'onde $\mathbf{k}_2 \in \Omega_{(2)}$, dont la composante tangentielle sur l'interface est égale à celle de la source, la transmission peut avoir lieu dans le milieu (2). Sinon, l'onde incidente se trouve réfléchiée par le milieu. Nous appelons ceci la condition de raccordement de phase à l'interface. La déviation de l'onde dans le milieu (2) est donnée par la direction du vecteur \mathbf{k}_2 .

I.2.6.iv.b entre un milieu isotrope et un milieu BIE

La condition de raccordement de phase s'applique également lorsqu'il s'agit d'un passage entre un milieu isotrope et un milieu BIE. Cependant, compte tenu de l'anisotropie possible d'une structure BIE, une analyse plus fine et des précautions d'interprétations sont souvent nécessaires pour prédire le comportement de l'onde issue du passage [28].

Pour savoir si la source d'onde (à l'extérieur du BIE) peut exciter les modes de Bloch-Floquet, nous devons chercher s'il existe un raccordement de phase possible entre le milieu incident et le milieu BIE. Nous pouvons constater que la projection de la composante tangentielle de la source du milieu incident peut avoir lieu en dehors de la première zone de Brillouin du milieu BIE (cf. la figure I.9). Cela correspond à un nombre infini de vecteurs \mathbf{k} qui construisent les modes de Bloch-Floquet excités. Rappelons cependant que le vecteur \mathbf{k} en dehors de la première zone de Brillouin est toujours équivalent à son vecteur d'onde de Bloch \mathbf{k}_B dans la première zone de Brillouin avec $\mathbf{k} - \mathbf{k}_B = \mathbf{G}$, avec \mathbf{G} un vecteur du réseau réciproque. Cela revient alors à étudier seulement les conditions de passage dans la première zone de Brillouin afin de déduire si les modes de Bloch-Floquet peuvent être excités.

Dans la figure I.9 où nous montrons l'exemple d'une condition de passage à 18 GHz entre le vide (en bleu) et la structure BIE *s10d2*, les points P_2 et P_3 sont équivalents au point P_1 dans la première zone de Brillouin et les points Q_2 et Q_3 au point Q_1 . Des deux points équivalents dans la première zone de Brillouin, nous pouvons déduire la direction de propagation d'énergie donnée par le vecteur de Poynting associé. Dans ce cas étudié, seul le point Q_1 respecte la causalité car la direction d'énergie incidente est dans le même sens que celle de l'onde de Bloch associée au point Q_1 . ($\mathbf{k}_{1\perp} \cdot \mathbf{P} > 0$).

I.2.6.v Méthodes numériques pour l'analyse des réseaux BIE

I.2.6.v.a Généralités sur les méthodes

Nous pouvons citer six méthodes numériques couramment utilisés pour les analyses des structures BIE [29] :

- (a) méthode des ondes planes [30]

4. Dans la figure I.8, il s'agit d'un cas particulier où $\theta_\Sigma = \pi/2$.

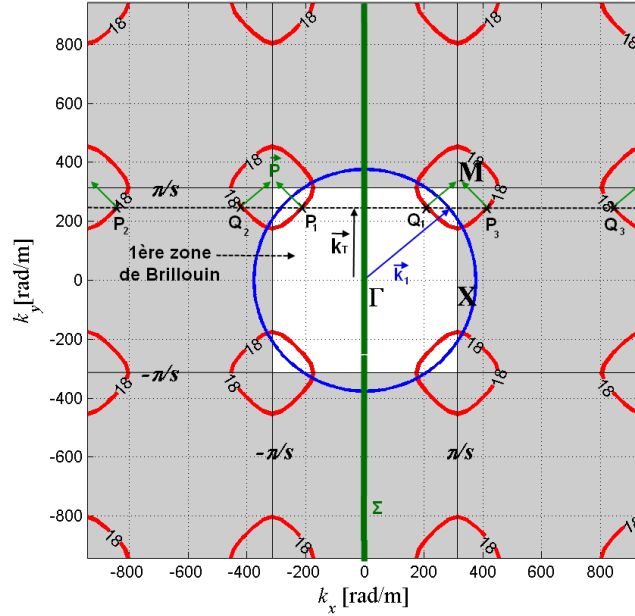


Figure I.9: Conditions de passage du milieu vide (isofréquence en bleu) au milieu BIE *s10d2* (isofréquence en rouge) à 18 GHz avec l'interface définie selon l'axe y (ou k_y dans l'espace de phases)

- (b) méthode FDTD [31, 32, 33, 34, 35]
- (c) méthode par éléments finis [36]
- (d) méthode de matrice de transfert [37]
- (e) méthode *Scattering Matrix Method* (SMM) [38, 39]
- (f) méthode de réseaux de diffraction [40, 41]

Chaque méthode possède un niveau de flexibilité plus ou moins important. Certaines de ces méthodes sont employées seulement pour l'étude des réseaux périodiques infinis (i.e. méthode a,d et f) tandis que d'autres (i.e. méthode b et c) peuvent être employées à la fois pour un réseau de taille finie et un réseau de taille infinie. D'autres ne sont adaptées que pour certains types de réseaux (e.g. méthode e est limitée à des analyses des réseaux de tiges cylindriques parallèles [38] ou des sphères [39]).

En présence de défauts au sein d'un réseau BIE, certaines méthodes ne peuvent être employées que pour des défauts répétitifs (ou périodiques), ceci en introduisant la notion de *macrocellule* [42] dans les calculs (e.g. méthode a,d et f). Pour des défauts localisés d'un réseau fini, seules les méthodes b,c et e sont adaptées.

Dans le cadre de notre étude, nous disposons du logiciel commercial HFSS (*High Frequency Structural Simulator*) pour l'analyse des structures BIE. Ce logiciel, permet de résoudre l'équation de Maxwell dans le domaine fréquentiel avec une approche par méthode d'éléments finis [43]. L'avantage de l'utilisation de ce logiciel réside sur sa flexibilité ; nous pouvons à la fois analyser des structures périodiques de taille finie et de taille infinie.

En contrepartie, cette flexibilité se traduit par un coût en ressources informatiques important (temps de calcul, mémoire...). Le coût en ressources informatiques pour les calculs des structures BIE diélectriques devient très vite trop important avec la taille du domaine de calcul. C'est la raison principale pour laquelle nous ne nous intéressons qu'aux structures BIE métallique au cours de cette thèse.

Dans la partie suivante, nous allons présenter les étapes et les conditions de simulation d'un réseau BIE.

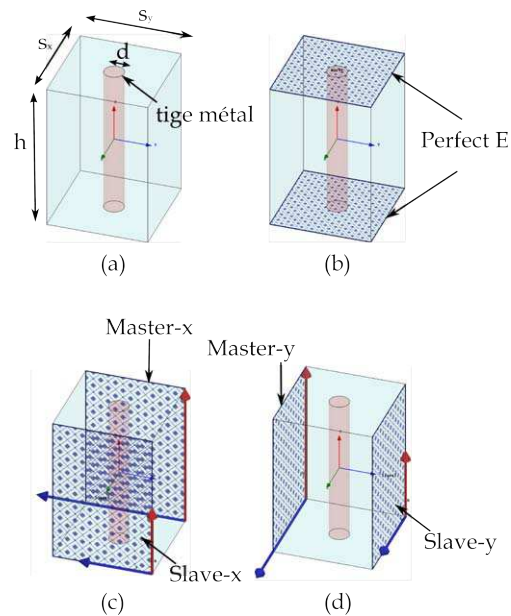


Figure I.10: Conditions limites de calcul de modes propres d'une structure BIE de tiges cylindriques de diamètre d à réseau élémentaire rectangulaire ($s_x \times s_y$)

I.2.6.v.b Caractérisation d'un réseau BIE périodique infini par Ansoft-HFSS

La caractérisation d'un réseau BIE périodique infini revient à effectuer une analyse des modes propres au sein de la structure. L'analyse des ces modes propres nous permet d'obtenir le diagramme de dispersion correspondant au milieu BIE, à partir duquel nous pouvons déduire les bandes de fréquences autorisées et les directions de propagation (cf. sections précédentes).

Sous le logiciel commercial Ansoft-HFSS, afin d'obtenir le diagramme de dispersion d'une structure BIE, il suffit de résoudre les équations de Maxwell sur la cellule élémentaire munie des conditions de périodicité. Les conditions de périodicité sous HFSS peuvent être introduites par les conditions limites de maître/esclave [44, 45, 43].

Concrètement, pour un utilisateur, le processus de calcul des modes propres d'un BIE bidimensionnel revient à ces étapes suivantes. Étape par étape, nous définissons :

- (a) la structure de la cellule élémentaire
- (b) le type de résolution modale : *eigenmode solution*
- (c) les conditions limites dans la troisième direction, l'axe z (direction d'invariance)
- (d) la première condition limite maître
- (e) la condition limite esclave correspondant
- (f) le déphasage maître/esclave correspondant, φ_i
- (g) autant de conditions de maître/esclave nécessaires en répétant les étapes d, e et f.
- (h) le nombre de modes et la fréquence minimale de calcul

Pour l'exemple particulier d'un réseau rectangulaire de tiges métalliques, cela représente la résolution d'une cellule élémentaire de pas longitudinal s_x et transversal s_y , comme

le montre la figure I.10(a) [43]. La condition limite des murs électriques sur les parois transverses à l'axe z (figure I.10b) permet de forcer le champ électrique parallèle aux tiges. Ces murs électriques sont séparés d'une hauteur h . Elle est du même ordre de grandeur que le diamètre des tiges d afin de réduire le temps de calcul.

Deux conditions limites maître/esclave sont définies selon les directions x et y . Cela correspond aux déphasages maître/esclave définis par le couple (φ_x, φ_y) . Lors des calculs, pour chaque couple (φ_x, φ_y) défini, HFSS cherche les fréquences de mode de Bloch pour le vecteur d'onde \mathbf{k} dont les composantes sont associées au couple (φ_x, φ_y) :

$$\begin{cases} k_x = \frac{\varphi_x}{s_x} \\ k_y = \frac{\varphi_y}{s_y} \end{cases} \quad (\text{I.25})$$

Enfin dans l'étape h, le nombre de modes calculés, m , et la fréquence minimale, f_{min} sont définis. HFSS calcule en fait les m premiers modes à partir de la fréquence f_{min} , pour les déphasages concernés.

Afin de définir le diagramme de dispersion d'un milieu BIE, nous devons balayer les vecteurs d'onde dans la première zone de Brillouin afin de trouver les modes propres existants. Cependant, avec les conditions de symétrie existantes, il suffit de faire varier le couple (φ_x, φ_y) de telle sorte que seule la zone de Brillouin réduite ∂_{Br} soit balayée. Pour une structure rectangulaire, cela correspond à :

$$\forall (\varphi_x, \varphi_y) = (k_x s_x, k_y s_y) \in [0 : \pi]^2 \quad (\text{I.26})$$

Notons que pour définir le diagramme de bande de la structure, il suffit de faire varier le couple (φ_x, φ_y) afin que \mathbf{k} balaie la frontière de la zone de Brillouin réduite, ∂_{Br} (cf. équation I.28). L'outil OptimetricsTM associé à HFSS permet d'effectuer ce balayage automatiquement.

Pour un réseau carré ($s_x = s_y = s$), le balayage se fait sur une zone de Brillouin réduite plus restreinte :

$$\forall (\varphi_x, \varphi_y) = (k_x s_x, k_y s_y) \in [0 : \pi]^2 \quad \text{avec} \quad \varphi_x \leq \varphi_y \quad (\text{I.27})$$

Avec la frontière ∂_{Br} définie par

$$\begin{cases} \varphi_y = 0 & \text{et} & \varphi_x \in [0 : \pi] & \text{pour le segment } \Gamma X \\ \varphi_x = \pi & \text{et} & \varphi_y \in [0 : \pi] & \text{pour le segment } XM \\ \varphi_x = \varphi_y & , & (\varphi_x, \varphi_y) \in [0 : \pi]^2 & \text{pour le segment } M\Gamma \end{cases} \quad (\text{I.28})$$

I.3 Définition de la structure BIE anisotrope

I.3.1 Choix d'une structure BIE en espace libre constituée de tiges métalliques

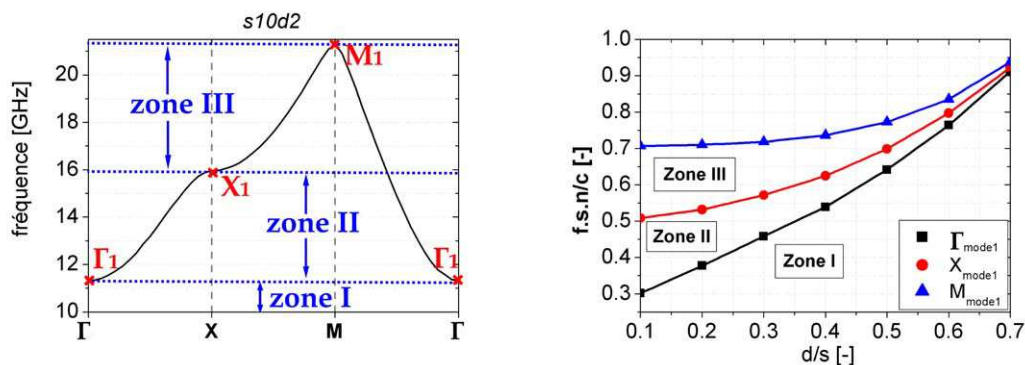
Dans le cadre de cette étude, le logiciel de simulation par méthode d'éléments finis ANSOFT-HFSS est utilisé afin d'effectuer des analyses détaillées des structures à bande interdite électromagnétique. Bien que ce logiciel ait l'avantage majeur de rester général, ce qui permet des études de diverses structures et de types de propagation, nous sommes très vite confrontés à la limite des ressources informatiques disponibles. Le temps des calculs et la mémoire nécessaires pour les structures compliquées peuvent s'avérer très vite problématiques. Nous avons choisi d'orienter dans un premier temps notre étude sur une structure BIE en espace libre constituée de tiges métalliques. Les tiges sont ainsi considérées infinies, et la propagation d'onde n'est soumise à aucune condition limite supérieure et inférieure pour un mode TM. Cette configuration se rapprochant d'un cas 2D, réduit considérablement ces facteurs limitatifs.

Dans cette section, nous allons détailler le processus de définition de notre structure BIE. Premièrement, nous expliquerons le choix des paramètres géométriques de notre structure BIE métallique. Ensuite nous décrirons comment la forme finale de la structure BIE a été choisie.

I.3.2 Quelques règles simples de conception/dimensionnement d'une structure BIE métallique carrée

I.3.2.i Définition des zones du premier mode

Afin de pouvoir exploiter l'aspect anisotrope d'une structure BIE, nous nous intéressons au premier mode d'une structure BIE métallique à réseau carré. Pour commencer, nous nous référons à son diagramme de bande. Nous pouvons le diviser en trois zones distinctes où l'onde se comporte différemment (I.11(a)) : zone I, zone II et zone III.



(a) diagramme de bande réseau BIE métallique (b) Observation de l'évolution des points de haute symétrie en fonction du diamètre réduit d/s

Figure I.11: Définition des zones significatives du premier mode d'un réseau BIE

I.3.2.i.a Zone I : bande plasmon

La première zone (zone I) correspond à la bande plasmon. Par analogie avec le photon qui est une quasi-particule résultant de la quantification des oscillations des ondes lumineuses, les plasmons décrivent les oscillations plasmas (ou de densité électronique) des matériaux conducteurs, d'où la dénomination de la bande plasmon. Cette bande est propre au réseau de tiges métalliques. Nous nous trouvons en fait dans le régime d'homogénéisation de la structure BIE. La pulsation plasma du réseau métallique dans le modèle de Drude est définie par :

$$\omega_p = \frac{n_{eq}e^2}{\epsilon_0 m_{eff}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} n_{eq} & : \text{la densité équivalente d'électrons} \\ m_{eff} & : \text{la masse effective des électrons} \\ \epsilon_0 & : \text{permittivité du vide} \\ e & : \text{la charge élémentaire} \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

Ces paramètres dépendent du diamètre des tiges d , et du pas de réseau s d'après *Pendry et al.*[46, 30]). Ainsi,

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{s^2 \ln(2s/d)} \quad (\text{I.30})$$

En deçà de cette fréquence, la structure BIE métallique se comporte comme un métal dilué où la densité d'électrons est plus faible qu'un métal normal. L'onde se trouve alors réfléchie.

I.3.2.i.b Zone II : bande permise totale

La zone II correspond à la bande permise totale où la propagation est autorisée en toute direction. Elle peut cependant ne pas être isotrope dans le sens où le diagramme d'isofréquence de la structure BIE ne forme pas un cercle parfait dans tous les cas (cf. la figure I.7 pour $f < 16$ GHz).

I.3.2.i.c Zone III : bande partiellement permise

La zone qui nous intéresse correspond à la zone III, où la propagation est partiellement permise. Nous avons un comportement anisotrope de l'onde. Dans cette zone, en s'éloignant de la frontière de la zone II, la propagation devient plus sélective en direction de propagation (diagonale pour ce réseau s10d2 cf. la figure I.7 pour $f > 16$ GHz). C'est aussi dans cette zone là que nous souhaitons nous trouver pour exploiter l'anisotropie de la structure BIE.

I.3.2.ii Variation des zones du premier mode

Les limites de ces différentes zones varient selon les paramètres géométriques du réseau BIE métallique (cf. la figure I.11(b)). La bande plasmon (zone I) est d'autant plus large que le diamètre réduit du réseau métallique d/s est important, tandis que la bande permise totale (zone II) et la zone interdite partielle (zone III) se resserrent avec ce dernier facteur. Cela revient donc à dire que le premier mode de la structure BIE se trouve dans une bande de fréquence de plus en plus étroite avec d/s croissant.

La limite inférieure de la zone III, c'est-à-dire la fréquence à partir de laquelle la bande interdite partielle peut apparaître, correspond à la fréquence normalisée définie dans l'équation (I.18) pour

$$f_r = \frac{s}{\lambda} = \frac{1}{2} \quad (\text{I.31})$$

où s est le pas du réseau, et λ la longueur d'onde.

I.3.2.iii Détermination des dimensions du réseau BIE

Avec les quelques constats précédents, pour le choix des paramètres de la structure BIE à étudier, nous définissons les critères dimensionnants suivants :

$$\begin{aligned}
 L_1 : & \quad f < 20 \text{ GHz} \\
 L_2 : & \quad \text{taille totale} \leq 120 \text{ mm} \\
 L_3 : & \quad 0.5 \leq f_r = \frac{fs}{c/n} \\
 L_4 : & \quad \frac{d}{s} < 0.3
 \end{aligned}$$

Cela signifie alors que les dimensions géométriques de la structure BIE choisie doivent être suffisamment grandes pour être «vues» par l'onde. De plus, il faut que la taille totale du dispositif tienne dans l'enceinte qui sera décrite dans le chapitre suivant. Le critère L_2 représente alors cette contrainte.

Le critère L_3 indique que nous souhaitons nous trouver dans la zone III définie précédemment. Dans cette zone, la structure BIE se comporte de façon anisotrope et est sélective en direction de propagation.

Le critère L_4 traduit le fait que nous souhaitons obtenir un caractère anisotrope de la structure BIE de large bande et peu opaque. Notons cependant que nous devons également garder un diamètre suffisamment important afin de garantir la tenue mécanique des tiges. Le diamètre réduit élevé a deux conséquences. La première est de réduire la bande de fréquences pour laquelle la structure BIE se comporte de façon anisotrope. Plus le diamètre réduit $\frac{d}{s}$ est petit, plus la structure BIE est sélective en direction pour un intervalle de fréquences plus large. La deuxième est de rendre la structure BIE plus opaque donc rendre plus difficile l'excitation des modes de Bloch-Floquet de la structure. Tout comme un verre opaque qui ne laisse qu'une infime partie de l'onde incidente le traverser, une structure BIE opaque réfléchit une grande partie de l'onde incidente, même si l'onde est incidente dans la direction permise des modes de Bloch-Floquet.

Les deux premiers critères (L_1 et L_2) que nous avons définis nous orientent vers le choix de la longueur d'onde (ou fréquence) de travail. Une fois la fréquence d'onde de travail décidée, le critère L_3 permet de décider quant à la taille de pas du réseau s , et le dernier critère L_4 nous guide pour le choix du diamètre des tiges métalliques d .

Ceci nous a donc amené à travailler autour de la fréquence de travail de 18 GHz avec une structure BIE constituée de tiges métalliques de diamètre $d = 2$ mm, distribuées dans un réseau carré de pas $s = 10$ mm. C'est la structure BIE de tiges métalliques que nous utilisons dans ces travaux.

I.3.3 Détermination de la forme du BIE et du choix de l'interface

Le choix de paramètres du réseau BIE est défini précédemment dans §I.3.2. Il s'agit de la structure BIE $s10d2$ décrite précédemment. Il reste maintenant à définir sa forme afin d'exploiter au mieux son anisotropie. Il existe deux façons d'exploiter l'anisotropie d'une structure BIE. Pour cela, nous pouvons :

- soit introduire une source d'onde à l'intérieur de la structure BIE ;
- soit introduire une source d'onde à l'extérieur de la structure BIE.

Dans cette partie, nous allons présenter la façon dont la forme de notre structure BIE peut être définie en introduisant les sources des deux manières.

I.3.3.i Dédution à partir de l'excitation interne

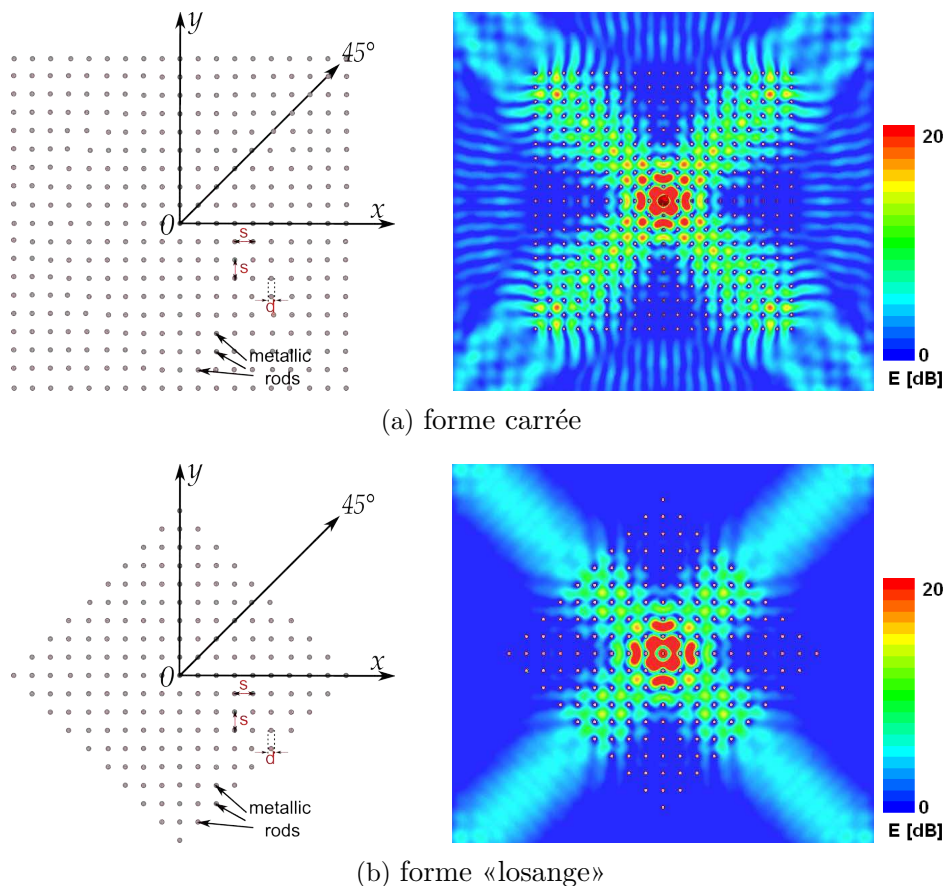


Figure I.12: Processus de définition de la forme générale de la structure BIE du réseau $s10d2$ avec une excitation par une source ponctuelle à 18 GHz positionnée à la position $(x, y) = (0, 0)$; Nous partons d'une structure BIE métallique $s10d2$ de taille finie ($n_x \times n_y = 19 \times 19$) initiale (a). De la forme carrée (a), la moitié des tiges ont été enlevées pour tomber sur une forme «losange» (b).

Pour la condition de passage de l'intérieur vers l'extérieur du BIE, une observation de la cartographie du champ est effectuée lorsqu'une source isotrope est placée au centre du BIE. Cette source est polarisée en parallèle des tiges (polarisation TM) et est placée à l'origine du repère définie, $(x, y) = (0, 0)$ (cf. la figure I.12).

Dans la figure I.12(a), la structure BIE métallique $s10d2$ est disposée sous une forme carrée de taille $n_x \times n_y = 19 \times 19$. n_x , et n_y correspondent respectivement au nombre de tiges dans les directions $\mathbf{0x}$ et $\mathbf{0y}$. L'aspect anisotrope du réseau BIE à 18 GHz est montré ainsi explicitement par la cartographie du champ correspondant. La source étant isotrope, seules les directions permises sont excitées.

Or, avec cette forme carrée (interfaces orientées selon $\mathbf{0x}$ et $\mathbf{0y}$), il apparaît des champs «parasites» à l'intérieur et à l'extérieur du BIE. Ces champs «parasites» sont liés à deux causes :

- l'incidence de 45° que fait l'onde avec l'interface. Ainsi, apparaît des réflexions à l'intérieur du BIE, et des transmissions à l'extérieur du BIE dans les directions interdites. C'est en cela que nous les qualifions de «parasites».
- À cela s'ajoute, les effets de diffraction liés aux coins du BIE, et qui perturbent ainsi les champs à l'intérieur et à l'extérieur du BIE.

Pour éviter l'apparition de ces champs «parasites», nous devons adapter l'interface de sortie du milieu BIE de telle sorte que la composante tangentielle du vecteur d'onde à l'interface $\mathbf{k}_{//}$ soit négligeable ou nulle. Dans la figure I.12(b), nous avons donc enlevé la moitié des tiges de la forme carrée initiale pour obtenir une forme de «losange».

Grâce à cette forme de «losange» de la structure BIE *s10d2*, les champs «parasites» évoqués peuvent être évités comme nous pouvons le voir dans la cartographie du champ correspondant (cf. la figure I.12(b)).

Avec cette nouvelle forme, la transmission et la réflexion à l'interface s'effectuent dans la même direction que la propagation autorisée (incidence normale). De plus, la transmission ne passe plus par les coins de la structure. Nous avons ainsi une distribution de champ qui suit toutes les directions permises de la structure BIE (les directions diagonales).

I.3.3.ii Dédution à partir de l'excitation à l'extérieur du BIE

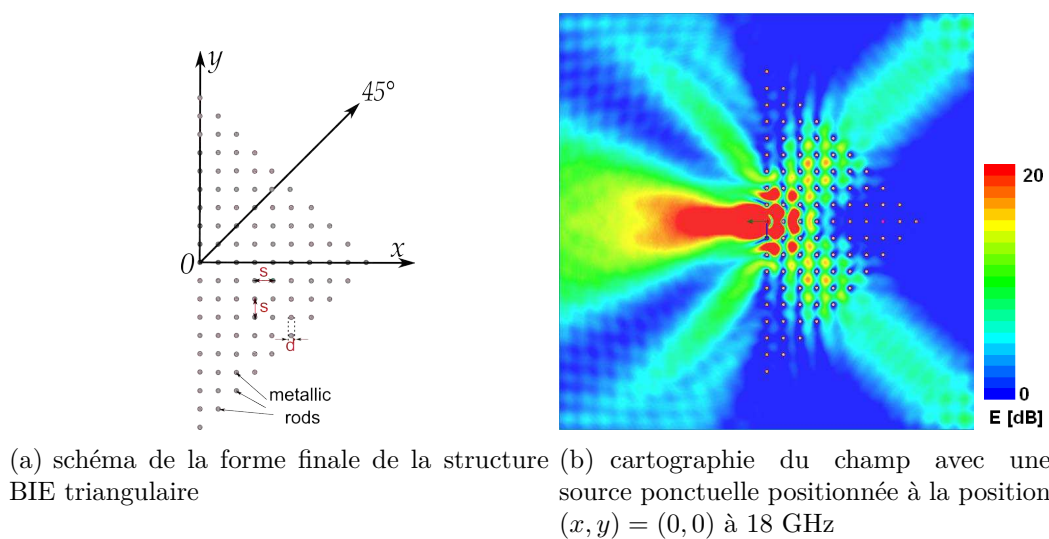


Figure I.13: Définition de la forme finale de la structure BIE du réseau *s10d2* avec une excitation externe

Pour le besoin de reconfigurabilité que nous allons voir plus tard, nous devons placer la source à l'extérieur de notre structure BIE. Nous choisissons alors l'interface de l'onde incidente afin d'exploiter son anisotropie. Cette interface est dirigée selon l'axe- \mathbf{k}_y dans l'espace réciproque, ou l'axe- y dans l'espace réel. La forme de la structure que nous avons pu déduire précédemment ne possède pas d'interface selon cette direction. Il est donc nécessaire d'adapter à nouveau la forme du réseau BIE à la forme triangulaire comme le montre la figure I.13(a).

Une source d'onde ponctuelle à 18GHz est positionnée à la position $(x, y) = (0, 0)$ et nous observons la cartographie du champ résultant comme montré sur la figure I.13(b).

Cette cartographie s'explique assez aisément par les conditions de raccordement de phase au niveau de l'interface (cf. §I.2.6.iv). Ici, nous avons trois interfaces. La première correspond à l'interface source-BIE définie selon l'axe- y à $x = 0$. Elle correspond à la base du réseau BIE triangulaire. La deuxième et la troisième correspondent à l'interface BIE-vide sur les côtes du réseau BIE triangulaire. Elles forment un angle de $\theta_{interface2} = 45^\circ$ avec l'axe $\mathbf{0y}$

Dans les figures I.14 et I.15, nous pouvons suivre qualitativement la transformation de la propagation d'onde d'un milieu incident (air) à travers la structure BIE triangulaire.

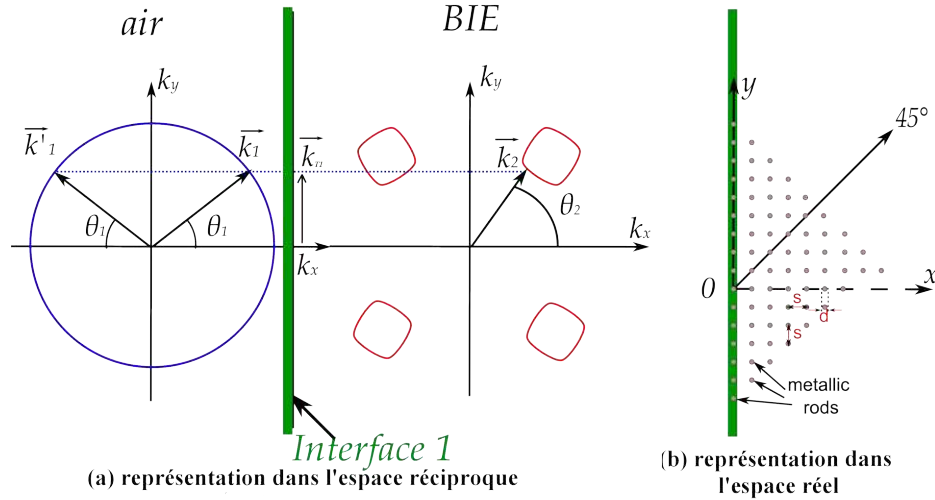


Figure I.14: Conditions de passage de milieux du vide au BIE ; (a) représentation des courbes isofréquences du vide et du BIE dans l'espace de phase ; (b) indication de l'interface d'entrée (**Interface 1**) dans le schéma du BIE dans l'espace réel

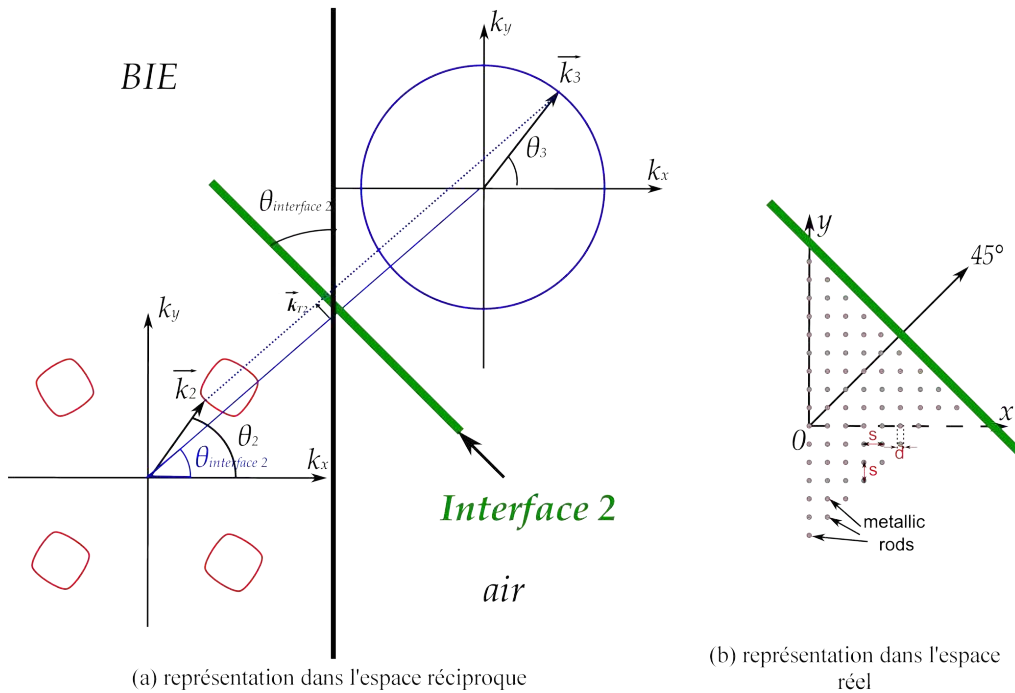


Figure I.15: Conditions de passage de milieux du BIE au vide ; (a) représentation des courbes isofréquences du BIE et du vide dans l'espace de phase ; (b) indication de l'interface de sortie (**Interface 2**) dans le schéma du BIE dans l'espace réel

Deux interfaces définissent la forme triangle du BIE : la première parallèle à l'axe $\mathbf{0y}$ et la deuxième formant un angle de $\theta_{interface2} = 45^\circ$ avec l'axe $\mathbf{0y}$.

Une source ponctuelle rayonne de façon identique en toute direction (source isotrope). Pour le premier passage à l'interface 1 (figure I.14), les vecteurs d'onde de la source \mathbf{k}_1 qui remplissent les conditions de passage décrites précédemment excitent les modes de Bloch-Floquet du BIE. Une partie de l'onde se traduit par une transmission dans le milieu BIE (avec vecteur d'onde \mathbf{k}_2), et une partie de l'onde se trouve réfléchi dans le milieu incident (avec vecteur d'onde \mathbf{k}'_1). Pour la deuxième interface (figure I.15), lorsque les

modes BIE excités par la source (vecteur d'onde \mathbf{k}_2) sortent du milieu BIE, ils doivent également respecter les accords de phase à l'interface. La transmission a lieu donc avec des vecteurs d'onde appartenant à l'isofréquence du vide ($\mathbf{k}_3 \in \Omega_{vide}$) selon des angles de sortie prédéfinis. Notons que pour cette deuxième interface, une partie de l'onde sera également réfléchiée et ressort à nouveau par la première interface du BIE. La partie gauche de la cartographie du champ montrée dans la figure I.13(b) est donc la contribution :

- (a) d'une partie de la source initiale (dirigée avec un vecteur d'onde à l'opposé de l'axe $\mathbf{0x}$);
- (b) d'une partie de la source réfléchiée par le BIE (par la bande interdite et par les conditions de passage);
- (c) d'une infime partie de l'onde transmise dans le BIE mais qui revient sur la première interface à cause de la condition de passage à la deuxième interface.

Ceci explique alors la distribution de champ non isotrope dans la partie gauche de la figure I.13(b), contrairement à une source ponctuelle. Tandis que pour la partie droite de la cartographie, la distribution de champ est similaire à celle de la forme «losange» (cf. la figure I.12(b)) : l'onde se scinde ainsi en deux directions.

Cette forme triangulaire permet d'exhiber l'aspect anisotrope de notre structure BIE tout en utilisant une excitation externe. Nous gardons cette forme finale et l'utiliserons dans la suite de notre étude.

I.4 Méthode de contrôle de l'anisotropie par défaut(s) localisé(s) sur l'interface

Dans la section I.2, nous avons pu voir comment le diagramme de dispersion et le diagramme d'isofréquence d'un matériau à bande interdite électromagnétique (BIE) nous renseigne sur la façon dont une onde se propage en son sein. Les couples des composantes du vecteur d'onde (k_x, k_y) qui appartiennent au diagramme d'isofréquence d'une structure BIE définissent ses modes de propagation existants ; et ce sont ces mêmes couples qui nous renseignent sur les directions de propagation possibles.

Le problème de l'exploitation de ces modes de propagation revient, de façon globale, à se poser la question : « comment coupler une source d'onde électromagnétique à ces modes ? ». Nous venons de voir dans la section §I.3.3 qu'en plaçant une source de champ ponctuelle au sein de la structure BIE, il est possible d'exciter ces modes de façon directe et de mettre en évidence l'aspect anisotrope d'une structure BIE.

Nous avons vu également que lorsqu'une source à l'extérieur du réseau BIE est employée, l'excitation des modes de Bloch-Floquet du BIE sera alors soumise aux conditions de raccordement de phase sur l'interface. Lorsque cette source est isotrope, toutes les directions permises sont excitées (cf. §I.3.3.ii). Cela réduit la possibilité d'exploiter l'anisotropie du BIE.

Dans cette section, nous introduirons la façon de procéder pour contrôler l'anisotropie de notre structure BIE, avec des défauts localisés. Dans un premier temps, nous verrons le principe général du contrôle de l'anisotropie.

Ensuite, comme le principe du contrôle de l'anisotropie dépend des conditions de raccordement de phase à l'interface de la structure BIE, il est important de présenter ces conditions avant de poursuivre.

La source non-isotrope que nous devons utiliser est définie selon les conditions de raccordement de phase, et la nécessité de créer un couplage instable entre la source et la structure BIE. La démarche pour définir la source se révèle alors primordiale pour l'exploitation de l'anisotropie. Cette démarche sera détaillée dans cette section.

Une fois la source non-isotrope définie, nous présenterons plusieurs types de défauts localisés pour modifier le couplage entre la source et la structure BIE. Cette modification du couplage est nécessaire pour le contrôle de l'anisotropie.

I.4.1 Principe général

Dans le cadre de cette étude, nous utiliserons une onde incidente directive à l'extérieur du réseau BIE. Afin de pouvoir exploiter l'anisotropie du réseau BIE, cette onde incidente sera dirigée selon la direction interdite du BIE. Au départ, aucune transmission ne sera alors observée.

Ensuite, une modification du couplage entre le champ incident et la structure BIE est apportée en introduisant des défauts localisés. Cette modification du couplage permet de modifier les vecteurs d'ondes incidents et entraîne l'excitation des directions permises. Ce principe de l'exploitation de l'anisotropie par modification du couplage à l'interface est schématisé dans la figure I.16.

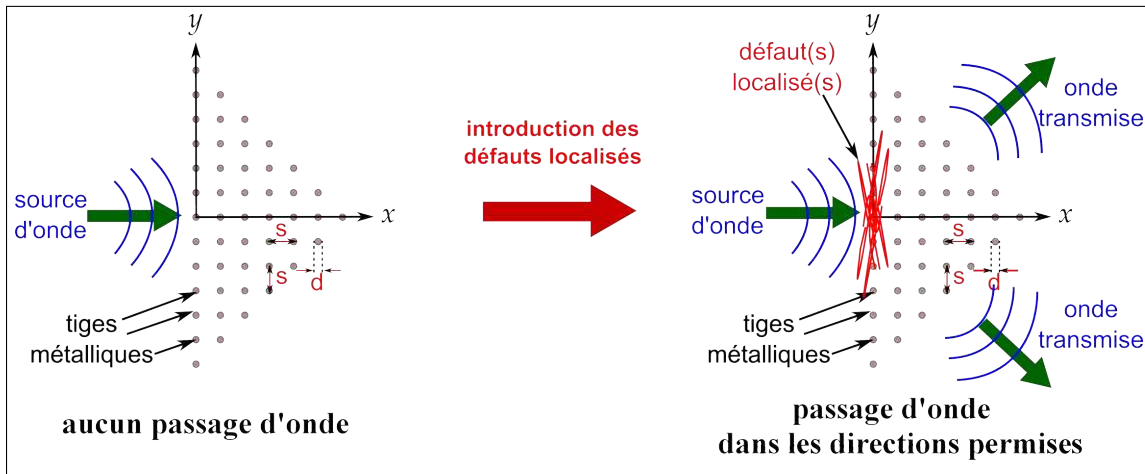


Figure I.16: Idée générale du contrôle de l'anisotropie par des défauts localisés

I.4.2 Conditions de raccordement de phase pour l'interface choisie

Avant d'aller plus loin dans nos propos, nous devons identifier sous quelles conditions les modes de Bloch-Floquet peuvent être excités avec une source d'onde à l'extérieur de la structure BIE. Ceci est nécessaire afin d'identifier la source d'onde nécessaire pour notre besoin de reconfigurabilité.

Dans §I.3.3.ii, nous avons défini une interface d'incidence dirigée selon la direction \mathbf{Oy} (ou \mathbf{k}_y dans l'espace réciproque). La source isotrope utilisée avait permis d'exciter toutes les directions de propagations possibles. Lorsqu'une source non-isotrope est utilisée, l'excitation des modes de Bloch-Floquet dépend des conditions de raccordement de phase que nous avons introduites dans §I.2.6.iv.

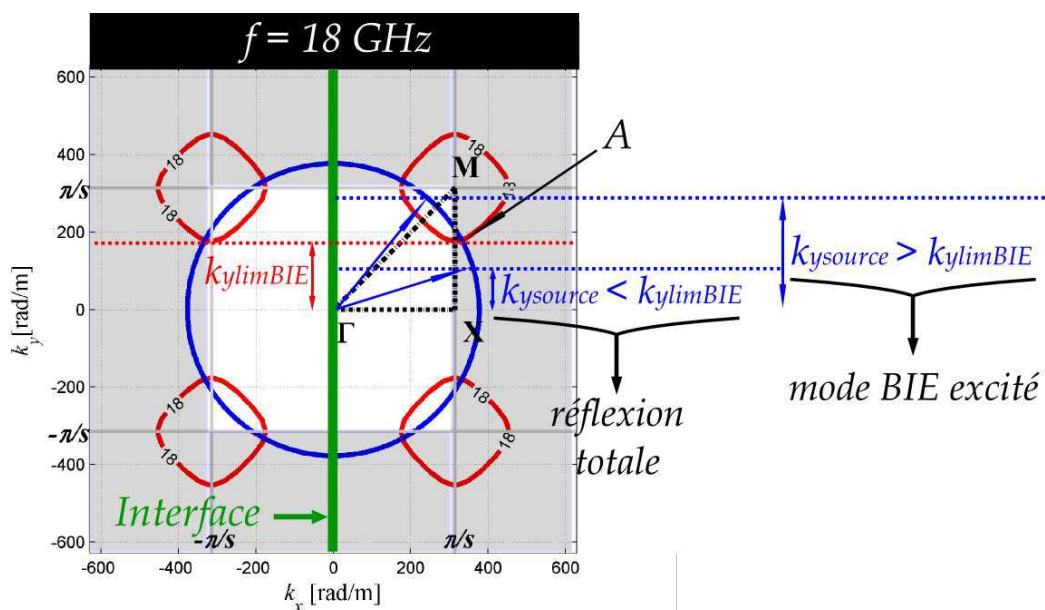


Figure I.17: Conditions de passage de deux milieux : du milieu vide (isofréquence en bleu) au milieu BIE $s10d2$ (isofréquence en rouge) à 18 GHz avec l'interface définie selon l'axe- y (ou k_y à l'espace de phases)

Avec l'interface que nous avons choisie, les conditions de raccordement de phase se simplifient comme le montre la figure I.17. Cette figure affiche les conditions de passage

pour une interface dirigée selon l'axe \mathbf{k}_y dans l'espace réciproque (ou l'axe \mathbf{Oy} dans l'espace réel). Le cercle bleu correspond à l'isofréquence du milieu incident (le vide) à 18 GHz tandis que les contours en rouge correspondent à celle de la structure BIE. Avec cette interface, nous pouvons simplifier les conditions de raccordement de phase de la façon suivante :

Les modes de Bloch-Floquet du BIE seront excités par la source si la source est décrite avec des composantes k_y tels que : $|k_{y\text{source}}| > |k_{ylim\text{BIE}}|$.

où $\mathbf{k}_{\text{source}}$ est le vecteur d'onde source, $\mathbf{k}_{\text{source}} = k_{x\text{source}}\mathbf{e}_x + k_{y\text{source}}\mathbf{e}_y$, et $k_{ylim\text{BIE}}$ est défini par le point A (intersection entre le segment XM et le contour isofréquence) montré dans la figure I.17. Si la source d'onde est suffisamment directive et composée d'une superposition d'ondes planes dirigée avec des vecteurs d'ondes dont la composante $k_{y\text{source}} < k_{ylim\text{BIE}}$, les modes de Bloch-Floquet ne seront alors pas excités.

Cette simplification avec l'interface définie selon l'axe \mathbf{k}_y reste valable pour l'intervalle de fréquence où une bande interdite partielle existe dans le premier mode de la structure BIE (entre le point X_1 au point M_1 définis dans §I.2.6.iii).

I.4.3 Choix de la source

Nous venons d'identifier les conditions qui permettent d'exciter ou non les modes de Bloch-Floquet dans une structure BIE. La source d'onde devra être en adéquation avec ces conditions par rapport à la réponse que nous souhaitons de la structure BIE. Dans cette section, nous devons définir la source nécessaire pour le besoin de reconfigurabilité envisagé.

I.4.3.i Détermination de la zone à éclairer : ouverture transversale

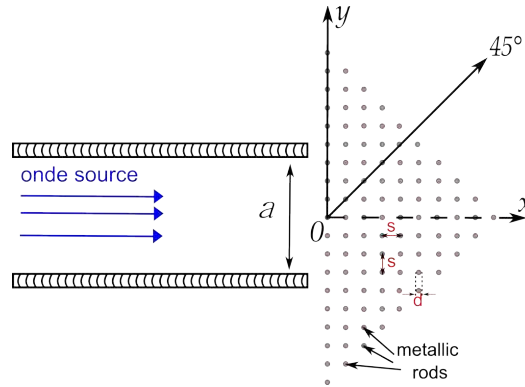


Figure I.18: Schéma de la zone à éclairer par un guide d'onde

I.4.3.i.a Nécessité de limiter la zone à éclairer

Dans un premier temps, nous analysons l'emploi d'un guide d'onde comme source directive. Ce guide d'onde aura une ouverture transversale de largeur a et l'onde sera dirigée dans la direction de propagation interdite selon l'axe \mathbf{Ox} . L'ouverture du guide d'onde sera placée dans la zone du champ proche (ou zone de Rayleigh⁵). (cf. la figure I.18).

Le choix de la largeur d'ouverture a est guidé par deux exigences :

5. zone de Rayleigh définie par une distance limite de $\frac{D_c^2}{2\lambda}$, et zone Fraunhofer à partir de $\frac{2D_c^2}{\lambda}$ avec D_c la dimension caractéristique de la source

- (a) la nécessité de limiter les effets de bord
- (b) la nécessité d'obtenir une directivité suffisamment élevée

Pour notre structure BIE de forme triangulaire, l'effet de bande interdite s'exprime dans la direction de l'axe \mathbf{Ox} . Cependant, l'effet bande interdite est de moins en moins important en s'éloignant de l'axe de symétrie de la structure BIE car le nombre de tiges diminue sur les bords. Pour limiter cet effet de bord, nous devons donc diminuer la zone à éclairer par l'onde incidente (c-à-d diminuer a).

À la sortie d'une ouverture quelconque, une onde subit un phénomène bien connu qui est la diffraction. Plus l'ouverture est petite par rapport à la longueur d'onde, plus l'onde est diffractée et diverge. Or, si l'onde diverge, cela risque d'exciter les modes de Bloch-Floquet du réseau BIE qui se trouvent dans la diagonale (cf.§I.3.3). Nous devons donc nous assurer que l'onde diverge le moins possible en augmentant a , pour obtenir une onde incidente suffisamment directive.

Nous pouvons identifier la valeur de a minimale qui permet d'obtenir une directivité suffisamment élevée pour éviter d'exciter les modes de Bloch-Floquet. Ceci est effectué avec l'approche par le spectre angulaire d'ondes planes de la source, abordée dans la partie suivante.

I.4.3.i.b Approche par spectre angulaire d'ondes planes de la source

Toute onde à la sortie d'une ouverture peut être décrite comme la superposition d'ondes planes de directions différentes, et l'ensemble des coefficients pondérant chaque onde plane correspond au spectre angulaire. Pour une propagation bidimensionnelle, nous pouvons calculer le spectre angulaire d'ondes planes sur une ligne. Par exemple, la ligne définie par $(x = x_0, y)$, le spectre angulaire est calculé pour chaque k_y :

$$\hat{\mathbf{E}}(k_y)_{x=x_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_s(x = x_0, y) e^{j(k_y y)} dy \quad (\text{I.32})$$

où $\mathbf{E}_s(x, y)$ est la valeur du champ électrique complexe à la position (x, y) . Ce spectre angulaire quantifie en quelque sorte l'énergie de l'onde plane qui se propage avec une onde associée à la composante k_y . L'ensemble des ondes planes concernent les vecteurs d'ondes définis par :

$$\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y = \sqrt{k_0^2 - k_y^2} \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y \quad \text{avec} \quad k_0 = \frac{2\pi f_0}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (\text{I.33})$$

Chaque valeur de $\hat{\mathbf{E}}(k_y)$ pondère l'onde plane, définie par le vecteur d'onde associé à k_y .

Pour un guide d'onde dirigé dans la direction \mathbf{Ox} , nous avons l'onde incidente à l'ouverture :

$$\mathbf{E}_i = \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right) \cdot \text{rect}_a(y) \cdot \mathbf{e}_z \quad \text{avec} \quad \text{rect}_a(y) = \begin{cases} 1 & \text{si } |y| \leq \frac{a}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{I.34})$$

En effectuant la transformée de Fourier spatiale, nous obtenons son spectre angulaire en k_y :

$$\hat{\mathbf{E}}(k_y) = \frac{1}{2}a \left(\text{sinc}\left(\frac{(k_y - \pi/a)a}{2}\right) + \text{sinc}\left(\frac{(k_y + \pi/a)a}{2}\right) \right) \mathbf{e}_z \quad (\text{I.35})$$

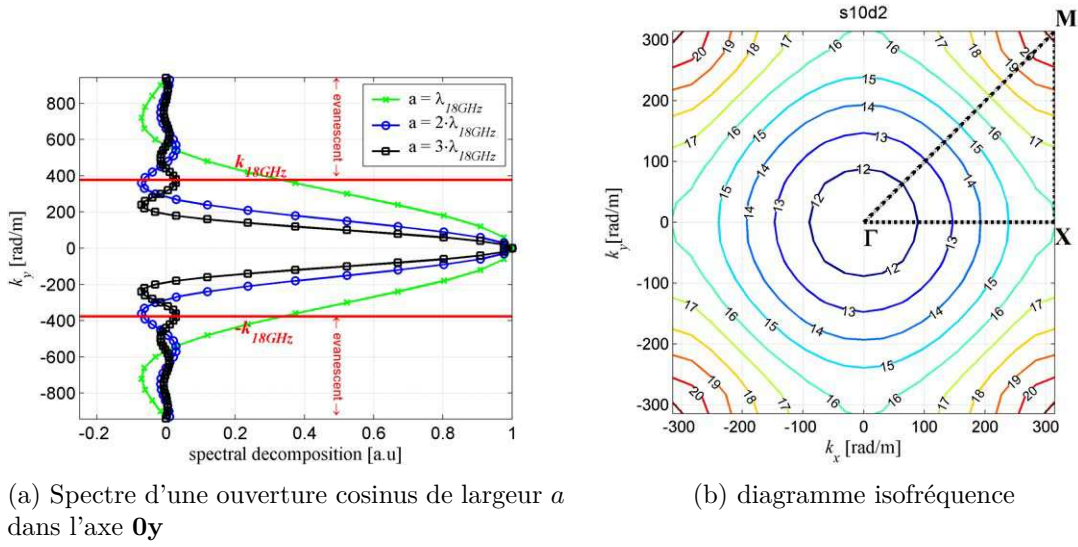


Figure I.19: Spectre d'une ouverture en cosinus dans l'axe $0y$ de largeur a (a); (b) diagrammes isofréquences de la structure BIE $s10d2$ à de différentes fréquences.

Dans la figure I.19(a), nous pouvons observer le spectre angulaire selon k_y à l'interface de sortie d'un guide d'onde pour trois tailles d'ouverture a différentes⁶. En augmentant la largeur de l'ouverture, le lobe principal du spectre devient plus étroit. L'onde devient ainsi plus directive selon l'axe- x .

Dans la figure I.19(b), nous faisons figurer l'isofréquence des modes de Bloch-Floquet du réseau BIE $s10d2$ dans la première bande. Lorsque la fréquence augmente, le comportement anisotrope du réseau se révèle. L'intersection entre l'isofréquence et le segment XM définit $k_{ylim\ BIE}$ et la direction à partir de laquelle la propagation est permise (cf. §I.4.2)

Pour que la source n'excite pas les modes de Bloch-Floquet de la structure, il est nécessaire de minimiser les ondes planes qui composent l'onde à la sortie du guide d'onde dont la composante k_y est supérieure à $k_{ylim\ BIE}$. Sachant qu'à des fréquences élevées, le réseau BIE devient plus sélectif en direction ($k_{ylim\ BIE} \nearrow$), et qu'une ouverture importante rend la source plus directive, nous devons donc à la fois choisir une fréquence de travail et une ouverture du guide suffisamment élevées. Dans la suite, nous verrons dans les détails à partir de quelle valeur du spectre angulaire on peut considérer que l'onde plane constituant la source devient négligeable. Nous pourrions ainsi définir la largeur minimale de la zone à éclairer.

I.4.3.i.c Détermination de la zone à éclairer avec l'analyse du spectre angulaire d'ondes planes

Dans §I.4.2, avec une source à l'extérieur, nous avons vu que les modes de Bloch-Floquet peuvent être excités si les conditions de raccordements de phase sur l'interface sont respectées. Avec une interface définie selon l'axe- y (ou l'axe \mathbf{k}_y dans le réseau réciproque),

6. Rappelons que pour chaque valeur de k_y donné, le spectre angulaire pondère l'onde plane constituant la source incidente dont la direction de propagation est donnée par le vecteur d'onde $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$ avec $k_x = \sqrt{\left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 - k_y^2}$. Lorsque $|k_y| > \frac{2\pi f}{c}$ il s'agit d'une onde évanescente que nous négligeons dans nos travaux.

il s'agit d'une composante k_y de la source qui dépasse une limite $k_{y\text{lim}BIE}$ définie par l'intersection entre l'isofréquence et le segment XM rappelé dans la figure I.20(a) (point A).

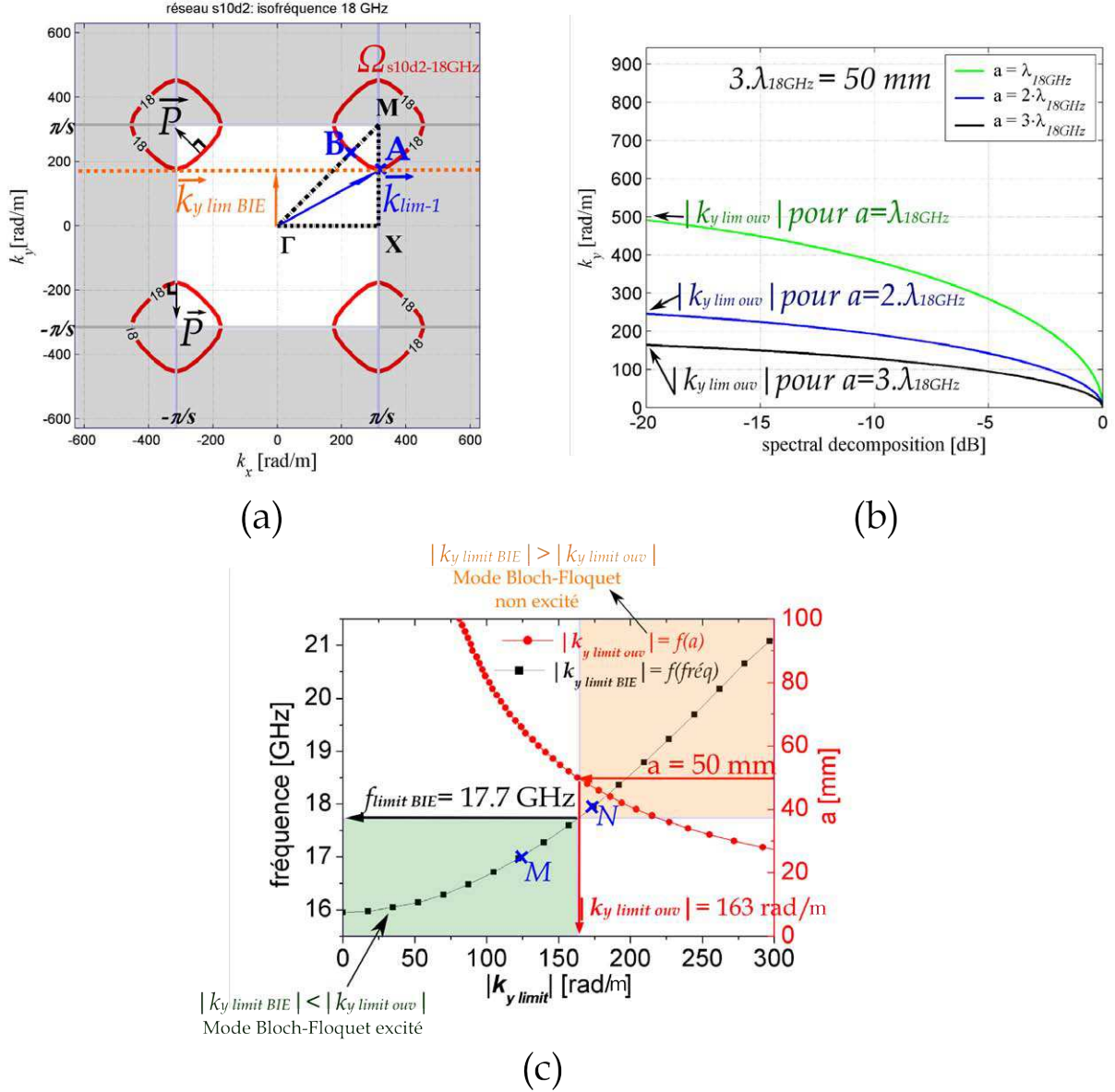


Figure I.20: Détermination de la largeur d'ouverture a d'un guide d'onde; (a) définition de $|k_{y\text{lim}BIE}|$ de la structure BIE $s10d2$ à la fréquence, $f = 18\text{GHz}$; (b) définition de $|k_{y\text{lim}ouv}|$ pour une ouverture de largeur a ; (c) $|k_{y\text{lim}BIE}|$ en fonction de la fréquence (en noir) et de la largeur d'ouverture du guide d'onde a (en rouge)

Si nous souhaitons que la source se raccorde le moins possible avec le mode de Bloch-Floquet, le spectre angulaire pour $\forall k_y > k_{y\text{lim}BIE}$ de la source doit alors être minimal.

Pour un guide d'onde d'ouverture de largeur a , nous pouvons définir $k_{y\text{lim}ouv}$ tel que $\forall |k_y| > k_{y\text{lim}ouv}$, le spectre angulaire de la source soit négligeable. Nous définissons donc $k_{y\text{lim}ouv}$:

$$\forall |k_y| > k_{y\text{lim}ouv} \quad , \quad 20 \log \left(\frac{\hat{\mathbf{E}}(k_y)}{\max(\hat{\mathbf{E}}(k_y))} \right) < -20 \quad (\text{I.36})$$

Lorsqu'une atténuation de -20 dB est observée, l'énergie dirigée est moins d'un centième

par rapport à la direction de propagation principale (selon l'axe $\mathbf{0x}$). Dans la figure I.20(b), nous illustrons la définition de $k_{y_{lim\,ouv}}$ pour trois valeurs de a différentes. Bien entendu, cette limite croît lorsque a diminue.

Avec ce qui vient d'être défini, il suffit d'avoir $k_{y_{lim\,BIE}} > k_{y_{lim\,ouv}}$ pour éviter que les modes de Bloch-Floquet ne soient excités. La valeur de $k_{y_{lim\,BIE}}$ est associée à la fréquence de travail de l'onde à laquelle nous souhaitons travailler, et la valeur de $k_{y_{lim\,ouv}}$ est associée à l'ouverture de la source (ou la zone à éclairer de l'interface). Dans la figure I.20(c), nous construisons un abaque pour déterminer la largeur d'ouverture a minimale nécessaire afin d'éviter d'exciter les modes BIE.

Le tracé en rouge correspond à $k_{y_{lim\,ouv}}$ (sur l'abscisse) défini lorsque nous faisons varier la largeur du guide d'onde a , (sur l'ordonnée droite). Nous constatons que $k_{y_{lim\,ouv}}$ diminue avec la largeur d'ouverture. Cela signifie bien que la source devient de plus en plus directive selon l'axe x .

Le tracé en noir correspond à $k_{y_{lim\,BIE}}$ (sur l'abscisse) du réseau BIE *s10d2* lorsque nous augmentons en fréquence (sur l'ordonnée gauche). $k_{y_{lim\,BIE}}$ augmente également avec la fréquence. Le BIE devient effectivement plus directif dans la direction diagonale avec la fréquence. Il devient donc plus difficile d'exciter les modes de Bloch-Floquet du BIE. Cela nécessite une source externe très divergente, c-à-d avec une ouverture a petite.

Prenons une largeur d'ouverture, $a = 50$ mm. Nous pouvons trouver sur le tracé du $k_{y_{lim\,ouv}}(a)$ (en rouge) une correspondance $k_{y_{lim}} = k_{y_{lim\,ouv}}$. À partir de cette valeur de $k_y = k_{y_{lim\,ouv}} = 163$ rad/m, l'énergie de l'onde devient négligeable. Sur le tracé du $k_{y_{lim\,BIE}}(f)$ (en noir), nous trouvons la fréquence $f_{lim\,BIE} = 17.7\text{GHz}$, à partir de laquelle le BIE est plus sélectif que la divergence de la source définie par $k_{y_{lim\,ouv}}$. Au delà de cette fréquence, les modes de Bloch-Floquet du BIE ne seront pas excités.

Dans la section § I.3.2, nous avons décidé de travailler dans les fréquences aux alentours de 18 GHz. La largeur d'ouverture $a = 50$ mm est donc satisfaisante pour que les modes de Bloch-Floquet du BIE ne soient pas excités à ces fréquences là. Nous validerons dans le paragraphe suivant ce choix d'ouverture.

I.4.3.i.d Validation du choix de largeur d'ouverture du guide d'onde, $a = 50\text{mm}$

L'analyse des courbes isofréquences du BIE et le spectre angulaire de la source nous a permis de déterminer la largeur d'ouverture nécessaire de la source. Avec la largeur d'ouverture du guide d'onde, $a = 50$ mm, à partir de la fréquence limite $f_{lim} = 17.7$ GHz, l'onde est moins divergente que les directions interdites du réseau BIE. Sur la figure I.21, on peut voir les résultats de simulations ANSOFT-HFSS en dessous et au-dessus de cette fréquence limite.

Ces simulations nous confirment que lorsque la fréquence de l'onde $f = 17\text{GHz} < f_{lim}$ (cf. la figure I.21(a)), les directions permises de la structure BIE sont excitées. Si la fréquence de l'onde $f = 18\text{GHz} > f_{lim}$ (cf. la figure I.21(b)), l'onde incidente se trouve totalement réfléchi par la structure BIE. Pour le concept de reconfigurabilité que nous allons étudier, nous pouvons donc prévoir que les directions permises ne seront excitées qu'en présence de défauts sur l'interface.

I.4.3.i.e Conclusion

Dans cette partie, nous avons vu qu'il était nécessaire de limiter la zone à éclairer de notre structure BIE afin d'obtenir le comportement initial voulu (c-à-d les modes ou directions permises non-excitées). La détermination de la zone à éclairer dépend à la fois

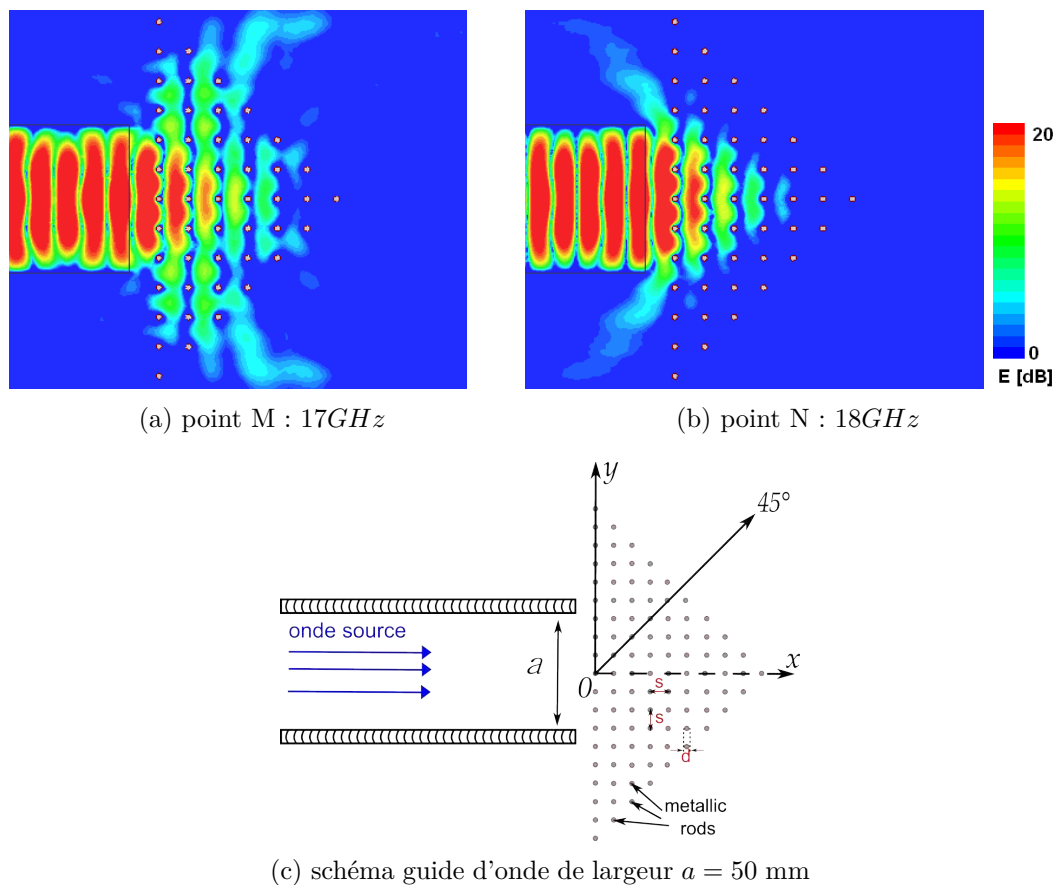


Figure I.21: Cartographies du champ issues d'un guide d'onde d'ouverture $a = 50$ mm placée à $d_{interface} = 10$ mm (cf. point M et N figure I.20)

du type de la source d'onde et de la structure BIE. Le type de la source d'onde influe sur la divergence de l'onde incidente, et la structure BIE possède une bande interdite plus ou moins large en direction. Plus l'onde incidente diverge, plus il est facile d'exciter les directions permises de la structure BIE. De la même manière, il est plus facile d'exciter les modes permis de la structure BIE si les directions interdites sont étroites.

La divergence de la source est quantifiée ici avec son spectre angulaire, tandis que les directions permises de la structure BIE sont déduites au préalable en considérant que le milieu BIE s'étend à l'infini. Cela nous permet d'analyser qualitativement une structure BIE finie avec un des outils d'analyse d'un réseau BIE infini : la courbe isofréquence.

Pour que la source n'excite pas les directions permises (ou les modes de Bloch-Floquet du BIE), les conditions de raccordements de phase entre la source et le réseau BIE ont été ensuite analysées. La vérification de ces conditions peut se résumer en une phrase : «la source doit diverger moins que les directions interdites du réseau BIE.» Cette vérification a été effectuée à l'aide des outils mentionnés précédemment (courbe isofréquence et le spectre angulaire d'ondes planes de la source).

L'étude ici a été effectuée avec un guide d'onde d'une largeur a comme source d'onde. Cela limite les effets de couplage dus aux allers-retours entre la source et le BIE. Nous avons donc omis volontairement d'analyser ces effets de couplage. Or, ce procédé simplifié (omission des effets de couplage source-BIE) nous a permis tout de même de déterminer le type de source nécessaire (ici, la largeur d'ouverture de $a = 50$ mm). Nous allons dans

la section suivante analyser ces effets de couplage.

I.4.3.ii Augmentation du couplage source-BIE

Nous venons de voir qu'avec un guide d'onde de largeur, $a = 3\lambda_{18GHz} = 50mm$, à partir d'une certaine fréquence, nous arrivons à éclairer la structure BIE selon la direction interdite sans exciter les directions permises du BIE. Le guide d'onde et la structure BIE forment ainsi une cavité résonante stable. En déplaçant la distance entre la sortie du guide d'onde et l'interface BIE, $d_{interface}$, les directions permises restent passives (cf. la figure I.21(b) pour $d_{interface} = 10\text{ mm}$ et la figure I.23(a) pour $d_{interface} = 5\text{ mm}$ à 18 GHz).

Dans un cas plus concret, nous devons utiliser des transitions coaxial/guide d'onde standards⁷ et les adapter à la taille de l'ouverture désirée $a = 3 \times \lambda_{18GHz} = 50\text{ mm}$.

Afin d'adapter une transition coaxial/guide d'onde pour diriger l'onde incidente dans la direction interdite $0\mathbf{x}$, nous devons tenir compte de plusieurs contraintes :

- (a) La première consiste à la prise en compte de la désadaptation d'impédance. Tout changement brusque de dimension d'un guide d'onde entraîne une désadaptation d'impédance. Cette désadaptation se traduit par un mécanisme de transfert d'énergie non efficace vers la sortie de l'ouverture en espace libre. Nous pouvons contrer ce problème en ramenant progressivement les dimensions du guide d'onde vers celles désirées. Pour l'instant, nous restons sur une étude en 2D. Alors, nous considérons seulement de ramener progressivement l'ouverture transversale a' des transitions à l'ouverture désirée, $a = 50\text{ mm}$. Nous aurons ainsi une antenne cornet de forme sectoriale.

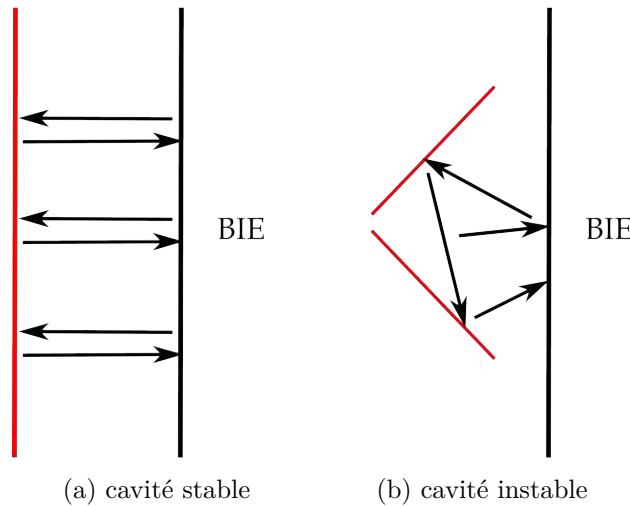


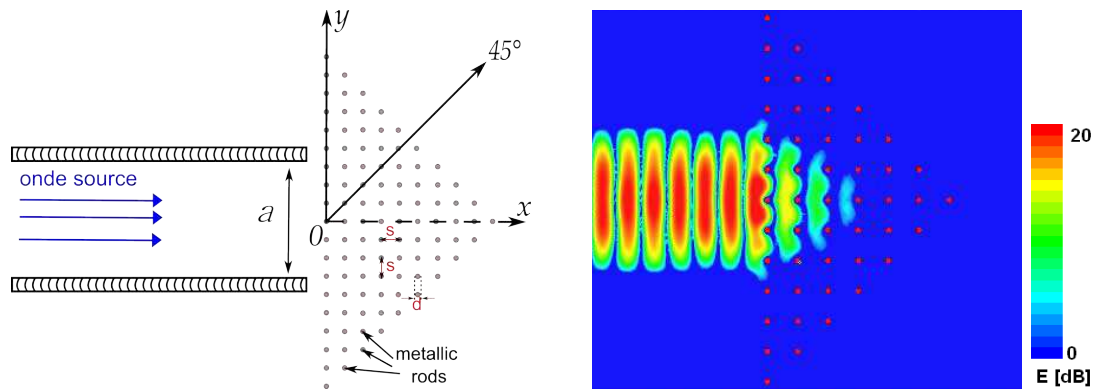
Figure I.22: Illustration des allers-retours de l'onde dans une cavité

- (b) La deuxième relève du fait qu'il existe un couplage fort entre la source et le BIE. Ce couplage fort est dû au fait que la source sera placée en zone de champ proche et lié aux allers-retours de l'onde entre le BIE et la source (cf. la figure I.22). Pour le guide d'onde, malgré ce couplage fort, les directions permises restent passives. Ceci est dû au fait que le guide d'onde et le BIE constituent une cavité résonante stable

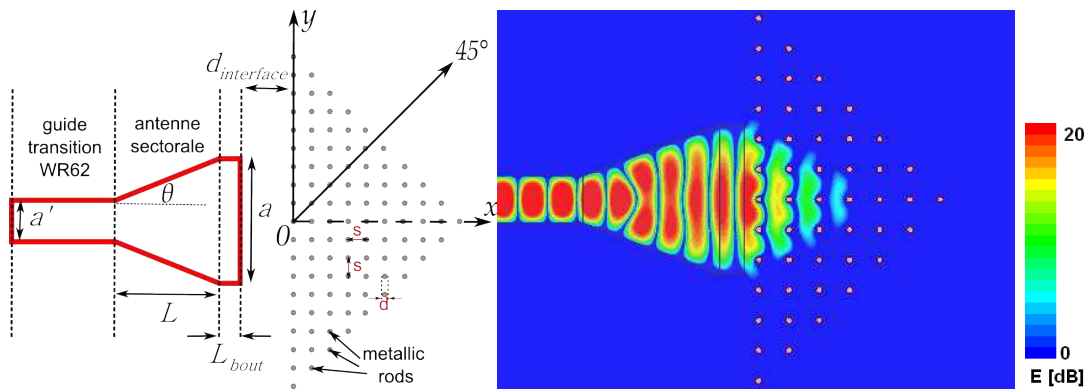
7. Parmi les dimensions des standards avec des fréquences d'utilisation normale aux alentours de 18 GHz qui nous intéressent $a \times b$: WR62 ($15.8mm \times 7.9mm$), WR51 ($12.95mm \times 6.48mm$), WR42 ($10.67mm \times 4.32mm$)

comme nous venons de le voir. Le champ incident effectif final est toujours associé à des vecteurs d'ondes \mathbf{k} qui ne permettent pas d'exciter les directions diagonales. En utilisant une antenne sectorale, nous avons la volonté de créer une cavité instable entre la source et le BIE. Ceci permet d'optimiser et d'amplifier les effets des défauts localisés schématisés dans la figure I.16. Nous devons également retenir l'idée principale que l'onde incidente dans la direction $0\mathbf{x}$ ne doit pas exciter les directions diagonales. Ceci peut être accompli en plaçant judicieusement la source. Ainsi, la moindre perturbation permet d'exciter et contrôler ces modes diagonaux, à notre avantage.

- (c) La troisième est liée au fait que nous devons placer la source d'onde à l'intérieur de l'enceinte utilisée pour la génération du plasma que nous verrons dans le chapitre suivant. La longueur totale de la source ne doit pas dépasser quelques centimètres.



(a) éclairage par un guide d'onde de largeur $a = 50$ mm placée à $d_{interface} = 5$ mm



(b) éclairage par une antenne cornet sectoral final $a = 50$ mm placée à $d_{interface} = 5$ mm

Figure I.23: Cartographie du champ suivant la forme de la source d'onde à 18 GHz

Une antenne sectorale dont les dimensions sont montrées dans la figure I.23(b) tient compte de ces contraintes. Dans la figure gauche de I.23(b), nous distinguons une première partie de l'antenne qui s'évase progressivement d'une ouverture de $a' = 15.8$ mm qui correspond à celle d'un guide d'onde standard WR62, à une ouverture finale désirée de $a = 50$ mm. L'angle d'évasement de $20,8^\circ$ correspond à une longueur de la partie antenne, $L = 45$ mm. Cette antenne se termine avec une section identique de largeur $a = 50$ mm afin de se rapprocher du guide d'onde précédent, de longueur de $L_{bout} = 8$ mm. L'ouverture de l'antenne est placée à une distance, $d_{interface} = 5$ mm afin que l'onde n'excite pas les modes diagonaux en configuration initiale. Nous retrouvons un comportement similaire avec un guide d'onde dans la figure I.23(a).

I.4.3.iii Sensibilité de la réponse au positionnement du cornet

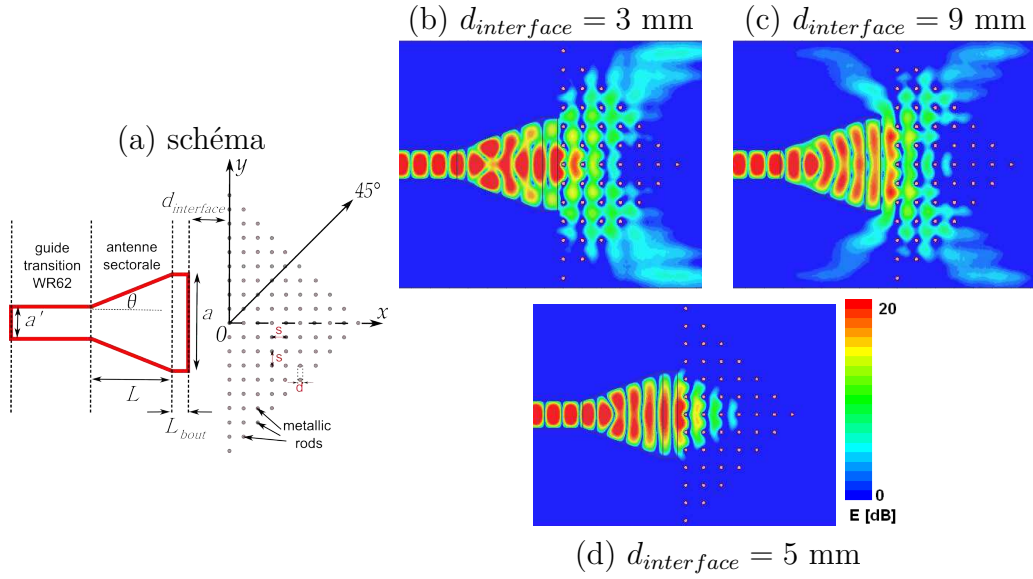


Figure I.24: Sensibilité du positionnement du cornet : cartographie du champ électrique à 18 GHz avec le cornet d'antenne sectoriale défini placé à différentes distances, $d_{interface}$, de la structure BIE

Dans les deux paragraphes précédents, nous avons vu que le choix de la source d'onde a été effectué afin de respecter quelques contraintes établies. Le premier porte sur le choix de l'ouverture ou de la zone à éclairer. Nous cherchons à la fois :

- à limiter l'effet de bord, donc limiter la zone à éclairer. De cette façon, les propriétés dues à la périodicité du réseau sont conservées ;
- et à augmenter l'ouverture pour obtenir une certaine directivité de la source. Ainsi, les modes diagonaux existants du BIE ne se trouvent pas excités.

L'antenne sectoriale conçue avec ces deux idées joue alors le même rôle qu'un guide d'onde vu dans la figure I.23. Or, contrairement à un guide d'onde de la même ouverture a , l'antenne sectoriale constitue une cavité instable avec la structure BIE de telle sorte qu'à la moindre perturbation, cela risque d'exciter les modes de propagation de Bloch-Floquet.

Cette instabilité est illustrée dans la figure I.24 où la cartographie du champ électrique est montrée lorsque le positionnement du cornet varie. Nous observons assez clairement qu'avec un écartement de l'ordre de $\frac{1}{8}\lambda$, les modes diagonaux existants passent d'un état non-excité (ou bloquant) à un état passant.

Même si cette instabilité peut engendrer certains soucis par rapport à la mise en place du dispositif, il suffit en fait de rendre la source solidaire à la structure BIE à l'emplacement où les modes diagonaux se trouvent dans la configuration non-passante. D'ailleurs, nous cherchons à exploiter cette instabilité en introduisant les défauts de surface que nous détaillerons dans la section suivante.

I.4.4 Choix stratégique des défauts localisés

Dans un matériau BIE, la succession de motifs périodiques engendre les phénomènes de diffraction qui se traduisent alors par un comportement global de l'onde dans la structure. La création de défauts est obtenue par la rupture de la périodicité du matériau BIE.

Habituellement, les défauts étudiés, que ce soit un défaut ponctuel (cavité) ou un défaut linéaire (guide d'onde), ont lieu au sein de la structure BIE même. Ils engendrent ainsi des modes de propagation autorisés au sein de la bande interdite du réseau de départ. Or, dans nos travaux, l'emploi des défauts n'a pas pour but de créer des modes de propagation dans la bande interdite.

Nous nous intéressons à l'exploitation des défauts de l'interface (ou de surface). Deux types de défauts à l'interface sont présentés dans cette section. Ces défauts ont pour objet de modifier le couplage source-BIE. Ainsi, les modes de propagation *existants* au sein de la structure BIE pourront être excités. L'anisotropie du réseau BIE pourra ainsi être contrôlée.

I.4.4.i Défaut additif perturbateur

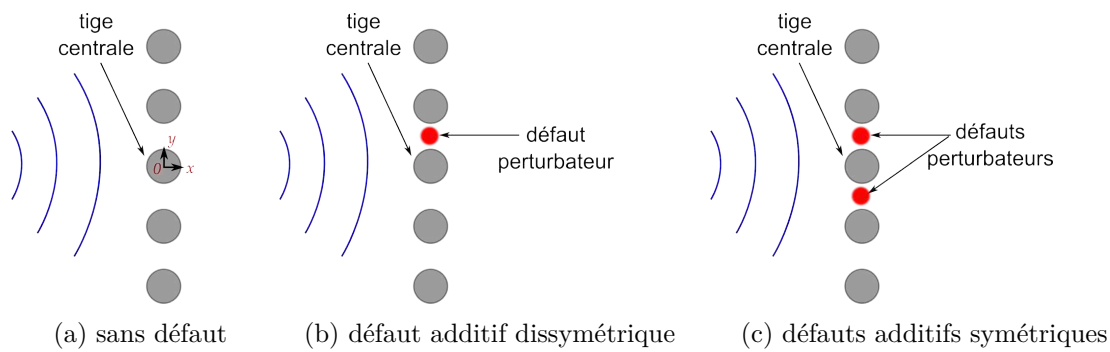


Figure I.25: Choix des défauts additifs / perturbateurs : zoom sur la première rangée des tiges

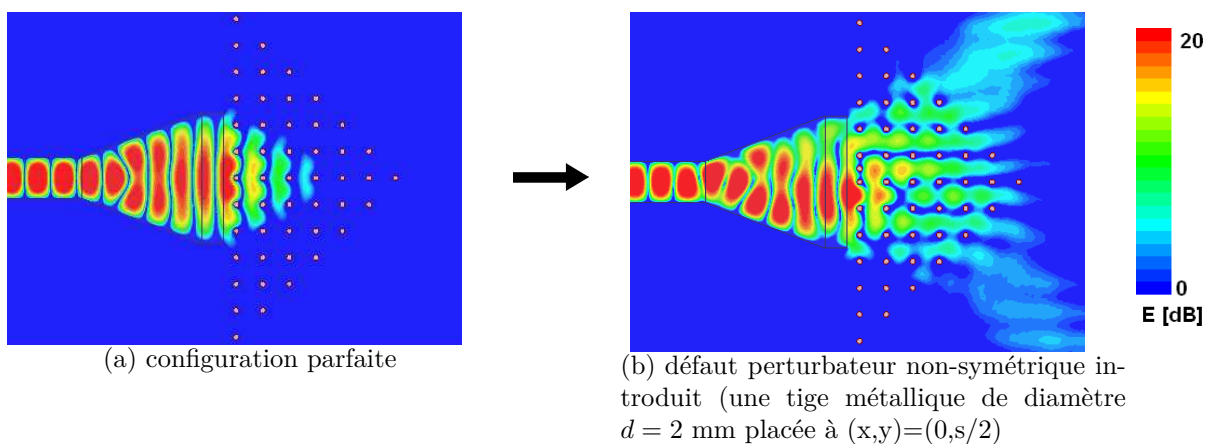


Figure I.26: Schéma de principe de reconfigurabilité de défauts perturbateurs

Les défauts additifs perturbateurs consistent à des ajouts d'éléments supplémentaires au réseau BIE initial. Ce type de défauts sur l'interface du BIE est un des moyens simples afin d'exploiter l'instabilité de la cavité source-BIE que nous avons vu dans §I.4.3.iii. Nous distinguons deux type de défauts additifs perturbateurs :

- défaut additif perturbateur symétrique ;
- défaut additif perturbateur non-symétrique.

Les deux types de défauts possibles sont montrés dans la figure I.25.

La figure I.26 présente un exemple de l'effet de ces défauts perturbateurs à l'interface. Initialement dans la figure I.26(a), aucun défaut n'est présent, toute l'onde incidente se trouve réfléchiée par le réseau. Nous introduisons ensuite un défaut non-symétrique qui correspond à la figure I.26(b). Cela engendre l'excitation des directions permises du BIE.

Dans notre étude, la dissymétrie à l'interface modifie de façon plus efficace le couplage source-BIE. Pour cette raison, dans la suite de notre étude, nous gardons seulement la configuration à défaut perturbateur qui se trouve à la position $(x, y) = (0, s/2)$.

I.4.4.ii Défaut lacunaire

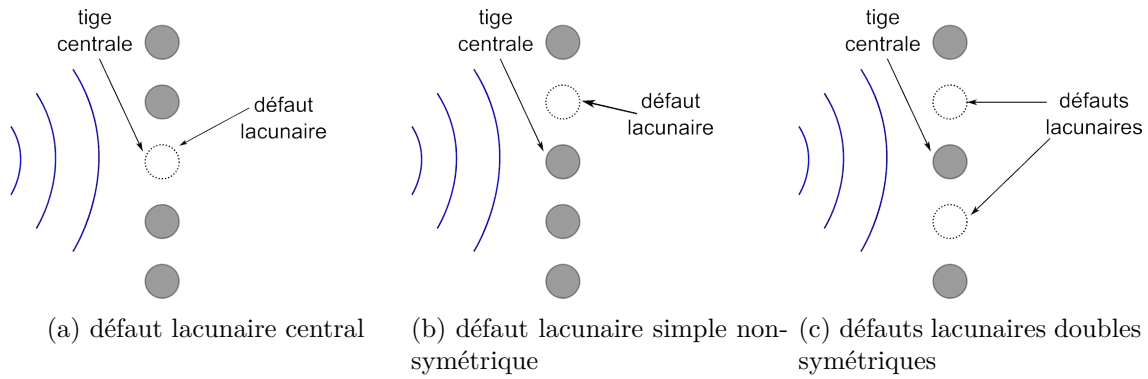


Figure I.27: Choix stratégiques des défauts lacunaires : zoom sur la première rangée des tiges

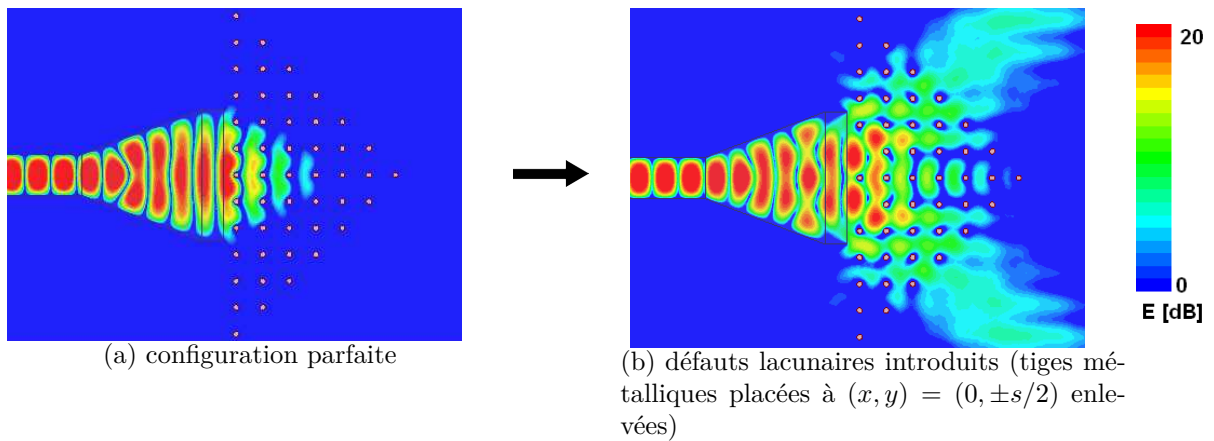


Figure I.28: Schéma de principe de reconfigurabilité de défauts lacunaires

Contrairement aux défauts additifs, pour les cas des défauts lacunaires, des éléments du réseau BIE initial sont enlevés. Dans la figure I.27, nous montrons les types de défauts lacunaires de surface qui seront étudiés par la suite. La figure I.28 montre un exemple de l'effet de ces défauts lacunaires à l'interface. Initialement dans la figure I.28(a), aucun défaut n'est présent, toute onde incidente se trouve réfléchiée par le réseau. Nous introduisons des défauts lacunaires doubles qui correspondent à la figure I.27(c). Cela engendre l'excitation des directions permises du BIE et l'onde incidente se scinde en deux de façon symétrique dans les diagonales. Nous avons ainsi un comportement de diviseur de puissance du BIE.

I.4.4.iii Principe de reconfigurabilité

Pour les deux classes de défauts, l'approche de reconfigurabilité se trouve inversée l'une par rapport à l'autre. Dans les cas de défauts additifs perturbateurs, nous cherchons à *perturber* le couplage source-BIE, et exciter les modes diagonaux qui nous intéressent par l'ajout d'éléments quelconques supplémentaires. Tandis que pour les cas de défauts lacunaires, l'excitation de ces modes diagonaux sera effectuée par le retrait des éléments du réseau BIE initial. Ensuite, par ajout d'autres éléments aux mêmes emplacements que ces défauts lacunaires, nous chercherons à *compenser* l'effet de l'absence des éléments initiaux manquants.

Pendant ces travaux, le plasma de décharge sera utilisé comme élément de contrôle de l'anisotropie du réseau BIE. Pour le premier cas le plasma va *perturber* la cavité instable source-BIE et exciter les modes diagonaux, nous aurons alors un effet de *plasma perturbateur* (cf. figure I.26). Pour le deuxième cas, la compensation de défauts lacunaires à l'interface sera opérée par le plasma de décharge. Nous appellerons cette deuxième façon d'employer le plasma «*plasma compensateur*» (cf. figure I.28).

I.5 Concept de reconfigurabilité d'une structure BIE par plasmas de décharge

L'objectif principal de cette thèse est de déterminer dans quelles mesures il est possible d'associer les plasmas à des structures BIE afin de les rendre reconfigurables. Nous distinguons la reconfigurabilité de l'accordabilité. En ce qui nous concerne, dans la reconfigurabilité, il est question de changer l'état de fonctionnement d'un dispositif. Dans l'accordabilité, le fonctionnement d'un dispositif est conservé ou reste similaire, mais à des bandes de fréquences différentes. Il est intéressant de voir les différentes méthodes et technologies existantes en la matière pour pouvoir s'en inspirer. Dans cette section, nous présenterons de façon succincte les approches possibles et les technologies/moyens disponibles afin de rendre reconfigurable un dispositif à base de réseaux BIE. Ensuite, nous allons nous focaliser sur les approches choisies. Nous présenterons le principe de fonctionnement associé à chaque cas et les contraintes liées.

I.5.1 Principes de reconfigurabilité et accordabilité envisageables

Dans cette section, nous allons classer deux approches de reconfigurabilités envisageables d'une structure BIE.

I.5.1.i Contrôle du milieu hôte et des paramètres constitutifs du BIE

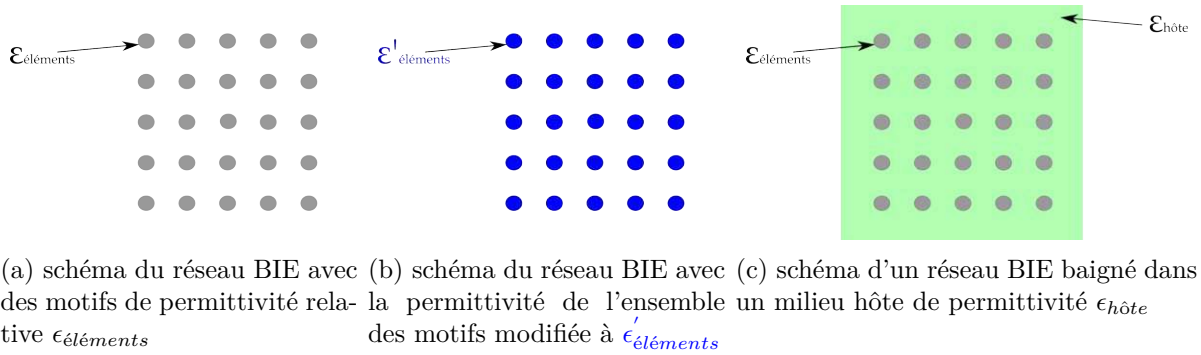


Figure I.29: Principes de reconfigurabilité par modification de la permittivité sur l'ensemble du réseau BIE (soit des éléments périodiques, soit du milieu hôte)

Dans la section § I.3.2, le diagramme de dispersion d'un milieu BIE peut être soumis à une loi d'échelle. Un comportement similaire est attendu pour une fréquence normalisée définie dans l'équation (I.18). La modification de l'indice du milieu hôte⁸ permet de décaler le diagramme de dispersion du BIE. À une fréquence normalisée égale (c-à-d même comportement de l'onde), lorsque $n = \sqrt{\epsilon_r}$ ⁹ croît, le même comportement de l'onde se trouve décalé vers la fréquence plus basse. Avec le plasma, on peut obtenir une permittivité relative $\epsilon_{\text{plasma}} < 1$. Par conséquent, les bandes interdites constatées dans la structure BIE peuvent être décalées vers les fréquences plus importantes.

Le comportement du BIE dépend également de ses paramètres constitutifs. Dans notre cas, cela peut être la conductivité ou la permittivité de l'ensemble des tiges, ou encore leur diamètre et leur espacement.

8. milieu dans lequel baigne les tiges périodiques

9. Lorsque $\mu_r = 1$, l'indice du milieu est décrite par : $n = \sqrt{\epsilon_r}$.

Avec les deux constats précédents, nous avons donc le choix du contrôle de comportements des réseaux BIE en contrôlant ses paramètres constitutifs (cf. la figure I.29(b)) ou son milieu hôte (cf. la figure I.29(c)). Pour ces deux approches, le contrôle est nécessaire dans la globalité du réseau BIE. Cela implique la mise en jeu d'un système de contrôle qui peut être plus sophistiqué et difficile à mettre en œuvre, contrairement au cas suivant.

I.5.1.ii Défauts contrôlables

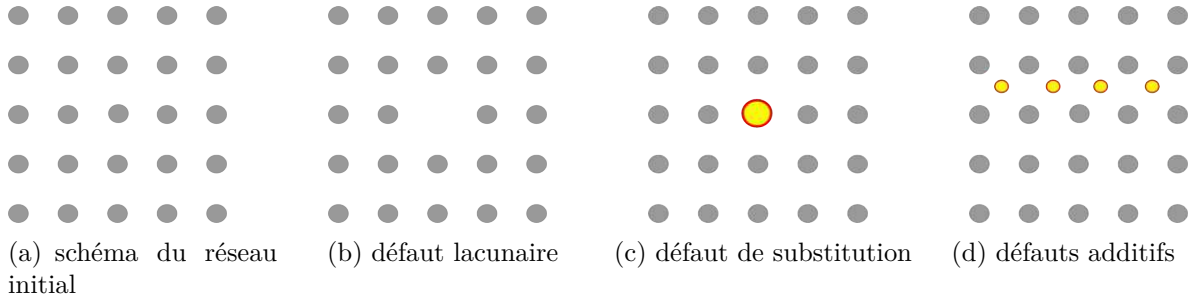


Figure I.30: Types de différents défauts possibles

Les défauts dans les BIE ont été beaucoup étudiés depuis la réémergence des études des structures BIE. Très souvent, les défauts peuvent introduire des modes permis au sein de la bande interdite des réseaux BIE. Nous pouvons distinguer trois types de défauts : défauts lacunaires, défauts de substitution, et défauts additifs (cf. la figure I.30). Les défauts lacunaires consistent à enlever des éléments constitutifs du réseau. Les défauts de substitution consistent à remplacer des éléments du réseau initial (soit le diamètre, soit la permittivité de certains motifs est modifié). Les défauts additifs consistent à rajouter des éléments au réseau BIE initial.

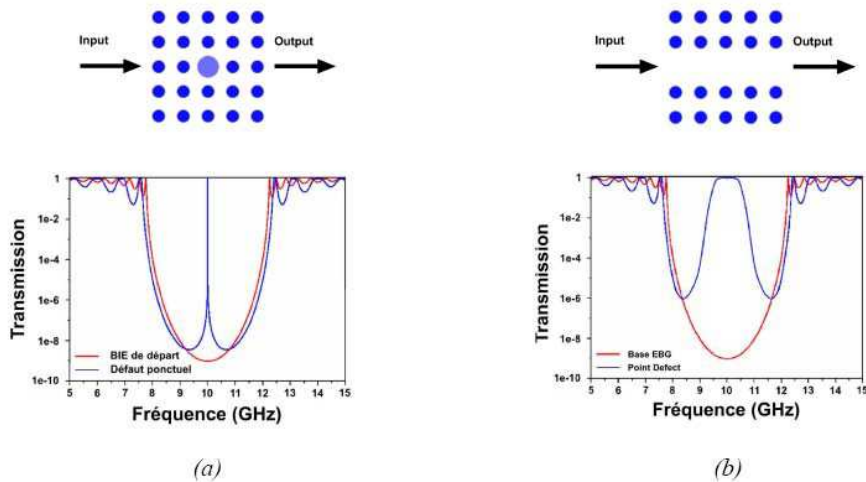


Figure I.31: Exemple de défauts (a) ponctuel et (b) linéaire dans un réseau BIE et la création de modes permis [12]

Si nous arrivons à contrôler les paramètres de ces défauts (i.e. ϵ , μ ou paramètres géométriques), nous pouvons contrôler les modes qu'ils introduisent. Selon le cas, un mode de cavité résonante (défaut simple) ou un mode de propagation (défaut linéaire) peut

apparaître et être contrôlé. L'intérêt de cette approche est que les contrôles nécessaires sont locaux. Cela implique une mise en œuvre plus simple.

Depuis peu, *Varault et al.* [12] et *Moreno et al.* [47] s'intéressent à l'exploitation des défauts de surface du réseau BIE. Ils s'intéressent particulièrement à l'*apparition* et au contrôle des modes de surface en introduisant des défauts de surface. Nous avons vu que dans notre cas, des défauts sur l'interface ont également été introduits. Or, dans notre approche, il existe une différence de fond. Nos défauts sur l'interface n'ont pas pour objet de créer des modes permis au sein de la bande interdite. Les défauts sont introduits dans le but de contrôler les modes de Bloch-Floquet existants dans la structure BIE.

I.5.2 État de l'art de la reconfigurabilité des réseaux BIE par éléments localisés

Nous venons de voir les deux approches envisageables pour rendre reconfigurable une structure BIE. Soit une modification est effectuée sur l'ensemble du réseau BIE (pas du réseau, milieu, permittivité), soit une modification locale est apportée (défauts). Divers éléments contrôlables peuvent être utilisés pour apporter ces modifications dans les structures BIE. C'est ce que nous verrons dans cette partie.

Dans un premier temps, nous présenterons des éléments qui sont employées de façon plus classique dans la littérature [48, 12, 49] pour la reconfigurabilité. Ces éléments sont classés en deux familles :

- les composants de circuits intégrés
- les matériaux dits *agiles*

Ensuite, nous présenterons l'utilisation existante des plasmas pour la reconfigurabilité d'une structure BIE. Dans la partie suivante, on pourra ainsi situer le contexte et la nouveauté de nos approches de reconfigurabilité par plasmas.

I.5.2.i Reconfigurabilité et accordabilité basées sur les composants intégrés

Pour la réalisation des dispositifs reconfigurables et agiles, dans la littérature, nous pouvons trouver plusieurs types de composants intégrés technologiquement bien maîtrisés. Lorsque ces composants sont intégrés dans une structure BIE, très souvent, ces composants sont localisés et agissent sur une zone limitée. Nous présenterons ici quelques exemples de mises en œuvre de ces composants. Nous verrons que la plupart des utilisations de ces composants intégrés se résume à une fonction interrupteur. Cela permet de déconnecter les motifs ou éléments périodiques, ou encore rendre actif un défaut.

I.5.2.i.a les diodes PIN

Une diode PIN est constituée de trois jonctions. Une jonction non dopée (I) est placée entre deux jonctions dopées (P et N). Lorsque la polarisation est directe, la tension aux bornes de la diode est constante et présente une résistance proportionnelle au courant. La diode se trouve en état passant. Tandis qu'en polarisation inverse, la diode est associée à une résistance très élevée et la diode se trouve en état bloquant. Ainsi, l'emploi de ces diodes permet de fonctionner à la fois en régime de commutation ou d'atténuation.

Dans les circuits planaires, nous pouvons placer les diodes sur le chemin de propagation de l'onde hyperfréquence. Le passage du signal peut alors être commuté en passant de la polarisation directe à la polarisation inverse. En polarisation directe, la variation de la tension aux bornes permet également de contrôler le niveau du signal et atteindre un

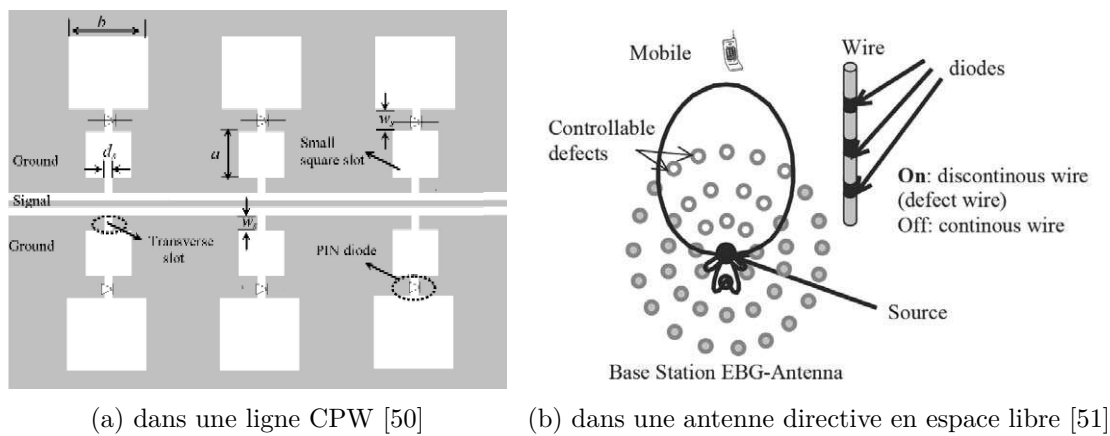


Figure I.32: Intégration des diodes PIN dans des structures BIE en ligne planaire et en espace libre

fonctionnement d'atténuateur. Dans les travaux de *Karim et al.*[50], les diodes PIN sont utilisées pour connecter les motifs périodiques dans une ligne coplanaire (CPW) (cf. la figure I.32(a)). L'allumage des diodes permet ainsi le passage d'un filtre passe-bande à un filtre coupe-bande.

En espace libre, ces diodes peuvent être insérées le long des fils ou de rubans métalliques arrangés en réseaux [52]. À l'état passant le réseau BIE se comporte comme un réseau de fils métalliques. Dans ce cas, une bande interdite partant de la fréquence nulle apparaît (bande plasmon). À l'état bloquant, le réseau BIE se comporte comme un réseau de fils discontinus et une bande de transmission se forme à la place de la bande plasmon [53]. Ces diodes peuvent également être placées sur certaines tiges du réseau BIE. Ces diodes forment ainsi des défauts actifs par commande électrique. Dans [51, 54], une antenne agile (avec un diagramme de rayonnement variable) avec ces défauts actifs a ainsi pu être réalisée (cf. la figure I.32(b)). Le rayonnement de l'antenne agile change selon l'agencement des diodes allumées. Lorsque les diodes sont allumées (états passants), nous nous trouvons dans la bande plasmon, la propagation de l'onde est donc interdite. Dans le cas inverse, le réseau des tiges se comporte comme un réseau de fils discontinus la bande plasmon disparaît.

L'intégration de ces diodes reste avantageuse pour des fréquences < 10 GHz avec un facteur de qualité $Q > 50$ [50]. En ce qui concerne ses performances, nous pouvons également souligner le temps des commutations rapides (< 100 ns) et un coût modéré. Or, les pertes et les consommations restent leurs inconvénients majeurs.

I.5.2.i.b les diodes varactor et Schottky

Les diodes varactor et Schottky ont un fonctionnement analogue aux diodes PIN. Cependant elles possèdent une capacité de jonction variable commandable par tension inverse appliquée. L'avantage de cette diode est la présence d'une capacité variable qui permet d'avoir une transition d'états intermédiaires entre deux états (*on* et *off*). Cela permet alors un réseau BIE de passer progressivement d'un état passant de forte transmission jusqu'à un état bloqué de forte réflexion [55, 56, 57, 58]. L'emploi possible de ces diodes dans les radômes a été démontré dans [59]. Un dépointage sur une plage angulaire de $\pm 45^\circ$ a pu être réalisé.

I.5.2.i.c les transistors FET

Les transistors à effets de champs peuvent être employés soit comme interrupteurs pi-

lotés, soit comme amplificateurs. Les transistors FET sont constitués de trois électrodes actives (source, grille et drain). Le courant circulant entre la source et le drain est possible si le champ appliqué à l'électrode grille est suffisamment important. Ce composant semi-conducteur est de faible encombrement et peut ainsi être utilisé sur des circuits monolithique micro-onde (MMIC).

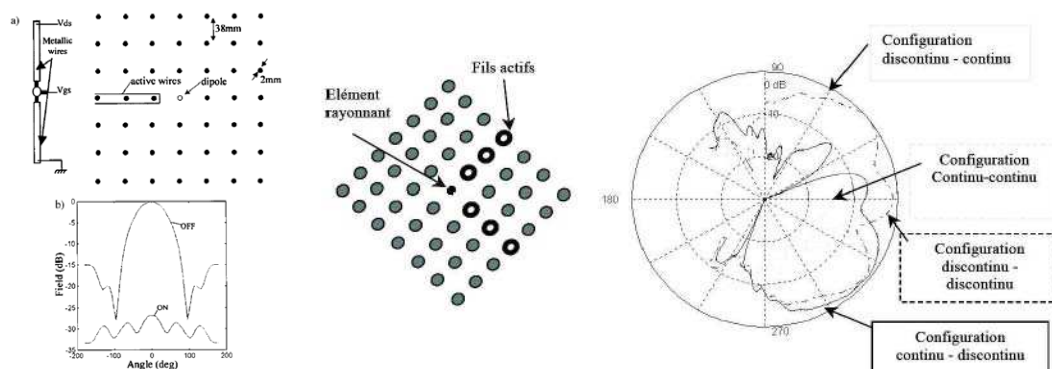


Figure I.33: Exemple de structure à commutation par transistor FET [60, 61]

Dans [60, 61], nous pouvons trouver des exemples d'utilisations de ces transistors. Comme les diodes, ces transistors sont également placés entre les tiges métalliques arrangées en réseau. Au préalable, un mode de propagation guidé est créé en introduisant un défaut linéaire au sein du réseau BIE. Ensuite, ces défauts sont remplacés par des tiges pourvues de transistor. L'état passant des transistors annule le mode de propagation créé au préalable (cf. la figure I.33).

I.5.2.i.d les MEMS

Les MEMS (*microelectromechanical system*) sont des circuits micro-usinés de dimension micrométrique. Ils sont composés de mécanismes qui peuvent être déclenchés par des forces d'origines diverses (thermique, électrique, magnétique, optique, etc.). Dans les réseaux BIE, le fonctionnement en commutation des MEMS est généralement utilisé. Nous pouvons citer deux exemples de structures en commutation : structure à poutre (switch ohmique - cf. figure I.34) ou structure à pont d'air (cf. figure I.35). Pour Le switch ohmique,

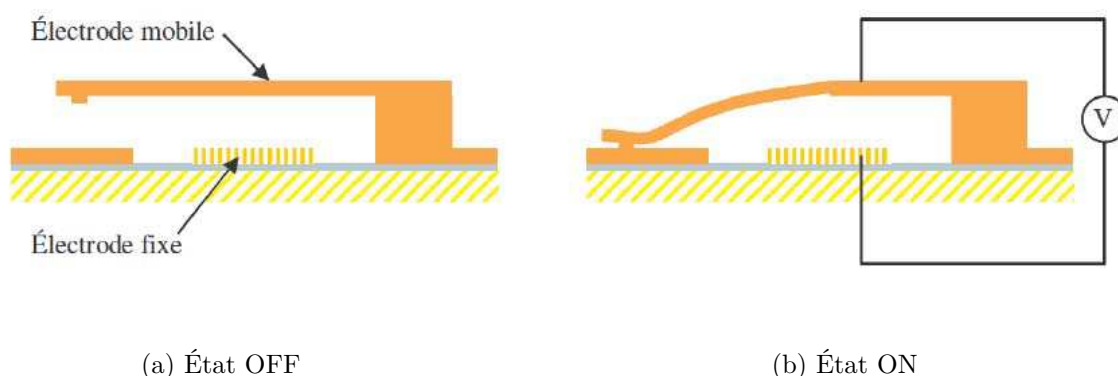


Figure I.34: Commande électrostatique d'un switch ohmique [12]

nous avons deux états de commutations (état *on* ou *off*) alors que le switch pont d'air

fonctionne comme une capacité variable. Dans les deux cas, il existe deux électrodes (la première mobile et la deuxième fixe). L'électrode mobile se déplace sous l'effet d'une force extérieure (d'origine électrostatique en ce qui concerne l'application microonde).

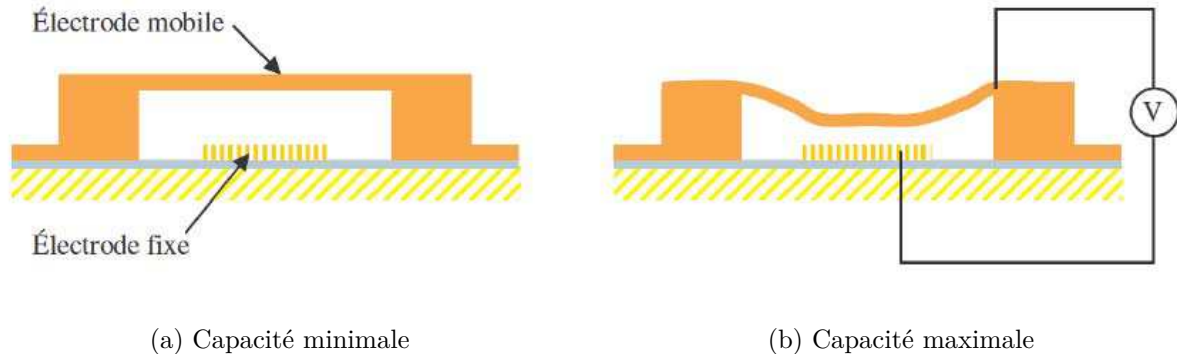


Figure I.35: Commande électrostatique d'un switch à pont d'air [12]

Les reconfigurabilités réalisables en associant les MEMS et les structures BIE sont plus répandues dans les circuits planaires. Il s'agit essentiellement des filtres [62, 63] et des déphaseurs [49]. Pour les applications dédiées en propagation non guidée, dans [64], chaque motif métallique est déplacé par des MEMS. La possibilité de déplacer la fréquence de résonance d'une surface sélective en fréquence a ainsi pu être démontrée théoriquement et expérimentalement.

Les avantages principaux des MEMS résident dans les faibles tensions de commande (30 – 80 V), de faible temps de réponse ($< 30\mu s$), et des consommations de puissance réduites (10 – 100 nJ par cycle) [65, 66]. Par contre, leur fiabilité à long terme n'est pas garantie et ils ne sont pas suffisamment robustes (ne supportent pas les puissances d'ondes > 200 mW). De plus, actuellement, leur coût de réalisation reste élevé.

I.5.2.ii Reconfigurabilité et accordabilité basée sur les matériaux agiles

Les matériaux dits agiles ont des paramètres physiques variables (ϵ et μ). Cela réserve des possibilités bien plus étendues pour le besoin de reconfigurabilité. Ces matériaux peuvent à la fois devenir eux même les matériaux constitutifs du réseau BIE (motif et milieu hôte), et également constituer un défaut contrôlable. Quelques exemples de matériaux agiles et leur utilisation dans la reconfigurabilité sont présentés ci-dessous.

I.5.2.ii.a les cristaux liquides

Vu par les ondes électromagnétiques, les cristaux sont des matériaux avec une permittivité variable. Cette variation est liée au changement d'orientation des molécules formant les cristaux. En effet, les cristaux liquides doivent leur nom à leur nature intermédiaire entre la phase solide cristalline et la phase liquide. Les molécules de forme allongée sont réparties de façon désordonnée (comme dans un liquide), mais gardent une orientation moyenne des molécules (comme dans un cristal). Cette phase de départ est dit *nématique*. Cette répartition inhomogène des molécules se traduit par un comportement anisotrope vis-à-vis de l'onde électromagnétique. Il est possible de modifier l'orientation de ces molécules avec un champ électrique de commande. Les molécules sont alignées parallèlement avec le champ de commande (de l'ordre de 1kV/cm). Le changement d'orientation entraîne une variation de permittivité. L'emploi des cristaux liquides dans les cristaux photoniques

se trouve soit dans le contrôle de bande interdite [67, 68, 69], la réalisation de filtres par défauts localisés [70], la création de guides d'onde accordables par défauts linéaires [71], ou encore une cavité reconfigurable [72]. Cette technologie reste cependant difficile à intégrer dans les circuits et possède un temps de réponse relativement long (30 – 1000 ms [73]).

I.5.2.ii.b les matériaux ferroélectriques

Chez un matériau ferroélectrique, l'application d'un champ électrique externe entraîne la modification quasi-instantanée de sa polarisation électrique. Cela permet alors de modifier et contrôler sa permittivité en appliquant un champ électrique statique de l'ordre de 10 – 100 kV/cm. Or, en dessous de sa température de Curie, T_c , ce matériau possède une polarisation rémanente qui se traduit par un cycle hystérésis. Au delà de cette température, le matériau ferroélectrique rentre dans sa phase paraélectrique.

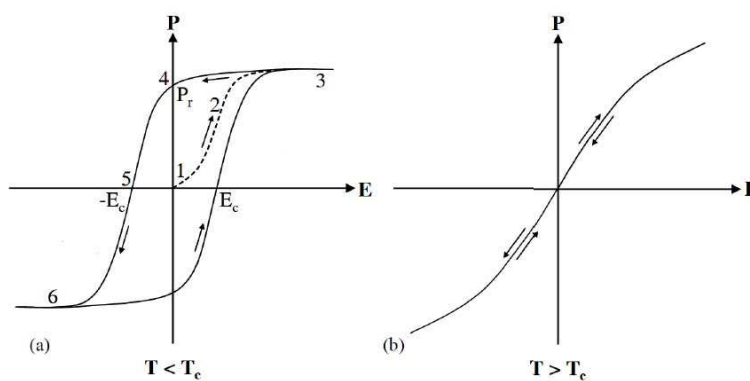


Figure I.36: Polarisation en fonction du champ électrique appliqué pour différentes phases ; (a) ferroélectrique ; (b) paraélectrique [12]

Dans l'application en microondes, les deux phases des matériaux ferroélectriques peuvent être exploitées pour le besoin de reconfigurabilité. Or, en général, la phase paraélectrique est privilégiée afin de limiter les pertes hystérésis et les pertes diélectriques. Notons cependant que certains matériaux ferroélectriques restent dans la phase paraélectrique sans jamais transiter vers la phase ferroélectrique (e.g. $SrTiO_3$, $KTaO_3$, $CaTiO_3$) [74]. Ils peuvent être utilisés avec plus de facilité.

En propagation guidée, de très nombreux dispositifs agiles ont été réalisés (e.g. filtres accordables en fréquence, des déphaseurs [75], des résonateurs accordables, ou encore des guides d'ondes à bande interdite électromagnétique ajustable [76]). Les avantages principaux de ces matériaux sont nombreux. La permittivité élevée (10 – 10000 [77]) offre la possibilité de diminuer la taille des circuits. De plus, le temps de commutation est quasiment instantané (< 1 ns à température ambiante [78]). Néanmoins, des pertes importantes sont observées en hyperfréquences, et un champ de commande important est nécessaire.

I.5.2.ii.c les matériaux ferromagnétiques

Les matériaux ferromagnétiques sont des céramiques à base d'oxyde de fer dont la perméabilité est contrôlable par application d'un champ d'excitation magnétique. Ce champ est introduit au sein du matériau à l'aide d'une bobine de Helmholtz. Plusieurs travaux sur la reconfigurabilité des dispositifs microondes à base de ces matériaux peuvent être trouvés dans la littérature, notamment sur les coupleurs et les filtres accordables [79, 80, 81].

I.5.2.iii Reconfigurabilité et accordabilité basée sur les plasmas

Les plasmas peuvent être classés parmi les matériaux agiles. Nous verrons plus tard que leur permittivité est variable. L'utilisation des plasmas dans les structures BIE a certainement débuté avec *Hojo et al.* et *Sakai et al.*. En 2004 dans [82], *Hojo et al.* ont proposé une étude de diagramme de dispersion dans une structure périodique unidimensionnelle constituée de couches plasmas et de couches diélectriques. Les travaux expérimentaux sur un réseau bidimensionnel de plasma de *Sakai et al.* ont suivi immédiatement en 2005 [83, 84] (cf. la figure I.37). La propriété de collimation de l'onde a pu être sondée avec un réseau de plasmas bidimensionnel. En 2007, une série d'articles sur le calcul de diagrammes de bande des réseaux de plasmas a été publiée [85, 86, 87] et l'existence d'une bande interdite dans les fréquences proches de 60 GHz a été mesurée expérimentalement [88, 89].

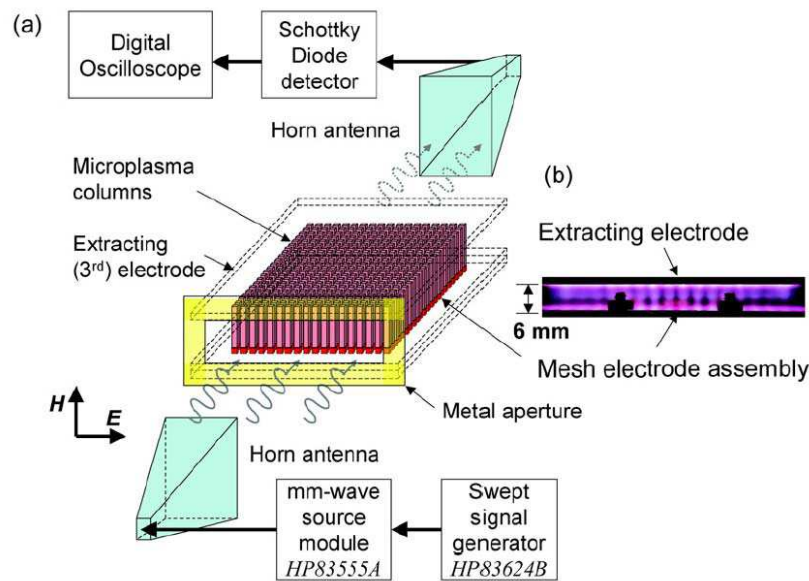


Figure I.37: Vue schématique d'une structure périodique à base de microplasmas [84]

Plus récemment encore, un concept de fabrication d'un métamatériau à base de plasmas qui présente à la fois une perméabilité et une permittivité négatives a été présenté [90, 91]. La perméabilité négative est réalisée à partir des résonateurs hélicoïdaux confinés dans des tubes. Ces hélices constituent également les électrodes pour la formation de plasmas au sein des tubes. La génération de plasmas permet d'obtenir une permittivité négative (cf. la figure I.38).

Dans [92], *Anderson et al.* ont substitué les motifs métalliques généralement utilisés dans la réalisation d'une surface sélective en fréquence (FSS), par un arrangement de tubes de plasma. Le niveau de filtrage observé croît avec la densité électronique du plasma (la fréquence plasma). Lorsque le plasma est éteint (densité nulle), la FSS est désactivée.

Varault et al. s'intéressent quant à eux à l'utilisation des tubes de plasmas dans un démultiplexeur accordable à base de BIE [93]. Le multiplexeur est constitué d'un canal d'entrée couplé à deux canaux de sortie. Ces canaux sont construits autour du principe de défauts linéaires dans une structure BIE. L'allumage d'une décharge plasma dans une des cavités permet d'annuler le couplage avec le canal associé et annule la transmission dans ce canal (cf. la figure I.39).

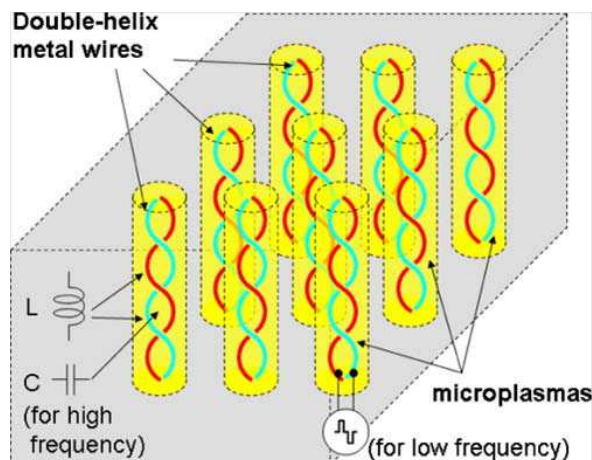


Figure I.38: Vue schématique d'un métamatériau à base de plasmas [91]

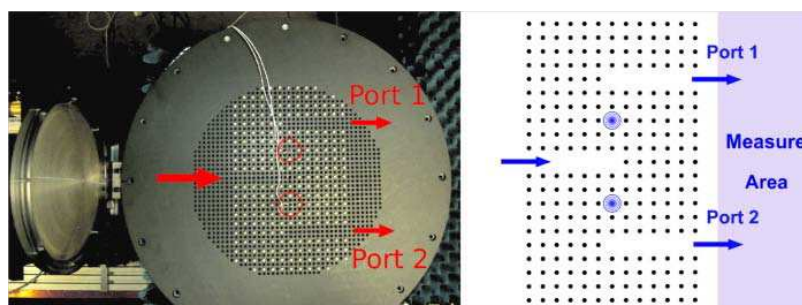


Figure I.39: Dispositif expérimental d'un multiplexeur à base de défauts contrôlables par plasmas

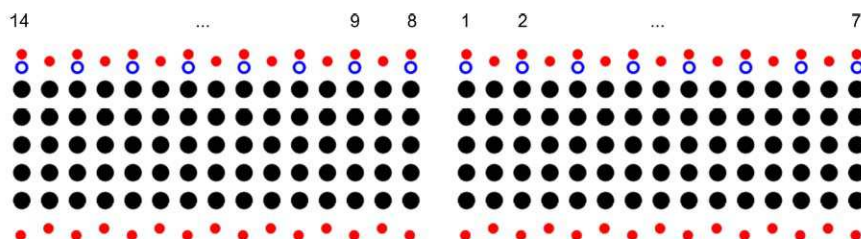


Figure I.40: Illustration de la configuration permettant la déviation du faisceau collimaté [12] constitué de tiges diélectriques (disque noir et disque rouge), et des tubes de plasmas (cercle bleu)

Varault et al. s'intéressent également à l'exploitation des défauts de surface du réseau BIE contrôlable par plasmas [12]. À la sortie d'un guide d'onde à base d'une structure BIE, une rangée de tiges de surface est disposée pour former des corrugations. Des tubes de plasmas occupent les places libres laissées par ces corrugations et selon les tubes de plasmas allumés, l'onde en sortie est déviée de $\pm 10^\circ$ (cf. la figure I.40), selon les paramètres plasmas.

I.5.3 Introduction de plasma dans la structure BIE étudiée

La structure BIE que nous avons dimensionnée dans ce chapitre, permet de passer d'un état de fonctionnement à un autre. Le premier correspond à l'état non-passant, où l'onde se trouve totalement réfléchi par la structure BIE triangulaire. Le deuxième correspond à l'état passant, où l'onde incidente excite les modes permis de la structure BIE. Le

passage d'un état à l'autre est assuré par la modification du couplage à l'interface. Cette modification est obtenue par l'introduction des défauts localisés à l'interface.

Nous avons pu voir dans la section § I.5.1 que les défauts localisés peuvent être contrôlés en utilisant des matériaux dont les paramètres peuvent être modifiés. Dans nos travaux, nous nous intéressons à l'utilisation des plasmas pour contrôler ces défauts. Par rapport aux diverses technologies présentées dans la section précédente, le plasma peut être vu comme une alternative parmi les matériaux agiles. Les paramètres d'un plasma (taille, ϵ), comme nous verrons dans le prochain chapitre, sont variables en fonction des conditions de sa génération.

Par rapport aux autres travaux où les plasmas sont placés dans toute la structure BIE (*Sakai et al.* [88, 89]), l'utilisation des plasmas de façon locale présente plusieurs avantages. Elle permet la réduction des pertes en propagation, simplification du circuit de génération du plasma, et diminution de la puissance électrique consommée. La mise en œuvre d'un système d'alimentation qui occupe tout le volume d'une structure BIE de façon périodique nécessite un système de circuit électrique sophistiqué et cela signifie également une consommation de puissance électrique assez importante. De plus, vu par une onde électromagnétique, le plasma est un matériau à pertes. Le placement des plasmas de façon locale au sein de la structure BIE permet alors de réduire les pertes électromagnétiques.

Contrairement aux travaux de *Varault et al.*, où l'introduction des plasmas localisés permet de contrôler les modes de propagations créés par des défauts dans la bande interdite, la nouveauté de nos travaux est le contrôle de l'anisotropie de la structure BIE. Nous nous intéressons à l'aspect anisotrope qui existe initialement au sein de la structure BIE par sa construction. Ceci a été discuté en détails dans les sections précédentes. Nous allons montrer qu'avec des plasmas placés localement et de façon stratégique, l'anisotropie de la structure BIE peut être mise en évidence et contrôlée.

Dans cette section, nous allons présenter les deux approches d'utilisation de plasmas que nous envisageons afin de contrôler la propriété anisotrope de la structure BIE.

I.5.3.i Configuration «plasmas perturbateurs»

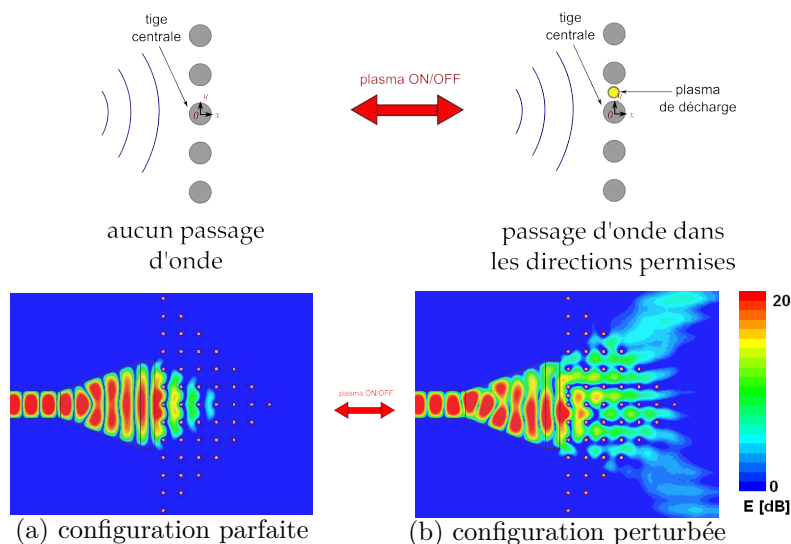


Figure I.41: Schéma de principe de reconfigurabilité par plasmas perturbateurs

Dans la figure I.41, initialement en configuration parfaite (en absence de défaut), tout

champ incident se trouve réfléchi par la structure BIE triangulaire. En ajoutant des plasmas comme défauts additifs, nous souhaitons modifier le couplage à l'interface pour que les directions permises soient excitées. Nous appellerons cette configuration : configuration des *plasmas perturbateurs*. Dans cette configuration, les plasmas doivent être «vus» par l'onde. Ainsi, ils peuvent perturber suffisamment le couplage source-BIE pour que les directions permises du BIE soient excitées. Or, pour que le plasma puisse avoir des effets sur l'onde, il existe des conditions nécessaires à développer.

Lorsque le plasma est supposé d'épaisseur infinie, nous pouvons définir une fréquence de coupure f_c . Cette fréquence correspond à la fréquence plasma définie par la densité électronique du plasma n_{pe} :

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} = \frac{e}{2\pi} \sqrt{\frac{n_{pe}}{m_e \epsilon_0}} \approx 8983 \sqrt{n_{pe}} \quad (\text{I.37})$$

où m_e est la masse d'un électron, e la charge élémentaire et ϵ_0 la permittivité absolue du vide, f_c la fréquence de coupure en GHz, et n_{pe} la densité électronique du plasma en cm^{-3} . Par exemple, pour une densité de $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, cela correspond à la fréquence coupure, $f_c = 8.98 \text{ GHz}$. En dessous de cette fréquence, toute onde incidente se trouve réfléchi par la couche du plasma. Pour une fréquence d'onde au delà de cette fréquence critique, le plasma n'aura quasiment aucun effet sur l'onde.

De la même manière, on pourra faire correspondre une densité électronique de coupure théorique pour une fréquence d'onde quelconque :

$$n_c = m_e \epsilon_0 \left(\frac{\omega}{e} \right)^2 = m_e \epsilon_0 \left(\frac{2\pi f}{e} \right)^2 \approx 12.4 f^2 \times 10^9 \quad (\text{I.38})$$

avec f la fréquence en GHz et n_c la densité critique en cm^{-3} . Plus le rapport $\frac{n_{pe}}{n_c} > 1$ est important, plus l'effet du plasma sera important sur l'onde. À 18 GHz , cela correspond à une densité électronique critique de $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Il est donc nécessaire que le plasma puisse atteindre cette densité électronique. À partir de cette densité, le plasma pourra *potentiellement* modifier le couplage source-BIE, et exciter les directions permises.

Il existe bien entendu d'autres conditions sur le plasma (comme l'épaisseur de peau et les pertes dues aux collisions entre particules). Nous rentrerons plus en détails sur ces conditions dans le chapitre suivant. Pour l'instant, nous retiendrons simplement cette condition minimale pour que la configuration plasmas perturbateurs soit réalisable.

I.5.3.ii Configuration «plasmas compensateurs»

Dans la figure I.42, les défauts introduits à l'interface du BIE excitent les directions permises *existantes* de la structure BIE. Nous cherchons à annuler les effets de ces défauts lacunaires avec des plasmas. Ces derniers devront donc remplacer les tiges métalliques manquantes. Nous appellerons ce principe de reconfigurabilité par plasmas : configuration des *plasmas compensateurs*.

Dans cette configuration, les plasmas employés doivent pouvoir compenser l'absence des tiges à l'interface pour retrouver la configuration du champ initial (configuration parfaite), où les directions permises de la structure BIE ne sont pas excitées.

Pour notre structure BIE, nous pouvons considérer que le plasma remplit parfaitement son rôle de compensateur si la configuration du champ autour du défaut retrouve son

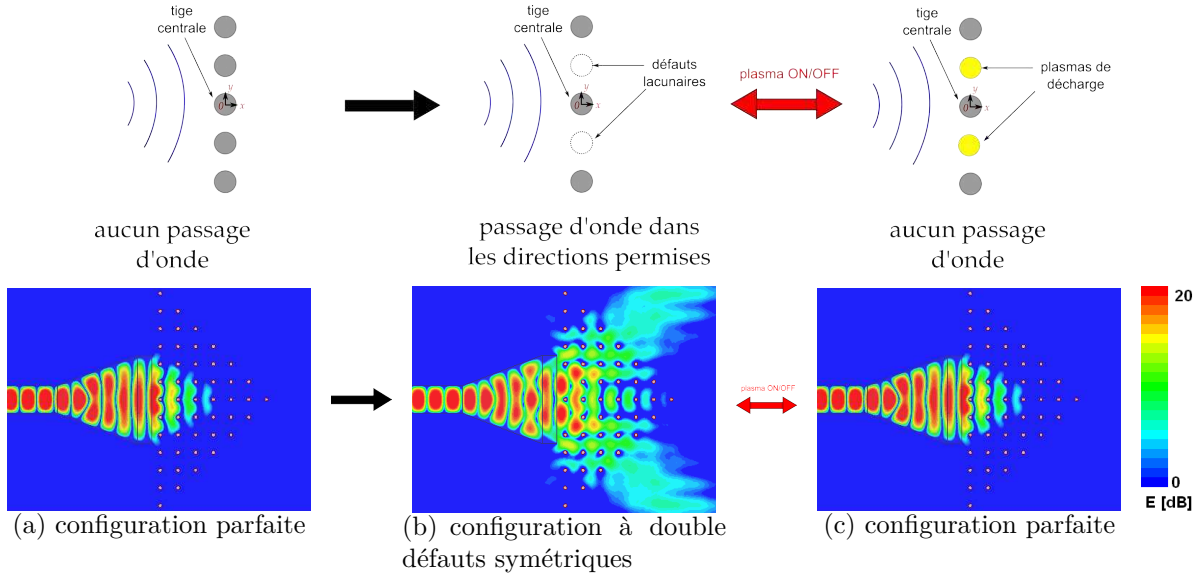


Figure I.42: Schéma de principe de reconfigurabilité de plasmas compensateurs

état initial. Il s'agit ici pour le plasma de reproduire le même comportement qu'une tige métallique.

En tant que matériau conducteur et réflecteur, nous concevons bien que le plasma ne possède pas les mêmes propriétés qu'un métal. Si nous décrivons le plasma avec un coefficient de réflexion, cela peut à la fois se traduire par un module inférieur à 1 et par une phase différente de la valeur π . Nous pouvons montrer que dans un cas simple où le module est suffisamment élevé et proche de 1, cette différence de phase peut être compensée en ajoutant une épaisseur de plasma associée à la différence de phase constatée du plasma, $\delta_{compense}$. Ainsi, le diamètre du plasma nécessaire sera alors de :

$$d_{plasma} = d_{BIE} + 2\delta_{compense} \quad \text{avec} \quad \delta_{compense} = \frac{\pi - \varphi_{plasma}}{2k} = \left(1 - \frac{\varphi_{plasma}}{\pi}\right) \frac{\lambda}{4} \quad (\text{I.39})$$

où d_{plasma} est le diamètre du plasma, $d_{BIE} = 2$ mm le diamètre des tiges de la structure BIE, φ_{plasma} la phase du coefficient de réflexion du plasma, λ la longueur d'onde et k le vecteur d'onde. Les détails de calcul peuvent être trouvés dans l'annexe B. Dans ce qui suit, nous allons présenter de façon succincte, au travers d'un exemple unidimensionnel, comment le plasma qui a un coefficient de réflexion différent d'un métal peut produire la même distribution de champ qu'un métal.

La figure I.43 illustre la distribution du champ dans un cas unidimensionnel (1D) pour une onde se propageant dans l'air qui arrive sur une interface métallique et une interface de plasma. L'interface métallique possède un coefficient de réflexion de $\Gamma = 1 \exp(j\pi)$ et le plasma de $\Gamma_{plasma} = 1 \exp(j\varphi_{plasma})$. Pour le plasma, la phase différente du coefficient de réflexion de celle d'un métal ($\pi - \varphi_{plasma}$) engendre une onde stationnaire légèrement décalée par rapport au cas d'une interface métallique. Il suffit pour retrouver la même onde stationnaire (donc la même distribution du champ), d'avancer l'interface du plasma de $\delta_{compense}$.

Le cas d'une propagation bidimensionnelle est légèrement plus compliqué. En théorie, d'après le cas en 1D, le diamètre du plasma doit être augmenté $2 \times \delta_{compense}$ pour retrouver la distribution de champ initial avec une tige métallique. Or, l'onde n'arrive pas systématiquement de façon perpendiculaire à l'interface d'une tige. De plus, si l'épaisseur $\delta_{compense}$ devient trop importante, les plasmas à placer prendront un volume relativement

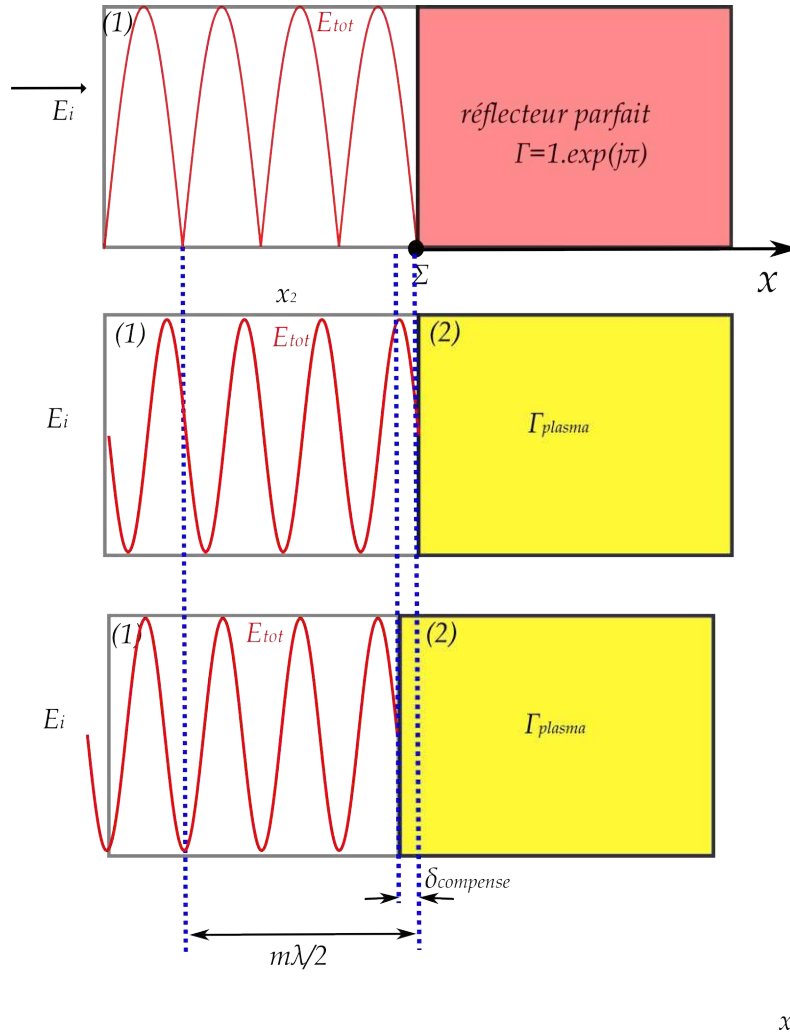


Figure I.43: Obtention d'une distribution du champ quasi-identique entre un plasma et un réflecteur métallique parfait en décalant l'interface de $\delta_{compensateur}$

important par rapport au pas du réseau BIE. Au lieu de compenser les défauts, les plasmas de diamètre trop important risquent de bloquer le passage de l'onde dans la structure BIE. La structure BIE devient plus «opaque» car l'ensemble métaux-plasmas sont plus proches les uns par rapport aux autres.

Cependant, à partir des simulations en 2D sous HFSS, nous pouvons toujours trouver un diamètre adéquat qui compense la différence de phase éventuelle entre le plasma et le métal. Ceci est toujours vrai à condition que le module du coefficient de réflexion soit suffisamment élevé (~ 1). Nous verrons les détails de ces simulations dans le chapitre suivant. Retenons simplement que dans cette approche de reconfigurabilité par plasmas compensateurs, en plus d'être «vu» par l'onde, le plasma doit également répondre à des contraintes sur son diamètre et la phase de son coefficient de réflexion. Il est nécessaire de contrôler le diamètre du plasma selon le coefficient de réflexion obtenu.

I.5.3.iii Contraintes imposées aux plasmas

Avec quelques hypothèses simples, nous venons de voir les contraintes imposées sur le plasma pour le contrôle de l'anisotropie de notre réseau BIE. Dans la configuration «plasmas perturbateurs», il est nécessaire que la densité plasma soit suffisamment impor-

tante ($n_{pe} > n_c$) pour que le plasma ait un effet sur le couplage source-BIE. Une densité critique qui correspond à la densité plasma minimale nécessaire a pu être définie. Plus la densité plasma est importante par rapport à cette densité critique, plus la modification du couplage source-BIE sera importante. L'excitation des directions permises de la structure BIE sera ainsi plus susceptible d'avoir lieu.

Pour la configuration «*plasmas compensateurs*», la contrainte sur le plasma s'avère plus importante. En plus de la densité plasma minimale définie, nous devons également contrôler le diamètre du plasma. De plus, le diamètre plasma nécessaire doit être plus important que le diamètre des tiges.

La réalisation de reconfigurabilité de notre structure BIE par plasmas nécessite donc l'étude de différents types de plasmas de décharge que nous verrons par la suite. Les plasmas étudiés seront des plasmas à la fois de grand volume et de haute densité électronique comme nous le verrons dans la suite. L'obtention et le contrôle des plasmas de densité élevée ($> 4 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$) et de volume important ($d_{plasma} \times h_{plasma} > 0.25 \text{cm}^3$ avec $d_{plasma} > 2 \text{mm}$) est cependant difficile et peu courante. Cela nécessite alors une étude sur les diverses technologies (nouvelles et existantes) que nous verrons dans le chapitre suivant.

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail la démarche de définition d'une structure BIE dont l'aspect anisotrope peut être exploité.

Différentes problématiques et propriétés des structures BIE ont été abordées au fur et à mesure. Nous avons pu ainsi voir que pour définir une structure BIE de taille finie, on peut exciter le BIE de l'intérieur avec une source ponctuelle. Cette source excitera directement les modes Bloch-Floquet. Ainsi, les problèmes (champs parasites) liés aux diffractions et aux conditions de passage ont pu être identifiés et supprimés. Lorsque nous souhaitons introduire la source à l'extérieur du BIE, nous avons également vu que l'utilisation des courbes isofréquences reste valable et nous permet d'interpréter, voire de prévoir le comportement d'une structure BIE, et choisir la forme du BIE. Une structure BIE *s10d2* de forme triangulaire a ainsi été définie pour l'exploitation de son anisotropie aux alentours de 18 GHz.

Nous avons vu également que pour l'exploitation de l'anisotropie de la structure BIE, cela nécessite d'éclairer l'onde dans la direction interdite du BIE. La source d'onde dans ce cas doit avoir une directivité élevée afin de ne pas exciter les modes propagatifs de la structure BIE. Elle doit également former une cavité suffisamment instable avec la structure BIE pour qu'à la moindre perturbation, les directions permises soient excitées.

Le concept de l'exploitation de l'anisotropie réside justement sur l'instabilité de la cavité où la moindre perturbation risque de modifier le couplage source-BIE. La dite perturbation consiste à introduire des défauts sur l'interface du BIE. Ces défauts permettent ainsi d'exciter les directions de propagation permises du BIE et l'onde incidente se scinde en deux. L'instabilité du couplage source-BIE est apportée par le type de la source choisie.

À l'aide de l'analyse du spectre angulaire de la source d'onde et du diagramme isofréquence de notre structure BIE, nous avons pu apporter une réponse satisfaisante sur la source d'onde nécessaire. L'ouverture de la source choisie est suffisamment grande pour apporter la directivité tout en évitant d'exciter les modes permis. L'instabilité du couplage source-BIE est ensuite apportée par la forme évasée de la source, ce qui correspond à une antenne cornet.

L'introduction des plasmas dans notre structure BIE apporte l'aspect reconfigurable de notre structure BIE. Comparé à d'autres technologies existantes, le plasma est vu comme une alternative d'un matériau contrôlable. Contrairement à d'autres travaux, nous avons choisi d'utiliser les plasmas localisés dans la structure BIE afin d'éviter les problèmes de pertes en propagation et d'autres problèmes liés à la génération sophistiquée des réseaux de plasmas.

Deux approches de reconfigurabilité par plasmas localisés ont été présentées. La première consiste à voir le plasma comme un défaut qui perturbe le couplage source-BIE. Les directions permises sont ainsi excitées. Nous l'avons nommé : approche par «plasmas perturbateurs». La deuxième consiste à annuler l'effet des défauts lacunaires, c'est-à-dire de remplacer certaines tiges métalliques enlevées au préalable. Les directions permises excitées en enlevant les tiges deviennent alors non-passantes. Nous l'avons nommé : approche par «plasmas compensateurs».

Pour les deux approches de reconfigurabilité, nous avons pu voir qu'il est nécessaire d'atteindre certaines conditions sur le plasma. Il doit dans un premier temps être «vu» par l'onde. Cela signifie un diamètre suffisamment important et une densité plasma élevée. Une densité plasma minimale n_c est définie par une fréquence d'onde. L'onde ne «voit» l'effet du plasma qu'à partir de cette densité minimale critique. Les contraintes sur la deuxième approche de reconfigurabilité sont plus fortes. Nous devons en plus contrôler de façon précise le diamètre selon le coefficient de réflexion du plasma.

CHAPITRE II

ÉTUDE DE PLASMAS DE DÉCHARGE DE GRAND VOLUME À HAUTE PRESSION

Le chapitre précédent nous a permis de poser la problématique du contrôle de la propagation d'une onde par le biais d'une structure BIE intégrant des plasmas. Naturellement se pose à présent la question du choix du plasma le mieux adapté à la configuration choisie ; le rôle de ce deuxième volet est d'y répondre.

Après une brève introduction sur le plasma, nous discuterons de la façon dont celui-ci est perçu par une onde électromagnétique, puis des manières dont les paramètres fondamentaux d'une décharge influencent le comportement d'une onde.

La deuxième partie sera destinée à préciser les contraintes imposées par le dispositif BIE en fonction des deux voies envisagées pour le contrôle de la propagation de l'onde (i.e. le plasma en tant que perturbateur ou en tant que compensateur). Bien que brève, cette partie est capitale puisqu'elle fixe le choix du plasma que nous devons faire.

Trois types de plasmas ont été étudiés dans le cadre de cette thèse. Il s'agit de microdécharges à haute pression dans des systèmes à trois électrodes développés par K.H. Schoenbach et ses collègues, et de dispositifs beaucoup plus standards tels que des décharges «pointe-pointe» ou encore des décharges de type colonne positive à moyenne pression (environ 40 torr) contenues dans des tubes. Nous poursuivrons alors ce chapitre par une description du dispositif expérimental et des moyens de diagnostics mis en œuvre pour l'étude des décharges. Une description détaillée des différents types de plasmas utilisés sera proposée pour *in fine* conclure sur le meilleur candidat à notre projet.

II.1 Introduction aux plasmas

Dans cette partie, nous présenterons, dans un premier temps, brièvement le plasma. Ensuite, nous décrirons comment le plasma est perçu par une onde électromagnétique. Pour ce faire, il convient d'utiliser le modèle de Drude à partir duquel nous pouvons définir la permittivité complexe du plasma. Ce modèle nous permettra de déduire des informations telles que les pertes en propagation, le coefficient de réflexion du plasma, et son épaisseur de peau. La variation de ces grandeurs sera montrée en fonction des paramètres du plasma, ou plus précisément, des ratios de ses paramètres : ν/ω et ω_{pe}/ω .

II.1.1 Qu'est-ce qu'un plasma ?

Considéré comme le quatrième état de la matière (après l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux), un plasma est constitué d'un ensemble de particules en constante agitation. Les particules peuvent être neutres (molécules, atomes, radicaux) ou bien porter des charges (ions, électrons).

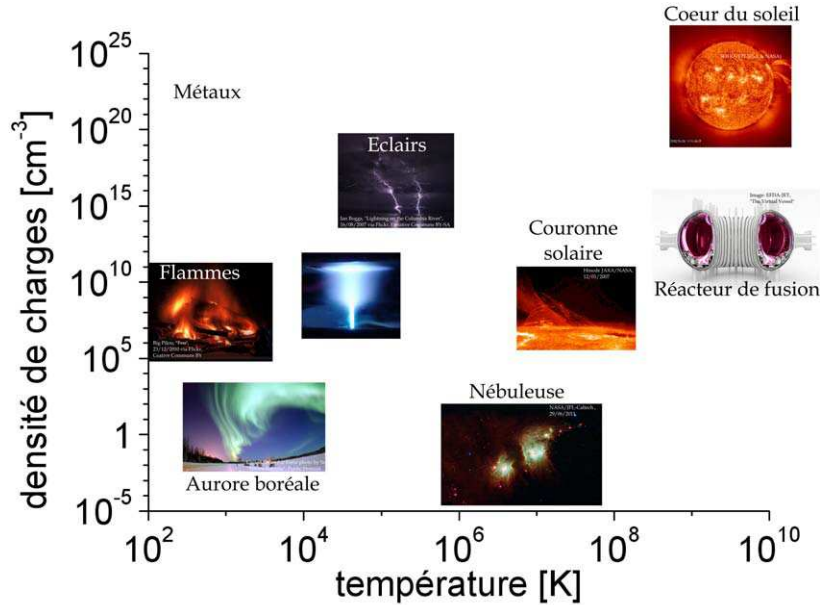


Figure II.1: Classification de différents plasmas selon leur densité et leur température électronique

Le terme *plasma* fût introduit par Irving Langmuir en 1928 pour décrire une portion d'un gaz ionisé. Cette portion correspond à la région où la densité de particules chargées positivement et celles négativement sont égales [94]. Ainsi macroscopiquement, le plasma est considéré comme une zone électriquement neutre dont le bilan global de charges reste nul.

Pour un milieu ionisé quelconque, un écart à la neutralité électrique est permis sur une distance appelée longueur de Debye :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_p}} \approx 69 \sqrt{\frac{T}{n_p}} \quad \text{en m} \quad (\text{II.1})$$

avec ϵ_0 permittivité du vide, k_B constante de Boltzmann, e charge élémentaire coulombienne, n_p la densité de plasma en m^{-3} , T la température électronique en Kelvin. La neutralité électrique n'est alors valable que pour une échelle d'observation supérieure à λ_D . L'agitation thermique des particules provoque des séparations de charges sur un écart de λ_D . L'énergie potentielle électrostatique induite par cet écart est de l'ordre de l'agitation thermique des particules de telle sorte que les forces de rappel (potentielle électrostatique) et les forces de poussée (agitations thermiques) s'équilibrent et garantissent une quasi-neutralité du gaz ionisé. Un gaz ionisé est donc considéré plasma si sa densité électronique est suffisamment importante pour que l'écart à la neutralité ne soit possible qu'à l'échelle bien inférieure à sa dimension caractéristique : $D_{\text{plasma}} \gg \lambda_D$. Typiquement, pour une température électronique $T_e = 10 \text{ eV}$ et une densité électronique de $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, nous avons la longueur de Debye $\lambda_D \approx 23.5 \text{ } \mu\text{m}$.

99 % de la matière dans l'univers existe à l'état de plasma. La figure II.1 montre un ensemble non exhaustif de plasmas (présents dans la nature ou fabriqués par l'homme) suivant la densité n_{pe} et la température T_e électronique. D'un milieu interstellaire au centre d'une étoile, la densité électronique peut varier de 10^{-6} cm^{-3} à 10^{24} cm^{-3} . En général, par rapport à un métal classique comme le cuivre, la densité électronique (également la conductivité) d'un plasma est inférieure de 8 ordres de grandeur. Cependant, elle peut devenir jusqu'à 40 fois plus importante pour le cas d'un plasma de fusion [95, p. 113]. Quant à la température électronique des plasmas, elle peut varier de 10^3 K jusqu'à 10^{10} K .

Bien souvent, les plasmas sont classifiés selon leur degré d'ionisation α , et selon la température de chacune des espèces présentes (électrons, ions et neutres). Le degré d'ionisation correspond à :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (\text{II.2})$$

où n_e est la densité électronique, et N la densité des espèces neutres. Ce taux varie de 10^{-6} pour des plasmas faiblement ionisés à 1 pour des plasmas complètement ionisés comme le cœur des étoiles et l'ionosphère. Selon leur degré d'ionisation, les plasmas appartiennent à la catégorie :

- des **plasmas chauds** s'ils sont fortement ionisés ($\alpha > 10^{-4}$). Nous les trouvons dans les réacteurs de fusion.
- des **plasmas froids** s'ils sont faiblement ionisés ($\alpha < 10^{-4}$). Les plasmas dits de laboratoire sont en général de cette catégorie.

La transition entre les plasmas faiblement ionisés aux plasmas complètement ionisés est discontinue [96]. Lorsque l'apport en énergie au plasma est augmenté progressivement, le taux d'ionisation transite brusquement vers un taux d'ionisation quasi total.

Pour atteindre l'état plasma, l'apport en énergie nécessaire s'effectue :

- (a) par chauffage du gaz (apport en énergie thermique)
- (b) en plongeant le gaz dans un champ électromagnétique (laser, microonde...)
- (c) en soumettant le gaz à un champ électrique (apport en énergie électrique)

Cet apport doit être permanent afin de compenser les phénomènes de pertes qui entraînent un retour à l'état gazeux.

Les plasmas froids sont classés en deux autres sous-catégories suivant l'équilibre de leurs températures :

- **Les plasmas froids thermiques** correspondent aux plasmas dont la température de chaque espèce (électrons T_e , ions T_i , et neutre T_g) est égale. Nous sommes en présence d'un équilibre thermodynamique ($T_e = T_i = T_g$).
- **Les plasmas hors équilibre thermodynamique** correspondent aux plasmas dont la température de chaque espèce diffère. La température électronique est de l'ordre de quelques électron-Volts ($1 \text{ eV} = 11600 \text{ K}$) alors que les ions et les neutres, beaucoup plus lourds¹, ont des températures proches de la température ambiante ($T_e \gg T_i \approx T_g$). Les plasmas étudiés dans le cadre de cette thèse font partie de cette catégorie.

II.1.2 Le plasma vu par une onde électromagnétique

En général, nous employons la dénomination milieu *diélectrique*, *conducteur*, ou *magnétique* pour indiquer les caractères dominants du milieu. Pour les diélectriques, leur per-

1. e.g. $m_H/m_e = 1836$ avec m_H la masse d'un atome d'hydrogène, et m_e la masse électronique

mittivité résulte des *charges liées* qui constituent la matière, et ce sont ces charges liées qui dictent la réponse du milieu vis-à-vis d'une onde électromagnétique. Au contraire, le mouvement des électrons libres prédomine dans les conducteurs. De la même manière, même si les matériaux ferromagnétiques sont en général également conducteurs, nous les référons comme matériaux magnétiques car dans les applications, les effets de la perméabilité sont non négligeables.

Dans certains cas, les effets des charges libres et des charges liées peuvent être tous les deux aussi importants. Décrire un milieu plasma avec une permittivité relative ou conductivité complexe, permet alors de mettre en évidence simultanément ces effets [97]. Dans nos travaux, le plasma est décrit exclusivement par une permittivité complexe.

Dans cette section, nous présenterons le modèle de Drude employé afin d'obtenir la permittivité relative complexe correspondant au plasma. Ensuite, à partir de cette permittivité plasma, nous soulignerons quelques informations essentielles et nécessaires afin d'évaluer la capacité d'un plasma à rendre reconfigurable la structure à bande interdite électromagnétique présentée dans le chapitre précédent.

II.1.2.i Modèle de Drude du plasma

Le modèle de Drude [98] considère de façon classique l'équation de la quantité du mouvement des particules chargées. Il prend en compte les collisions ν nécessaires pour générer le plasma, et l'accélération des particules chargées due au champ électrique. L'expression classique de l'équation du mouvement des électrons au sein du plasma est donnée par :

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E} - \nu \mathbf{v}_e \quad (\text{II.3})$$

où \mathbf{v}_e est la vitesse de dérive des électrons, ν la fréquence de collision électron-neutre (en nombre de collisions/seconde) qui traduit les forces de frottement qui freinent le mouvement d'électrons, m_e la masse électronique et e la charge élémentaire. Dans le régime harmonique, cette équation admet comme solution² :

$$\mathbf{v}_e = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E} \frac{1}{\nu + j\omega}$$

L'expression de la densité du courant ($\mathbf{j} = -en_e \mathbf{v}_e$) peut alors s'écrire avec une conductivité complexe $\sigma = (\sigma' + j\sigma'')$:

$$\mathbf{j} = (\sigma' + j\sigma'') \mathbf{E} = \left(\epsilon_0 \frac{(\omega_{pe}/\omega)^2 \nu}{1 + (\nu/\omega)^2} - j\epsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2/\omega}{1 + (\nu/\omega)^2} \right) \mathbf{E} \quad (\text{II.4})$$

où nous identifions la pulsation plasma $\omega_{pe}^2 = \frac{e^2}{m_e \epsilon_0} n_{pe}$ qui traduit les oscillations naturelles dans un plasma en fonction de sa densité, n_{pe} . Elle correspond également à la pulsation d'onde critique à partir de laquelle l'onde commence à être réfléchiée par le plasma³.

En tenant compte de l'expression de la densité de courant, l'équation de Maxwell-Ampère pour le plasma⁴ fait figurer l'interdépendance entre la variation spatiale du champ

2. On utilise la convention IEEE : $e^{+j\omega t}$.

3. $f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} \approx 8983 \sqrt{n_{pe}}$ GHz avec n_{pe} s'exprime en cm^{-3}

4. Pour un milieu quelconque, l'équation de Maxwell-Ampère est de la forme

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}$$

avec \mathbf{j} la densité de courant libre et ϵ_r la permittivité relative du milieu.

\mathbf{H} et la distribution du champ électrique à travers une conductivité $\sigma = \sigma' + j\sigma''$ complexe et une permittivité relative $\epsilon_r = 1$:

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\sigma' + j\sigma'') \mathbf{E} + j\omega\epsilon_0 \mathbf{E} \quad (\text{II.5})$$

L'équation peut être réécrite en regroupant les termes portés par \mathbf{E} ou les termes portés par $j\omega\epsilon_0 \mathbf{E}$. Ainsi, en jouant sur l'écriture de l'équation, nous avons la possibilité :

- soit d'exprimer l'équation seulement avec une permittivité complexe globale, $\epsilon_r = \epsilon' - j\epsilon''$:

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0 \left(\frac{\sigma''}{\omega\epsilon_0} + 1 - j \frac{\sigma'}{\omega\epsilon_0} \right) \mathbf{E} = j\omega\epsilon_0 (\epsilon' - j\epsilon'') \mathbf{E} \quad (\text{II.6})$$

Au lieu de décrire le milieu plasma avec une conductivité complexe, nous avons donc une description plus classique d'un milieu propagatif avec une permittivité complexe. Une relation croisée entre la partie réelle et la partie imaginaire respectives de la permittivité et de la conductivité ici est évidente où $\omega\epsilon_0 (\epsilon' - 1) = \sigma''$ et $\omega\epsilon_0 \epsilon'' = \sigma'$.

- soit de rendre indépendant la partie réelle et la partie imaginaire

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma' \mathbf{E} + j\omega\epsilon_0 \left(1 - \frac{\sigma''}{\omega\epsilon_0} \right) \mathbf{E} = \sigma' \mathbf{E} + j\omega\epsilon_0 \epsilon' \mathbf{E} \quad (\text{II.7})$$

Alors, le milieu plasma est décrit à la fois par une conductivité (σ') et une permittivité relative (ϵ') qui sont toutes les deux *réelles*. La partie imaginaire d'une grandeur est englobée dans la partie réelle de l'autre (et vice-versa). La description d'un matériau complexe avec cette astuce peut être utile avec certains logiciels commerciaux (e.g. Ansoft-HFSS) où les matériaux sont décrits avec des grandeurs réelles. Notons que la partie réelle de la conductivité décrit le courant de conduction électrique ($\mathbf{j}_C = \sigma' \mathbf{E}$) tandis que la partie réelle de la permittivité décrit le courant de déplacement électrique ($\mathbf{j}_D = j\omega\epsilon_0 \epsilon' \mathbf{E}$).

Notons surtout qu'à partir de l'expression de la conductivité complexe du plasma (qui décrit la description du mouvement des électrons), nous pouvons décrire le plasma avec une permittivité complexe qui est plus couramment utilisée dans la description d'un milieu propagatif. De plus, avec une description par la permittivité, nous remarquerons également que sa partie réelle peut devenir négative $\epsilon' < 0$ lorsque la pulsation plasma est suffisamment élevée par rapport à la pulsation d'onde, $\omega_{pe} \gg \omega$ (cf. le tableau II.1 sur la page 66).

II.1.2.ii Les pertes en propagation

Au sein d'un milieu plasma qui est un milieu à pertes, on peut s'intéresser aux pertes en propagation. La puissance de l'onde absorbée est définie par :

$$P_a = \frac{1}{2} \Re \left(\mathbf{E} \cdot \mathbf{j}_{plasma}^* \right) \quad \text{avec} \quad \mathbf{j}_{plasma} = (\sigma' + j\sigma'') \mathbf{E} \quad (\text{II.8})$$

Elle ne dépend donc que de la partie réelle de la conductivité :

$$P_a = \frac{1}{2} \sigma' |\mathbf{E}|^2 \quad (\text{II.9})$$

D'après le modèle de Drude, il existe une relation entre la partie imaginaire de la permittivité, ϵ'' et la partie réelle de la conductivité, σ' (il suffit de procéder par identification des termes de l'équation (II.6)). Les pertes en propagation sont traduites directement dans la partie imaginaire de la permittivité :

$$P_a = \frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \epsilon'' |\mathbf{E}|^2 \quad (\text{II.10})$$

Il serait faux de dire que l'une décrit les pertes par effet Joule et l'autre décrit les pertes diélectriques. En réalité, l'équation (II.10) et l'équation (II.9) décrivent la même chose : les pertes dues aux électrons libres [99]. Ainsi, nous pouvons décrire l'évolution des pertes en suivant la variation de la partie imaginaire de la permittivité. Nous verrons dans la section § II.1.2.iii que les pertes sont maximales lorsque la fréquence de collisions est égale à la fréquence d'onde.

II.1.2.iii Introduction des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$

Dans le modèle de Drude, nous avons pu voir que la permittivité relative complexe du plasma est fonction à la fois de la densité plasma (donc de la pulsation plasma, ω_{pe}), de la fréquence de collisions, ν , et également de la pulsation d'onde, ω . Par conséquent, les pertes, le coefficient de réflexion, et l'épaisseur de peau du plasma, décrits par la suite, dépendent également de ces trois paramètres. Dans le tableau II.1, nous pouvons trouver un récapitulatif de cette dépendance.

| expression générale | partie réelle | partie imaginaire |
|--|---|---|
| $\underline{\epsilon}_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2(1 - j\nu/\omega)}$ | $\epsilon' = 1 - \frac{(\omega_{pe}/\omega)^2}{1 + (\nu/\omega)^2}$ | $\epsilon'' = \frac{(\omega_{pe}/\omega)^2 (\nu/\omega)}{1 + (\nu/\omega)^2}$ |
| $\underline{\sigma} = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu_m + j\omega}$ | $\sigma' = \omega \epsilon_0 \epsilon''$ | $\sigma'' = \omega \epsilon_0 (\epsilon' - 1)$ |

Tableau II.1: Expression des paramètres constitutifs complexes d'un plasma en fonction de ν , ω et ω_{pe}

En réalité, la permittivité relative du plasma ne dépend que des rapports entre ces trois paramètres (ν , ω_{pe} et ω). Nous pouvons chercher à simplifier l'expression de la permittivité et réduire la dépendance à seulement deux variables. Pour cela, il y a deux ratios à introduire⁵ :

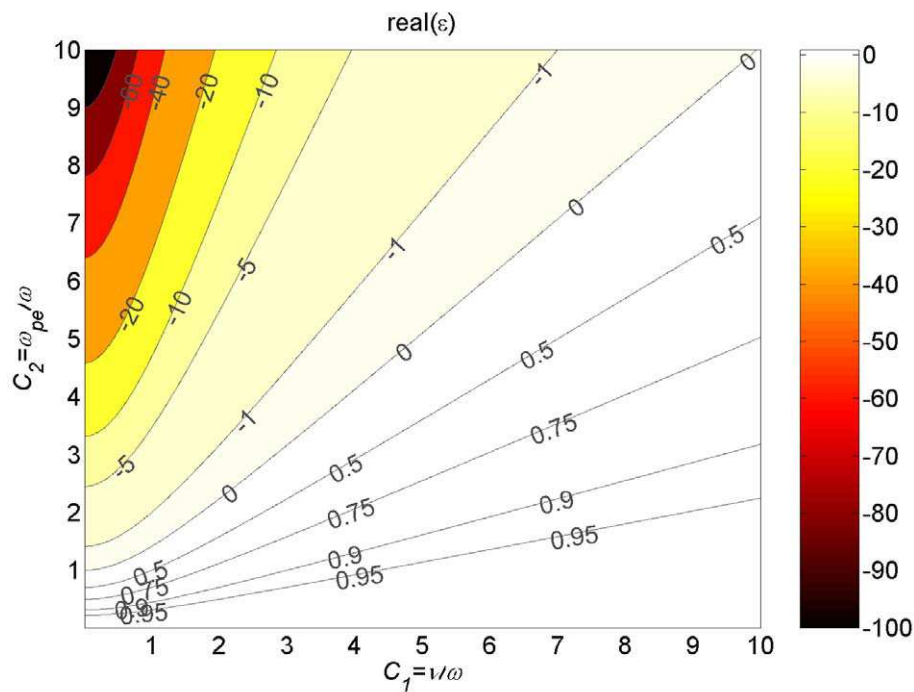
$$C_1 = \nu/\omega \quad \text{et} \quad C_2 = \omega_{pe}/\omega \quad (\text{II.11})$$

La figure II.2 montre les évolutions des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative du plasma en fonction des ratios C_1 et C_2 .

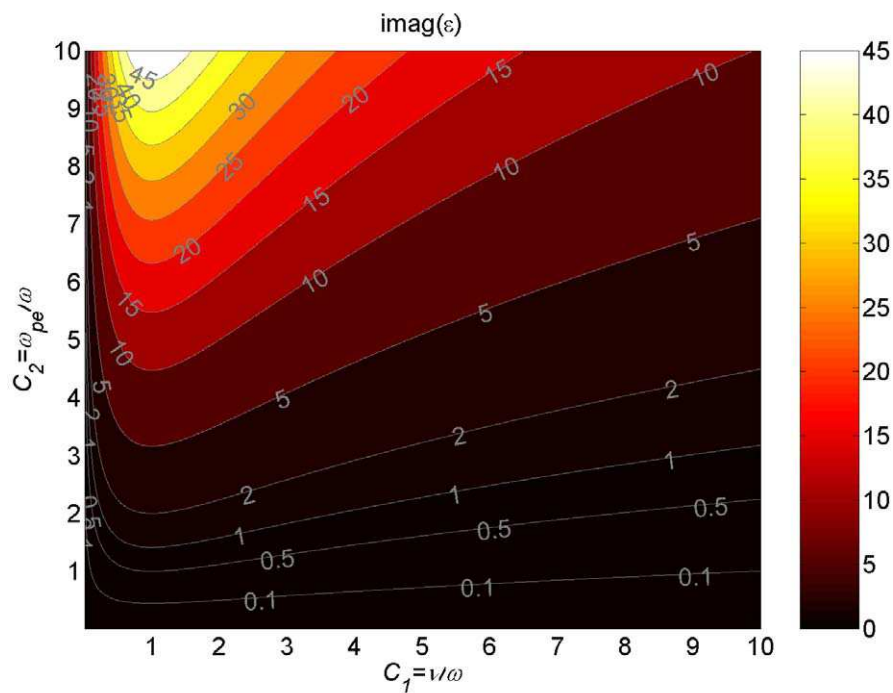
Nous pouvons tirer plusieurs informations en connaissant simplement les valeurs de ces ratios. Par exemple d'après la figure II.2(b), nous constatons que pour un ratio C_2 fixé, la partie imaginaire est maximale lorsque $C_1 = 1$. Cela veut dire que pour une densité plasma fixée, le maximum des pertes a lieu lorsque la fréquence de collisions égale la pulsation d'onde. Cette valeur maximale de la partie imaginaire dépend seulement du ratio C_2 et s'exprime par :

$$\epsilon''_{max} = \frac{C_2^2}{2} \quad (\text{II.12})$$

5. Notons que ω est en rad.s^{-1} tandis que ν est bien en nombre de collisions par seconde. cf. l'équation de la quantité du mouvement (II.3) et l'équation de Maxwell-Ampère (II.5)



(a) partie réelle : ϵ'



(b) partie imaginaire : ϵ''

Figure II.2: Variation de la permittivité relative du plasma, $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ en fonction des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$

Notons que lorsque ν s'éloigne de la valeur de ω , les pertes diminuent. Cette diminution est plus rapide lorsque ν décroît par rapport à ω ($C_1 < 1$). Si dans une application, nous essayons de limiter les pertes, il est donc bien plus intéressant de réduire la fréquence de collisions.

Pour la partie réelle dans la figure II.2(a), nous constatons qu'elle décroît constamment lorsque C_2 augmente et varie de 1 à $-\infty$. Pour une fréquence d'onde donnée, le passage à la valeur négative de la partie réelle a lieu lorsque la fréquence plasma (associé à la densité plasma) est supérieure à la fréquence de collision et à la fréquence d'onde. Ce passage est donné analytiquement pour :

$$C_2^2 > C_1^2 + 1 \quad (\text{II.13})$$

Plus la fréquence plasma est grande par rapport à la fréquence d'onde et la fréquence de collisions, plus la partie réelle devient négative rapidement.

De la même façon que pour la permittivité, les ratios C_1 et C_2 permettent de déduire directement d'autres paramètres du plasma comme le coefficient de réflexion et l'épaisseur de peau. C'est pour cette raison que dans la suite de l'étude de caractérisation des différents plasmas, nous cherchons à estimer et déterminer ces deux ratios pour chaque type de décharge. Les ratios, $C_1 = 1$ (i.e. pertes maximales) et $C_2 = 1$ (i.e. fréquence plasma au-dessus de laquelle l'onde commence à être réfléchi) seront calculés par rapport à la fréquence de référence qui est de 18 GHz. Ainsi, cela correspond respectivement à la fréquence de collisions de $\nu = 113.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ et à la densité plasma critique de $n_{pe} = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

II.1.2.iv Description du plasma par un coefficient de réflexion

Nous avons introduit au chapitre précédent une grandeur macroscopique, le coefficient de réflexion, qui doit avoir une valeur adéquate pour rendre la structure BIE reconfigurable. C'est-à-dire, en premier lieu, avec un coefficient de réflexion suffisamment élevé en module. Dans un premier temps, nous allons considérer que le plasma est d'épaisseur infinie. Ainsi, pour une onde polarisée perpendiculairement au plan d'incidence et qui arrive perpendiculairement à l'interface air-plasma, le plasma a pour coefficient de réflexion équivalent Γ , qui dépend simplement de la permittivité relative du plasma :

$$\Gamma = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} = |\Gamma| e^{j\varphi_{\text{plasma}}} \quad (\text{II.14})$$

La description du plasma par ce coefficient de réflexion suppose que le plasma est homogène et uniforme. Nous verrons plus tard que pour notre besoin de reconfigurabilité, cette description sera suffisante.

La figure II.3 présente la variation du coefficient de réflexion en fonction des ratios C_1 et C_2 . Nous constatons que le module et la phase du coefficient de réflexion augmentent rapidement pour un ratio C_1 faible. À une densité très élevée et une fréquence de collisions faible, le plasma aura alors un comportement assimilable à un réflecteur métallique parfait avec un $\Gamma = 1 \cdot \exp(j\pi)$.

Nous pouvons également retrouver un comportement métallique à des fréquences de collisions plus élevées ($C_1 > 1$), cependant dans ce cas, il est nécessaire d'augmenter davantage la fréquence plasma ($C_2 \gg 1$), donc la densité de plasma.

Or, il est très difficile d'atteindre un ratio C_2 élevé. Par exemple, à $f = 18 \text{ GHz}$, le ratio $C_2 = 10$ correspond à une densité plasma de $n_{pe} = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. De plus, nous rappelons que pour une augmentation d'un rapport de τ de la densité plasma, la fréquence plasma n'est augmentée que d'un rapport $\sqrt{\tau}$. La densité plasma nécessaire sera trop importante pour des plasmas froids auxquels nous nous intéressons. Nous verrons que pour nos approches de reconfigurabilité, l'emploi des plasmas avec des fréquences de collisions élevées reste difficile. Nous avons alors intérêt à trouver des conditions de décharges où la fréquence de collisions reste raisonnablement faible.

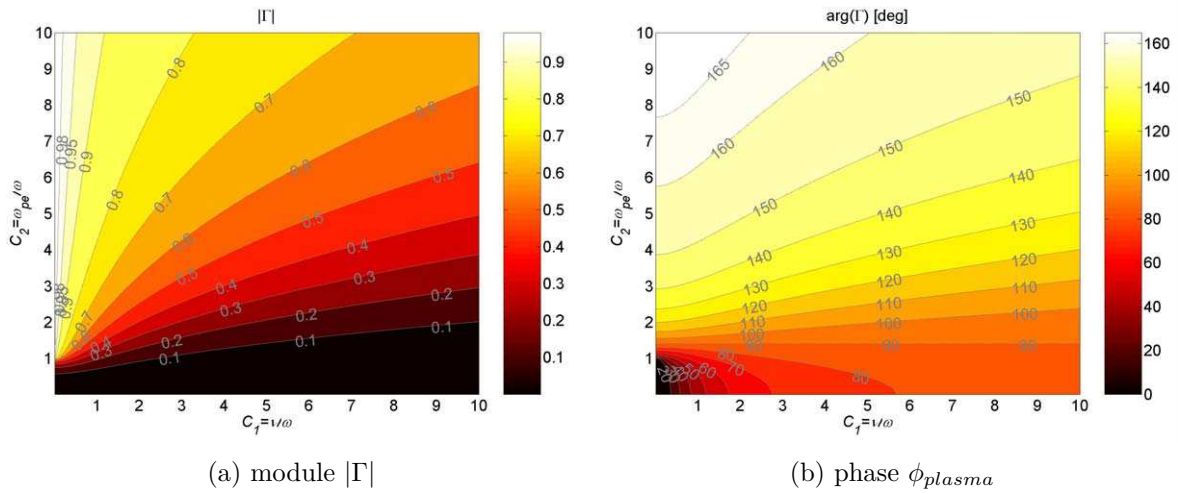


Figure II.3: Variation du coefficient de réflexion du plasma d'épaisseur infinie, $\Gamma = |\Gamma| \exp(j\phi_{plasma})$ en fonction des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$

II.1.2.v Épaisseur de peau

Dans le cas où le plasma doit se comporter comme un réflecteur métallique, il faut s'intéresser à l'épaisseur de peau du milieu plasma afin de le comparer à l'épaisseur finie du plasma. L'épaisseur de peau, caractéristique de la pénétration d'une onde dans un milieu conducteur, est définie comme la distance nécessaire pour qu'une onde soit atténuée d'un rapport $1/e$. Appelé également profondeur de pénétration, pour une onde avec un vecteur d'onde \mathbf{k} , elle est donnée par :

$$\delta_{skin} = \frac{1}{|Im(\mathbf{k})|} \quad (II.15)$$

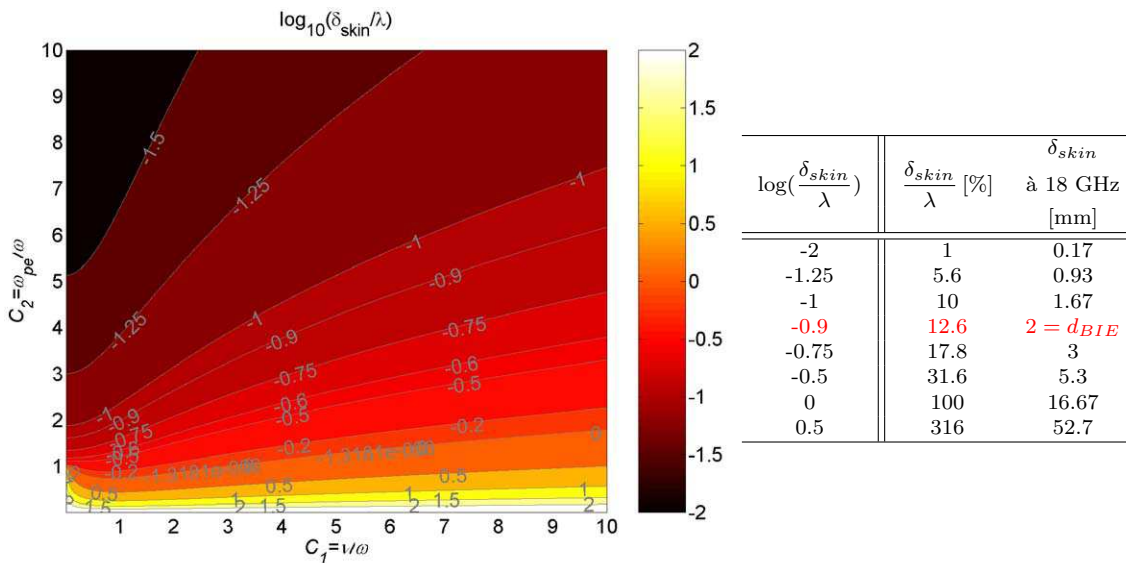


Figure II.4: Épaisseur de peau normalisée δ_{skin}/λ en fonction des ratios C_1 et C_2 (à gauche) et son épaisseur réelle à 18 GHz en mm (à droite)

Lorsque les collisions sont négligeables, et la fréquence plasma est supérieure à la fréquence d'onde ($C_2 > 1$), la permittivité est purement réelle mais à valeur négative

(cf.§II.1.2.iii). Cela implique que l'atténuation de l'onde a lieu car nous avons une onde purement évanescente et son épaisseur de peau est donnée par :

$$\delta_{evan} = \frac{1}{|\mathbf{k}_0| \sqrt{|\epsilon'|}} \quad (\text{II.16})$$

Plus la densité de plasma est élevée, plus faible sera la profondeur de pénétration et plus *le plasma se comporte comme un réflecteur métallique parfait*.

Or, à des fréquences de collisions plus élevées, l'atténuation de l'onde due aux pertes devient prépondérante. Dans ce cas, l'épaisseur de peau augmente progressivement pour tendre vers :

$$\delta_{loss} = \frac{1}{|\mathbf{k}_0| \sqrt{\epsilon''/2}} \quad (\text{II.17})$$

Entre ces deux cas limites, nous observons dans la figure II.4 la variation de l'épaisseur de peau normalisée et sa correspondance en valeur réelle exprimée en mm. Typiquement, à 18 GHz et avec une densité plasma de $n_{pe} = 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ($C_2 = 1.6$), l'épaisseur de peau passe de 2 mm (sans collisions ou $C_1 = 0$) à 19 mm ($\nu = 1 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ou $C_1 = 8.85$).

II.2 Les plasmas nécessaires pour le besoin de reconfigurabilité

Dans le chapitre précédent, l'approche de reconfigurabilité d'une structure BIE par plasmas a été abordée de deux manières. La première consiste à employer le plasma comme un défaut perturbateur du réseau de façon à ce que le couplage source-BIE excite les modes permis. Quant à la deuxième, le couplage source-BIE est modifié initialement en introduisant des défauts lacunaires sur l'interface du BIE. Ensuite, le plasma est utilisé pour compenser l'absence de ces tiges.

Dans cette partie, nous allons valider ces deux approches de reconfigurabilité par plasmas à l'aide des simulations 2D sous ANSOFT HFSS. À partir des résultats de ces simulations, et grâce à la description du plasma faite dans la section précédente, nous allons pouvoir définir, pour chaque approche, les paramètres du plasma nécessaires : ν , n_{pe} et d_{plasma} .

Nous verrons que ces paramètres constituent un défi majeur pour l'utilisation des plasmas pour la reconfigurabilité. À ces contraintes, viennent s'en rajouter de nouvelles qui sont dues à des raisons plutôt techniques liées à nos dispositifs expérimentaux que nous allons présenter.

II.2.1 Détermination de d_{plasma} , ν et n_{pe} nécessaires par simulation 2D

II.2.1.i Approche «plasmas perturbateurs»

II.2.1.i.a Simulations avec des plasmas de distribution homogène

Dans la figure II.5, nous visualisons la cartographie du champ électrique à 18 GHz pour la configuration plasma perturbateur, agrandie sur les cinq premières rangées de tiges de notre structure BIE. Initialement, sans perturbation, la cartographie du champ de la

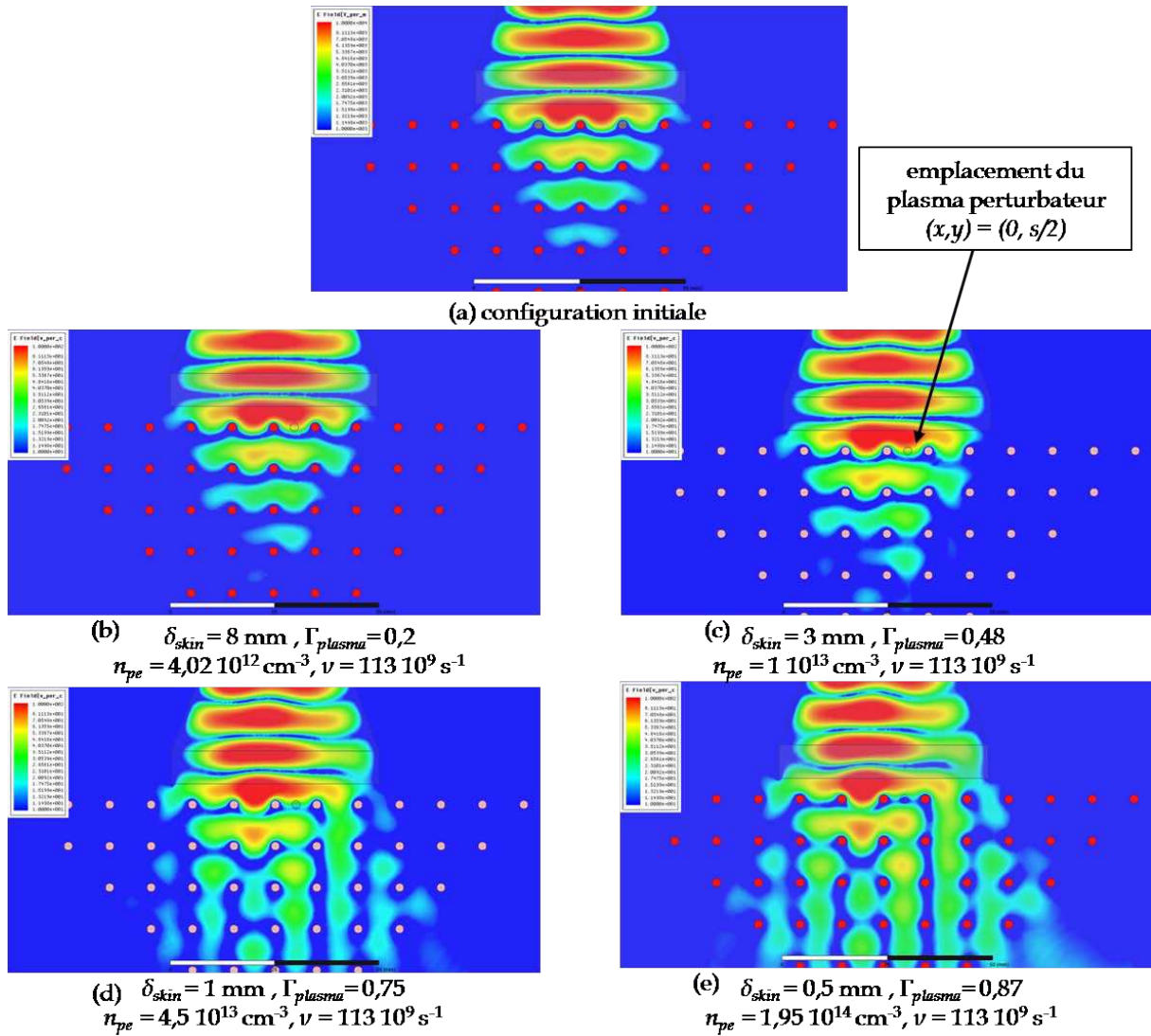


Figure II.5: Cartographie du champ 2D pour la configuration avec 1 plasma perturbateur avec un diamètre $d_{plasma} = 2 \text{ mm}$, simulée sous ANSOFT-HFSS à la fréquence $f = 18 \text{ GHz}$

structure BIE est montrée dans la figure (a). Aucune⁶ transmission n'a alors lieu dans les directions permises de la structure BIE. Nous plaçons un plasma de même diamètre que les tiges métalliques ($d_{plasma} = d_{BIE} = 2 \text{ mm}$) à la position $(x, y) = (0, s/2)$ pour introduire une dissymétrie. Cette dissymétrie sera nécessaire pour exciter la ou les directions permises de notre structure BIE. Le plasma a une fréquence de collision identique à la pulsation d'ondes, $\nu = 113 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, ce qui équivaut à une pression d'environ 100 Torr.

Nous constatons qu'au fur et à mesure que la densité de plasma augmente de la figure (b) à la figure (e), la cartographie du champ se trouve de plus en plus perturbée par rapport au cas initial de la structure BIE parfaite. La perturbation est constatée à partir de la densité critique associée à la fréquence d'onde. À $f = 18 \text{ GHz}$, la densité critique est de $n_{pe} = 4.02 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, et nous constatons effectivement que dans la figure (b), la cartographie du champ commence à être perturbée par le plasma. Plus la densité plasma est supérieure à celle de la densité critique, plus la perturbation est accrue, pour finalement exciter les directions permises de façon optimales.

6. La couleur bleue foncée correspond à un niveau de champ faible que nous assimilons à une transmission nulle

En réalité, lorsque la densité augmente, le couplage source-BIE est modifié et cela engendre l'excitation des directions permises. La modification du couplage source-BIE est apportée par l'annulation du champ localement à l'interface de la structure BIE.

La limite optimale à partir de laquelle la perturbation par plasma devient efficace correspond au cas où le diamètre du plasma est supérieur à son épaisseur de peau :

$$d_{plasma} > \delta_{skin} \quad (\text{II.18})$$

Lorsque le diamètre du plasma est supérieur à son épaisseur de peau, nous créons un point singulier dissymétrique à l'interface de la structure BIE. Sur ce point singulier, le champ s'annule. Nous pouvons citer deux causes de l'annulation du champ par le plasma. La première correspond à la réflexion due au passage entre deux milieux différents (du vide au plasma). La deuxième correspond à l'absorption due aux pertes dans le plasma. Il est difficile ici de distinguer les deux contributions car lorsque l'absorption dans le plasma augmente, nous avons également le coefficient de réflexion qui augmente.

Ainsi, la reconfigurabilité par plasma perturbateur est possible si nous arrivons simplement à générer un plasma qui annule le champ localement à l'interface de la structure BIE. Cette annulation du champ local dépend de la densité et de la fréquence de collisions.

La densité minimale à partir de laquelle le plasma peut potentiellement annuler localement le champ et perturber ainsi l'onde, correspond à la valeur de la densité critique, où la fréquence plasma correspond à la fréquence d'onde ($\omega_{pe} = \omega$). À $f = 18$ GHz, cela correspond à une densité de $4.02 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Pour cette valeur de densité, l'épaisseur de peau commence à s'approcher de la valeur du pas de réseau, $s = 10$ mm, de la structure BIE choisie. Plus la densité est élevée, plus l'épaisseur de peau est faible. Notons qu'en dessous de cette densité critique, le plasma peut également perturber l'onde mais sans annuler le champ localement. Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons cependant seulement au premier cas car la perturbation par plasma sera alors plus efficace.

Il n'existe pas de fréquence de collisions limite au-dessus de laquelle le plasma ne peut contribuer à la reconfigurabilité. Même si la fréquence de collisions contribue à l'augmentation de l'épaisseur de peau, à des fréquences de collisions plus élevées, nous avons «simplement» besoin d'un plasma de densité plus élevée pour réduire l'épaisseur de peau (cf. §II.1.2.v pour la variation de δ_{skin} en fonction de la fréquence plasma et la fréquence de collisions). Cependant, il est en général plus difficile d'augmenter la densité plasma que de réduire la fréquence de collision. Nous favorisons alors l'utilisation d'un plasma de faibles collisions en posant une limite de fréquence de collisions où $\nu = \omega$.

II.2.1.i.b Les paramètres de plasmas nécessaires

Pour conclure, dans cette approche de reconfigurabilité, nous cherchons surtout à obtenir un plasma dont l'épaisseur de peau est inférieure au diamètre. Il s'agit donc d'obtenir un plasma de faibles collisions et de densité élevée qui minimise l'épaisseur de peau. En ce qui concerne les ratios C_1 et C_2 que nous avons définis, nous cherchons à obtenir les ratios $C_1 = \nu/\omega < 1$ (faible collisions) et $C_2 = \omega_{pe}/\omega > 1$ (densité élevée). Avec ces ratios, nous pouvons définir une épaisseur de peau de plasma δ_{skin} qui doit être inférieure au diamètre du plasma, d_{plasma} . Le tableau II.2 donne quelques valeurs typiques de densité que nous devons atteindre avec un diamètre de plasma de l'ordre de $2 \sim 3$ mm, elles sont comprises entre $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \sim 1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

| C_1 | $\delta_{skin} = 2 \text{ mm}$ | | | | $\delta_{skin} = 3 \text{ mm}$ | | | |
|---|--------------------------------|------|----|------|--------------------------------|------|------|------|
| | 0.1 | 0.5 | 1 | 10 | 0.1 | 0.5 | 1 | 10 |
| C_2 nécessaire | 1.67 | 1.78 | 2 | 6.38 | 1.33 | 1.38 | 1.58 | 4.72 |
| n_{pe} nécessaire [10^{12} cm^{-3}] | 11 | 13 | 16 | 164 | 7.1 | 7.8 | 10 | 89.7 |

Tableau II.2: Quelques valeurs typiques de densité plasma nécessaires pour obtenir une faible épaisseur de peau avec différentes valeurs de C_1 ($C_1 = 1$ pour $\nu = 113.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$) à $f = 18 \text{ GHz}$

II.2.1.ii Approche «plasmas compensateurs»

Pour cette approche de reconfigurabilité, notre raisonnement en 1D dans la section § I.5.3.ii nous a conduit au fait qu'il est nécessaire de contrôler l'épaisseur du plasma selon son coefficient de réflexion. Le plasma doit avoir un diamètre supérieur à celui des tiges métalliques initiales dans la structure BIE afin de compenser la différence de phase du coefficient de réflexion.

Dans cette partie, nous allons d'abord vérifier que le raisonnement en 1D est bien valable dans un cas bidimensionnel avec des simulations sous HFSS. Afin de soustraire le problème lié à l'épaisseur de peau, nous utilisons des tiges artificielles de diamètre d qui peuvent être modélisées avec un coefficient de réflexion. Sous HFSS, le coefficient de réflexion peut être imposé en introduisant une impédance de surface sur la face extérieure des tiges artificielles. Au lieu de remplacer les tiges métalliques avec des plasmas, nous les remplaçons dans un premier temps avec ces tiges artificielles.

Ensuite, nous présentons des résultats de simulations en utilisant des plasmas définis par une densité et une fréquence de collisions. Ces résultats valideront que les plasmas peuvent être décrits avec le coefficient de réflexion défini dans §II.1.2.iv, et que le diamètre du plasma idéal correspond effectivement au diamètre nécessaire pour compenser la différence de phase du coefficient de réflexion.

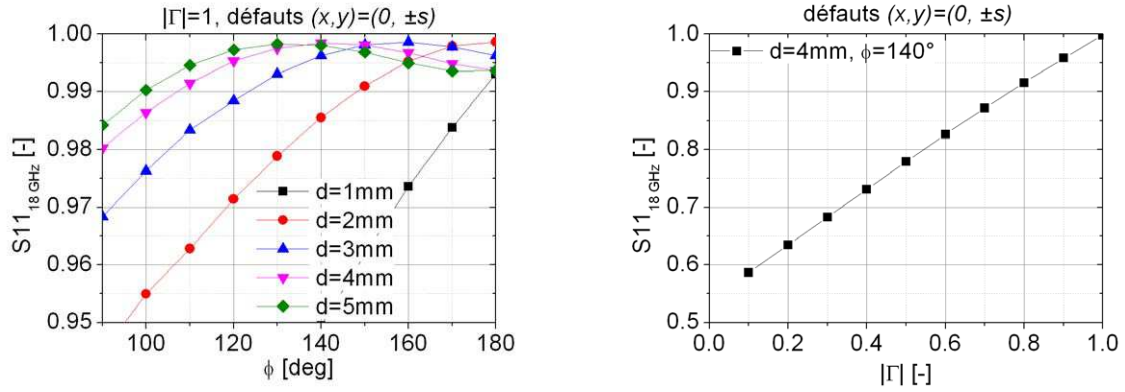
II.2.1.ii.a Simulations avec des tiges de coefficient de réflexion Γ

Dans la figure II.6, les résultats sont issus d'une simulation en 2D pour la configuration où deux tiges métalliques situées à $(x, y) = (0, \pm s)$ ont été remplacées par des tiges artificielles. Ces tiges artificielles sont de diamètre d et de coefficient de réflexion variables $\Gamma = |\Gamma| \exp(j\varphi)$ (cf. la figure I.42 pour l'emplacement des tiges remplacées).

Dans la figure II.6(a), les tiges sont modélisées avec un coefficient de réflexion de module égal à 1 et de phase variable. Pour chaque diamètre de tiges remplaçantes différent, nous traçons le paramètre S_{11} en fonction de la phase du coefficient de réflexion de ces tiges. Lorsque le paramètre S_{11} est maximal et proche de 1, nous pouvons dire que ces tiges remplacent les tiges métalliques initiales car aucune transmission n'a lieu.

Nous constatons que pour chaque diamètre des tiges remplaçantes différent, S_{11} est maximal pour une valeur de la phase du coefficient de réflexion différente. Par exemple, avec un diamètre de tiges remplaçantes de $d = 4 \text{ mm}$, cela correspond à une phase de $\varphi = 140^\circ$.

Si à la place de ces tiges artificielles, nous avons des plasmas dont la phase de son coefficient de réflexion est de $\varphi_{plasma} = 140^\circ$ et le module est de 1, nous devons donc atteindre un diamètre de $d_{plasma} = 4 \text{ mm}$ pour retrouver la même distribution de champ que la structure BIE initiale (sans transmission). Ce diamètre nécessaire correspond au diamètre théorique figurant dans l'équation (I.39). Un écart trop important de ce diamètre théorique ne permettrait plus aux plasmas de remplacer les tiges métalliques.



(a) S_{11} en fonction de φ avec $|\Gamma| = 1$ pour plusieurs diamètres d (b) S_{11} en fonction de $|\Gamma|$ avec $\varphi = 140^\circ$ et $d = 4$ mm

Figure II.6: Résultats de simulation 2D à 18 GHz pour la configuration où les tiges métalliques situées à $(x, y) = (0, \pm s)$ ont été remplacées par des tiges de diamètre, d , et de coefficient de réflexion variables $\Gamma = |\Gamma| \exp(j\varphi)$

La figure II.6(b) montre la nécessité d'obtenir un module du coefficient de réflexion élevé et proche de 1. Pour la même configuration où deux tiges artificielles sont placées aux positions $(x, y) = (0, \pm s)$, nous avons fait varier le module $|\Gamma|$ en gardant $\varphi = 140^\circ$ et $d = 4$ mm. Nous constatons que S_{11} augmente avec $|\Gamma|$ pour s'approcher au cas où aucun défaut n'est présent, c'est-à-dire où $S_{11} = 1$ et les directions permises ne sont pas excitées. Lorsque $|\Gamma|$ est faible, les tiges artificielles ne remplacent plus les tiges métalliques et la transmission dans les directions possibles a lieu.

Pour conclure, nous avons montré la possibilité de remplacer une tige métallique par une tige artificielle de diamètre d et de Γ différents à celui de la tige métallique initiale. Pour ce faire, il faut que la tige possède un coefficient de réflexion avec un module élevé (proche de 1) et avec un diamètre adéquat qui correspond à la phase de son coefficient de réflexion. La valeur du diamètre nécessaire correspond à la valeur prédite avec un raisonnement 1D (cf. l'équation (I.39)). Il est nécessaire ici de contrôler précisément le diamètre de ces tiges comme ce qui a été prévu avec le cas unidimensionnel également.

II.2.1.ii.b Simulations avec des plasmas de distribution homogène

Comme nous l'avons présenté au début de ce chapitre, le plasma peut être également décrit avec un coefficient de réflexion qui dépend des paramètres ν , ω_{pe} et ω . Dans cette partie, nous montrons qu'avec le coefficient de réflexion déduit du plasma défini par l'équation (II.14), nous pouvons trouver le diamètre, la densité et la fréquence de collisions nécessaires pour le besoin de reconfigurabilité par plasmas compensateurs.

Dans la figure II.7, nous visualisons la cartographie du champ électrique à 18 GHz pour la configuration plasmas compensateurs, agrandie sur les cinq premières rangées de tiges de notre structure BIE. La figure (a) correspond à la cartographie du champ de la structure BIE «parfaite» que nous essayons de retrouver en présence des plasmas. Les figures (b)-(e) correspondent au cas où deux tiges métalliques positionnées à $(x, y) = (0, \pm s)$ ont été remplacées par deux colonnes de plasmas homogènes de diamètre et de paramètres de plasma différents (n_{pe} et ν).

Dans les figures (b) et (c), nous constatons que pour deux plasmas de densité et de fréquence de collisions différentes, nous arrivons à retrouver une cartographie quasiment identique à celle de la structure BIE parfaite initiale. Pour ces deux plasmas, les phases

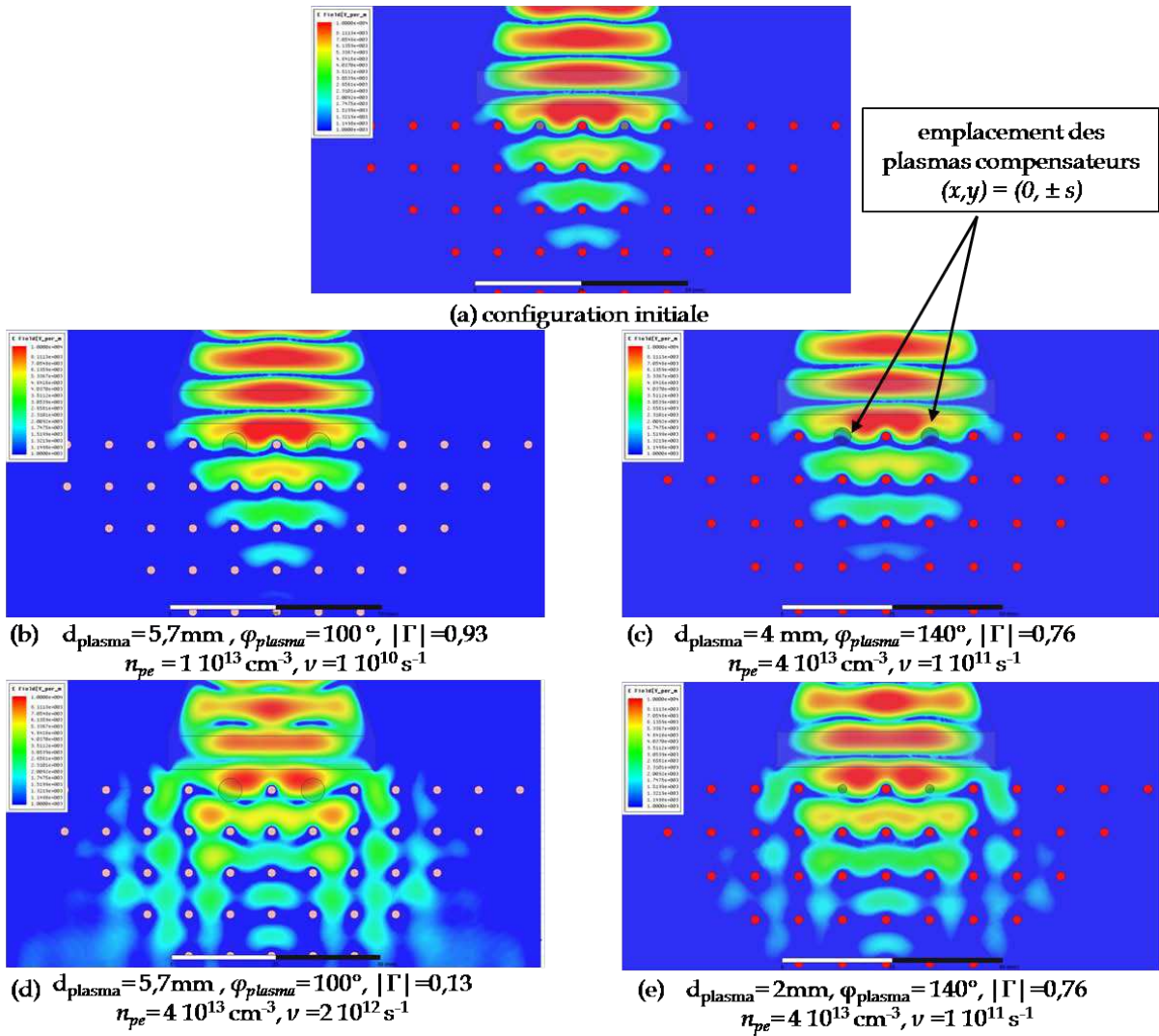


Figure II.7: cartographie du champ 2D pour la configuration avec 2 plasmas compensateurs, simulée sous ANSOFT-HFSS à la fréquence $f = 18\text{GHz}$

du coefficient de réflexion déterminées sont respectivement de $\varphi_{\text{plasma}} = 100^\circ$ et $\varphi_{\text{plasma}} = 140^\circ$. Le diamètre a donc été choisi plus grand que le diamètre des tiges initiales afin de compenser la différence de phase avec celle du métal. Ce diamètre correspond au diamètre théorique nécessaire déduit de l'équation (I.39). Pour ces deux cas, les plasmas arrivent effectivement à compenser les tiges métalliques qui ont été enlevées. Notons que pour une densité moins élevée (figure (b)), le diamètre nécessaire sera plus important car la différence de phase avec le cas du métal est également plus importante.

En réalité, comme ce qui a été prédit dans la partie précédente, il ne suffit pas de compenser la différence de phase pour la reconfigurabilité par plasmas compensateurs. Il est également nécessaire d'avoir un module du coefficient de réflexion, $|\Gamma|$ suffisamment élevé. Par exemple pour la figure (d), les paramètres des plasmas utilisés correspondent à une phase du coefficient de réflexion identique à celle de la figure (b). Normalement, le diamètre théorique nécessaire pour compenser la phase devrait alors être identique, $d_{\text{compense}} = 5.7\text{mm}$. Néanmoins, nous constatons que la figure (d) n'a pas la même cartographie du champ de la structure BIE initiale. Cela signifie que ces plasmas, malgré le fait de posséder la même phase du coefficient de réflexion, ne pourront pas remplacer les tiges métalliques dans la structure BIE. La reconfigurabilité n'est donc pas envisageable

car la fréquence de collisions, trop importante dans ce cas, réduit de façon conséquente le module du coefficient de réflexion.

La figure (e) conforte bien notre hypothèse où lorsque le diamètre du plasma s'écarte grandement du diamètre théorique nécessaire pour compenser la phase, le plasma ne joue plus son rôle de compensateur. Cette figure correspond effectivement à des résultats avec les mêmes plasmas que dans la figure (c), mais avec un diamètre choisi qui est différent de celui théoriquement nécessaire obtenu par l'équation (I.39).

Il existe ainsi une infinité de solutions de plasmas possibles pour la reconfigurabilité par plasmas compensateurs. Ces plasmas devront posséder à la fois

- une phase du coefficient de réflexion relativement proche de celle d'un réflecteur métallique ($\varphi_{\text{métal}} = \pi$),
- un diamètre adéquat qui est légèrement plus important à celui des tiges métalliques à remplacer donné par l'équation (I.39), et
- une fréquence de collisions suffisamment basse pour garantir un module de coefficient de réflexion élevé.

Le choix du plasma nécessaire pour cette configuration est donc plus limité que dans la reconfigurabilité par plasma perturbateur. En plus d'atteindre un diamètre plasma assez important ($d_{\text{plasma}} > d_{BIE} = 2$ mm), il s'agit ici **également** de contrôler le diamètre du plasma car le diamètre nécessaire pour compenser la phase dépend des valeurs de ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ (donc de la densité et de la fréquence de collisions) obtenues.

II.2.1.ii.c Les paramètres de plasmas nécessaires

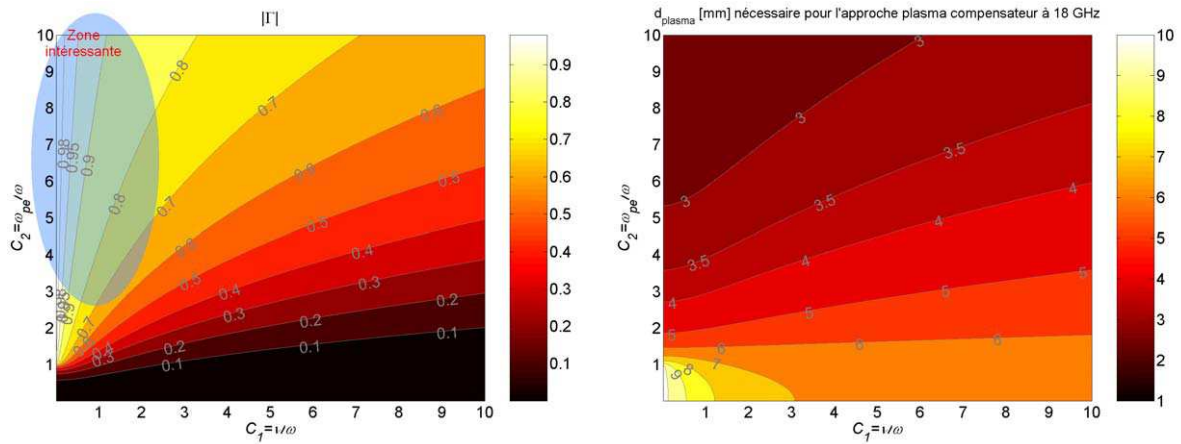
Pour conclure, dans cette approche de reconfigurabilité, nous cherchons surtout à obtenir un plasma dont le diamètre correspond au diamètre théorique nécessaire pour compenser la phase du coefficient de réflexion. Comme pour le cas de l'approche de reconfigurabilité par plasma perturbateur, ce diamètre dépend des valeurs des ratios C_1 et C_2 (donc de la fréquence de collisions et de la densité) obtenues.

Cependant, contrairement au cas du plasma perturbateur, le diamètre du plasma doit être contrôlé pour pouvoir compenser la phase du coefficient de réflexion. Si nous arrivons à atteindre une densité élevée, le diamètre du plasma nécessaire sera plus faible, et inversement. Par exemple, à $C_2 = 5.5$ ($n_{pe} = 1.2 \cdot 10^{14}$ cm⁻³) et $C_1 = 1$, nous avons besoin d'un plasma de $d_{\text{plasma}} = 3$ mm. Tandis qu'à $C_2 = 1.67$ ($n_{pe} = 1.1 \cdot 10^{13}$ cm⁻³) et $C_1 = 1$, nous avons besoin d'un plasma de $d_{\text{plasma}} = 5.7$ mm.

Pour d'autres valeurs de ratios C_1 et C_2 (donc de ν et n_{pe}), nous pouvons toujours trouver le diamètre nécessaire pour compenser la phase dans la figure II.8(b), qui est déduit de l'équation (I.39).

Comme pour le plasma perturbateur, il est également nécessaire dans ce cas d'atteindre un module relativement élevé du coefficient de réflexion. Nous nous intéressons alors plus particulièrement aux mêmes intervalles de valeurs des ratios C_1 et C_2 que pour l'approche de reconfigurabilité par plasma perturbateur. Cela correspond aux valeurs où $C_1 < 1$ (collisions faibles) et $C_2 > 1$ (densité élevée). Dans ces intervalles de valeurs, le module du coefficient de réflexion reste relativement élevé (zone bleutée dans la figure II.8(a)).

La reconfigurabilité par plasmas compensateurs est donc possible si nous arrivons à la fois à obtenir $C_1 < 1$ (collisions faible) et $C_2 > 1$ (densité élevée), et un diamètre du plasma associé à ces ratios dans la figure II.8(b).



(a) condition sur le coefficient de réflexion

(b) diamètre théorique nécessaire du plasma

| C_2 | 0.5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 7 | 10 |
|---|-----|------|------|------|------|-------|-----|-------|
| n_{pe} [10^{12} cm^{-3}] | 1 | 4.02 | 16.1 | 36.2 | 64.4 | 100.6 | 197 | 402.5 |

 (c) correspondance $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ à 18 GHz et la densité plasma, n_{pe}

| C_1 | 0.5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 7 | 10 |
|----------------------------------|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------|
| ν [10^9 s^{-1}] | 56.5 | 113.1 | 226.2 | 339.3 | 452.4 | 565.5 | 791.7 | 1131 |

 (d) correspondance $C_1 = \nu/\omega$ à 18 GHz et la fréquence de collisions, ν

Figure II.8: Conditions nécessaires pour la reconfigurabilité par plasma compensateur à 18 GHz

II.2.2 Autres contraintes imposées aux plasmas

Nous venons de voir les contraintes sur le diamètre, sur la densité plasma, et sur la fréquence de collisions pour les deux approches de reconfigurabilité que nous envisageons.

À ces contraintes théoriques, s'ajoutent des aspects pratiques qui guideront le choix du bon plasma, et d'autres qui relèvent des aspects techniques.

II.2.2.i Contrainte sur la stabilité

Pour les deux approches de reconfigurabilité, nous avons vu que les plasmas sont placés à des endroits précis dans la structure BIE. Ceci est nécessaire pour l'approche de reconfigurabilité par plasma perturbateur car la position choisie du plasma correspond à la position optimale où l'annulation du champ localement permet de modifier le couplage source-BIE de façon conséquente. Tandis que pour l'approche de reconfigurabilité par plasmas compensateurs, ceci est nécessaire car ils ont pour rôle de remplacer les tiges absentes. Nous avons alors besoin d'un plasma stable spatialement.

II.2.2.ii Contrainte sur la hauteur

Dans le chapitre précédent, nous avons fait l'hypothèse d'une structure BIE bidimensionnelle non guidée. Cela revient à considérer que les tiges sont de hauteur infinie. En pratique, les tiges sont considérées simplement de hauteur suffisamment importante par rapport à la zone éclairée par la source. Cette zone correspond à l'ouverture verticale de l'antenne cornet comme nous le schématisons dans la figure II.9. Pour le plasma, il

faut que sa hauteur, soit plus importante que l'ouverture verticale de l'antenne cornet : $h_{\text{plasma}} > h_{\text{antenne}}$, de manière à ce que les éléments de support de la décharge ne soient pas vus par l'onde électromagnétique. Comme nous le verrons dans le prochain chapitre, cette ouverture verticale, est de $h_{\text{antenne}} = 2 \text{ cm}$. Ceci est une contrainte de taille et peu habituelle pour la réalisation d'un plasma stable, hors équilibre et de densité élevée.

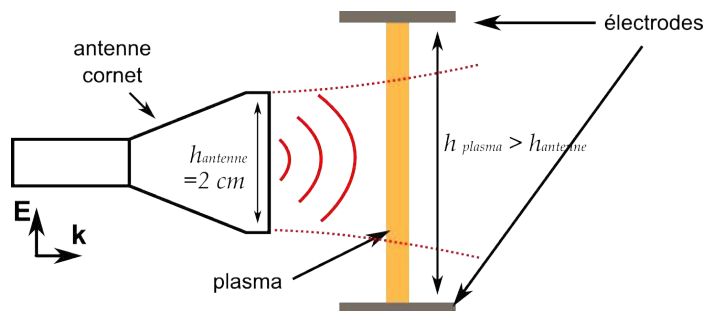


Figure II.9: Contrainte sur la hauteur nécessaire du plasma

II.2.2.iii Contrainte temporelle

Une autre contrainte et non des moindres requiert du plasma qu'il soit uniforme et stable dans le temps (i.e. avec une densité électronique constante au cours du temps). Ainsi, nous pouvons avoir un contrôle permanent de l'onde.

II.2.2.iv Absence de confinement

Enfin, une dernière contrainte consiste, dans un premier temps, à ne pas confiner le plasma à l'aide de tubes en verre par exemple. La raison principale vient simplement du fait que l'introduction d'un tube à l'endroit prévu pour le plasma perturbateur va modifier, même en l'absence du plasma le couplage source-BIE.

II.2.3 Conclusion

Nous venons d'établir une série de contraintes sur les décharges qui peuvent être résumées ainsi :

- leur densité électronique doit être supérieure à une densité critique n_c telle que le paramètre $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ soit supérieur à 1
- la fréquence de collision doit être la plus faible possible avec un rapport $C_1 = \nu/\omega < 1$
- leur hauteur et leur diamètre doivent dépasser respectivement 2 cm et 2 mm
- elles doivent être stables, homogènes et localisées
- elles doivent offrir un fort contraste entre un état éteint et un état allumé

Nous percevons bien ici toute la difficulté de définir le plasma idéal. De faibles fréquences de collisions signifient de faibles pressions (ν varie comme la pression) ce qui demande pour obtenir de fortes densités des systèmes de confinement par champ RF ou micro-onde voire magnétique. Malheureusement la localisation du plasma dans une structure BIE métallique comme la nôtre rend difficile l'emploi de tels systèmes. Il nous reste donc à étudier des décharges hors-équilibre à plus haute pression. Parmi toutes les possibilités envisageables, nous en avons étudié trois ; deux «standards» comme une décharge entre deux pointes métalliques séparées de 2 cm ou encore une décharge de type colonne positive

contenue dans un tube en verre, et une troisième plus originale basée sur des systèmes à trois électrodes appelés MCSD développés par K.H. Schoenbach et ses collègues [100, 101, 102, 103]. La suite de ce chapitre est donc consacrée à la détermination des conditions optimales de fonctionnement de ces décharges permettant de satisfaire les contraintes micro-ondes.

II.3 Description des dispositifs expérimentaux

II.3.1 Présentation du matériel pour la génération des décharges

Cette partie décrit le matériel constituant le dispositif expérimental nécessaire pour la formation des plasmas non contenus dans un tube (l'enceinte, l'alimentation électrique, le système de pompage) utilisés au cours de ce travail. La figure II.10 présente le dispositif dans son ensemble. Une structure métallique, visible sur la figure, maintient les différentes parties constituant le banc d'expérimentation :

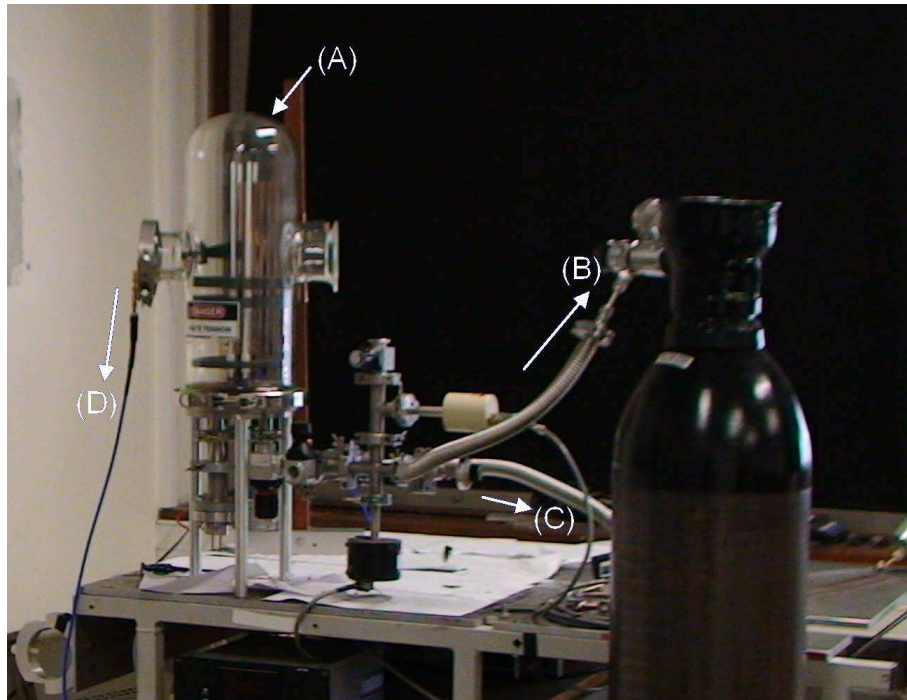


Figure II.10: Dispositif expérimental dans son ensemble : constitué de l'enceinte à vide (A), de l'alimentation en gaz (B), du système de pompage (C) et de la source d'ondes (D) prévue pour des mesures hyperfréquences dans le chapitre suivant

- (A) Enceinte à vide
- (B) Alimentation en gaz
- (C) Système de pompage
- (D) Alimentation en ondes utilisée dans le chapitre suivant

II.3.1.i L'enceinte à vide

L'enceinte en verre est composée d'une chambre à vide cylindrique de 6.5 litres, de 150 mm de diamètre sur 370 mm de hauteur. Deux hublots de 60 mm de diamètre sont disponibles. L'un des hublots possède deux passages haute tension distants de 35mm.

Le deuxième hublot en aluminium est traversé de 6 adaptateurs SMA pour les mesures microondes.

En fond, une bride en inox maintient l'étanchéité de l'enceinte. Sur cette bride sont disposées trois ouvertures débouchant sur des raccords qui permettent l'alimentation et le pompage du gaz, ainsi qu'une alimentation électrique supplémentaire.

II.3.1.ii Pompage et distribution du gaz

Le système de pompage est constitué d'une pompe turbo moléculaire associée à une pompe à membrane (modèle Alcatel Drytel 100). Compte tenu du niveau d'étanchéité de notre enceinte à vide, l'ensemble permet d'atteindre une pression de 10^{-3} Torr au niveau de la bride. Les mesures de pression sont effectuées par une jauge capacitive (Baratron MKS 124). Cette jauge permet d'accéder à la gamme de pression voulue c'est à dire de 1 Torr à la pression atmosphérique.

Les gaz utilisés sont : Hélium (classe 5.0), Néon (classe 4.5), Argon (classe 4.5), mélange Néon-Xéon 1% (classe industrielle). Remarquons cependant que, ne disposant pas d'un système en flux de gaz nous avons travaillé exclusivement en statique.

II.3.1.iii Alimentation et mesures électriques

Les décharges auxquelles nous nous intéressons seront alimentées en tension continue (DC). La seule contrainte à répondre est la capacité d'appliquer une tension suffisamment élevée (par exemple supérieure au kilovolt) pour l'initiation d'une décharge. Pour les initiations des décharges dans nos travaux, nous utilisons :

- deux générateurs de tension de 600 V (modèle Midec SK600V) capables de fournir des courants de 500 mA chacun, et
- un générateur de tension 6 kV (modèle TECHNIX SR-6-F-4000) capable de fournir des courants de 667 mA, avec un temps de réponse relativement lent (< 300 ms).

A cela, s'ajoute également un générateur de 6 V qui alimentera la cathode chaude employée dans le tube de décharge décrit dans la section § II.6.2.

Les mesures électriques seront effectuées à l'aide :

- d'une sonde de tension différentielle (modèle Tectronix P5210) permettant de mesurer les tensions élevées d'une décharge (jusqu'à 4400 V en valeur efficace)
- d'un oscilloscope numérique (modèle Tektronix TDS714L avec une fréquence de coupure de 500MHz) utilisé pour visualiser la sortie des sondes.
- d'un multimètre numérique (modèle Fluke 26 série III) capable de mesurer une tension allant jusqu'à 1 kV avec une précision de 0.3% en DC.

II.3.2 Présentation du dispositif optique

Pour la mesure du diamètre du plasma que nous décrivons plus tard, nous employons un dispositif de diagnostic optique. La caméra munie d'un objectif est focalisée sur la décharge. Le dispositif d'imagerie rapide comprend une caméra CCD (*Charges Coupled Device*) Princeton Instrument, d'un contrôleur ST133 et d'un générateur d'impulsions DG535.

II.3.2.i Principe d'une caméra CCD intensifiée

Le principe de fonctionnement d'une caméra CCD est décrit comme suit. Les photons de la décharge sont focalisés à l'aide d'un objectif sur la photocathode. Une tension négative est appliquée à la photocathode (~ -200 V) ainsi lorsqu'un photon atteint la photo-cathode, elle libère un électron. Cet électron est accéléré sur les $200 \mu\text{m}$ qui le séparent du plateau à micro-canaux. Puis l'électron entre dans un des micro-canaux, il va se multiplier sur les surfaces du micro-canal. L'ensemble des micro-canaux s'appelle le MPC (Micro Channel Plate). Le paquet d'électrons sortant du tube, est accéléré par une haute tension (~ 8000 V) sur 1 mm avant de frapper un écran à phosphore. L'énergie cinétique du paquet d'électrons est convertie en photons visibles par le phosphore. Ces photons visibles atteignent les photo-diodes de la matrice CCD grâce à un réseau de fibres optiques. Le rôle de l'intensificateur (ou matrice CCD intensifiée) est d'amplifier le signal et surtout de pouvoir découper le signal dans des temps très courts à des cadences rapides. La matrice CCD est une matrice de 512 fois 512 photo-diodes, chaque pixel fait $19 \mu\text{m} \times 19 \mu\text{m}$. Elle est refroidie par effet Peltier afin de limiter l'accumulation de thermo-électrons (dark current) dans les photodiodes.

II.3.2.ii Courbe de réponse

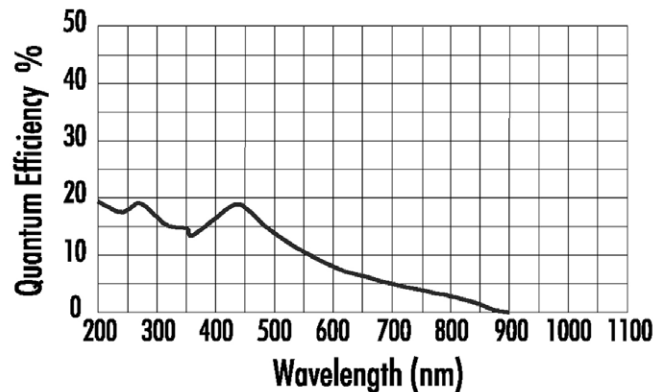


Figure II.11: Rendement quantique de la photocathode de la caméra CCD, extrait de la documentation de la caméra

la photocathode présente sur la caméra est sensible à la gamme spectrale donnée par la courbe de réponse dans la figure II.11. Le diamètre mesuré correspond alors à l'émission de toutes les espèces excitées de la décharge pondérée par la courbe de réponse.

II.3.2.iii Objectif

L'objectif Nikon 50 mm est utilisé pour collecter le maximum de lumière provenant de la décharge tout en conservant une netteté correcte de l'image. Cet objectif a une ouverture maximale du diaphragme d'un diamètre de 41.6mm ($f/1.2$), la focale est de $f=50\text{mm}$. Il faut ouvrir le diaphragme au maximum en conservant la distance de mise au point minimale (50 cm dans le cas de cet objectif). En plaçant l'objectif à une distance d'environ 20 cm de la décharge, nous arrivons à obtenir une profondeur de champ de l'ordre de 1 mm.

II.4 Méthodes de diagnostic de plasma : mesures et estimations

Pour le diagnostic du plasma, nous nous intéressons à trois paramètres essentiels : le diamètre, d_{plasma} , la densité plasma, n_{pe} , et la fréquence de collisions, ν . Comme nous venons de le voir, ces trois paramètres permettent de traduire le comportement du plasma vis-à-vis d'une onde électromagnétique.

Deux approches de diagnostics ont été utilisées pour déterminer ces trois paramètres :

- (a) par diagnostic optique ;
- (b) par estimation à partir des coefficients de transports des électrons.

Le diamètre du plasma est déterminé à partir de mesures optiques. Nous associons l'émission optique du plasma à un diamètre d_{plasma} .

Pour la détermination de la densité plasma, nous avons utilisé les deux approches citées. Dans l'approche par diagnostic optique, il s'agit de mesurer l'élargissement de Stark de la raie H_β de la série de Balmer d'hydrogène. Cette approche se limite à la détermination de densités supérieures à 10^{13} cm^{-3} . C'est pour cette raison que nous proposons également une approche par estimation en calculant la densité de courant du plasma de décharge. Comme nous le verrons plus tard, cette approche nécessite la connaissance du diamètre du plasma (mesuré) et également du champ réduit (estimé) dans la décharge.

La fréquence de collisions quant à elle est estimée à partir du modèle BOLSIG+ [104, 105]. Elle nécessite donc, comme l'estimation de la densité, la connaissance du champ électrique réduit et de la température du gaz. Le champ électrique a été estimé tandis que la température a pu être mesurée optiquement pour des décharges à la pression atmosphérique.

Dans cette partie, nous allons dans un premier temps présenter les diagnostics optiques effectués pour notre étude. Nous précisons qu'ils n'ont été utilisés que pour les décharges de type MCSD que nous décrirons dans §II.5

Ensuite, une présentation des méthodes utilisées pour estimer la densité plasma et la fréquence de collisions est effectuée.

II.4.1 Diagnostics optiques

II.4.1.i Détermination du diamètre plasma : d_{plasma}

Pour pouvoir analyser l'expansion et la diffusion d'une décharge volumique, une étude optique a été menée à l'aide de la caméra CCD. Dans la figure II.12, nous schématisons les étapes nécessaires pour cette analyse. La décharge est placée dans l'enceinte décrite dans la section § II.3.1.i, tandis que la caméra CCD est placée à l'extérieur, à quelques centimètres perpendiculairement à l'axe de la décharge. La mise au point de l'objectif de la caméra est faite sur l'axe de la décharge en minimisant la profondeur de champ.

Dans nos mesures, nous faisons l'hypothèse que l'émission lumineuse perçue est l'image de la densité électronique. Ainsi, nous définissons d_{plasma} à partir de l'intensité lumineuse mesurée d'une décharge. Il correspond à la largeur du plasma où l'intensité lumineuse aura diminué de moitié (la largeur à mi-hauteur ou *FWHM*).

A partir d'une cartographie d'intensité lumineuse de la décharge, nous pouvons tracer le profil 1D de la décharge tout au long de la colonne positive. Les profils des courbes obtenues sont de type gaussien dont l'interpolation donnera la largeur à mi-hauteur. Une

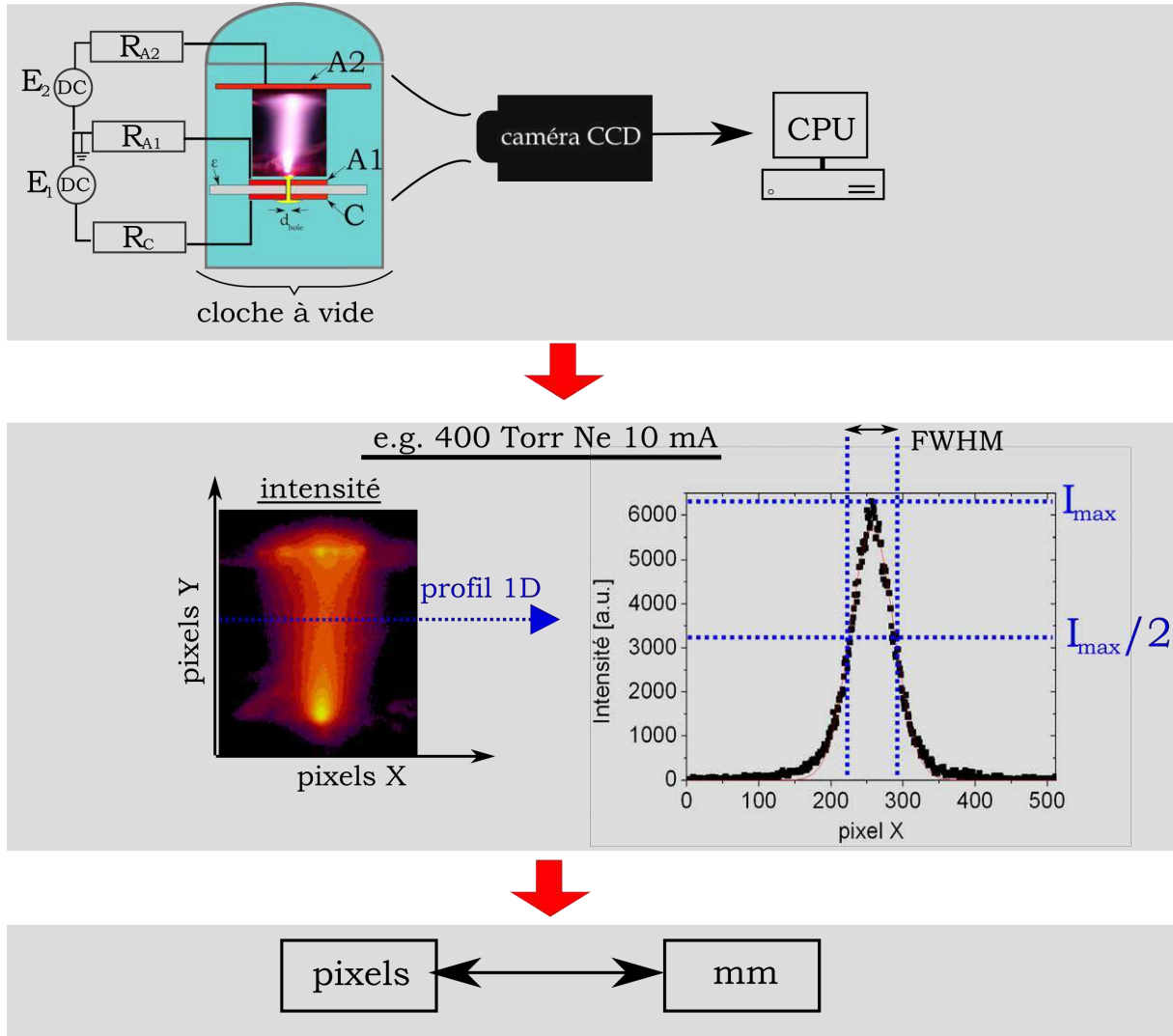


Figure II.12: Schéma récapitulatif des étapes suivies pour la détermination du diamètre de la décharge

image de référence de notre dispositif de décharge nous permet d'avoir une équivalence pixel-millimètre.

Dans les mesures de diamètres présentées dans la partie des résultats, nous avons une précision inférieure à 0.1 mm pour chaque pixel. Le rapport signal sur bruit varie de 5 à 60 ce qui est satisfaisant dans le but de déterminer le diamètre d_{plasma} .

II.4.1.ii Mesures de la densité plasma par spectroscopie

II.4.1.ii.a Présentation de la méthode

Idéalement, le changement d'état énergétique d'un atome absorbe ou émet de la lumière sur une seule longueur d'onde. Cela se traduit alors par une raie spectrale de transition infiniment fine. En réalité, cette transition s'effectue sur une bande de longueurs d'ondes qui implique l'élargissement du profil d'une raie de transition spectrale.

Lorsqu'elle est suffisamment élevée ($> 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), la densité électronique d'une décharge est quantifiable à partir de l'élargissement des raies spectrales causé par effet Stark. Dans nos mesures de densité plasma, la raie spectrale considérée correspond à la raie de transition H_β de l'atome d'hydrogène dans la série de Balmer ($\lambda_0 = 486.1 \text{ nm}$). Dans notre cas, il n'est pas nécessaire de rajouter une faible quantité d'hydrogène au gaz étudié car

des atomes d'hydrogène peuvent provenir des dissociations de la vapeur d'eau présente dans l'air, ces mesures ayant été faites dans une enceinte «ouverte» (cf. §II.4.1.iv).

Outre l'effet Stark, l'élargissement du profil d'une raie d'émission au sein d'un plasma résulte d'autres facteurs : l'élargissement naturel, l'élargissement dû à la fonction d'appareil, l'élargissement Doppler, l'élargissement par effet Van der Waals et l'élargissement par effet de résonance. Il est alors nécessaire d'extraire la contribution de l'effet Stark de ces autres contributions afin d'obtenir la densité plasma.

Alors que l'élargissement par effet Doppler et de la fonction d'appareil sont de type gaussien,

$$\Phi_G(\lambda - \lambda_0) = \frac{1}{\Delta_G} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left(-\ln 2 \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta_G^2}\right) \quad (\text{II.19})$$

les autres effets produisent un profil d'élargissement de type lorentzien :

$$\Phi_L(\lambda - \lambda_0) = \frac{\Delta_L}{\pi(\lambda - \lambda_0)^2 + \Delta_L^2} \quad (\text{II.20})$$

où λ est la longueur d'onde spectrale, λ_0 la longueur d'onde où a lieu la transition, et le symbole Δ symbolise la largeur à mi hauteur du profil contributeur à l'élargissement. Le profil résultant d'une gaussienne et d'une lorentzienne est un profil de type Voigt (issu d'un produit de convolution entre une gaussienne et un lorentzienne) :

$$\Phi_{Voigt}(\lambda - \lambda_0) = \frac{a}{\pi \Delta_G} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\xi - y)^2} dy \quad (\text{II.21})$$

avec,

$$a = \sqrt{\ln 2} \frac{\Delta_L}{\Delta_D} \quad \text{et} \quad \xi = \sqrt{\ln 2} \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta_D} \quad (\text{II.22})$$

Le détail de calcul pour déterminer la contribution de tous les effets peut être trouvé dans [106]. Une identification du profil mesuré avec un profil Voigt qui tient compte de la contribution de tous les effets à l'élargissement permet donc d'estimer la densité électronique.

II.4.1.ii.b Importance des différents processus d'élargissement

Dans nos mesures, nous tenons compte de :

- l'effet Stark à partir duquel nous pouvons déduire la densité plasma. Cet élargissement est causé par des interactions coulombiennes entre les particules rayonnantes (les atomes d'hydrogène) et les espèces chargées du plasma.
- l'effet Van Der Waals qui provient des collisions entre la particule rayonnante (hydrogène) et les neutres perturbateurs issus des gaz dans lesquels nous générons la décharge (*He, Ar, Ne...*). La densité locale des neutres perturbateurs pouvant être modifiée localement par la température du gaz, il dépend également de la température de la décharge. Dans nos conditions, c'est cet effet qui rivalise avec la contribution de l'effet Stark. Il faudrait que l'élargissement de Stark soit au moins du même ordre de grandeur que celui de Van Der Waals afin d'obtenir une bonne précision de mesure.
- la fonction d'appareil qui considère l'élargissement du profil dû aux dispositifs expérimentaux. En général, nous limitons la largeur de la fente d'entrée du spectromètre afin de réduire cette contribution. La largeur à mi-hauteur de ce profil d'élargissement a été déterminée dans [107] sur une raie où les effets de Stark, de Doppler et de Van der Waals sont tous négligeables.

Le tableau II.3 résume les plages de variations de la largeur à mi-hauteur (LMH) du profil d'élargissement de tous les effets considérés. Nous constatons que l'effet de Van der Waals peut être dominant par rapport à d'autres effets. Dans ce cas là, il est difficile de déterminer la contribution de l'effet de Stark.

Dans nos mesures, la largeur à mi-hauteur du profil d'élargissement par effet de Stark atteint l'ordre de grandeur de l'effet de Van der Waals lorsque la densité plasma dépasse 10^{13} cm^{-3} , auquel cas, l'extraction de la contribution de l'effet de Stark est plus aisée. Les résultats de mesures ne sont donc donnés que pour ces cas-là.

| effet considéré | LMH en nm |
|----------------------------|--|
| $\Delta_{Van\ der\ Waals}$ | 0.014 \sim 0.055 |
| $\Delta_{Doppler}$ | $3.48 \cdot 10^{-4} \sqrt{T_{gaz}} = 0.006 \sim 0.015$ |
| $\Delta_{instrument}$ | 0.02 |
| Δ_{Stark} | $2n_{pe}^{2/3} 10^{-11} = 0.002 \sim 0.043$ |

Tableau II.3: L'ordre de grandeur des largeurs à mi-hauteur des différentes contributions prises en compte pour nos décharges MCSD (cf. §II.5) où T_{gaz} est la température de la décharge : $300 \text{ K} < T_{gaz} < 2000 \text{ K}$; n_{pe} la densité plasma en cm^{-3}

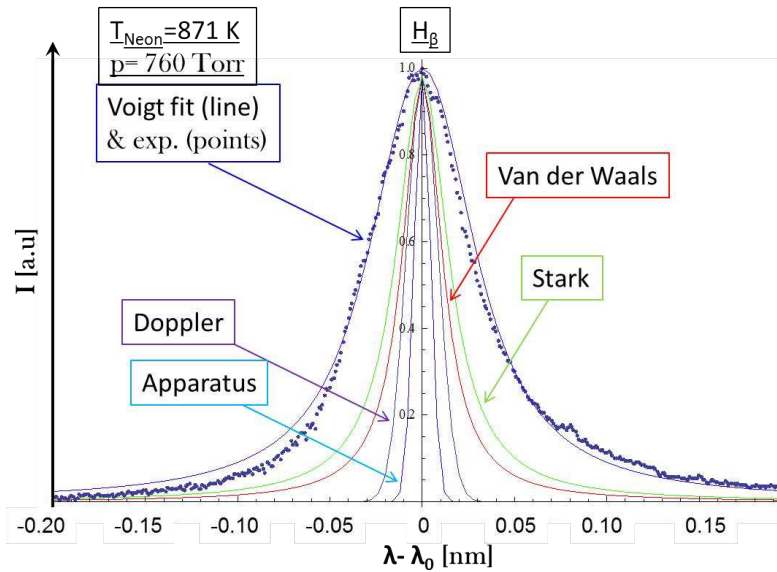


Figure II.13: Mesure de densité plasma dans Ne 760 Torr à 30 mA $n_{pe} = (0.5 * \Delta_{Stark} 10^{11})^{1.5} = 7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

II.4.1.ii.c Exemple

Nous montrons dans la figure II.13 un exemple d'une raie H_β mesurée. Cette mesure correspond à la décharge MCSD (cf. §II.5) dans le Néon à la pression atmosphérique avec un courant de 30 mA. Dans la figure, l'allure de la courbe expérimentale est représentée par des points bleus. Nous faisons figurer également tous les profils d'élargissement indépendamment représentés chacun par un trait de couleur différente. La convolution de tous ces profils produit un profil d'élargissement de type Voigt qui colle à la courbe expérimentale (en bleu foncé).

Nous notons ici que le profil d'élargissement de Stark est légèrement plus large que celui de Van der Waals ($\Delta_{Stark} > \Delta_{Van\ der\ Waals}$). Cela permet d'estimer la densité plasma à

$n_{pe} = 7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. La température (nécessaire pour déterminer les effets de Van der Waals et de Doppler) a été déterminée au préalable avec la méthode par plot de Boltzmann que nous décrivons dans la section suivante.

II.4.1.iii Mesures de la température de la décharge par spectroscopie

La mesure de température de la décharge est primordiale pour la détermination de la densité plasma par mesure de l'effet de Stark comme nous l'avons vu dans §II.4.1.ii.b. Nous verrons plus tard qu'elle est également importante pour les calculs de la fréquence de collision et de la densité plasma avec une approche par estimation. Cette section présente donc la méthode de mesure de la température effectuée par plot de Boltzmann.

II.4.1.iii.a Présentation de la méthode

En général, la température rotationnelle du radical OH est proche de la température du gaz [108]. Les travaux précédents de *Pellerin et al.* [109] ont d'ailleurs pu montrer que la détermination de la température rotationnelle dans les décharges faiblement ionisées est en accord avec d'autres méthodes plus classiques (thermocouples, mesure de la résistance d'un fil en tungstène et d'autres méthodes en spectroscopie).

Dans nos travaux, la mesure de la température est donc effectuée avec l'hypothèse que la température du gaz est égale à la température rotationnelle des électrons du radical OH : $T_{gaz} = T_{rot}$. Cette température est mesurée par la méthode de plot de Boltzmann sur les transitions de la bande $OH(A^2\Sigma^+, v = 0) \rightarrow OH(X^2\Pi, v' = 0)$ de OH (raies spectrales dans l'UV : entre 306 – 310 nm).

Dans le plot de Boltzmann, nous supposons que les populations rotationnelles du niveau excité sont en équilibre thermique et suivent la loi de répartition de Boltzmann caractérisée par la même température, T_{rot} . Ainsi, la température peut être déduite en traçant :

$$\ln \frac{I_{JJ'}}{\nu_{JJ'} g_J A_{JJ'}} \quad \text{en fonction de} \quad E_J \quad (\text{II.23})$$

où $I_{JJ'}$ est l'intensité relative de la transition d'un état rotationnel J vers un état J' , $\lambda_{JJ'}$ la longueur d'onde d'émission associée, $A_{JJ'}$ la probabilité de la transition associée, et enfin, $g_J = 2J + 1$ et E_J respectivement le poids statistique et le niveau énergétique à l'état rotationnel J .

La pente de ce tracé est $b = -\frac{h_{PC}}{k_B} \frac{1}{T_{rot}} \approx 1.4398/T_{rot}$ si le niveau d'énergie E_J est exprimé en cm^{-1} . La température rotationnelle (donc la température du gaz) est alors déterminée à partir de cette pente⁷.

II.4.1.iii.b Exemple

La figure II.14 montre un exemple de détermination de la température du gaz effectué pour une décharge MCSD (que nous décrivons plus tard dans §II.5) dans le Néon avec un courant de 10 mA. Les raies de transition de $OH A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$ mesurées pour les longueurs d'onde de transition entre 306 nm à 310 nm sont montrées dans la figure II.14(a). Les longueurs d'onde prises en compte dans nos calculs sont représentées par les raies dont le sommet se termine par un point bleu. Nous considérons que les transitions à ces longueurs d'onde ne sont pas affectées par les émissions de la décharge [107, 111].

7. Les lecteurs qui s'intéressent à cette méthode peuvent se référer à [110, *J. M. Mermet*].

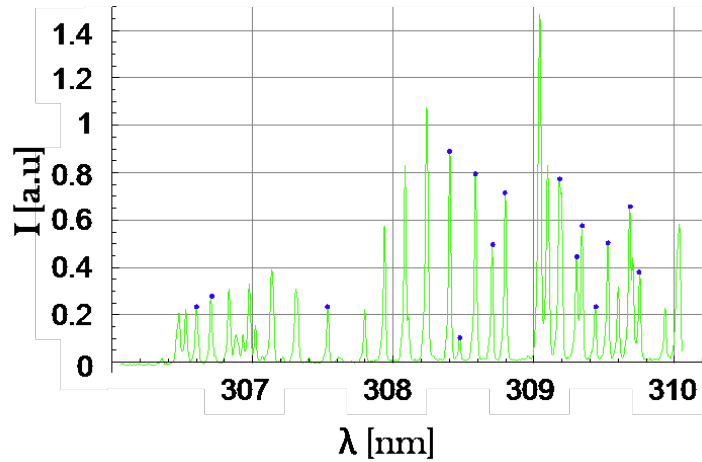
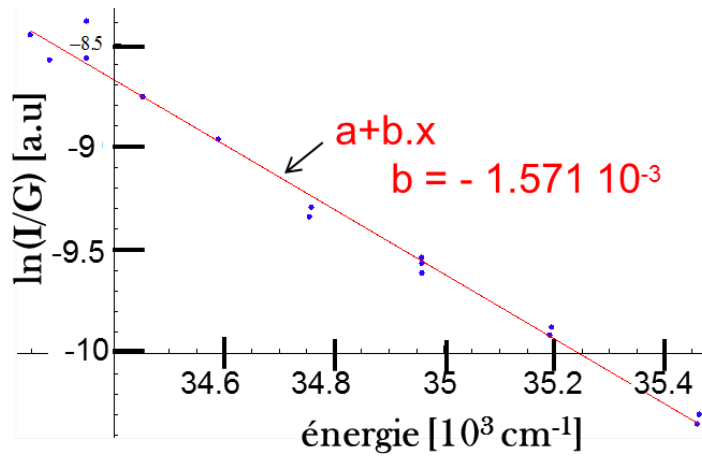

 (a) spectre de la bande (0,0) OH $\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$

 (b) plot de Boltzmann du spectre OH , la pente de la droite associée est de $b = 1.9585 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ et $T = -\frac{100h_p c}{k_B b} \approx 1.4398/b$

Figure II.14: Mesure de température dans le Néon pour $I_C = 10 \text{ mA}$ et $p = 760 \text{ Torr}$ par mesure d'intensité relative de la bande OH dans un système MCSD à la sortie de la CBL (cf. §II.5)

Nous reportons la valeur de l'intensité relative de chaque raie marquée, dans le calcul de $\ln \frac{I_{JJ'}}{\nu_{JJ'} g_J A_{JJ'}} = \ln \frac{I_{JJ'}}{G_{JJ'}}$.

Ensuite, ces points expérimentaux sont tracés dans la figure II.14(b) en fonction de l'énergie E_J (points **bleu**). Une droite de régression linéaire qui interpole ces points expérimentaux donne la température avec sa pente b . La température dans ce cas-ci est de $T = 916 \text{ K}$.

Dans nos travaux, les longueurs d'onde et la probabilité des transitions que nous utilisons pour les calculs sont tirés des travaux de *Coxon et al.* et *Chidsey et al.* [112, 113]. Les paramètres nécessaires pour le plot de Boltzmann effectué sont listés dans l'annexe C.

II.4.1.iv Conditions d'expérience

Nos mesures optiques ont été réalisées dans deux conditions d'expériences différentes. Les mesures du diamètre du plasma ont été effectuées avec les dispositifs expérimentaux que nous avons présentés dans la section précédente.

La détermination de la densité plasma et de la température de la décharge par spectroscopie ont par contre été réalisées grâce au partenariat avec l'Institut B.I. Stephanov de l'Académie de Science de Biélorussie à Minsk. Les mesures ont donc été effectuées avec d'autres dispositifs expérimentaux dont nous ne donnons que quelques caractéristiques principales. Les détails du montage expérimental peuvent être trouvés dans les travaux précédents de l'équipe de recherche de Biélorussie au sein de laquelle nous avons effectué nos mesures de spectroscopie [107, *Arkhipenko et al.*].

Un schéma simplifié du dispositif expérimental est présenté dans la figure II.15. Contrai-

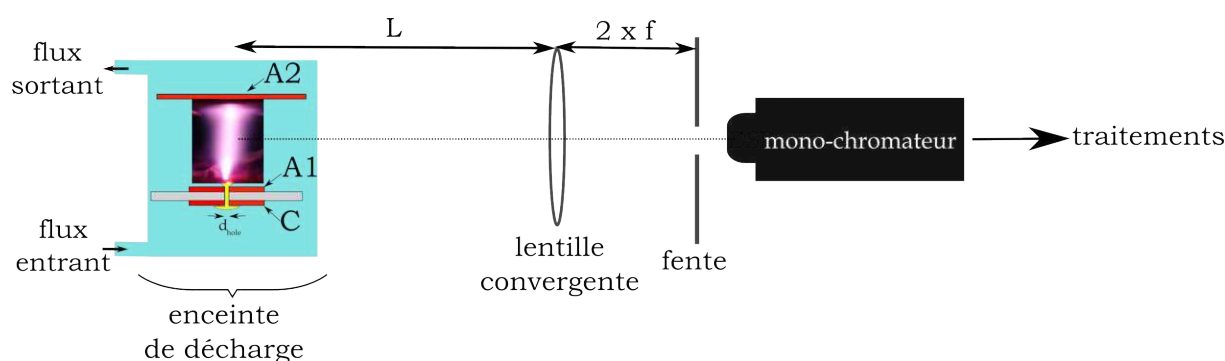


Figure II.15: Schéma simplifié des dispositifs expérimentaux de mesures de spectroscopie [107]

rement à notre dispositif, celui de Minsk permet la génération de décharges en présence d'un flux de gaz à la pression atmosphérique (760 Torr). Les mesures de spectroscopie ont donc été réalisées à la pression atmosphérique avec un flux de 4L/min. Ce débit de gaz permet de garantir un niveau de pureté satisfaisant du gaz des décharges tout en ayant suffisamment de traces de vapeur d'eau pour nos mesures de spectroscopie.

La lentille utilisée est une lentille convergente d'une distance focale de $f = 75$ mm et elle est placée à une distance $L \approx 30$ cm. À deux fois la distance focale de la lentille, une fente de largeur $30 \mu\text{m}$ est placée avec une hauteur d'ouverture de 4 mm. L'image de la décharge se forme donc avec un ratio 1 : 1 dans la fente. La fente peut-être déplacée verticalement et horizontalement avec un moteur pas à pas afin d'effectuer des mesures spatiales éventuelles.

La hauteur de la fente de 4 mm qui est assez importante est nécessaire afin de laisser passer suffisamment de photons dans le mono-chromateur utilisé. Le monochromateur possède un réseau de diffraction avec une dispersion linéaire réciproque de $d\lambda/dx = 0.5$ nm/mm [107]. Cela permet d'atteindre une résolution en longueur d'onde de 0.001 nm dans nos conditions de travail.

II.4.2 Diagnostics par estimation avec les coefficients de transport des électrons

Dans cette partie, nous présentons les méthodes employées afin d'estimer ν et n_{pe} à partir des coefficients de transport.

II.4.2.i Estimation de la densité plasma : n_{pe}

II.4.2.i.a Présentation de la méthode

Prenons un plasma de forme cylindrique et homogène. En supposant que dans cette colonne de plasma, le flux de charge est uniformément réparti. La densité de courant s'écrit :

$$j_{courant} = en_{pe}|\mathbf{V}_e| \quad (\text{II.24})$$

où e est la charge élémentaire, n_{pe} la densité plasma, et \mathbf{V}_e la vitesse de dérive des électrons.

La densité électronique du plasma peut donc être estimée à partir des mesures de la densité de courant et de la vitesse de dérive des électrons par la relation suivante :

$$n_{pe} = \frac{j_{courant}}{e|\mathbf{V}_e|} \quad (\text{II.25})$$

II.4.2.i.b Calcul de la densité du courant

La densité de courant surfacique $j_{courant}$ d'une décharge volumique peut facilement être déterminée en notant le courant circulant dans la colonne de plasma, I . Comme la densité est supposée uniforme dans la colonne de plasma, nous avons : La densité n'étant pas uniforme dans la colonne de plasma, nous avons une densité moyenne telle que :

$$j_{courant} = \frac{I}{S_{plasma}} = \frac{4I}{\pi d_{plasma}^2} \quad (\text{II.26})$$

où I est le courant de décharge, S_{plasma} la section de la décharge de la colonne de plasma considérée dont le diamètre est d_{plasma} . Le diamètre du plasma que nous utilisons pour notre estimation correspond au diamètre mesuré dans §II.4.1.i

II.4.2.i.c Détermination de la vitesse de dérive des électrons à partir des coefficients de transport

Nous verrons dans la section § II.5 et dans la section § II.6 que les plasmas étudiés sont de type colonne positive où nous faisons l'approximation du champ local (L.F.A). Nous pouvons alors considérer que la vitesse de dérive des électrons est définie au travers d'un champ électrique local \mathbf{E} avec une mobilité électronique, μ_e :

$$\mathbf{V}_e = \mu_e \mathbf{E} \quad (\text{II.27})$$

Le coefficient de transport nécessaire pour estimer la densité plasma est donc μ_e .

Dans les plasmas considérés ici, la fonction de distribution des électrons (FDEE) est non maxwellienne. Par conséquent, à chaque valeur de champ correspond une seule FDEE et donc des coefficients de transports lui sont spécifiques. Le logiciel BOLSIG+ développé par *Hagelaar et Pitchford* [105, 104] permet d'obtenir la mobilité réduite $(\mu_e N)_{BOLSIG}$ des électrons en fonction du champ réduit E/N . La vitesse de dérive des électrons est donc déterminée à partir de la relation suivante qui est fonction de E/N :

$$|\mathbf{V}_e| = (\mu_e N)_{BOLSIG} \times (E/N) \quad (\text{II.28})$$

où N est la densité des neutres du gaz de décharge.

Ainsi, la figure II.16 montre la variation de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ réduit pour quelques gaz rares. Notons la forte dépendance de la vitesse de dérive

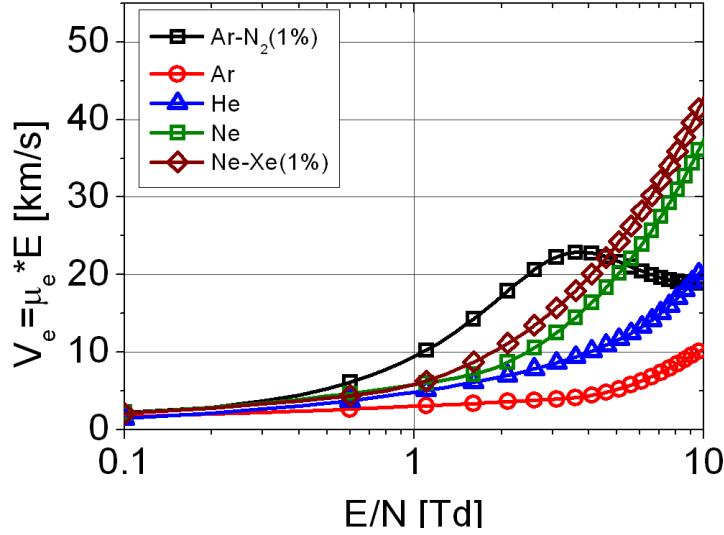


Figure II.16: Variation de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique réduit pour différents gaz issu de BOLSIG+

au champ réduit pour $E/N > 1$ Td⁸. Une variation de 1 Td peut doubler facilement la valeur de la vitesse de dérive. Les erreurs d'estimation de densité plasma proviendront alors essentiellement de l'erreur de l'estimation du champ réduit dans la colonne de plasma, et donc de l'estimation de la température.

II.4.2.ii Estimation de la fréquence de collisions

De la même manière que pour la mobilité électronique pour la détermination de la vitesse de dérive des électrons, la fréquence de collisions réduite $(\nu/N)_{BOLSIG}$ peut être obtenue en fonction du champ réduit à partir du logiciel BOLSIG+. La fréquence de collisions obtenue peut être associée à une pression en Torr avec l'équation du gaz parfait :

$$N = \frac{p}{k_B T_{gaz}} = \frac{p_{Torr} 10^5}{760} \frac{1}{k_B T_{gaz}} \quad (\text{II.29})$$

où p est la pression du gaz en Pa, p_{Torr} la pression du gaz en Torr, et T_{gaz} la température du gaz de la décharge. Remarquons qu'à pression constante, la densité des neutres dans la décharge, N , diminue localement si la température augmente dans la décharge. Afin de tenir compte de la hausse en température dans la décharge, nous introduisons un coefficient de température :

$$\alpha_T = \frac{T_{gaz}}{T_{amb}} \quad \text{avec} \quad T_{amb} = 300 \text{ K} \quad (\text{II.30})$$

D'où, une autre façon de représenter la fréquence de collision réduite :

$$\frac{\nu}{p_{Torr}} = \frac{10^5}{760} \frac{(\nu/N)_{BOLSIG}}{k_B T_{amb}} \frac{1}{\alpha_T} \approx 3.1767 \cdot 10^{22} (\nu/N)_{BOLSIG} \frac{1}{\alpha_T} \quad (\text{II.31})$$

Cette fréquence de collisions réduite représente le nombre de collisions par seconde pour une pression de 1 Torr. La figure II.17 montre la fréquence de collisions réduite en fonction du champ réduit pour différents gaz de décharge.

8. 1 Td = 10^{-17} V/cm²

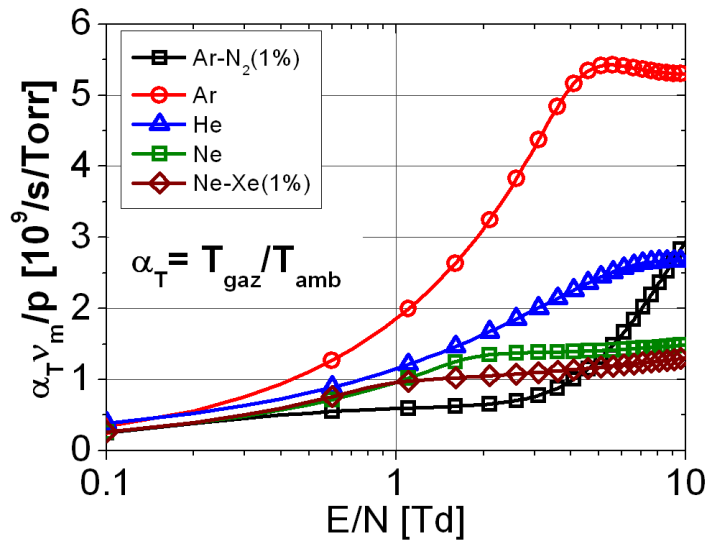


Figure II.17: Variation de la fréquence de collision réduites en fonction du champ réduit pour différents gaz de décharges

Pour une décharge à pression p_{Torr} caractérisée par un champ réduit (E/N) et une température de décharge de $T_{gaz} = \alpha_T T_{amb}$, il suffit d'identifier la fréquence de collision réduite correspondante et de multiplier cette valeur par p_{Torr}/α_T . Notons qu'à la pression 1 Torr, les fréquences de collisions sont déjà de l'ordre de 10^9 s^{-1} qui est proche de la fréquence d'onde utilisée.

II.4.2.iii Détermination du champ électrique réduit

Afin de déterminer la densité plasma et la fréquence de collisions avec les coefficients de transports tirés de BOLSIG+, nous avons vu qu'il est nécessaire de connaître le champ réduit dans la décharge. Dans la colonne positive d'un plasma, le champ électrique réduit (E/p_{Torr} ou E/N) est nécessaire afin de compenser les pertes de charges (diffusion, attachement, recombinaison). Ce champ relativement faible peut être déterminé de deux manières que nous allons présenter.

II.4.2.iii.a Estimation du champ réduit par régression linéaire de la courbe tension-distance ($V - h$)

Dans une colonne positive, le champ électrique réduit s'établit de telle sorte à compenser les pertes par diffusion et la recombinaison en volume. Une des méthodes classiques pour déterminer le champ électrique dans une colonne positive est de mesurer la tension aux bornes de la décharge en faisant varier la distance. À courant et à pression constants, nous nous attendons à obtenir une croissance linéaire de la tension aux bornes de la colonne positive. Les effets non linéaires tels que le chauffage de gaz où la présence d'ions moléculaires ne varient pas avec la distance h . Ainsi, la valeur du champ électrique dans la colonne positive reste constante. Ce champ exprimé en V/Torr/cm peut être déduit de la pente de la courbe $V = f(h)$, m avec la relation :

$$E/p_{Torr} = (m/p_{Torr}) \quad (\text{II.32})$$

où m est en V/cm et p_{Torr} la pression en Torr.

Le champ réduit en Townsend (nécessaire pour l'extraction des coefficients de transport dans BOLSIG+) est calculé en tenant compte de l'équation du gaz parfait (II.29) et du coefficient de température (II.30) :

$$\left(\frac{E}{N}\right) = \frac{760}{10^5} \alpha_T k_B T_{amb} \frac{(E/p_{Torr})}{10^{-23}} \text{Td} \approx 3.1479 \alpha_T \left(\frac{E}{p_{Torr}}\right) \quad (\text{II.33})$$

Cette méthode de détermination a été utilisée pour la décharge pointe-pointe (§II.6.1).

II.4.2.iii.b Estimation du champ réduit avec hypothèse sur la chute du potentiel

Dans le cas où les effets non linéaires ne peuvent plus être négligés ou tout simplement dans le cas de la décharge contenue dans un tube pour laquelle il n'est pas possible de faire varier la pression ou la distance inter-électrodes, il a fallu utiliser une deuxième méthode pour déterminer le champ électrique réduit.

Lors d'une mesure de tension aux bornes de deux électrodes séparées d'une distance L , la différence de potentiel mesurée comprend la chute de potentiel dans les gaines (cathodiques et anodiques) U_g et la chute de potentiel dans la colonne positive U_{cp} :

$$U_{tot} = U_g + U_{cp} \quad (\text{II.34})$$

Comme dans la colonne positive, le champ électrique est supposé constant et homogène, il peut donc être estimé à partir de la chute de potentiel dans la colonne positive sur la longueur de la colonne positive, h_{cp} . Le champ électrique réduit sera alors :

$$\frac{E}{p_{Torr}} = \frac{U_{cp}}{h_{cp} p_{Torr}} = \frac{U_{tot} - U_g}{(L - d_g) p_{Torr}} \quad (\text{II.35})$$

où d_g est l'épaisseur de gaines. U_{tot} et L seront mesurées tandis que U_g et d_g feront l'objet d'hypothèses que nous discuterons dans la partie résultats.

Nous précisons enfin que cette méthode a été appliquée pour la décharge MCSD (cf. §II.5) et la décharge confinée dans un tube (§II.6.2) dont nous décrivons le principe de fonctionnement plus tard.

II.5 Etude de décharges volumiques à base de micro-décharges

Au début de ce chapitre, nous avons pu voir que les contraintes imposées aux plasmas pour la reconfigurabilité d'une structure BIE en espace libre étaient très fortes et qu'elles nécessitaient d'utiliser des plasmas à des pressions relativement grandes et des courants élevés pour obtenir des densités électroniques supérieures à 10^{13} cm^{-3} .

L'état d'un plasma de décharge est très souvent instable lorsque le courant est élevé et donc le chauffage par effet Joule important. Les instabilités sont davantage amplifiées lorsqu'il s'agit de décharges entretenues dans de grands volumes ou à haute pression. Ces instabilités peuvent conduire à la filamentation de la décharge [114], voire le passage à l'arc [115], ce qui est préjudiciable pour notre application.

Afin d'éviter les instabilités, nous pouvons envisager :

- soit de limiter le courant avec un circuit de limitation (résistance en série pour les décharges continues ou capacité en série pour les décharges à barrière diélectrique),
- soit de réduire le produit pression-distance entre les électrodes ($p \times h$),
- soit d'éliminer la zone dont les instabilités proviennent.

La première solution qui consisterait à limiter le courant suffisamment bas à l'aide de résistances ne nous satisfait pas dans la mesure où nous avons besoin d'une densité électronique importante. D'un autre côté, limiter le courant capacitivement dans des systèmes de décharges à barrière diélectrique n'est pas plus envisageable car nous souhaitons pouvoir maintenir la densité électronique constante sur de longs temps (plusieurs secondes).

La deuxième voie basée sur l'utilisation de microdécharges pour lesquelles le produit $p \times h$ est petit même à haute pression apparaît intéressante. En effet depuis la fin des années 1990 ces microdécharges ont suscité un fort engouement auprès de la communauté plasma car elles constituent un moyen simple de maintenir un plasma hors-équilibre et stable à la pression atmosphérique. Le dispositif le plus abouti est sans aucun doute celui mis au point par Schoenbach et ses collègues [100], appelé MHCD pour «MicroHollow Cathode Discharge». L'inconvénient cependant vient du fait que ce sont justement des décharges micrométriques, donc de petit volume, mais surtout qu'elles sont surfaciques.

La troisième possibilité est de limiter la zone à l'origine des instabilités. Cette zone est située principalement au niveau de la gaine cathodique [115] où le champ électrique et la densité de puissance sont élevés. Un des moyens d'éliminer cette zone est d'utiliser une source externe d'électron [114]. Stark et Schoenbach [101, 102] à la suite de leurs travaux sur les microdécharges ont alors eu la très bonne idée d'utiliser leur système MHCD comme source d'électron pour la génération d'une décharge volumique. Cette dernière est entretenue entre la MHCD et une troisième électrode placée à quelques millimètres, on parle alors de système MCSD pour «Micro Cathode Sustained Discharge». Ils ont montré que ces géométries permettaient de générer des décharges diffuses et stables à des densités élevées ($10^{11} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) et sur des longueurs pouvant atteindre le centimètre à la pression atmosphérique (760 Torr). D'autres travaux ont suivi et étendent la longueur des décharges jusqu'à 2 cm à 760 Torr [103], ce qui correspond à nos attentes.

Nous proposons dans ce qui suit une étude visant à déterminer des conditions optimales d'utilisation de ces décharges volumiques pour notre application. Avant cette optimisation nous amenons le lecteur à mieux comprendre le fonctionnement de ces systèmes à trois électrodes par une analyse électrique et optique, à la fois de la source d'électron, mais aussi de la transition d'une décharge surfacique vers une volumique. Certaines discussions seront complétées par des résultats de mesure dans des conditions de macrodécharges

pour lesquelles les dimensions ont été multipliées par un facteur 12.5 tout en conservant le produit pression-distance à des valeurs similaires aux microdécharges. Ce principe d'utilisation des lois de similitude qui a déjà fait l'objet de travaux antérieurs au sein de l'équipe GREPHE [116] offre une plus grande facilité quant à la caractérisation optique des phénomènes.

II.5.1 Les microdécharges

Les systèmes de microdécharges que nous avons utilisés sont inspirés des travaux de *Schoenbach et al.* [117, 100, 118, 102]. Les avantages principaux de ces systèmes résident dans leur stabilité à haute pression et ce jusqu'à la pression atmosphérique, et leur possibilité d'atteindre de fortes densités de puissance supérieures à 100 kW/cm^3 [102]. Des densités électroniques jusqu'à 10^{16} cm^{-3} [119, 120] ont pu être mesurées. La géométrie de base est constituée d'un assemblage en sandwich cathode-diélectrique-anode que nous illustrons dans la figure II.18. Nous distinguons deux systèmes :

- le système MHCD pour MicroHollow Cathode Discharge (cathode creuse), où un trou est percé au centre du sandwich, traversant à la fois l'anode, le diélectrique et la cathode (cf. la figure II.18(a)).
- le système CBL pour Cathode Boundary Layer (cathode pleine), où la cathode est laissée intacte sans être percée. (cf. la figure II.18(b)).

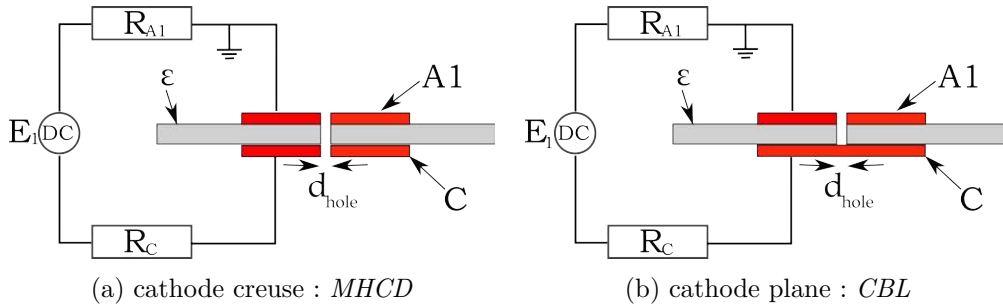


Figure II.18: Schéma de circuit des deux systèmes de microdécharges employés

| Systèmes microdécharges | |
|---------------------------|---|
| diamètre du trou | : $d_{hole} = 0.8 \text{ à } 1 \text{ mm}$ |
| épaisseur du diélectrique | : $e_{dielec} = 0.2 \text{ et } 0.7 \text{ mm}$, alumine |
| surface d'électrodes | : $10 \times 10 \text{ mm}^2$ |
| type d'électrodes | : anode A1 : Cu, Ag cathode C : Cu |
| résistances | : $R_C = 30 \sim 200 \text{ k}\Omega$ $R_{A1} = 1 \text{ k}\Omega$ |

Tableau II.4: Caractéristiques et conditions de décharges du système MHCD et CBL

Généralement le diamètre du trou est du même ordre de grandeur que l'épaisseur du diélectrique, environ une centaine de microns, tandis que les électrodes ont une épaisseur typique de $200 \mu\text{m}$. Dans le cadre de cette thèse, les systèmes utilisés ont des dimensions légèrement plus grandes ; elles sont spécifiées dans le tableau II.4.

La figure II.18 montre également le circuit d'alimentation que nous avons employé. Une source de tension continue (DC) dont la tension peut atteindre $E_1 = 1200 \text{ V}$ est utilisée

pour la génération et le maintien des microdécharges. Deux résistances (R_{A1} et R_C) sont mises en série respectivement sur l'anode A1 et la cathode C. Les caractéristiques de ces systèmes ainsi que nos conditions de décharges sont reportées dans le tableau II.4.

Dans les deux systèmes, le choix du diélectrique employé est régi principalement par la tenue en température du matériau. La température dans les microdécharges dépend fortement de la nature du gaz et des conditions dans lesquelles elles sont générées (pression, courant, dimension etc.) [121]. Par exemple avec un courant de 3 mA, dans l'Argon, la température est de 500 K à 150 Torr et de 2000 K à 760 Torr ; tandis que dans l'Hélium, elle atteint seulement 800 K à la pression atmosphérique [122]. Pour cette raison, une plaque d'alumine dont la température de fusion est de 2327 K a été choisie comme diélectrique de séparation entre les électrodes. Ces dernières sont placées au centre de la plaque d'alumine de façon à ce qu'il y ait une marge d'au moins 1 cm entre les bords des électrodes et les bords de l'alumine, ceci afin d'éviter tout claquage en dehors du trou. En plus des fortes températures, la pulvérisation cathodique impose le choix du matériau constituant la cathode et son épaisseur. Nous avons utilisé du cuivre d'épaisseur 1 mm dans le cas des CBL et des dépôts d'argent dans le cas des décharges de type MHCD. Un choix identique a été fait au niveau de l'anode.

Nous n'entrons pas dans une étude détaillée de ces systèmes, car déjà réalisée par de nombreux auteurs auparavant [117, 100, 123, 124, 125, 126, 127, 128] mais nous cherchons ici à identifier la source la mieux adaptée à notre situation, c'est-à-dire celle qui permet d'obtenir la densité électronique la plus importante au niveau de la décharge volumique «MCS» avec un diamètre adéquat.

II.5.1.i Microdécharge de type MHCD

Pour caractériser notre dispositif MHCD, nous augmentons progressivement la force électromotrice de la source E_1 . Les courbes de la figure II.19 correspondent à l'évolution de la tension U_{A1-C} aux bornes de la MHCD mesurée à l'aide d'une sonde de tension d'impédance d'entrée $Z_S = 10 \text{ M}\Omega$ en fonction du courant calculé à partir de la tension relevée aux bornes de la résistance $R_{A1} = 1 \text{ k}\Omega$ à l'aide d'un voltmètre d'impédance d'entrée $Z_V = 11 \text{ M}\Omega$: $U_{A1-C} = f(I_C)$. La figure II.19(b) correspond simplement à 1 zoom de la partie à très bas courant.

À très faible courant, la décharge est dans un état éteint. La première partie de la caractéristique (zone AB) est alors linéaire et correspond tout simplement à la droite de charge de la sonde de tension de résistance interne $10 \text{ M}\Omega$. Une augmentation supplémentaire de la tension entraîne le claquage du gaz aux environs de 530 V dans ces conditions (point B). Une fois la décharge initiée, la tension chute fortement aux alentours de 230 V, pour un courant de 1.5 mA, et se trouve dans le régime luminescent (point C). L'augmentation de la force électromotrice entraîne alors une augmentation du courant avec cependant une tension entre les deux électrodes (i.e. la tension aux bornes du gaz) qui reste constante (zone CD). Cette partie de la caractéristique est typique d'une MHCD [129] et plus généralement d'une décharge luminescente pour laquelle la densité de courant est constante grâce à l'extension de la gaine cathodique le long de la surface de l'électrode. Il faut noter l'effet hystérésis qui se produit lorsque l'on trace la caractéristique en augmentant le courant (B vers C) ou en le diminuant (C vers E), phénomène somme toute assez classique et bien connu des décharges DC. Cette zone (BCE) caractérisée par un régime impulsif des grandeurs électriques a largement été étudiée par divers auteurs [126, 125, 128, 123, 124, 130].

Cette caractéristique classique pour une décharge de type MHCD nous intéresse plus

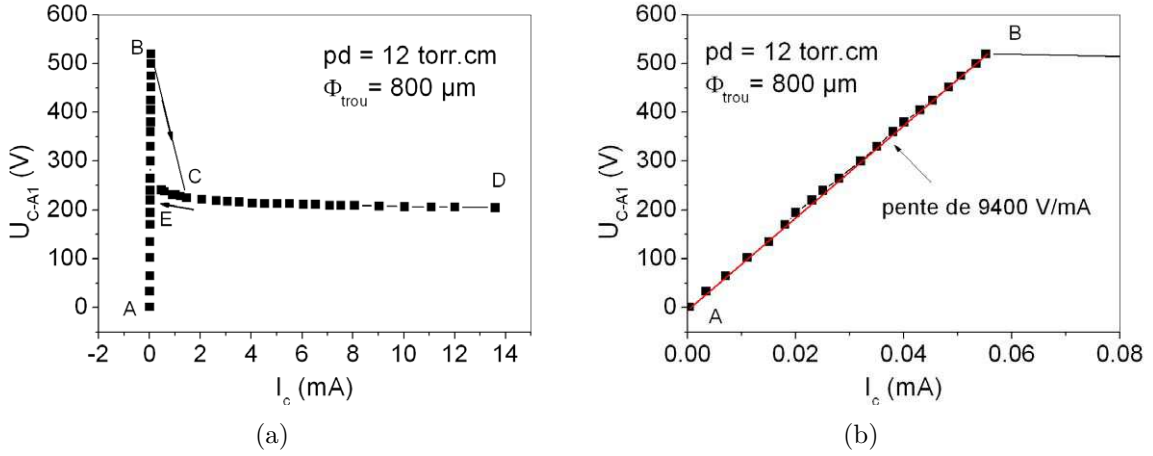


Figure II.19: Caractéristique MHCD dans l'Hélium à une pression de 600 torr, le diamètre du trou est de $800 \mu\text{m}$, l'épaisseur du diélectrique de $200 \mu\text{m}$, et la résistance à la cathode est de $R_C = 200 \text{ k}\Omega$. La figure de droite est un zoom sur la partie à très bas courant.

particulièrement dans sa partie à fort courant. Il est en effet possible d'augmenter considérablement le courant dans cette géométrie, et donc la densité électronique, tout en conservant la stabilité et éviter une transition vers l'arc électrique. Cette limite en courant est étroitement liée à la surface cathodique disponible pour l'étalement de la gaine. Elle va donc dépendre nécessairement des conditions de pression et de gaz qui influent directement sur cet étalement. Les travaux de T. Dufour [125] explicitent très clairement ces influences et ont montré la possibilité dans leur géométrie d'atteindre près de 30 mA. La limite principale à une augmentation supérieure du courant tient à la capacité du dispositif à supporter l'élévation de température.

II.5.1.ii Microdécharge de type CBL

A la différence de la MHCD, la CBL présente une cathode fermée (i.e. le trou n'est pas débouchant); on imagine d'ores-et-déjà les conséquences que cela peut avoir sur l'étalement de la gaine cathodique. Nous présentons dans la figure II.20 la caractéristique d'un dispositif CBL dans le $Ne - Xe(1\%)$ à 600 Torr. Le diamètre du trou est de $800 \mu\text{m}$ et la hauteur de diélectrique (alumine) est de $200 \mu\text{m}$; le produit pression fois distance $p \times h = 12$ Torr.cm. Les mesures ont été réalisées de la même façon que dans le cas de la MHCD, c'est-à-dire en augmentant la valeur de la force électromotrice de la source E_1 et en relevant les tensions entre les électrodes et aux bornes de la résistance de protection R_{A1} .

Nous retrouvons une évolution de la tension en fonction du courant identique

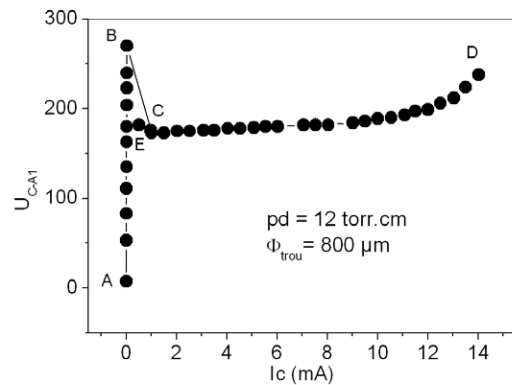


Figure II.20: Caractéristique CBL dans le $Ne - Xe(1\%)$ à une pression de 600 torr, avec un diamètre de trou de $800 \mu\text{m}$, une épaisseur de diélectrique de $200 \mu\text{m}$ et une épaisseur d'électrodes de l'ordre de la centaine de microns

au cas de la MHCD avec toutefois une différence notable au niveau de la zone CD. La tension de claquage dans le $Ne - Xe(1\%)$ aux bornes de la CBL est d'environ 375 V. La tension chute ensuite aux alentours de 190 V pour rester constante jusqu'à un courant d'environ 8 mA. Au-delà de cette valeur la tension aux bornes de la CBL augmente faiblement dans un premier temps puis rapidement pour des courants plus élevés. Si on continue d'augmenter la valeur de E_1 et qu'on ne limite pas le courant grâce à des résistances, on passe à l'arc avec une destruction inévitable du système. Une telle caractéristique a déjà été mise en évidence par divers auteurs [100, 123].

Ces résultats nous laissent penser évidemment qu'il sera plus difficile d'augmenter le courant avec une CBL qu'avec une MHCD. Nous proposons dans le paragraphe suivant de confirmer cette hypothèse.

II.5.1.iii Comparaison MHCD versus CBL

Pour réaliser cette étude, nous avons décidé d'utiliser un dispositif macroscopique pour lequel le produit $p \times d$ est identique aux microdécharges que nous venons de présenter. Le diamètre du trou et l'épaisseur du diélectrique (Macor) sont de 1 cm tandis que l'épaisseur de l'anode en cuivre est de 5 mm. La cathode est également en cuivre. Du fait des dimensions mises en jeu nous travaillons à basse pression. Un tel choix a été fait pour identifier plus facilement, grâce à de l'imagerie, comment la décharge se comporte dans les dispositifs CBL et MHCD.

La résistance présente sur la cathode est de $R_C = 170 \text{ k}\Omega$ pour pouvoir explorer les bas courants. Les caractéristiques électriques obtenues expérimentalement dans l'He à différentes pressions sont représentées sur la figure II.21(a) pour le cas de la CBL et sur la figure II.21(b) pour deux pressions (1 Torr et 20 Torr) pour la CBL et la MHCD.

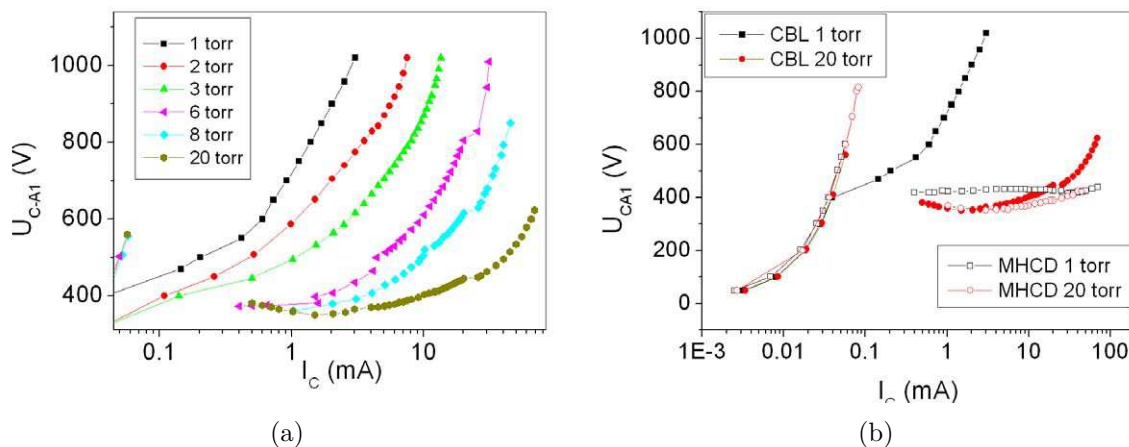


Figure II.21: MHCD et CBL en configuration macro-décharge ; (a) Caractéristiques CBL dans l'He à différentes pressions, avec un diamètre du trou et une épaisseur de diélectrique de 1 cm et une épaisseur d'anode de 5 mm ; (b) Comparaisons entre CBL et MHCD dans les mêmes conditions que (a)

Les résultats de la figure II.21(a) montrent bien une montée abrupte en tension à partir d'un courant seuil pour les pressions les plus élevées ou immédiatement dans le cas des faibles pressions. Ce courant seuil augmente par ailleurs avec la pression. Si on compare les deux types de géométries (cf. la figure II.21(b)) on remarque que les caractéristiques sont identiques non seulement à très faible courant (partie de la caractéristique correspondant

à la charge de la sonde) mais également lorsque l'augmentation de tension ne se produit pas (i.e. courant inférieur au seuil). Ces résultats obtenus à basse pression corroborent parfaitement ceux obtenus à des pressions élevées d'un point de vue qualitatif. Il est en effet impossible de comparer de façon quantitative, macro-décharges et microdécharges car des phénomènes tels que la recombinaison électron-ions, la production importante de métastable ou encore la température plus élevée à haute pression font que les lois de similitudes ne sont pas respectées.

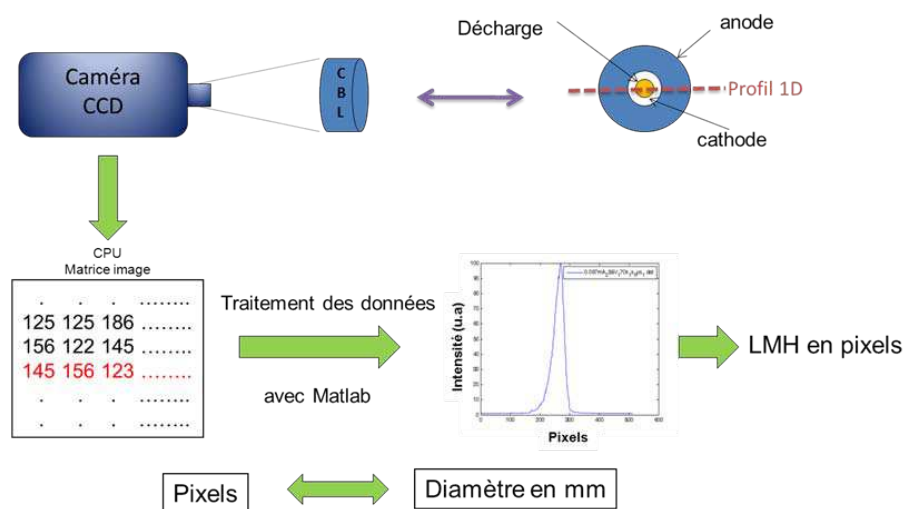


Figure II.22: Schéma récapitulatif des étapes suivies pour la détermination du diamètre de la décharge

Afin de compléter l'analyse électrique, nous avons réalisé une étude optique sur la CBL. Nous rappelons que le diamètre du trou $d_{trou} = 1$ cm. Notre caméra est placée face à la CBL en regard du trou côté anodique (voir la figure II.22). Nous avons choisi la ligne centrale de la décharge (i.e. le diamètre du trou), pour déterminer le diamètre de la décharge qui est défini comme étant la largeur à mi-hauteur de l'émission lumineuse.



Figure II.23: Images CCD à différents courants dans l'Ar à 4 Torr

Des images de la décharge à différents courants sont présentées sur la figure II.23 et l'évolution du diamètre en fonction du courant est proposée sur la figure II.24 pour de l'argon à 4 Torr. Ce diamètre est minimal pour les bas courants puis augmente rapidement jusqu'à se stabiliser à partir d'une certaine valeur seuil de courant.

En analysant parallèlement le diamètre de la décharge et la caractéristique CBL nous remarquons que le courant seuil (i.e. pour lequel le diamètre sature) correspond à la valeur de courant critique de la caractéristique CBL, ceci ayant été observé à différentes pressions et pour différents gaz. En effet, la tension aux bornes de notre dispositif CBL commence

à augmenter avec le courant lorsque la décharge ne peut plus s'étendre dans le trou, de la même façon qu'elle le fait dans un dispositif MHCD lorsque toute la surface de la cathode à l'extérieur du trou est utilisée. D'autre part, nous remarquons une contraction de la décharge (i.e. diminution de son diamètre) vers les hauts courants. Nous n'avons pas d'explication précise de cet effet mais à basse pression où la recombinaison ne joue pas de rôle, nous pouvons avancer comme hypothèse le rôle joué par l'augmentation de la température du gaz à l'intérieur du trou.

Remarquons que cette méthode de mesure du diamètre outre le fait de comporter plusieurs sources d'incertitudes (conversion pixel-millimètre par rapport à l'image de référence, choix de la ligne du profil 1D, erreurs statistiques, . . .) n'est qu'une représentation approximative de l'émission lumineuse sans donner nécessairement une idée précise de l'étalement des ions à la surface de la cathode qui sont à l'origine de l'émission secondaire. Néanmoins cela n'enlève en rien le caractère qualitatif qui est somme toute assez typique de l'évolution d'une décharge de type DC.

La conclusion de cette étude porte essentiellement sur la capacité de la microdécharge de type MHCD à fournir un courant électronique supérieur à la microdécharge de type CBL. Cet avantage sera mis à profit pour l'entretien de la décharge volumique à fort courant (i.e. à forte densité électronique). Il faut également noter que dans la mesure où nous cherchons un fonctionnement à fort courant, nous ne nous trouvons jamais dans le régime impulsionnel.

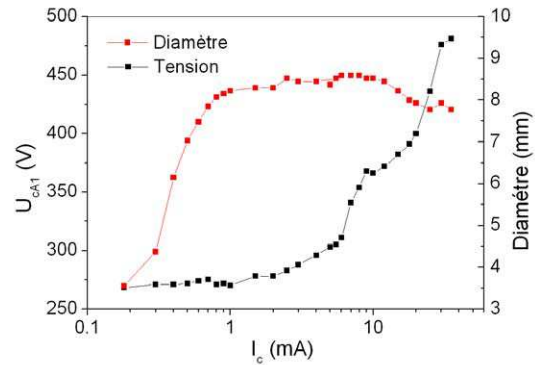


Figure II.24: Évolution de la tension et de la surface cathodique utilisée par la décharge en fonction du courant dans la CBL. Le gaz est de l'Ar à 4 Torr. Le diamètre du trou est de 10 mm.

II.5.2 Décharges volumiques dans des systèmes de type MCSD

A partir des microdécharges que nous venons de décrire, il est possible de générer un plasma en volume entre le dispositif MHCD ou CBL et une troisième électrode située à plusieurs millimètres du sandwich en vis-à-vis du trou, on parle alors de décharge MCSD [101, 102]. La géométrie d'un tel système est présentée sur la figure II.25. Il est constitué d'un sandwich Cathode-Diélectrique-Anode 1 associé à une troisième électrode (Anode A2) portée à un potentiel positif par rapport à la première anode A1 et située à une distance h_{A1-A2} de cette dernière.

Deux alimentations continues sont utilisées pour commander indépendamment les tensions appliquées entre les différentes électrodes (U_{A1-C} et U_{A2-A1}). Une résistance de 30 k Ω est connectée à la cathode et une de 80 k Ω à l'anode A2 pour limiter le courant dans chaque portion du circuit. Une troisième résistance de 1k Ω est quant à elle connectée sur A1 pour évaluer le courant I_{A1} .

De nombreux paramètres vont influencer le comportement de la décharge volumique ; outre les conditions sur le gaz utilisé, nous pouvons citer le courant issu de la microdécharge, la tension appliquée sur la troisième électrode ou encore la distance entre la troisième électrode et le sandwich [116]. De plus si nous nous sommes placés dans le cadre de cette étude exclusivement dans le cas d'une troisième électrode portée à un potentiel positif

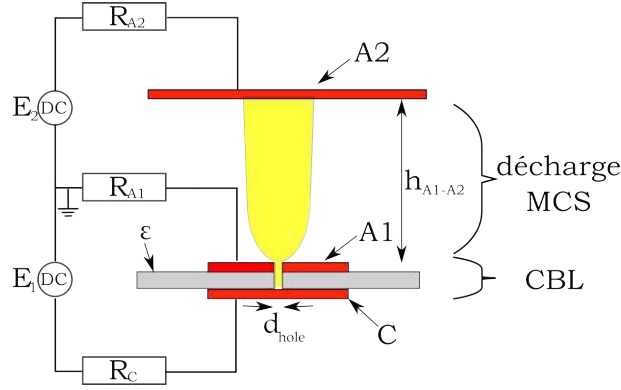


Figure II.25: Schéma d'un dispositif MCSD. La microdécharge de type CBL ou MHCD est identique à celle décrite dans la figure II.18 et le tableau II.4, tandis que la troisième électrode est un carré d'acier inoxydable de $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

par rapport à la première anode, il est tout à fait envisageable d'exploiter d'autres configurations telles qu'une association Anode-Cathode-Anode ou Anode-Cathode-Cathode [131].

L'idée étant d'obtenir les plasmas les plus stables possibles avec des puissances injectées les plus faibles possibles tout en obtenant des densités électroniques les plus grandes possibles, nous avons opté pour l'utilisation de gaz rares (Argon, Hélium, Néon) pour des pressions variant de 50 torr jusqu'à la pression atmosphérique.

Avant d'aborder la recherche de la décharge la mieux adaptée à notre problème, nous décrivons le phénomène de transition entre la décharge de surface et la décharge volumique dans le cas d'une distance h_{A1-A2} supérieure au centimètre. Cette distance imposée par les contraintes microondes (i.e. pour que le dispositif de décharge ne perturbe pas la propagation de l'onde) n'est pas commune dans l'utilisation de ces systèmes à haute pression. Généralement la distance séparant les deux anodes est inférieure au centimètre, aussi quelques différences apparaissent dans le phénomène de transition qui a été décrit largement par ailleurs [132, 116, 126, 101, 102, 123].

II.5.2.i Caractéristique électrique

Plusieurs possibilités existent pour tracer la caractéristique $I(V)$ d'une décharge MCSD. Il est possible de faire évoluer la distance entre les deux anodes A1-A2, d'augmenter le courant de la microdécharge ou tout simplement d'augmenter la tension de la source E_2 [116]. Nous ne présentons dans le cadre de cette thèse que le dernier cas car c'est celui qui convient le mieux à l'application envisagée. En effet il n'est pas possible de jouer sur la distance inter électrode auquel cas nous perdriions l'avantage de ne pas utiliser de mouvement mécanique et dans le cas d'une modification du courant de la microdécharge, nous prendrions le risque d'une moindre stabilité en modifiant la source d'électrons.

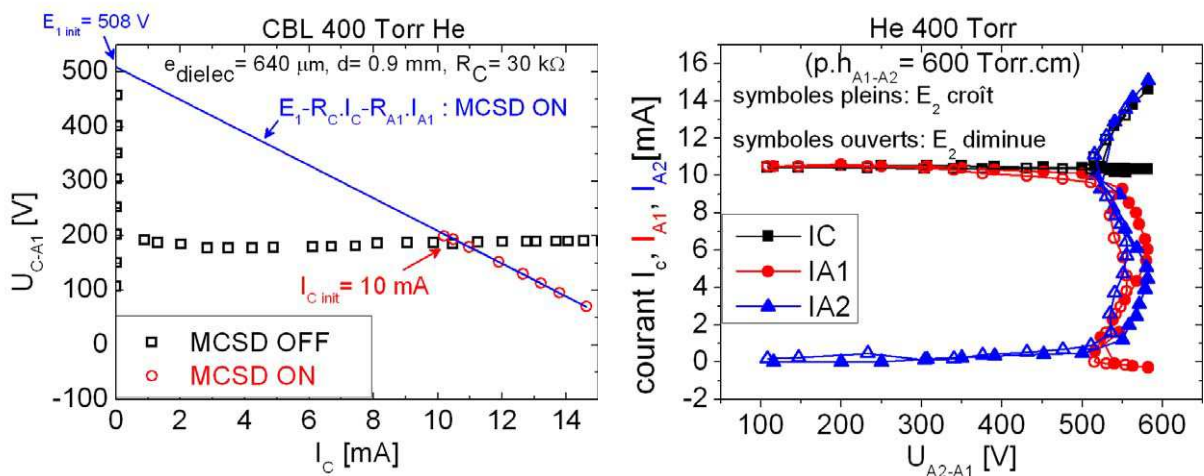
De façon générale, deux cas de figure apparaissent pour l'allumage d'une décharge MCSD en fonction du produit pression – distance $p \times h_{A1-A2}$ et du courant I_{Cinit} : la transition d'une décharge de surface à une décharge en volume se fait soit de façon progressive soit de façon brusque.

Au travers de l'exemple d'une expérience dans l'Hélium à 400 Torr avec une distance $h_{A1-A2} = 15 \text{ mm}$ (cf. la figure II.26), nous allons montrer le processus d'allumage du système MCSD dans le cas d'une transition douce. Le produit pxh est de 600 Torr.cm dans ce cas tandis que la microdécharge est une CBL avec un trou de diamètre $900 \mu\text{m}$

et une épaisseur de diélectrique de $640 \mu\text{m}$.

II.5.2.i.a Fonctionnement $I_{A2} \leq I_C$

Avant d'allumer la MCSD, la première étape consiste à allumer la microdécharge. Il faut appliquer 450 V sur E_1 pour créer un claquage au niveau de la CBL. Une augmentation de la force électromotrice E_1 conduit à une augmentation du courant tandis que la tension aux bornes du gaz reste constante ($U_{A1-C} = 198 \text{ V}$) jusqu'à un courant de 15 mA . Nous fixons alors le courant de la CBL à 10 mA : $I_{Cinit} = 10 \text{ mA}$, cela correspond à une tension E_{1init} aux bornes de l'alimentation de 508 V . La deuxième étape qui consiste à allumer la MCSD se fait en augmentant progressivement la f.e.m. de la source de tension E_2 .



(a) Caractéristique courant-tension du CBL

(b) Courant dans les trois électrodes du MCSD

Figure II.26: (a) Caractéristique $V(I)$ de la MHCD servant de source à la décharge MCSD dont la caractéristique $I(V)$ est tracée sur la figure (b)

Dans la figure II.26(b), nous constatons que le courant transite progressivement de l'électrode A1 vers l'électrode A2 tandis que la tension U_{A1-A2} aux bornes des électrodes A1 et A2 croît progressivement dans un premier temps avant de diminuer pour augmenter à nouveau à partir de l'instant où le courant sur l'anode A2 dépasse la valeur de I_{Cinit} . Nous observons donc une forme de «S» typique de ces systèmes et observée lors de précédents travaux [116, 129]. Il est difficile dans ce cas de déterminer précisément une tension d'allumage au sens propre d'un claquage de type Townsend. Nous pouvons simplement dire que cette tension est au maximum de 550 V , ce qui est largement inférieur à la tension de claquage déterminée classiquement pour une décharge entre deux plans parallèles en absence de source électronique extérieure qui est d'environ 3 kV [133] dans les mêmes conditions de gaz et de $p \times h$. Nous retrouvons ici un des avantages d'utiliser ce type de système pour générer des décharges de grande dimension sans nécessiter une tension trop importante.

Analysons d'un peu plus près cette courbe et notamment la forme de «S». Il faut préciser que celle-ci dépend des conditions de pression, de la distance entre les deux anodes mais également du circuit d'alimentation. La manière dont se crée le claquage est décrit en détail dans le papier de K. Makasheva [132]. Tout se passe comme dans un claquage normal de type Townsend entre une anode (A2) et une cathode (la microdécharge) avec tout de même deux principales nuances.

D'une part, la cathode est une cathode émettrice d'électrons comme pourrait l'être un filament chaud et d'autre part, c'est un système à trois électrodes avec une compétition entre deux décharges. Il se crée donc une multiplication électronique entre les deux anodes sous l'effet du champ électrique appliqué. La charge d'espace qui va se former près de l'anode A2 va grossir et modifier la distribution du champ électrique entre les deux électrodes. Une gaine se forme alors et se contracte en direction de l'anode A1. Pour faire transiter le courant de l'anode A1 vers l'anode A2, il faut augmenter la f.e.m. E_2 . Or, dans le même temps, ce courant qui augmente à l'anode A2 va engendrer une chute de potentiel aux bornes de la résistance $R_{A2} = 80 \text{ k}\Omega$ placée entre A2 et E_2 pour limiter le courant.

En fonction de la valeur de cette résistance et de l'augmentation du courant sur A2 (i.e. de la chute de potentiel aux bornes de R_{A2}) en comparaison de l'augmentation de la tension E_2 , nous aurons ou non une diminution de la tension U_{A2-A1} comme le montre la figure II.27. Sur cette figure, nous avons supposé que les résistances R_{A1} et R_C étaient nulles, ce qui ne change rien au résultat et qui permet de voir directement l'influence de R_{A2} . Nous rappelons simplement que ces tracés correspondent à l'équation de circuit suivante :

$$U_{A2-A1} = E_2 - (R_{A1} + R_{A2})I_{A2} - R_{A1}I_C \quad (\text{II.36})$$

Pour E_2 variant de 0 à 2000 V et I_{A2} augmentant exponentiellement avec E_2 . Le cas représenté sur la figure II.27 est très simplifié, nous comprenons cependant qu'il suffit que la chute de tension aux bornes de R_{A2} augmente plus vite que la tension E_2 nécessaire pour faire croître le courant pour que U_{A2-A1} diminue. De cette compétition dépendra la première branche du «S». Cette diminution de U_{A2-A1} va prendre fin à partir du moment où le courant sur l'anode A2 va vouloir dépasser le courant initial de la cathode I_{Cinit} .

Tant que $I_{A2} < I_{Cinit}$, nous pouvons considérer que la source CBL n'est pas influencée par la décharge MCSD, le courant reste quasiment fixe $I_C = I_{Cinit} = 10 \text{ mA}$ à $\pm 5\%$ (voir la figure II.26). La CBL est alors considérée comme une simple source d'électrons [134, 132]. Sur la figure II.26(a), le point de fonctionnement correspond à l'intersection de la droite de charge en bleu et la courbe I-V du système CBL.

Dernière remarque concernant cette partie, nous notons comme d'autres auteurs [102] que la caractéristique de la MCSD décrit une hystérésis selon qu'elle est tracée en augmentant la tension E_2 ou en la diminuant. La tension U_{A2-A1} , pour un courant I_{A2} identique, est plus faible lorsque la tension E_2 diminue. C'est un phénomène très bien connu que l'on retrouve dans une décharge lumineuse DC normale lorsqu'on l'allume ou lorsqu'on l'éteint (i.e. en augmentant ou en diminuant la tension).

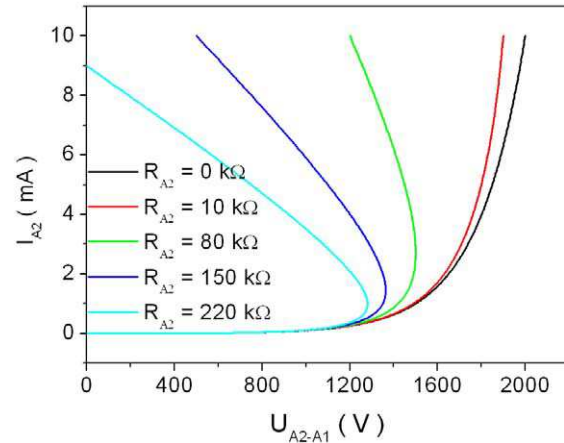


Figure II.27: Calcul de la tension U_{A2-A1} à partir de l'équation de circuit : $U_{A2-A1} = E_2 - R_{A2}I_{A2}$. E_2 varie linéairement de 0 à 2000 V tandis que I_{A2} croît de façon exponentielle avec E_2 : $I_{A2} = K_1 (10^{E_2} - 1)$

II.5.2.i.b Fonctionnement $I_{A2} > I_{C_{init}}$

Si on continue d'augmenter la tension E_2 , nous forçons le système CBL à fournir plus de courant que $I_{C_{init}}$. I_{A2} dépasse alors les 10 mA fournis au départ. Pour ce fonctionnement à $I_{A2} > I_C$, nous constatons que la caractéristique courant-tension de la décharge MCSD s'inverse à nouveau, la deuxième branche du «S» se forme.

Tandis que I_{A2} augmente, I_{A1} reste proche de 0 et ne devient pas négatif (symboles en cercle rouge dans la figure II.26(b)). Le courant à la cathode, I_C (symboles en carré noir dans la figure la figure II.26(b)), ne reste plus constant, et commence à augmenter pour suivre la variation de I_{A2} .

En fait, la cathode continue à fournir des électrons tant que la tension aux bornes de la CBL ne s'annule pas. Comme nous pouvons le voir dans la figure II.26(a) (cercle rouge), la caractéristique courant-tension de la CBL est modifiée et suit la droite de charge (en ligne bleue) $U_{A1-C} = E_{1_{init}} - I_C R_C$ ($I_{A1} = 0$) pour $I_C = I_{A2} > I_{C_{init}}$. La tension aux bornes de la CBL résulte d'une chute de potentiel plus importante que prévue initialement avec l'alimentation en tension $E_{1_{init}}$. Pour que le courant continue d'augmenter alors que E_1 est fixe, il faut que la tension U_{A2-A1} augmente (i.e. en augmentant E_2) et compense ainsi la chute de tension se produisant entre la cathode et l'anode A1, nous avons la deuxième branche du «S».

II.5.2.i.c Décharge auto-entretenu ou non auto-entretenu

Tant que la tension aux bornes de la CBL n'est pas nulle, la décharge MCSD est tributaire de sa source microdécharge, elle est non-autonome car si la source CBL est éteinte, la décharge MCSD s'éteint systématiquement. Une fois que $U_{A1-C} = 0$, cela revient à dire que l'anode A1 et la cathode sont au même potentiel. La décharge MCSD devient alors autonome. Cependant, des instabilités spatiales peuvent apparaître car la décharge MCSD ne se forme plus systématiquement en sortie du micro-trou de la CBL. La décharge peut se former entre A1 et A2 et l'électrode A1 devient une vraie cathode du système où le courant s'inverse complètement. Aucun relevé de courant-tension n'a cependant été réalisé pour ce cas là car l'électrode A2 n'a pas été conçue pour résister à un bombardement ionique intense.

II.5.2.i.d Fonctionnement à $I_{A1} = 0$ mA

Lorsque $I_{A2} = I_{C_{init}}$, tout le courant fourni par la cathode de la CBL est collecté par l'anode A2. Le système microdécharge CBL aura alors transité complètement vers une décharge MCSD. Comme aucun courant n'est collecté à l'anode A1, nous considérons alors qu'aucune gaine n'existe sur l'anode A1; ceci a été discuté en détail dans le papier de Callegari et al. [116]. La tension mesurée aux bornes des deux anodes (A1 et A2) est alors présumée comme la tension de la colonne positive formée en volume (i.e. pas de chute de potentiel dans la gaine cathodique et chute de tension dans la gaine anodique négligée). Nous appelons cette tension, la tension de transition, U_t . L'estimation du champ électrique dans la colonne positive peut donc être faite à partir de cette tension de transition : $E = U_t/h_{A1-A2}$. Dans la suite de nos travaux, nous nous intéressons seulement à ce point de fonctionnement.

II.5.2.i.e Cas de gap plus important

Sur la figure II.28 sont tracés les courants I_{A1} et I_{A2} respectivement collectés par les anodes A1 et A2 en fonction de la différence de tension U_{A2-A1} à leur bornes. L'expérience

a été réalisée dans un mélange $Ne - Xe(1\%)$ à 600 torr pour une distance h_{A1-A2} de 2.7 cm, le produit pression distance entre les anodes A1 et A2 est donc de 1620 Torr.cm.

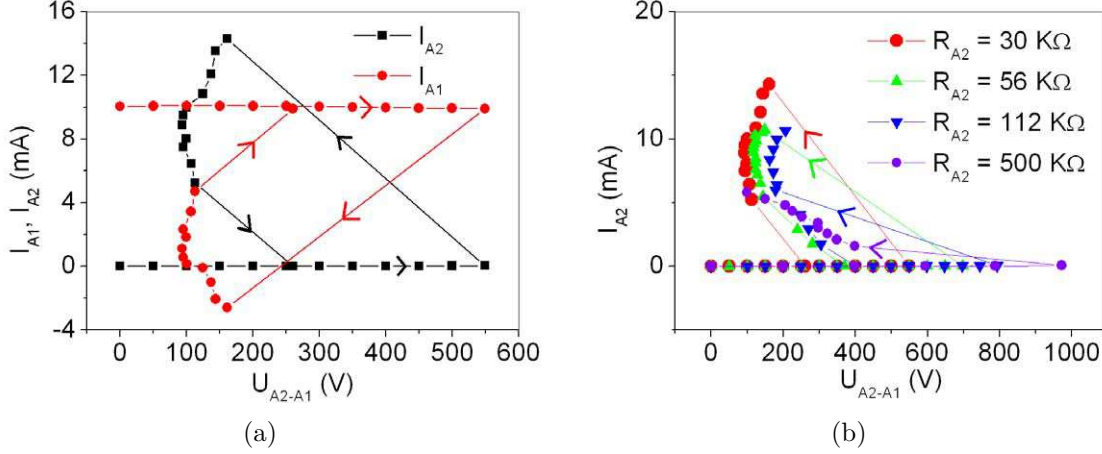


Figure II.28: (a) Evolution des courants collectés par les deux anodes A1 et A2 en fonction de la différence de tension U_{A2-A1} à leurs bornes. $R_C = 70 \text{ k}\Omega$, $R_{A1} = 10 \text{ k}\Omega$, $R_{A2} = 30 \text{ k}\Omega$. (b) Evolution du courant collecté par l'anode A2 en fonction de U_{A2-A1} pour différentes valeurs de R_{A2} . Le gaz utilisé est un mélange de $Ne - Xe(1\%)$ à 600 torr pour une distance h_{A1-A2} de 2.7 cm ce qui fait un produit pression \times distance de 1620 Torr.cm, $I_C = 10 \text{ mA}$.

Contrairement au cas précédent où le produit pression distance était plus faible, ici la transition entre la décharge de surface et celle en volume se fait plus brusquement. En fait dès que la tension appliquée sur A2 est suffisante pour déclencher une décharge en volume le claquage se produit entre l'anode A2 et la microdécharge avec l'électrode A1 qui se comporte comme une cathode ($I_{A1} < 0$, voir la figure II.28(a)).

Le $p \times d$ étant très grand, le champ nécessaire pour rediriger les électrons de l'anode A1 vers l'anode A2 et ainsi générer un claquage en volume est beaucoup plus grand que dans le cas d'un $p \times d$ plus petit, la tension d'allumage est donc plus importante.

En revanche, une fois la décharge établie, la tension d'entretien n'est pas très différente dans les deux cas puisque la décharge est similaire à une colonne positive (cf paragraphes suivants). Une tension E_2 très grande entrainera donc une décharge lumineuse à fort courant, ce dernier n'étant limité que par les résistances. Nous comprenons à nouveau l'importance de la valeur de R_{A2} pour contrôler le système. Comme on peut le voir sur la figure II.28(b) une forte valeur de R_{A2} permet une transition plus douce et empêche l'anode A1 de devenir une cathode.

II.5.2.i.f Conclusion

L'étude électrique de ces diverses décharges nous permet d'identifier des points de fonctionnement intéressants ainsi que des limites d'utilisation. Dans la mesure où nous souhaitons pour notre projet obtenir la densité électronique la plus grande possible, il paraît nécessaire de fonctionner à forte pression. Le gap étant lui aussi nécessairement grand, nous avons de forts produits pression fois distance. Dans ce cas une résistance de protection de grande valeur (environ 80 k Ω) est inévitable pour le circuit MCS D afin d'éviter que l'anode A1 ne devienne une cathode et que le système perde sa stabilité. Le fonctionnement optimal est donc celui pour lequel le courant sur A1 est nul ($I_C = I_{A2}$). Pour augmenter I_{A2} , il faut donc pouvoir augmenter I_C . Nous arrivons ici à une limite du système. En effet une augmentation trop importante du courant sur la cathode ne peut être

envisagée que sur des durées relativement courtes afin de ne pas détruire le système de décharge. Dans le cadre des essais que nous avons réalisés, nous n'avons qu'exceptionnellement atteint les 50 mA pour le courant cathodique avec une microdécharge de type MHCD.

II.5.2.ii Aspect visuel de la décharge

Les décharges à fort produit pression-distance sont connues pour être instables et se présentent souvent sous forme filamentaire [114]. Or, c'est ce que nous cherchons à éviter. En effet nous avons vu que les contraintes micro-ondes imposent au plasma d'avoir un diamètre minimum d'environ 2mm et même dans le cas de la compensation de défaut de pouvoir le contrôler. Trois exemples de décharges obtenues dans l'Hélium, le Néon ou un mélange Argon-Azote(1%) pour une distance h_{A1-A2} de 1.5 cm et une pression de 600 torr sont proposés sur la figure II.29. Le produit pression-distance est alors de 900 torr.cm. Nous rappelons que cette distance est légèrement inférieure à la distance minimale nécessaire pour éviter une perturbation de l'onde par le dispositif de décharge lui-même (2 cm). Chaque image a été capturée à la tension de transition (i.e. $I_{A1} = 0$) pour un courant cathodique de 10 mA.

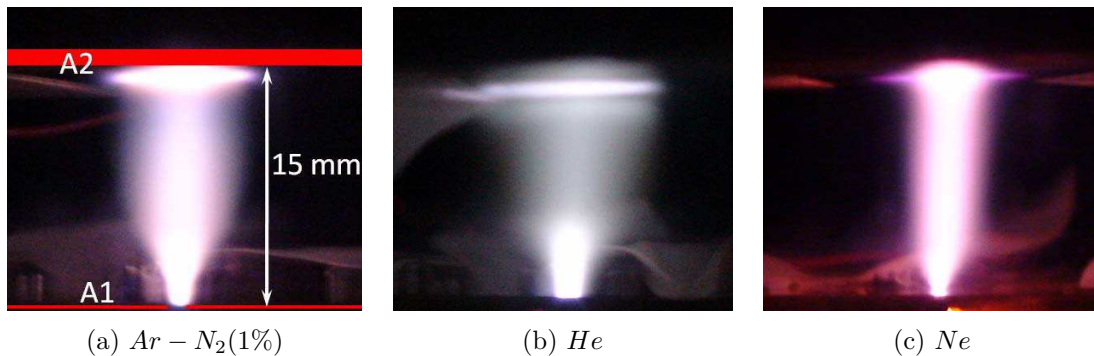


Figure II.29: Images des décharges volumiques à base de microdécharge à haute pression ($p = 600$ Torr, $I_{A2} = I_C = 10$ mA, $h_{A1-A2} = 15$ mm, $p \times h_{A1-A2} = 900$ Torr.cm) dans différents gaz

Nous constatons que les décharges peuvent être diffuses et stables bien que le produit pression-distance soit important. Qualitativement, nous observons que la luminosité des décharges est plus intense à la sortie du système microdécharge (en bas). La décharge s'évase à la sortie de la microdécharge, dont le trou est de l'ordre de quelques centaines de microns, pour former une décharge cylindrique de diamètre millimétrique. Aux premiers abords, nous constatons également que les décharges ont un diamètre quasiment uniforme à partir d'une certaine distance du système microdécharge. L'aspect visuel conforte les résultats électriques, à savoir que cette décharge est similaire à une colonne positive d'une décharge continue classique. Lorsqu'une gaine est présente au niveau de l'anode A1 (qui n'est autre qu'une gaine cathodique de la décharge MCS) il est alors possible de visualiser la lueur négative ainsi que l'espace sombre de Faraday en plus de la pseudo-colonne positive.

La recherche de la densité électronique la plus grande possible nous conduit inévitablement à augmenter le courant de décharge et la pression. Le comportement du plasma va alors évoluer pour passer d'un mode diffus à un mode contracté, c'est ce qui est présenté sur la figure II.30 dans le cas de l'Argon.

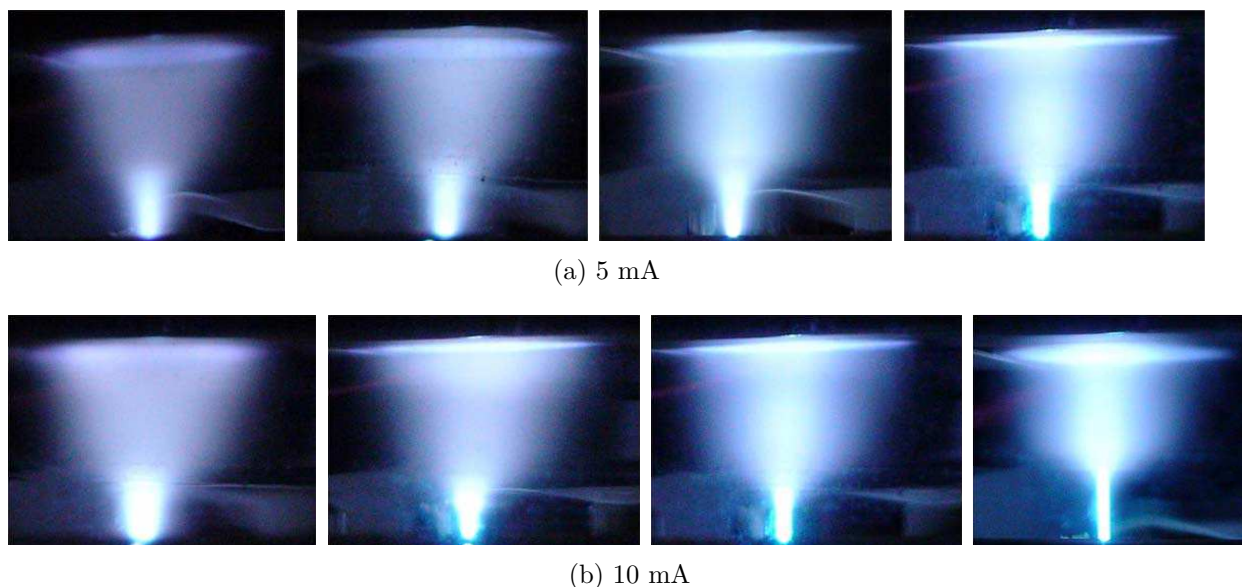


Figure II.30: Visualisation du passage d'un mode diffus à un mode contracté dans l'Ar dans différentes pressions, de gauche à droite : 50 Torr, 100 Torr, 200 Torr et 300 Torr

A faible pression, la décharge reste stable et diffuse. Au fur et à mesure que la pression augmente, nous constatons qu'à la sortie de la source microdécharge, la MCSD est en partie contractée; nous sommes en présence simultanée du mode diffus, et du mode contracté. La hauteur du mode filamentaire croît de manière contrôlable avec le courant de la décharge avant de passer complètement dans le mode filamentaire (cf. la figure II.31). Une fois ce passage effectué, il n'est alors plus possible de revenir au mode diffus. Cette contraction n'est évidemment pas sans conséquence sur les caractéristiques du plasma et notamment sur la densité électronique comme nous le verrons par la suite. Des résultats identiques ont été obtenus par de nombreux auteurs dans des colonnes positives «standards» et plusieurs théories s'affrontent pour décrire la cause exacte de cette transition. Le lecteur pourra se reporter aux travaux de *Dyatko et al.* [135] en 2008, de *Shkurenkov et al.* [136] en 2009 ou encore de *Golubovskii et al.* [137] en 2011.

La figure II.32 montre la tension de décharge volumique U_{A2-A1} en fonction de la pression pour les décharges en Argon observées précédemment. Le courant sur l'anode A1 est maintenu à une valeur nulle dans tous les cas. Nous constatons que la tension croît linéairement en fonction de la pression dans le mode diffus ou semi-diffus. Le champ réduit dans la pseudo-colonne positive déterminé par la régression linéaire des mesures varie entre $E/p = 0.42 \text{ V.Torr}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ à 5 mA à $0.3 \text{ V.Torr}^{-1}.\text{cm}^{-1}$ à 10 mA lorsque le régime de la décharge reste diffus. Or, dès que la décharge devient filamentaire à des densités de courant plus importantes, la tension U_{A2-A1} s'écroule. C'est le cas à $I_{A2} = 10 \text{ mA}$ pour les pressions à partir de 400 Torr.

La raison pour laquelle le champ réduit est plus faible à 10 mA n'est pas triviale. Typiquement, si notre décharge était contrôlée par la diffusion, le E/p ne dépendrait pas du courant tant que les effets de température ne se feraient pas importants. En fait nous sommes à des pressions et des courants suffisamment élevés pour que notre décharge ne soit pas seulement contrôlée par la diffusion mais aussi par la recombinaison en volume.

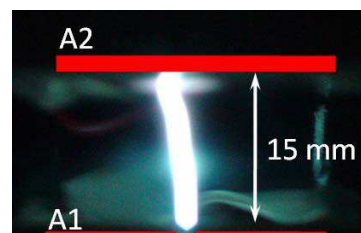


Figure II.31: Visualisation du mode contracté dans l'Ar à 500 Torr avec un courant de 10 mA

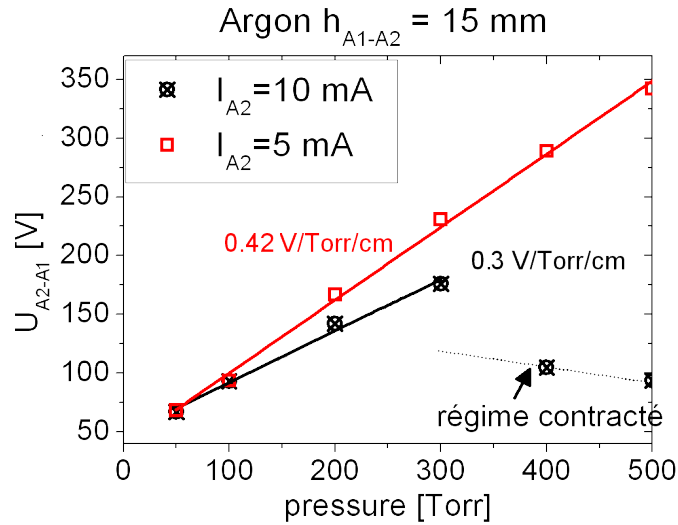


Figure II.32: Évolution de la tension U_{A2-A1} entre les deux anodes en fonction de la pression. Le courant sur l'anode A1 est maintenu à zéro dans tous les cas.

Dans ce cas le champ dans la colonne va s'établir de telle sorte qu'il compense les pertes par recombinaison et par diffusion selon l'équation suivante établie par Raizer [114] dans un cas simplifié :

$$j = \frac{e(\mu_e p)}{\beta} \frac{E}{p} [\nu_i(E) - \nu_{Da}] \quad (\text{II.37})$$

où j est la densité de courant, e la charge élémentaire, μ_e la mobilité électronique, p la pression, β le coefficient de recombinaison électron-ion, ν_i et ν_{Da} a les fréquences d'ionisation par impact électronique et de diffusion ambipolaire respectivement.

Le champ dépend bien de la densité de courant cette fois-ci, mais également d'autres paramètres qui vont évoluer en fonction du courant. Dans le cas de l'Argon et des conditions de la figure II.32, tant que le régime de décharge reste diffus, le diamètre diminue légèrement avec le courant, ce qui fait que la densité de courant augmente. Le champ réduit devrait ainsi augmenter ! Il faudrait étudier en détail l'évolution des différents coefficients tels que la mobilité, les fréquences d'ionisation, etc. . . , pour comprendre réellement le problème ; et encore ce ne serait pas suffisant puisque des phénomènes autres comme l'ionisation par étape à partir des métastables, et la température, où la maxwellisation de la fonction de distribution des électrons jouent un rôle non négligeable dans ces conditions.

Le passage au mode filamentaire est constaté dans notre géométrie pour une densité de puissance supérieure à 100 W/cm^3 au niveau de la pseudo-colonne positive. C'est une densité de puissance relativement grande qui n'a été que très rarement atteinte pour les autres gaz rares utilisés, d'où le maintien plus aisé d'une décharge diffuse dans les autres gaz. De plus des mesures de spectroscopie d'émission nous ont permis de voir que la présence d'impuretés telle que l'azote dans l'argon favorisait le maintien d'une décharge diffuse et stable à des pressions et des courants plus élevés que dans le cas du gaz pur.

Une fois la décharge passée en mode filamentaire, la forme se courbe aux moindres perturbations (flux de gaz, vibrations...), et devient donc plus difficile à contrôler. Pour cette raison, même si potentiellement la densité est plus élevée dans ce mode, le mode filamentaire nous intéresse moins pour notre application et constitue ainsi une limite supérieure au courant de décharge exploitable.

II.5.3 Etude paramétrique des décharges volumiques

Comme nous l'avons évoqué en introduction de cette étude sur les microdécharges, l'objectif final est de déterminer les conditions de décharge les plus favorables au contrôle de la structure BIE (i.e. forte densité électronique $\sim 10^{13}$ cm $^{-3}$ et diamètre de décharge ~ 2 mm). Plusieurs paramètres peuvent influencer les caractéristiques du plasma. Parmi ceux-ci, nous trouvons la pression du gaz et sa composition ou le courant de décharge (i.e. la puissance injectée) qui ont un effet évident. D'autres paramètres qui dans des colonnes positives classiques ne jouent pas habituellement de rôle comme la distance entre les deux anodes h_{A1-A2} ou la taille de l'anode A2, peuvent ici influencer la distribution de la densité électronique.

II.5.3.i Variation du diamètre des décharges

II.5.3.i.a Préambule

Nous souhaitons dans un premier temps porter l'attention du lecteur sur le caractère qualitatif de ces mesures. En effet elles se révèlent être plus une analyse comparative entre les diverses conditions qu'une mesure absolue du diamètre des décharges, et ce d'autant plus que le paramètre qui nous intéresse plus particulièrement est la distribution radiale de la densité électronique. Nous rappelons que le diamètre que nous définissons (voir §II.4.1.i pour les détails) correspond à la largeur à mi-hauteur de l'intensité lumineuse mesurée à l'aide de la caméra CCD. Le profil de cette intensité est une image fidèle des zones d'excitation (i.e. où les électrons ont suffisamment d'énergie) mais ne traduit pas exactement la valeur absolue de la densité électronique. Le diamètre mesuré expérimentalement et à partir duquel sera estimée la densité électronique n_e nous donnera donc qu'une idée approximative et moyenne de celle-ci, nous sentons bien ici le caractère qualitatif.

En revanche, les incertitudes sur la mesure même du diamètre peuvent être estimées. L'identification du profil d'intensité nous révèle en général une estimation de l'erreur sur la largeur à mi-hauteur de 5%. À cette erreur, il faut ajouter celle liée à la correspondance pixel de la caméra et longueur réelle (estimée à partir de l'étalon représenté par la distance h_{A1-A2} entre les deux anodes) que nous avons évaluée à 0.5%. Au total cela nous donne une erreur de 5.5% qui ne sera pas reportée sur les courbes suivantes pour ne pas alourdir les graphiques.

II.5.3.i.b Influence de la pression

Dans la figure II.33, nous observons la variation du diamètre de la décharge en fonction de la pression à une distance de 7.5 mm de la source microdécharge pour un courant de décharge de 10 mA et une distance h_{A1-A2} de 15 mm. Le courant sur l'anode A1 est égal à zéro pour chaque cas. Résultat somme toute assez classique, le diamètre de la décharge diminue avec l'augmentation de la pression, la recombinaison électron-ion en volume jouant un rôle de plus en plus important. Comme nous l'évoquions au paragraphe précédent, l'ajout d'impureté dans le gaz a pour effet de maintenir plus facilement une décharge diffuse et de diamètre important (de 3 à 5 mm). Par exemple, pour les décharges dans l'Argon, le plasma se contracte et peut devenir filamentaire ($d_{plasma} < 1$ mm) à partir de 200 Torr. Avec l'ajout de l'azote (de l'ordre de 1%) dans la décharge, la décharge reste diffuse même à pression atmosphérique ($d_{plasma} \sim 3.5$ mm). D'ailleurs, pour l'Hélium, où la présence des traces d'impuretés influence sensiblement la décharge, le diamètre reste également quasi-constant avec la pression. Dans le Néon, le diamètre décroît progressivement et inversement avec la pression (en $1/p$).

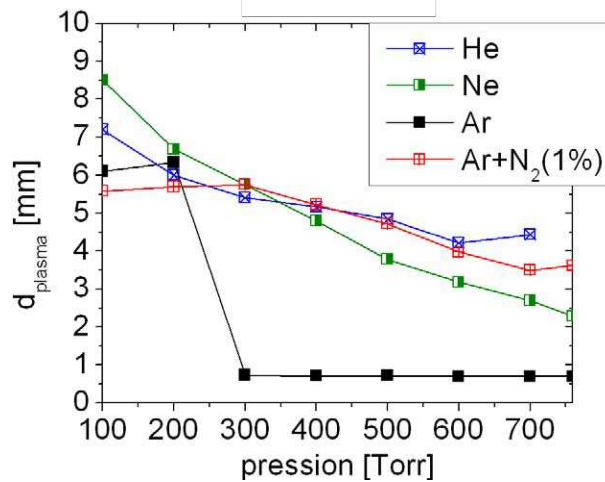


Figure II.33: Variation du diamètre de la décharge du système MCS D pour différents gaz en fonction de la pression à une distance de 7.5 mm de l'anode A1 avec $h_{A1-A2} = 15$ mm et $I_{A2} = I_C = 10$ mA

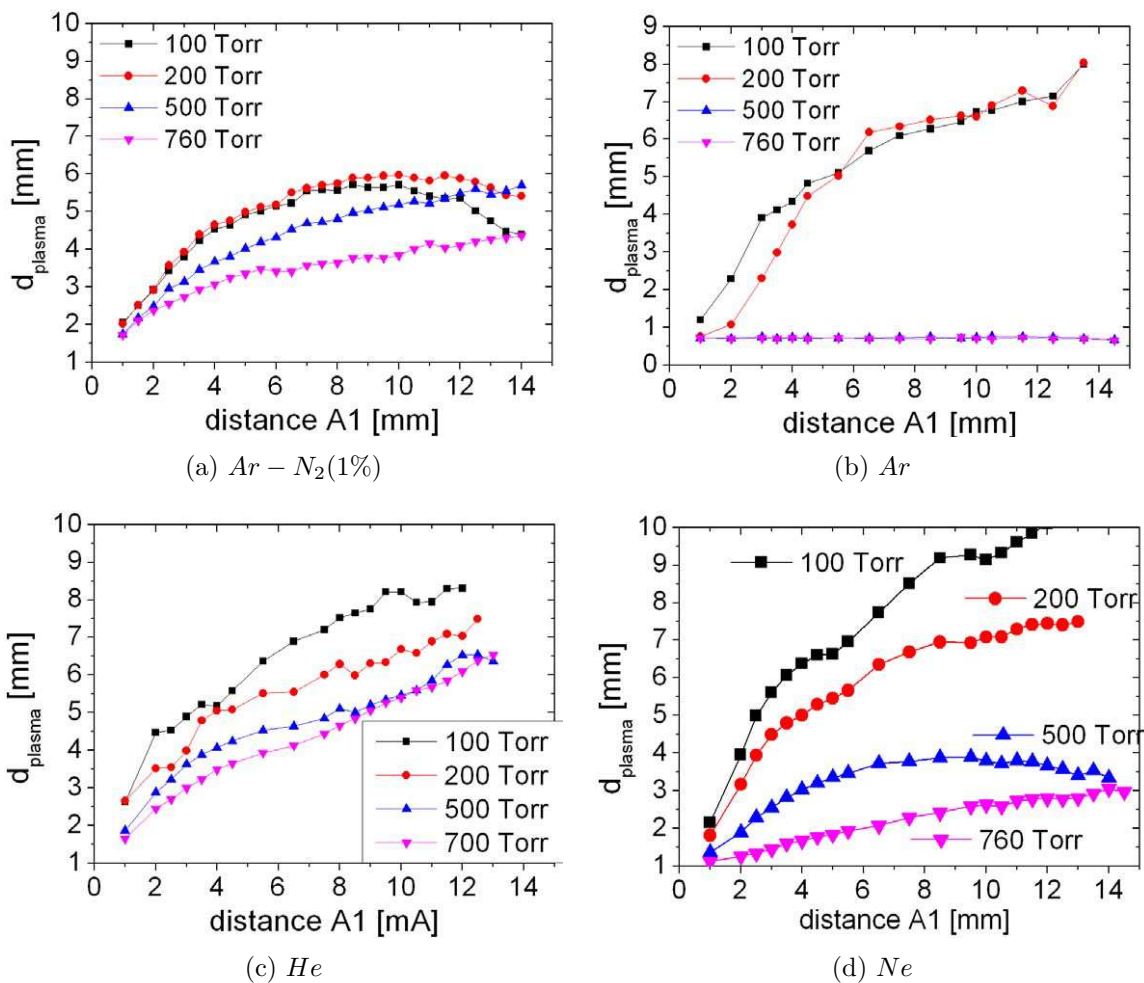


Figure II.34: Evolution du diamètre de la décharge du système MCS D en fonction de la distance de la source microdécharge pour différents gaz et pressions avec $h_{A1-A2} = 15$ mm et $I_{A2} = I_C = 10$ mA.

Dans une colonne positive classique contenue dans un tube, la distribution radiale du potentiel est identique en tout point le long de l'axe inter électrodes et le champ électrique est purement axial. Le diamètre des décharges est ainsi identique en tout point. Or ici la

géométrie est différente, il n'y a pas de tube pour limiter la diffusion et l'anode A2 est d'un diamètre environ 2 fois supérieur à la distance inter électrodes. La distribution du champ n'est donc pas purement axiale [132, 138] et le diamètre n'est donc pas, suivant les conditions, identique en tout point le long de l'axe mais augmente en s'éloignant de l'anode A1 avant de diminuer légèrement près de l'anode A2 [132, 103], ce que l'on vérifie quel que soit le gaz sur la figure II.34. L'augmentation du diamètre plus rapide juste en sortie du trou se fait plus douce au-delà d'environ 4 mm. La trajectoire des électrons suivant les lignes de champ, ce comportement d'évasement est une image directe de la répartition du potentiel entre les deux électrodes A1 et A2 [138]. Il est à noter que l'Hélium est le

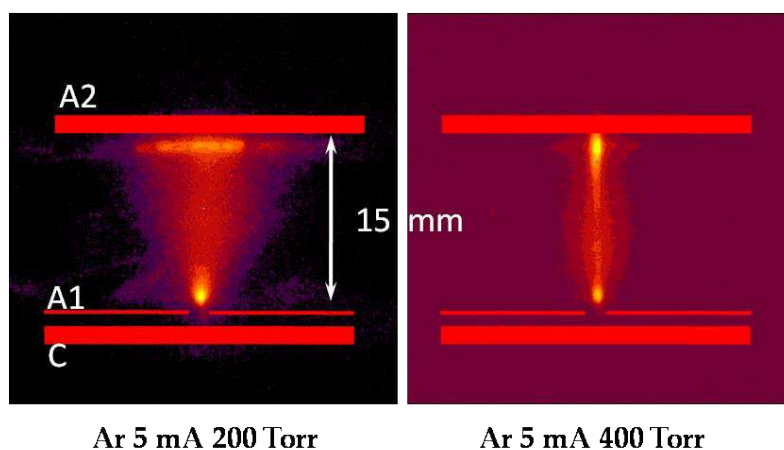


Figure II.35: Photographie d'une décharge MCS dans l'Argon à 5 mA pour une distance inter électrodes de 15 mm. A gauche, cas d'une décharge diffuse non «accrochée» à 200 Torr, et à droite, cas d'une décharge diffuse «accrochée» à 400 Torr.

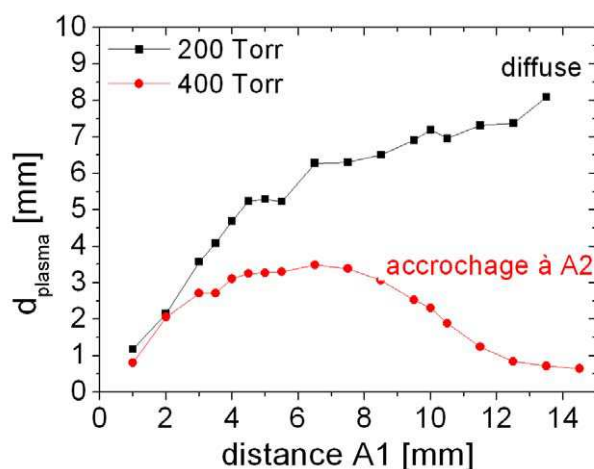


Figure II.36: Evolution du diamètre de la décharge en fonction de la distance à l'anode A1 dans le cas de l'Argon à 5 mA pour deux cas où il se produit ou non un accrochage de la décharge en un point particulier de l'anode A2.

gaz qui permet de maintenir un grand volume même à très haute pression, tandis que le mélange $Ar - N_2(1\%)$ offre le diamètre le plus régulier le long de l'axe comme l'Argon pur lorsqu'il est contracté avec cependant dans ce cas une valeur très faible du diamètre puisqu'il se situe autour de 0.7 mm.

Au cours de nos diverses expériences, nous avons également pu mettre en évidence le rôle joué par l'état de surface de l'anode A2. Lorsqu'une contraction importante a lieu sur l'anode A2 (accrochage de la décharge dû à l'état de surface, voir la figure II.35), le diamètre de la décharge n'augmente pas continûment jusqu'à l'anode A2, mais passe par un maximum (voir la figure II.36), d'où l'importance du choix de l'anode A2 employée et de son état de surface.

II.5.3.i.c Influence du courant

Dans une colonne positive contrôlée par diffusion vers les parois, le diamètre ne dépend pas de l'intensité du courant électrique tant que les effets de température n'agissent pas. Au final, sur l'ensemble des mesures (cf. la figure II.37), seul l'Hélium à 100 Torr ne présente pas de variations importantes. À plus forte pression ou pour les autres gaz, nous observons au contraire que le diamètre en dépend.

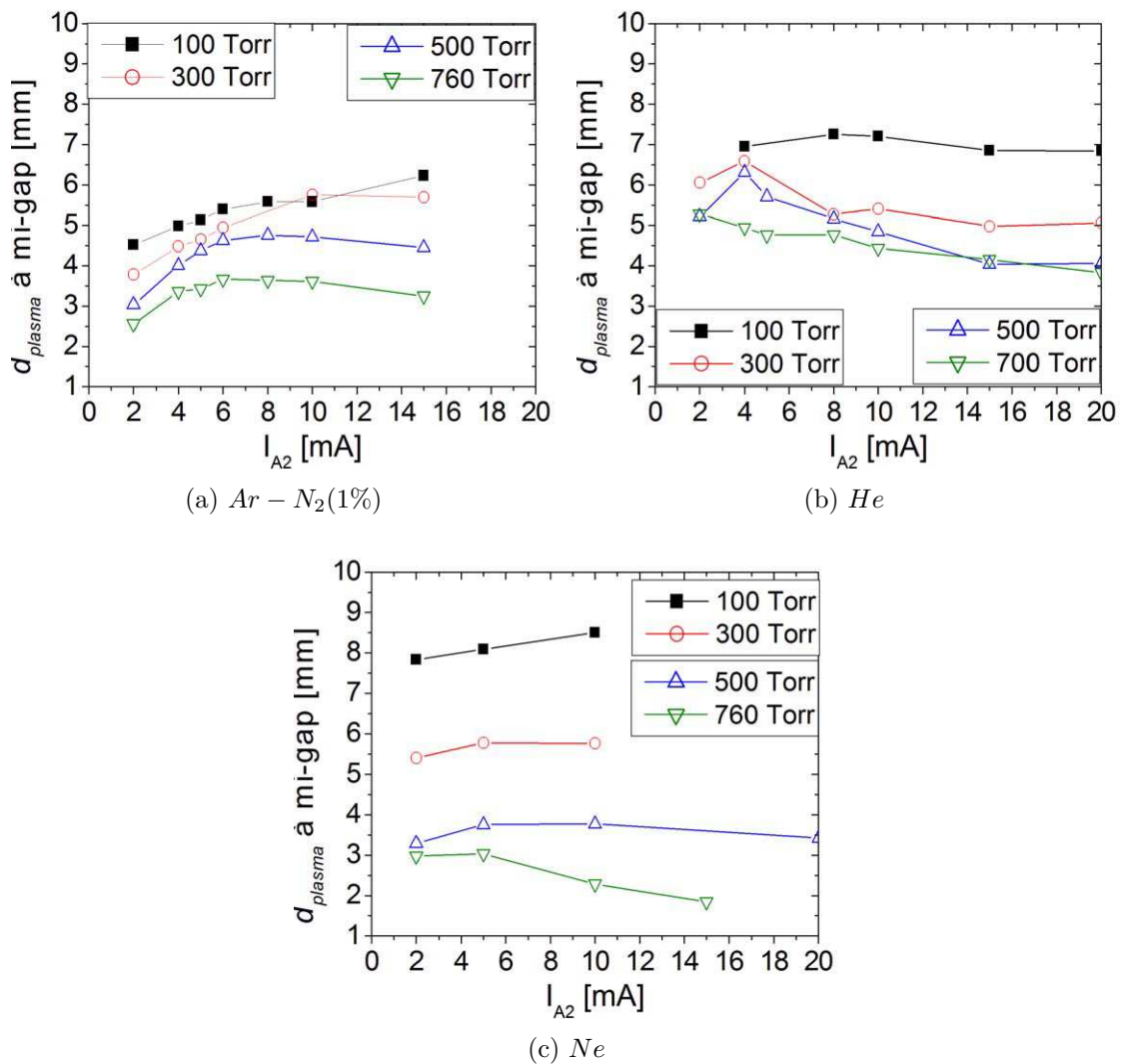


Figure II.37: Evolution du diamètre en fonction du courant

Les phénomènes de contraction en fonction du courant trouvent plusieurs origines, avec en premier lieu la recombinaison en volume. Cependant, d'autres paramètres entrant en compte demanderaient l'utilisation de codes numériques en y incluant toute la chimie

nécessaire pour pouvoir être clairement identifiés. Les études portant sur la contraction des décharges que nous avons citées auparavant apportent quelques éléments de réponse.

II.5.3.i.d Conclusion

Nous retiendrons de cette étude paramétrique que l'*He* (avec probablement des impuretés) est celui qui offre le plus grand diamètre de décharge à courant identique pour les pressions les plus élevées, cependant il n'est pas équivalent le long de l'axe. Pour des courants inférieurs à 6 mA à la pression atmosphérique, le diamètre peut atteindre 5 mm au centre de l'espace inter électrodes. En revanche, lorsque le courant augmente au-delà de 10 mA, à haute pression, le diamètre est inférieur à environ 4 mm quel que soit le gaz.

II.5.3.ii Variation de la densité électronique et de la fréquence de collision

Nous venons de décrire l'évolution du diamètre de la décharge qui est un des trois paramètres plasma à maîtriser pour contrôler la structure à bande interdite. Nous poursuivons par l'étude des deux autres. Nous avons évoqué au paragraphe 1.3 les divers moyens employés pour déterminer la densité électronique. Pour la majorité des décharges que nous avons analysées, la seule possibilité a consisté à l'estimer à partir de la détermination de la densité de courant grâce à l'équation (II.25) (cf. §II.4.2.i).

A cette fin, il est nécessaire de connaître non seulement le courant et la surface de la décharge, mais aussi le champ électrique réduit et la mobilité électronique. Ce paramètre plasma comme la fréquence de collision électron neutre peuvent être calculés à l'aide du code Bolsig+ [105, 104].

D'autre part, en paramètre d'entrée de Bolsig+, il est possible de fournir la température du gaz qui va jouer pour certaines conditions de décharge un rôle important. Elle est également fondamentale pour la détermination du rapport E/N . Il nous a donc paru nécessaire d'évaluer cette grandeur avant toute estimation de la densité électronique et de la fréquence de collision.

II.5.3.ii.a Température du gaz

Le dispositif de mesure et le diagnostic ont été exposés dans §II.3.1 et §II.4. Nous rappelons que le dispositif de notre collègue Biélorusse ne permet de fonctionner qu'à la pression atmosphérique. La figure II.38 montre l'évolution de la température du gaz au niveau de l'axe au milieu du gap h_{A1-A2} en fonction du courant I_{A2} à pression atmosphérique où la densité de puissance est maximale. Nous constatons que pour les gaz rares, la température augmente avec le courant, elle varie entre 500 K et 1350 K pour un courant variant de 2 mA à 30 mA. Cela correspond alors à la limite maximale du coefficient de température α_T ($\alpha_T = T_{gaz}/T_{amb}$ défini dans §II.4.2.ii) dont la valeur varie de 2 jusqu'à 5. Nous noterons cependant une température sensiblement plus élevée pour le mélange $Ar - N_2(1\%)$ puisqu'elle peut atteindre 2200 K à 21 mA. Ceci semble tout à fait normal car les décharges dans les gaz moléculaires mettent en jeu un nombre de mécanismes de chauffage plus important que dans les gaz rares, notamment causé par le chauffage de Franck-Condon⁹ [141].

La figure II.39(a) montre l'évolution de la température le long de l'axe entre les deux anodes dans une décharge MCSD dans l'Hélium à la pression atmosphérique. Quel que

9. L'effet de Franck-Condon a lieu lorsqu'un électron rentre en collision avec un neutre moléculaire avec une énergie plus importante que celle nécessaire pour qu'une dissociation de la molécule ait lieu. L'excédent en énergie se transforme alors en énergie cinétique du gaz. [139, 140]

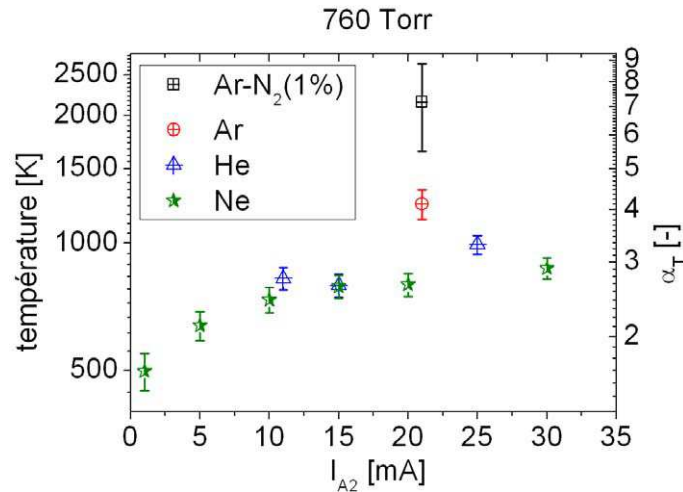


Figure II.38: Évolution de la température au milieu du gap du système MCSD en fonction du courant collecté à l'anode A2 pour différents gaz et $h_{A1-A2} = 15$ mm à la pression atmosphérique

soit le courant nous remarquons qu'elle diminue faiblement en s'éloignant de la source microdécharge avant de chuter plus rapidement à partir de 8 mm. Les champs les plus importants se situent au niveau de la microdécharge, c'est à cet endroit que le chauffage est maximum. Dans la colonne positive le champ n'est juste là que pour compenser les pertes, le chauffage est moins important. La température reste à peu près constante sur les premiers millimètres grâce au flux provenant de la microdécharge.

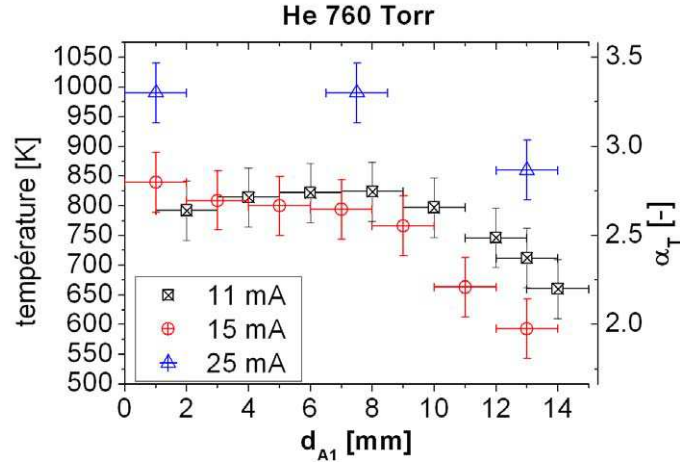
Nous notons également sur cette figure que la température est plus faible à 15 mA qu'à 11 mA ce qui va à l'encontre de la figure précédente. Cette «anomalie» vient simplement du fait que l'anode A2 est différente. Dans le cas à 15 mA, il s'agit d'une électrode massive en cuivre tandis que dans les deux autres cas elle est constituée simplement d'une fine plaque d'inox. La présence d'une électrode massive favorise ainsi la dissipation de la chaleur, ce qui peut permettre d'une part d'allonger la durée de vie du système et d'autre part de ralentir le passage de la décharge à un mode contracté.

Sur la figure II.39(b) est tracée l'évolution radiale de la température au niveau du milieu du gap entre les deux anodes pour du Néon à 15 mA et toujours à la pression atmosphérique. La température chute lentement de 800 K au centre à un peu plus de 650 K à 5 mm de l'axe. Ce profil est relativement typique des décharges luminescentes à haute pression non contenues dans des tubes [131, 142].

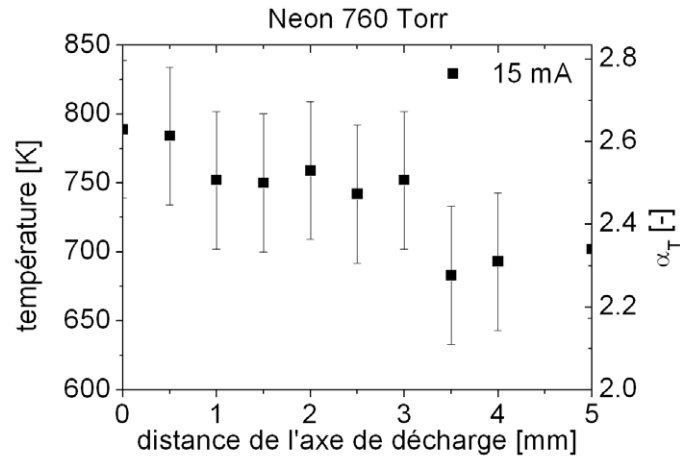
II.5.3.ii.b Evolution du champ électrique réduit

Nous venons de discuter de la température du gaz au sein de la décharge. Cette dernière va influencer la détermination des divers paramètres plasmas et notamment la détermination du champ réduit E/N . Nous présentons donc les résultats suivants en fonction du paramètre température $\alpha_T = T_{gaz}/T_{amb}$ que nous avons défini avec l'équation (II.30) (cf. §II.4.2.ii). Les valeurs de E/N en Townsend reportées sur les figures II.40 et II.41 sont évaluées pour une température du gaz égale à 300 K. Pour obtenir la valeur adéquate à une température supposée du gaz, il suffit de multiplier par le coefficient α_T .

Nous nous intéressons à la valeur du champ réduit pour chaque condition de pression et de courant afin d'évaluer les paramètres plasmas dans ces conditions diverses. Nous avons donc reporté sur la figure II.40 l'évolution du champ réduit en fonction du produit $p \times h_{A1-A2}$ sachant que $h_{A1-A2} = 15$ mm. Ces valeurs sont obtenues en divisant simplement la tension de transition par le produit $p \times h_{A1-A2}$ et en supposant une température du



(a) évolution axiale dans He, mesurée au centre de la décharge avec d_{A1} la distance de l'anode A1



(b) évolution radiale dans Ne, mesurée à mi-hauteur de la décharge ($d_{A1} = 7.5\text{mm}$)

Figure II.39: Évolution spatiale de la température avec $h_{A1-A2} = 15\text{ mm}$ à la pression atmosphérique. Les barres horizontales et verticales donnent une idée des incertitudes de mesure.

gaz de 300 K ¹⁰.

Sur la figure II.40 nous constatons que le champ réduit E/N normalisé à 300 K diminue avec le produit pression fois distance. Il faut bien noter ici que ces mesures n'ont pu être réalisées qu'en faisant varier la pression, une température plus importante est donc attendue à plus haute pression. La prise en compte de cette température diminuerait la décroissance du E/N avec la pression. Nous retrouvons ici un comportement similaire aux résultats obtenus par d'autres auteurs [116, 126, 143, 144].

La figure II.41 permet de visualiser l'évolution du champ réduit en fonction du courant. Sur la plage étudiée, cette valeur ne varie pas significativement. Une nouvelle fois, il faut se rappeler que la température du gaz va avoir tendance à relever la courbe aux fortes pressions. Nous avons déjà abordé la difficulté d'interpréter ces évolutions dans §II.5.2.ii lors de la description des caractéristiques électriques. Une modélisation intégrant une

¹⁰. Rappelons qu'à la tension de transition, nous considérons que la gaine est absente dans l'anode A1 et la mesure de la chute de potentielle entre l'anode A1 et l'anode A2 correspond à la chute de potentielle dans la colonne de plasma.

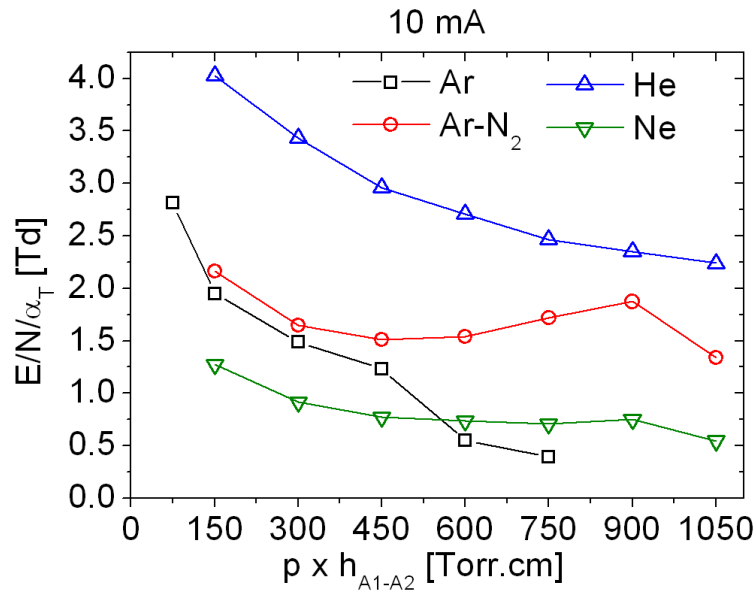


Figure II.40: Variation du champ électrique réduit ($E/N/\alpha_T$) en fonction du produit pression fois distance dans différents gaz dans une décharge MCSD de hauteur $h_{A1-A2} = 15$ mm et pour un courant de 10 mA ($I_{A1} = 0$, $I_{A2} = I_C$).

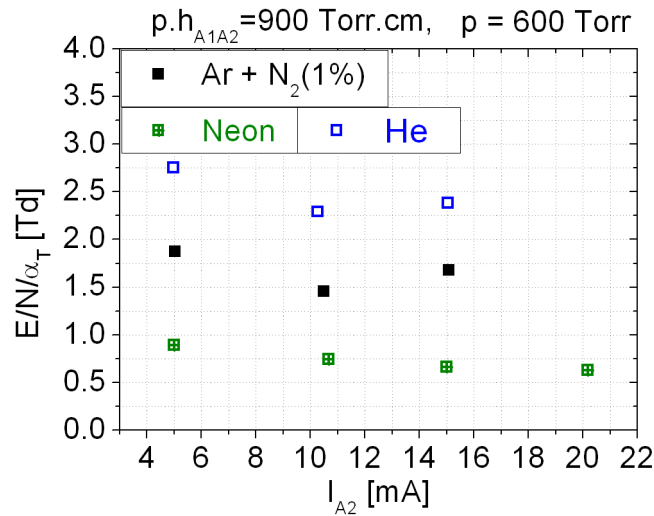


Figure II.41: Variation du champ électrique réduit ($E/N/\alpha_T$) en fonction du courant pour différents gaz dans une décharge MCSD de hauteur $h_{A1-A2} = 15$ mm et pour une pression de 600 torr. Pour chaque courant, le courant sur l'anode A1 est maintenu à zéro.

cinétique suffisamment élaborée est à notre avis le seul moyen concret d'apporter des réponses claires à ce problème.

II.5.3.ii.c Evolution de la densité électronique

Nous reportons dans la figure II.42 les estimations des densités électroniques déduites des mesures précédentes et des calculs de la mobilité via Bolsig+. Nous faisons figurer sur chaque graphe deux courbes correspondant aux cas extrêmes de température ; le cas à température ambiante ($\alpha_T = 1$) et le cas pour la température maximale qui a été mesurée par spectroscopie à la pression atmosphérique.

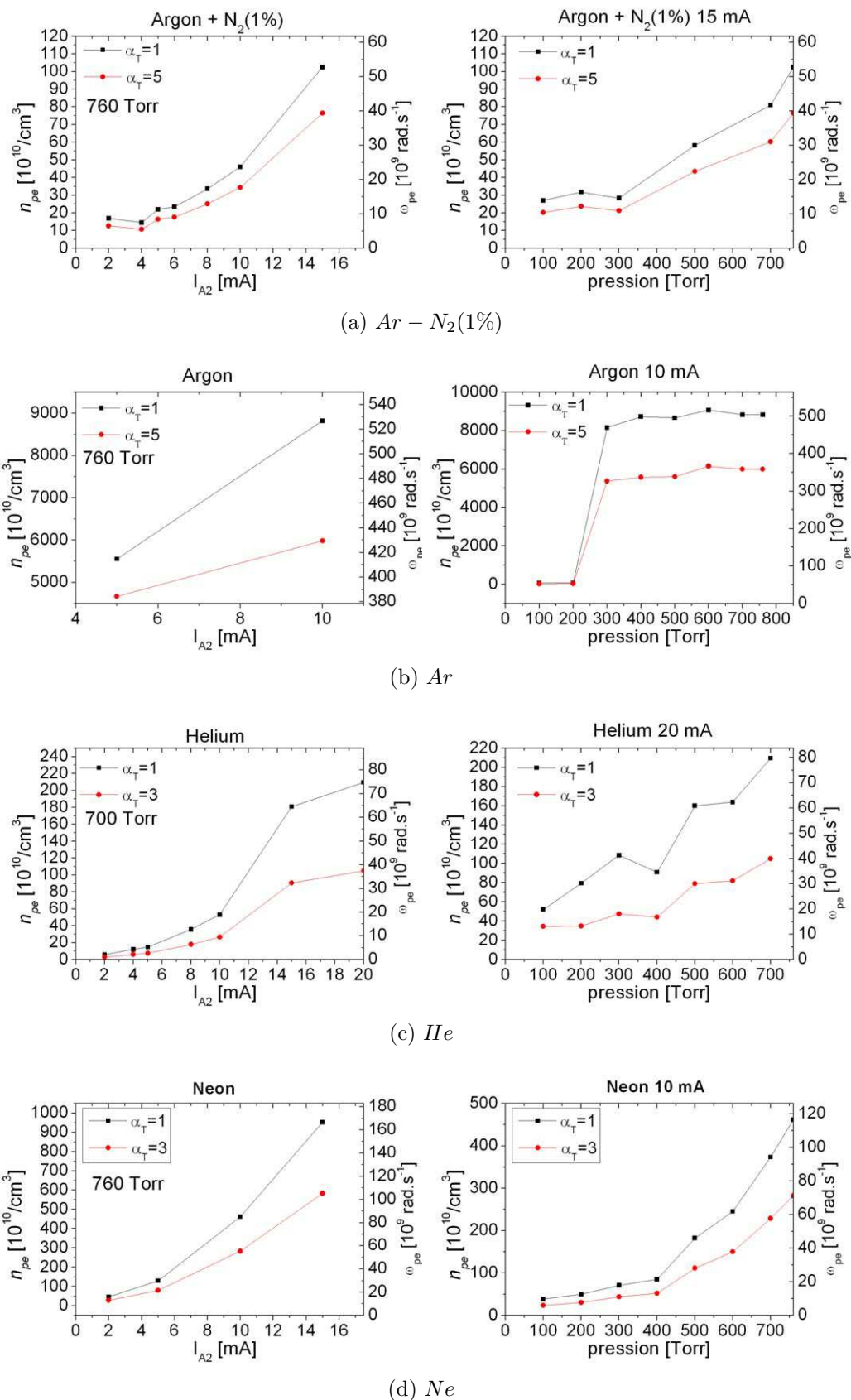


Figure II.42: Evolutions des densités électroniques estimées à partir de la densité de courant. Dans tous les cas le courant sur l'anode A1 est nul et la distance entre les deux anodes est de 15 mm.

Sur les graphes de gauche sont tracées les évolutions des densités en fonction du courant pour les pressions les plus élevées que nous avons testées. Nous obtenons ainsi les valeurs maximales de densités. Sans surprise elles augmentent avec le courant et la valeur maximale atteinte est d'environ $9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ à 10 mA dans l'argon lorsque la décharge est contractée. Cette valeur est réduite à $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ lorsque la température est prise en compte ($\alpha_T = 5$). Cette diminution de la densité avec la prise en compte de la température est bien entendu d'autant plus grande que le courant est grand.

Les graphes de droite permettent d'évaluer l'influence de la pression. Là aussi le comportement est classique avec une densité qui augmente avec la pression. Cependant lorsque la décharge se contracte, c'est le cas dans l'argon à partir de 300 torr, la densité n'évolue guère. Mis à part dans l'argon qui s'est contracté, il est difficile de dépasser une densité de 10^{12} cm^{-3} à des pressions inférieures à 400 torr. Au final la densité ne dépasse les 10^{13} cm^{-3} que pour l'argon contracté ou le Néon en supposant une température ambiante. Ces résultats bien qu'estimés grossièrement sont confirmés par les mesures faites à Minsk. En effet nous n'avons pas pu réaliser de mesures à des courants trop faibles, ce qui signifie que la densité est inférieure à 10^{13} cm^{-3} pour ces conditions, et les valeurs mesurées sont de $7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ dans le Néon contracté à 30 mA et de $8.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ dans l'Argon contracté à seulement 20 mA.

II.5.3.ii.d Évolution de la fréquence de collision

La fréquence de collision électron-neutre est le dernier paramètre important pour le contrôle de la structure à bande interdite et plus généralement pour le contrôle de la propagation d'une onde électromagnétique. La figure II.43(a) nous permet d'apprécier l'évolution de cette fréquence avec la pression tandis que la figure II.43(b) permet d'identifier l'effet de la température. Nous rappelons que ces fréquences sont issues de calculs réalisés à l'aide de Bolsig+. Parmi les divers paramètres d'entrée du logiciel, il est possible de jouer sur la température du gaz.

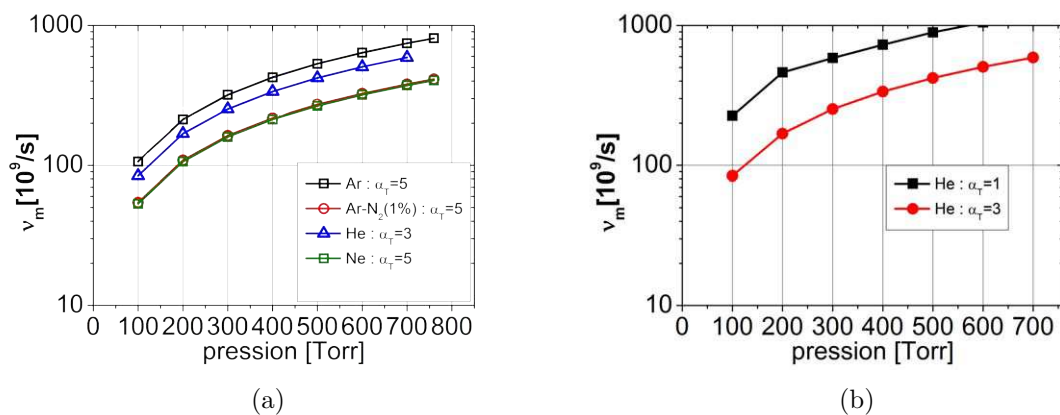


Figure II.43: Évolution de la fréquence de collision électron-neutre en fonction de la pression; (a) pour différents gaz en prenant en compte la température; (b) pour l'Hélium à température ambiante et avec une température 3 fois plus grande ($\alpha_T = 3$)

Au premier ordre le paramètre de similarité pour la fréquence de collision est ν_m/p , aussi une augmentation de la pression d'un facteur 7.6 (100 torr à 760 torr) devrait entraîner une augmentation de la fréquence de collision du même ordre soit un passage de $5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ pour le Néon (valeur calculée par Bolsig+) à environ $4 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$. Nous observons

sur la figure 1.34(a) que cet ordre de grandeur traduit bien le comportement de la fréquence puisque dans nos conditions, le calcul avec Bolsig+ à 760 torr nous donne cette valeur. Du point de vue quantitatif, les valeurs obtenues varient donc de $5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ à 100 torr (Néon $\alpha_T = 5$) au minimum à $8 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ au maximum (Argon $\alpha_T = 5$).

Il est enfin intéressant de noter sur la figure II.43(b) qu'une augmentation de la température d'un facteur 3 dans l'Hélium entraîne une diminution de la fréquence de collision d'un facteur 2.5 environ. Le paramètre température s'il n'est pas négligeable pour la détermination de la densité électronique, ne l'est pas non plus pour la fréquence de collision.

II.5.3.ii.e Conclusion

Nous terminons cette étude paramétrique par un bilan des valeurs obtenues. Volontairement nous n'indiquons dans le tableau II.5 que les valeurs extremums. Il s'agit simplement de fixer des idées car nous verrons dans la partie suivante que le choix du plasma le plus efficace n'est pas forcément celui qui possède la plus forte densité électronique mais il faudra faire un compromis entre densité, diamètre et fréquence de collision.

| | Ar | | | Ar - N₂(1%) | | |
|---|---------------------|---------------------|---------------------|-------------------------------|---------------------|--------|
| | $\alpha_T = 1$ | $\alpha_T = 5$ | mesure | $\alpha_T = 1$ | $\alpha_T = 5$ | mesure |
| I_{A2} [mA] | 10 | 10 | 20 | 15 | 15 | 20 |
| T_{gaz} [K] | 300 | 1500 | 1250 | 300 | 1500 | 2149 |
| pression [Torr] | 760 | 760 | 760 | 760 | 760 | 760 |
| ν [s^{-1}] | $13 \cdot 10^{11}$ | $8.1 \cdot 10^{11}$ | - | $4.8 \cdot 10^{11}$ | $4.1 \cdot 10^{11}$ | - |
| $C_1 = \nu/\omega$ à 18 GHz | 11.5 | 7.16 | - | 4.24 | 3.62 | - |
| n_{pe} [cm^{-3}] | $8.8 \cdot 10^{13}$ | $6 \cdot 10^{13}$ | $8.9 \cdot 10^{13}$ | $1 \cdot 10^{12}$ | $7.6 \cdot 10^{11}$ | - |
| ω_{pe} [10^9 rad.S^{-1}] | 529 | 437 | 532 | 56 | 49 | - |
| $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ à 18 GHz | 4.7 | 3.86 | 4.7 | 0.5 | 0.43 | - |

| | He | | | Ne | | |
|---|----------------------|----------------------|--------|----------------------|----------------------|-------------------|
| | $\alpha_T = 1$ | $\alpha_T = 3$ | mesure | $\alpha_T = 1$ | $\alpha_T = 3$ | mesure |
| I_{A2} [mA] | 20 | 20 | 25 | 15 | 15 | 30 |
| T_{gaz} [K] | 300 | 900 | 990 | 300 | 900 | 871 |
| pression [Torr] | 700 | 700 | 760 | 760 | 760 | 760 |
| ν [s^{-1}] | $12.2 \cdot 10^{11}$ | $5.9 \cdot 10^{11}$ | - | $5.53 \cdot 10^{11}$ | $4.03 \cdot 10^{11}$ | - |
| $C_1 = \nu/\omega$ à 18 GHz | 10.8 | 5.2 | - | 4.89 | 3.56 | - |
| n_{pe} [cm^{-3}] | $2.1 \cdot 10^{12}$ | $1.05 \cdot 10^{12}$ | | $9.5 \cdot 10^{12}$ | $5.82 \cdot 10^{12}$ | $7 \cdot 10^{13}$ |
| ω_{pe} [10^9 rad.S^{-1}] | 82 | 58 | | 174 | 136 | 472 |
| $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ à 18 GHz | 0.73 | 0.51 | | 1.5 | 1.2 | 4.1 |

Tableau II.5: Recapitulatif des mesures et des estimations de densités plasma maximales obtenues dans la colonne positive de la MCSD pour les différents gaz étudiés. Pour chaque gaz, les valeurs des deux premières colonnes sont issues des estimations pour deux valeurs de α_T , tandis que celles de la troisième colonne sont issues des mesures.

Ce tableau outre le fait de reporter les valeurs maximales est surtout intéressant de part les valeurs de C_1 et C_2 spécifiées. Ce sont les valeurs de ces rapports qui vont influencer le comportement de l'onde comme nous en avons discuté largement dans §II.1 de ce chapitre. En rouge sont indiqués les mauvais rapports et en bleu les bons. Nous remarquons que s'il est bien possible d'obtenir une densité électronique suffisante (paramètre $C_2 > 1$), cela se

fait au détriment de la fréquence de collision. En fait à ces pressions élevées les pertes dues aux collisions seront toujours importantes ($C_1 > 1$) et pénaliseront le fonctionnement du BIE.

II.5.4 Conclusion sur l'utilisation des décharges de type MCSD

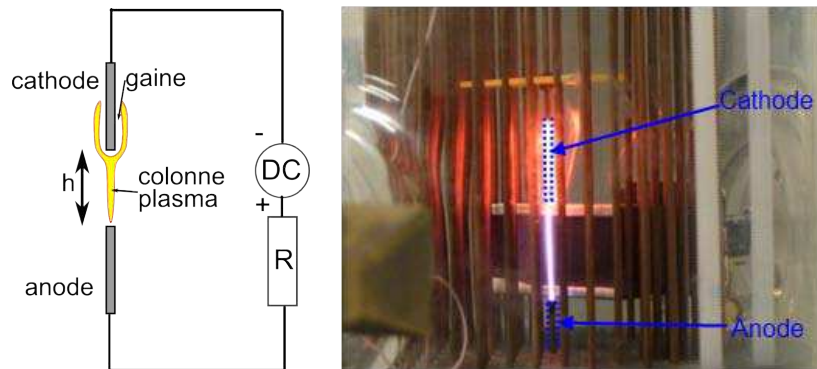
Nous l'avons indiqué dans la partie 1.1 du chapitre, les contraintes imposées au plasma sont relativement fortes. Il faut d'une part une densité électronique supérieure à $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, une fréquence de collision la plus faible possible (inférieure à 10^{11} s^{-1}), un diamètre au minimum de 2 mm et enfin une hauteur supérieure à 2 centimètre. Une contrainte supplémentaire et non des moindres est de ne pas utiliser de tube pour confiner la décharge. Les MCSD qui avaient déjà été étudiées au sein de l'équipe GREPHE nous semblaient être un des rares candidats possible. Les mesures que nous avons réalisées ont démontré l'aptitude de ces systèmes à la génération de décharges stables, hors-équilibre et de grandes dimensions. Des densités supérieures à 10^{13} cm^{-3} peuvent être obtenues avec des puissances de l'ordre de 10 W. La contrepartie c'est que le diamètre devient inférieur au millimètre et que la fréquence de collision dépasse la valeur critique. Pour résoudre cette équation, il semble inévitable de devoir confiner le plasma dans un tube et également d'envisager l'utilisation d'une alimentation pulsée dans la mesure où le plasma ne décroît pas trop rapidement afin de contrôler l'onde continûment.

II.6 Etude des autres décharges à grand volume : «pointe-pointe» et tube à cathode thermoionique

II.6.1 Système de décharge «pointe-pointe»

II.6.1.i Présentation de la décharge

Le système de décharge «pointe-pointe» que nous étudions est constitué de deux tiges cylindriques en cuivre de diamètre 2 mm disposées en vis-à-vis à une distance h . La surface des bouts des tiges est plane et l'alimentation est assurée par une source continue.



(a) schéma de la décharge (b) image d'une expérience réalisée à 50 mA dans le mélange gazeux $Ne - Xe(1\%)$ avec $p \times h_{A1-A2} = 810 \text{ Torr.cm}$ ($p = 300 \text{ Torr}$, $h_{C-A} = 27 \text{ mm}$)

Figure II.44: Configuration de la décharge «pointe-pointe»

La figure II.44 montre le schéma (a) et une image prise (b) de ce système de décharge. Dans nos travaux, la hauteur de la décharge prise est de $h = 27 \text{ mm}$ afin d'éviter que le système d'électrodes soit vu par l'onde à la sortie de l'antenne cornet (cf. §II.2.2.ii). Cette hauteur est très importante pour un allumage direct du plasma à haute pression, ainsi, l'allumage du plasma a été au préalable effectué à basse pression avec un produit $p \times h$ aux alentours du minimum de Paschen, soit quelques Torr dans nos conditions.

Dès lors que la décharge est allumée, la pression est augmentée progressivement à la pression finale¹¹ afin d'effectuer les mesures et la caractérisation du plasma nécessaires. La colonne de décharge se forme dans l'axe des tiges et reste relativement stable dû à l'expansion de la gaine cathodique le long de la tige métallique comme nous pouvons le voir dans la figure II.44(b). Dans cette figure, la lueur orangée qui est émise tout au long de la tige située en haut correspond à l'étalement de la gaine cathodique. Cette lueur est d'ailleurs très caractéristique d'une émission d'une décharge dans le Ne . Tandis que dans la colonne positive, la lueur présente une couleur bleue violette, plus caractéristique des décharges dans le Xe .

Cette différence d'émission lumineuse provient de la différence énergétique des électrons dans la gaine et dans la colonne positive. Le champ électrique dans la gaine, plus intense, accélère les électrons qui atteignent en entrée de lueur négative un niveau énergétique important (jusqu'au niveau d'énergie d'ionisation dans le Ne à 21.56 eV). À l'entrée de la colonne positive, les électrons ont perdu une grande partie de leur énergie. Ils vont

11. de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de Torr

ensuite en regagner grâce au champ électrique qui s'établit dans la colonne. Or, comme le champ est beaucoup plus faible que dans la gaine le niveau énergétique atteint est moins élevé. L'émission observée correspond alors à l'émission principalement dans le Xe où les seuils d'excitation sont beaucoup plus faibles.

Dans le Ne et le mélange de gaz $Ne - Xe(1\%)$, la décharge reste relativement stable et diffuse jusqu'à quelques dizaines de mA tandis que dans l' Ar , la décharge se contracte très rapidement pour devenir filamenteuse comme dans la décharge MCSD. Dès lors que la décharge devient filamenteuse, elle devient également instable spatialement. Cela rend son emploi pour la reconfigurabilité difficile à envisager.

II.6.1.ii Caractérisation électrique de la décharge

Afin d'estimer la fréquence de collisions et la densité du plasma de cette décharge, nous effectuons une caractérisation électrique pour les pressions allant de 100 à 700 Torr dans les gaz rares utilisés (Ne , Ar , $Ne - Xe(1\%)$). La figure II.45(a) montre un exemple de la caractéristique $V - I$ de la décharge dans un mélange de gaz $Ne - Xe(1\%)$ à 400 Torr. Nous constatons qu'une fois la décharge «pointe-pointe» allumée, la caractéristique $V - I$ présente une pente négative. La tension (donc le champ électrique) nécessaire à l'entretien du plasma décroît en fonction du courant de décharge.

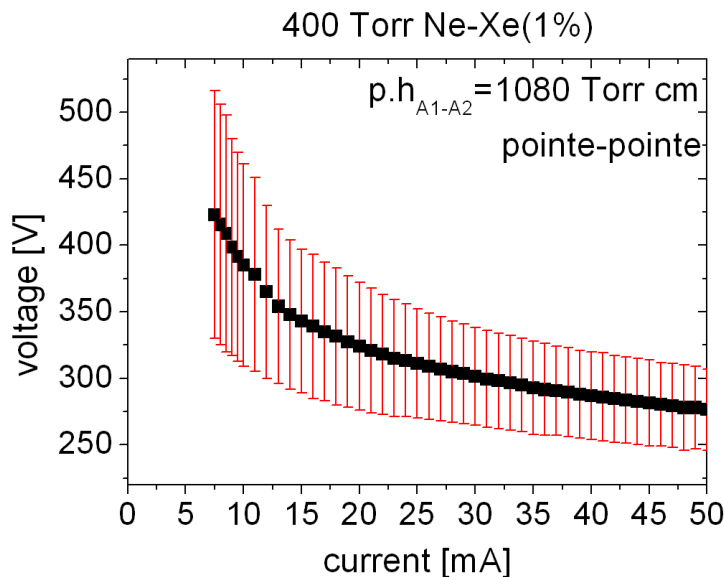


Figure II.45: Caractéristique des courant-tension d'une décharge pointe-pointe dans $Ne - Xe(1\%)$ avec $p \times h_{A1-A2} = 1080$ Torr.cm et $h_{A1-A2} = 27$ mm

Cette caractéristique négative est typique des décharges DC haute pression (APGD) lorsque le gap est important. Cependant, des explications claires n'ont pas encore été données à notre connaissance. Les hypothèses principales formulées sont : l'effet de température qui ferait chuter localement la densité du gaz, et l'influence des espèces moléculaires lorsque le courant augmente [145, 143, 146, 147].

À plus basse pression, cette caractéristique a pu également être observée lorsque la distance devient suffisamment importante. La pente négative de la courbe $V - I$ est constatée à partir d'un produit $p \times h = 10$ Torr.cm dans les travaux de *Kaneda et al.* et *Dyatko et al.* [148, 149]. La raison évoquée, qui pourrait s'appliquer à nos conditions de décharges, est la présence des métastables. La présence des métastables dépend de

de la densité électronique qui est habituellement proportionnelle au courant. Comme les métastables peuvent être ionisés par des électrons de plus faible d'énergie, l'accroissement de leur densité a pour effet de baisser la température électronique T_e , et donc du champ électrique réduit E/N .

Afin de déduire le champ réduit, pour chaque courant et à des pressions diverses, nous avons fait varier le gap des électrodes et relever la tension de la décharge. La pente obtenue de la courbe tension-distance donne alors le champ électrique de la décharge.

II.6.1.iii Le champ électrique réduit

La figure II.46 montre les variations du champ électrique réduit en fonction du courant et pression obtenus dans différents gaz. Le champ réduit est du même ordre de grandeurs que dans les configuration d'APGD dans d'autres gaz [145, 143, 146, 147].

Toutefois, il est important de noter que nous avons une grande marge d'incertitude sur la valeur du champ réduit (E/N) en Townsend, la température n'ayant pas été mesurée. Le tableau II.6 montre l'intervalle de variation possible du champ réduit avec α_T variant de 1 à 5. Pour cette plage de variation du champ réduit, nous avons une incertitude de l'ordre de 50% à 150% des coefficients de transports.

| | E/N en Td | |
|--------------------|-------------|------|
| | min | max |
| <i>Ar</i> | 0.37 | 1.85 |
| <i>Ne</i> | 0.65 | 3.25 |
| <i>Ne - Xe(1%)</i> | 0.23 | 1.15 |

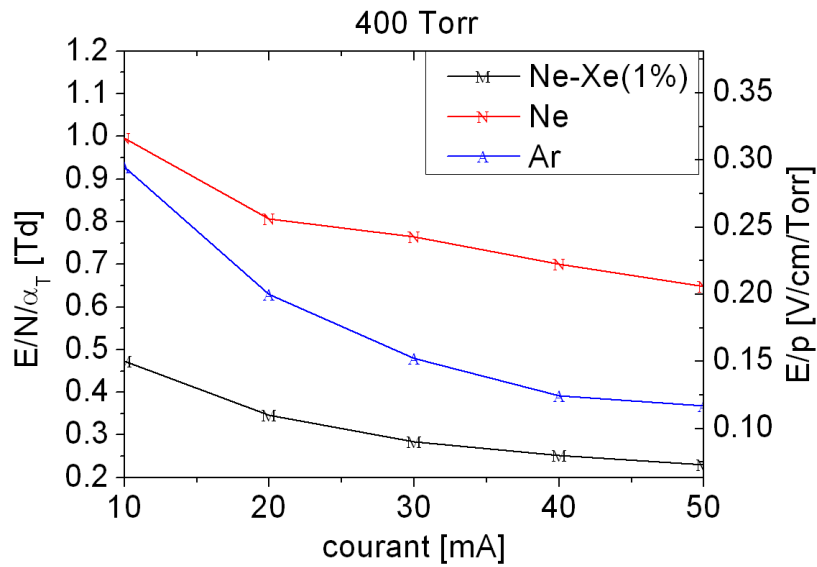
Tableau II.6: L'intervalle de variation du champ réduit E/N de la figure II.46 avec $\alpha_T = 1$ à 5 à 50 mA

II.6.1.iv Bilan des ratios ν/ω et ω_{pe}/ω

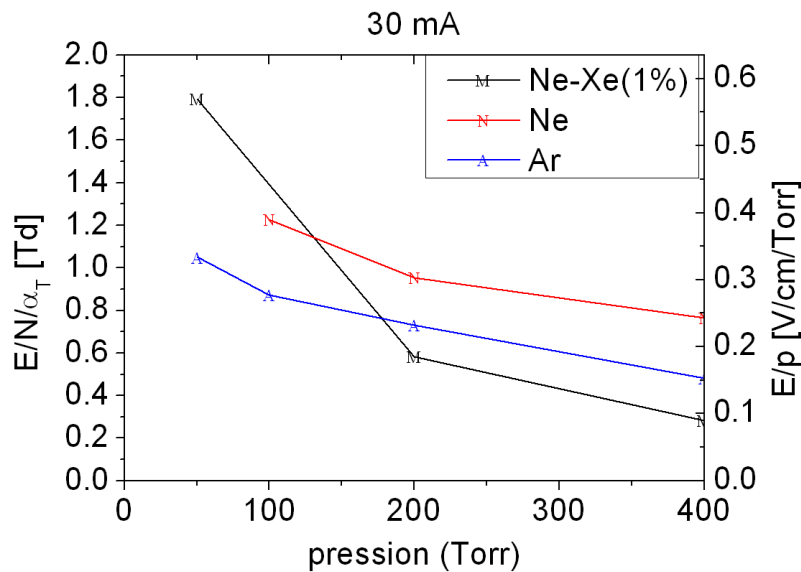
Pour les paramètres du plasma qui nous intéressent, en prenant $\alpha_T = 5$, cela revient à sous-estimer la fréquence de collision, ν , et la densité plasma, n_{pe} . Nous effectuons ainsi des estimations pessimistes sur la densité de nos décharges.

Nous nous concentrons sur les résultats obtenus à 400 Torr car cela relève d'un compromis entre la densité plasma élevée à obtenir et la fréquence de collisions réduite nécessaire. À plus haute pression, les collisions trop importantes risquent de dégrader plus rapidement le coefficient de réflexion du plasma et également l'épaisseur de peau (le module décroît plus vite, et l'épaisseur de peau augmente).

La figure II.47 montre les résultats issus d'une estimation de la fréquence de collisions et de la densité plasma des décharges «pointe-pointe» réalisées à 400 Torr. Nous supposons que le diamètre du plasma est dans tous les cas de 2 mm. Les valeurs tracées sont en fonction du courant de la décharge. Nous traçons en ligne discontinue rouge le ratio $C_1 = \nu/\omega$ et ligne continue noire le ratio $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ dont l'échelle se trouve à gauche de la figure. La ligne horizontale bleue correspond à la limite de la fréquence d'onde à $f = 18$ GHz ($\nu/\omega = \omega_{pe}/\omega = 1$). Chaque symbole en lettre correspond à un gaz (M pour le mélange gazeux *Ne - Xe(1%)*, N pour le *Ne* et A pour l'*Ar*).



(a) en fonction du courant



(b) en fonction de la pression

Figure II.46: Variation du champ réduit de la décharge pointe-pointe calculé par la régression linéaire de la courbe tension-distance pour différents gaz de décharges

Rappelons que pour nos besoins de reconfigurabilité, il faut que $\nu/\omega < 1$ et $\omega_{pe}/\omega > 1$. La contrainte pour la fréquence de collisions ($\nu/\omega < 1$) est respectée pour le *Ne* et le mélange *Ne* – *Xe*(1%) à 400 Torr. Pour l'*Ar*, nous devrions descendre plus bas en pression. Quant à la contrainte sur la densité plasma $\omega_{pe}/\omega > 1$, les trois gaz étudiés semblent remplir ces contraintes au delà de 15 mA et peuvent atteindre une densité de $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (c'est le cas du *Ne* – *Xe*(1%) à 50 mA).

D'après ces constats, le *Ne* et le mélange *Ne* – *Xe*(1%) semblent être de bons candidats pour une utilisation dans une structure BIE car ils remplissent les deux contraintes sur $\nu/\omega < 1$ et $\omega_{pe}/\omega > 1$.

Dans l'*Ar*, même si la densité plasma atteint le même niveau que dans le mélange

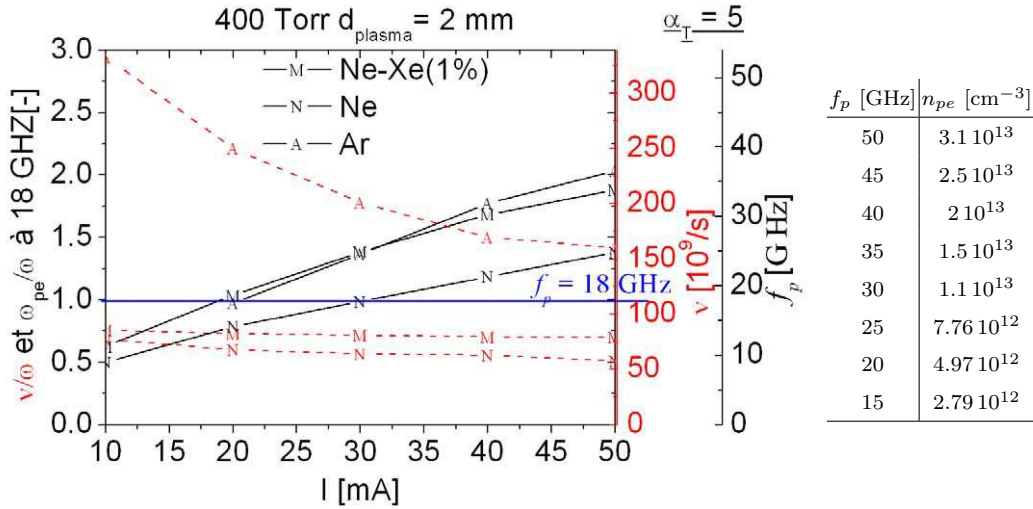


Figure II.47: Récapitulatif des paramètres plasmas de la décharge «pointe-pointe» à 400 Torr en supposant un diamètre de 2 mm

$Ne - Xe(1\%)$, la fréquence de collisions estimée reste élevée. La pression du gaz doit être baissée jusqu'à 100 Torr pour obtenir le même ordre de grandeur de la fréquence de collisions que dans les deux autres gaz, ce qui engendre la baisse de la densité. Si on cherche à compenser cette baisse de densité en augmentant le courant de décharge, nous nous rendons compte que la décharge dans l' Ar devient moins stable. La contraction d'une décharge dans l' Ar a lieu plus vite et la décharge devient filamentaire. Ces raisons évoquées font que l' Ar est moins attrayant pour notre étude de reconfigurabilité.

II.6.2 Système de décharge à cathode thermoionique

II.6.2.i Présentation de la décharge

Le système de décharge à cathode thermoionique que nous étudions est une décharge à courant continu (DC) confinée dans un tube contenant du Ne à 40 Torr. Le diamètre extérieur du tube (en verre de quartz) est de 4 mm tandis que son diamètre interne est de 3 mm. La cathode employée est constituée d'un filament en spirale recouverte en oxyde de Baryum (BaO) et est placée à une des extrémités du tube comme le montre la figure II.48. L'emploi de l'oxyde de Baryum ici a pour but de rendre la décharge plus stable et facile à initier et entretenir. L'oxyde de Baryum possède effectivement une propriété intéressante d'émettre des électrons sous l'effet de la température. Lorsqu'un courant traverse la spirale recouverte de BaO , la température augmente et permet l'émission des électrons de la spirale. Ce courant est fourni par un générateur de tension de ~ 6 V en DC connecté sur chaque bout du filament.

Une autre électrode se trouve à l'autre extrémité du tube. Elle est éloignée de $h = 20$ cm de la cathode thermoionique. Lorsqu'une tension suffisante est appliquée, cette électrode, qui est une anode, va collecter les électrons émis par la cathode thermoionique. Le circuit se ferme et une décharge se forme dans le tube de la décharge. Une résistance R de quelques $k\Omega$ est mise en série à l'anode pour limiter le courant. Le tableau II.7 montre les caractéristiques nominales (données par le constructeur) du tube thermoionique utilisé. Dans le cadre de notre étude, nous respectons le fonctionnement nominal de la cathode thermoionique mais le tube de décharge a été utilisé au-delà de son point de fonctionnement nominal (jusqu'à 120 mA).

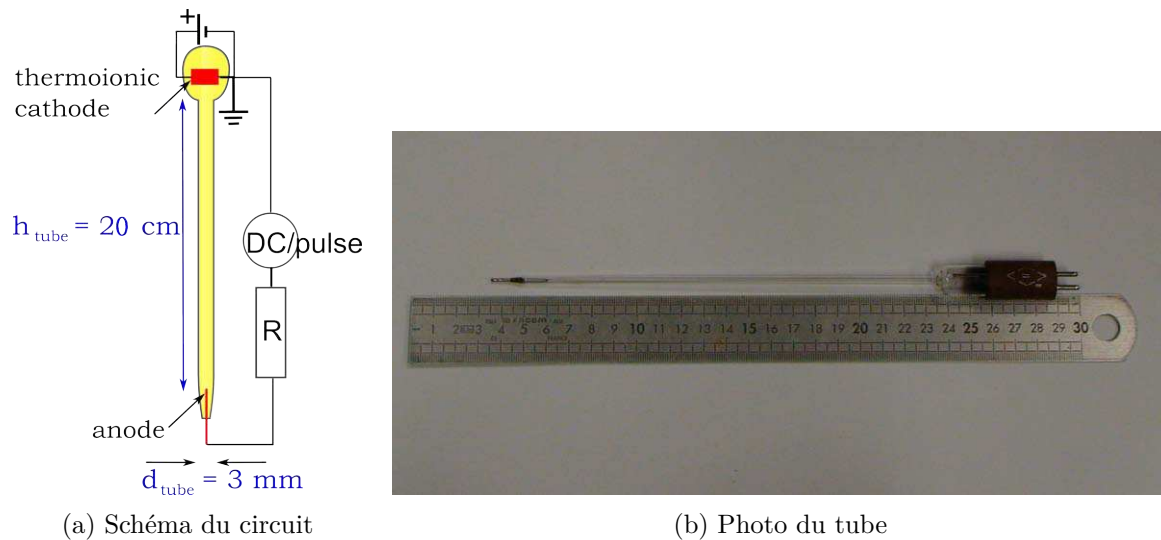


Figure II.48: Tube de décharge à cathode thermoïonique

| | thermocathode | tube de décharge |
|--------------------|---------------|------------------|
| courant nominal | 0.4 ~ 0.55 A | 70 mA |
| tension nominale | 6.3 V | 190 ~ 225 V |
| tension d'allumage | - | 1.1 ~ 2.5 kV |

Tableau II.7: Caractéristique nominale du fonctionnement du tube thermoïonique

II.6.2.ii Caractérisation électrique de la décharge et détermination du champ électrique réduit

La figure II.49(a) montre la caractéristique $V - I$ du tube de décharge dans le Ne confiné à la pression de 40 Torr. La tension mesurée est la tension nécessaire pour maintenir la décharge (la colonne positive) dans le tube de la décharge. Nous constatons que la tension décroît également en fonction du courant de façon similaire à la décharge «pointe-pointe». À partir de 40 mA, la tension reste stable entre 200 à 250 V, ce qui correspond à la tension d'entretien nominale qui figure dans le tableau II.7. Étant donné que nous ne disposons que d'un seul tube à 40 Torr, l'estimation du champ réduit dans la colonne positive est effectuée avec une hypothèse sur la chute du potentiel décrite dans l'équation (II.35). Nous avons pris une chute de potentiel à la gaine U_g de l'ordre de 20% de la tension totale du tube. Cela correspond à une chute de potentiel qui varie entre 50 V et 100 V. Ceci a été effectué en adéquation avec des travaux précédents de *Takeishi et al.*[150] où la chute de potentiel calculée est de $U_g = 73.5$ V. Nous avons négligé l'épaisseur de la gaine dans nos calculs afin d'estimer le champ électrique réduit montré dans la figure II.49(b).

Nous constatons que le champ réduit est plus important que dans le système de décharge pointe-pointe et nous retrouvons le même ordre de grandeur que dans la décharge MCSD (entre 0.2 ~ 0.5 V/cm/Torr dans le Ne).

Notons que comme les pertes à basse pression sont moins importantes, la densité de puissance pour ce système de décharge reste relativement faible; elle varie linéairement de 4 W/cm³ à 20 mA à 16 W/cm³ à 120 mA.

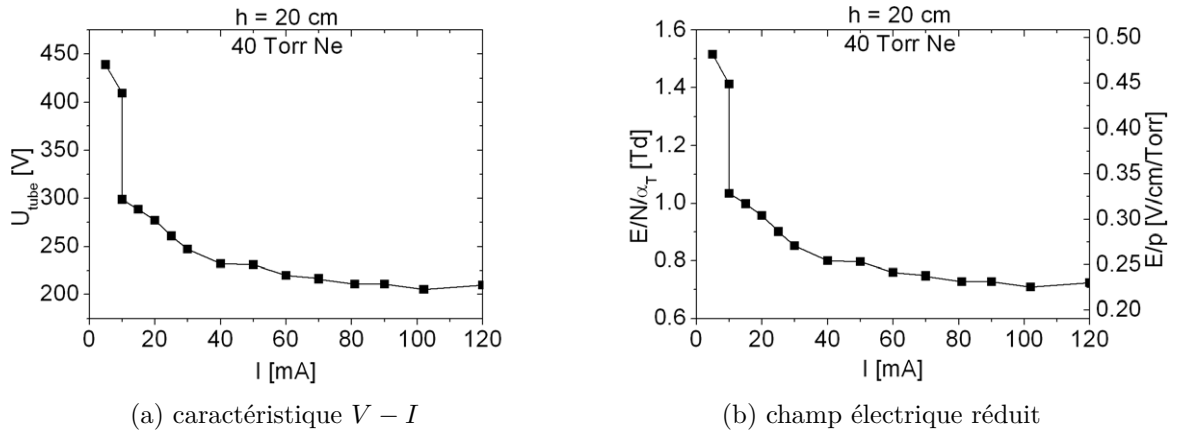


Figure II.49: Caractéristique de la décharge dans le tube de décharge à cathode thermoionique étudié dans le Ne à 40 Torr

II.6.2.iii Bilan des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$

La figure II.50 montre un récapitulatif des paramètres plasmas estimés dans le tube de décharge étudié. Dans cette figure, nous faisons l'hypothèse que la température de la décharge est de l'ordre de 600 K, ce qui correspond à un coefficient de température $\alpha_T = 2$. En noir, nous illustrons la variation du ratio $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ en fonction du courant de décharge et en rouge le ratio $C_1 = \nu/\omega$. L'échelle de variation qui correspond à la fréquence plasma (donc la densité plasma) et la fréquence de collisions figurent également dans la partie droite de la courbe.

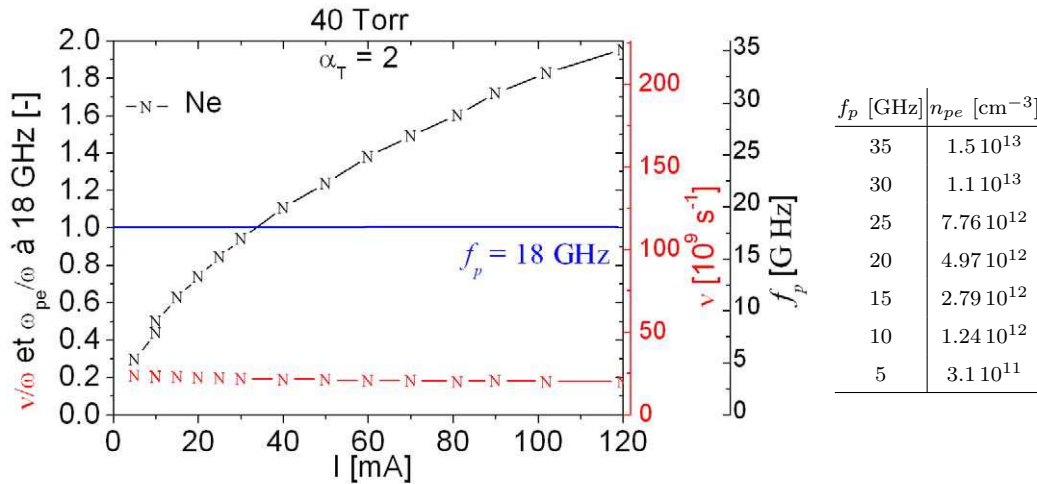


Figure II.50: Récapitulatif des paramètres plasmas dans le tube de décharge à cathode thermoionique dans le Ne à 40 Torr en supposant $\alpha_T = 2$

Nous constatons que la fréquence de collisions reste largement inférieure à la fréquence d'onde à 18 GHz. Le ratio C_1 reste quasi-constant aux alentours de $C_1 = 0.2$, ce qui correspond à une fréquence de collisions de $\nu = 22.6 \cdot 10^9$ s $^{-1}$.

La fréquence plasma dépasse la fréquence d'onde à 18 GHz ($C_2 > 1$) à partir d'un courant de décharge de 30 mA et atteint une valeur de $C_2 \approx 2$ à 120 mA. Cela correspond alors à la densité plasma de $n_{pe} = 1.5 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$.

La contrainte sur les ratios ($C_2 > 1$ et $C_1 < 1$) est donc respectée pour ce système de décharge à partir d'un courant suffisamment important. Dans nos estimations, cela indique qu'il faut que le courant de décharge dépasse $I > 30$ mA.

II.7 Discussion sur le choix de décharge

Pour que les plasmas puissent être employés pour la reconfigurabilité d'une structure BIE, rappelons qu'un certain nombre de contraintes doivent être respectées. Pour l'approche de reconfigurabilité par plasma perturbateur, il faut que le plasma soit suffisamment «vu» par l'onde. Ainsi, il peut perturber l'onde et modifier le couplage source-BIE sur l'interface. Nous pouvons considérer qu'il sera vu par l'onde si le module de son coefficient de réflexion est suffisamment élevé et son épaisseur de peau petite par rapport à son diamètre.

Pour l'approche de reconfigurabilité par plasma compensateur, en plus d'être vu par l'onde, le diamètre du plasma doit également être en adéquation avec la phase de son coefficient de réflexion, ceci afin de reproduire quasiment la même distribution de champ qu'une tige métallique de diamètre $d_{BIE} = 2$ mm dans la structure BIE.

Dans les deux sections précédentes, nous avons décrit les trois types de décharge que sont la décharge MCSD, la décharge «pointe-pointe» et la décharge tube à cathode thermoïonique.

Nous proposons dans cette section de dresser un bilan des ratios C_1 et C_2 obtenus. Les coefficients de réflexions et les épaisseurs de peau relatifs à ces ratios nous permettront alors d'assigner à chaque décharge un moyen de contrôle de la structure BIE.

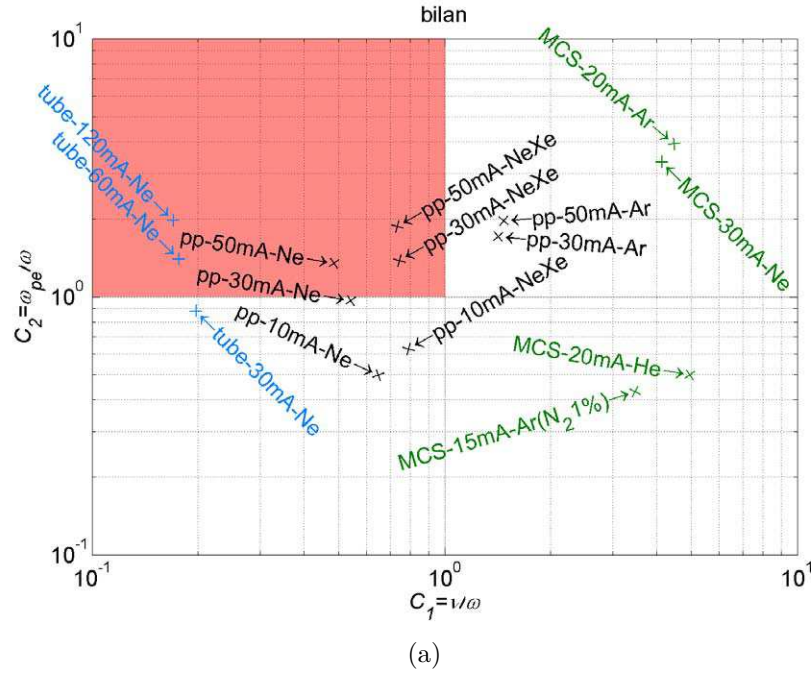
Ensuite, nous allons effectuer une première validation par simulation en 2D de l'effet des plasmas sur la structure BIE décrite dans le chapitre précédent. Cette validation sert simplement à montrer que les plasmas obtenus pourront effectivement être employés dans notre structure BIE. Elle n'a pas pour but de vérifier les performances des effets du plasma, ce qui sera effectué dans le chapitre suivant à l'aide de simulations plus complètes en 3D.

II.7.1 Bilan des plasmas

La figure II.51 résume les ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ obtenus pour les différentes décharges que nous avons étudiées. Nous faisons figurer à la fois les résultats obtenus dans la décharge MCSD (en vert), dans la décharge «pointe-pointe» (en noir), et dans la décharge confinée dans un tube (en bleu). Les coordonnées de chaque cas montrés par une flèche correspondent à leurs ratios C_1 et C_2 .

Nous constatons que seuls les systèmes de décharge «pointe-pointe» et à tube présentent des cas qui nous intéressent, c'est-à-dire avec $C_1 < 1$ et $C_2 > 1$ (la zone voilée en rouge). La pression du gaz de ces décharges (40 Torr pour le tube et 400 Torr pour la «pointe-pointe») assure effectivement des collisions peu élevées et la densité de courant est suffisamment élevée pour permettre d'atteindre la densité plasma critique.

Pour la décharge MCSD, la densité critique n'a pu être atteinte qu'à la pression atmosphérique pour un courant de 30 mA. Or, à la pression atmosphérique, les collisions sont élevées et nous avons la fréquence de collisions qui est de 3 à 5 fois supérieure à la pulsation d'onde ($C_1 > 1$). Ces décharges à pression atmosphérique ne peuvent remplir que partiellement les contraintes sur les ratios C_1 et C_2 . Des études à plus basse pression et plus forts courants auraient été intéressantes, mais il ne nous a pas été possible



| C_2 | 0.5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 7 | 10 |
|------------------------------------|-----|------|------|------|------|-------|-----|-------|
| $n_{pe} [10^{12} \text{ cm}^{-3}]$ | 1 | 4.02 | 16.1 | 36.2 | 64.4 | 100.6 | 197 | 402.5 |

 (b) correspondance $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ à 18 GHz et la densité plasma, n_{pe}

| C_1 | 0.5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 7 | 10 |
|-----------------------------|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------|
| $\nu [10^9 \text{ s}^{-1}]$ | 56.5 | 113.1 | 226.2 | 339.3 | 452.4 | 565.5 | 791.7 | 1131 |

 (c) correspondance $C_1 = \nu/\omega$ à 18 GHz et la fréquence de collisions, ν

Figure II.51: Bilan des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ obtenus pour les différentes décharges étudiées avec la notation : type-courant-gaz ;

type : «MCS» pour la décharge MCSD à la pression atmosphérique,

«pp» pour la décharge pointe-pointe à 400 Torr et

«tube» pour la décharge dans un tube à 40 Torr

d'augmenter le courant au delà de 30 mA pour des raisons évidentes de destruction de la microdécharge.

Aussi, une solution envisageable avec les MCSD consisteraient bien évidemment à les confiner dans un tube. Des densités plus élevées à des pressions plus faibles pourraient être obtenues. Cependant nous perdrons l'intérêt de ne pas avoir de tube et finalement nous nous rapprocherions de la configuration du tube à cathode thermoionique.

II.7.2 La reconfigurabilité envisagée pour chaque type de décharge

À partir des ratios C_1 et C_2 déterminés pour chaque type de décharge, nous avons pu déduire les différents paramètres plasmas définis au début de ce chapitre (Γ , δ_{skin} , etc.).

Les paramètres déduits pour chaque type de décharge sont joints dans l'annexe D. À partir de ces paramètres, nous pouvons conclure sur l'utilisation possible de chaque type de décharge étudié.

II.7.2.i Système de décharge «pointe-pointe»

Pour le système de décharge «pointe-pointe», toutes les informations indiquent que le plasma généré dans le mélange $Ne - Xe(1\%)$ peut amener à modifier le couplage entre la source d'onde et le mode Bloch-Floquet de notre structure BIE. Le module du coefficient de réflexion est élevé (~ 0.9) et son épaisseur de peau reste raisonnablement petite par rapport à son diamètre ($\delta/d_{plasma} \approx 1/2$).

Pour l'approche de reconfigurabilité par «plasma perturbateur», ce système de décharge pourra alors être employé.

Pour l'approche de reconfigurabilité par «plasmas compensateurs», le diamètre nécessaire pour compenser la phase s'avère trop important par rapport à celui réalisé; nous avons $d_{compense}/d_{plasma} \approx 2$. À priori, ce plasma ne pourra pas être employé pour cette approche.

II.7.2.ii Système de décharge MCSD

Pour ce système de décharge, le module du coefficient de réflexion est peu élevé ($0.5 \sim 0.6$ au maximum dans l' Ar) et la phase du coefficient de réflexion nécessite un diamètre de plasma bien supérieur pour l'approche par «plasmas compensateurs» $d_{compense}/d_{plasma} \approx 8$.

Pour l'approche par «plasma perturbateur», il est peu probable que le plasma puisse perturber suffisamment le couplage source-BIE pour exciter les directions permises de façon efficace. L'épaisseur de peau étant bien plus importante que son diamètre ($\delta_{skin}/d_{plasma} \approx 4$), le plasma ne pourra pas annuler localement le champ pour créer une forte dissymétrie de la structure BIE.

Ce système est donc difficilement exploitable tel quel, quelle que soit la configuration choisie (i.e. perturbateur ou compensateur).

II.7.2.iii Système de décharge dans un tube à cathode thermoïonique

Pour la première approche de reconfigurabilité par «plasma perturbateur», nous introduisons une dissymétrie de la structure BIE en ajoutant un élément *supplémentaire* à l'interface de la structure BIE. En présence de cet élément perturbateur, le couplage source-BIE sera modifié et le mode permis de la structure BIE excité. Il est nécessaire ici de s'assurer que d'autres éléments perturbateurs ne sont pas présents. Pour le système de décharge dans un tube, le tube en soi est déjà un élément perturbateur. Cela exclut donc son utilisation pour cette approche.

Pour l'approche de reconfigurabilité par «plasmas compensateurs», ce système de décharge est le système le mieux adapté car d'une part, nous avons à la fois le module et la phase du coefficient de réflexion qui sont élevés, et son diamètre est proche du diamètre théorique nécessaire pour remplacer une tige métallique.

II.7.3 Comportement attendu des plasmas par simulation 2D

Dans cette section, nous allons présenter quelques résultats de simulation en 2D afin de confirmer notre choix de décharge pour chaque approche de reconfigurabilité.

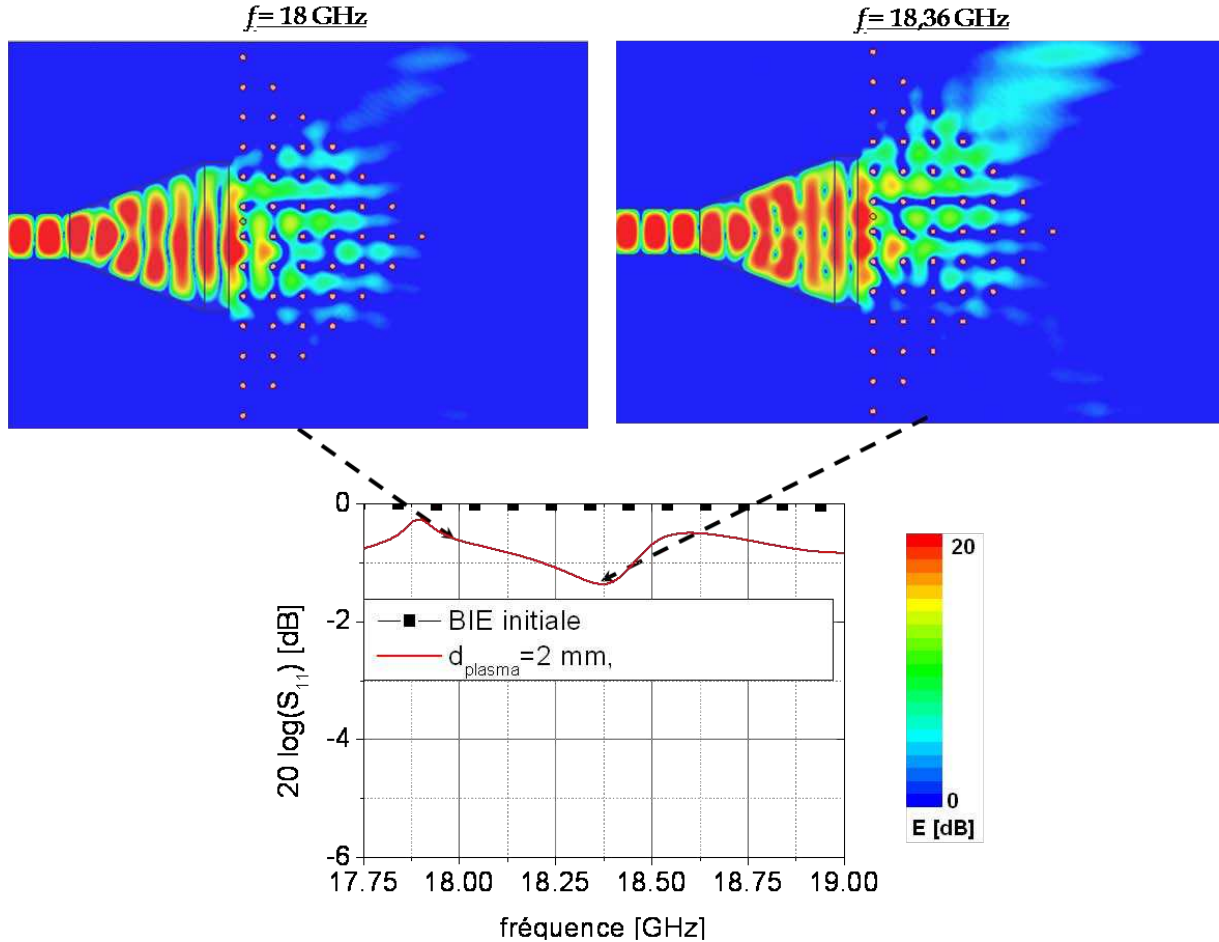


Figure II.52: Comportement attendu du plasma «pointe-pointe» dans la configuration «plasma perturbateur»

II.7.3.i Approche de reconfigurabilité par «plasmas perturbateurs»

Dans la figure II.52, le résultat de simulation en 2D est montré pour un plasma de type «pointe-pointe» à 50 mA dans le mélange gazeux $Ne - Xe(1\%)$. Il s'agit d'un plasma de densité estimée à $n_{pe} = 1.42 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ avec une fréquence de collisions de $\nu = 79 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ($C_1 = 0.7$ et $C_2 = 1.88$) et de diamètre $d_{plasma} = 2 \text{ mm}$.

L'évolution du paramètre S_{11} est tracée en dB en fonction de la fréquence entre $f = 17.75 \text{ GHz}$ à $f = 19 \text{ GHz}$. Lorsque $S_{11} = 0 \text{ dB}$, cela correspond à la réponse de la structure BIE initiale où toute l'onde incidente revient vers la source. Les directions permises ne sont alors pas excitées.

Nous constatons que lorsque le plasma est allumé (trait rouge continu), S_{11} subit une légère baisse de part la modification du couplage source-BIE par le plasma. Le plasma excite alors faiblement les directions permises de la structure BIE.

Nous pouvons d'ailleurs visualiser la cartographie du champ pour deux fréquences distinctes : $f = 18 \text{ GHz}$ et $f = 18.38 \text{ GHz}$ au dessus du tracé de S_{11} . Nous constatons

effectivement que les directions permises de la structure BIE sont excitées, ce qui valide numériquement le concept. Ces simulations font toutefois apparaître des performances faibles en termes d'applications microondes.

II.7.3.ii Approche de reconfigurabilité par « plasmas compensateurs »

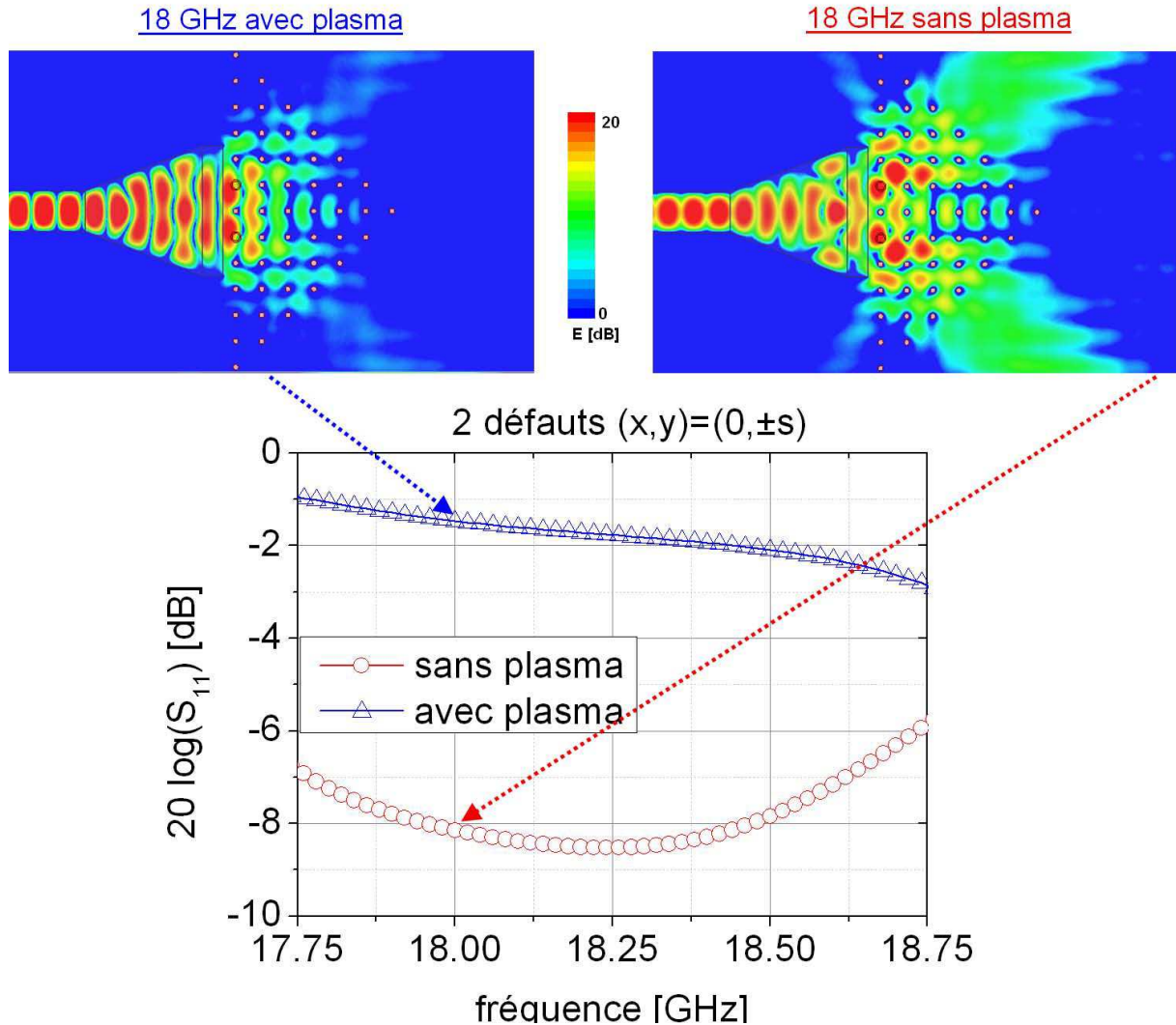


Figure II.53: Effet attendu du tube de décharge avec un plasma décrit par $C_1 = 0.177$ et $C_2 = 1.94$ atteint dans le tube de décharge thermoïonique

Dans la figure II.53, le résultat de simulation en 2D est montré pour le paramètre de plasma obtenu dans la décharge confinée dans un tube de Ne à 40 Torr pour un courant de 120 mA. Il s'agit d'un plasma de densité estimée à $n_{pe} = 1.51 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ avec une fréquence de collisions $\nu = 20 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ($C_1 = 0.177$ et $C_2 = 1.94$) et de diamètre $d_{plasma} = 3 \text{ mm}$.

Nous avons placé les deux tubes de décharges à la place de deux défauts qui se trouvent aux positions $(x, y) = (0, \pm s)$. La courbe en rouge correspond au cas où le plasma est éteint et en bleu au cas où un plasma est allumé. Le plasma est considéré homogène. Le niveau $S_{11} = 0 \text{ dB}$ correspond au cas d'une structure BIE sans défauts.

Nous constatons que lorsque les plasmas sont éteints, le niveau de S_{11} est très bas. Cela signifie que les deux directions permises sont excitées car le couplage source-BIE a été modifiée par rapport au cas de la structure BIE initiale. Lorsque les plasmas sont allumés, la simulation en 2D montre que S_{11} augmente pour s'approcher du même niveau que celui sans défauts. Même si le niveau du S_{11} n'est pas tout à fait de 0 dB comme pour la structure BIE initiale, l'augmentation est significative. Cela signifie que le plasma arrive à compenser partiellement les défauts.

Pour s'en rassurer, l'on peut visualiser les cartographies du champ électrique à 18 GHz associées aux deux cas en haut de la figure. En l'absence de plasmas (cartographie à droite) une transmission maximale est observée dans les deux directions diagonales. Puis, une fois les plasmas allumés (cartographie à gauche), la transmission s'atténue et devient quasiment négligeable.

II.7.3.iii «plasmas perturbateurs» vs. «plasmas compensateurs»

Les études préliminaires montrent qu'il est a priori plus aisé de rendre reconfigurable une structure BIE avec l'approche plasma perturbateur car il suffit de dépasser un diamètre limite qui correspond à son épaisseur de peau. Nous notons cependant que la densité plasma nécessaire pour atteindre une épaisseur de peau réaliste ($\delta < 2 \sim 3$ mm) est très élevée (dépassant les 10^{13} cm⁻³). Quant à l'approche plasma compensateur, elle est a priori bien plus contraignante car elle a besoin à la fois d'une densité élevée et d'un contrôle bien précis du diamètre.

Cependant, les simulations 2D montrent un avantage certain de l'approche plasma compensateur par rapport à l'approche plasma perturbateur : la transmission est maximale dans les directions diagonales de la structure BIE en l'absence de plasma (S_{11} plus petit). Pour l'approche par plasma perturbateur, la transmission maximale dépendra des paramètres du plasma obtenus et peut être bien inférieure. À une dynamique de réponse égale, l'efficacité énergétique peut alors être bien moindre pour l'approche plasma perturbateur.

II.8 Conclusion de l'étude de plasmas

Ce chapitre avait trois objectifs bien précis. Le premier était d'explicitier la façon dont un plasma pouvait être perçu par une onde électromagnétique. Trois grandeurs essentielles ont été définies à partir du modèle de Drude, la permittivité diélectrique, le coefficient de réflexion et l'épaisseur de peau, chacune d'entre elles étant étroitement liée aux caractéristiques du plasma en rapport avec la fréquence de l'onde. Nous avons donc caractérisé chaque plasma par deux ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$, où ν est la fréquence de collision électron-neutre, ω_{pe} la pulsation plasma, et ω la pulsation de l'onde.

À partir de cette description du plasma, notre deuxième objectif a consisté à définir les contraintes imposées au plasma pour répondre aux deux approches de reconfigurabilité de la structure BIE définies au chapitre I, à savoir le plasma jouant le rôle de compensateur ou celui de perturbateur. Nous avons différencié deux types de contraintes, les premières liées au besoin de reconfigurabilité impliquent d'avoir $C_2 > 1$ (i.e. $n_e > 4.10^{12}$ cm⁻³) et $C_1 < 1$ (i.e. $\nu < 113 \cdot 10^9$ s⁻¹) avec en même temps un diamètre du plasma supérieur à son épaisseur de peau ($2 \sim 3$ mm) dans le cas du perturbateur, et un plasma de diamètre bien précis compris entre 4 et 5 mm dans le cas du compensateur.

À ces contraintes s'en ajoutent d'autres plus techniques. Il faut d'une part que la longueur du plasma soit supérieure à l'ouverture du cornet d'émission de l'onde (i.e. 2 cm), qu'il soit stable spatialement et temporellement.

La troisième étape a donc porté sur la recherche du plasma le mieux adapté à l'ensemble de ces contraintes. À première vue, c'est un challenge relativement complexe et peu de décharges peuvent y répondre efficacement. Nous nous sommes donc portés vers l'étude de trois systèmes, deux classiques dont un tube à décharge de type colonne positive à 40 Torr, un autre de type «pointe-pointe», et un troisième plus original, la MCSD, basé sur des systèmes de microdécharges à trois électrodes. Les deux premiers ayant été largement étudiés dans la littérature, nous nous sommes focalisés sur le troisième, qui bien que développé depuis près de 20 ans, n'a été que très peu utilisé dans des configurations à grande distance inter-électrodes (i.e. 2 cm au minimum dans notre cas!). Nous avons donc mis en évidence la possibilité de générer avec ces MCSD des plasmas hors-équilibre stables pouvant s'étendre sur plusieurs centimètres ; le produit pression \times distance dépasse dans ce cas allègrement les 1000 Torr.cm. Les avantages majeurs de ces décharges par rapport aux deux autres résident d'une part dans la possibilité qu'elles puissent être allumées instantanément quelle que soit la pression, ce qui n'est pas envisageable avec la configuration «pointe-pointe» ; et d'autre part de ne pas présenter d'élément perturbateur lorsque le plasma est éteint comme c'est le cas avec le tube à décharge.

Des densités électroniques supérieures à la densité critique (i.e. $n_e > 4.10^{12} \text{ cm}^{-3}$) ont été obtenues mais seulement pour de fortes pressions, par conséquent nous n'avons pas pu remplir les deux conditions $C_2 > 1$ et $C_1 < 1$ avec ce système MCSD. En revanche les caractéristiques obtenues avec les deux autres types de décharges ouvrent la voie à une utilisation en tant que perturbateur pour la «pointe-pointe» et compensateur pour le tube.

Les premières simulations 2D réalisées sous HFSS dans les deux configurations avec ces caractéristiques ont montré clairement le contrôle de la structure BIE et ouvrent la voie au prochain chapitre qui sera destiné à la validation complète du concept, à la fois numériquement à l'aide de simulations 3D plus réalistes, et d'expériences.

CHAPITRE III

MESURES EXPÉRIMENTALES ET VALIDATION EN MICROONDES

À ce stade des travaux, nous avons à la fois une structure BIE anisotrope, et des plasmas qui peuvent potentiellement apporter la reconfigurabilité à la structure BIE en contrôlant son aspect anisotrope. Rappelons que notre structure BIE permet la transmission de l'onde dans les directions diagonales lorsque le couplage source-BIE est modifié par rapport à sa configuration «parfaite» (cf. § I.5.3). Cette modification peut être contrôlée par le plasma, soit en introduisant un défaut (configuration «plasma perturbateur»), soit en l'annulant (configuration «plasma compensateur»). Ce chapitre a pour but de valider le potentiel qu'offre le plasma de contrôler cette modification et d'apporter ainsi le côté reconfigurable d'une structure BIE. Pour ce faire, nous devons mesurer le diagramme de rayonnement issu de la structure BIE, et évaluer la contribution du plasma.

La première section de ce chapitre se focalise donc sur la présentation de notre banc expérimental et de nos dispositifs de mesures. La deuxième section explicite les conditions des simulations sous HFSS que nous allons présenter en parallèle avec les résultats de mesures. Finalement, la troisième section présente les résultats obtenus.

III.1 Présentation des matériels d'expérimentation

III.1.1 Mise en place de l'expérience

III.1.1.i Support de la structure BIE

L'étude jusqu'à présent considère que les tiges sont de hauteur infinie et le champ électrique reste parallèle aux tiges. En réalité, les tiges que nous utilisons sont simplement suffisamment longues pour pouvoir considérer que l'onde voit un milieu invariant selon la hauteur. Deux galettes en PVC possédant un réseau carré de trous de 2 mm avec un pas de 5 mm sont séparées en hauteur¹. Les tiges métalliques sont distribuées selon la configuration que nous avons définie (réseau BIE s_{10d2} en forme de triangle) à l'aide de ce réseau de trous. L'ensemble est ensuite fixé sur le support de l'enceinte à vide à l'aide d'une pièce intermédiaire en PVC (cf. la figure III.1(b)).

1. d'environ 20 cm

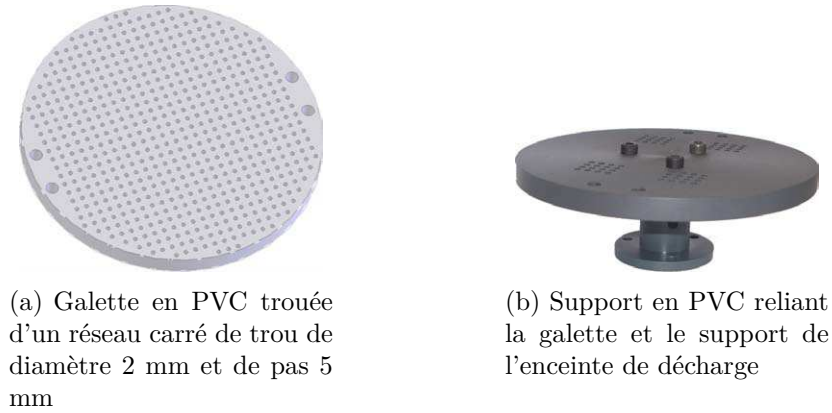


Figure III.1: Vue des supports pour la structure BIE

III.1.1.ii Dispositif anti-réflexion par réseau $s5d2$

Le couplage entre la source et l'interface de la structure BIE peut être modifié grandement par la présence des supports et également de la cloche à vide pour le plasma. Une partie de l'onde incidente peut-être réfléchié par la structure BIE sans pour autant être recollectée par le cornet source. En l'absence d'un bon absorbant en arrière de la structure BIE, nous risquons alors d'exciter les directions diagonales de la structure BIE et fausser les mesures.

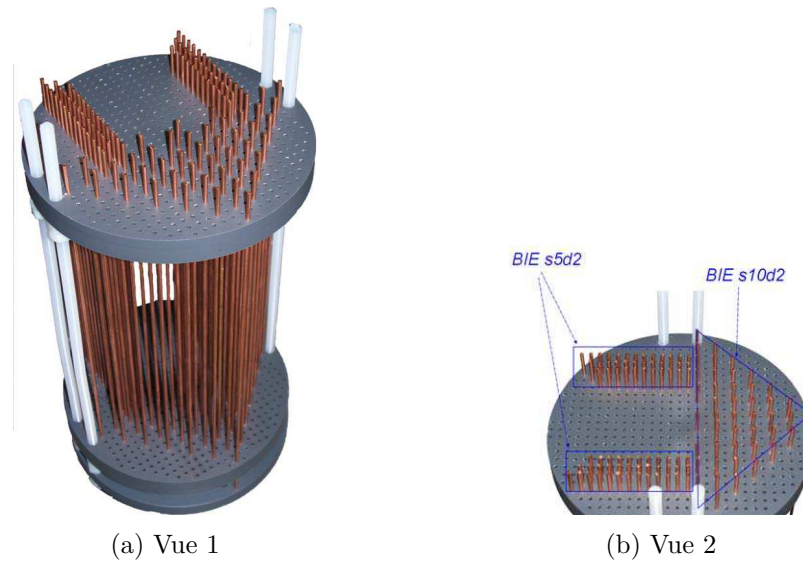


Figure III.2: Maquette finale de la structure BIE

Afin d'éviter que le couplage source-BIE soit influencé par d'autres éléments que l'antenne source et les défauts à l'interface de la structure BIE, nous devons introduire un dispositif d'anti-réflexion dans lequel s'encastre l'antenne cornet. À défaut d'un bon absorbant que nous pouvons manipuler aisément, nous avons choisi d'exploiter une autre propriété d'une structure BIE : la bande de plasmon, et introduire un réseau carré de pas plus petit $s = 5$ mm avec les tiges de même diamètre que la structure BIE étudiée ($d_{BIE} = 2$ mm). Ce réseau se comporte alors comme un bloc de métal «dilué» dont la limite de la bande de plasmon est de 30 GHz^2 . Compte tenu du surmaillage de trous de

2. Nous aurions également pu utiliser un bloc de conducteur (e.g. aluminium), or, avec le support

nos galettes de support, cette structure BIE supplémentaire peut être aisément introduite comme nous pouvons le voir dans la figure III.2.

Une autre fonction est attribuée à ce dispositif anti-réflexion. Compte tenu de l'agencement périodique de ses tiges, il constitue également un repère visuel qui permet de s'assurer du positionnement de l'antenne source par rapport à la structure BIE étudiée.

III.1.1.iii Antennes de mesure

Deux antennes de type cornet pyramidal ont été employées pour sonder la réponse de notre structure BIE. L'antenne d'émission (cf. la figure III.3) est placée à la base de notre structure BIE, et l'antenne de réception est placée sur un bras tournant permettant de mesurer le champ lointain dans la direction de propagation variant de $\varphi = 0^\circ$ à $\varphi = 90^\circ$ dans le repère montré dans la figure III.4.

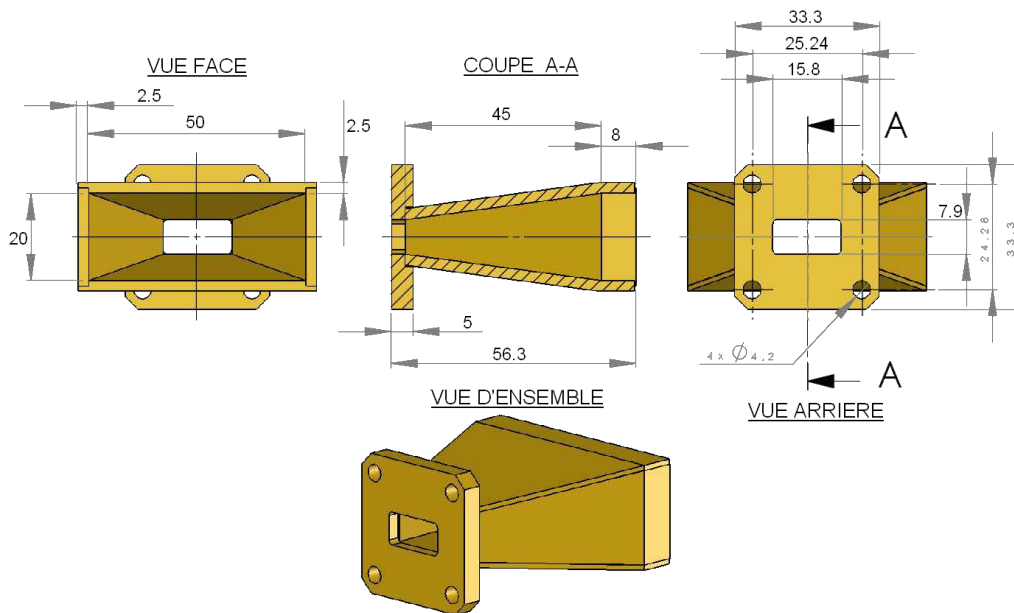


Figure III.3: Dimensions du cornet d'émission employé

L'antenne d'émission employée est une antenne cornet pyramidal dont l'ouverture finale correspond à $a \times b = 50 \times 20 \text{ mm}^2$. La largeur de l'ouverture, a , et l'angle d'évasement ont été déterminés dans le premier chapitre. La hauteur de l'ouverture de l'antenne cornet, b a été dimensionnée par des simulations successives sous HFSS. Outre le fait qu'elle doit rentrer dans le dispositif anti-réflexion, elle résulte également d'un compromis entre :

- (a) L'obligation de limiter l'ouverture verticale afin d'éviter que le système d'électrodes du plasma ne perturbe le fonctionnement du dispositif. Si l'ouverture verticale est plus importante que la hauteur des plasmas réalisables, une grande partie de l'onde incidente «voit» directement le système d'électrodes et le couplage source-interface BIE dépendra fortement du système d'électrodes. L'effet du plasma dans ce cas peut être noyé par les électrodes.

dont nous disposons, il est difficile de le fixer par rapport à la structure BIE étudiée. De plus, l'emploi d'une structure BIE dans sa bande de plasmon a l'avantage d'être peu massique tout en reproduisant le comportement d'un réflecteur métallique.

- (b) La nécessité d'obtenir une onde incidente directive verticalement (donc grande ouverture verticale) afin de s'assurer que l'énergie de l'onde est dirigée principalement dans les directions perpendiculaires aux tiges. L'onde qui s'évase et qui ne garde pas une direction perpendiculaire aux tiges voit une périodicité différente que celle de la structure BIE dimensionnée. Cela implique alors la présence des modes de Bloch-Floquet différents de ceux de la structure BIE bidimensionnelle étudiée, et que nous souhaitons éviter. Et plus important encore, une ouverture verticale faible diminue l'effet observable du plasma car le gain de l'antenne sera d'autant plus faible. Admettons qu'une même quantité de l'énergie se couple dans les directions diagonales de la structure BIE pour deux antennes de hauteur b différentes. La réponse du champ lointain avec une antenne de faible hauteur b sera plus faible car l'énergie sera distribuée davantage verticalement.

Sous HFSS, le gain et la largeur de faisceau à 3dB de cette antenne ont pu être calculés :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{ref} = 15.6 \text{ dB} \\ \Delta_{3dB}\varphi = 23^\circ \text{ dans le plan H} \end{array} \right. \quad (\text{III.1})$$

Un autre cornet standard en émission avec une ouverture plus importante $a \times b$ a également été testé dans nos mesures. La taille de ce cornet ne lui permet pas d'entrer dans la cloche à vide, nous n'avons pu le tester que dans le cas du plasma compensateur (i.e avec des tubes de décharge). Des résultats similaires ont été obtenus avec les deux cornets, cependant, nous ne présenterons que les mesures effectuées avec le premier cornet.

III.1.1.iv Repère de mesure

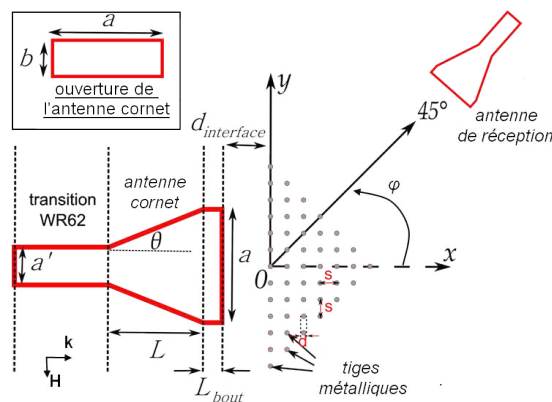


Figure III.4: Vue schématique du repère de mesures

La figure III.4 montre une vue schématique de la mise en place de l'expérience afin d'effectuer les mesures du diagramme de rayonnement. Le cornet d'émission est placé à la base de la structure BIE (cf. le chapitre I), et un cornet de réception est placé à quelques dizaines de centimètres de l'origine du repère afin de mesurer le rayonnement dans les différentes directions angulaires, φ .

III.1.2 Appareils de mesure

III.1.2.i Oscillateur et analyseur de spectre

Pour les mesures expérimentales de reconfigurabilité par «plasma perturbateur», une première partie de nos mesures a été réalisée grâce à l'association entre un oscillateur HP83592B et d'un analyseur de spectre. Cette association permet de mesurer la réponse du réseau BIE sous l'excitation d'une onde pour des fréquences allant de 10 MHz à 20 GHz avec une puissance incidente jusqu'à 13 dBm³. La puissance employée dans nos mesures s'élève seulement à 0 dBm.

III.1.2.ii Analyseur de réseau vectoriel

Pour les mesures expérimentales de reconfigurabilité par «plasma compensateur», nous disposons d'un analyseur de réseau vectoriel (ARV) Agilent E5071C. Cela permet d'effectuer des mesures bien plus complètes que l'association entre un oscillateur et un analyseur de spectre. Nous pouvons à la fois mesurer la partie de l'onde transmise (S_{21}) et la partie de l'onde réfléchie (S_{11}) par la structure BIE étudiée.

III.1.2.iii Protection des appareillages

Compte tenu de l'utilisation de hautes tensions pour la génération des décharges, il est nécessaire de protéger les appareils de mesures afin d'éviter tout endommagement suite à des décharges éventuelles entre le dispositif de décharge et le cornet d'émission. Cette protection est apportée par l'utilisation d'un DC block Aeroflex-InmetSI-HV capable de supporter une tension allant jusqu'à 950 V.

3. 0 dBm = 1 mW, $P_W = 10^{(P_{dBm} - 30)/10}$

III.2 Description des conditions de simulations

Les simulations de la réponse de notre structure à bande interdite ont été effectuées avec le logiciel HFSS (*High Frequency Structural Simulator*). Nous allons dans cette partie présenter les conditions des simulations qui accompagneront les résultats de mesures présentés dans la partie suivante.

III.2.1 Simulation en 2D

Afin de simuler le comportement idéal d'une structure BIE bidimensionnelle (hauteur de tiges infinie), nous pouvons utiliser des astuces offertes par le logiciel en employant des conditions de limites adéquates aux parois du domaine de simulation. Ainsi, la simulation en 2D consiste à distribuer les tiges métalliques d'une faible hauteur h (e.g. 2 mm), dans une boîte de simulation dont les faces supérieure et inférieure sont imposées par des conditions de murs électriques (champ électrique perpendiculaire à ces faces) car le cas étudié est celui dont la polarisation électrique est parallèle aux tiges (polarisation TM). Sur les autres faces, des conditions de radiation ont été introduites afin de simuler l'espace ouvert dans les quatre côtés. D'autre part, la source incidente employée pour les simulations en 2D correspond à une antenne cornet sectoriel⁴.

III.2.2 Simulation en 3D

Les simulations en 3D tiennent compte de l'effet d'évasement vertical de l'antenne d'émission et rendent davantage compte des conditions de mesures. Les tiges métalliques sont ainsi prises de hauteur plus proche de la réalité ($h_{sim3D} = 5$ cm) et la taille du domaine d'étude est réduite à un quart de la taille du domaine initiale en introduisant des conditions de symétrie sur le plan \mathbf{E} et sur le plan \mathbf{H} . Les conditions de rayonnement sont ensuite introduites sur toutes les autres faces de la boîte de simulation.

4. Nous parlons d'une antenne cornet sectoriel si deux des faces opposées de l'antenne conservent le même écart, et une antenne cornet pyramidal lorsque toutes les faces opposées s'évasent progressivement

III.3 Mesures et simulations de la configuration « plasmas perturbateurs »

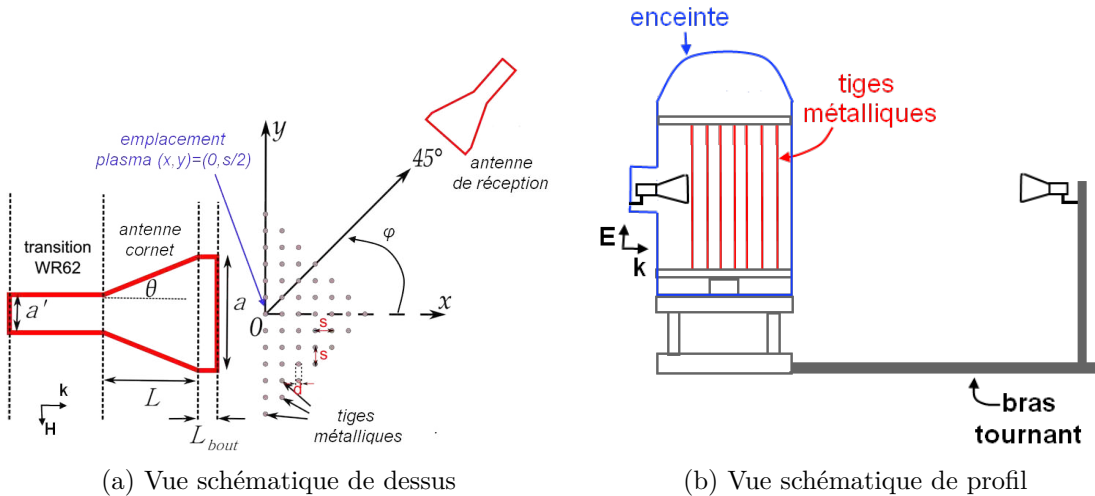


Figure III.5: Vue de l'ensemble du système de mesures en transmission seule pour la reconfigurabilité par « plasma perturbateur »

III.3.1 Conditions de l'expérience

Le système « pointe-pointe » est employé pour la reconfigurabilité par plasma perturbateur. Compte tenu de la nécessité de générer la décharge au sein d'une enceinte de verre, l'antenne d'émission est connectée à un des hublots de l'enceinte muni des sorties SMA comme le montre la figure III.5(b). Les électrodes constituées de deux tiges métalliques en vis-à-vis sont placées à la position $(x, y) = (0, s/2)$ (cf. la figure III.5(a)). L'emplacement d'un seul plasma perturbateur n'a pas été choisi au hasard. Nous cherchons à introduire une perturbation dissymétrique car elle s'avère plus efficace pour perturber le couplage (cf. chapitre I).

Seules des mesures en transmission ont été réalisées pour la reconfigurabilité par plasma perturbateur grâce à l'association de l'oscillateur d'onde et l'analyseur de spectre décrits dans la première section. L'oscillateur d'onde est connecté à l'antenne d'émission tandis que l'analyseur de spectre se trouve à la réception.

Les directions mesurées varient de $\varphi = 0^\circ$ à $\varphi = 90^\circ$ compte tenu de la taille limitée de la table métallique supportant l'ensemble du dispositif expérimental.

III.3.2 Protocole de mesure

Une des difficultés que nous avons rencontrées au cours des mesures est leur reproductibilité. Le couplage source-BIE dépend fortement du positionnement de la source par rapport à la structure BIE. La moindre dissymétrie de la source risque de modifier le couplage et exciter les modes de Bloch-Floquet. Idéalement, il aurait fallu rendre solidaire l'ensemble antenne-structure BIE. Or, pour des raisons techniques, cela n'a pas été effectué.

Afin de s'assurer que l'excitation des modes de Bloch-Floquet est due à la présence du plasma, nous suivons un protocole de mesures bien défini :

- (a) Le cornet de réception est placé en zone de champ lointain dans la direction de propagation permise, ce qui correspond à la direction angulaire de $\varphi = 45^\circ$ dans le repère que nous avons défini.
- (b) L'ensemble constitué de la structure BIE, des électrodes, et du cornet d'émission est mis en place.
- (c) Le niveau de signal transmis enregistré doit être minimal, idéalement près du niveau du bruit de mesures. Pour cela, nous ajustons le positionnement du cornet d'émission, ce qui est alors délicat car nous pouvons avoir une légère dissymétrie du positionnement du cornet qui excite la direction opposée de celle mesurée (la direction $\varphi = -45^\circ$ est excitée alors que la direction $\varphi = 45^\circ$ se trouve au niveau du bruit). Le plasma perturbateur n'a certainement pas d'effet dans ce cas là car la perturbation aura déjà été apportée par la dissymétrie.
- (d) Le pompage de l'enceinte est effectué et la procédure d'allumage du plasma est initiée. Observons que parfois des vibrations mécaniques trop importantes (e.g. vibrations du système de pompage, des a-coups lors du serrage des brides, etc.) nécessitent la répétition de l'étape précédente à plusieurs reprises.
- (e) Lorsqu'effectivement une perturbation introduite par le plasma est obtenue, nous enregistrons le diagramme de rayonnement à plusieurs distances du centre du repère. Les diagrammes de rayonnement devraient normalement posséder la même allure superposable⁵.

III.3.3 Résultats et performances

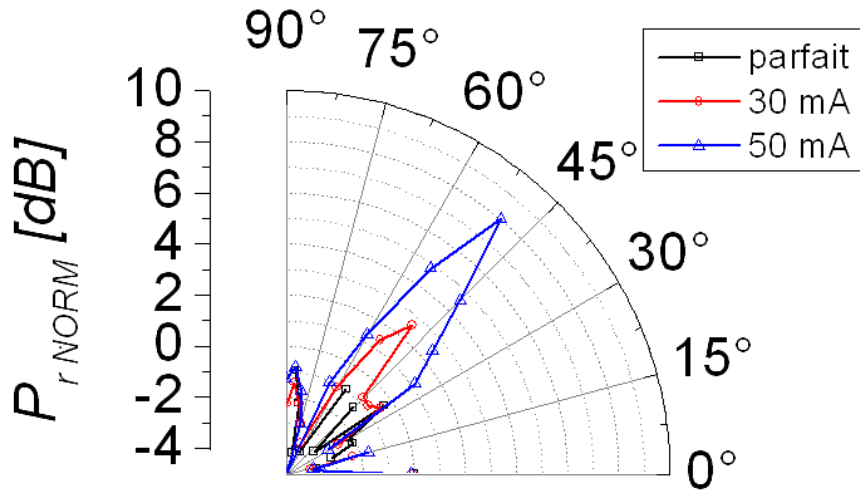
Dans la figure II.52 du chapitre précédent (cf. page 130), nous avons pu observer que l'effet du plasma perturbateur est optimum entre 18 GHz et 19 GHz. Dans la figure III.6(a), nous montrons alors le diagramme de rayonnement issus de mesures à la fréquence où l'effet du plasma est maximal. Elle correspond à $f = 18$ GHz.

Lorsque le plasma est éteint, le diagramme de rayonnement correspondant est annoté «parfait», et lorsque le plasma est allumé, nous notons le courant de la décharge associée. Nous constatons clairement que les directions diagonales pour les angles $\varphi = 30^\circ - 60^\circ$ sont excitées lorsque le courant est suffisamment élevé. Pour faciliter la lecture, nous avons normalisé toutes les figures par rapport à la valeur maximale atteinte lorsque la structure BIE est en configuration parfaite (c-à-d sans plasma). Une dynamique de près de 8 dB a pu être atteinte entre la configuration parfaite et la configuration avec un plasma perturbateur de 50 mA. En valeur naturelle, cela signifie que le maximum de transmission atteint 6 fois celui sans perturbation dans la direction diagonale comme le montre la figure III.6(b), où la courbe en rouge correspond au ratio de transmission en fonction du courant.

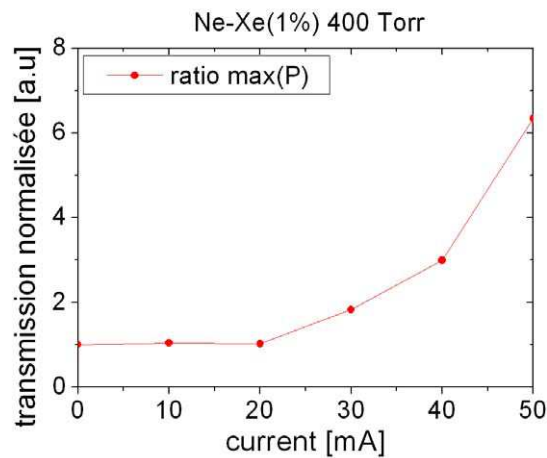
Les résultats de mesures confirment que la densité atteinte permet de perturber le couplage source-BIE afin d'exciter les modes de Bloch-Floquet. Nous validons ainsi le potentiel qu'offre le plasma pour rendre reconfigurable une structure BIE dans une configuration plasma perturbateur.

Cependant, malgré la dynamique assez importante, l'énergie transmise due à la perturbation par plasma reste faible. Sachant qu'en absence de perturbation, la structure BIE ne transmet quasiment pas d'énergie dans les directions diagonales, l'énergie totale transmise est effectivement peu élevée.

5. Techniquement, nous considérons que la zone de champ lointain est atteinte lorsque les mesures répétées à des distances plus élevées donnent une allure de courbe superposable. Avec la structure BIE, le champ lointain est atteint à partir de 20 cm de la tige centrale



(a) diagramme de rayonnement normalisé



(b) transmission normalisée

 Figure III.6: Effet du plasma perturbateur à 400 Torr $Ne - Xe(1\%)$ à $f = 18$ GHz

III.3.4 Bilan sur les plasmas perturbateurs et améliorations possibles

Bilan

Le plasma en tant que perturbateur a pu effectivement montrer son potentiel dans la reconfigurabilité d'une structure BIE. La dynamique de la réponse peut varier jusqu'à 8 dB entre la configuration sans plasma et la configuration avec plasma. Le plasma perturbe le couplage initial entre la source et la structure BIE afin d'exciter les directions diagonales.

Cependant, la performance de notre structure BIE reconfigurable par un plasma perturbateur est limitée. Le premier constat : l'énergie qui se couple dans les directions diagonales est faible. La plupart de l'énergie incidente se trouve réfléchi par la structure BIE et revient vers la source. Ceci était prévisible à la vue des simulations effectuées dans le chapitre précédent, où nous constatons la présence d'ondes stationnaires entre la source et l'interface de la structure BIE.

Malgré les désavantages que nous venons de citer, l'objectif principal du plasma ici est atteint. Le plasma perturbe et modifie le couplage source-BIE pour exciter les modes de Bloch-Floquet.

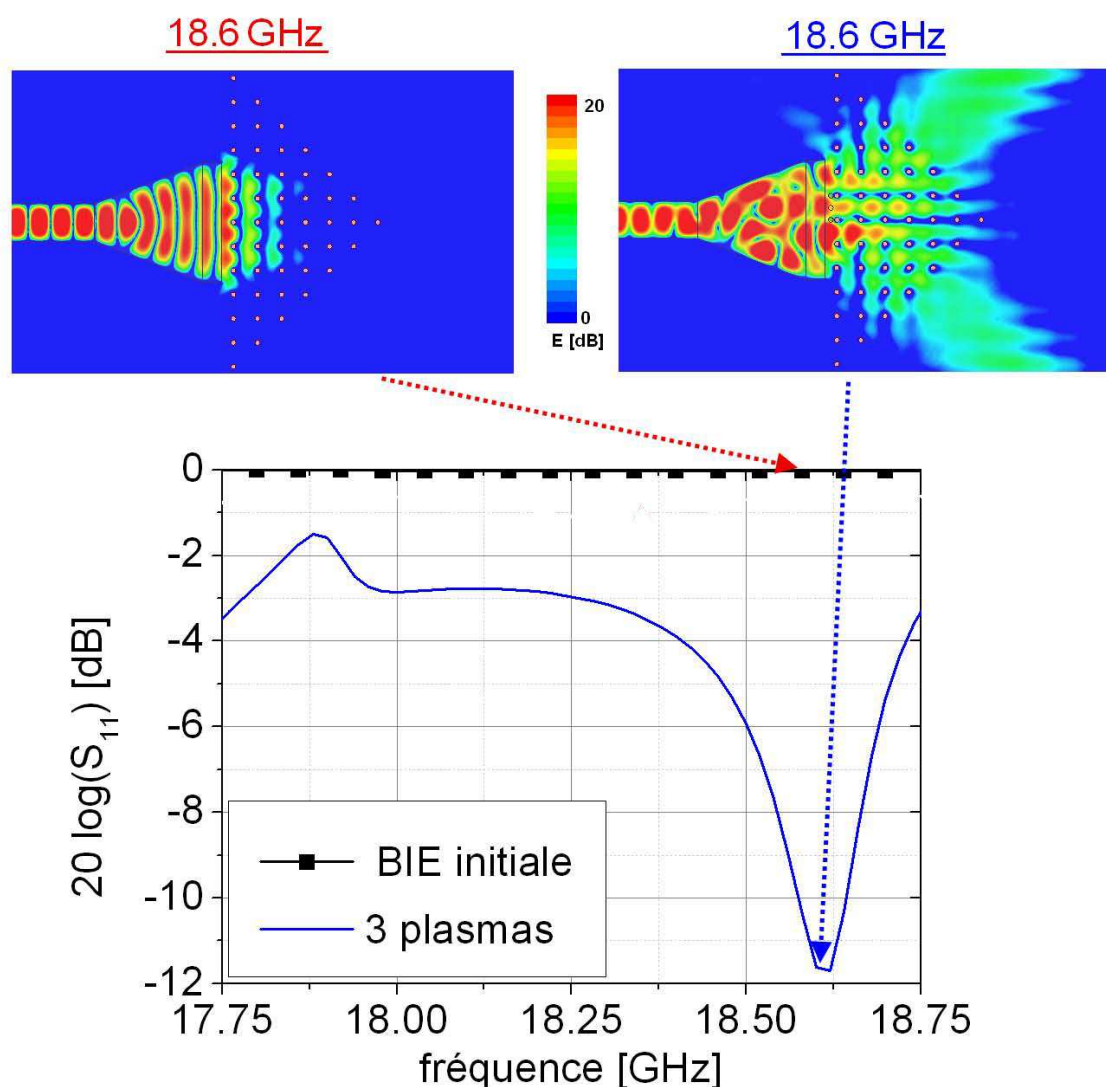


Figure III.7: Amélioration envisageable de l'approche par «plasmas perturbateurs» en augmentant le nombre de plasmas perturbateurs (de 1 à 3) et en les plaçant stratégiquement : configuration 3 plasmas perturbateurs (en bleu) aux coordonnées $(x, y) = (-s/4, 0)$, $(-s/4, s/2)$ et $(-s/4, s)$; configuration sans défaut (BIE initiale). Les plasmas sont définis par les ratios $C_1 = 0.7$ et $C_2 = 1.88$

Améliorations

Des améliorations peuvent toujours être apportées pour la reconfigurabilité par plasmas perturbateurs. Elles consistent principalement à amplifier la modification du couplage source-BIE apportée par les plasmas. Cette amplification peut être offerte par :

- l'augmentation du nombre de plasmas perturbateurs qui intensifie la perturbation apportée,
- l'emplacement plus stratégique des plasmas perturbateurs qui permet de favoriser l'apport des plasmas,
- ou encore la modification de la cavité instable source-BIE soit par un autre choix de source, soit par une modification de la forme d'interface de la structure BIE.

Par exemple, lorsque nous plaçons trois plasmas (respectivement aux coordonnées $(x, y) = (-s/4, 0)$, $(-s/4, s/2)$ et $(-s/4, s)$ dont les paramètres sont identiques à ceux estimés dans l'expérience, les simulations en 2D (cf. la figure III.7) montrent une baisse significative de

réflexion aux alentours de 18.6 GHz. Le S_{11} atteint une valeur minimale de -12 dB. Cela traduit une transmission plus efficace dans les directions diagonales (moins de 10% de réflexion). Les cartographies du champ électrique, où la transmission est la meilleure pour chacun des cas, figurent au dessus de la courbe et permettent de confirmer l'amélioration apportée. Rappelons qu'avec un seul plasma, le S_{11} minimal était aux alentours de 1.5 dB (cf. la figure II.52 à la page 130).

Nous voyons donc que les performances liées à la configuration «plasma perturbateur» peuvent être améliorées en augmentant le nombre de plasmas et en les plaçant judicieusement. Nous n'avons cependant pas continué sur cette voie car la mise en œuvre de ces améliorations nécessite des études spécifiques pouvant s'avérer longues, et des modifications significatives du banc expérimental. Nous avons préféré consacrer le temps restant de la thèse pour étudier l'autre configuration («plasma compensateur») dont les premières simulations faites à la fin du chapitre II semblent plus prometteuse en termes de performance.

III.4 Mesures et simulations de la configuration «plasmas compensateurs»

III.4.1 Conditions de l'expérience

Pour les mesures avec la configuration «plasma compensateur» avec des tubes thermoïonique, l'enceinte à vide n'est plus nécessaire. Cela simplifie grandement la mise en place de l'expérience car le positionnement du cornet d'émission est bien plus simple. La

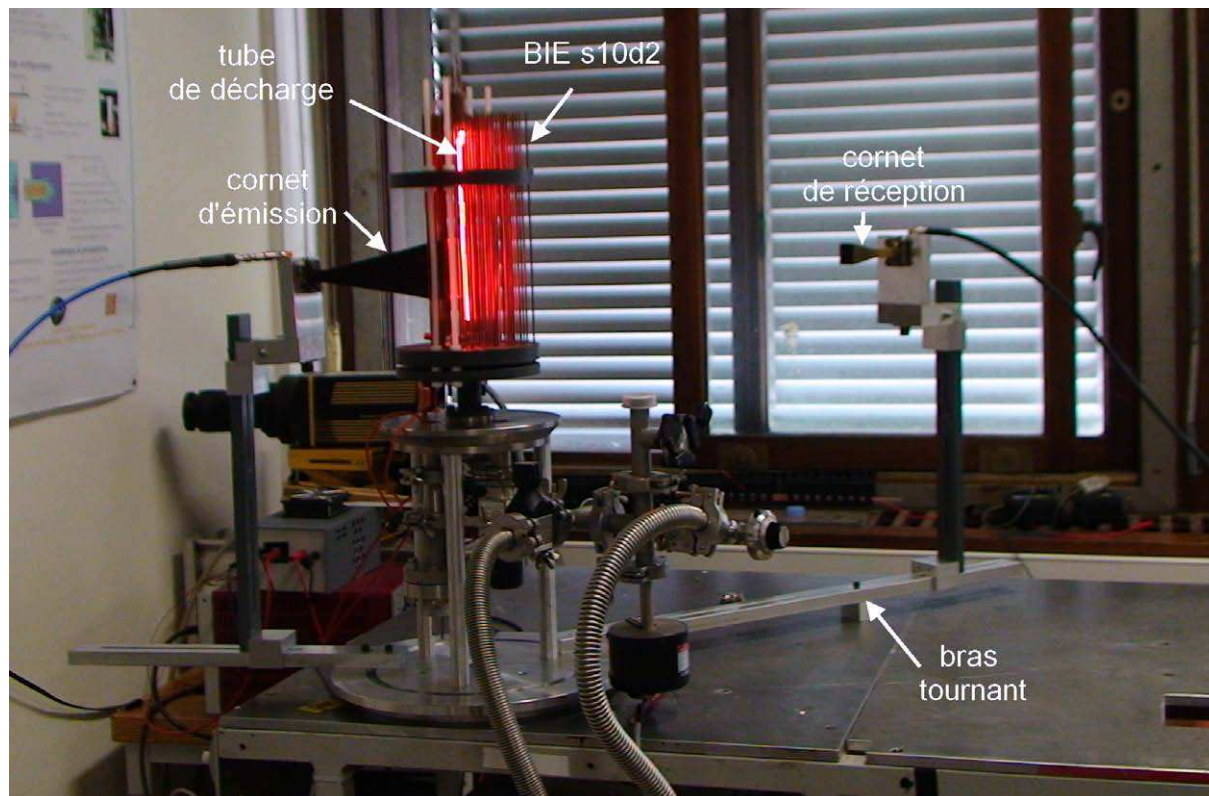


Figure III.8: Visualisation du banc d'expérience pour la configuration «plasma compensateur»

figure III.8 montre la mise en place du banc expérimental pour la configuration «plasma compensateur» où nous visualisons les différents éléments nécessaires pour les mesures.

III.4.2 Protocole de mesures

Pour la configuration de «plasma compensateur» il est important de s'assurer au préalable que le positionnement de l'antenne d'émission permet de se trouver dans une configuration parfaite, où le couplage avec les modes de Bloch-Floquet de la structure BIE n'est pas permis en l'absence de défaut. Pour ce faire, nous suivons le protocole suivant :

- (a) La structure BIE en absence de défauts est mise en place sur son support et le cornet de réception est placé dans la direction diagonale.
- (b) Le cornet d'émission est placé afin de s'assurer que les directions diagonales ne sont pas excitées en absence de défauts, et un ajustement de la position de l'antenne d'émission est effectué si nécessaire.
- (c) Le diagramme de rayonnement de la structure BIE sans défaut est mesuré.

- (d) Les défauts envisagés sont introduits en enlevant les tiges concernées et le diagramme de rayonnement associé est mesuré.
- (e) Les tubes de décharges sont introduits aux emplacements des défauts. Le diagramme de rayonnement est mesuré pour différents courants de décharge.
- (f) Dans la mesure du possible, nous enchaînons dans une même série de mesures, différentes configurations de défauts. C'est à dire, l'étape (d) est recommencée en s'assurant que le cornet d'émission ne soit pas déplacé entre temps.

III.4.3 Résultats et performances

Nous étudions deux configurations de défauts pour la reconfigurabilité par «plasma compensateur» avec les tubes à cathode thermoïonique :

- configuration à défaut central, et
- configuration à deux défauts symétriques.

La configuration de plasma compensateur avec un défaut central concerne le cas où la tige centrale de la structure BIE positionnée à $(x, y) = (0, 0)$ est remplacée par le tube à cathode thermoïonique. La configuration de plasma compensateur à deux défauts concerne le cas où deux tiges positionnées à $(x, y) = (0, \pm s)$ sont remplacées par des tubes.

III.4.3.i Dynamique de réponse

Avant d'aller plus loin dans nos propos, nous pouvons regarder rapidement si le plasma peut apporter la reconfigurabilité à la structure BIE. Pour cela, nous pouvons évaluer rapidement la dynamique de réponse sous l'effet du plasma. La figure III.9 montre la dynamique de réponse en fonction de la fréquence des deux configurations de plasmas compensateurs étudiées. Il s'agit de l'atténuation de la transmission maximale dans les directions diagonales lorsque le plasma est allumé.

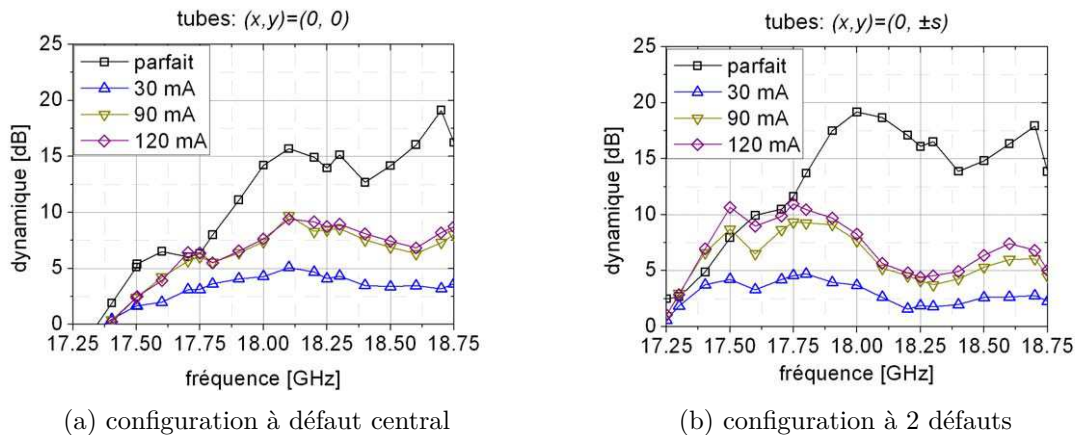


Figure III.9: Dynamique de réponse (différence avec le maximum de transmission en présence du tube de plasma non allumé)

Nous constatons que l'allumage de plasma atténue effectivement la transmission et introduit une dynamique pouvant atteindre jusqu'à 10 dB. Nous constatons d'ailleurs que pour certaines fréquences, la dynamique est identique à celle où l'on aurait remplacé les tiges métalliques à la place des défauts (~ 17.75 GHz). Les conditions de phase et de diamètre des plasmas obtenus doivent être en accord afin de reproduire quasiment

la même distribution de champ que les tiges métalliques remplacées. En dehors de cette fréquence, les tubes de plasmas ne remplacent plus que partiellement les tiges métalliques.

III.4.3.ii Diagramme de rayonnement

Compte tenu de la symétrie des défauts introduits, les diagrammes de rayonnement sont également symétriques. Contrairement à la configuration par plasma perturbateur, les mesures pour les angles entre $\varphi = 0^\circ$ à $\varphi = 90^\circ$ sont représentatives. Les figures dans III.10 et III.11 montrent respectivement les diagrammes de rayonnement à défaut central et à deux défauts à deux fréquences différentes : 18 GHz et 18.5 GHz. Les courbes se trouvant à gauche sont issues de mesures expérimentales et les courbes à droite sont issues de simulations. La normalisation est telle qu'à 0 dB correspond la transmission maximale sans présence de BIE.

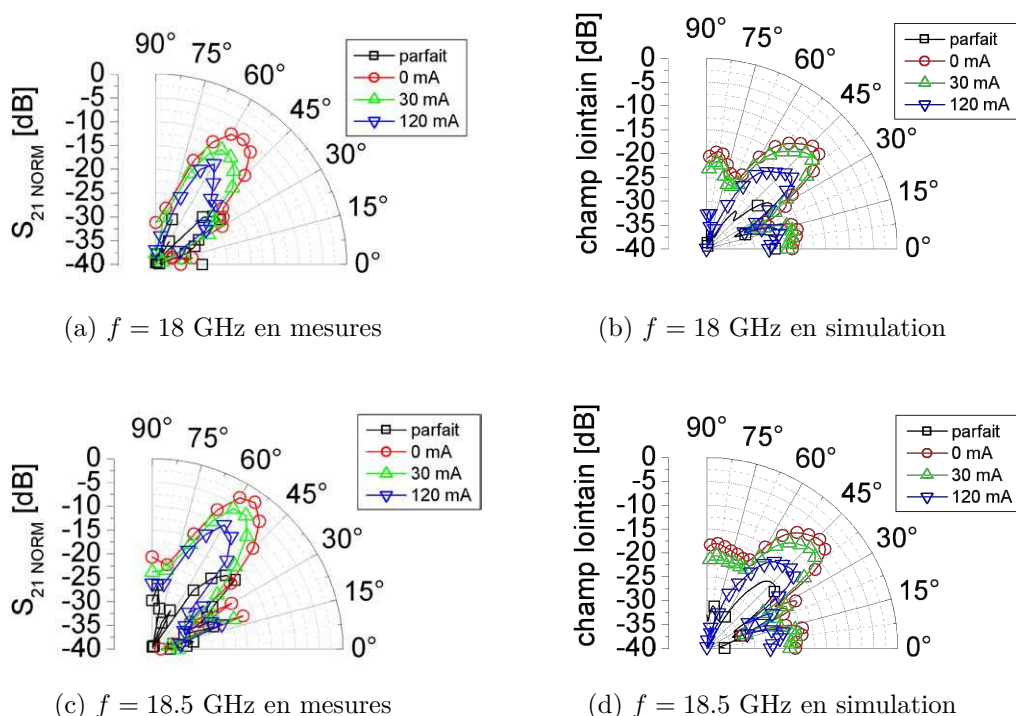


Figure III.10: Diagramme de rayonnement de la configuration à défaut central

Les mesures montrent une influence du plasma sur le diagramme de rayonnement pour chaque configuration. Dans les deux cas, au fur et à mesure que le courant augmente, le diagramme de rayonnement évolue pour s'approcher progressivement de celui sans défauts. Cependant, le maximum de transmission dans la direction diagonale n'atteint pas un niveau aussi faible que celui de la structure BIE sans défauts car la densité du plasma n'est pas suffisante. La dynamique maximale observée (différence de la transmission maximale entre le plasma allumé à 120 mA avec celle où le plasma est éteint) est toutefois élevée, atteignant jusqu'à 8.3 dB. Les valeurs pour les différentes configurations étudiées à différentes fréquences sont résumées dans le tableau III.1.

Dans les simulations, nous avons défini le plasma avec une permittivité relative et une conductivité à valeur réelle homogène déduite à partir des ratios C_1 et C_2 définis dans

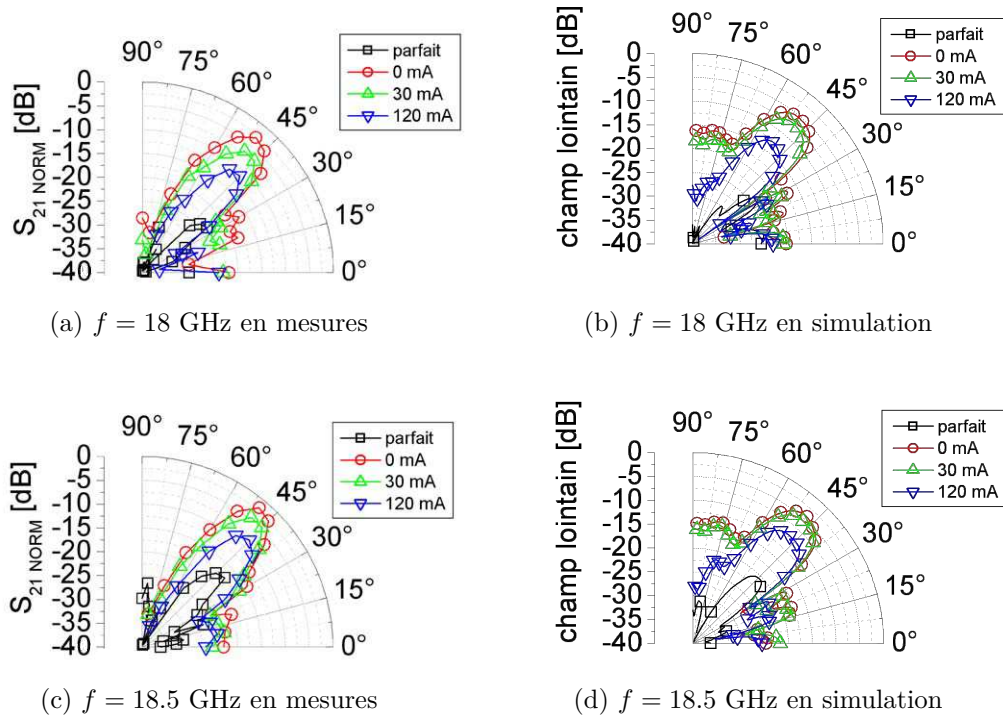


Figure III.11: Diagramme de rayonnement de la configuration à 2 défauts symétriques

| | défaut central | | 2 défauts symétriques | |
|---------------------------|----------------|----------|-----------------------|----------|
| | 18 GHz | 18.5 GHz | 18 GHz | 18.5 GHz |
| Dynamique expérience [dB] | 7.7 | 7.4 | 8.3 | 6.4 |
| Dynamique simulation [dB] | 7.7 | 8.7 | 7.4 | 5.4 |
| $\Delta_{exp-sim}$ [dB] | 0 | 1.3 | 0.9 | 1 |

Tableau III.1: Comparaison de dynamique en expérience et en mesures

le chapitre précédent⁶. Chaque valeur de courant est alors associée à une permittivité et une conductivité. Les valeurs à 18 GHz figurant dans le tableau III.2 donnent une idée de leur ordre de grandeur.

Dans les simulations en 3D, nous obtenons la même tendance d'évolution du diagramme de rayonnement que dans les mesures. Le diagramme de rayonnement s'approche de celui de la configuration sans défaut avec le courant croissant. Quelques différences sont tout de même constatées entre les diagrammes de rayonnement mesurés et ceux simulés comme :

- un lobe élevé constaté dans la direction transversale ($\varphi = 90^\circ$) en simulation
- la transmission maximale légèrement décalée dans les directions diagonales pour les expériences
- la valeur du maximum différente

Ces différences peuvent être causées par :

- l'omission du support de la structure BIE dans les simulations. Quatre barres en

6. Rappelons que la conductivité réelle traduit la partie imaginaire de la permittivité relative complexe

| courant [mA] | ϵ' [-] | σ' [S/m] |
|--------------|-----------------|-----------------|
| 30 | 0.16767 | 0.14281 |
| 60 | -0.8559 | 0.32814 |
| 120 | -2.7082 | 0.65575 |

Tableau III.2: Valeurs typiques à 18 GHz de ϵ' et σ' du plasma généré dans le tube utilisé pour les simulations HFSS

PVC sont utilisées pour reliées les galettes de support des tiges métalliques. Ces barres, réparties deux à deux se trouvent dans les directions transversales de la structure BIE, cela aurait pour conséquence d'annuler les lobes éventuels dans ces directions.

- des écarts de positionnement de la source entre les cas simulés et les cas effectivement mesurés. Compte tenu de la sensibilité de la réponse de la structure BIE comme pour la configuration «plasma perturbateur», la valeur maximale et la direction maximale peuvent trouver de petites variations selon le positionnement de la source.

Les dynamiques observées dans les simulations montrent un bon accord avec celles des mesures comme indiqué dans le tableau III.1. La dynamique de réponse peut cependant être parfois supérieure dans les mesures. Ceci peut provenir de plusieurs facteurs comme

- l'erreur de l'estimation de la densité plasma
- l'erreur de positionnement (source, repère, tube, etc.)

Nous pensons que les écarts possibles proviennent principalement des erreurs de positionnement de la source. La position de la source, comme pour la configuration plasma perturbateur, détermine des fréquences optimales de couplage vers les directions diagonales. Le cas où la dynamique est plus élevée en mesure qu'en simulation est due fort probablement à une fréquence d'onde de mesure plus proche de la fréquence optimale.

III.4.3.iii Transmittance

L'évolution des diagrammes de rayonnement reste similaire pour la plage de fréquence entre 17.5 GHz à 18.75 GHz, avec cependant une efficacité énergétique variée. Pour quantifier l'efficacité du couplage énergétique vers les directions permises, et l'apport du contrôle par le plasma, nous pouvons définir la transmittance :

$$\tau = \frac{\langle S_{21}^2 \rangle}{\langle S_{21}^2 \rangle_{sansBIE}} \quad (III.2)$$

où $\langle \rangle$ correspond à la moyenne effectuée entre la direction $\varphi = 0^\circ$ à $\varphi = 90^\circ$. Lorsque la transmittance égale l'unité, l'efficacité de couplage est optimale.

La figure III.12 montre la transmittance en fonction de la fréquence pour les deux configurations étudiées. Premier constat, le couplage dans les directions diagonales est globalement meilleur pour la configuration à deux défauts. Ceci est tout à fait normal car deux défauts locaux introduisent plus de perturbation qu'un seul. La transmittance est variable en fonction de la fréquence et la fréquence optimale de couplage se trouve aux alentours de 18.5 GHz.

En fonction du courant, la transmittance décroît pour la plage de fréquence entre 17.5 GHz et 18.5 GHz, montrant que les plasmas tendent à compenser les défauts à un courant (donc densité) élevé. Les figures III.13 montrent cette évolution issue de mesures et de

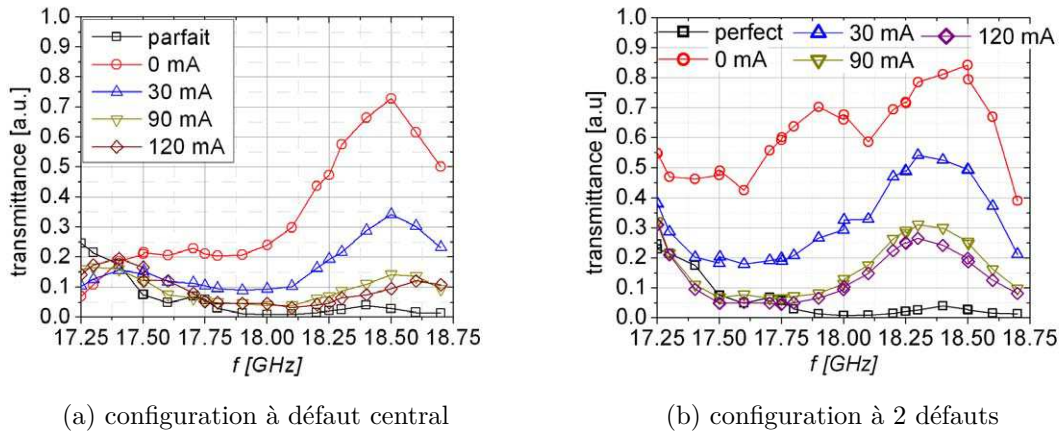


Figure III.12: La transmittance mesurée en fonction de la fréquence

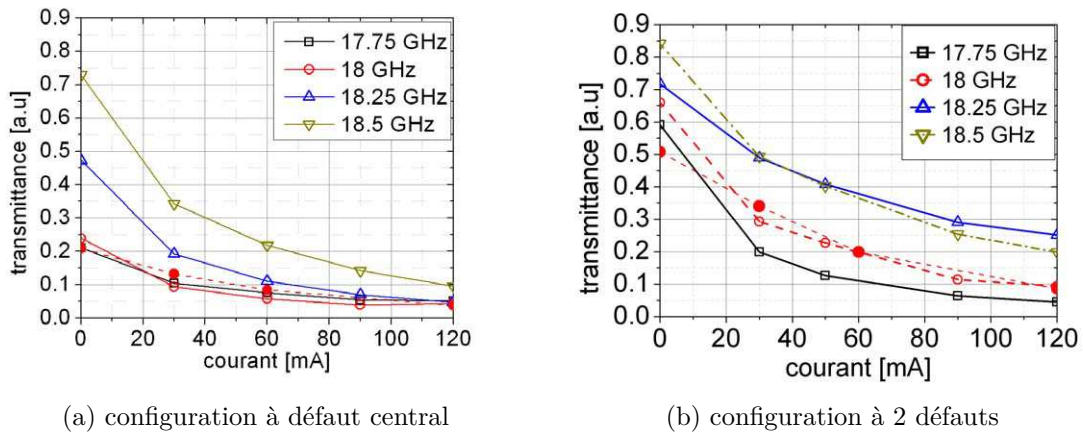


Figure III.13: La transmittance en fonction du courant (symboles creux : mesures; symboles pleins : simulation 3D)

simulations. Encore une fois, un bon accord est obtenu entre les courbes expérimentales et simulées à 18 GHz.

III.4.4 Bilan de la reconfigurabilité par plasmas compensateurs

Expérimentalement, le plasma en tant que compensateur de défaut a pu également montrer son potentiel pour rendre reconfigurable une structure BIE. La dynamique de la réponse peut atteindre 8.3 dB et varie de façon progressive lorsque le courant de la décharge varie entre 0 mA et 120 mA. En enlevant certaines tiges, nous introduisons des défauts à l'interface de la structure BIE qui excitent les directions permises (les mode de Bloch-Floquet) de la structure BIE. Ensuite, la présence du plasma annule dans une certaine mesure l'effet de ces défauts.

Contrairement à la configuration plasma perturbateur où seul une petite portion de l'énergie est contrôlée par le plasma, l'efficacité de la configuration par plasma compensateur est plus élevée. Nous avons pu obtenir une transmittance de près de $\tau = 90\%$, en l'absence de plasma, et cette transmittance diminue à moins de $\tau = 10\%$ lorsque le plasma est allumé.

Les mesures et les simulations sont également en accord. Cela signifie que notre estimation de la densité plasma est relativement correcte.

III.5 Conclusion

Lors de ce chapitre, nous avons pu mettre en évidence expérimentalement deux façons de contrôler ou d'agir sur les modes passants d'une structure à bande interdite électromagnétique. Le premier cas consiste à l'emploi d'un défaut additif (ou défaut perturbateur ou défaut excédentaire...), où un ou plusieurs éléments supplémentaires sont rajoutés à la structure BIE initiale. Dans ce cas, le plasma joue un rôle de défaut contrôlable, que nous appelons «plasma perturbateur».

Le deuxième cas consiste en revanche à la soustraction d'une ou de plusieurs tiges métalliques initialement présentes dans notre structure BIE. Aux positions de ces défauts lacunaires, nous venons placer un système de décharge de telle sorte que le plasma de décharge puisse compenser l'absence de ces tiges métalliques ; il s'agit alors du cas «plasma compensateur».

Le diagramme de rayonnement de tous les cas ont été mesurés à partir de notre banc expérimental. À partir de ces diagrammes de rayonnement, nous avons pu déduire la dynamique observée lorsque le plasma est allumé et également la performance énergétique de chaque configuration.

Pour le cas de «plasma perturbateur», nous avons pu observer jusqu'à 8 dB de dynamique de l'énergie maximale transmise. Or, cette dynamique bien qu'élevée, ne représente qu'une faible portion de l'énergie incidente. De plus, pour l'approche de reconfigurabilité par «plasma perturbateur», quelques difficultés et défauts liés à la dissymétrie de l'emplacement du plasma ont été relevés. Nous avons proposé quelques améliorations possibles et façons de contourner ces problèmes, or, ces améliorations possibles n'ont pas été étudiées plus profondément compte tenu des contraintes de notre banc de mesure.

Quant aux cas de «plasma compensateur», une dynamique atteignant 10 dB a pu être mesurée avec une performance bien meilleure : la transmittance qui représente l'efficacité énergétique atteint dans certains cas plus de 90%. Conformément aux caractéristiques des plasmas obtenus dans le chapitre II, le plasma permet d'apporter le côté reconfigurable que nous espérons de la structure BIE que nous avons dimensionnée.

La reconfigurabilité de la structure BIE par plasma pour les deux approches a ainsi pu être démontrée expérimentalement.

CONCLUSION GÉNÉRALE & PERSPECTIVES

L'objectif de ces travaux de thèse était de sonder la possibilité d'utiliser des plasmas pour rendre reconfigurable des structures basées sur des matériaux à bande interdite électromagnétique. Il se déclinait en trois parties principales :

- la définition et la conception de l'ensemble source d'onde et structure BIE ;
- l'étude des caractéristiques expérimentales de plasmas hors-équilibre réalisables dans des conditions peu usuelles (en haute pression et de grande dimension) ;
- la validation expérimentalement du potentiel des plasmas pour rendre une structure BIE reconfigurable.

Une de nos préoccupations principales dans l'intégration des plasmas, dans un dispositif hyperfréquence, est la présence des pertes en propagation. Ainsi, en gardant l'idée principale qui est de limiter les pertes dues aux plasmas, nous nous sommes focalisés sur la conception d'une structure à bande interdite électromagnétique dont l'une des propriétés peut être contrôlée par des éléments localisés.

Nous avons fait le choix de concevoir une structure BIE dans laquelle l'anisotropie est exploitable grâce à un couplage fort et instable entre la source d'onde et la structure BIE. Le principe reste assez simple : la source d'onde éclaire la structure BIE dans la direction où la propagation est interdite, puis le couplage est modifié à l'interface de la structure BIE en introduisant des défauts localisés. Ces défauts excitent alors les directions permises de la structure BIE. L'ensemble de la structure BIE se comporte comme un diviseur de puissance contrôlable. L'onde incidente est scindée en deux directions que nous appelons les directions diagonales. L'idée principale de la reconfigurabilité est de contrôler la part de l'onde scindée vers ces directions avec les défauts contrôlables par plasmas.

La première étape de la conception a consisté à définir le réseau BIE qui permet d'obtenir le comportement anisotrope souhaité, en tenant compte des contraintes des matériels. Nous avons donc d'abord cherché à présenter les outils d'analyse pour l'étude de la propagation dans les structures périodiques (diagramme de bande, diagramme de dispersion, courbes isofréquences). Grâce à ces outils, nous avons montré la façon dont il est possible de prédire le comportement d'une structure BIE, et de définir sa constitution faite de tiges métalliques disposées dans un réseau carré. La forme globale finale de la structure qui est triangulaire, a résulté de notre souhait :

- d'une part d'utiliser de façon efficace l'aspect anisotrope tout en évitant les effets «parasites» liés aux diffractions et aux réflexions,
- d'autre part de la rendre adaptée pour une source d'onde venant de l'extérieur.

À l'issue de cette étude, la structure BIE dimensionnée a un comportement anisotrope dans les fréquences aux alentours de 18 GHz et possède une forme globale triangulaire.

La deuxième étape a consisté à définir la source adaptée pour le principe que nous envisageons. L'idée principale de cette étape était de définir une source :

- **directive**, qui permet d'éclairer la structure BIE avec une onde incidente dans la direction interdite, sans exciter les modes en directions permises initialement (dans les diagonales) ;
- formant une cavité **instable** avec le BIE, qui excite les directions permises de façon efficace à la moindre perturbation.

L'approche que nous avons entreprise pour définir une source directive s'est basée sur l'analyse du spectre angulaire d'ondes planes. Dans cette approche, il a fallu dans un premier temps identifier les composantes de l'onde incidente qui risquent d'exciter les modes de Bloch Floquet en étudiant les conditions de raccordement de phase à l'interface de la structure BIE. Ensuite, l'analyse du spectre angulaire d'ondes planes a permis d'identifier l'ouverture minimale de la source qui limite ces composantes. En d'autres termes, l'ouverture choisie doit être assez grande pour obtenir une source suffisamment directive. Cette approche, bien que simple et ne tenant pas compte des effets des couplages forts dans le champ proche, permet tout de même d'avoir une base de départ pour la définition de la source.

L'instabilité de la cavité, formée par la source et l'interface du BIE, est introduite par la forme sectorielle de la source. Cette forme résulte de la nécessité d'adapter une transition standard d'une ouverture plus faible à l'ouverture de la source nécessaire obtenue au préalable. Cette source garde ainsi son pouvoir d'éclairer dans la direction interdite de la structure BIE sans exciter les directions permises initialement. De plus, à la moindre modification du couplage, elle permet d'exciter ces directions de façon efficace. Cette modification du couplage peut être apportée en introduisant des défauts contrôlables à l'interface source-BIE. Notre approche s'est basée sur des défauts contrôlables plasmas. Ainsi, l'instabilité due au couplage en champ proche, au lieu d'être subie, est mise à profit. La source dimensionnée, qui est alors un cornet pyramidal, a été conçue spécialement pour les mesures expérimentales.

Deux approches de reconfigurabilité par plasmas ont été proposées :

- l'approche par plasma perturbateur ;
- l'approche par plasma compensateur.

Dans la première approche, le plasma est vu comme un défaut additif qui modifie le couplage source-BIE et excite les modes de Bloch-Floquet. Pour la deuxième, des défauts lacunaires sont introduits au préalable en enlevant des tiges à l'interface, ensuite les plasmas sont placés aux mêmes endroits pour compenser ces défauts. Ainsi l'effet du plasma sur chaque approche est opposé : la première excite les directions permises, et la deuxième annule l'excitation des directions permises.

Pour les deux approches, le plasma doit respecter un certain nombre de conditions. La première approche nécessite un diamètre du plasma simplement supérieur à son épaisseur de peau, perturbant ainsi localement le couplage source-BIE. La deuxième approche est plus délicate car le plasma doit reproduire la même distribution de champ que la tige métallique remplacée. Avec une approche simple, qui est de modéliser le plasma par un coefficient de réflexion équivalent, nous avons montré que la même distribution de champ peut être obtenue en augmentant de façon contrôlée le diamètre du plasma. La différence du coefficient de réflexion avec celui d'un métal est compensée par l'épaisseur rajoutée du plasma.

Pour ces deux cas, le diamètre nécessaire est déterminé par les ratios entre la fréquence de collisions ν , et la pulsation plasma ω_{pe} , par rapport à la pulsation d'onde ω . La tâche

principale de l'étude des plasmas a donc porté sur la détermination des ratios ν/ω et ω_{pe}/ω pour les différents systèmes de décharge dans des conditions variées.

D'autres contraintes plus techniques se rajoutent, impliquant alors la nécessité de générer un plasma de gap et diamètre relativement importants en continu. Nous avons alors étudié trois types de décharges alimentées par des sources de tension continues pour déterminer le plasma le mieux adapté à l'ensemble des contraintes. Le premier, moins classique, correspond à un système de décharge à trois électrodes à base de microdécharge, le deuxième à une décharge générée entre deux tiges métalliques de diamètre identique aux tiges du réseau, et le dernier, à une décharge dans un tube à cathode thermoïonique.

Ces différents systèmes ont permis de générer des décharges hors-équilibre et stables pour des conditions extrêmes et peu habituelles, avec un produit pression-distance dépassant parfois 1000 Torr.cm. Une partie de notre étude a porté sur la caractérisation électrique de ces différents types de décharges pour apporter quelques données nécessaires à la compréhension du mécanisme de génération des plasmas stables sous ces conditions.

Deux approches ont été utilisées pour déterminer le ratio ω_{pe}/ω . La première par des mesures de l'élargissement Stark de la raie de transition H_β , et la deuxième par des estimations de coefficients de transports et de densités de courant. Les mesures de l'effet Stark n'étant précises qu'à partir d'une valeur de densité de 10^{13} cm^{-3} , nous avons dû nous tourner vers la méthode par estimation dans la plupart des cas. Quant à la détermination du ratio ν/ω , seule l'approche par estimation est possible.

La détermination de ces deux ratios nous a permis d'identifier la décharge «pointe-pointe» comme un candidat potentiel pour l'approche de reconfigurabilité par «plasma perturbateur» et la décharge à cathode thermoïonique dans un tube pour l'approche de reconfigurabilité par «plasma compensateur». Ces deux décharges permettent à la fois d'atteindre une densité élevée (donc le ratio $\omega_{pe}/\omega > 1$) tout en conservant une fréquence de collisions acceptable (le ratio $\nu/\omega < 1$).

Des mesures en transmission ont alors été effectuées afin de valider les deux concepts de reconfigurabilité. Le diviseur de puissance commutable à base d'une structure BIE conçu est reconfigurable grâce aux plasmas dans les fréquences variant de 17.5 GHz jusqu'à 18.5 GHz. Lors des campagnes de mesures menées, l'allumage et l'extinction du plasma a permis d'atteindre une dynamique de 10 dB dans les directions autorisées. De plus, l'efficacité en transmission a atteint près de 90%. L'objectif premier de cette thèse qui était de démontrer la possibilité de rendre reconfigurable un dispositif hyperfréquence à base de structure BIE, par des plasmas, est ainsi atteint.

En ce qui concerne l'amélioration des performances de ce système, de nouvelles configurations doivent être imaginées, soit en jouant sur la position et le nombre de plasmas, soit en jouant sur les nombreuses combinaisons possibles offertes par les structures BIE (type de réseau, forme de la structure BIE...).

Enseignements tirés de ces travaux

Dans ce manuscrit, nous nous sommes focalisés principalement sur le processus de conception d'un dispositif à base d'une structure BIE contrôlable par plasmas. Bien que le concept étudié ait été validé et que des résultats probants aient été obtenus, nous sommes encore loin de réaliser un dispositif viable technologiquement et économiquement.

Toutefois, pendant cette thèse, nous avons identifié quelques défis techniques et scientifiques qui peuvent poser des problèmes pour les futurs travaux de conception qui se

basent sur un concept similaire. Nous pensons qu'il est intéressant de lister ces défis et d'apporter des idées permettant de les relever.

Densité plasma faible

Dans ces travaux, nous avons présenté la notion de «densité plasma critique» qui correspond à la valeur minimale de densité à partir de laquelle la partie réelle de la permittivité devient négative ($\epsilon' < 0$), et le plasma affecte efficacement une onde dans notre structure. À 18 GHz, cela correspond à une densité critique $n_c \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur est assez élevée dans les cas de plasmas hors équilibre thermodynamique. De plus, comme n_c croît avec le carré de la fréquence d'onde, une légère augmentation de la fréquence d'onde augmente considérablement la densité nécessaire (doubler la fréquence d'onde revient à quadrupler la densité nécessaire). Les densités des plasmas que nous avons étudiés n'atteignent que difficilement une densité de cet ordre de grandeur là.

Outre le fait d'augmenter cette densité en confinant le plasma lorsque cela est possible (exemple du tube), il est possible d'envisager d'autres options pour contourner ce problème.

La première est d'envisager une structure reconfigurable qui nécessite une densité plasma plus faible. Au lieu d'obtenir un plasma à comportement métallique avec une partie réelle négative $\epsilon' < 0$, nous pouvons chercher une structure qui peut être reconfigurable grâce à un indice de réfraction $n = \sqrt{\epsilon}$ compris entre 0 et 1. La densité plasma nécessaire devient alors plus faible que la densité plasma critique n_c .

La deuxième est de placer le plasma dans une structure amplifiant son effet (i.e. soit dans une cavité résonante, soit dans une cavité instable de façon non symétrique, soit dans un mode de propagation guidé). Ainsi, même avec une densité peu élevée, l'effet du plasma est amplifié.

La troisième consisterait cette fois-ci, non plus à créer une bande interdite grâce à des plasmas, mais seulement à utiliser ces plasmas pour modifier une bande interdite créée préalablement par un dispositif BIE «classique», l'idée étant de «demander moins d'effort» au plasma (i.e. densité plus faible). Cet exemple sera discuté dans les perspectives.

La dernière consiste à augmenter artificiellement la fréquence plasma tout en gardant la même valeur de densité plasma. Cela peut être envisageable en plongeant un métal «dilué» dans le plasma. Ce que nous appelons un métal «dilué» peut être simplement une structure BIE métallique dans son régime d'homogénéisation (bande plasmon). Comme la structure BIE métallique possède une fréquence plasma spécifique, son ajout dans le plasma permettrait d'augmenter la fréquence plasma globale⁷.

Plasmas collisionnels

En l'absence de collisions, il n'y aurait pas de pertes en propagation, ce qui est idéal pour une application en hyperfréquences. Cependant, sans collisions, il n'y aurait pas non plus de plasmas, les collisions étant essentielles pour la génération même d'un plasma. Habituellement, pour atteindre une densité plasma élevée, il est nécessaire d'augmenter la pression de gaz, donc la fréquence de collisions. Cela se traduit alors par un niveau de pertes en propagation plus élevé⁸.

7. Les plasmas poudreux ou *dusty plasmas* peuvent également constituer des exemples excellents d'un métal «dilué» au sein du plasma. Des microparticules métalliques dans ce type de plasma sont connues pour former des agglomérats cristallins assez organisés [151]

8. Notons qu'à 1 Torr, 1/760 de la pression atmosphérique, la fréquence de collision est déjà de l'ordre de 10^9 collisions par seconde, comparable à la valeur de la fréquence d'onde en hyperfréquences.

Afin de faire face aux problèmes de pertes, notre approche a été de limiter le nombre de plasmas et de les placer de façon localisée. Les plasmas localisés garantissent que seulement une petite portion de l'énergie d'onde «voit» le plasma qui est un milieu à pertes. Les pertes sont ainsi limitées.

Nous pouvons également envisager une structure qui exploite la présence de pertes. Par exemple, dans les travaux de *Varault et al.* [93, 12], où un dispositif commutable à base de cavité résonante a été conçu, les pertes du plasma sont exploitées afin de rompre la résonance dans une cavité, et d'annuler la transmission.

Les plasmas collisionnels jouent également en notre défaveur lorsque nous essayons d'obtenir une permittivité réelle négative (comportement réflecteur métallique du plasma). À une valeur de densité plasma égale, la fréquence de collisions plus élevée augmente la partie réelle de la permittivité. Il est alors plus aisé d'obtenir un plasma dont la partie réelle est positive, mais dont l'indice de réfraction $n = \sqrt{\epsilon}$ est compris entre 0 et 1. Nous revenons alors à une de nos idées introduites pour contourner le problème de plasmas de faible densité : concevoir un dispositif sensible à l'indice de réfraction du plasma compris entre 0 et 1.

Problème d'intégration des électrodes

Un autre défi d'ordre technique concerne l'intégration de plasmas au sein d'une structure BIE. Des électrodes doivent être introduites au sein de la structure BIE et ces électrodes risquent d'introduire des perturbations électromagnétiques. L'influence des électrodes est telle que la propagation de l'onde n'est plus modifiée par le plasma mais par ces électrodes.

Une des façons envisageables pour contrer ce problème est d'utiliser les éléments de la structure BIE en tant qu'électrodes.

Effets de plasmas peu intéressants

Parfois, même si des effets de plasmas sont observés, la performance faible en microonde est telle qu'il n'est pas envisageable d'utiliser un dispositif pour des applications en hyperfréquences. Dans ce cas, nous pouvons retourner le problème dans le sens inverse : au lieu d'utiliser le plasma pour contrôler l'onde électromagnétique, la réponse en microondes peut être mesurée pour obtenir les paramètres plasmas. Cela peut être intéressant pour le diagnostic non-intrusif d'un plasma.

Puissance consommée élevée

La génération des plasmas que nous avons étudiés nécessite une consommation en puissance assez élevée par rapport à d'autres technologies connues utilisées pour la reconfigurabilité (cf. annexe A). Typiquement, elle varie de quelques watts, à quelques dizaines de watts pour atteindre une densité satisfaisante. Dans le but de réduire la consommation en puissance du plasma, un des choix possibles est de réduire les dimensions du plasma.

Encombrement important

La structure BIE que nous avons étudiée est de dimensions élevées par rapport à la longueur d'onde. Cela va dans le sens opposé des soucis actuels de miniaturisation des dispositifs en hyperfréquences. Cependant, les structures encombrantes trouvent leur intérêt dans les applications à forte puissance où la tenue du matériau devient un enjeu. Nous présenterons, dans une de nos perspectives de travaux, l'emploi d'une onde incidente de puissance élevée. Il semble également intéressant d'introduire des plasmas dans des méta-

matériaux dont le pas est petit devant la longueur d'onde, allant ainsi dans le sens de la miniaturisation.

Perspectives de travaux : envisageables et initiés

Suite aux enseignements que nous avons pu tirer de ces travaux de thèse, quelques travaux ont été initiés qui tiennent mieux compte des défis techniques imposés par les plasmas. Ces travaux constituent un premier pas afin de rendre compte des perspectives diverses qu'offre l'intégration de plasmas dans un dispositif hyperfréquence à base de structures BIE.

Structure BIE en ligne à fente

L'étude d'une structure BIE en ligne à fente a été motivée pour pallier certains problèmes identifiés durant la thèse. De par sa géométrie, la ligne à fente permet une réduction de l'encombrement. Ainsi, la taille requise pour les plasmas sera beaucoup plus faible impliquant la possibilité d'obtenir une densité électronique plus élevée et une puissance consommée réduite. Enfin, la difficulté portant sur l'intégration des électrodes des plasmas a été levée en utilisant la structure BIE métallique.

Nous nous sommes intéressés à une structure constituée d'une ligne à fente gravée dans une couche métallique entre deux épaisseurs de substrats diélectriques de permittivité relative 3.55 (c.f. la figure IV.1) inspirée des travaux de *Boisbouvier et al.* [152]. La largeur de la fente est de $500 \mu\text{m}$, avec une hauteur de $200 \mu\text{m}$, et la hauteur des diélectriques est chacune de $810 \mu\text{m}$. Des disques métalliques de rayon 3 mm sont déposés le long de la fente de part et d'autre de la ligne, avec une périodicité de $a = 18.4 \text{ mm}$. Ce dispositif présente plusieurs bandes interdites périodiques de fréquence centrale $f_m = mc/2a\sqrt{\epsilon_{eff}}$, où c désigne la célérité de la lumière, ϵ_{eff} la permittivité effective de la structure et m un entier naturel non nul. La reconfigurabilité de cette structure peut être apportée par les plasmas introduits dans les fentes également de façon périodique au niveau des disques métalliques. Comme les dimensions de la fente sont faibles, la génération de plasmas de densité élevée devrait être plus aisée.

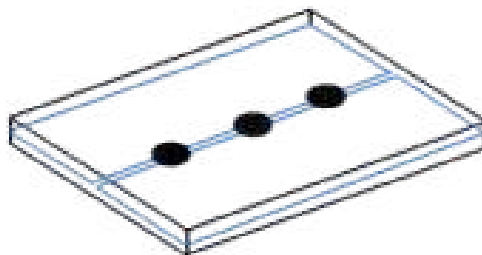


Figure IV.1: Schéma de la ligne à fente à BIE (3 disques de part et d'autre de la ligne)

Expérimentalement, nous pouvons envisager d'introduire des décharges dans la fente en utilisant les disques métalliques comme électrodes. Nous alimentons alors chaque paire de disques en vis-à-vis en AC (quelques dizaines de kHz), ce qui permet d'initier des décharges plasma localisées avec une périodicité spatiale identique à celle du BIE. Les disques jouent alors un double rôle, à la fois d'éléments périodiques qui contribuent à la présence de bandes interdites, et d'éléments nécessaires à l'intégration des plasmas.

De plus, afin de maintenir les décharges dans un état allumé le plus longtemps possible, une alimentation en DC peut être rajoutée en utilisant les couches métalliques de

part et d'autre de la fente comme électrodes, comme l'illustre la figure IV.2. La densité électronique du plasma et la fréquence de collisions et donc sa permittivité sont contrôlées respectivement par le courant électrique entre les électrodes et la pression du gaz.

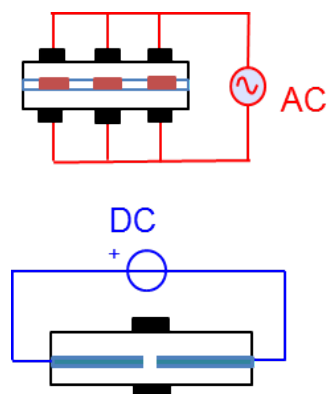


Figure IV.2: Vues longitudinale et transversale du dispositif montrant l'alimentation AC et DC, respectivement

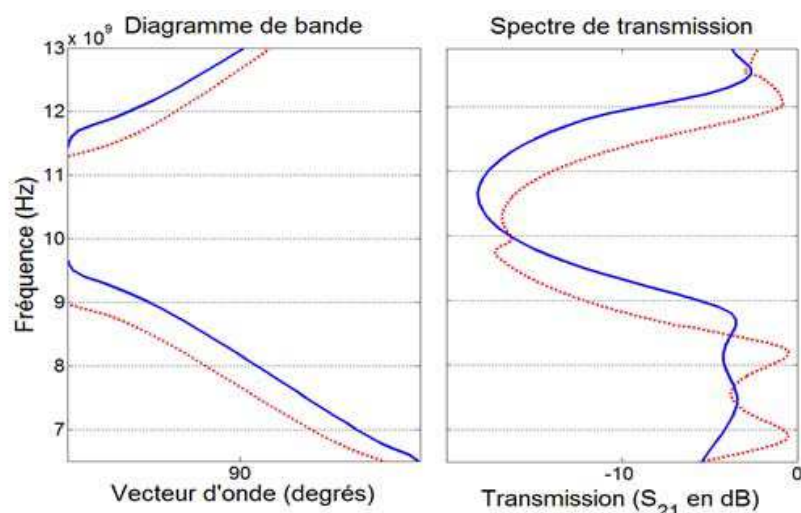


Figure IV.3: La deuxième bande interdite représentée sur le diagramme de bande et le spectre de transmission pour le dispositif ligne à fente sans plasma (courbes rouges) et avec 3 plasmas de densité $n_{pe} = 1.75 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et de fréquence collision $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$ [153]

En simulation, la présence de plasmas permet d'atteindre un déplacement de la deuxième bande interdite à 9.9 GHz de l'ordre de $\Delta f/f = 7\%$ [153] comme le montre la figure IV.3, où le déplacement de la deuxième bande interdite est montré avec des plasmas dont les paramètres sont $n_{pe} = 1.75 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

Notons que les dimensions de la fente où les plasmas doivent être générés sont typiquement des dimensions de plasmas de type *microdécharges* qui permettent d'atteindre des densités élevées.

Au travers de l'étude de cette structure, nous avons cherché à favoriser l'effet du plasma de plusieurs manières :

- En premier lieu, les plasmas sont confinés dans une fente pour faciliter l'obtention d'une densité élevée.
- Ensuite, le mode de propagation guidé dans une ligne à fente permet d'amplifier l'effet de plasma.

- Enfin, les éléments de la structure BIE (les disques métalliques) sont également utilisés pour favoriser l’effet de plasma : la bande interdite ayant été au préalable introduite par des pastilles métalliques, les plasmas n’ont pour rôle que de déplacer la bande interdite.

De plus, les électrodes qui peuvent poser des problèmes d’intégration sont ici utilisées comme des éléments intégrés de la structure BIE (les pastilles métalliques et les deux plans métalliques de part et d’autre de la fente).

Structure BIE en mode guidé

Une autre étude sur les structures BIE en technologie guide d’onde a été initiée. Dans un mode de propagation guidé, comme pour la structure BIE dans une ligne à fente, l’onde est canalisée. Cela permet d’amplifier les effets éventuels des plasmas introduits, et de diminuer leur taille.

Une succession de trous de 4 mm est réalisée dans le plan symétrique du guide d’onde standard WR90⁹ avec un pas de 19 mm. Ensuite, trois tiges métalliques et deux tubes de décharge de même diamètre (identiques à ceux utilisés dans la structure BIE triangulaire) sont introduits périodiquement comme le montre la figure IV.4.



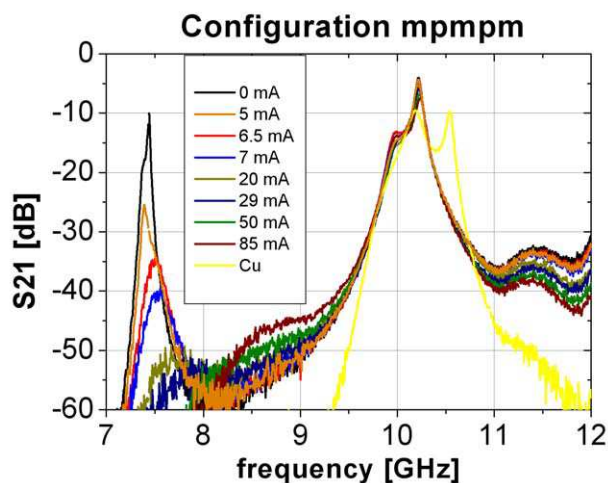
Figure IV.4: Visualisation de la structure périodique dans un guide d’onde WR90 étudiée : (a) tubes plasmas éteints ; (b) tubes plasmas allumés

Dans la figure IV.5(a), nous montrons la réponse en transmission mesurée du guide d’onde en fonction de la fréquence lorsque le plasma est allumé. Un premier pic de résonance est constaté aux alentours de 7.5 GHz qui se déplace en fonction du courant de la décharge pour s’approcher du cas final où les tubes de décharge sont remplacés par des tiges métalliques. Le pic de résonance se déplace vers les fréquences plus élevées avec le courant, tout en ayant sa valeur en transmission qui diminue. La figure IV.5(b) quantifie ce déplacement et cette atténuation en fonction du courant de la décharge. Le déplacement du premier pic de résonance et son atténuation ont été confirmés par des simulations en prenant pour densité électronique celle estimée au chapitre II.

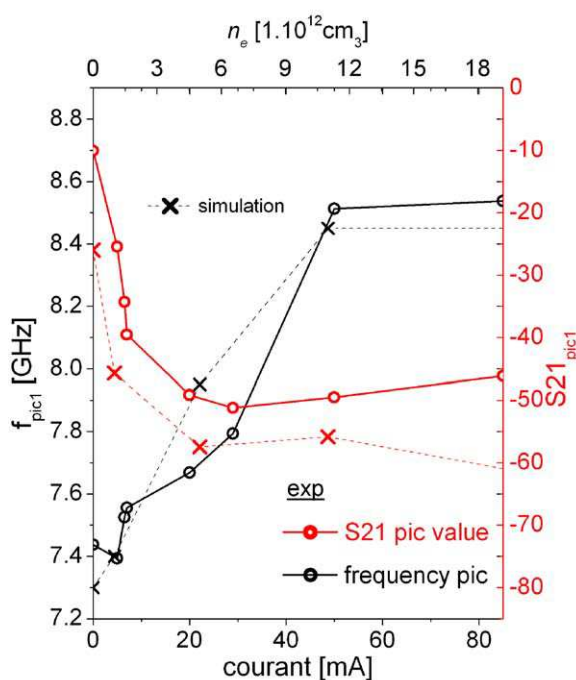
En réalité, le déplacement du pic en fréquence est dû à la partie réelle de la permittivité du plasma négative tandis que son atténuation provient de la partie imaginaire non nulle. Chacune des parties étant dépendante de la densité plasma, lorsque nous augmentons le courant de décharge (donc la densité), la partie réelle et la partie imaginaire varient en parallèle. Cela engendre le déplacement et l’atténuation du pic de résonance constaté.

Pour cette structure périodique, il est difficile de clairement identifier et dissocier l’effet de BIE et l’effet de cavité résonante. Les deux effets semblent superposés comme dans les

9. WR90 : $a \times b = 10.16 \times 22.86 \text{ mm}^2$



(a)



(b)

Figure IV.5: Variation de la transmission expérimentale en fonction du courant (a), et l'évolution de la première fréquence pic (en noir) aux alentours de 7.6 GHz et sa valeur de transmission (en rouge) en expérience (symbole en cercle), et en simulation (symbole en croix). L'évolution expérimentale est en fonction du courant de décharge, tandis que l'évolution simulée est en fonction de la densité plasma estimée pour une fréquence de collision supposée de $2.8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$

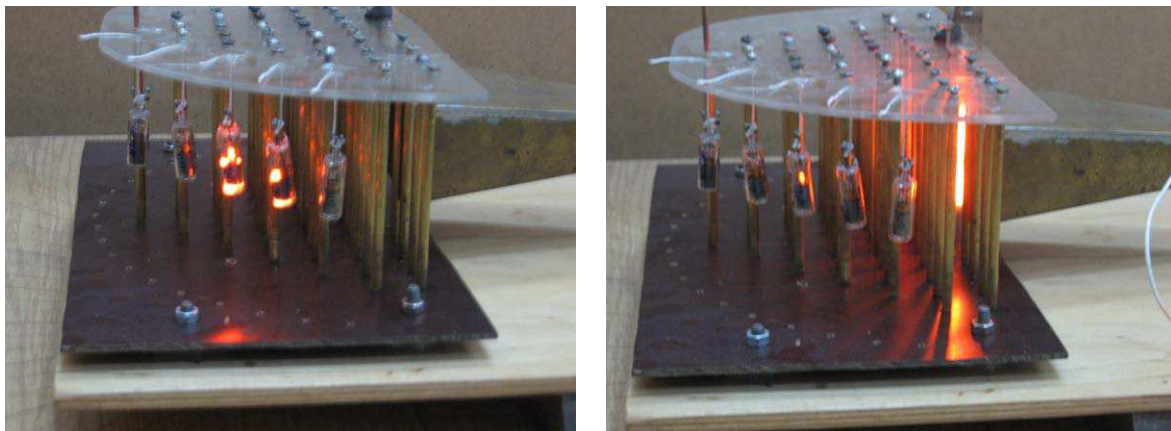
travaux d'*Ibañez et al.* [154]. Des études plus approfondies devraient être menées afin de le confirmer.

Même si cette structure semble posséder une réponse qui rappelle fortement celle d'un filtre fréquentiel, compte tenu de l'atténuation de la réponse, il paraît peu envisageable de l'utiliser en tant que tel. Une manière de profiter de l'effet du plasma est alors justement de déduire les paramètres du plasma à partir de la variation observée en transmission.

Utilisation d'onde incidente de puissance élevée ($P > 1$ kW)

Pour tous nos travaux jusqu'à présent, nous avons considéré que l'onde incidente n'influence pas le plasma. L'onde incidente est générée avec un oscillateur de faible puissance et le plasma de densité élevée est généré avec une alimentation distincte. Une autre manière de concevoir une structure BIE reconfigurable est d'utiliser une onde incidente de puissance suffisamment élevée pour que le plasma soit également généré et entretenu par cette onde incidente. Ces travaux ont été initiés avec l'équipe de *Simonchik et al.* en Biélorussie où une structure de forme triangulaire similaire à la nôtre a été conçue. Des tubes de plasmas non allumés ont été placés à l'interface comme dans notre cas.

Lorsqu'une onde incidente de faible puissance est envoyée vers la structure BIE, le plasma reste éteint et la structure BIE a un comportement normal d'un coupleur directif (l'onde se scinde dans les deux directions diagonales). Dès que la puissance d'onde atteint un niveau critique, le plasma s'allume et la structure BIE a un comportement bloquant et l'onde est réfléchiée par la structure BIE. Le caractère non linéaire de ce diviseur de puissance pourrait alors être exploité pour la conception des dispositifs de protection.



(a) plasma éteint

(b) plasma allumé

Figure IV.6: Utilisation d'une onde incidente de puissance élevée ($P = 20$ kW) d'une structure BIE en espace libre

Les premiers résultats montrent que la structure BIE garde sa propriété bloquante même lorsque la puissance incidente est de puissance élevée. La figure IV.6 fait figurer les images de l'expérience réalisée avec une onde incidente de puissance $P = 20$ kW. Cinq diodes de détection d'onde sont placées dans les directions diagonales de la structure BIE. Ces diodes s'allument lorsqu'une puissance suffisante les traverse.

Nous constatons que lorsque le tube de plasma remplaçant la tige centrale est éteint, trois diodes sont allumées. Cela signifie que la transmission dans les directions diagonales est élevée (cf. la figure IV.6(a)). Lorsque le tube de plasma est allumé, l'onde transmise est atténuée avec seulement une diode qui reste légèrement allumée (cf. la figure IV.6(b)). Notons que dans ce cas de figure, le tube de plasma est allumé avec une alimentation externe en continu.

Ces travaux encore en cours montrent que la contrainte d'une structure de grande taille n'en est plus une ici, et qu'au contraire, elle autorise le contrôle de signaux de forte puissance grâce à sa capacité à dissiper l'énergie.

Contrôle de l'ultra-réfraction

En plus des travaux qui ont été initiés, nous pouvons également introduire un nouveau

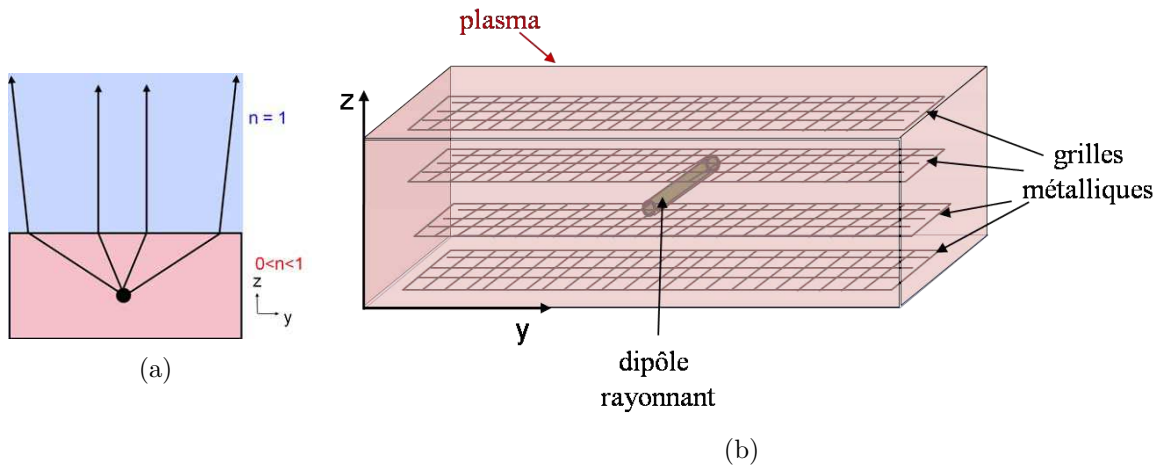


Figure IV.7: Illustration du contrôle de l'ultra-réfraction avec un dipôle placé dans un plasma (en rose) d'indice n compris entre 0 et 1; (a) vue 2D (b) vue 3D

concept qui permet de tenir compte des contraintes du plasma dont nous avons discuté : le contrôle de l'ultra-réfraction. L'ultra-réfraction a lieu lorsque le passage d'une onde a lieu entre le vide et un milieu avec un indice de réfraction compris entre 0 et 1. Contrairement à un milieu diélectrique classique ($n > 1$), où l'onde sortante vers le vide ($n = 1$) s'éloigne de la normale, un indice de réfraction entre 0 et 1 donne lieu à une onde qui s'approche de la normale en respectant la loi Snell-Descartes (cf. la figure IV.7(a) avec une source ponctuelle plongée au sein du milieu à indice $0 < n < 1$).

Une structure, qui permettrait d'aboutir au contrôle de cet effet avec un plasma, est affichée dans la figure IV.7(b). Sur cette configuration, des grilles métalliques sont plongées dans un milieu plasma. Les intérêts d'un contrôle de l'ultra-réfraction par plasmas sont triples :

- L'indice de réfraction nécessaire du plasma étant compris entre 0 et 1, nous avons une exigence modérée sur la densité.
- Il existe la possibilité d'ajouter du métal « dilué » dans le plasma comme nous le montrons à travers l'exemple de la figure IV.7(b). Des grilles métalliques sont plongées dans le plasma, ce qui augmente artificiellement la fréquence plasma globale, et permet ainsi de travailler à des fréquences plus élevées.
- L'ensemble des grilles métalliques peuvent également constituer un système d'électrodes, ce qui réduit le problème d'intégration des électrodes.

Parmi des applications potentielles du contrôle de l'ultra-réfraction, nous pouvons citer la conception d'une antenne à directivité contrôlable en exemple.

L'utilisation de plasmas pour le contrôle de la propagation d'une onde électromagnétique n'est pas sans poser de problèmes. Nous voyons cependant que les possibilités de jouer à la fois sur le dispositif micro-onde, d'une part, et sur le type de plasma, d'autre part, offrent de multiples solutions qui ne demandent qu'à être étudiées et testées...



LISTE DES FIGURES

| | Page |
|--|------|
| I.1 Exemple de réseaux périodiques 1D, 2D, et 3D. | 7 |
| I.2 Illustration du passage de l'espace réel vers l'espace réciproque et la zone de Brillouin pour (a) un réseau carré et (b) un réseau triangulaire [12, Varault] | 10 |
| I.3 Diagrammes de dispersion unidimensionnels : (a) milieu non-dispersif; (b) milieu BIE dispersif | 12 |
| I.4 Diagramme de dispersion 2D milieu homogène et milieu BIE | 14 |
| I.5 Passage du diagramme de dispersion bidimensionnel ($freq = f(k_x, k_y)$) d'un milieu à son diagramme isofréquence correspondant | 15 |
| I.6 Passage du diagramme de dispersion tridimensionnel ($freq = f(k_x, k_y)$) d'une structure BIE à son diagramme de bande correspondant | 17 |
| I.7 Variation de la courbe isofréquence en fonction de la fréquence dans le réseau BIE $s10d2$ (rouge) et dans le vide (bleu)(a); le diagramme de bande du premier mode correspondant au BIE (trait noir) et du vide (trait bleu)(b) | 19 |
| I.8 Raccordement de phase à l'interface Σ de deux milieux d'indice n_1 et n_2 . | 20 |
| I.9 Conditions de passage du milieu vide (isofréquence en bleu) au milieu BIE $s10d2$ (isofréquence en rouge) à 18 GHz avec l'interface définie selon l'axe y (ou k_y dans l'espace de phases) | 22 |
| I.10 Conditions limites de calcul de modes propres d'une structure BIE de tiges cylindriques de diamètre d à réseau élémentaire rectangulaire ($s_x \times s_y$) . . | 23 |
| I.11 Définition des zones significatives du premier mode d'un réseau BIE | 25 |
| I.12 Processus de définition de la forme générale de la structure BIE du réseau $s10d2$ avec une excitation par une source ponctuelle à 18 GHz positionnée à la position $(x, y) = (0, 0)$; Nous partons d'une structure BIE métallique $s10d2$ de taille finie ($n_x \times n_y = 19 \times 19$) initiale (a). De la forme carrée (a), la moitié des tiges ont été enlevées pour tomber sur une forme «losange» (b). | 28 |
| I.13 Définition de la forme finale de la structure BIE du réseau $s10d2$ avec une excitation externe | 29 |
| I.14 Conditions de passage de milieux du vide au BIE; (a) représentation des courbes isofréquences du vide et du BIE dans l'espace de phase; (b) indication de l'interface d'entrée (Interface 1) dans le schéma du BIE dans l'espace réel | 30 |

| | | |
|------|--|----|
| I.15 | Conditions de passage de milieux du BIE au vide; (a) représentation des courbes isofréquences du BIE et du vide dans l'espace de phase; (b) indication de l'interface de sortie (Interface 2) dans le schéma du BIE dans l'espace réel | 30 |
| I.16 | Idée générale du contrôle de l'anisotropie par des défauts localisés | 33 |
| I.17 | Conditions de passage de deux milieux : du milieu vide (isofréquence en bleu) au milieu BIE <i>s10d2</i> (isofréquence en rouge) à 18 GHz avec l'interface définie selon l'axe- <i>y</i> (ou k_y à l'espace de phases) | 33 |
| I.18 | Schéma de la zone à éclairer par un guide d'onde | 34 |
| I.19 | Spectre d'une ouverture en cosinus dans l'axe <i>Oy</i> de largeur <i>a</i> (a); (b) diagrammes isofréquences de la structure BIE <i>s10d2</i> à de différentes fréquences. | 36 |
| I.20 | Détermination de la largeur d'ouverture <i>a</i> d'un guide d'onde; (a) définition de $ k_{y_{limBIE}} $ de la structure BIE <i>s10d2</i> à la fréquence, $f = 18GHz$; (b) définition de $ k_{y_{limouv}} $ pour une ouverture de largeur <i>a</i> ; (c) $ k_{y_{limBIE}} $ en fonction de la fréquence (en noir) et de la largeur d'ouverture du guide d'onde <i>a</i> (en rouge) | 37 |
| I.21 | Cartographies du champ issues d'un guide d'onde d'ouverture $a = 50$ mm placée à $d_{interface} = 10$ mm (cf. point <i>M</i> et <i>N</i> figure I.20) | 39 |
| I.22 | Illustration des allers-retours de l'onde dans une cavité | 40 |
| I.23 | Cartographie du champ suivant la forme de la source d'onde à 18 GHz | 41 |
| I.24 | Sensibilité du positionnement du cornet : cartographie du champ électrique à 18 GHz avec le cornet d'antenne sectorale défini placé à différentes distances, $d_{interface}$, de la structure BIE | 42 |
| I.25 | Choix des défauts additifs / perturbateurs : zoom sur la première rangée des tiges | 43 |
| I.26 | Schéma de principe de reconfigurabilité de défauts perturbateurs | 43 |
| I.27 | Choix stratégiques des défauts lacunaires : zoom sur la première rangée des tiges | 44 |
| I.28 | Schéma de principe de reconfigurabilité de défauts lacunaires | 44 |
| I.29 | Principes de reconfigurabilité par modification de la permittivité sur l'ensemble du réseau BIE (soit des éléments périodiques, soit du milieu hôte) | 46 |
| I.30 | Types de différents défauts possibles | 47 |
| I.31 | Exemple de défauts (a) ponctuel et (b) linéaire dans un réseau BIE et la création de modes permis [12] | 47 |
| I.32 | Intégration des diodes PIN dans des structures BIE en ligne planaire et en espace libre | 49 |
| I.33 | Exemple de structure à commutation par transistor FET [60, 61] | 50 |
| I.34 | Commande électrostatique d'un switch ohmique [12] | 50 |
| I.35 | Commande électrostatique d'un switch à pont d'air [12] | 51 |
| I.36 | Polarisation en fonction du champ électrique appliqué pour différentes phases; (a) ferroélectrique; (b) paraélectrique [12] | 52 |
| I.37 | Vue schématique d'une structure périodique à base de microplasmas [84] | 53 |
| I.38 | Vue schématique d'un métamatériau à base de plasmas [91] | 54 |
| I.39 | Dispositif expérimental d'un multiplexeur à base de défauts contrôlables par plasmas | 54 |
| I.40 | Illustration de la configuration permettant la déviation du faisceau collimaté [12] constitué de tiges diélectriques (disque noir et disque rouge), et des tubes de plasmas (cercle bleu) | 54 |

| | | |
|-------|---|----|
| I.41 | Schéma de principe de reconfigurabilité par plasmas perturbateurs | 55 |
| I.42 | Schéma de principe de reconfigurabilité de plasmas compensateurs | 57 |
| I.43 | Obtention d'une distribution du champ quasi-identique entre un plasma et un réflecteur métallique parfait en décalant l'interface de $\delta_{compensateur}$ | 58 |
| II.1 | Classification de différents plasmas selon leur densité et leur température électronique | 62 |
| II.2 | Variation de la permittivité relative du plasma, $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ en fonction des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ | 67 |
| II.3 | Variation du coefficient de réflexion du plasma d'épaisseur infinie, $\Gamma = \Gamma \exp(j\phi_{plasma})$ en fonction des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ | 69 |
| II.4 | Épaisseur de peau normalisée δ_{skin}/λ en fonction des ratios C_1 et C_2 (à gauche) et son épaisseur réelle à 18 GHz en mm (à droite) | 69 |
| II.5 | Cartographie du champ 2D pour la configuration avec 1 plasma perturbateur avec un diamètre $d_{plasma} = 2$ mm, simulée sous ANSOFT-HFSS à la fréquence $f = 18$ GHz | 71 |
| II.6 | Résultats de simulation 2D à 18 GHz pour la configuration où les tiges métalliques situées à $(x, y) = (0, \pm s)$ ont été remplacées par des tiges de diamètre, d , et de coefficient de réflexion variables $\Gamma = \Gamma \exp(j\varphi)$ | 74 |
| II.7 | cartographie du champ 2D pour la configuration avec 2 plasmas compensateurs, simulée sous ANSOFT-HFSS à la fréquence $f = 18$ GHz | 75 |
| II.8 | Conditions nécessaires pour la reconfigurabilité par plasma compensateur à 18 GHz | 77 |
| II.9 | Contrainte sur la hauteur nécessaire du plasma | 78 |
| II.10 | Dispositif expérimental dans son ensemble : constitué de l'enceinte à vide (A), de l'alimentation en gaz (B), du système de pompage (C) et de la source d'ondes (D) prévue pour des mesures hyperfréquences dans le chapitre suivant | 79 |
| II.11 | Rendement quantique de la photocathode de la caméra CCD, extrait de la documentation de la caméra | 81 |
| II.12 | Schéma récapitulatif des étapes suivies pour la détermination du diamètre de la décharge | 83 |
| II.13 | Mesure de densité plasma dans Ne 760 Torr à 30 mA $n_{pe} = (0.5 * \Delta_{Stark} 10^{11})^{1.5} = 7 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ | 85 |
| II.14 | Mesure de température dans le Néon pour $I_C = 10$ mA et $p = 760$ Torr par mesure d'intensité relative de la bande OH dans un système MCSD à la sortie de la CBL (cf. §II.5) | 87 |
| II.15 | Schéma simplifié des dispositifs expérimentaux de mesures de spectroscopie [107] | 88 |
| II.16 | Variation de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique réduit pour différents gaz issu de BOLSIG+ | 90 |
| II.17 | Variation de la fréquence de collision réduites en fonction du champ réduit pour différents gaz de décharges | 91 |
| II.18 | Schéma de circuit des deux systèmes de microdécharges employés | 94 |
| II.19 | Caractéristique MHCD dans l'Hélium à une pression de 600 torr, le diamètre du trou est de 800 μm , l'épaisseur du diélectrique de 200 μm , et la résistance à la cathode est de $R_C = 200 \text{ k}\Omega$. La figure de droite est un zoom sur la partie à très bas courant. | 96 |

| | | |
|-------|---|-----|
| II.20 | Caractéristique CBL dans le $Ne - Xe(1\%)$ à une pression de 600 torr, avec un diamètre de trou de 800 μm , une épaisseur de diélectrique de 200 μm et une épaisseur d'électrodes de l'ordre de la centaine de microns | 96 |
| II.21 | MHCD et CBL en configuration macro-décharge ; (a) Caractéristiques CBL dans l' He à différentes pressions, avec un diamètre du trou et une épaisseur de diélectrique de 1 cm et une épaisseur d'anode de 5 mm ; (b) Comparaisons entre CBL et MHCD dans les mêmes conditions que (a) | 97 |
| II.22 | Schéma récapitulatif des étapes suivies pour la détermination du diamètre de la décharge | 98 |
| II.23 | Images CCD à différents courants dans l' Ar à 4 Torr | 98 |
| II.24 | Évolution de la tension et de la surface cathodique utilisée par la décharge en fonction du courant dans la CBL. Le gaz est de l' Ar à 4 Torr. Le diamètre du trou est de 10 mm. | 99 |
| II.25 | Schéma d'un dispositif MCSD. La microdécharge de type CBL ou MHCD est identique à celle décrite dans la figure II.18 et le tableau II.4, tandis que la troisième électrode est un carré d'acier inoxydable de $3 \times 3 \text{ cm}^2$. . . | 100 |
| II.26 | (a) Caractéristique $V(I)$ de la MHCD servant de source à la décharge MCSD dont la caractéristique $I(V)$ est tracée sur la figure (b) | 101 |
| II.27 | Calcul de la tension U_{A2-A1} à partir de l'équation de circuit : $U_{A2-A1} = E_2 - R_{A2}I_{A2}$. E_2 varie linéairement de 0 à 2000 V tandis que I_{A2} croît de façon exponentielle avec E_2 : $I_{A2} = K_1 (10^{E_2} - 1)$ | 102 |
| II.28 | (a) Evolution des courants collectés par les deux anodes A1 et A2 en fonction de la différence de tension U_{A2-A1} à leurs bornes. $R_C = 70 \text{ k}\Omega$, $R_{A1} = 10 \text{ k}\Omega$, $R_{A2} = 30 \text{ k}\Omega$. (b) Evolution du courant collecté par l'anode A2 en fonction de U_{A2-A1} pour différentes valeurs de R_{A2} . Le gaz utilisé est un mélange de $Ne - Xe1(\%)$ à 600 torr pour une distance h_{A1-A2} de 2.7 cm ce qui fait un produit pression \times distance de 1620 Torr.cm, $I_C = 10 \text{ mA}$. | 104 |
| II.29 | Images des décharges volumiques à base de microdécharge à haute pression ($p = 600 \text{ Torr}$, $I_{A2} = I_C = 10 \text{ mA}$, $h_{A1-A2} = 15 \text{ mm}$, $p \times h_{A1-A2} = 900 \text{ Torr.cm}$) dans différents gaz | 105 |
| II.30 | Visualisation du passage d'un mode diffus à un mode contracté dans l' Ar dans différentes pressions, de gauche à droite : 50 Torr, 100 Torr, 200 Torr et 300 Torr | 106 |
| II.31 | Visualisation du mode contracté dans l' Ar à 500 Torr avec un courant de 10 mA | 106 |
| II.32 | Évolution de la tension U_{A2-A1} entre les deux anodes en fonction de la pression. Le courant sur l'anode A1 est maintenu à zéro dans tous les cas. . | 107 |
| II.33 | Variation du diamètre de la décharge du système MCSD pour différents gaz en fonction de la pression à une distance de 7.5 mm de l'anode A1 avec $h_{A1-A2} = 15 \text{ mm}$ et $I_{A2} = I_C = 10 \text{ mA}$ | 109 |
| II.34 | Evolution du diamètre de la décharge du système MCSD en fonction de la distance de la source microdécharge pour différents gaz et pressions avec $h_{A1-A2} = 15 \text{ mm}$ et $I_{A2} = I_C = 10 \text{ mA}$ | 109 |
| II.35 | Photographie d'une décharge MCSD dans l'Argon à 5 mm pour une distance inter électrodes de 15 mm. A gauche, cas d'une décharge diffuse non «accrochée» à 200 Torr, et à droite, cas d'une décharge diffuse «accrochée» à 400 Torr. | 110 |

| | | |
|-------|---|-----|
| II.36 | Evolution du diamètre de la décharge en fonction de la distance à l'anode A1 dans le cas de l'Argon à 5 mA pour deux cas où il se produit ou non un accrochage de la décharge en un point particulier de l'anode A2. | 110 |
| II.37 | Evolution du diamètre en fonction du courant | 111 |
| II.38 | Évolution de la température au milieu du gap du système MCSD en fonction du courant collecté à l'anode A2 pour différents gaz et $h_{A1-A2} = 15$ mm à la pression atmosphérique | 113 |
| II.39 | Évolution spatiale de la température avec $h_{A1-A2} = 15$ mm à la pression atmosphérique. Les barres horizontales et verticales donnent une idée des incertitudes de mesure. | 114 |
| II.40 | Variation du champ électrique réduit ($E/N/\alpha_T$) en fonction du produit pression fois distance dans différents gaz dans une décharge MCSD de hauteur $h_{A1-A2} = 15$ mm et pour un courant de 10 mA ($I_{A1} = 0, I_{A2} = I_C$). | 115 |
| II.41 | Variation du champ électrique réduit ($E/N/\alpha_T$) en fonction du courant pour différents gaz dans une décharge MCSD de hauteur $h_{A1-A2} = 15$ mm et pour une pression de 600 torr. Pour chaque courant, le courant sur l'anode A1 est maintenu à zéro. | 115 |
| II.42 | Evolutions des densités électroniques estimées à partir de la densité de courant. Dans tous les cas le courant sur l'anode A1 est nul et la distance entre les deux anodes est de 15 mm. | 116 |
| II.43 | Évolution de la fréquence de collision électron-neutre en fonction de la pression ; (a) pour différents gaz en prenant en compte la température ; (b) pour l'Hélium à température ambiante et avec une température 3 fois plus grande ($\alpha_T = 3$) | 117 |
| II.44 | Configuration de la décharge «pointe-pointe» | 120 |
| II.45 | Caractéristique des courant-tension d'une décharge pointe-pointe dans $Ne-Xe(1\%)$ avec $p \times h_{A1-A2} = 1080$ Torr.cm et $h_{A1-A2} = 27$ mm | 121 |
| II.46 | Variation du champ réduit de la décharge pointe-pointe calculé par la régression linéaire de la courbe tension-distance pour différents gaz de décharges | 123 |
| II.47 | Récapitulatif des paramètres plasmas de la décharge «pointe-pointe» à 400 Torr en supposant un diamètre de 2 mm | 124 |
| II.48 | Tube de décharge à cathode thermoïonique | 125 |
| II.49 | Caractéristique de la décharge dans le tube de décharge à cathode thermoïonique étudié dans le Ne à 40 Torr | 126 |
| II.50 | Récapitulatif des paramètres plasmas dans le tube de décharge à cathode thermoïonique dans le Ne à 40 Torr en supposant $\alpha_T = 2$ | 126 |
| II.51 | Bilan des ratios $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$ obtenus pour les différentes décharges étudiées avec la notation : type-courant-gaz ; type : «MCS» pour la décharge MCSD à la pression atmosphérique, «pp» pour la décharge pointe-pointe à 400 Torr et «tube» pour la décharge dans un tube à 40 Torr | 128 |
| II.52 | Comportement attendu du plasma «pointe-pointe» dans la configuration «plasma perturbateur» | 130 |
| II.53 | Effet attendu du tube de décharge avec un plasma décrit par $C_1 = 0.177$ et $C_2 = 1.94$ atteint dans le tube de décharge thermoïonique | 131 |
| III.1 | Vue des supports pour la structure BIE | 136 |
| III.2 | Maquette finale de la structure BIE | 136 |
| III.3 | Dimensions du cornet d'émission employé | 137 |

| | | |
|--------|--|-----|
| III.4 | Vue schématique du repère de mesures | 138 |
| III.5 | Vue de l'ensemble du système de mesures en transmission seule pour la reconfigurabilité par «plasma perturbateur» | 141 |
| III.6 | Effet du plasma perturbateur à 400 Torr $Ne - Xe(1\%)$ à $f = 18$ GHz . . . | 143 |
| III.7 | Amélioration envisageable de l'approche par «plasmas perturbateurs» en augmentant le nombre de plasmas perturbateurs (de 1 à 3) et en les plaçant stratégiquement : configuration 3 plasmas perturbateurs (en bleu) aux coordonnées $(x, y) = (-s/4, 0)$, $(-s/4, s/2)$ et $(-s/4, s)$; configuration sans défaut (BIE initiale). Les plasmas sont définis par les ratios $C_1 = 0.7$ et $C_2=1.88$ | 144 |
| III.8 | Visualisation du banc d'expérience pour la configuration «plasma compensateur» | 146 |
| III.9 | Dynamique de réponse (différence avec le maximum de transmission en présence du tube de plasma non allumé) | 147 |
| III.10 | Diagramme de rayonnement de la configuration à défaut central | 148 |
| III.11 | Diagramme de rayonnement de la configuration à 2 défauts symétriques . . | 149 |
| III.12 | La transmittance mesurée en fonction de la fréquence | 151 |
| III.13 | La transmittance en fonction du courant (symboles creux : mesures; symboles pleins : simulation 3D) | 151 |
| IV.1 | Schéma de la ligne à fente à BIE (3 disques de part et d'autre de la ligne) . | 158 |
| IV.2 | Vues longitudinale et transversale du dispositif montrant l'alimentation AC et DC, respectivement | 159 |
| IV.3 | La deuxième bande interdite représentée sur le diagramme de bande et le spectre de transmission pour le dispositif ligne à fente sans plasma (courbes rouges) et avec 3 plasmas de densité $n_{pe} = 1.75 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et de fréquence collision $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$ [153] | 159 |
| IV.4 | Visualisation de la structure périodique dans un guide d'onde WR90 étudiée : (a) tubes plasmas éteints; (b) tubes plasmas allumés | 160 |
| IV.5 | Variation de la transmission expérimentale en fonction du courant (a), et l'évolution de la première fréquence pic (en noir) aux alentours de 7.6 GHz et sa valeur de transmission (en rouge) en expérience (symbole en cercle), et en simulation (symbole en croix). L'évolution expérimentale est en fonction du courant de décharge, tandis que l'évolution simulée est en fonction de la densité plasma estimée pour une fréquence de collision supposée de $2.8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ | 161 |
| IV.6 | Utilisation d'une onde incidente de puissance élevée ($P = 20 \text{ kW}$) d'une structure BIE en espace libre | 162 |
| IV.7 | Illustration du contrôle de l'ultra-réfraction avec un dipôle placé dans un plasma (en rose) d'indice n compris entre 0 et 1; (a) vue 2D (b) vue 3D . . | 163 |
| B.1 | Illustration pour l'obtention du coefficient de réflexion plasma à partir de la distribution du champ | 177 |
| B.2 | Obtention d'une distribution du champ quasi-identique entre un plasma et un réflecteur métallique parfait en décalant l'interface de $\delta_{compensateur}$. . . | 178 |
| D.3 | Le coefficient de réflexion supposé du plasma $\Gamma = \Gamma \exp(j\phi_{plasma})$ pour l'ensemble des décharges étudiées | 181 |
| D.4 | Diamètre théorique nécessaire pour le besoin de reconfigurabilité par plasmas compensateurs à 18 GHz | 183 |
| D.5 | Épaisseur de peau normalisée δ_{skin}/λ pour l'ensemble des décharges étudiées | 184 |

| | Page |
|--|------|
| I.1 Vecteurs de base des réseaux usuels bidimensionnels dans l'espace <i>réel</i> et dans l'espace <i>réciproque</i> avec s, s_x et s_y des paramètres définissant le pas du réseau. | 9 |
| II.1 Expression des paramètres constitutifs complexes d'un plasma en fonction de ν, ω et ω_{pe} | 66 |
| II.2 Quelques valeurs typiques de densité plasma nécessaires pour obtenir une faible épaisseur de peau avec différentes valeurs de C_1 ($C_1 = 1$ pour $\nu = 113.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$) à $f = 18 \text{ GHz}$ | 73 |
| II.3 L'ordre de grandeur des largeurs à mi-hauteur des différentes contributions prises en compte pour nos décharges MCSD (cf. §II.5) où T_{gaz} est la température de la décharge : $300 \text{ K} < T_{gaz} < 2000 \text{ K}$; n_{pe} la densité plasma en cm^{-3} | 85 |
| II.4 Caractéristiques et conditions de décharges du système <i>MHCD</i> et <i>CBL</i> | 94 |
| II.5 Recapitulatif des mesures et des estimations de densités plasma maximales obtenues dans la colonne positive de la MCSD pour les différents gaz étudiés. Pour chaque gaz, les valeurs des deux premières colonnes sont issues des estimations pour deux valeurs de α_T , tandis que celles de la troisième colonne sont issues des mesures. | 118 |
| II.6 L'intervalle de variation du champ réduit E/N de la figure II.46 avec $\alpha_T = 1$ à 5 à 50 mA | 122 |
| II.7 Caractéristique nominale du fonctionnement du tube thermoïonique | 125 |
| III.1 Comparaison de dynamique en expérience et en mesures | 149 |
| III.2 Valeurs typiques à 18 GHz de ϵ' et σ' du plasma généré dans le tube utilisé pour les simulations HFSS | 150 |
| A.1 Comparaison de différentes technologies existantes pour l'intégration dans un dispositif microonde [74, p. 17] | 176 |
| C.2 Transitions $OH(A^2\Sigma^+, v = 0) \rightarrow OH(X^2\Pi, v' = 0)$ considérées pour la mesure de la température du gaz | 180 |
| D.3 Recapitulatif des diamètres dans les différentes décharges étudiées correspondant aux ratios obtenus dans l'expérience | 182 |



Annexes

ANNEXES

A Technologies existantes des matériaux pour la reconfigurabilité

| | Technologie | Consommation <i>Bias</i> | Temps de réponse | de Facteur-Q à 10 GHz | |
|------------------|--|--------------------------|-------------------------------------|-----------------------|-------|
| Sémi-conducteur | Schottky (GaAs) | <1 mW | <5 V | <1 ns | 200 |
| | HBV (GaAs) | <1 mW | <20 V | <5 ns | 40 |
| | jonction PN (Si) | <5 mW | <30 V | <10 ns | 30 |
| | diode PIN | <0.1 mW | <10 V | <1 μ s | |
| | FET (GaAs) | | | <1 ns | 30 |
| Magnétique | YIG (μ_r variable, élevée résonance ferro-magnétique) | | courant bobine | <5 ms | 3000 |
| | Champ rémanent | basse | courant bobine | <5 ms | - |
| | Onde statique | magnéto-basse | - | < 5ms | basse |
| Ferro-électrique | <i>thin film</i> (couche mince) | négligeable | <30V | <1 ns | >100 |
| | <i>thick film</i> | négligeable | <1 kV | <10 ns | <100 |
| | <i>bulk</i> | négligeable | <15 kV | <1 μ s | >500 |
| | cristaux liquide | négligeable | <40 V | <10 ms | <20 |
| Optique | photo-conductivité | <10 mW | courant (LD, 10 fs – 10 ms <10 LED) | | |
| | fibres optiques | <10 mW | courant (LD, 10 fs – 10 ms - LED) | | |
| Mécanique | bulk | élevée | courant | >1 ms | >1000 |
| | varactor MEMS | négligeable | <50 V | >10 μ s | >200 |
| | actionneur piézoélectrique | négligeable | >100 V | > 100 μ s | >500 |

Tableau A.1: Comparaison de différentes technologies existantes pour l'intégration dans un dispositif microonde [74, p. 17]

B Compensation de différence de phase du plasma

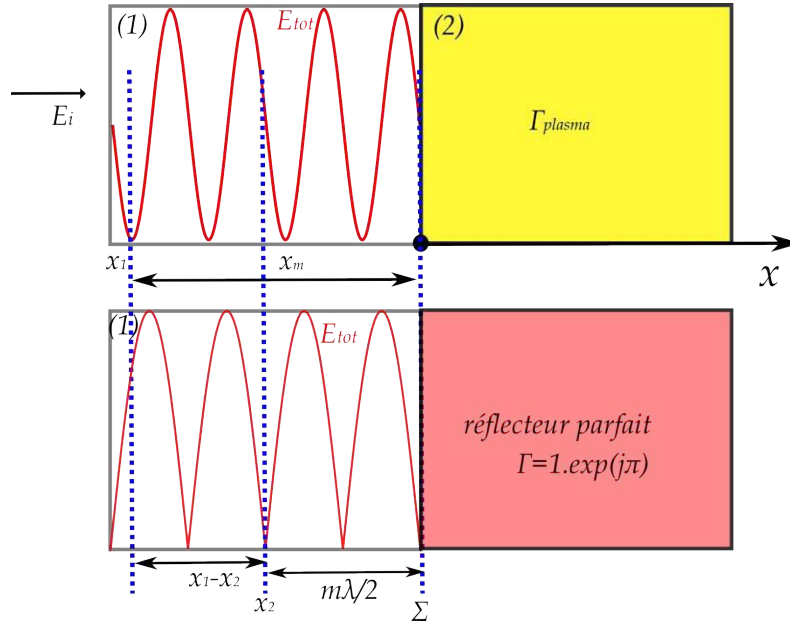


Figure B.1: Illustration pour l'obtention du coefficient de réflexion plasma à partir de la distribution du champ

Pour illustrer les conditions imposées sur le plasma dans cette configuration, considérons un cas unidimensionnel avec une onde incidente \mathbf{E}_i réfléchi par un milieu. Sous certaines conditions, un milieu quelconque peut être modélisé avec un coefficient de réflexion $\Gamma = \Gamma e^{j\varphi}$. Ce coefficient de réflexion dépendra de sa perméabilité relative μ_r et sa permittivité relative ϵ_r du milieu. Une partie de l'onde incidente sur ce milieu sera réfléchi et nous observerons un champ stationnaire dans le milieu incident. Le champ résultant dans le milieu s'écrit alors :

$$\mathbf{E}_{tot}(x) = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r = |\mathbf{E}_i| e^{-jkx} (1 + \Gamma e^{j(\varphi - 2kx)}) \quad (3)$$

Nous pouvons définir le rapport d'onde stationnaire dans un milieu de propagation :

$$\rho = \frac{\max(\mathbf{E}_{tot})}{\min(\mathbf{E}_{tot})} \quad (4)$$

Une des techniques connues de caractérisation d'un milieu est effectuée par la mesure du rapport d'onde stationnaire [155]. Dans cette méthode, nous sondons à la fois les valeurs du champ et les positions de ses minima. Le module du coefficient de réflexion du milieu est obtenu en tenant en compte de la relation suivante :

$$\Gamma = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \quad (5)$$

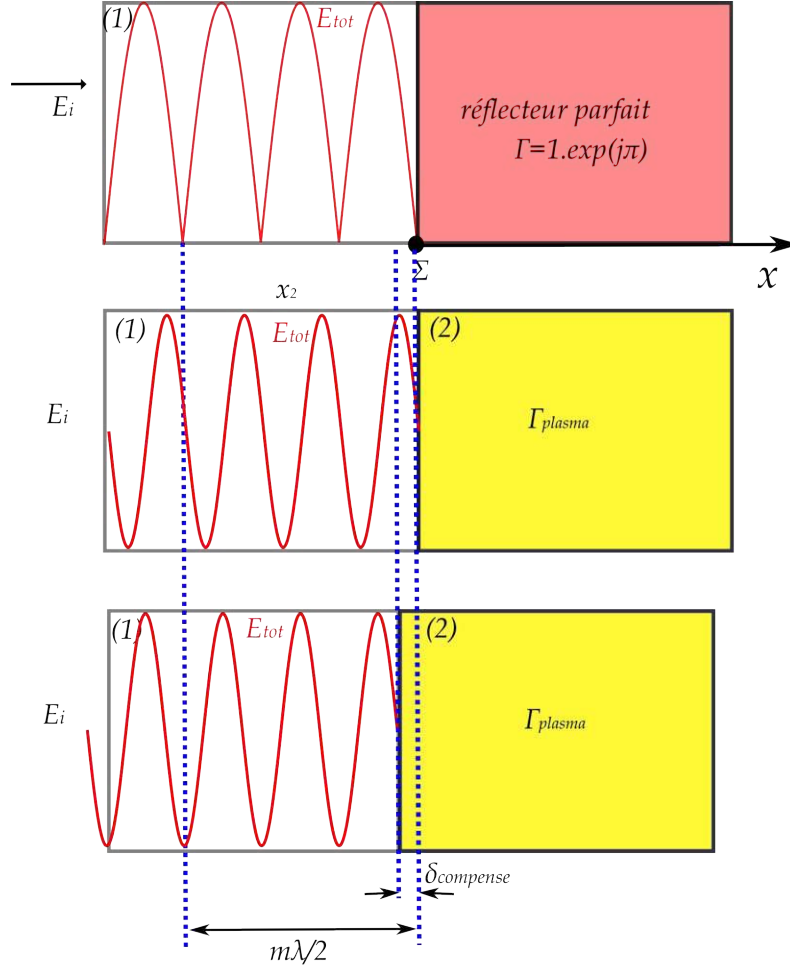
Comme les minima du champ sont définis pour tout x_m tel que :

$$\varphi - 2kx_m = (2m + 1)\pi \text{ avec } m \in \mathbb{Z}, \quad (6)$$

Il suffit de déterminer x_m afin d'obtenir le déphasage φ . La procédure de détermination de x_m est effectuée de la façon suivante (cf. la figure B.1) :

- (a) Une position où le champ minimal est identifiée pour le milieu (2) : x_1
- (b) Une référence connue est introduite au niveau de l'interface de passage, Σ , par exemple un réflecteur parfait métallique où le coefficient de réflexion est de $\Gamma_m = 1e^{j\pi}$. Une position de champ minimal est identifiée : x_2 .
- (c) Comme nous savons que $x_2 = m\lambda/2$ avec $m \in \mathbb{Z}$, x_m sera obtenue par $x_m = x_1 - x_2 + m\lambda/2$. À $2m\pi$ près, nous avons alors le déphasage :

$$\varphi = 2k\delta + \pi \quad \text{avec} \quad \delta = x_1 - x_2 \quad (7)$$



x_2

Figure B.2: Obtention d'une distribution du champ quasi-identique entre un plasma et un réflecteur métallique parfait en décalant l'interface de $\delta_{compensateur}$

Nous avons vu que l'on pouvait remonter au coefficient de réflexion du milieu à partir de la distribution du champ. Inversement, nous pouvons également modifier la distribution du champ en modifiant le coefficient de réflexion ou la position de l'interface de changement de milieu comme le montre la figure B.2.

Rappelons que pour une onde incidente normale à l'interface, le coefficient de réflexion en polarisation transverse électrique¹⁰ de changement de milieux s'écrit :

$$\Gamma = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (8)$$

10. Le champ électrique incident polarisé perpendiculairement au plan d'incidence

où ϵ_r est la permittivité relative du deuxième milieu. Dans notre cas, ce deuxième milieu correspond au milieu plasma. Pour une première approximation, nous considérons l'expression classique de la permittivité relative du plasma sans collisions :

$$\epsilon_{plasma} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad \text{avec} \quad \omega_{pe} = e\sqrt{\frac{n_{pe}}{m_e\epsilon_0}} \quad (9)$$

En premières approximations, nous pouvons donc modéliser le plasma avec un coefficient de réflexion $\Gamma_{plasma} = \Gamma_{plasma} e^{j\varphi_{plasma}}$. La densité plasma n_{pe} influencera à la fois sur son module et son déphasage. Pour qu'un plasma puisse atteindre un coefficient de réflexion identique à un métal (avec $\varphi_{plasma} = \pi$), un calcul rapide nous permet de montrer que la densité plasma nécessaire est très élevée (de l'ordre de $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour une fréquence de travail à 18 GHz).

Cependant, même avec une densité moins élevée, il est toujours possible de s'approcher de la distribution de champ obtenue avec un métal¹¹. D'après l'équation (7), le déphasage φ différent de π est traduit par un décalage dans la distribution du champ. Si nous décalons l'interface de séparation de milieux de cette même quantité, nous pouvons espérer retrouver la même distribution du champ. Le décalage nécessaire sera à $2m\pi$ près (cf. la figure B.2) :

$$\delta = \frac{\pi - \varphi_{plasma}}{2k} = \left(1 - \frac{\varphi_{plasma}}{\pi}\right) \frac{\lambda}{4} \quad (10)$$

où λ est la longueur d'onde dans le milieu d'incidence. A titre d'exemple, à $f = 18$ GHz, et $n_{pe} = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, le déphasage sera de $\varphi_{plasma} = 101^\circ$. Alors, nous avons $\delta = 1.8$ mm.

Dans notre configuration de *plasma compensateur* désirée (cf. la figure I.42), cela correspond à l'utilisation des plasmas de diamètre plus élevé que les tiges métalliques :

$$d_{plasma} = d + 2\delta \quad (11)$$

où d_{plasma} est le diamètre du plasma et d le diamètre des tiges du réseau. Notons cependant qu'en réalité, l'onde viendra de toutes directions. Le diamètre du plasma nécessaire ici n'est qu'une indication de la nécessité de contrôler le diamètre du plasma.

11. À condition que la densité plasma reste supérieure à la densité critique définie dans l'équation I.38

C Calcul de la température rotationnelle de l'hydroxyl OH

Liste de transitions considérées

Dans nos travaux, les longueurs d'onde et la probabilité des transitions que nous utilisons pour les calculs sont tirés des travaux de *Coxon et al.* et *Coxon et al.* [112, 113].

| λ [nm] | $g_J A_{JJ'} / \lambda_{JJ'}$ [-] | E_J [cm^{-1}] | λ [nm] | $g_J A_{JJ'} / \lambda_{JJ'}$ [-] | E_J [cm^{-1}] |
|----------------|-----------------------------------|----------------------------|----------------|-----------------------------------|----------------------------|
| 306.584 | 4640 | 35193.53 | 309.209 | 3420.712 | 34351.1 |
| 306.687 | 3806.721 | 34958.73 | 309.305 | 13183.96 | 35460.88 |
| 307.526 | 2681.76 | 34755.58 | 309.369 | 8633.573 | 34957.27 |
| 308.417 | 6968.338 | 34588.08 | 309.462 | 1107.603 | 34249.15 |
| 308.494 | 556.5328 | 34350.53 | 309.552 | 10191.34 | 35191.86 |
| 308.609 | 8630.992 | 34756.81 | 309.702 | 4189.393 | 34452.78 |
| 308.729 | 2665.352 | 34283.19 | 309.773 | 11702.28 | 35458.99 |
| 308.824 | 10229.26 | 34958.73 | | | |

Tableau C.2: Transitions $OH(A^2\Sigma^+, v = 0) \rightarrow OH(X^2\Pi, v' = 0)$ considérées pour la mesure de la température du gaz

D Bilan des paramètres plasmas étudiés

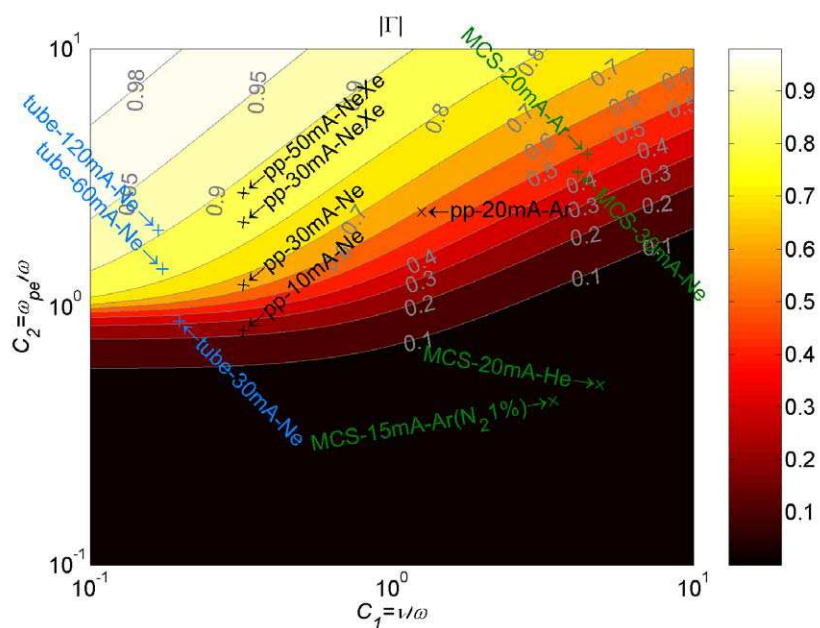
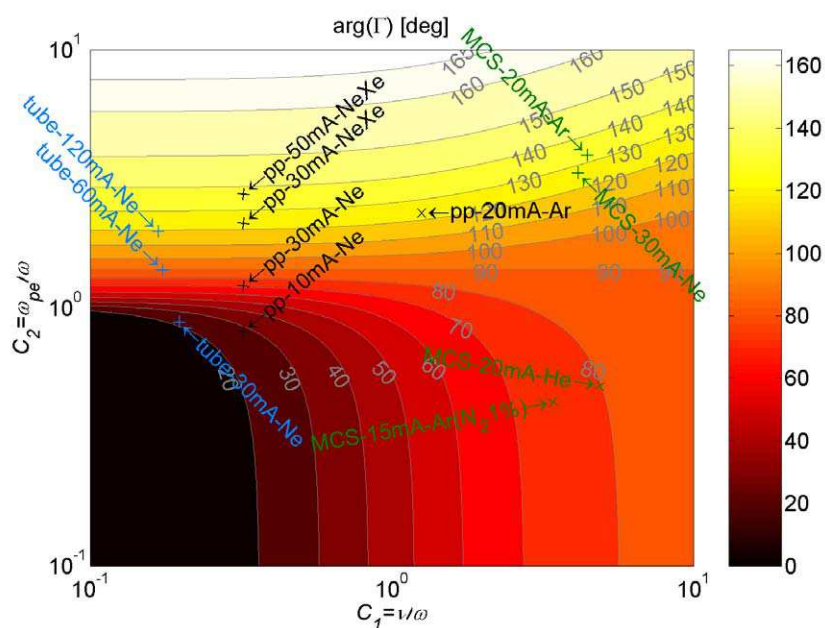
(a) module $|\Gamma|$ (b) phase ϕ_{plasma}

Figure D.3: Le coefficient de réflexion supposé du plasma $\Gamma = |\Gamma| \exp(j\phi_{plasma})$ pour l'ensemble des décharges étudiées

Coefficient de réflexion $\Gamma = |\Gamma| \exp(j\phi_{plasma})$

La figure D.3 montre le coefficient de réflexion d'un milieu plasma supposé d'épaisseur infinie avec une onde incidente perpendiculaire à l'interface du milieu. Les lignes «iso-module» et les lignes «iso-phase» (en degré) sont montrées indépendamment sur chaque

sous-figure. Une première lecture rapide permet de voir que le module du coefficient de réflexion est très petit ($|\Gamma| < 0.5$) dès lors que la fréquence plasma (donc la densité plasma) n'est pas suffisamment élevée ($C_2 = \omega_{pe}/\omega < 1$). Nous ne nous intéressons pas à ces décharges-là car l'effet sur l'onde sera minimal.

Lorsque la fréquence plasma est suffisamment élevée ($C_2 > 1$), nous constatons que le module augmente. Plus la fréquence de collisions est petite, plus vite le module augmente. C'est ainsi que pour les cas dont les contraintes $C_1 < 1$ et $C_2 > 1$ sont respectées, le module du coefficient de réflexion est effectivement élevé. Ces cas correspondent aux décharges dans un tube et aux décharges dans le système «pointe-pointe» et atteignent un module proche de 0.9. Les décharges à densité et à fréquence de collisions élevées ($C_1 > 1$ et $C_2 > 1$), celles des décharges MCSD, possèdent en revanche des coefficients de réflexion bien plus bas. La décharge MCSD n'atteint au mieux qu'un module de ~ 0.5 .

Les phases du coefficient de réflexion des décharges sont élevées pour la décharge «pointe-pointe» et la décharge dans un tube. Pour ces cas-là, la valeur de la phase peut atteindre $\phi_{plasma} = 140^\circ$. Cette valeur est relativement proche de celle d'une tige métallique parfaite qui est de $\phi_{m\acute{e}tal} = 180^\circ$.

| décharge | pression | gaz | d_{plasma} |
|-----------------|----------------------|---|-----------------|
| tube | 40 Torr | <i>Ne</i> | 3 mm |
| «pointe-pointe» | 400 Torr | <i>Ne</i> | ~ 2 mm |
| | | <i>Ne</i> – <i>Xe</i> (1%) <i>Ar</i> | |
| MCSD | \sim atmosphérique | <i>He</i> | 2.5 \sim 7 mm |
| | | <i>Ne</i> | 1 \sim 3 mm |
| | | <i>Ar</i> | ~ 0.5 mm |
| | | <i>Ar</i> – <i>N₂</i> (1%) | 2.5 \sim 5 mm |

Tableau D.3: Récapitulatif des diamètres dans les différentes décharges étudiées correspondant aux ratios obtenus dans l'expérience

Diamètre des plasmas

Pour les coefficients de réflexion montrés dans les sections précédentes, le diamètre de chacun des cas est répertorié dans le tableau D.3. Nous constatons que pour la plupart des cas qui nous intéressent ($|\Gamma|$ et $|\phi_{plasma}|$ élevé), le diamètre est inférieur $d_{plasma} = 3$ mm. Seules les décharges MCSD dans l'*He* et dans le mélange *Ar*–*N₂*(1%) permettent d'obtenir un diamètre plus élevé à la pression atmosphérique. Cependant, dans ces décharges, la densité plasma reste faible et ne permet pas le contrôle de l'anisotropie de notre structure BIE.

De façon générale, parmi toutes les décharges que nous avons étudiées, les décharges restent diffuses dans tous les gaz étudiés sauf dans l'*Ar* où la contraction peut avoir lieu à partir de 300 Torr. La contraction de la décharge est peu favorable car le plasma devient instable.

Diamètre du plasma théoriquement nécessaire pour l'approche par plasma compensateur

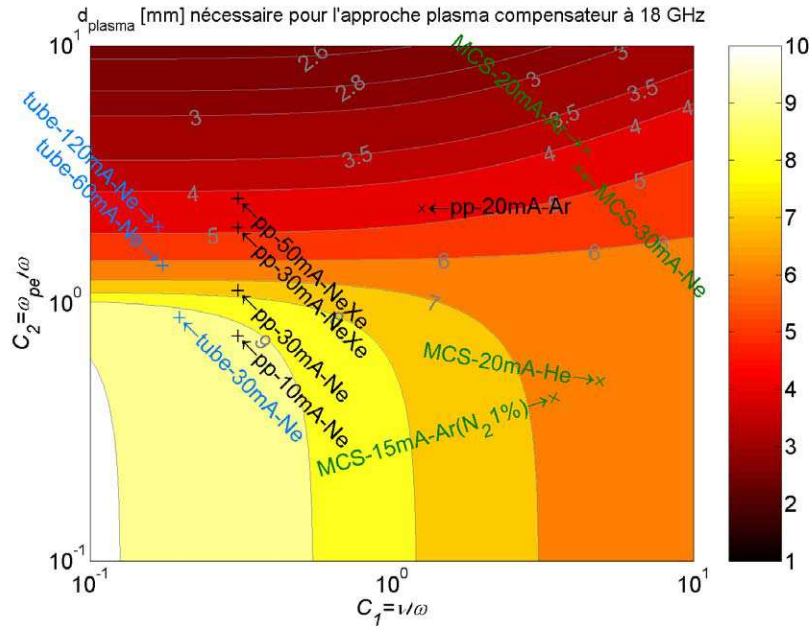


Figure D.4: Diamètre théorique nécessaire pour le besoin de reconfigurabilité par plasmas compensateurs à 18 GHz

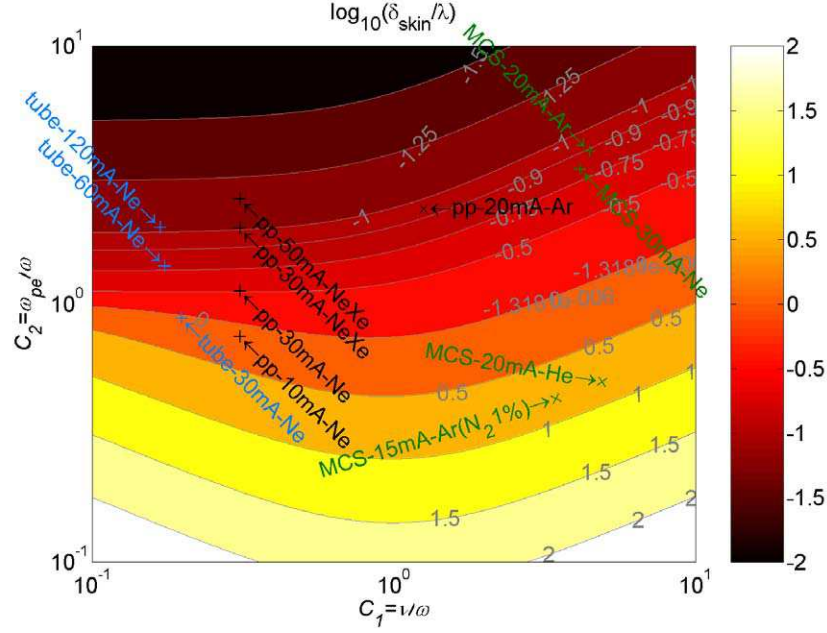
D'après la phase du coefficient de réflexion obtenue, la figure D.4 montre le diamètre théorique nécessaire pour chaque cas afin de compenser la différence de phase avec celle d'un métal. Nous constatons que le plus petit diamètre nécessaire afin de compenser la phase est entre 4 et 5 mm. Compte tenu du diamètre de chacune des décharges, seul le système de décharge confinée dans un tube paraît possible pour l'usage dans l'approche par plasmas compensateurs. Nous avons effectivement pour ce cas un diamètre qui est proche du diamètre théorique nécessaire. D'ailleurs, pour ce cas, nous avons également un coefficient de réflexion élevé qui est de l'ordre de 0.9.

Épaisseur de peau

Nous pouvons comparer le diamètre des plasmas obtenus avec l'épaisseur de peau de chaque décharge. Lorsque l'épaisseur de peau est suffisamment petite par rapport au diamètre, le champ s'annule dans le plasma comme pour les tiges métalliques.

La figure D.5 résume l'épaisseur de peau obtenue pour les décharges que nous avons étudiées. Dans la figure D.5(a), nous avons choisi de montrer la variation du rapport «épaisseur de peau sur la longueur d'onde» en échelle logarithmique en fonction des ratios C_1 et C_2 . Son équivalence en pourcentage et en épaisseur de peau réelle à 18 GHz est montrée dans le tableau sous-jacent.

Nous pouvons comparer l'épaisseur de peau de ces décharges à leur diamètre mesuré ou estimé montré dans le tableau D.3. Nous constatons que seules les décharges dont la fréquence de collisions est suffisamment basse et la densité élevée ($C_1 < 1$ et $C_2 > 1$) possèdent une épaisseur de peau inférieure à leur diamètre. Ceci est particulièrement vérifié pour la décharge dans le tube étudiée à 120 mA dans le Ne et la décharge «pointe-pointe» à 50 mA dans le mélange gazeux $Ne-Xe(1\%)$. Nous avons pour chacun un rapport


 (a) $\log(\delta_{skin}/\lambda)$ en fonction de $C_1 = \nu/\omega$ et $C_2 = \omega_{pe}/\omega$

| $\log(\delta_{skin}/\lambda)$ | -2 | -1.25 | -1 | -0.9 | -0.75 | -0.5 | 0 | 0.5 |
|-------------------------------|------|-------|------|------|-------|------|-------|------|
| δ_{skin}/λ [%] | 1 | 5.6 | 10 | 12.6 | 17.8 | 31.6 | 100 | 316 |
| δ_{skin} à 18 GHz [mm] | 0.17 | 0.93 | 1.67 | 2 | 3 | 5.3 | 16.67 | 52.7 |

 (b) Correspondance $\log(\delta_{skin}/\lambda)$ et l'épaisseur de peau à $f = 18$ GHz

 Figure D.5: Épaisseur de peau normalisée δ_{skin}/λ pour l'ensemble des décharges étudiées

de $\delta_{skin}/d_{plasma} \approx 1/2$.

Pour la décharge MCSD, l'épaisseur de peau minimale atteinte est de $\delta_{skin} \approx 2$ mm dans l'Ar à 30 mA. Or, cette valeur est 3 fois plus importante que le diamètre mesuré qui est de $d_{plasma} \approx 0.7$ mm. Ainsi, dans les deux approches de reconfigurabilité par plasmas, c'est difficile d'envisager l'emploi des décharges MCSD.

Conclusion

À partir des paramètres plasmas que nous venons de définir, nous pouvons conclure sur l'utilisation possible de chaque type de décharge. Cette partie est traitée à la fin du chapitre II de ce manuscrit.

E Quelques notions sur les antennes

Notions de directivité d'une antenne

La directivité s'exprime par le rapport entre la densité de puissance créée dans une direction donnée et la densité de puissance d'une antenne isotrope. Pour une antenne isotrope, sa densité de puissance stérique est de $\frac{P_e}{4\pi}$. P_e est la puissance rayonnée totale. Alors la directivité d'une antenne peut s'exprimer

$$D(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{P_e/4\pi} \quad (12)$$

avec $U(\theta, \varphi)$ la densité de puissance stérique à une direction donnée¹²

Le gain est défini de la même manière que la directivité en tenant compte de la puissance fournie à l'antenne :

$$G(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{P_f/4\pi} \quad \text{avec} \quad U(\theta, \varphi) \quad (13)$$

Ce gain est parfois dénommé gain réalisé en opposition au gain intrinsèque ne prenant en compte que les pertes de l'antenne (sans les pertes d'adaptation).

$$G_{\text{intrinsèque}} = \frac{G}{1 - |S_{11}|^2} \quad (14)$$

Notions de gain d'une antenne cornet

Le gain s'exprime pour une antenne cornet par :

$$G = \frac{4\pi S}{\lambda^2} F \quad \text{avec} \quad \begin{cases} F = 0.5 \sim 0.6 \\ S = ab \quad \text{ou} \quad \pi r^2 \end{cases} \quad (15)$$

où F est la fonction caractéristique de l'antenne dans la direction principale, S la section de l'ouverture de l'antenne.

Cette formule fonctionne pour les antennes de type sectoriel¹³ (plan E ou H), pyramidal ou conique.

12. La densité de puissance stérique est analogue à la densité de puissance surfacique. C'est une densité de puissance en fonction de l'angle solide au lieu d'une surface. De la même façon qu'un angle plan est défini comme le rapport entre l'arc et le rayon, le rapport entre la surface d'une partie d'une sphère et le rayon au carré. Ainsi, pour une source isotrope, la densité de puissance surfacique est de $P_e/4\pi r^2$, sa densité de puissance stérique est égale à $P_e/4\pi$.

13. Les antennes sectoriels a soit la même hauteur, soit la même largeur du guide de transition.

Bibliographie

- [1] L. Rayleigh. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure. *Philosophical Magazine*, 24 :145–159.
- [2] John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, and Robert D. Meade. *Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 2008.
- [3] Y. Rahmat-Samii and F. Yang. Applications of EBG in low profile antenna designs : What have we learned? In Saïd Zouhdi, Ari Sihvola, and Alexey P. Vinogradov, editors, *Metamaterials and plasmonics : Fundamentals, Modelling, Applications*. Springer, 2008.
- [4] V. G. Veselago and E. E. Narimanov. The left hand of brightness : past, present and future of negative index materials. *Nature Materials*, 5 :759–762.
- [5] Viktor G Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi*, 10(4) :509, 1968.
- [6] Alain Priou. Matériaux composites en électromagnétisme. *Techniques de l'Ingénieur*, (E 1165).
- [7] Mohamed Farhat, Sebastien Guenneau, and Stefan Enoch. Ultrabroadband elastic cloaking in thin plates. *Phys. Rev. Lett.*, 103(2) :024301, July 2009.
- [8] P. de Maagt, R. Gonzalo, Y.C. Vardaxoglou, and J.-M. Baracco. Electromagnetic bandgap antennas and components for microwave and (sub)millimeter wave applications. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 51(10) :2667 – 2677, Oct. 2003.
- [9] Harald Ibach and Hans Lüth. *Solid State Physics : An Introduction to Principles of Materials Science*. Springer, 4th edition, 2009.
- [10] N. W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Solid State Physics*. Saunders College Publishing, 1976. ISBN 0030839939.
- [11] C. Nayak. *Solid State Physics*. UCLA, 2000. UCLA lecture Notes.
- [12] Stefan Varault. *Modélisation et études expérimentales de structures à bande interdite électromagnétique reconfigurables intégrant des capillaires plasmas pour applications micro-onde*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2011.
- [13] G. Floquet. Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques. *Annales scientifiques de l'École Normale Supérieure*, 12 :47–88, 1883.

-
- [14] Felix Bloch. über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 52 :555–600, 1929. 10.1007/BF01339455.
- [15] Benoît Lombardet, L. Andrea Dunbar, Rolando Ferrini, and Romuald Houdré. Fourier analysis of bloch wave propagation in photonic crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22(6) :1179–1190, Jun 2005.
- [16] Kazuaki Sakoda. *Optical properties of photonic crystals*. Springer, 2005. ISBN 3540411992.
- [17] Pochi Yeh. Electromagnetic propagation in birefringent layered media. *J. Opt. Soc. Am.*, 69(5) :742–756, May 1979.
- [18] R.S. Chu and T. Tamir. Group velocity in space-time periodic media. *Electronics Letters*, 7(14) :410–412, 15 1971.
- [19] N. Kato. The flow of X-rays and materials waves in ideally perfect single crystals. *Acta Crystallographica*, 11(12) :885–887, Dec 1958.
- [20] P. P. Ewald. Group velocity and phase velocity in X-ray crystal optics. *Acta Crystallographica*, 11(12) :888–891, Dec 1958.
- [21] S. Enoch, G. Tayeb, and D. Maystre. Numerical evidence of ultrarefractive optics in photonic crystals. *Optics Communications*, 161(4-6) :171 – 176, 1999.
- [22] Hideo Kosaka, Takayuki Kawashima, Akihisa Tomita, Masaya Notomi, Toshiaki Tamamura, Takashi Sato, and Shojiro Kawakami. Superprism phenomena in photonic crystals. *Phys. Rev. B*, 58(16) :R10096–R10099, Oct. 1998.
- [23] Hideo Kosaka, Takayuki Kawashima, Akihisa Tomita, Masaya Notomi, Toshiaki Tamamura, Takashi Sato, and Shojiro Kawakami. Self-collimating phenomena in photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 74(9) :1212–1214, 1999.
- [24] Boris Gralak, Stefan Enoch, and Gérard Tayeb. Anomalous refractive properties of photonic crystals. *J. Opt. Soc. Am. A*, 17(6) :1012–1020, June 2000.
- [25] Toshihiko Baba. Slow light in photonic crystals. *Nature Photonics*, 2(8) :465 – 473, 2008.
- [26] Jiun Haw Chu, O. Voskoboynikov, and C.P. Lee. Slow light in photonic crystals. *Microelectronics Journal*, 36(3-6) :282 – 284, 2005. Low Dimensional Structures and Devices Conference.
- [27] Jeffrey M. Shainline and Jimmy Xu. Slow light and band gaps inmetallo-dielectric cylinder arrays. *Opt. Express*, 17(11) :8879–8891, May 2009.
- [28] S. Foteinopoulou and C. M. Soukoulis. Electromagnetic wave propagation in two-dimensional photonic crystals : A study of anomalous refractive effects. *Phys. Rev. B*, 72 :165112, Oct. 2005.
- [29] Guida G., A. de Lustrac, and A. Priou. An introduction to photonic band gap (pbg) materials. *Progress In Electromagnetics Research*, 41 :1–20, 2003.
- [30] J B Pendry. Calculating photonic band structure. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 8(9) :1085, 1996.
- [31] Kane S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 14(3) :302–307, May 1966.
- [32] A. Taflove. *The Finite-Difference Time-Domain Method*. Artech House, 1995. ISBN 1580538320.

- [33] H.Y.D. Yang. Finite difference analysis of 2-d photonic crystals. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 44(12) :2688–2695, Dec. 1996.
- [34] E. I. Smirnova, C. Chen, M. A. Shapiro, J. R. Sirigiri, and R. J. Temkin. Simulation of photonic band gaps in metal rod lattices for microwave applications. *Journal of Applied Physics*, 91(3) :960–968, 2002.
- [35] H. Boutayeb. Analysis and design of a high-gain antenna based on metallic crystals. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 20 :599–614(16), April 2006.
- [36] Soumia MASSAOUDI. *Étude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-Ondes : Application à l’ultraréfraction*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 2005.
- [37] J. B. Pendry and A. MacKinnon. Calculation of photon dispersion relations. *Phys. Rev. Lett.*, 69(19) :2772–2775, Nov. 1992.
- [38] D. Felbacq, D. Maystre, and G. Tayeb. Localization of light by a set of parallel cylinders. *Journal of Modern Optics*, 42(2) :473–482, 1995.
- [39] F. de Daran, V. Vigneras-Lefebvre, and J.P. Parneix. Modeling of electromagnetic waves scattered by a system of spherical particles. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 31(3) :1598–1601, May 1995.
- [40] D Maystre. Electromagnetic study of photonic band gaps. *Pure and Applied Optics : Journal of the European Optical Society Part A*, 3(6) :975, 1994.
- [41] Daniel Maystre. Photonic crystal diffraction gratings. *Opt. Express*, 8(3) :209–216, Jan. 2001.
- [42] Yannick Merle. *Étude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels*. PhD thesis, Université de Limoges, 2003.
- [43] Ansoft Corporation. *High Frequency Structure Simulator 8.5 User manual*. Ansoft Corporation, 2001.
- [44] P. Kovacs and Z. Raida. Dispersion analysis of planar metallo-dielectric EBG structures in Ansoft HFSS. In *Microwaves, Radar and Wireless Communications, 2008. MIKON 2008. 17th International Conference on*, pages 1–4, May 2008.
- [45] R. Remski. Analysis of photonic bandgap surfaces using Ansoft HFSS. *Microwave Journal*, 43(9) :190–198, September 2000.
- [46] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 76(25) :4773–4776, Jun 1996.
- [47] Esteban Moreno, L. Martín-Moreno, and F.J. García-Vidal. Efficient coupling of light into and out of a photonic crystal waveguide via surface modes. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 2(2) :97–102, 2004.
- [48] Guillaume Lunet. *Radôme actif utilisant des matériaux et structures à propriétés électromagnétiques contrôlées*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2009.
- [49] J. Sanz-Fernañandez, G. Goussetis, and R. Cheung. Tunable 2D electromagnetic band-gap (EBG) structures based on micro-electro-mechanical systems (MEMS) for THz frequencies. In *Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI), 2010 IEEE*, pages 1–4, July 2010.
- [50] M.F. Karim, A.Q. Liu, A. Alphones, and A.B. Yu. A novel reconfigurable filter using periodic structures. In *Microwave Symposium Digest, 2006. IEEE MTT-S International*, pages 943–946, June 2006.

-
- [51] Halim Boutayeb, Kouroch Mahdjoubi, Anne-Claude Tarot, and Tayeb Denidni. Controllable conformal electromagnetic band gap antenna for base station. In *AN-TEM*, Ottawa, (Canada), July 2004.
- [52] Sathish Chandran and John C. Vardaxoglou. Performance of two single-layer frequency-selective surfaces as spatial filters. *Microwave and Optical Technology Letters*, 6(6) :339–342, 1993.
- [53] Jean-Michel Lourtioz, Hnery Benisty, Vincent Berger, Jean-Michel Gérard, Daniel Maytre, and Alexei Tchelakov. *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*. Hermes Science Publications, 2003.
- [54] P. Ratajczak, P. Brachat, and J.M. Fargeas. An adaptive beam steering antenna for mobile communications. In *Antennas and Propagation Society International Symposium 2006, IEEE*, pages 418 –421, July 2006.
- [55] A. de Lustrac, F. Gadot, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, T. Brillat, A. Priou, and E. Akmansoy. Experimental demonstration of electrically controllable photonic crystals at centimeter wavelengths. *Applied Physics Letters*, 75(11) :1625–1627, 1999.
- [56] A. de Lustrac, T. Brillat, F. Gadot, and E. Akmansoy. The use of controllable photonic band gap (CPBG) materials : An antenna application. *Optical and Quantum Electronics*, 34 :265–277, 2002. 10.1023/A :1013346002839.
- [57] A. de Lustrac, F. Gadot, E. Akmansoy, and T. Brillat. High-directivity planar antenna using controllable photonic bandgap material at microwave frequencies. *Applied Physics Letters*, 78(26) :4196–4198, 2001.
- [58] A. Djermoun, A. de Lustrac, J.M. Lourtioz, F. Gadot, and E. Akmansoy. Negative refraction device with electrically controllable permittivity and negative permeability. *Electronics Letters*, 42(4) :223 – 225, Feb. 2006.
- [59] Hongsheng Chen, Bae-Ian Wu, Lixin Ran, Tomasz M. Grzegorzczak, and Jin Au Kong. Controllable left-handed metamaterial and its application to a steerable antenna. *Applied Physics Letters*, 89(5) :053509 –053509–3, July 2006.
- [60] G. Poislane, P. Pouliguen, K. Mahdjoubi, L. Desclos, and C. Terret. Active metallic photonic band-gap materials (mpbg) : experimental results on beam shaper. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 48(1) :117 –119, Jan. 2000.
- [61] Grégory Poislane Merle. *Antenne et matériaux à bande interdite photonique*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 1999.
- [62] M.F. Karim, A.-Q. Liu, A. Alphones, X.J. Zhang, and A.B. Yu. CPW band-stop filter using unloaded and loaded EBG structures. *Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings -*, pages 434 – 440, Dec. 2005.
- [63] E. Fourn, A. Pothier, C. Champeaux, P. Tristant, A. Catherinot, P. Blondy, G. Tanne, E. Rius, C. Person, and F. Huret. Mems switchable interdigital coplanar filter. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 51(1) :320 – 324, Jan. 2003.
- [64] Alon S. Barlevy and Yahya Rahmat-Samii. Control of resonant bandwidth in frequency-selective surfaces by tilting the periodic elements. *Microwave and Optical Technology Letters*, 21(2) :114–117, 1999.
- [65] Gabriel M. Rebeiz. RF MEMS switches : status of the technology. In *TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference on, 2003*, volume 2, pages 1726 – 1729 vol.2, June 2003.

- [66] G.M. Kraus, C.L. Goldsmith, C.D. Nordquist, C.W. Dyck, P.S. Finnegan, IV Austin, F., A. Muyschondt, and C.T. Sullivan. A widely tunable RF MEMS end-coupled filter. In *Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International*, volume 2, pages 429 – 432 Vol.2, june 2004.
- [67] Kurt Busch and Sajeew John. Liquid-crystal photonic-band-gap materials : The tunable electromagnetic vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 83(5) :967–970, Aug. 1999.
- [68] S. W. Leonard, J. P. Mondia, H. M. van Driel, O. Toader, S. John, K. Busch, A. Birner, U. Gösele, and V. Lehmann. Tunable two-dimensional photonic crystals using liquid crystal infiltration. *Phys. Rev. B*, 61(4) :R2389–R2392, Jan. 2000.
- [69] G. Alagappan, X. W. Sun, P. Shum, M. B. Yu, and M. T. Doan. One-dimensional anisotropic photonic crystal with a tunable bandgap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(1) :159–167, Jan. 2006.
- [70] Ignacio Del Villar, Ignacio Matias, Francisco Arregui, and Richard Claus. Analysis of one-dimensional photonic band gap structures with a liquid crystal defect towards development of fiber-optic tunable wavelength filters. *Opt. Express*, 11(5) :430–436, Mar. 2003.
- [71] Chen-Yang Liu and Lien-Wen Chen. Tunable photonic crystal waveguide coupler with nematic liquid crystals. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(8) :1849–1851, August 2004.
- [72] P.-Y. Baron, Q. Tan, V. Paeder, A. Cosentino, M. Roussey, T. Scharf, H. P. Herzig, and W. Nakagawa. Switchable photonic crystal cavity by liquid crystal infiltration. *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.*, 5 :10057, 2010.
- [73] L. P. Amosova, V. N. Vasilév, N. L. Ivanova, and E. A. Konshina. Ways of increasing the response rate of electrically controlled optical devices based on nematic liquid crystals. *J. Opt. Technol.*, 77(2) :79–87, Feb. 2010.
- [74] Spartak Gevorgian. *Ferroelectrics in Microwave Devices, Circuits and Systems : Physics, Modeling, Fabrication and Measurements (Engineering Materials and Processes)*. Springer, 1st edition, 2009. ISBN 1848825064.
- [75] Dowon Kim, Moonil Kim, and Soo-Won Kim. A microstrip phase shifter using ferroelectric electromagnetic bandgap ground plane. In *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2004. IEEE*, volume 2, pages 1175 – 1178 Vol.2, june 2004.
- [76] D. Kuylenstierna, A. Vorobiev, G. Subramanyam, and S. Gevorgian. Tunable electromagnetic bandgap structures based on ferroelectric films. In *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2003. IEEE*, volume 4, pages 879 – 882 vol.4, June 2003.
- [77] Dragan Damjanovic. Hysteresis in piezoelectric and ferroelectric materials. In Mayergoz and G.Bertotti, editors, *The Science of Hysteresis*, pages 337–463. Elsevier, 2006.
- [78] C. C. Homes, T. Vogt, S. M. Shapiro, S. Wakimoto, and A. P. Ramirez. Optical response of high-dielectric-constant perovskite-related oxide. *Science*, 293(5530) :673–676, 2001.
- [79] C.S. Tsai, Jun Su, and C.C. Lee. Wideband electronically tunable microwave band-stop filters using iron film-gallium arsenide waveguide structure. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 35(5) :3178–3180, sep 1999.

-
- [80] J.W. Wang, S.D. Yoon, V.G. Harris, C. Vittoria, and N.X. Sun. Integrated metal magnetic film coupled line circulators for monolithic microwaveintegrated circuits. *Electronics Letters*, 43(5) :49–50, 1 2007.
- [81] J. S. Zhang, R. L. Zhang, Qing Hu, R. H. Fan, and R. W. Peng. Tunable microwave multiband filters based on a waveguide with antiferromagnetic and dielectric sandwiches. *Journal of Applied Physics*, 109(7) :07A305, 2011.
- [82] Hitoshi Hojo and Atsushi Mase. Dispersion relation of electromagnetic waves in one-dimensional plasma photonic crystals. *Journal of Plasma and Fusion Research*, 80(2) :89–90, 2004.
- [83] Osamu Sakai, Takui Sakaguchi, and Kunihide Tachibana. Verification of a plasma photonic crystal for microwaves of millimeter wavelength range using two-dimensional array of columnar microplasmas. *Applied Physics Letters*, 87(24) :241505, 2005.
- [84] O. Sakai, T. Sakaguchi, Y. Ito, and K. Tachibana. Interaction and control of millimetre-waves with microplasma arrays. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47(12B) :B617, 2005.
- [85] O. Sakai, T. Sakaguchi, and K. Tachibana. Plasma photonic crystals in two-dimensional arrays of microplasmas. *Contributions to Plasma Physics*, 47 :96i₂¹102, 2007.
- [86] Osamu Sakai, Takui Sakaguchi, and Kunihide Tachibana. Photonic bands in two-dimensional microplasma arrays. i. theoretical derivation of band structures of electromagnetic waves. *Journal of Applied Physics*, 101(7) :073304, 2007.
- [87] O. Sakai and K. Tachibana. Properties of electromagnetic wave propagation emerging in 2-D periodic plasma structures. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 35(5 Part 1) :1267–1273, 2007.
- [88] Takui Sakaguchi, Osamu Sakai, and Kunihide Tachibana. Photonic bands in two-dimensional microplasma arrays. ii. band gaps observed in millimeter and subterahertz ranges. *Journal of Applied Physics*, 101(7) :073305, 2007.
- [89] O. Sakai and K. Tachibana. Generations and applications of atmospheric pressure glow discharge by integration of microplasmas. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 86, page 012015. IOP Publishing, 2007.
- [90] Osamu Sakai, Takuya Shimomura, and Kunihide Tachibana. Negative refractive index designed in a periodic composite of lossy microplasmas and microresonators. *Physics of Plasmas*, 17(12) :123504, 2010.
- [91] Osamu Sakai. Transition between positive and negative permittivity in field-dependent metamaterial. *Journal of Applied Physics*, 109(8) :084914, 2011.
- [92] T. Anderson, I. Alexeff, J. Raynolds, E. Farshi, S. Parameswaran, E.P. Pradeep, and J. Hulloli. Plasma frequency selective surfaces. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 35(2) :407–415, April 2007.
- [93] Stefan Varault, Benjamin Gabard, Jérôme Sokoloff, and Sylvain Bolioli. Plasma-based localized defect for switchable coupling applications. *Applied Physics Letters*, 98(13) :134103, 2011.
- [94] Irving Langmuir. Oscillations in ionized gases. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 14 :627–637, 1928.

- [95] Jeffrey Freidberg. *Plasma Physics and Fusion Energy*. Cambridge University Press, 2007. ISBN 0521851076.
- [96] B. Lehnert. Minimum temperature and power effect of cosmical plasmas interacting with neutral gas. *Cosmic Electrodynamics, Vol. 1, p. 397 - 410*, 1 :397–410, 1970.
- [97] Simon Ramo, John R. Whinnery, and Theodore Van Duzer. *Field and waves in communication electronics, 3rd Edition*. John Wiley & Sons Inc., 1994. ISBN 978-0-471-58551-0.
- [98] W. Rotman. Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media. *Antennas and Propagation, IRE Transactions on*, 10(1) :82–95, january 1962.
- [99] Jean Jacques Greffet. *Électromagnétisme*. École Supérieure d’Optique, 1984.
- [100] Karl H. Schoenbach, Ahmed El-Habachi, Mohamed M. Moselhy, Wenhui Shi, and Robert H. Stark. Microhollow cathode discharge excimer lamps. *Physics of Plasmas*, 7(5) :2186–2191, 2000.
- [101] Robert H. Stark and Karl H. Schoenbach. Direct current glow discharges in atmospheric air. *Applied Physics Letters*, 74(25) :3770–3772, 1999.
- [102] Robert H. Stark and Karl H. Schoenbach. Direct current high-pressure glow discharges. *Journal of Applied Physics*, 85(4) :2075–2080, 1999.
- [103] A.-A.H. Mohamed, R. Block, and K.H. Schoenbach. Direct current glow discharges in atmospheric air. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 30(1) :182–183, Feb. 2002.
- [104] G J M Hagelaar and L C Pitchford. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(4) :722, 2005.
- [105] G J M Hagelaar. BOLSIG+ : electron Boltzmann equation solver. <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>, 2008. [Online; accessed 6 Jun 2011].
- [106] N. Konjevic. Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines : present status and applications. *Physics Reports*, 316 :339–401, 1999.
- [107] V. I. Arkhipenko, S. M. Zgirovskii, N. Konjevic, M. M. Kuraica, and L. V. Simonchik. Diagnostics of the cathode drop region of glow discharge at atmospheric pressure by the helium and hydrogen line profiles. *Journal of Applied Spectroscopy*, 67(5) :910–918, 2000.
- [108] G.H. Dieke and H.M. Crosswhite. The ultraviolet bands of OH fundamental data. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2(2) :97–199, 1962.
- [109] S Pellerin, J M Cormier, F Richard, K Musiol, and J Chapelle. A spectroscopic diagnostic method using UV OH band spectrum. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 29(3) :726, 1996.
- [110] Fundamental principles of inductively coupled plasmas. In Steve J. Hills, editor, *Inductively Coupled Plasma Spectroscopy and its Applications*, chapter 2. Second edition, 2007.
- [111] V. I. Arkhipenko, A. A. Kirillov, L. V. Simonchik, and S. M. Zgirovskii. Determination of gas temperature in cathode fall of the self-sustained normal atmospheric pressure dc glow discharge. *International Conference on Phenomena in Ionized Gases [26th] Held in Greifswald, Germany on 15-20 July 2003. Proceedings*, 4 :57–58, 2003.

- [112] J. A. Coxon. Optimum molecular constants and term values for the $X^2\Pi(\nu \leq 5)$ and $A^2\Sigma(\nu \leq 3)$ states of OH . *Canadian Journal of Physics*, 58 :933–949, 1980.
- [113] L. Chidsey and D. R. Crosley. Calculated rotational transition probabilities for the A-X system of OH. *Journal. Quant. Spect. Radiat. Trans.*, 23 :197, 1980.
- [114] Yuri Petrovich Raizer. *Gas Discharge Physics*. Springer, 1991. ISBN 3540194622.
- [115] W. S. Boyle and F. E. Haworth. Glow-to-arc transition. *Phys. Rev.*, 101 :935–938, Feb. 1956.
- [116] Th. Callegari, X. Aubert, A. Rousseau, J. P. Boeuf, and L. C. Pitchford. Microhollow cathode sustained discharges : comparative studies in micro- and equivalent macro-cell geometries. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 60 :581–587, 2010. 10.1140/epjd/e2010-00229-x.
- [117] K. H. Schoenbach, R. Verhappen, T. Tessnow, F. E. Peterkin, and W. W. Byszewski. Microhollow cathode discharges. *Applied Physics Letters*, 68(1) :13–15, 1996.
- [118] Ahmed El-Habachi and Karl H. Schoenbach. Emission of excimer radiation from direct current, high-pressure hollow cathode discharges. *Applied Physics Letters*, 72(1) :22–24, 1998.
- [119] Rolf Block, Munir Laroussi, Frank Leipold, and Karl H. Schoenbach. Optical diagnostics for non-thermal high pressure discharges. *Proc. 14th Int. Symp. Plasma Chemistry*, pages 945–950, 1999.
- [120] Mohamed Moselhy, Isfried Petzenhauser, Klaus Frank, and Karl H Schoenbach. Excimer emission from microhollow cathode argon discharges. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 36(23) :2922, 2003.
- [121] R. Foest, M. Schmidt, and K. Becker. Microplasmas, an emerging field of low-temperature plasma science and technology. *International Journal of Mass Spectrometry*, 248(3) :87 – 102, 2006.
- [122] M Miclea, K Kunze, U Heitmann, S Florek, J Franzke, and K Niemax. Diagnostics and application of the microhollow cathode discharge as an analytical plasma. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 38(11) :1709, 2005.
- [123] Leopold D. Biborosch, Oliver Bilwatsch, Shlomo Ish-Shalom, Eduard Dewald, Uwe Ernst, and Klaus Frank. Microdischarges with plane cathodes. *Applied Physics Letters*, 75(25) :3926–3928, 1999.
- [124] B.-J. Lee, H. Rahaman, K. Frank, L. Mares, and D.-L. Biborosch. Properties of the mhcsd in xenon. *28th ICPIG, July 15-20, 2007, Prague, Czech Republic*, 2007.
- [125] Thierry Dufour. *Etude expérimentale et simulation des micro-plasmas générés dans les micro-cathodes creuses*. PhD thesis, Université d’Orléans, 2009.
- [126] Xavier Aubert. *Etude expérimentale de microplasmas*. PhD thesis, Université de Paris XI Orsay, 2008.
- [127] C. Penache, M. Miclea, A. Bräuning-Demian, O. Hohn, S. Schössler, T. Jahnke, K. Niemax, and H. Schmidt-Böcking. Characterization of a high-pressure microdischarge using diode laser atomic absorption spectroscopy. *Plasma Sources Science and Technology*, 11(4) :476, 2002.
- [128] Claudia Lazzaroni. *Etude théorique et expérimentale d’une micro décharge à cathode creuse à pression intermédiaire dans l’argon*. PhD thesis, École Polytechnique, 2010.

- [129] V. Puech. Microplasmas : Physics and application to the production of singlet oxygen $O_2(a^1\Delta_g)$. *The European Physical Journal - Applied Physics*, 42(01) :17–23, 2008.
- [130] Beilei Du, Sebastian Mohr, Dirk Luggenhölscher, and Uwe Czarnetzki. An atmospheric pressure self-pulsing micro thin-cathode discharge. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44(12) :125204, 2011.
- [131] V. I. Arkhipenko, A. A. Kirillov, Th. Callegari, Y. A. Sofronau, and L. V. Simonchik and. Non-self-sustained atmospheric pressure glow discharges maintained by the DC helium glow discharge. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 37(6) :740–749, 2009.
- [132] K Makasheva, E Muñoz Serrano, G Hagelaar, J-P Boeuf, and L C Pitchford. A better understanding of microcathode sustained discharges. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 49(12B) :B233, 2007.
- [133] P Lebrun and L Taviani. The technology of superfluid helium. In *CAS - CERN Accelerator School on Superconductivity and Cryogenics for Accelerators and Detectors, Erice, Italy, 8 - 17 May 2002*, pages 375–389.
- [134] E. Muñoz-Serrano, G. Hagelaar, Th. Callegari, J. P. Boeuf, and L. C. Pitchford. Properties of plasmas generated in microdischarges. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(12B) :B391, 2006.
- [135] N A Dyatko, Y Z Ionikh, I V Kochetov, D L Marinov, A V Meshchanov, A P Napartovich, F B Petrov, and S A Starostin. Experimental and theoretical study of the transition between diffuse and contracted forms of the glow discharge in argon. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(5) :055204, 2008.
- [136] I. A. Shkurenkov, Yu. A. Mankelevich, and T. V. Rakhimova. Simulation of diffuse, constricted-stratified, and constricted modes of a dc discharge in argon : Hysteresis transition between diffuse and constricted-stratified modes. *Phys. Rev. E*, 79 :046406, Apr 2009.
- [137] Yu B Golubovskii, V Nekuchaev, S Gorchakov, and D Uhrlandt. Contraction of the positive column of discharges in noble gases. *Plasma Sources Science and Technology*, 20(5) :053002, 2011.
- [138] K. Makasheva, G.J.M. Hagelaar, J-P. Boeuf, T. Callegari, and L.C. Pitchford. Ignition of microcathode sustained discharge. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 36(4) :1236–1237, aug. 2008.
- [139] Mark W. Kiehlbauch and David B. Graves. Temperature resolved modeling of plasma abatement of perfluorinated compounds. *Journal of Applied Physics*, 89(4) :2047–2057, 2001.
- [140] Micheal A. Liebermann and Allan J. Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. Wiley-Interscience, 2005.
- [141] Eric J. Tonnis and David B. Graves. Neutral gas temperatures measured within a high-density, inductively coupled plasma abatement device. *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, 20(5) :1787–1795, 2002.
- [142] C O Laux, T G Spence, C H Kruger, and R N Zare. Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, 12(2) :125, 2003.
- [143] David Staack, Bakhtier Farouk, Alexander Gutsol, and Alexander Fridman. Characterization of a dc atmospheric pressure normal glow discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(4) :700, 2005.

-
- [144] David Staack, Bakhtier Farouk, Alexander Gutsol, and Alexander Fridman. Dc normal glow discharges in atmospheric pressure atomic and molecular gases. *Plasma Sources Science and Technology*, 17(2) :025013, 2008.
- [145] V I Arkhipenko, A A Kirillov, Ya A Safronau, L V Simonchik, and S M Zgirouski. Self-sustained dc atmospheric pressure normal glow discharge in helium : from microamps to amps. *Plasma Sources Science and Technology*, 18(4) :045013, 2009.
- [146] P Mezei, T Cserfalvi, M Jánossy, K Szöcs, and H J Kim. Similarity laws for glow discharges with cathodes of metal and an electrolyte. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 31(20) :2818, 1998.
- [147] Zdenko Machala, Emmanuel Marode, Christophe O. Laux, and Charles H. Kruger. Dc glow discharges in atmospheric pressure air. *Journal of Advanced Oxidation Technologies*, 7(2), 2004.
- [148] Teruo Kaneda, Tadahiro Kubota, and Jen-Shih Chang. The axial electric field of a positive column in a capillary discharge tube. *Japanese Journal of Applied Physics*, 28(5) :947 – 948, 1989.
- [149] N. Dyatko, Yu. Ionikh, A. Meshchanov, A. Napartovich, and K. Barzilovich. Specific features of the current-voltage characteristics of diffuse glow discharges in Ar : N₂ mixtures. *Plasma Physics Reports*, 36 :1040–1064, 2010. 10.1134/S1063780X10120056.
- [150] Yoshiyuki Takeishi. Auger ejection of electrons from barium oxide by inert gas ions and the cathode fall in the normal glow discharges. *Journal of the Physical Society of Japan*, 11(6) :676–689, 1956.
- [151] V. E. Fortov, A. G. Khrapak, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov, and O F Petrov. Dusty plasmas. *Physics Uspekhi*, 47 :447–492, 2004.
- [152] N. Boissbouvier. A double layer EBG structure for slot-line printed devices. *IEEE Antenna and Propagation Society International Symposium*, 4 :3553–3556, 2004.
- [153] A. Kallel, J. Sokoloff, Th. Callegari, and J. Lo. Structure planaire á bande interdite électromagnétique reconfigurable par plasmas. *Journée de caractérisation de matériaux microondes*, March 2012.
- [154] Asier Ibañez Loinaz and Carlos del Río Bocio. EBG at microwave frequency range : Bragg and/or resonant effect? *Microwave and Optical Technology Letters*, 42(5) :383–385, 2004.
- [155] P.F Combes. *Micro-ondes 1. Lignes, guides et cavités*. Dunod, 1996. ISBN 2100028405.

Publications

Revues scientifiques

- J. Lo, J. Sokoloff, Th. Callegari and J.P. Boeuf, Reconfigurable electromagnetic band gap device using plasma as a localized tunable defect, *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 251501 (2010)

Conférences internationales

- J. Lo, Th. Callegari, J. Sokoloff and J.P. Boeuf, Microplasma discharge used to control electromagnetic band gap device, *VI International Conference Plasma Physics and Plasma Technology*, Minsk, Belarus, September 28 - October 2, 2009
- V.I. Arkhipenko, Th. Callegari, J. Lo, Ya. A. Safronau, L.V. Simonchik, Parametric investigation of non-self-sustained atmospheric pressure glow discharges in a three-electrode configuration, *37th Conference on plasma physics and controlled fusion*, Zvenigorod, Russia, February 8-12, 2010
- V.I. Arkhipenko, Th. Callegari, A.A. Kirillov, J. Lo, Ya.A. Safronau, L.V. Simonchik and J. Sokoloff, Plasma Column Parameters of Non-self-sustained Atmospheric Pressure Glow Discharges in a Three-electrode Configuration, *37th EPS Conference on Plasma Physics*, Dublin, Ireland, June 21-25, 2010
- J. Lo, Th. Callegari, J. Sokoloff, L.V. Simonchik and Ya.A. Safronau, Microplasma discharge used to control electromagnetic band gap device, *6th International Workshop on Microplasmas*, Paris, France, April 2-5, 2011
- J. Lo, J. Sokoloff and Th. Callegari, Switchable directional filter based on defect control by plasma discharge within a metallic EBG structure, *5th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics*, Barcelona, Spain, October 10-15, 2011

Conférences nationales

- J. Lo, J. Sokoloff, Th. Callegari and J.P. Boeuf, Dispositif à bande électromagnétique interdite reconfigurable à l'aide de plasmas localisés, *XIème Congrès de la Société Française de Physique Division Plasma*, Université Bordeaux I, Domaine du Haut Carré, Talence, 10-12 mai 2010

-
- A. Kallel, J. Sokoloff, Th. Callegari, and J. Lo, Structure planaire á bande interdite électromagnétique reconfigurable par plasmas, *Journée de caractérisation de matériaux microondes*, Centre des Congrès Le Manège, Chambéry, March 2012

Author : Juslan LO

Title : On the tunability by plasma discharges of a metallic electromagnetic band gap (EBG) based device

Supervisors : M. Jérôme SOKOLOFF et M. Thierry CALLEGARI

Date and place : May 14, 2012, LAPLACE's colloquium hall, Toulouse

Abstract : Electromagnetic Band Gap (EBG) structures, a.k.a. photonic crystals in optical physics, are periodical structures granted with complex properties non-existent in other classical materials. For example, they may present a negative refraction index, band gaps, or even highly anisotropic behavior. These properties are governed essentially by the geometrical, and by the constitutive parameters (ϵ and μ) of elementary objects composing the EBGs. For radiofrequency and microwave devices, exploring and controlling these properties may offer new compelling applications.

EBGs are however mostly passive, while active and controllable high frequency devices would prove to be the key to next generation telecommunication technologies. Thus, one of the major research interests is to provide them tunability, with a view to extend further their possible uses. The original aspect in this work lies in using plasma discharges as tunable elements, meant to control an EBG based device. In terms of wave propagation, plasmas possess varying physical parameters (ϵ and diameter) in function of the discharge conditions.

For this concept of tunability, the overall procedures consist in defining a wave-splitting device based on EBG, before integrating high volume and density plasmas (investigated for pressure varying from 40 to 760 Torr). Finally, microwave measurements have been conducted to establish the plasmas' role in the wave propagation control.

This thesis, which verge on the junction between two major fields : microwaves and plasma physics, allowed us to ascertain on the possibility of using localized plasma discharges with the aim of controlling different EBG's properties. Following this work, others have been initiated, in order to explore various ideas on microwave propagation control by plasmas. Several of them are shown and described briefly at the end of this thesis.

Keywords : metamaterials, plasma physics, reconfigurability, tunability, EBG, anisotropy control, high volume plasma, high pressure plasma, high density plasma, Stark broadening, Micro-Hollow Cathode Sustained Discharge (MCSD), Micro-Hollow Cathode Discharge (MHCD), Cathode Boundary Layer (CBL), EBG defect

Speciality : Microwaves, electromagnetism and optoélectronique

Laboratory :

Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE)
118, route de Narbonne
31062 TOULOUSE CEDEX 9

Auteur : Juslan LO

Titre : Étude de la reconfigurabilité d'une structure à bande interdite électromagnétique (BIE) métallique par plasmas de décharge

Directeurs de thèse : M. Jérôme SOKOLOFF et M. Thierry CALLEGARI

Date et lieu de soutenance : le 14 mai 2012, salle des colloques de LAPLACE, Toulouse

Résumé : Les matériaux à bande interdite électromagnétique (BIE) plus connus sous le nom de cristaux photoniques en optique, sont des structures périodiques possédant des propriétés intéressantes que l'on ne retrouve pas dans les matériaux conventionnels. Ces propriétés dépendent des paramètres géométriques de la structure, et des paramètres constitutifs de ses éléments (ϵ et μ). Ainsi, ils peuvent présenter un indice de réfraction négatif, posséder des bandes interdites ou encore être fortement anisotropes. Pour les dispositifs hyperfréquences, l'exploitation de ces propriétés s'avère très pertinente.

Or, ces structures sont en général passives, et l'une des considérations actuelles vise à les rendre reconfigurables, afin d'étendre encore leur champ d'applications. L'originalité de ce travail consiste à utiliser les plasmas comme élément contrôlable. En effet, leurs paramètres physiques (ϵ , diamètre etc.) varient en fonction des conditions de décharge.

Pour l'étude de ce principe de reconfigurabilité, un dispositif de diviseur de puissance commutable à base d'un BIE a été défini. Différents plasmas de grand volume à des pressions allant de 40 à 760 torrs ont été étudiés puis intégrés dans le dispositif. Des mesures microondes ont alors mis en évidence le contrôle de la propagation de l'onde par le plasma.

Cette thèse, à l'intersection de deux disciplines, plasma et microondes, a permis de valider le concept d'utilisation de plasmas localisés pour rendre reconfigurable certaines propriétés des structures BIE. Suite à cette validation, d'autres travaux sont d'ores et déjà entamés, afin d'améliorer les performances et d'explorer d'autres idées liant notamment métamatériaux et plasmas.

Mots clés : métamatériaux, physique des plasmas, reconfigurabilité, accordabilité, BIE, anisotropie, plasmas de grand volume, plasmas à pression élevée, plasmas à densité élevée, effet Stark, Micro-Hollow Cathode Sustained Discharge (MCSD), Micro-Hollow Cathode Discharge (MHCD), Cathode Boundary Layer (CBL), BIE à défauts

Discipline administrative : Micro-ondes, électromagnétisme et optoélectronique

Intitulé et adresse du laboratoire :

Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE)
118, route de Narbonne
31062 TOULOUSE CEDEX 9
