

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE BATNA

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

**THESE DE DOCTORAT EN SCIENCES**

Présentée pour obtenir

**LE TITRE DE DOCTEUR EN ELECTROTECHNIQUE**

Par

**Nabil IKHLEF**

---

**MODELISATION NUMERIQUE D'UNE INSTALLATION  
CONVERTISSEUR –PLASMA D'INDUCTION  
EN VUE D'UNE COMMANDE OPTIMALE**

---

Soutenue publiquement le 15 Avril 2010

Devant le jury:

Mr. A. GUETTAFI	Professeur	U. Batna	Président
Mr. M. R. MEKIDECHE	Professeur	U. Jijel	Rapporteur
Mme. F-Z. LOUAI	Professeur	U. Batna	Examineur
Mr. M. E. H. LATRECHE	Professeur	U. Constantine	Examineur
Mr. M. S. MIMOUNE	Professeur	U. Biskra	Examineur
Mr. S. BOUKHETACHE	Maître de Conférences	U. Batna	Examineur

**-2010-**

## Travaux Scientifiques Publiés Relatifs à cette Thèse

### Publications de revues

1. **N. Ikhlef**, M. R. Mékidèche and O. Leroy, “ Cavity Effect on Power Absorbed by Plasma Microwave”, Revue Internationale de Génie Electrique (RIGEL), Vol 1, pp. 61-67, 2009.
2. **N. Ikhlef**, M. R. Mékidèche, O. Leroy and A. Kimouche,” 3D Electromagnetic Simulation of a Large Diameter Cylindrical Surface Wave Excited Plasma Reactor’’, COMPEL, Vol. 27, N° 5,pp.1069 – 1080, 2008.

### Communications Internationales

1. **N. Ikhlef**, A. Rezig, O.Leroy and M.R. Mékidèche, "Electromagnetic phenomena in inductively torches systems with and without plasma”, XIV International Symposium on Electromagnetic Fields in Mechatronics, Electrical and Electronic Engineering, 10- 12 September (ISEF 2009), ARRAS, France
2. **N. Ikhlef**, M. Mékidèche, A.Rezig and O. Leroy,” The Nonlinear Modeling of Inductively Coupled Plasma Torches” International conference on Ecologic Vehicles & Renewable Energies,26-29 March 2009, Monaco, France
3. **N. Ikhlef**, O. Leroy and M. Mékidèche,”Modélisation électromagnétique d’un réacteur PEVCD de dépôt “ 10<sup>ème</sup> congrès de la Division Plasma de la Société Française de Physique (SFP’08) 19-21 May 2008,Paris, France,
4. **N. Ikhlef**, M. Mékidèche, A.Rezig and O. Leroy,” Double Excitation Effect in a Microwave Plasma Resonant Cavity Reactor used for Thin Film Deposition”, 16th Conference on the Computation of. Electromagnetic Fields. COMPUMAG. 2007. June 24th - 28th. Aachen, Germany
5. **N. Ikhlef**, M. R. Mékidèche, A. Rezig, H. Allag, Z. Belli “ Etude Paramétrique des Grandeurs Electromagnétiques pour But d’Optimisation dans une Torche à Plasma Inductif”, 4<sup>th</sup> international conference on Electrical Engineering 07 – 08 November 2006; Batna, Algeria
6. **N. Ikhlef**, A. Rezig, H. Allag, Z. Belli, M. R. Mékidèche “Finite Elements Analysis of the Electromagnetic phenomena in a Plasma Torch”, 7th International Symposium on Electric and Magnetic Fields, EMF 2006, Jun 19-22, Aussois, France.
7. **N. Ikhlef**, M. Mékidèche, A.Rezig, “ modeling of electromagnetic fields in plasma devise ”, International Conference on Electrical Engineering and its Applications (ICEEA’06), 22-23 Mai (2006). Sidi Bel Abbes, Algeria

## Remerciements

Louange à **Allah** qui a créé l'être humain et lui a appris à s'exprimer. De par sa grâce, nous avons commencé et fini cette thèse avec toutes les épreuves et difficultés traversées dans la quête du savoir. Nous en sommes reconnaissants et continuons infiniment à le remercier et le glorifier, Pureté a Lui.

Je suis reconnaissant à mon directeur de thèse, le Professeur **Mohamed Rachid MEKIDECHE** d'avoir accepté de diriger ma thèse, de son soutien, de la confiance qu'il a placée en moi et de toutes les choses que j'ai pu apprendre à ses côtés.

J'exprime toute ma gratitude à mes rapporteurs de thèse pour le temps consacré à l'évaluation de ce travail et pour la pertinence de leurs remarques et leurs suggestions.

Je voudrais remercier également, Pr. *Amor GUETTAFI* pour l'intérêt qu'il a témoigné en acceptant de présider mon jury.

Je voudrais remercier ceux qui m'ont accueilli au sein de leurs Laboratoires, LPGP particulièrement, Mr. *Olivier LEROY*. Je voudrais remercier aussi, tous les membres de Laboratoire LAMEL, de m'avoir offert un environnement propice pour mener à bien ce travail et Mrs: *M. KADJOU DJ* et *B. AZOUI* pour leurs aides.

Je voudrais remercier pour ces années passées au Laboratoire LAMEL tous ses membres pour la bonne humeur et la convivialité qui y régnait ainsi que les activités scientifiques très riches.

Enfin, ma profonde gratitude et toute ma reconnaissance, je l'exprime à mes parents et ma chère femme à qui je dédie ce travail. Je remercie ma mère et ma femme pour leur amour et leur patience et mon père pour sa présence et son encouragement. Mes remerciements s'adressent également à toute ma famille et tous mes amis particulièrement, *H. ALLAG* et *A. REZIG*. Un coucou plein d'amour à mes enfants, *Mohamed amine, Anfel et Amani*, et aux autres enfants de ma famille.

# *Sommaire*

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GENRALE</b> .....	<b>1</b>
<b>Chapitre I      <i>Plasmas et Torche à Couplage Inductif</i></b>	
INTRODUCTION.....	6
I.1 Définition du Plasma.....	8
I.2 Génération d'un Plasma .....	8
I.2-1 Principe .....	8
I.2-2 Fréquences dans un plasma.....	9
I.3 Grandeurs Caractéristiques des Plasmas.....	10
I.3-1 Température des espèces.....	10
I.3-2 Taux d'ionisation.....	11
I.3-3 Longueur de Debye $\lambda_D$ .....	12
I.3-4 Pression.....	12
I.4 Classification des Plasma.....	14
I.5 Technologie par Plasma.....	15
I.6 Les Plasmas Thermiques.....	15
I.6-1 Plasma à Couplage Direct (DCP) .....	16
I.6-2 Plasma à Couplage Inductif (ICP) .....	16
I.7 Les Torches ICP.....	17
I.7-1 Définition.....	17
I.7-2 Construction des torches ICP.....	17
I.7-3 Amorçage d'une torche ICP et Aspects électromagnétiques .....	19
a) <i>Amorçage et puissance de maintien</i> .....	19
b) <i>Champ EM et épaisseur de peau</i> .....	20
c) <i>Couplage inducteur – induit</i> .....	21
I.8 Paramètres Thermodynamiques d'un Plasma Inductif.....	23
I.8-1 Equilibre thermodynamique local.....	23
I.8-2 Les Propriétés thermodynamiques.....	24
a) <i>La Composition</i> .....	24
b) <i>L'enthalpie</i> .....	25

c) <i>La capacité calorifique</i> .....	25
I.8-3 Les Propriétés de Transport.....	26
a) <i>La Viscosité</i> .....	27
b) <i>La Conductivité thermique</i> .....	27
c) <i>La Conductivité électrique</i> .....	28
I.8-4 Propriétés Radiatives du Plasma.....	29
I.9 Les Installations des Torches ICP.....	31
I.9-1 Installations de forte puissance.....	31
I.9-2 Installations de faible puissance.....	32
I.10 Applications des Torches ICP.....	34
CONCLUSION.....	36

## **Chapitre II      *Modélisation d'une Torche à Plasma Inductif***

INTRODUCTION.....	37
II.1 Description Mathématique d'un Plasma.....	39
II.2 La Magnétohydrodynamique (MHD) .....	39
II.3 Equations de Maxwell.....	39
II.3-1 Relations de continuité.....	41
a/ <i>Conditions aux interfaces</i> .....	41
b/ <i>Conditions aux limites naturelles</i> .....	41
II.3-2 Formulation du problème magnétodynamique.....	42
II.3-3 Le modèle magnétodynamique.....	42
II.3-4 Hypothèses.....	44
II.3-5 Formulation en coordonnées cylindriques axisymétriques.....	45
II.4 Équations de Conservation dans un Fluide Compressible.....	47
II.4-1 Définition.....	47
II.4-2 Fluide compressible.....	47
II.5 Equation de Conservation de La Quantité de Mouvement.....	47
II.5-1 Équation de conservation de masse ou équation de continuité.....	48
II.5-2 Formulation en coordonnées axisymétriques.....	49
II.5-3 Termes sources.....	50
II.6 Équation de la Thermique.....	50
II.6-1 Les modes de transfert thermique.....	51

II.6-2 Formulation vectorielle.....	51
II.6-3 Formulation en coordonnées cylindriques.....	52
II.6-4 Terme source.....	52
II.7 Récapitulatif des Equations de Modèle MHD et Hypothèses.....	53
II.8 Modèle Axisymétrique Simplifié d'une Torche à Plasma Inductif.....	55
II.9 Modèle Numérique.....	56
II.9-1 La méthode des éléments finis.....	57
II.9-2 Résolution des EDPs par la Méthode des Eléments Finis.....	59
II.9-3 Résolution du modèle magnétohydrodynamique par la MEF.....	59
II.10 Formulation Eléments Finis de l'Equation Electromagnétique.....	60
II.10-1 Formulation intégrale .....	61
II.10-2 Conditions aux limites.....	61
II.11 Formulation Eléments Finis de l'Equation d'Ecoulement.....	62
II.11-1 Formulation intégrale .....	62
II.11-2 Conditions aux limites.....	63
II.11-2-1 Entrée de l'applicateur.....	64
II.11-2-2 Parois interne de l'applicateur.....	64
II.11-2-3 Axe de l'applicateur.....	64
II.11-2-4 Sortie de l'applicateur.....	65
II.12 Formulation Elément Finis de l'Equation Thermique.....	66
II.12-1 Formulation intégrale .....	66
II.12-2 Conditions aux limites.....	67
II.12-2-1 Entrée de l'applicateur.....	67
II.12-2-2 Sortie de l'applicateur.....	67
II.12-2-3 Axe de l'applicateur.....	67
II.12-2-4 Parois internes de l'applicateur.....	68
II.13 Méthode de Résolution des Systèmes d'Equations Algébriques.....	70
II.14 Applications et Discussions des Résultats.....	71
II.14-1 Moyens et implémentation du modèle fort .....	71
II.14-2 Difficultés liées à la modélisation du modèle .....	72
II.14-2-1 Difficultés liées aux conditions aux limites.....	72

II.14-2-2 Difficultés liées à la présence du terme de transport dans l'équation de la température .....	71
II.14-2-3 Difficultés liées à la condition initiale.....	73
II.14-3 Description du modèle de la torche.....	73
II.14-4 Caractéristiques d'Applicateur (géométriques, physiques et électriques) .....	74
II.14-5 Résultats et Discussions.....	76
II.14-5-1 Etude électromagnétique.....	76
II.14-5-2 Etude de la température.....	86
II.14-6 Bilan de Puissance.....	92
CONCLUSION.....	95

### ***Chapitre III Modélisation d'un Ensemble Convertisseur à Triode – Applicateur***

INTRODUCTION.....	97
III.1 Principe de Fonctionnement de la Triode.....	99
III.2 Les Différentes Variantes de Schéma Electrique d'un Générateur à Triode.....	100
III.3 Principe de la Méthode d'Analyse.....	103
III.3-1 Schéma du montage étudié et hypothèses simplificatrices.....	103
III.3-2 Liste des notations utilisées.....	106
III.3-3 Fonctionnement de la triode dans le régime n°1.....	107
III.3-4 Fonctionnement de la triode dans le régime n°2.....	114
III.4 Simulation du Comportement de la Triode HF sous MATLAB.....	120
III.4-1 Etude du montage simplifié sans couplage.....	120
III.4-2 Schéma d'ensemble avec variante (a).....	123
III.5 Etude du Montage Simplifié après le Couplage.....	125
III.5-1 Simulation et interprétation.....	125
CONCLUSION.....	127

## **Chapitre IV Modélisation d'un Réacteur à Plasma Micro-onde (MO)**

INTRODUCTION.....	128
IV.1 Dépôt par Voie Chimique Assisté par Plasma PECVD.....	129
IV.1-1 Les réacteur microonde PEVCD.....	130
IV.1-2 Description d'un réacteur PECVD existe au LPGP.....	131
IV.1-3 Intérêt des décharges micro-onde.....	133
IV.2 Plasmas Micro-onde Entretenus par Onde de Surface.....	134
IV.2-1 Onde de Surface (OS) .....	134
IV.2-2 Description diélectrique du Plasma.....	135
IV.2-3 Caractérisation énergétique de la décharge.....	139
IV.2-4 Bilan de puissance dans la décharge.....	139
IV.2-5 Modes de guide et modes plasma.....	141
a) Modes de guide.....	141
b) Modes plasma.....	142
IV.3 Résolution des Equations de Maxwell.....	144
IV.3-1 Equations de Maxwell sous forme intégrale.....	144
IV.3-2 La technique d'intégration finie FIT.....	144
IV.4 Résultats de Modélisation et Discussions .....	147
IV.4-1 Cas d'une simple excitation.....	149
IV.4-1-1 Etude sans plasma dans une structure de grand diamètre (120-125-160) .....	149
IV.4-1-2 Etude sans plasma dans une structure de petit diamètre (40-45-80) .....	155
IV.4-1-3 Etude avec plasma dans une structure de grand diamètre (120-125-160) .....	156
IV.4-1-4 Etude avec plasma dans une structure de petit diamètre (40-45-80) .....	159
IV.4-1-5 Influence de la densité électronique dans une de grand structure (120-125- 160)..	
.....	160
a) Faible densité électronique.....	160

<i>b) Forte densité électronique.....</i>	162
IV.4-2 Cas de double excitation.....	164
IV.4-3 Influence des gradients de densité.....	166
<i>a) Comparaisons verticales.....</i>	168
<i>b) Comparaisons horizontales.....</i>	170
IV.4-4 Etude de puissance.....	171
IV.4-5 Résultats de mesure.....	173
CONCLUSION.....	175
<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>176</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>180</b>
<i>Annexe I formules vectorielles.....</i>	<i>186</i>
<i>Annexe II Propriétés Thermodynamiques et de Transport de l'Argon.....</i>	<i>187</i>
<i>Annexe III Comparaison entre les Paramètres de Décharges RF et MO.....</i>	<i>190</i>
<i>Annexe IV Propagation des Ondes dans un Plasma à l'Intérieur d'un Caisson... ..</i>	<i>192</i>

*Introduction*  
*Générale*

## **INTRODUCTION GENERALE**

Nous sommes entourés par les plasmas, ces gaz partiellement ou fortement ionisés. Il faut savoir qu'environ 99% de la matière observable dans l'univers se trouve sous la forme de plasma naturel (étoiles, matière interstellaire, ionosphère, ...). Plus près de nous, les plasmas « artificiels » comme les tubes fluorescents ou les écrans plasmas font partie de notre vie quotidienne, soit en laboratoire où ils sont généralement produits par des décharges électriques, ou encore dans les milieux industriels comme les torches et les réacteurs. Un défi majeur et bien ancré dans la réalité de nos jours est l'usage du plasma comme source d'énergie, notamment pour la fusion nucléaire. Par rapport aux solides, liquides et gaz, les plasmas sont donc omniprésents. Mais ce qui les différencie réellement, c'est que les plasmas s'étendent sur des domaines de température et de densité beaucoup plus importants que les trois autres états de la matière.

Étant donné cette très forte variation dans les échelles des grandeurs caractéristiques qui les décrivent, il n'est pas étonnant de constater que les plasmas peuvent avoir des comportements très diversifiés. La mécanique des fluides et l'électromagnétisme sont généralement adaptés à leur description mais, du fait de cette grande diversité, ils doivent toujours être accompagnés d'hypothèses simplificatrices pour se restreindre à une partie seulement du grand domaine des plasmas. C'est ainsi que l'on trouve toute une multitude de modèles, chacun adapté à une zone du grand domaine des plasmas qui dépend directement des hypothèses faites. On pourra citer, entre autres, les modèles de type Vlasov potentiellement hors équilibre (plasma froid), les modèles du type "Fokker-Planck" qui décrivent très bien les plasmas où les collisions dites "lointaines" entre particules dominent [1], et enfin la magnétohydrodynamique (MHD), au contraire, valable pour les plasmas proches de l'équilibre thermodynamique à grande échelle, que sont les plasmas thermiques [2].

Nous introduisons, tout d'abord, un bref rappel initial sur les plasmas de décharge afin de définir les concepts et les modèles choisis qui les décrivent dans les chapitres qui vont suivre. Ensuite nous écrirons l'intérêt du plasma comme solution écologique. Cela permettra de favoriser encore les études expérimentales et modélisations menées sur les diagnostics des plasmas. Dans ce travail de thèse, nous adoptons la deuxième méthodologie organisée comme ci-après.

## **Les Plasmas**

C'est à deux physiciens anglais, Tonks et Langmuir, que l'on attribue la paternité du mot "*plasma*" pour désigner un gaz ionisé, alors qu'ils travaillaient sur l'étude des décharges dans les gaz dans les années 1920 [3]. Depuis, l'intérêt pour cette discipline s'est considérablement accru, au fur et à mesure que l'on découvrait les applications multiples des plasmas, aussi bien en recherche fondamentale que dans l'industrie.

Un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé. Il se compose ainsi d'électrons, d'ions, ainsi que d'espèces neutres (atomes ou molécules). Pour le créer, il suffit d'appliquer un champ électrique suffisamment fort pour ioniser le gaz. L'univers se trouve essentiellement à l'état plasma puisque la plus grande partie de la matière interstellaire ainsi que les étoiles sont des plasmas. Il y a naturellement de grandes différences entre les régions proches du cœur des étoiles qui sont extrêmement chaudes et denses, et la matière interstellaire, froide et diluée. Ces différences se retrouvent dans les plasmas créés par l'homme, séparés en deux grandes catégories : les plasmas chauds et les plasmas froids.

Les plasmas chauds, totalement ionisés, ont des températures et des densités très élevées. Le confinement des particules chargées obtenu dans les plasmas chauds, est suffisant pour initier des réactions de fusion thermonucléaire similaires à celles qui entretiennent les étoiles. Le contrôle de ces réactions, qui n'est toujours pas obtenu, est un enjeu majeur puisqu'il donnerait à l'humanité une réserve d'énergie inépuisable.

Les plasmas froids, appelés aussi plasma de décharge, ne sont que faiblement ionisés. Ils sont entretenus par une source d'énergie électrique, dont la gamme de fréquence est très large puisqu'elle varie de zéro (source continue) à plusieurs GHz (source micro-onde). Les puissances injectées sont modestes, en général à l'ordre du kW et les plasmas de décharge sont donc majoritairement constitués de molécules et d'atomes (neutres) avec une faible fraction d'ions et d'électrons. L'extension spatiale du plasma est limitée par des parois, qui peuvent être conductrices ou isolantes, au voisinage desquelles s'établissent des zones de charge d'espace positive.

Si les études pionnières des décharges étaient essentiellement fondamentales, la tendance actuelle est d'étudier les propriétés des décharges de plus en plus dans un but applicatif. La production de matériaux semi-conducteurs, les dispositifs pour la microélectronique, les sources de lumière, les écrans plasma, l'aéronautique, le traitement des déchets toxiques, l'emballage des produits alimentaires sont seulement quelques exemples notables d'applications assistées par plasma.

## **Les Plasmas comme Solution Ecologique**

Depuis le procédé «plasma» au début du siècle, pour la synthèse des oxydes d'azote, les techniques plasmas ont connu une évolution contrastée. Pour un temps, elles furent partiellement abandonnées pour des raisons économiques. Ce n'est que dans les années soixante, que la mise au point de nouveaux générateurs autorisa une reprise de leurs utilisations (découpage par plasma, soudure, projection, synthèse chimique et traitement de surface, etc.). Aujourd'hui, le nombre d'applications est important et va croissant, comme en témoigne l'augmentation spectaculaire des équipements de production utilisant les plasmas aux Etats-Unis et en France. Comme les flammes, les plasmas possèdent une enthalpie très élevée pouvant être utilisée pour le chauffage ou pour des réactions chimiques. En revanche, ils peuvent fonctionner sans oxygène puisque leur énergie n'est pas chimique mais électrique. Si l'électricité utilisée est produite de manière écologique, les procédés peuvent être parfaitement propres [4]. Les plasmas peuvent donc remplir certains des rôles attribués aux flammes, sans les conséquences négatives sur l'environnement. Ils présentent par ailleurs d'autres avantages spécifiques par rapport aux flammes : pas de limites en température, des densités d'énergie très élevées, des réactions spécifiques et des cinétiques plus rapides.

Il n'est pas exagéré de dire que les plasmas créés par des décharges se rencontrent dans quasiment tous les domaines industriels. Dans ces applications, on utilise soit les propriétés intrinsèques du plasma, soit les échanges entre le plasma et les matériaux environnants. Ces échanges ont lieu du fait de la forte réactivité des gaz ionisés ou de leur température élevée. Ces recherches permettent certes de mieux connaître les propriétés de base des plasmas et les mécanismes internes de dépôt ou de transfert d'énergie et de particules, ainsi que les interactions des plasmas et des décharges avec leur environnement. Mais les motivations principales sont d'ordre technologique ou sociétal. Dans le domaine de la santé et de l'environnement, les applications de ces recherches concernent la détection d'impuretés, la mise au point de procédés propres ou moins polluants, le remplacement de matériaux toxiques ou indésirables (à effet de serre par exemple), la dépollution, la décontamination et la stérilisation. Elles conduisent également à optimiser des procédés et des contraintes technologiques, par exemple par la miniaturisation ; à inventer de nouveaux procédés et exploiter de nouveaux concepts de modélisation.

## **Concepts et Modélisation**

La physique des plasmas s'est alors développée en intégrant toutes les avancées de la physique moderne. C'est une science complexe, prenant ses racines dans de nombreux concepts utilisés pour décrire les solides, les liquides ou les gaz, mais faisant appel à pratiquement tous les domaines de la physique (magnétodynamique, théorie des collisions, physique atomique et moléculaire, physique nucléaire, théorie cinétique, thermodynamique, propagation des ondes, rayonnement, spectroscopie ..), le tout aboutissant en général à des équations non linéaires couplées, ardues à résoudre même avec les techniques numériques d'aujourd'hui. Ces dernières années plusieurs modèles numériques ont été proposés afin de mieux décrire les décharges [5-8]. On rappelle brièvement les méthodes qui s'utilisent au cours de ce travail: méthode des éléments finis (FEM) et technique des intégrales finies (FIT).

Mais les plasmas sont toujours des milieux très complexes d'un point de vue physico-chimique donc leur mise en place requiert d'importants coûts de recherche en développement. D'un point de vue théorique et numérique, de nombreux problèmes doivent être approfondis. Citons, les phénomènes de turbulence, les écarts à l'équilibre thermodynamique local, les transferts de chaleur et de quantité de mouvement plasma/particules, la cinétique chimique et la convergence des processus de calcul numérique.

## **Organisation du Manuscrit de Thèse**

Le présent manuscrit comprend deux grandes parties autour de quatre chapitres, présentant des aspects physiques de plasma, de construction, de modélisation et de la commande :

Une première partie majoritaire constituée des chapitres I et II, concerne le domaine des torches à plasma inductif et plus particulièrement la modélisation de telles torches à plasma pour l'élaboration de produits et de matériaux résultant de l'injection de réactifs dans le plasma à haute température. Le premier rassemble des généralités sur la physique des plasmas et comprend une présentation, des torches à couplage inductif (construction, amorçage et applications) et des propriétés thermodynamiques et de transport du gaz utilisé. Une approche originale utilisée à la modélisation par la méthode des éléments finis (MEF) d'une torche à couplage inductif. Les applications et les résultats obtenus par une résolution directe du modèle MHD couplé dans les plasmas inductifs font l'objet du chapitre II. Les principales difficultés liées au calcul par la MEF et les moyens de modélisation sont présentées.

Nous présentons dans une seconde partie (chapitre III) une modélisation d'un ensemble convertisseur- applicateur dans laquelle nous traitons la commande d'un générateur

à triode HF couplé avec un circuit oscillant (torche à plasma inductif) pour les deux régimes de fonctionnement. Cette modélisation pouvait ouvrir la voie à une étude détaillée de la commande optimale du système de génération du plasma.

La dernière partie est celle du chapitre IV, consacré à l'étude d'une décharge entretenue par onde de surface (OS) dans des structures de grand et de petit diamètre excitée à 2.45GHz afin de déterminer les différents modes pouvant se propager (modes de guide et modes plasmas). Ce chapitre présente une construction d'un réacteur microonde expérimental et les résultats obtenus par sa modélisation.

Une conclusion générale fera la synthèse des principaux résultats obtenus et à la fin de ce manuscrit on trouve quelques annexes démonstratives.

# *Chapitre I*

## *Plasmas et torches à couplage inductif*

## INTRODUCTION

Il y a très longtemps que les décharges inductives sont connues des milieux scientifiques. La première décharge plasma a été produite à la fin du 19<sup>e</sup> siècle par Hittorf [9]. Il s'agissait de plasmas inductifs de faible puissance fonctionnant sous basse pression et qui n'ont pas donné lieu à des applications. En 1947, le physicien russe G.I. Babat [10] réalise les premières décharges inductives sous la pression atmosphérique. Malgré cela, le plasma inductif n'a jusqu'à présent pas connu l'essor technique et industriel de son cousin le plasma d'arc.

Les premières recherches publiées par G.I. Babat [10] portaient sur l'excitation de divers gaz par des champs électromagnétiques de fréquences comprises entre 1 et 100MHz à des pressions variant entre 0.01Torr et la pression atmosphérique. Il faut souligner ici l'excellente qualité des résultats fournis par Babat au sujet du champ magnétique et des températures dans le plasma, alors que, même de nos jours, de grandes difficultés sont rencontrées dans le domaine des plasmas inductifs à cause des valeurs élevées des températures et des fréquences. Bien que Babat ait prévu l'emploi de la décharge inductive pour la réalisation de synthèse chimique, ses travaux ne furent suivis d'aucune application industrielle. Dès les années 60, les premières torches industrielles apparaissent sur le marché en France et aux Etats-Unis. Parmi les plus anciens apports scientifiques sur la torche à plasma inductif radiofréquence (RF) telle que nous la savons aujourd'hui [11], a très peu changé dans sa configuration par rapport à celle par exemple introduite par T.B. Reed en 1961 [12]. Son apport principal a été de démontrer qu'une décharge inductive pouvait être maintenue et atteindre des températures élevées ( $>6000^{\circ}\text{K}^{\circ}$ ), à pression atmosphérique, dans un tube ouvert en présence d'un écoulement gazeux.

Au début, la physique des plasmas était considérée comme la physique des décharges dans les gaz et décrite par des lois souvent plus qualitatives que quantitatives.

Aujourd'hui, les recherches qui se font dans ce domaine doivent maintenir un équilibre entre plusieurs théories (la théorie atomique et moléculaire, la théorie cinétique, les statistiques, les concepts fondamentaux des décharges dans les gaz, les équations des milieux

continus, les propriétés thermodynamiques, de transport et de rayonnement..... etc.). Cependant, de considérables progrès ont été réalisés dans notre compréhension des phénomènes qui ont lieu dans les dispositifs à plasma, ainsi que dans la maîtrise des paramètres de leurs fonctionnements.

Ce chapitre a pour but de familiariser le lecteur avec le contenu de ce mémoire. Nous présentons dans un premier temps, un bref rappel sur différents types de plasma et leurs caractéristiques. Les aspects fondamentaux et de fonctionnement des plasmas thermiques notamment, d'induction et leurs dispositifs associés (les torches) sont présentés. La connaissance de certaines propriétés thermodynamiques et de transports est indispensable pour situer les hypothèses de base de la modélisation dans les prochains chapitres. Enfin, on présente quelques domaines applications des torches à plasma inductif, ainsi que leurs installations électriques selon la puissance d'utilisation.

## **I.1 Définition du Plasma**

Dans les conditions usuelles, un milieu gazeux ne permet pas la conduction de l'électricité. Un gaz pur est considéré comme un isolant parfait, car il ne contient aucune particule libre chargée (électrons ou ions positifs). Les électrons libres et les ions positifs peuvent apparaître selon plusieurs conditions : si on soumet le gaz à un champ électrique de forte intensité ou à des températures suffisamment élevées, si on le bombarde de particules, ou s'il est soumis à un champ électromagnétique très intense.

A l'origine, un plasma désignait un gaz ionisé globalement neutre, puis cette définition a été étendue aux gaz partiellement ionisés dont le comportement diffère de celui d'un gaz neutre. Aujourd'hui, on parle de plasma lorsque la matière que l'on observe contient un grand nombre de particules de natures différentes qui peuvent interagir entre elles et avec l'environnement : c'est une soupe d'électrons, cations, anions, atomes neutres, ..etc.

Pour caractériser un plasma, il faut tenir compte du nombre d'espèces présentes et de leurs différents états de charge, puis étudier l'évolution de la densité, de la température et de la fonction de distribution dans l'espace et le temps, cela pour toutes les réactions susceptibles de se produire, qu'elles soient chimiques ou nucléaires, sans oublier les processus qui peuvent avoir lieu tels que le cas où si le processus de recombinaison entre électrons et ions n'équilibrent pas le processus d'ionisation, le plasma est dit hors d'équilibre thermodynamique. L'étude complète de tous les phénomènes apparaissant dans un plasma est à ce jour impossible, il en résulte une simplification initiale nécessaire à la distinction et au classement des plasmas.

## **I.2 Génération d'un Plasma**

### **I.2-1 Principe**

L'énergie nécessaire à la formation d'un plasma peut avoir différentes sources. On trouve des plasmas dans la nature, par exemple sur le soleil aussi bien que dans des éclairs et des flammes mais aussi dans des phénomènes atmosphériques tel que les "aurores boréales" (Fig. I.2). La génération d'un plasma par l'homme fait appel à trois éléments principaux :

- 1- Une source de puissance électrique,
- 3- Un couplage assurant le passage de la puissance électrique à la décharge,
- 2- Une décharge ionisant le gaz.

Le gaz à ioniser est injecté dans une enceinte confinée sous vide partiel ou à pression atmosphérique. Le plasma est ensuite généré par l'action d'une décharge électrique dans le gaz, qui a pour rôle de transférer de l'énergie à ce gaz pour l'exciter et l'ioniser. En effet, dû à leur faible masse, les électrons libres récupèrent l'essentiel de cette énergie et provoquent, par collisions avec les particules lourdes du gaz, leur excitation et ionisation est donc l'entretien du plasma. Le comportement des ions et des électrons dans un plasma dépend de la fréquence excitatrice appliquée par le générateur. On définit une fréquence d'oscillation plasma électronique  $f_{pe}$  ou ionique  $f_{pi}$  comme la fréquence à laquelle oscille un électron (respectivement un ion) autour de sa position d'équilibre lorsqu'il est soumis à une perturbation (un champ électrique ou magnétique), peuvent déterminer à partir de l'expression (I.1).

### **I.2-2 Fréquences dans un plasma**

On distingue plusieurs types des décharges électriques selon les techniques de leur génération, les plasmas la plus répandue est celle d'une radiation incidente de champ électrique. Selon la fréquence du courant appliquée continue ou alternative (50 Hz, à audio (kHz), à radiofréquence (MHz) et micro-onde (GHz)), on fait la différence entre les décharges dans le plasma :

- Les décharges électriques en courant continu (DC) qui consistent à appliquer un champ électrique intense entre deux électrodes placées dans l'enceinte. La décharge est un arc électrique pour lequel le couplage est résistif. Il est assuré par le gaz lui-même en contact avec les deux électrodes [13],
- Les décharges sans électrodes produites par un champ électromagnétique variable de type basse fréquence ou haute fréquence. L'étude des décharges HF, radiofréquences (ex. torches) ou micro-ondes (ex. réacteur PECVD) [14], sera le but de ce mémoire.

Si la décharge alimentée en continu ou bien en radiofréquences est accompagnée d'un champ magnétique, on a une décharge de type magnétron [15]. La présence d'un champ magnétique intense dans un champ électromagnétique micro-onde conduit à un processus d'excitation du plasma à la résonance cyclotronique électronique (ECR). Le type de décharge est choisi en fonction du type d'application ou d'étude qu'on veut réaliser [16].

Le fonctionnement des décharges en mode alternatif ne se résume pas simplement à la succession de décharges continues instantanées. Tout dépend de la valeur de la fréquence  $f$ , ou pulsation ( $\omega=2\pi f$ ), par rapport aux deux pulsations propres du plasma (Tab I.1), ( $\omega_{pi}=2\pi f_{pi}$ ) dont l'inverse donne le temps caractéristique de réponse des ions, et ( $\omega_{pe}=2\pi f_{pe}$ ), dont l'inverse donne le temps caractéristique de réponse des électrons données par :

$$\omega_{pe} = \left( \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}, \quad \omega_{pi} = \left( \frac{n_i e^2}{m_i \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (I.1)$$

où  $n_e, n_i$  sont les nombres particules électron et ions par unité de volume respectivement,  $m_e$  et  $m_i$  la masse d'électron et d'ion successivement.

décharge continues ou DC	$f = 0$
décharge basse fréquence (BF)	$\omega < \omega_{pi} < \omega_{pe}, f < 100\text{kHz}$
décharge haute fréquence (HF) décharge radiofréquence (RF)	$\omega_{pi} < \omega < \omega_{pe}, 1 \text{ MHz} < f < 100\text{MHz}$ typiquement $f = 3\text{MHz}$ (13.56MHz)
décharge très haute fréquence (VHF) Décharge micro-onde	$\omega \leq \omega_{pe}, f > 100\text{MHz}$ typiquement $f = 2.45 \text{ GHz}$

Tableau I.1: Classification des plasmas en fonction de la fréquence d'excitation

Ces décharges en mode alternatif sont actuellement très largement utilisées dans l'industrie car elles peuvent être amorcées plus aisément que les décharges continues et permettent de traiter des matériaux isolants. Parmi elles, les décharges RF sont particulièrement importantes dans les industries de haute technologie, pour l'élaboration de micro et de nano- structures.

### I.3 Grandeurs Caractéristiques des Plasmas

Outre de la fréquence de fonctionnement, il existe encore plusieurs paramètres caractérisant le plasma notamment : la température des espèces, taux d'ionisation, la pression et la concentration.

#### I.3-1 Température des espèces

En distinguant deux températures  $T_e$  et  $T_i$  différentes caractérisent le plasma [7, 17], la première est celle des électrons et la deuxième celle des espèces lourdes (ions). Les électrons,

particules très légères par rapport aux ions et aux neutres, sont fortement accélérés par les champs électriques et/ou magnétiques et jouent un rôle tout particulier. Il est donc plus facile de donner de l'énergie aux électrons qu'aux espèces plus lourdes (ont moins d'inertie). On va différencier alors les plasmas dans lesquels :

- Dans le cas des plasmas bitempérature, la température (l'énergie cinétique) des électrons est très supérieure à celle des ions  $T_e \gg T_i$  (hors équilibre thermodynamique). Les ions sont considérés comme froids, non réactif (plasma froid), et seulement les électrons ont acquis assez d'énergie pour effectuer des réactions essentiellement chimiques.
- Dans les plasmas chauds les ions également énergétiques (chauds et réactifs) pour influencer le comportement du plasma. Les deux plus importantes caractéristiques de ce plasma sont l'égalité entre la température des particules légères (électron) et celle des particules lourdes ( $T_e = T_i$ ) d'une part et l'existence d'un équilibre chimique d'autre part, on dit que plasma est en équilibre thermodynamique local (ETL) (voir section I.8-1).

Dans plasmas, on mesure l'énergie cinétique des électrons (ou des ions) par leur température exprimée souvent en  $eV$  ( $1 eV = 11600K$ ).

En physique statistique :  $E_c \sim k_B T$ , cette dénomination faite référence à l'énergie des ions. Pour des systèmes à l'équilibre, elle est reliée à l'énergie cinétique moyenne de toutes les particules par la relation :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}k_B T \quad (I.2)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $v$  la vitesse moyenne des électrons.

Ce n'est plus le cas des plasmas froids où l'essentiel de la température est due au mouvement des électrons. Toutefois, à la pression, il a été montré que l'hypothèse de l'ETL pouvait être maintenue, voir la figure I.1.

### I.3-2 Taux d'ionisation

Un corps à l'état gazeux peut être transformé par l'énergie en un mélange d'ions positifs  $A^+$ , d'électrons  $e^-$  et de particules résiduelles non ionisées.

Un plasma est donc un ensemble de particules chargées et de particules neutres, qui bougent aléatoirement dans toutes les directions, et est globalement neutre (voir, longueur de

Debye). On dit parfois qu'un plasma est un gaz ionisé et l'on définit alors le taux d'ionisation du plasma  $\alpha$  par la relation :

$$\alpha = \frac{n_e}{(n_e + n_0)} \quad (I.3)$$

où  $n_e$  et  $n_0$  : sont les densités électronique et de neutre par unité de volume.

Si  $\alpha \ll 1$  alors le plasma sera dit «faiblement» ionisé et si  $\alpha \approx 1$  alors il est dit «fortement» ionisé.

Le degré d'ionisation peut varier de  $10^{-7}$ -  $10^{-4}$  pour les milieux faiblement ionisés, à  $10^{-1}$ -  $10^0$  pour les plasmas fortement ionisés. Pour les plasmas de décharge, il est compris entre  $10^{-4}$  et  $10^{-2}$ .

Si on rapproche le degré d'ionisation des interactions particulières on pourra aussi classifier selon les mêmes catégories :

Un gaz faiblement ionisé a des fréquences de collision électron-neutre ( $\nu_{e0}$ ) supérieures aux fréquences de collision électron-ion ( $\nu_{ee}$ ) ou électron-électron ( $\nu_{ei}$ ) :

$$\nu_{e0} \gg \nu_{ee}, \nu_{ei} . \quad (I.4)$$

Dans le cas où le gaz est fortement ionisé on aura alors :

$$\nu_{e0} < \nu_{ee}, \nu_{ei} \quad (I.5)$$

### I.3-3 Longueur de Debye $\lambda_D$

On appelle longueur de Debye  $\lambda_D$ , la longueur sur laquelle les charges électriques (par exemple les électrons) écrantent le champ électrostatique dans un plasma ou un autre conducteur. Autrement dit,  $\lambda_D$  est la distance en dessus de laquelle une séparation significative des charges peut avoir lieu, il en résulte que la neutralité du plasma n'existe qu'une échelle d'observation supérieure à  $\lambda_D$ . Afin d'assurer la quasi neutralité du plasma cette notion est importante pour concevoir leur dispositif (torche et réacteur).

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k_B \cdot T_e}{n_e e^2}} \quad (I.6)$$

Le paramètre  $\lambda_D$  peut varier de quelques microns dans les plasmas de décharges (ou plasma denses) et plusieurs de mètres dans les plasmas spatiaux.

### I.3-4 Pression

La description des plasmas s'inspire de la physique des gaz et de la mécanique des fluides, et utilise des grandeurs macroscopiques. La figure suivante représente l'effet de la pression sur un type de plasma [18].

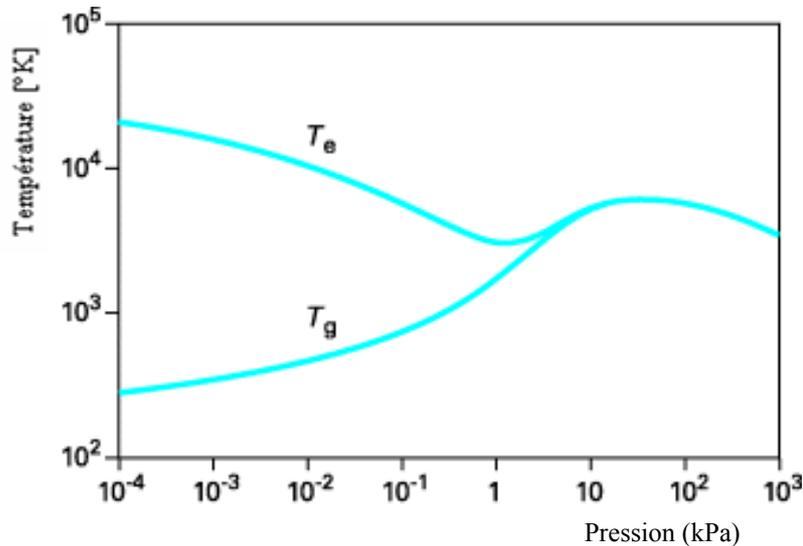


Figure I.1: Évolution des températures des électrons  $T_e$  et des particules lourdes  $T_g$  avec la pression dans un plasma thermique d'arc

On remarque, à basses pressions le plasma est caractérisé par deux températures cinétiques, celle des électrons  $T_e$  et celle du gaz  $T_g$  (particules lourdes), c'est le cas des plasmas froids (hors ETL). Cette absence d'équilibre permet d'obtenir un plasma dans lequel la température du gaz peut être voisine de l'ambiante alors que les électrons sont suffisamment énergétiques pour entraîner la rupture des liaisons moléculaires. Cette propriété rend ce type de décharge parfaitement adaptée aux réactions chimiques entre matériaux très sensibles aux effets de température (les composés organiques par exemple).

A haute pression le plasma (voisine ou supérieure à la pression atmosphérique) présentent une température de l'espèce lourde (ions, atomes, molécules) voisine de la température des électrons ( $T_e = T_g$ ).

D'une manière générale, le niveau de déséquilibre dépend fortement non seulement de la pression mais aussi l'énergie transférée au plasma et la densité volumique des espèces, sera l'objet de la section suivante.

### I.4 Classification des Plasma

La figure I.2, représente une classification des différentes variétés de plasmas selon le type et la quantité d'énergie transférée au plasma. Ces propriétés varient en fonction de densité et de la température (ou énergie). Et un tableau récapitulatif (Tab. I.2).

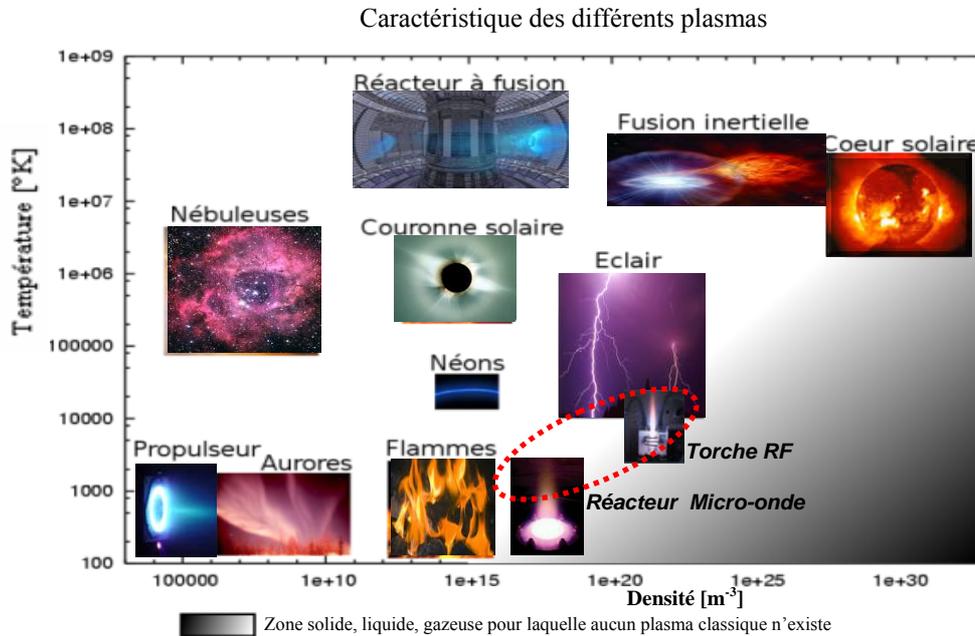


Figure I.2: Classification des plasmas (température de particule en fonction de la densité volumique)

<p><b>Plasmas chauds :</b>  <i>Réactions thermonucléaires (ET)</i> : étoiles, soleil, tokamaks, ...</p>	$T_e = T_i \approx 20 \times 10^6 \text{ K (20 keV)}$
<p><b>Plasmas froids :</b>  <i>Plasmas thermiques (ETL)</i> : plasmas très collisionnels (torches inductifs,..)  <i>Plasmas froids (hors ETL)</i> : plasmas peu collisionnels (PECVD, ..)</p>	$T_e \approx T_i = T_g \approx >10\,000 \text{ K (1 eV)}$ $T_e \approx 30\,000 \text{ K } (\approx 3\text{eV}) \gg T_i = T_g = 300 \text{ K}$

Tableau I.2: Récapitulatif de quelques genres de plasmas

on déduit donc :

*a) Les Plasmas chauds (étoiles, plasma de fusion)* : Dans ce cas la température des ions et des électrons est supérieure à 10 millions degrés. Le gaz est complètement ionisé en équilibre thermodynamique total (ET) .

*b) Les Plasmas thermiques (ETL)* : Les électrons, les ions et les neutres ont une température températures entre  $610^3 \text{ K}$  et  $2510^3 \text{ °K}$ . Ils correspondent à des densités d'électrons comprises

entre  $10^{20}$  et  $10^{24} \text{ m}^{-3}$  le gaz est presque totalement ionisé (proche de l'équilibre thermodynamique local) sous des pressions autour de la pression atmosphérique.

**c) Les Plasmas froids (hors ETL) :** Ils se caractérisent par leur température ambiante et le gaz est ionisé par un champ électrique extérieur sous pression réduite ( $10^{-3}$  à  $10^{-4}$  atmosphère) et hors équilibre thermodynamique local, dont seuls les électrons sont portés à haute température, plus de 1 eV, les autres particules (ions, radicaux, fragments de molécules, neutres stables) restent à température ambiante.

### **I.5 Technologie par Plasma**

Les traitements par gaz ionisés (plasma) sont actuellement très étudiés dans différents domaines d'applications (santé, industrie, matériaux...). Parmi tous ces plasmas, nous limiterons notre propos aux plasmas thermiques c'est-à-dire principalement produits par des décharges inductives Radio Fréquence (RF) dans des torches, et un quatrième chapitre réservé aux décharges microonde dans un réacteur.

Les plasmas thermiques ont des grandes puissances, demandent plus d'énergie pour leur création, et donc les installations qui produisent sont moins nombreuses (car plus coûteuses) et donc moins accessibles. Par contre les plasmas froids économiquement préférables qui peuvent être étudiés en laboratoire. Les scientifiques ont alors construit un savoir-faire expérimental, cherchant optimiser un procédé physique simple, "propre", économique et utilisable en continu actuellement largement appliqué dans les industries (gravure, décontamination de surfaces, dépôts CVD/PVD...)

### **I.6 Les Plasmas Thermiques**

La principale caractéristique des plasmas thermiques est qu'ils sont générés à la pression atmosphérique ou à son voisinage ( $10^4$ - $10^6$  Pa). Ils relèvent de la cinétique classique et de l'équation de Boltzmann. Du fait de la pression, les collisions entre particules sont très nombreuses et l'ionisation est essentiellement due à un effet thermique. Dans ces plasmas, le champ électrique disparaît, il crée du courant mais n'agit pas sur le centre de masse (et au voisinage des électrodes dans les plasmas arcs) et les libres parcours moyens sont trop faibles pour produire un état d'ionisation par collision inélastique directe. L'ionisation est alors essentiellement un phénomène thermique du aux collisions élastiques. On distingue deux types de plasma thermique sont :

- Les plasmas d'arc (avec électrodes),
- Les plasmas inductifs (sans électrode).

Le transfert d'énergie de la source au plasma étant effectué soit par un couplage inductif, soit par un couplage capacitif (couplage direct). En couplage capacitif, le champ électrique à haute fréquence permet le maintien de la décharge par le biais du courant de déplacement. Cependant, cela implique des fréquences beaucoup plus élevées (13.56MHz) qu'en couplage inductif (3MHz), qui est assuré par le biais des courants induits.

### **I.6-1 Plasma à Couplage Direct (DCP)**

Un plasma couplé direct (DCP, Direct Coupled Plasma en anglais) est généré par une décharge électrique entre deux électrodes avec une fréquence, typiquement la plus utilisée dans ce type de décharge, est de 13.56MHz. La puissance RF est couplée à la décharge à travers une capacité de blocage est aucune tension continue n'est appliquée à la cathode. Un gaz plasmagène, habituellement l'argon, est nécessaire. Des échantillons peuvent être déposés sur l'une des électrodes, ou s'ils sont conducteurs ils peuvent jouer le rôle d'électrode. Des échantillons solides isolants sont disposés à proximité de la décharge, de manière à ce que les atomes de gaz ionisés pulvérisent l'échantillon dans la phase gazeuse où les atomes à analyser sont stimulés. On fait souvent référence à ce processus de pulvérisation comme une stimulation par décharge lumineuse.

### **I.6-2 Plasma à Couplage Inductif (ICP)**

Un plasma à couplage inductif (ICP, Inductively Coupled Plasma en anglais) peut être généré en dirigeant l'énergie d'un générateur HF (typiquement 3MHz) vers un gaz approprié, habituellement l'argon. L'hélium et l'azote sont aussi utilisés comme gaz plasmagène. Il est important que le gaz plasma soit pur, car des contaminants dans le gaz pourraient éteindre le dispositif inductif (ex. torche ICP).

Le principe du chauffage par courants de Foucault bien connu dans le chauffage des métaux s'applique de la même façon aux gaz ionisés. Le couplage est atteint par la génération d'un champ électromagnétique en faisant passer un courant électrique HF à travers une bobine d'induction refroidie (fig. I. 3). Cette dernière génère un flux magnétique oscillant rapidement, lorsque ce flux est variable et coupe d'autre conducteur (plasma), il peut entraîner en ceux-ci une force électromotrice et une puissance induite. A grande vitesse, les cations et les électrons, connus comme courant de Foucault, entreront en collision avec les atomes d'argon pour produire une ionisation supplémentaire, ce qui engendre une augmentation sensible de la température.

## **I.7 Les Torches ICP**

### **I.7-1 Définition**

La torche ICP, aussi appelée applicateur, est un outil industriel permettant de produire de très hautes températures supérieures aux méthodes conventionnelles (gaz, charbon...). D'autre part la torche à plasma est une méthode physique d'analyse chimique (l'analyse prend quelques minutes, hors préparation). Cette torche constitue une source spectroscopique [19-20]. Elle contient tous les atomes et les ions à analyser qui ont été stimulés par la chaleur du plasma. Elle a aussi d'autres applications tels que, les dépôts, traitement de déchets toxiques et pour le traitement de poudres, voir aussi (sec. I.10).

### **I.7-2 Construction des torches ICP**

La torche comporte trois tubes concentriques avec une faible distance annulaire entre eux (Fig. I.3):

Le tube externe, appelé tube de confinement du plasma généralement fabriqué souvent en quartz, son refroidissement dépend des puissances dissipées.

Dans la zone de décharge, le tube de confinement est entouré par une courte bobine en cuivre (soit en inconel) alimentée par un courant (RF), refroidie par circulation d'eau, et qui comporte 3 ou 4 spires suivant les caractéristiques de l'alimentation RF.

Le tube intermédiaire fabriqué, soit en quartz, soit en métal segmenté refroidi par circulation d'eau, descend environ jusqu'au niveau de la première spire. Il sert essentiellement à assurer un écoulement de gaz plasmagène, appelé le gaz périphérique assez rapide le long de la paroi interne du tube en quartz afin de réduire les pertes conductibles et convectives du plasma et de limiter la surchauffe du tube de confinement.

Le gaz central, appelé plasmagène de débit est introduit, entre le tube intermédiaire et le tube central soit longitudinalement, c'est dans ce gaz qu'a lieu la décharge. Le débit de gaz au centre de la torche, appelé le gaz porteur, éventuellement injecté par le biais d'une sonde refroidie pouvant descendre à l'intérieur de la torche, permet d'introduire soit les réactifs par (exemple  $\text{SiCl}_4$  et  $\text{O}_2$ ), soit les poudres à traiter (échantillons).

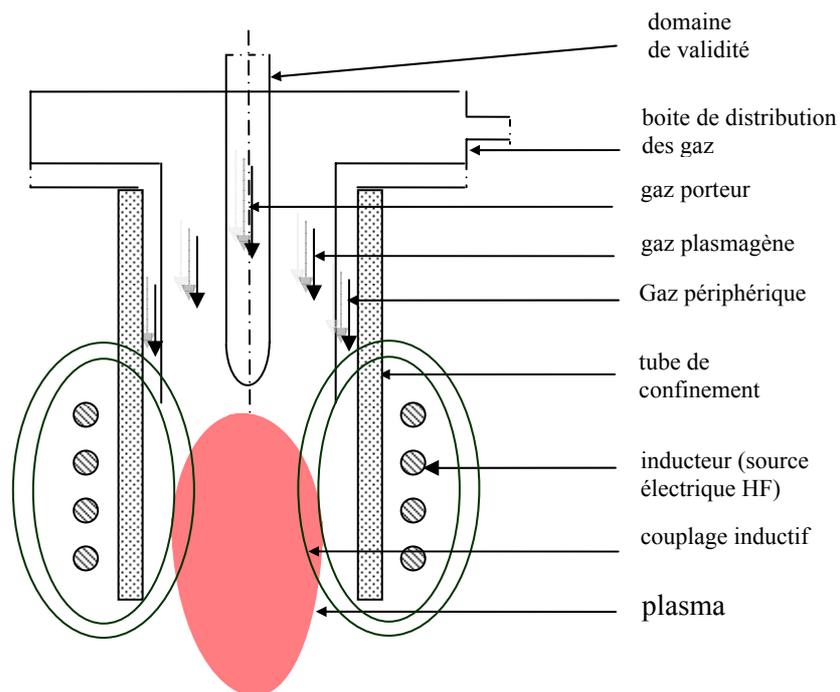


Figure I.3: Schéma de principe d'une torche ICP

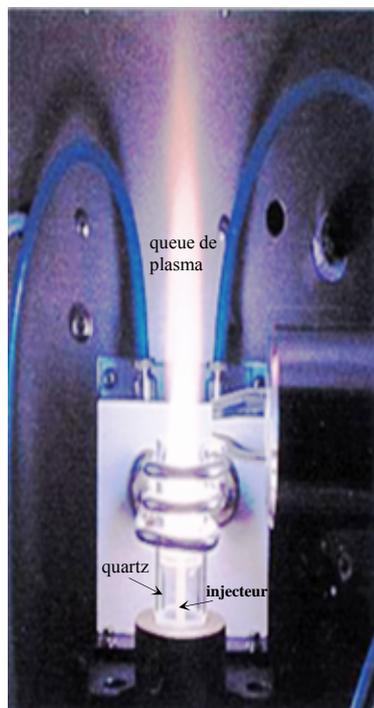


Figure I.4: Torche à plasma inductif à tube de quartz

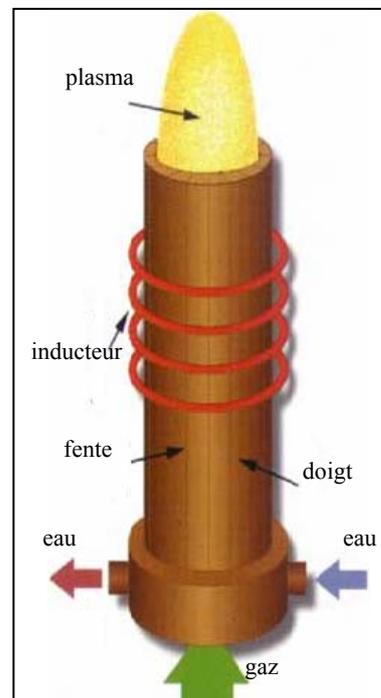


Figure I.5: Torche à plasma inductif à cage froide métallique

Selon la puissance utilisée et les fréquences RF de fonctionnement qui vont de 9,6kHz à 40MHz. La torche ICP opère sur une large gamme de puissance de l'ordre de 1kW à 1MW, avec des débits de gaz variant de 10 à 200 slpm (*standard liter per minute*). Les figures ci-dessus représentent deux types des torches construites selon la puissance. La première à tube de confinement (fig. I.4), en quartz refroidi extérieurement par air pour des puissances inférieures à 20kW à 3 MHz. Les enceintes en quartz, même refroidies à l'eau, ne permettent pas de dépasser des puissances de 120 kW [21]. Une deuxième à cage froide métallique (fig. I.5), reproduit à l'intérieur le champ magnétique créé par l'inducteur qu'elle voit à l'extérieur. Cette technologie permet d'atteindre des puissances très importantes. Et pour éviter le couplage avec la bobine au-delà de 100 kW et même à plus faible puissance lorsqu'on utilise des gaz diatomiques comme l'hydrogène.

Un autre moyen pour augmenter la puissance de la torche, est d'élargir le rayon de cette dernière, et, par conséquent, d'une baisse de la fréquence de travail  $f$  (afin d'accroître  $\delta$ , eq. I.7). Cependant, que la caractérisation du plasma étant plus délicate pour les torches de forte puissance, il est compréhensible que ces torches soient moins étudiées, du point de vue expérimental que les torches d'analyses avec des tubes en quartz transparents, isolants et non refroidis.

### **I.7-3 Amorçage d'une torche ICP et Aspects électromagnétiques**

#### ***a) Amorçage et puissance de maintien***

Au moment de l'allumage du plasma, le générateur HF ne fournit pas une énergie suffisante pour créer l'ionisation directement à partir du gaz plasmagène. L'ionisation initiale est créée par décharge thermo-ionique soit: une pointe de graphite est plongée à l'intérieur de la torche près de l'inducteur puis retirée immédiatement après l'amorçage, soit par une étincelle provenant d'un transformateur de Tesla. Les électrons ainsi libérés sont accélérés par le champ HF et engendrent la réaction plasma par collision avec les atomes du gaz plasmagène. L'argon est souvent utilisé à l'amorçage car il s'ionise à plus faible énergie que les autres gaz plasmagènes ( $N_2$ ,  $H_2$ , He). Le plasma est ensuite maintenu au moyen du chauffage du gaz par induction, en condition que la puissance fournie par le générateur HF le permet dans une pression donnée de travail. La figure I.6 montre la puissance minimale nécessaire au maintien d'un plasma d'induction en fonction de la fréquence et la pression [22].

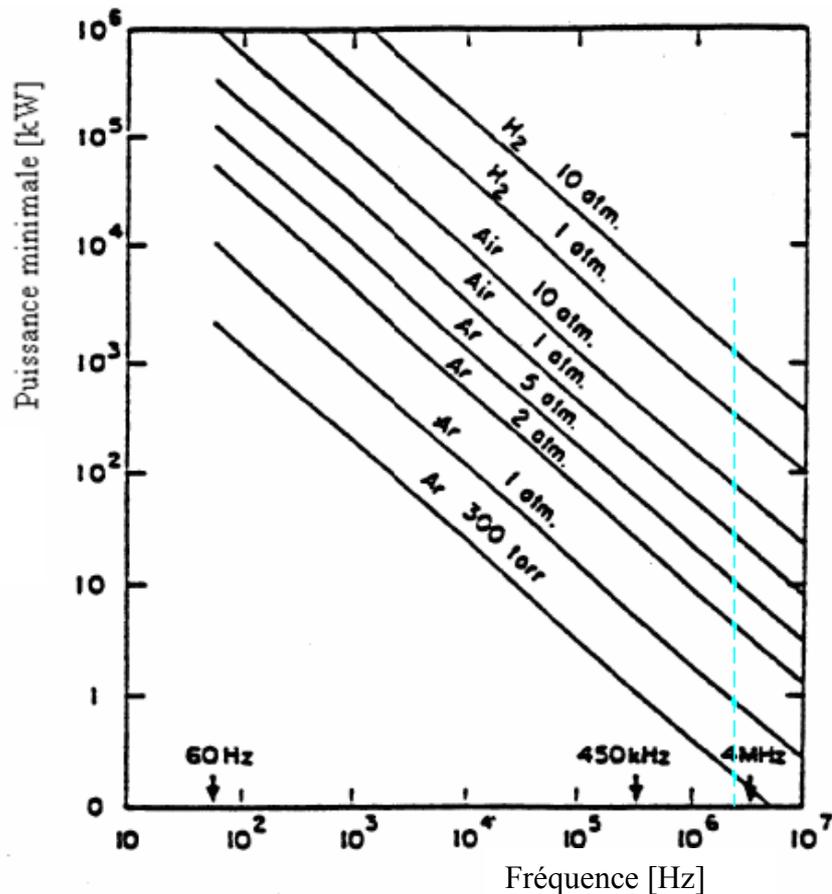


Figure I.6: Puissance minimale de maintien dans un plasma inductif en fonction de la fréquence et la pression

Les points sur la ligne discontinue montre les puissances de maintien à 3 MHz. On constate que la puissance de maintien doit être d'autant plus faible que la fréquence diminue et la pression augmente. Par exemple, la puissance minimale nécessaire au maintien pour un plasma d'argon est moins de 1 kW dans la pression atmosphérique pour une fréquence de 3MHz. A cette fréquence la puissance nécessaire est presque 8 kW à pression 2atm.

### ***b) Champ EM et épaisseur de peau***

Le premier transfert d'énergie s'effectue entre le champ électrique et le plasma. Le champ électrique dans un inducteur est nul sur l'axe, la dissipation d'énergie s'effectue donc dans la zone annulaire du plasma, zone où le champ électrique est le plus intense (fig. I.7). La conductibilité électrique du plasma étant relativement élevée, le champ électromagnétique oscillant ne peut pénétrer le plasma, spécialement aux hautes fréquences. Ce phénomène est quantifié en introduisant la notion d'effet de peau [23]. Dans le plasma comme dans un métal chauffé par induction, les courants induits, qui circulent dans le sens opposé au courant

primaire de l'inducteur, le sont dans la coquille externe de la charge. L'épaisseur de peau  $\delta$ , qui est fonction de la fréquence, a pour expression :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu_0\sigma f}} \quad (I.7)$$

où  $f$  est la fréquence de l'oscillateur,  $\sigma$  la conductibilité électrique moyenne de la charge et  $m_0$  la perméabilité de la charge supposée égale à celle du vide ( $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$ ).

L'épaisseur de peau étant dépendante de la conductibilité électrique, celle-ci est susceptible d'évoluer en fonction de la température mais aussi du degré de déséquilibre thermique. Dans le plasma HF, la profondeur de peau étant de quelques millimètres.

La figure ci-dessus montre les variations radiales, de la densité de courant induit, le champ électrique et la conductivité électrique, obtenus de la référence [24].

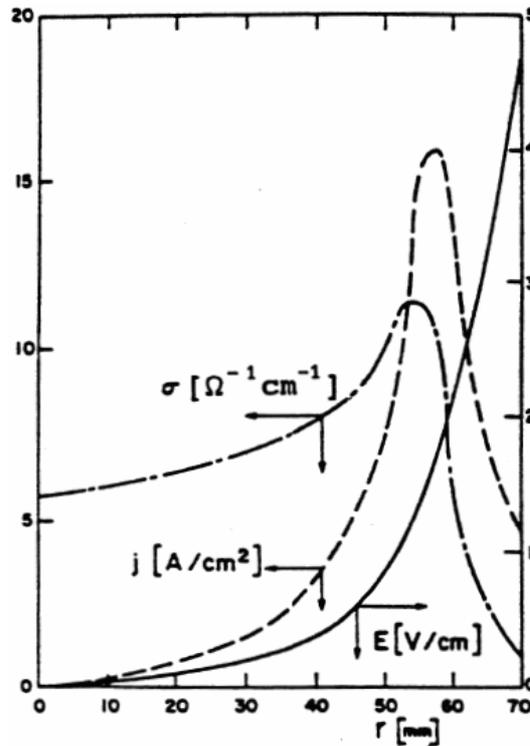


Figure I.7: Distribution radiale du champ électrique, de la densité de courant induit et de la conductivité

### c) Couplage inducteur – induit

L'augmentation en puissance des Torches ICP s'accompagne d'une augmentation du diamètre de la torche et d'une diminution de la fréquence de travail afin de d'accroître l'épaisseur de peau [23].

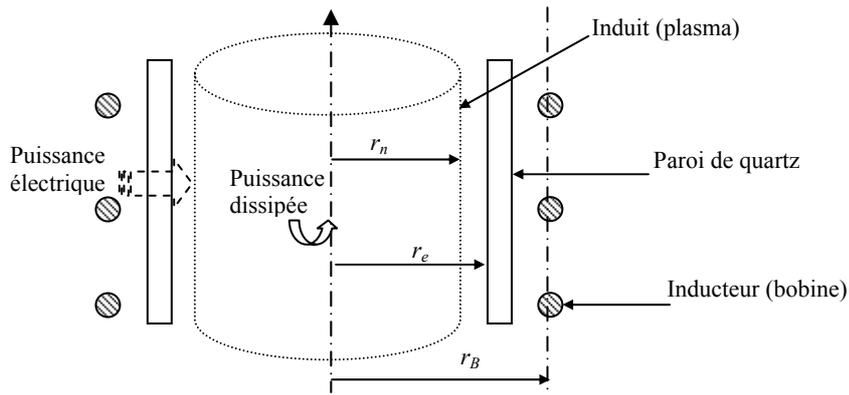


Figure I.8: Modèle d'une décharge inductive

L'étude de l'efficacité du couplage  $\eta$ , définit par le rapport entre la puissance dissipée dans la décharge (puissance active transférée  $P_0$ ) et la puissance réactive de la source  $P_e$ :

$$\eta = \frac{P_0}{P_e} \quad (\text{I.8})$$

La figure ci-après montre le coefficient de couplage  $\eta$  en fonction de deux coefficients. Le premier, est le rapport entre le rayon moyen de la décharge et l'épaisseur de peau  $\frac{r_n}{\delta}$  et le second, est le rapport entre le rayon moyen de la décharge et le rayon de la torche  $\frac{r_n}{r_e}$ .

On remarque sur la figure (fig. I.9), que le meilleur couplage en puissance  $\eta$  est obtenu pour un rapport  $\frac{r_n}{\delta}$  compris entre 2.5 et 4, tandis que  $\frac{r_n}{r_e}$  aussi proche que possible de l'unité (allure discontinue). Alors la meilleure façon est de diminuer le rayon de l'inducteur  $r_B$  à celui de la torche  $r_e$  pour une fréquence appropriée. Mais cette adjacence engendre des contraintes thermiques sur l'inducteur (on le prend généralement  $\approx 0.75$ , voir le chapitre II). En effet le choix de la fréquence est important, du fait que la puissance minimale nécessaire au maintien de la décharge croit très rapidement avec la diminution de la fréquence  $f$  (voir la figure I.6). Pour un plasma d'argon à pression atmosphérique, moins de 1 kW est nécessaire à 1 MHz, et doit être utilisé presque de 10 kW à 450 kHz à 50 Hz.

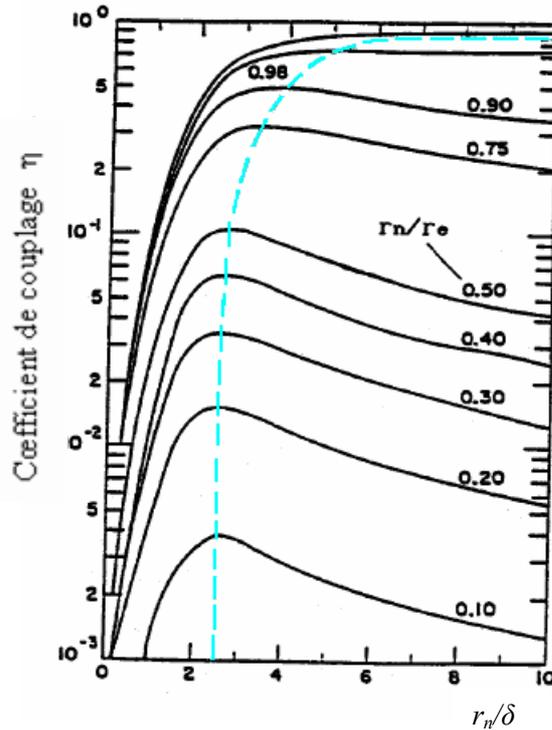


Figure I.9: Coefficient de couplage  $\eta$  en fonction des rapports  $\frac{r_n}{\delta}$  et  $\frac{r_n}{r_e}$  [23]

## I.8 Paramètres Thermodynamiques d'un Plasma Inductif

L'étude d'un phénomène physique complexe tel que, un plasma thermique demande dans son principe, en plus de la connaissance de la constitution de la matière, la connaissance des phénomènes élémentaires (tels que les collisions et les réactions entre particules) et des phénomènes collectifs (tels que la distribution des vitesses et par conséquent la température des particules) qui servent à déterminer les propriétés du plasma.

Les plus importantes propriétés d'un plasma thermique telles que, les propriétés électromagnétiques, la composition, propriétés thermodynamiques et de transport. La connaissance de ces propriétés est très utile pour la modélisation d'un tel plasma.

### I.8-1 Equilibre thermodynamique local

Dans le cas de plasma thermique d'induction, l'équilibre thermodynamique complet (ETC) n'est jamais réalisé puisque d'une part, une grande partie du rayonnement émis n'est pas réabsorbé par le plasma et d'autre part, il subit des pertes par conduction, par convection et par diffusion qui perturbent cet équilibre. À cause aussi, de l'existence de gradients de température et de densités d'espèces.

Cependant, la densité électronique du plasma thermique est suffisamment élevée, les phénomènes collisionnels deviennent prépondérants devant les processus radiatifs et on peut supposer que l'équilibre thermodynamique est établi localement en chaque point du plasma. Le plasma est alors considéré à l'équilibre thermodynamique local (E.T.L). Les lois physiques telles que : de Boltzmann, de Saha (liant les espèces chargées aux espèces neutres et donnant le degré d'ionisation) demeurent valables, etc.

### I.8-2 Les Propriétés thermodynamiques

Les propriétés thermiques d'un gaz sont : son entropie, son enthalpie et sa capacité thermique massique. La composition d'un gaz en fonction de la température est donnée par la minimisation de l'enthalpie libre (G) compte tenu des lois de conservation des masses et des charges [11].

#### a) La Composition

La composition du plasma est une donnée fondamentale pour le calcul des propriétés thermodynamique et radiative. La figure I.10 représente, Les évaluations de la composition d'un plasma d'argon en fonction de la température. On voit que l'ionisation commence à se manifester vers 6000°k. Tant que la température reste inférieure à 15000°k, l'ion  $A^{++}$  n'apparaît pas [23].

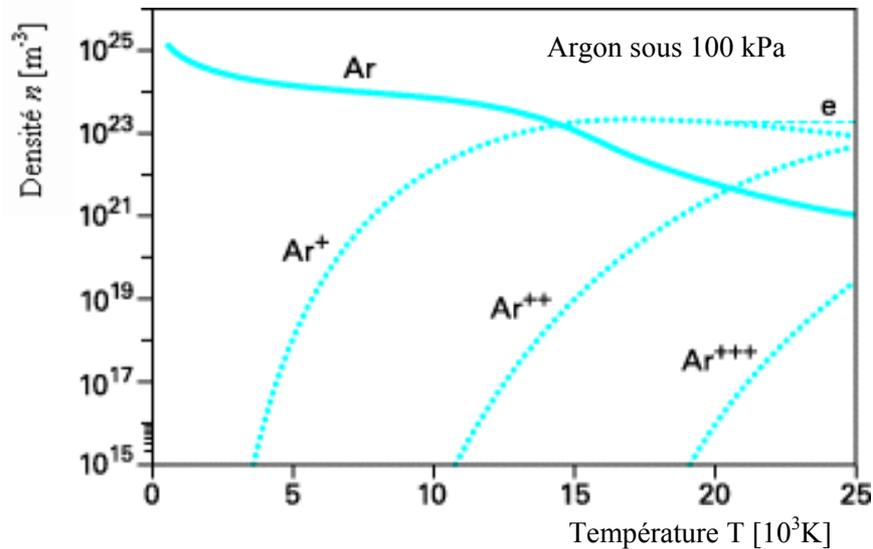


Figure I.10: Évolution avec la température des densités ( $m^{-3}$ ) des diverses espèces d'un plasma d'argon à l'équilibre

Le nombre total des particules  $n_i$  dans un élément de volume, égal à la somme de toutes différentes particules dans le plasma (neutralité électrique du plasma).

$$n_i = \sum_j z_j n_j \tag{I.9}$$

$z_j$  : la charge portée par l'espèce (j),  $n_j$  la densité de l'espèce (j).

**b) L'enthalpie**

Les courbes représentées dans la figure I.11 montrent la variation de l'enthalpie molaire (H) en fonction de la température. Elles sont directement liées aux précédentes et mettent en évidence l'état d'ionisation du gaz plasmagène en fonction de l'énergie qui lui est fournie. Pour les gaz diatomiques, les variations de pentes de la courbe, correspondent à la succession des phénomènes de dissociation et d'ionisation [23]. Après, on remarque les variations brutales de H avec T lors de processus (dissociations et ionisations).

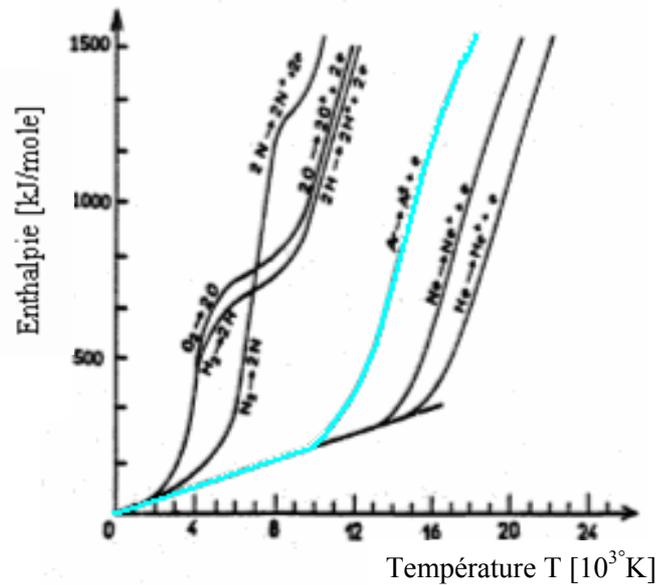


Figure I.11: Variation en fonction de la température de l'enthalpie de divers gaz plasmagènes [23]

**c) La capacité calorifique**

La figure suivante représente les évolutions avec la température de la capacité calorifique (kJ/kg.°K) des plasmas d'argon, d'hydrogène, d'azote, d'oxygène, de néon et d'hélium à la pression atmosphérique, il s'agit d'une propriété dérivative donnée comme suit:

$$C_p(T) = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \tag{I.10}$$

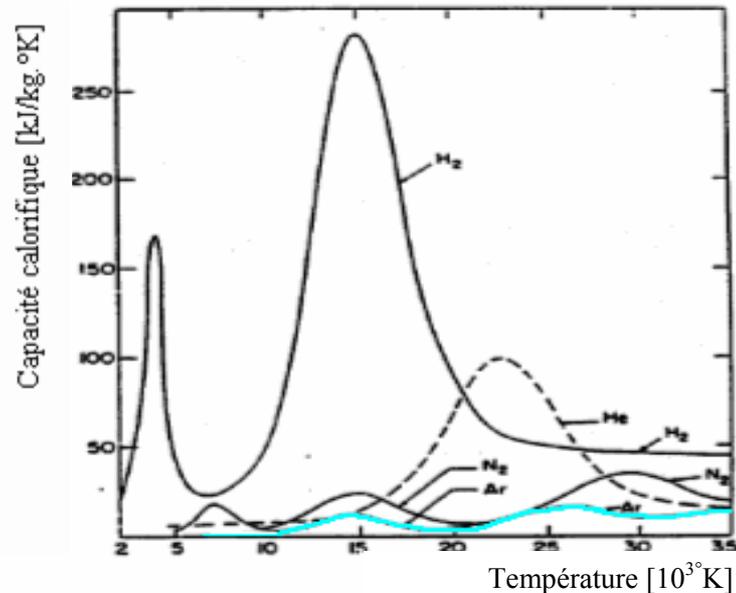


Figure I.12: Capacité calorifique à pression constante (1atm) de divers gaz en fonction de la température [23]

### I.8-3 Les Propriétés de Transport

Un gaz hors d'équilibre est le siège de flux nets de particules qui portent avec elles les propriétés microscopiques attachées telles que : la quantité de mouvement, la masse ou l'énergie. Il y a alors transport de ces quantités. Ce transport est la conséquence de l'existence d'hétérogénéité spatiale des grandeurs caractéristiques du gaz (température, pression, densité) ou de la présence de forces extérieures appliquées. Ainsi les forces électriques agissent sur les espèces chargées [23].

Ces processus physiquement semblables dans le sens où ils correspondent au transport d'une grandeur physique dans le gaz, se manifestent respectivement à l'échelle macroscopique par les phénomènes suivants :

- **La viscosité** : qui caractérise le transport de quantité de mouvement dû à la présence d'un gradient de vitesse. C'est un processus dans lequel un changement de direction ou d'énergie d'une particule incidente est provoqué par la collision de cette particule avec une autre particule ou un système de particules.
- **La conductivité thermique**: qui représente le flux d'énergie thermique sous l'effet d'un gradient de température.
- **La conductivité électrique**: qui décrit le flux des espèces chargées sous l'effet d'un champ électrique.

- **La diffusion:** qui décrit le flux de particules sous l'effet d'un gradient de concentration dit la "diffusion ordinaire", ou d'un gradient de température appelé la "diffusion thermique".

Ce sont ces différents phénomènes que l'on regroupe sous le concept de propriétés de transport. Ils sont caractéristiques d'un état hors d'équilibre, puisque dans une situation d'équilibre tous les flux nets correspondants sont nuls. Dans les situations proches de l'équilibre, c'est-à-dire si les équations de transport sont linéaires, il y a proportionnalité entre les flux et les gradients qui leur donnent naissance. Les coefficients de proportionnalité sont les coefficients de transport.

**a) La Viscosité**

On voit sur la figure I.13 que l'augmentation de la viscosité en fonction de la température est très importante dans les plages usuelles des plasmas thermiques. Cela rend difficile l'introduction des réactifs solides dans le plasma [23].

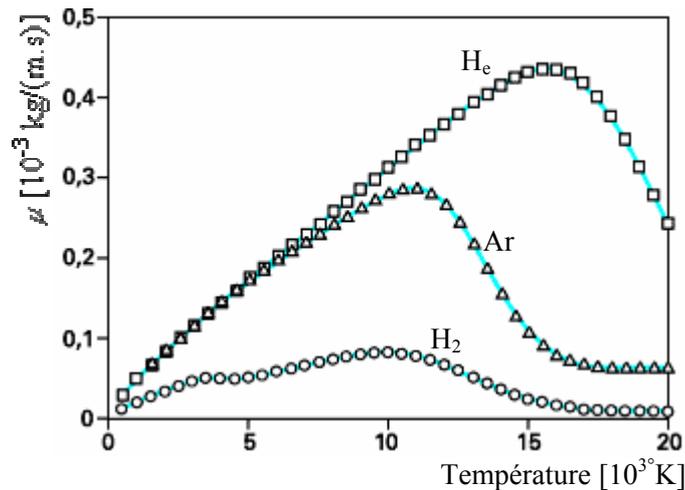


Figure I.13: Évolutions avec la température de la viscosité moléculaire de divers gaz plasmagènes à la pression atmosphérique

**b) La Conductivité thermique**

C'est une grandeur physique caractérisant le comportement des matériaux lors du transfert de chaleur par conduction. Cette constante apparaît par exemple dans la loi de Fourier. Elle représente la quantité de chaleur transférée par unité de surface et par unité de temps sous un gradient de température [11].

La figure I.14 représente la conductivité thermique en fonction de la température d'un mélange Argon –Hydrogène.

Comme pour la capacité calorifique massique, on assiste à des pics (très important pour l'Hydrogène pur) lors des étapes de dissociation ou d'ionisation, on voit, d'après les courbes, que l'Hydrogène est le gaz qui assurera les meilleurs transferts thermiques. C'est la raison pour laquelle on l'ajoute souvent à l'Argon et à l'Azote comme gaz plasmagène [23].

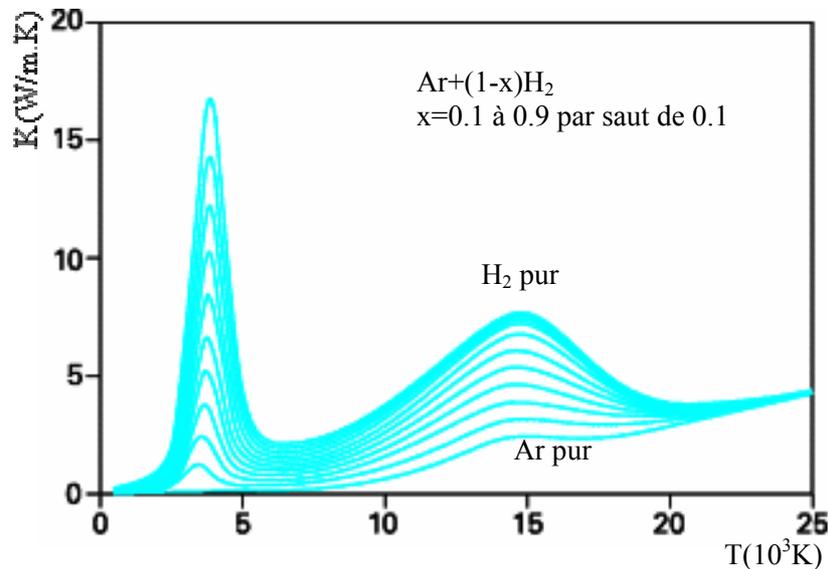


Figure I.14: Évolutions avec la température de la conductivité thermique d'un mélange (par pas de 10 % en volume) à la pression atmosphérique

Les propriétés thermo-physiques de l'hydrogène font de lui un gaz secondaire idéal pour augmenter l'enthalpie et la conductivité thermique du plasma sans pratiquement modifier sa température [18], ce qui permet d'améliorer le transfert thermique plasma-particules..

### c) La Conductivité électrique

La conductivité électrique est la grandeur caractérisant l'aptitude d'un matériau à laisser les charges électriques se déplacer librement en son sein, autrement dit permettre le passage du courant électrique [23].

La figure I.15 montre la conductivité électrique de l'Azote, l'Argon, l'Hydrogène et l'Hélium à la pression atmosphérique. On voit que à cause de l'augmentation du taux d'ionisation avec la température, l'accroissement de la conductivité est très rapide à partir de 5000°k. La pente devient beaucoup plus faible à partir de 20000°k pour tous les gaz.

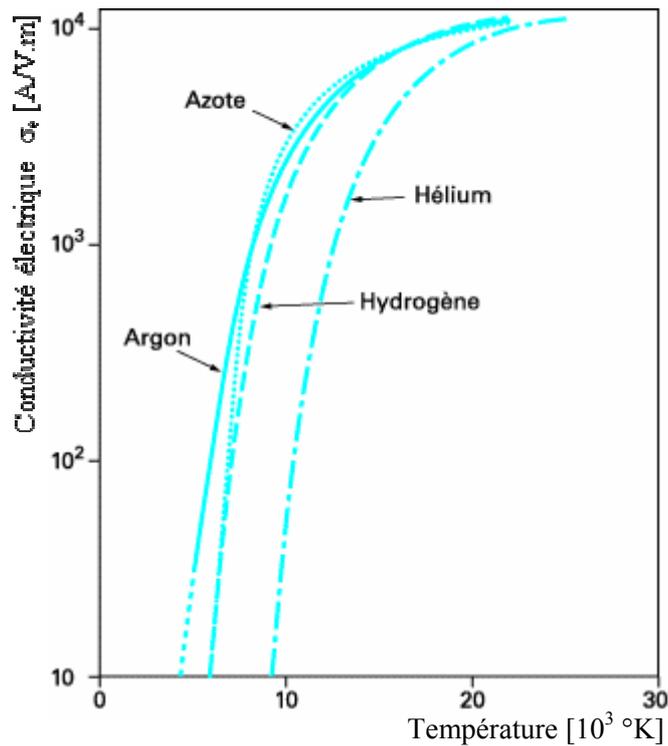


Figure I.15: Évolutions avec la température de la conductivité électrique de divers gaz plasmagènes à la pression atmosphérique

#### I.8-4 Propriétés Radiatives du Plasma

Les phénomènes radiatifs dans un plasma proviennent de transfert d'énergie au niveau électrons, que ceux-ci soient libres ou liés à un atome. Les propriétés radiatives du plasma jouent un rôle de tout premier plan dans le bilan énergétique du système, la puissance rayonnée par un plasma à longtemps été largement sous estimée (8% de la puissance induite totale pour un plasma de 3.5kW). Les travaux théoriques et expérimentaux de Emmons [25], Evans et Tankin [26] ont permis d'estimer, à un niveau plus juste, la valeur de cette puissance (de l'ordre de 25%). D'autres contributions ont confirmé l'importance de ces pertes [23].

Dans l'hypothèse d'un plasma optiquement mince, c'est-à-dire n'absorbant ni réfléchissant aucune longueur d'onde, cette puissance est totalement rayonnée vers l'extérieur. Cette hypothèse sera maintenue tout au long de notre étude. Il faut remarquer que si le tube de confinement possède des propriétés réfléchissantes, une partie de cette puissance est renvoyée au sein du plasma.

Une autre hypothèse relativement fréquente dans des décharges inductives, est celle de l'équilibre thermodynamique local (ETL). Cette hypothèse suppose un équilibre thermique et

chimique de toutes les particules entre elles en tout point du plasma. De plus amples précisions seront données plus loin [17]. Il faut noter que certains phénomènes ne sont pas forcément bien décrits dans ces conditions. Pour le calcul des transferts par rayonnement, l'hypothèse de l'ETL sera mise en défaut de la même manière, un plasma se comportant assez différemment d'un corps noir pour ce qui est du rayonnement.

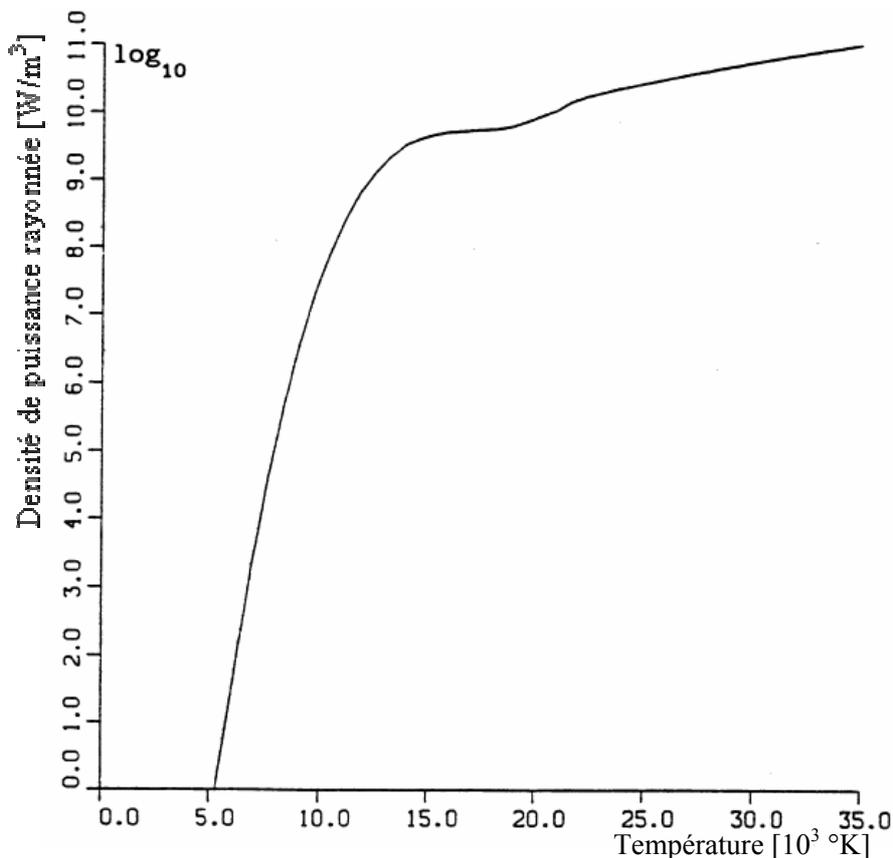


Figure I.16: Évolutions avec la température de la densité de puissance rayonnée par un plasma d'argon

Les propriétés de transport peuvent être calculées facilement dans l'hypothèse de l'ETL comme une fonction de la température. Les résultats obtenus de cette manière sont satisfaisants dans certaines configurations particulières [17-19] et [23]. Le lecteur peut se référer à l'article correspondant joint en annexe II.

### I.9 Les Installations des Torches ICP

Une installation de plasma thermique inductif est constituée d'une manière générale (fig. I.17):

- D'une alimentation électrique ;
- D'un applicateur ;
- D'un dispositif de distribution de gaz (débitmètre) ;
- D'un dispositif de contrôle et de régulation.

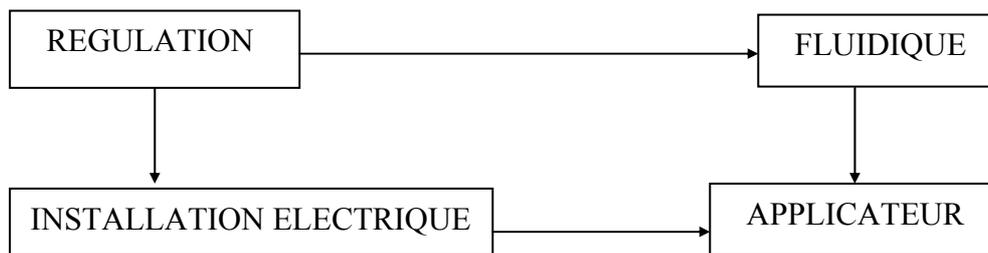


Figure I.17: Installation de plasma inductif.

L'alimentation électrique est un générateur de fréquence de type tournant "*Alternateur*", ou de type statique "*convertisseurs*". Ces alimentations réclament toujours un circuit résonant pour fonctionner ajusté différemment.

D'une manière générale, un applicateur de plasma inductif thermique est considéré comme un transformateur, dont le primaire est un inducteur solénoïdal (R, L) et dont le secondaire est constitué par la spire en court circuit du plasma électriquement conducteur.

Le type tournant moins utilisé dans les applications industrielles de plasma inductif opère simplement à basse fréquence, jusqu'à 50kHz,

Grâce aux progrès qui ne cessent d'accroître la connaissance sur les semi-conducteurs, les générateurs à semi-conducteur (transistors, thyristors) permettent, aujourd'hui, de couvrir une large gamme jusqu'à 500 kHz, ont supplanté totalement les tubes à vide dans toutes les applications, basse et moyenne puissance. Ainsi que, les inconvénients des tubes, de volume, de consommation, et de fiabilité, sont devenus rédhibitoires. Malgré tout, les tubes sont toujours utilisés pour des applications spécifiques comme les très fortes puissances et ou la très haute fréquence : les fours et les réacteurs micro-ondes (magnétron, 2.45 GHz), le chauffage par induction radiofréquence (triode, 3 MHz).

### I.9-1 Installations de forte puissance

Le fonctionnement correct d'une torche à plasma inductif nécessite une alimentation électrique sous une tension élevée (ordre de kV). Dans les installations des torches de grandes puissances, la tension de fonctionnement du pont onduleur à transistors est limitée, un moyen externe pour élever la tension aux bornes de l'inducteur par un pont élévateur capacitif, montré sur la figure I.18. Ce montage a un rendement énergétique particulièrement performant.

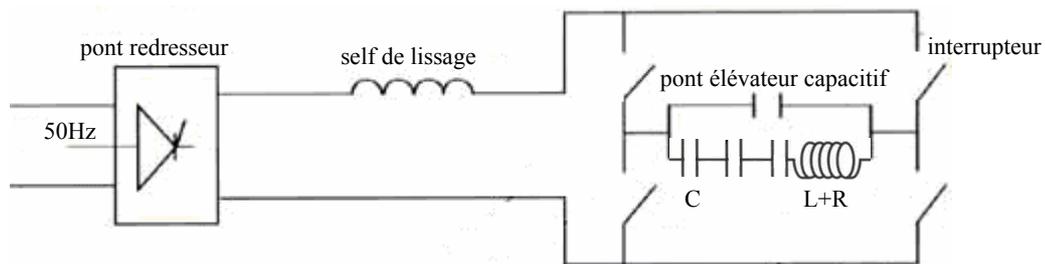


Figure I.18: Structure du pont onduleur

### I.9-2 Installations de faible puissance

Dans les installations de petite puissance alimentées par des générateurs à triode HF, cette tension correspond à la tension de travail de la triode (fig. I.19). Elle est donc directement disponible en sortie du générateur.

La fréquence  $f$  de l'oscillateur est fixée par la longueur des lignes anodiques (lignes quart d'onde) suivant la relation :

$$f = v / 4L \quad (I.11)$$

où  $v$  est la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique dans un milieu matériel.

La fréquence est donc très stable. En sortie de générateur, l'interconnexion entre le circuit oscillant HF et l'inducteur se fait au moyen de lignes de couplage adaptées.

La bobine d'induction est montée en parallèle avec une capacité d'accord. La présence de cette ligne d'accord constitue un transformateur adaptateur d'impédance. Ceci est nécessaire car l'impédance de charge n'est pas la même lorsque le plasma est absent ou présent. La capacité d'accord assure alors la régulation du circuit oscillant de l'unité de couplage à la résonance (fréquence imposée par le générateur) et permet un transfert maximal de puissance vers le plasma. De plus, cela permet de travailler avec un nombre de spires élevé pour l'inducteur.

Noter que sur la figure suivante : (1) inducteur; (2) capacité de réglage de l'accord du circuit oscillant; (3) lignes de couplage ; (4) grille arrêtant le champ électrique ; (5) lignes anodiques ; (6) circuit d'entretien des oscillations (circuit contre-réaction); (7) triodes ; (8) plaques anodiques ; (9) grilles ; (10) cathodes.

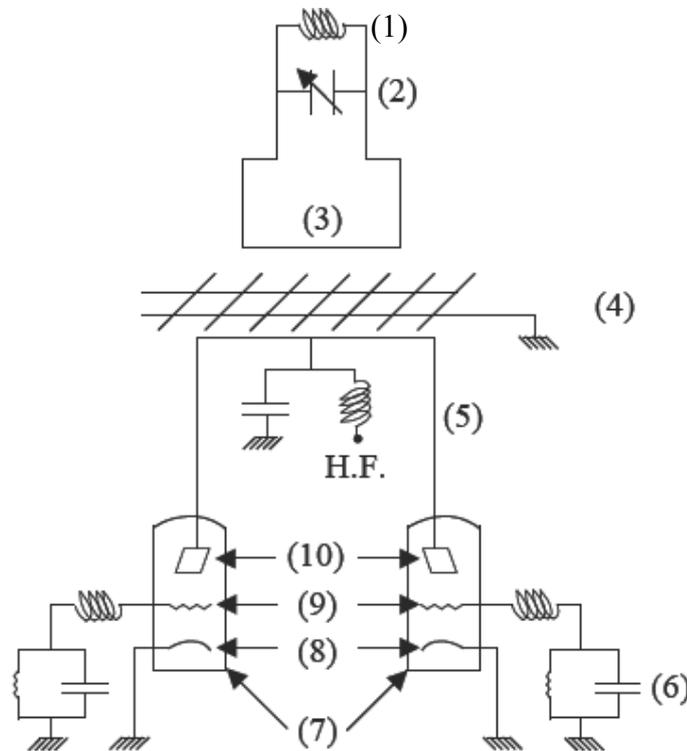


Figure I.19: Schéma du générateur à lignes accordées

Généralement dans les installations, générateur à triode –applicateur. L'inducteur est connecté en parallèle sur un ou des condensateurs pour former la charge oscillante ou circuit oscillant parallèle caractérisé, en termes de schéma équivalent, par une inductance  $L$ , une résistance  $R$ ,  $L$  et  $R$  résultant bien sûr du couplage entre l'inducteur et les différents induits (plasma, cage froide, éléments parasites tels que par exemple la boîte de distribution des gaz, etc.) (Fig. I.3), et une capacité d'accord  $C$ . Alors, l'ensemble de l'applicateur relatif à la torche à plasma sera donc modélisé par son schéma équivalent correspondant au circuit oscillant ( $LRC$ ).

Ce circuit oscillant parallèle ( $LRC$ ) est alimenté à sa propre fréquence de résonance par le générateur à triode grâce à un système de contre-réaction de grille qui sera explicité ultérieurement (chapitre III). Ce circuit oscillant est alors équivalent à une simple admittance de valeur ( $L/RC$ ) appelée impédance de charge. C'est elle qui est "vue" par le générateur à triode HF et doit donc lui être adaptée. Pour plus de détail voir le troisième chapitre.

## **I.10 Applications des Torches ICP**

La technologie des plasmas a évolué pendant les dernières années en devenant une science interdisciplinaire avancée. Les plasmas thermiques inductifs (plasma sans électrodes) ont connu une pénétration industrielle tardive en comparaison avec les plasmas thermiques capacitifs ou plasmas d'arc (plasma avec électrodes). Ils sont très attractifs pour plusieurs applications industrielles, spécialement dans les procédés de traitement des matériaux. Leurs avantages tiennent spécialement à l'absence d'électrodes, offrant ainsi :

- Une facilité d'opération sur une grande plage de conditions avec les gaz inertes, oxydants ou réducteurs à pression atmosphérique ou à basse pression,
- Un milieu de haute température et de très haute pureté (absence de contact avec les parois),
- Un temps de séjour des réactifs relativement important,
- Des températures élevées (plus de 6 000 K) entraînant des cinétiques réactionnelles d'au moins deux ordres de grandeurs supérieures à celles obtenues en combustion,
- Des temps de démarrage et d'arrêt du plasma de l'ordre de quelques dizaines de secondes.
- Un rendement énergétique et, par conséquent, le coût de cette énergie n'a qu'un faible poids dans le choix de la technologie, possède aussi quelques limites pour ses applications : bruit, émission de poudre, radiations et difficile à mettre en mouvement (le substrat doit bouger).

Les applications les plus intéressantes des plasmas thermiques inductifs peuvent être rangées en trois groupes d'outils:

- Outil thermique :
  - élaboration de monocristaux ;
  - sphéroïdisation de poudres de matériaux réfractaires ;
  - réalisation de dépôts ;
  - fusion de verres ;
  - frittage sous plasma.
- Outil chimique :
  - synthèse de la silice ultrapure ;
  - synthèse de dioxyde de titane ;
  - synthèse de poudres ultrafines et ultrapures ;
  - affinage de métaux ;

- réaction en chimie organique.

➤ Outil analytique : source d'émission en analyse spectrochimique, avec comme application :

- suivi du taux de pollution (métaux et métalloïdes) dans les eaux de rejet, les eaux de boisson, les cours d'eaux,

- contrôles métallurgiques,

- contrôles préventifs, des moteurs d'avions, de camions et d'autres engins par l'analyse de l'huile de lubrification, l'analyse des traces d'impuretés dans les catalyseurs et le contrôle quantitatif des additifs,

- toute analyse dans les domaines de la pharmacie, de la médecine, de la biologie (aliments, engrais, sol, etc.).

On peut penser également que l'utilisation du plasma thermique inductif dans la destruction des déchets toxiques sera un outil très performant dans les années à venir.

## CONCLUSION

L'intérêt industriel du plasma thermique se traduit par une grande variété d'applications, grâce à leur propriété spécifique. Cette technique permet en effet de générer un plasma par un transfert d'énergie électron- gaz grâce à un champ électromagnétique en haute fréquence induit en absence d'électrode. Ce type de décharge induit sera l'objet des trois chapitres suivants.

Dans ce chapitre on a présenté les différentes notions utilisées tout au long de ce travail, les éléments principaux du plasma, les différents types, leurs propriétés thermiques, électromagnétiques, thermodynamiques, de transport et de rayonnement, leurs caractéristiques servant le chapitre suivant, qui s'attachera à présenter les modèles, mathématiques et numériques utilisées pour simuler les phénomènes couplés intervenant dans un plasma thermique: induction électromagnétique, écoulement des gaz.

Enfin, nous avons présenté l'ensemble des installations générateur HF- torche ICP et leurs schémas équivalents. Une installation est visée, celle d'un convertisseur à triode HF- applicateur qui sera l'objet de chapitre III. Diverses applications des plasmas ICP et leur implantation dans le milieu industriel sont présentées.

# *Chapitre II*

## *Modélisation d'une torche à plasma inductif*

## INTRODUCTION

Les effets thermiques sont d'importance dans un nombre de systèmes, et il n'est pas toujours facile de prévoir la distribution de température par des mesures expérimentales. Lacune que la simulation numérique comble bien souvent. Et si les effets multiphysiques sont pris en compte, la simulation devient un outil efficace de prédiction et d'optimisation. Le but de ce chapitre est, la conception d'un modèle multiphysique non-linéaire adéquat basé sur les aspects de modélisation pour améliorer et dégager la compréhension du comportement du plasma thermique au sein d'une torche inductif à pression atmosphérique. Afin de valider notre modèle du couplage fort, nous avons présenté quelques applications et les résultats obtenus, d'électromagnétique, d'écoulement et de température.

Il existe de nombreux modèles mathématiques adaptés aux différents types de plasmas. Ils font tous appel à un couplage entre les équations d'évolution des particules et du champ électromagnétique. Le grand nombre d'équations et de degrés de liberté (3 d'espaces, 3 de vitesse, plus le temps) classe les problèmes de la physique des plasmas parmi les plus difficiles à résoudre numériquement (ex. sec. II.14.2).

Le problème d'induction dans les fluides (plasma) est un exemple caractéristique de problème couplé où différents phénomènes physiques interagissent fortement. Dans [27-29], les résultats des études d'un certain nombre de couplages, qui peuvent exister entre les problèmes écoulement, thermique et électrique sont discutés. Dans [30], les auteurs relèvent que le terme "problème couplé" est utilisé dans de nombreuses approches numériques et applications. Ils classent les différents types de couplage dans la résolution des problèmes : couplage fort ou faible au sens physique, couplage entre méthodes au sens physique ou géométrique.

La méthode des éléments finis (MEF) est très largement utilisée pour résoudre des problèmes physiques ou multiphysique régis par des équations aux dérivées partielles. Elle s'avère très bien adaptée à la résolution des problèmes magnétohydrodynamique (MHD) [23], [29] et [33-34]. Sachant que, la modélisation du problème magnétodynamique dans un

Le système plasma inductif repose sur la résolution des équations de Maxwell, le problème de la mécanique des fluides (conservation de la masse, de la quantité de mouvement ou l'énergie) repose sur la résolution des équations de Navier- Stokes. Un modèle éléments finis du couplage fort pour résoudre le problème couplé dans une torche ICP, dont sa résolution peut être obtenue au moyen d'une méthode directe est développé dans ce présent chapitre.

A ce propos, nous avons présenté dans un premier lieu, la description mathématique du problème couplé et la conception du modèle mathématique bidimensionnel (2D) en coordonnées cylindriques simplifié d'un modèle tridimensionnel (3D), qui modélise la torche à plasma inductif [27-29]. Un modèle numérique éléments finis est développé pour résoudre le problème mathématique utilise une méthode directe. Nous présentons dans une dernière partie, les résultats obtenus dans une torche ICP, sur lequel notre modèle numérique sera implémenté et validé.

## II.1 Description Mathématique d'un Plasma

Les plasmas sont décrits à l'aide de paramètres physiques tels que la température, la densité, le libre parcours moyen ou la longueur de Debye. Les particules composant un plasma satisfont aux équations électromagnétiques de Maxwell et aux équations de conservation. Sous certaines hypothèses développées dans ce chapitre, les équations citées précédemment définissent la magnétohydrodynamique (MHD) permettant de décrire les évolutions temporelles et spatiales des grandeurs physique et électrique.

## II.2 La Magnétohydrodynamique (MHD)

La MHD est une approximation courante qui consiste à considérer un seul fluide moyen pour toutes les particules du plasma. Les plasmas que nous allons étudier sont régis par les équations électromagnétiques de Maxwell et les équations de continuité.

Dans ce qui va suivre nous présentons les formulations mathématiques modélisant la torche, et qui expriment les phénomènes couplés dans le plasma tels que: l'électromagnétisme (équations de Maxwell) et hydrodynamique (équations de Navier Stokes). Ainsi certaines hypothèses permettant de simplifier ces équations.

## II.3 Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell représentent les bases de l'électromagnétisme, c'est-à-dire que ces équations permettent de décrire les évolutions spatio-temporelles du champ électrique et du champ magnétique. Ces équations locales relient le champ électrique  $\vec{E}$  [V/m] et le champ magnétique  $\vec{H}$  [A/m] à leurs sources : densité de charge  $\rho$ , densité de courant  $[\text{A/m}^2]$  :

$$\text{div}\vec{D} = \rho \quad (\text{II.1})$$

$$\text{div}\vec{B} = 0 \quad (\text{II.2})$$

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.3})$$

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.4})$$

En tenant compte des relations constitutives de milieu  $\vec{B} = \mu\vec{H}$  et  $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$  dans ces équations. Nous pouvons leur ajouter la loi d'Ohm:

$$\vec{J} = \vec{J}_{ind} + \vec{J}_s \quad (\text{II.5})$$

Avec :

$$\vec{J}_{ind} = \sigma \vec{E} + \sigma(\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{II.6})$$

Dans cette dernière équation, le second terme du second membre représente la densité de courant induit par les vitesses dans la décharge tandis que le premier terme représente la densité de courant induit par conduction [A/m<sup>2</sup>].

Avec :

$\vec{J}_{ind}$  : est la densité de courant induit et  $\vec{J}_s$  est la densité de courant source [A/m<sup>2</sup>].

$\vec{B}$  [T] : l'induction magnétique,

$\rho$  : la densité volumique de la charge électrique [C/m<sup>3</sup>],

$\vec{D}$  : le déplacement électrique ou l'induction électrique [A.s/m<sup>2</sup>],

$\mu$  : la perméabilité magnétique (dans le vide  $\mu = \mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  [H/m]),

$\varepsilon$  : la permittivité électrique (dans le vide  $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8.854410^{-12}$  [F/m])

$\vec{v}$  : le vecteur vitesse aux points considérés [m/s].

Dans l'équation (II.4), le terme  $\partial \vec{D} / \partial t$  est appelé terme des courants de déplacement et correspond au phénomène de propagation des ondes électromagnétiques. Dans le domaine de la radiofréquence ce terme peut être négligé. En effet, compte tenu des dimensions de la torche (~0.2m) très inférieures à la longueur d'onde, pour une torche fonctionnant à 3MHz, la longueur d'onde est de  $\lambda=100\text{m}$  (voir le chapitre d'application chapitre. III), qui est beaucoup plus grande que la dimension du plasma dans le système. Cela signifie que les champs à l'intérieur de la torche peuvent être considérés comme statiques.

L'équation (II.4), peut ainsi se simplifier pour donner le théorème d'Ampère :

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{II.7})$$

On parle alors de régime quasi-statique des équations de Maxwell ou d'approximation des régimes quasi-stationnaires. Cette dernière équation (II.7) exprime que la circulation du champ magnétique sur un contour fermé sur lequel s'appuie une surface est égale à la somme des courants qui traversent cette même surface.

On déduit de l'équation (II.7) que la densité de courant J est à flux conservatif :

$$\text{div} \vec{J} = 0 \quad (\text{II.8})$$

### II.3-1 Relations de continuité

#### a/ Conditions aux interfaces

Les conditions de passage aux frontières de l'interface  $\partial\Omega_{12}$  entre deux milieux de propriétés physiques différentes d'indices 1 et 2 portent sur les continuités et discontinuités des différentes composantes normales et tangentielles des grandeurs électromagnétiques :

- Conservation de la composante tangentielle du champ électrique :

$$(\vec{E}_2 - \vec{E}_1) \times \vec{n} = 0 \quad (\text{II.9})$$

- Conservation de la composante normale de l'induction magnétique :

$$(\vec{B}_2 - \vec{B}_1) \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{II.10})$$

- Discontinuité de la composante tangentielle du champ magnétique due aux courants surfaciques s'ils existent :

$$(\vec{H}_2 - \vec{H}_1) \times \vec{n} = \vec{J}_s \quad (\text{II.11})$$

- Discontinuité de la composante normale de l'induction électrique due aux charges surfaciques si elles existent :

$$(\vec{D}_2 - \vec{D}_1) \cdot \vec{n} = \rho_s \quad (\text{II.12})$$

Avec :

$\rho_s$  : densité de charge surfacique à l'interface.

$\vec{n}$  : normale à la surface.

$\vec{J}_s$  : densité surfacique éventuelle de courant,

#### b/ Conditions aux limites naturelles

Deux types de conditions aux limites sur la frontière  $\partial\Omega$  d'un domaine peuvent s'appliquer.

La première est une condition aux limites de type Dirichlet. Soit la composante normale de l'induction magnétique soit celle de l'induction électrique est imposée :

$$\vec{B} \cdot \vec{n} = \vec{B}_{ext} \cdot \vec{n} \text{ sur } \partial\Omega_B \quad (\text{II.13})$$

$$\vec{D} \cdot \vec{n} = \vec{D}_{ext} \cdot \vec{n} \text{ sur } \partial\Omega_D \quad (\text{II.14})$$

La seconde est une condition aux limites de type Neumann. Où la composante tangentielle du champ magnétique ou celle du champ électrique est imposée :

$$\vec{H} \wedge \vec{n} = \vec{H}_{ext} \wedge \vec{n} \text{ sur } \partial\Omega_H \quad (\text{II.15})$$

$$\vec{E} \wedge \vec{n} = \vec{E}_{ext} \wedge \vec{n} \text{ sur } \partial\Omega_E \quad (\text{II.16})$$

Ces grandeurs sont, soit naturellement, soit choisies nulles sur certaines frontières particulières. Sur les plans et axes de symétrie d'un problème, et aussi à l'infini, les conditions suivantes portant sur  $\vec{B}$  et  $\vec{H}$  sont vérifiées [30]:

$$\vec{B} \cdot \vec{n} = 0 \text{ sur } \partial\Omega_B \quad (\text{II.17})$$

$$\vec{H} \wedge \vec{n} = 0 \text{ sur } \partial\Omega_H \quad (\text{II.18})$$

### II.3-2 Formulation du problème magnétodynamique

Les équations qui décrivent le couplage électromagnétique entre effets magnétiques et effets électriques peuvent être dans certains cas découplés en donnant naissance à des modèles plus simples.

Les équations de Maxwell font apparaître différentes variables d'état. Suivant chaque type de problème électromagnétique, différentes formulations ou une combinaison de plusieurs d'entre elles permettent de résoudre le problème électromagnétique.

Ainsi, de nombreuses formulations ont déjà été développées en deux ou en trois dimensions [30]. En trois dimensions il n'existe pas de formulation idéale. Les formulations associant le potentiel vecteur magnétique  $\vec{A}$  et le potentiel scalaire électrique  $V$  ou le potentiel scalaire réduit sont les mieux adaptées aux situations tridimensionnelles. Elles représentent une méthode lourde à utiliser car trois composantes sont nécessaires pour définir  $\vec{A}$  et une pour  $V$ .

A partir de certaines hypothèses simplificatrices nous avons élaboré un modèle magnétodynamique en potentiel vecteur magnétique  $\vec{A}$ .

### II.3-3 Le modèle magnétodynamique

Ce modèle s'applique aux dispositifs électromagnétiques dans lesquels les sources de courant ou de tension varient dans le temps. C'est-à-dire que le terme  $\partial\vec{B}/\partial t$  n'est pas nul, les champs électrique et magnétique sont alors couplés par la présence des courants induits.

Ecrivons les deux équations de Maxwell qui se présentent sans terme source :

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{II.19})$$

La première équation indique que l'induction magnétique  $\vec{B}$  est un champ rotationnel. Ceci implique qu'il existe un vecteur  $\vec{A}$  appelé le potentiel vecteur magnétique, tel que :

$$\vec{B} = \operatorname{rot} \vec{A} \quad (\text{II.20})$$

La substitution de (II.19) dans la deuxième équation donne :

$$\operatorname{rot} \left( \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (\text{II.21})$$

Ceci nous permet de constater que le champ  $(\vec{E} + \partial \vec{A} / \partial t)$  est un champ conservatif, il vient alors :

$$\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\operatorname{grad} V \quad (\text{II.22})$$

Par conséquent le champ magnétique et le champ électrique peuvent s'écrire en terme de ces deux potentiels  $\vec{A}$  et  $V$  et en utilisant la relation du milieu comme suit :

$$\begin{cases} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \operatorname{grad} V \\ \vec{H} = \frac{1}{\mu} \cdot \operatorname{rot} \vec{A} \end{cases} \quad (\text{II.23})$$

$V$  est le potentiel scalaire électrique.

En remplaçant les deux champs donnés précédemment (II.23) et en utilisant la loi d'Ohm (II.6) dans la dernière équation de Maxwell (II.4), nous obtenons l'équation différentielle suivante :

$$\operatorname{rot} \left( \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \vec{A} \right) + \sigma \left( \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \operatorname{grad} V \right) + \sigma (\vec{v} \wedge \vec{B}) = \vec{J}_s \quad (\text{II.24})$$

La formulation  $\vec{A}V - \vec{A}$  implique un potentiel vecteur magnétique  $\vec{A}$  et un potentiel scalaire électrique  $V$  dans la région conductrice et seulement un potentiel vecteur magnétique  $\vec{A}$  dans la région non conductrice.

Si le problème est linéaire et si on considère que la perméabilité est constante, dans ce cas l'équation (II.24) devient :

$$r\vec{\text{rot}}(r\vec{\text{rot}}\vec{A}) + \mu\sigma\left(\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} + \text{grad}V\right) + \sigma(\vec{v} \wedge \vec{B}) = \mu\vec{J}_s \quad (\text{II.25})$$

Pour pouvoir résoudre cette équation, on ajoute une autre équation pour que la solution soit unique. On fixe la divergence de  $\vec{A}$  (jauge de Coulomb) :

$$\text{div}\vec{A} = 0 \quad (\text{II.26})$$

On obtient :

$$\begin{cases} r\vec{\text{rot}}(r\vec{\text{rot}}\vec{A}) + \mu\sigma\left(\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} + \text{grad}V\right) + \sigma(\vec{v} \wedge \vec{B}) = \mu\vec{J}_s \\ \text{div}\vec{A} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.27})$$

Cette hypothèse de jauge, naturellement vérifiée dans la configuration axisymétrique, assure également l'unicité de  $\vec{A}$  en fixant la valeur de  $V$ .

### II.3-4 Hypothèses

1- Pour la perméabilité magnétique, si l'induit ne possède pas de propriétés magnétiques, sa perméabilité magnétique est assimilée à celle du vide [31] :

2- Pour le terme de transport  $\sigma(\vec{v} \wedge \vec{B})$ , la pratique montre qu'à cause de la faible valeur de l'induction d'une part, et de la grandeur des vitesses dans les induits d'autre part (ne dépassant guère quelque dizaines de mètre par seconde), on peut raisonnablement considérer que :

$$|\vec{E}| \gg (\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{II.28})$$

Ce qui, par conséquent, autorise à négliger ce terme dans l'équation électromagnétique. On remarque que cela n'est, en général, plus permis dans le cas où la charge possède une perméabilité magnétique appréciable (acier par exemple) car l'induction y devient importante [32, 33].

3- Les courant de déplacement.

Dans le cas où l'induit (plasma) ne possède pas des propriétés diélectriques, sa permittivité électrique peut être assimilée à celle du vide. Dans ces conditions, le courant de déplacement, malgré les fréquences élevées de travail, est faible [33,34].

### II.3-5 Formulation en coordonnées cylindriques axisymétriques

La modélisation des phénomènes dans les dispositifs présentant une symétrie de révolution par rapport à son axe, permet de ramener un modèle tridimensionnel (3D) à un modèle bidimensionnel (2D). Dans une configuration axisymétrique telle que celle représentée sur la figure II.1, nous avons utilisé la formulation en potentiel vecteur magnétique  $\vec{A}$ . Cette dernière elle est mieux adaptée pour notre problème [28-34], et elle offre un double intérêt :

- Le système d'équations EM présente une seule inconnue.
- Cette inconnue ne possède qu'une seule composante,  $A_\varphi$  dans notre modèle.

Aucune charge électrique n'est présente dans le système, les courants de déplacement sont négligés et la polarisation électrique est nulle.

La figure II.1 illustre le principe du mode inductif. Les courants étant perpendiculaires au plan d'étude, les différentes grandeurs ont les composantes suivantes :

$$\vec{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \vec{J}_\varphi \\ 0 \end{bmatrix}, \vec{E} \begin{bmatrix} 0 \\ \vec{E}_\varphi \\ 0 \end{bmatrix}, \vec{A} \begin{bmatrix} 0 \\ \vec{A}_\varphi \\ 0 \end{bmatrix}, \vec{B} \begin{bmatrix} \vec{B}_r \\ 0 \\ \vec{B}_z \end{bmatrix}, \vec{H} \begin{bmatrix} \vec{H}_r \\ 0 \\ \vec{H}_z \end{bmatrix}$$

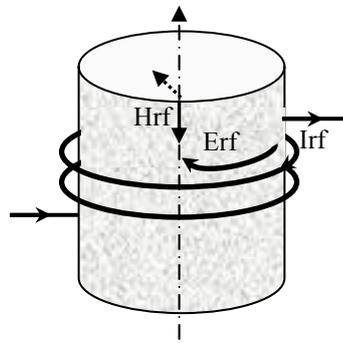


Figure II.1: Schéma de principe d'un mode inductif

L'hypothèse de jauge de Coulomb, naturellement vérifiée dans la configuration axisymétrique, assure également l'unicité de  $\vec{A}$  en fixant la valeur de  $V$  :

Comme  $A$  ne possède qu'une seule composante orthoradiale sa divergence est naturellement nulle.

En prenant la divergence de chaque membre de l'équation (II.25):

$$\text{div} \left[ \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \sigma \text{grad} V \right] = \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \cdot \text{grad} \sigma + \sigma \cdot \text{div} [\text{grad} V] + \text{grad} \sigma \cdot \text{grad} V = 0 \quad (\text{II.29})$$

Le fait que  $\sigma = \sigma(r, z)$  implique :  $\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \text{grad} \vec{\sigma} = 0$

L'équation (II.29) se réduit donc à :

$$\sigma \cdot \text{div}[\text{grad} \vec{V}] + \text{grad} \vec{\sigma} \cdot \text{grad} \vec{V} = 0 \quad (\text{II.30})$$

Pour que cette identité soit vérifiée quel que soit  $\sigma$ , la condition nécessaire et suffisante est que :  $\text{grad} \vec{V} = 0$

Ce qui implique :  $V = \text{constante}$ .

La constante est déterminée classiquement en supposant le potentiel nul à l'infini donc :  $V = 0$

L'équation électromagnétique (II.21) est donc :

$$\text{rot} \left[ \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A} \right] + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}$$

Sachant qu'en coordonnées axisymétriques, les coordonnées de  $\text{rot} \vec{A}$  sont :

$$\begin{bmatrix} -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \\ 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial r} \end{bmatrix}$$

La formulation axisymétrique de cette équation se déduit aisément :

$$\sigma \mu_0 \frac{\partial A_\varphi}{\partial t} - \frac{\partial A_\varphi^2}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \left( r \frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial r} \right) + \frac{A_\varphi}{r^2} = \mu_0 J_\varphi \quad (\text{II.31})$$

Si les sources d'excitation sont de nature alternatives de pulsation ( $\omega = 2\pi f$ ), on peut utiliser la représentation de Fresnel pour modéliser leur variation temporelle. L'utilisation des nombres complexes permet alors de remplacer le terme :

$$\sigma \mu_0 \partial A_\varphi / \partial t \text{ par } j\omega \sigma \mu_0 A_\varphi$$

$$j : \text{unité imaginaire } (j^2 = -1)$$

Pour la commodité de l'écriture, on notera, à partir de maintenant, simplement  $A$  et  $J$  les composantes orthoradiales complexes de  $A$  et  $J$  [23], d'où l'équation (II.31) devient:

$$j\omega \sigma \mu_0 A - \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \left( r \frac{\partial(rA)}{\partial r} \right) + \frac{A}{r^2} = \mu_0 J \quad (\text{II.32})$$

A partir du potentiel vecteur magnétique  $A$  on peut déterminer les autres composantes des champs par leurs expressions :

$$H_r = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A}{\partial r} \quad (\text{II.33})$$

$$H_z = \frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r}(rA) \quad (\text{II.34})$$

$$E_\varphi = -j\omega A \quad (\text{II.35})$$

## II.4 Équations de Conservation dans un Fluide Compressible

### II.4-1 Définition

Les mouvements d'un plasma de densité volumique  $\rho$  sont gouvernés par des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, et de l'énergie. Ces relations sont déduites des différents moments de l'équation de Boltzmann décrivant la fonction de distribution associée au plasma (trois premiers moments).

### II.4-2 Fluide compressible

En mécanique des fluides, les équations de Navier-Stokes sont des équations aux dérivées partielles non-linéaires qui décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus. Elles gouvernent de nombreux phénomènes d'écoulement de fluide. Elles sont nommées d'après deux physiciens du XIX<sup>e</sup> siècle, Claude Navier et George Stokes. Il est possible de démontrer ces équations à partir de l'équation de Boltzmann. Nous commençons par écrire les lois de conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et de la masse, dans le cas d'un écoulement stationnaire de fluide newtonien, visqueux et compressible. Pour un fluide visqueux *Newtonien*, l'équation de l'énergie est découplée des équations de continuité et de quantité de mouvement, c'est-à-dire qu'on peut déterminer la vitesse et la pression indépendamment de l'équation de l'énergie.

## II.5 Equation de Conservation de la Quantité de Mouvement

L'équation de bilan de la quantité de mouvement pour un fluide newtonien visqueux et compressible en régime stationnaire peut s'écrire [23,35] :

$$\rho(\vec{v} \text{grad} \vec{v}) = \vec{F} - \text{grad}(p) - \frac{2}{3} \text{grad}[\eta \text{div}(\vec{v})] + \vec{\tau} \quad (\text{II.36})$$

Où  $\vec{v}$  est le vecteur vitesse :  $\vec{v} = \begin{bmatrix} \vec{U} \\ \vec{V} \\ \vec{W} \end{bmatrix}$

$\vec{\tau}$  : est le tenseur de contraintes visqueuses donné par :

$$\vec{\tau} = \vec{\tau}_1 + \vec{\tau}_2$$

$\vec{\tau}_1$  : Vecteur ayant pour composantes  $\begin{bmatrix} \text{div}(\eta \text{grad} \vec{U}) \\ \text{div}(\eta \text{grad} \vec{V}) \\ \text{div}(\eta \text{grad} \vec{W}) \end{bmatrix}$ .

$\vec{\tau}_2$  : Vecteur ayant pour composantes  $\begin{bmatrix} \text{div}(\eta \frac{\partial \vec{V}}{\partial x}) \\ \text{div}(\eta \frac{\partial \vec{V}}{\partial y}) \\ \text{div}(\eta \frac{\partial \vec{V}}{\partial z}) \end{bmatrix}$

$\eta$  : viscosité dynamique du fluide [Kg/m.s].

$\rho$  : masse volumique du fluide [Kg/m<sup>3</sup>].

$\vec{F}$  : densité de forces [N/m<sup>3</sup>] volumique.

$\bar{p}$  : pression [Pa].

### II.5-1 Équation de conservation de masse ou équation de continuité

Dans le cas d'un fluide compressible en régime stationnaire, elle s'écrit :

$$\text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{II.37})$$

cette dernière appelée alors équation de compressibilité.

Les deux équations qu'on vient d'exposer forment un système qu'on désignera par équation d'écoulement compressible.

Un fluide est dit incompressible lorsque l'on peut négliger ses variations de masse volumique. Cette hypothèse est vérifiée lorsque le nombre de Mach  $Ma$  est faible ( $Ma < 0.3$ ). Dans le cas contraire, c'est-à-dire pour un écoulement compressible, on ajoute pour fermer le système une équation d'état du fluide [34, 35].

### II.5-2 Formulation en coordonnées axisymétriques

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (II.36) avec des termes sources d'origine électromagnétiques, s'écrit en coordonnées cylindriques  $(r, \varphi, z)$  dans le cas l'axisymétrique  $\left(\frac{\partial}{\partial \varphi}\right) = 0$ :

$$\rho \left( v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial}{\partial r} \left( r \eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] + \frac{\rho v_\varphi^2}{r} - \frac{\eta v_r}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r} + F_r \quad (\text{II.38})$$

$$\rho \left( v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \eta \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial z} + F_z \quad (\text{II.39})$$

$$\rho \left( v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \vec{v}_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \eta \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \eta \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \right) - \frac{v_\varphi}{r} \left( \rho v_r + \frac{\eta}{r} + \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) \quad (\text{II.40})$$

$v_z, v_r$  et  $v_\varphi$ : Composantes axiale, radiale et tangentielle de la vitesse [m/s]

$F_z$  et  $F_r$ : Composantes axiale et radiale des forces de Lorenz agissant sur le fluide par unité de volume [N/m<sup>3</sup>], en négligeant l'effet de la force d'agitation.

Dans le cas où le fluide n'est pas introduit azimutalement (dans nos applications est introduit axialement, voir chapitre III), les équations précédentes montre que les forces extérieures agissant sur le fluide qui sont d'origine électromagnétique et ne possèdent pas de composante tangentielle. On peut donc négliger la composante  $\vec{v}_\varphi$  de la vitesse. L'équation de conservation de mouvement (II.36) se réduit encore à deux en axisymétrique:

$$\rho \left( v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial}{\partial r} \left( r \eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] - \frac{\eta v_r}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r} + F_r$$

$$\rho \left( v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \eta \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial z} + F_z$$

L'équation d'évolution de la masse volumique (II.46) s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \quad (\text{II.41})$$

### II.5-3 Termes sources

En distinguant deux forces agissant sur le fluide (plasma), celles dues à la gravité et les forces d'origine électromagnétique (forces de Lorentz) dues à l'action du champ magnétique produit par l'inducteur sur les courants induits.

Concernant les forces dues à la gravité sont exprimées, dans l'équation de conservation des moments par le terme  $\pm \rho \vec{g}$  selon que le sens d'écoulement du fluide (plasma) est ascendant ou descendant, ont une seule composante axiale. Par contre les forces électromagnétiques sont les termes sources entre l'électromagnétisme et l'écoulement de fluide. L'expression vectorielle de leur densité est donnée par :

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} \quad (\text{II.42})$$

Ces forces varient dans le temps avec des fréquences de l'ordre de celles imposées par le courant inducteur (pour les applications qui nous intéressent plusieurs Mégahertz). Toutefois, et en raison de l'important de décalage entre les temps de relaxation des phénomènes d'écoulement, et celui des phénomènes électromagnétiques, il est permis de ne considérer ces forces que par leurs valeurs moyennes [35].

Sachant que le champ électrique n'a qu'une composante orthoradiale  $E_\theta$ , il vient :

$$F_r = \frac{1}{2} \mu_0 \sigma \text{Re}(E_\theta \cdot H_z^*) \quad (\text{II.43})$$

$$F_z = -\frac{1}{2} \mu_0 \sigma \text{Re}(E_\theta \cdot H_r^*) \quad (\text{II.44})$$

$E_\theta$  : champ électrique orthoradiale [V/m]

$H_z^*$  et  $H_r^*$  : Complexes conjugués des composantes axiale et radiale du champ magnétique [A/m], Re: Symbole pour la partie réelle.

### II.6 Équation de la Thermique

Nous présentons maintenant les équations régissant la thermique. La formulation physique est obtenue à partir du principe de conservation de l'énergie. Notre propos n'est pas ici, de démontrer ces lois mais d'utiliser celles-ci pour obtenir, à travers différentes hypothèses, le modèle thermique. Pour un développement complet, on pourra notamment consulter [37]. Le modèle retenu est un modèle macroscopique. Le comportement thermique dans la torche, au cours d'échauffements par effet Joule, est donné par une relation d'état. Dans notre cas les effets thermiques sont liés aux phénomènes d'induction et d'écoulement.

### II.6-1 Les modes de transfert thermique

Ces différents modes ne sont pas en général dissociés et peuvent intervenir dans un processus de transfert thermique.

Il y a trois modes de transfert :

- **Conduction** : transfert de chaleur résultant de l'interaction entre molécules adjacentes, à l'intérieur d'une entité constituée de solides ou de fluides.
- **Convection** : transfert de chaleur résultant du mouvement de matière, à l'intérieur d'une entité constituée d'un fluide. Un corps qui se déplace emmène avec lui la chaleur qu'il contient.
- **Radiation (rayonnement)** : tous les corps émettent de la lumière, en fonction de leur température, et sont eux-mêmes chauffés par la lumière qu'ils absorbent. La radiation est l'émission d'énergie par un corps du fait de sa température sous forme d'ondes électromagnétiques.

Pour les deux premiers modes, la présence de matière est indispensable pour qu'il y ait un transfert thermique à l'inverse du mode de transfert par rayonnement qui peut s'effectuer dans le vide, il s'agit d'un transfert à distance quasi-instantané sans nécessiter de support matériel.

### II.6-2 Formulation vectorielle

L'équation générale de propagation de la chaleur dans le cas d'un fluide (gaz) compressible s'écrit [37]:

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} + \frac{T}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \rho \frac{Dp}{Dt} = -\text{div}(Q) + P - Q_r \quad (\text{II.45})$$

$C_p$  : Chaleur spécifique à pression constante [J/K°.Kg].

$T$  : Température [K°].

$Q$  : Sources des flux de conduction thermique [W/m²].

$P$  : Terme source de chaleur correspondant, d'une part au travail des forces appliquées au fluide, d'autre part à la dissipation visqueuse.

$Q_r$  : Pertes radiatives [W/m³], supposées nulles ( $Q_r=0$ ) pour ( $T \leq 9500\text{K}^\circ$ ) et données par cette expression [27]:

$$Q_r = 5600(T-9500) + 181(T-9500)^2$$

$$\frac{Dp}{Dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + v \cdot \text{grad}(p) \quad (\text{II.46})$$

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + v \cdot \text{grad}(T) \quad (\text{II.47})$$

Si les vitesses sont suffisamment faibles pour considérer les termes de pression  $p$  comme négligeables, on obtient l'équation classique en régime permanent [23].

$$\rho C_p \vec{v} \cdot \text{grad}T = -\text{div}Q + P - Q_r \quad (\text{II.48})$$

Dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local les transferts de chaleur par conduction peuvent être exprimées à l'aide d'une conductivité thermique totale  $K$  [23].

$$Q = -K \text{grad}(T) \quad (\text{II.49})$$

L'équation de bilan énergétique de sorte que la conservation d'énergie soit donnée par :

$$\underbrace{\rho C_p \vec{v} \cdot \text{grad}T}_{\text{Convection}} = \underbrace{\text{div}(K \text{grad}T)}_{\text{conduction}} + \underbrace{P - Q_r}_{\text{termes de source}} \quad (\text{II.50})$$

### II.6-3 Formulation en coordonnées cylindriques

En coordonnées axisymétriques l'équation (II.41) s'écrit :

$$\rho C_p \left( v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( K \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial T}{\partial z} \right) + P - Q_r \quad (\text{II.51})$$

### II.6-4 Terme source

Si on ne prend pas en compte la dissipation visqueuse de la chaleur pour le cas d'un plasma. Donc la puissance induite qui est le résultat du travail des courants induits. Donc  $P$  exprime le terme source d'électromagnétisme dans l'équation thermique :

$$P = \frac{1}{2\sigma} J \cdot J^* \quad (\text{II.52})$$

En substituant cette dernière (II.52) dans l'équation de la thermique (II.51), on obtient :

$$\rho C_p \left( v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( K \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{2\sigma} J \cdot J^* - Q_r \quad (\text{II.53})$$

## II.7 Récapitulatif des Equations du Modèle MHD et Hypothèses

Les équations fondamentales de la MHD que nous utiliserons par la suite sont constituées des équations électromagnétiques écrites en potentiel vecteur magnétique et des équations de conservation que nous résumons ci-dessous :

$$\text{rot} \vec{t} \left[ \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A} \right] + \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{J}$$

$$\rho(\vec{v} \text{grad}) \vec{v} = \vec{F} - \text{grad}(p) - \frac{2}{3} \text{grad}[\eta \text{div}(\vec{v})] + \vec{\tau}$$

$$\text{div}(\rho \vec{v}) = 0$$

$$\rho C_p \vec{v} \cdot \text{grad} T = \text{div}(K \text{grad} T) + P - Q_r$$

Pour écrire ces équations, les hypothèses suivantes ont été appliquées :

Notre travail est porté sur la modélisation de la zone de décharge qui est cylindrique et présente un axe de révolution. Si on ne tient pas compte de l'hélicité de l'enroulement inducteur, on peut réduire notre modèle à une représentation axisymétrique bidimensionnelle (fig. II.3);

- Le plasma créé par induction est un milieu gazeux composé de molécules, d'atomes, d'ions et d'électrons. Ce milieu est supposé continu et se comportant globalement comme un fluide.

L'hypothèse de continuité impose, dans l'approche numérique, de considérer des éléments de volume très grands à l'échelle moléculaire; très petits à l'échelle macroscopique du système étudié :

- Le libre parcours moyen  $\lambda$  des molécules est la distance qu'elles parcourent entre deux collisions. Il peut être calculé par :

$$\lambda = \frac{k_B T}{p \sigma_s} \quad (\text{II.54})$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $p$  la pression et  $\sigma$  la section efficace de collision des molécules du gaz en  $\text{m}^2$  [38]. Ce libre parcours moyen est de l'ordre de  $6,6 \cdot 10^{-6}$  m à la pression atmosphérique [39]. Dans nos calculs, les dimensions des plus petites mailles sont de l'ordre de  $10^{-4}$  m. Les éléments sont donc très grands vis à vis de l'échelle moléculaire.

- Le domaine de calcul est de forme cylindrique (fig. II.3), ses dimensions sont spécifiées sur le tableau II.1. Le maillage de ce domaine comporte de l'ordre 15 000 mailles. Les éléments sont donc petits, vis à vis de l'échelle macroscopique du système et les grandeurs caractéristiques de l'écoulement (température, masse volumique, vitesse) peuvent être supposées uniformes dans chaque élément.

- Le plasma est en équilibre thermodynamique local (ETL) : toutes les espèces du plasma (électrons, ions, atomes, molécules) ont la même énergie et donc, il est possible de définir une température unique.

- Le plasma est traité comme un unique fluide neutre et laminaire. Un écoulement est laminaire lorsque le mouvement des particules fluides se fait de façon régulière et ordonnée (il ne présente pas trop de variations spatiales ou temporelles), bien souvent stationnaire. Il devient turbulent lorsque le déplacement est irrégulier et que des fluctuations aléatoires de vitesse se superposent au mouvement moyen du fluide. Le nombre de Reynolds  $R_n$ , qui représente le rapport des forces d'inertie sur celles de viscosité, permet de caractériser l'apparition de la turbulence. Il est défini par:

$$R_n = \frac{\rho V d}{\eta} = \frac{V L}{\nu} \quad (\text{II.55})$$

Si :  $R_n < 2000$  : l'écoulement est laminaire,

$R_n > 3000$  : l'écoulement devient turbulent.

Avec :

$V$  : la vitesse du fluide [m/s]

$L$  : la longueur caractéristique du plasma [m]

$\rho$  : densité de masse du fluide [ $\text{kg/m}^3$ ]

$\eta$  : viscosité dynamique du fluide [Pa.s]

- La pression thermodynamique  $p$  peut être déterminée de différentes manières en fonction du domaine d'étude. Dans le cas où le fluide est en contact avec un très grand réservoir à pression  $p_\infty$  comme l'atmosphère  $p_{atm}$ , la pression est constante ( $p = \text{constante}$ ) [20].

La figure II.2 montre la cohérence physique, la description du couplage entre phénomènes dans un modèle MHD est assurée via des termes sources. Le champ EM (énergie électrique) exercé sur le fluide par la force de Lorentz correspondant à l'énergie mécanique,

Le champ EM (énergie électrique) chauffe le fluide par des courants induits (effet joule) correspondant à l'énergie thermique.

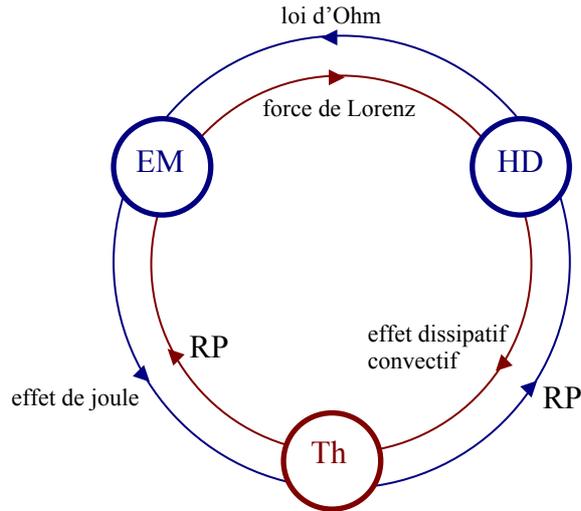


Figure II.2: Schéma du couplage MHD-Thermique

EM : électromagnétique, HD : hydrodynamique, Th : thermique,  
 RP : Réintroduire les propriétés du milieu en fonction de  $T [K^\circ]$

### II.8 Modèle Axisymétrique Simplifié d'une Torche à Plasma Inductif

Il existe de nombreuses conceptions de torches RF, mais le modèle de base reste identique à celui proposé par Reed en 1961 [11].

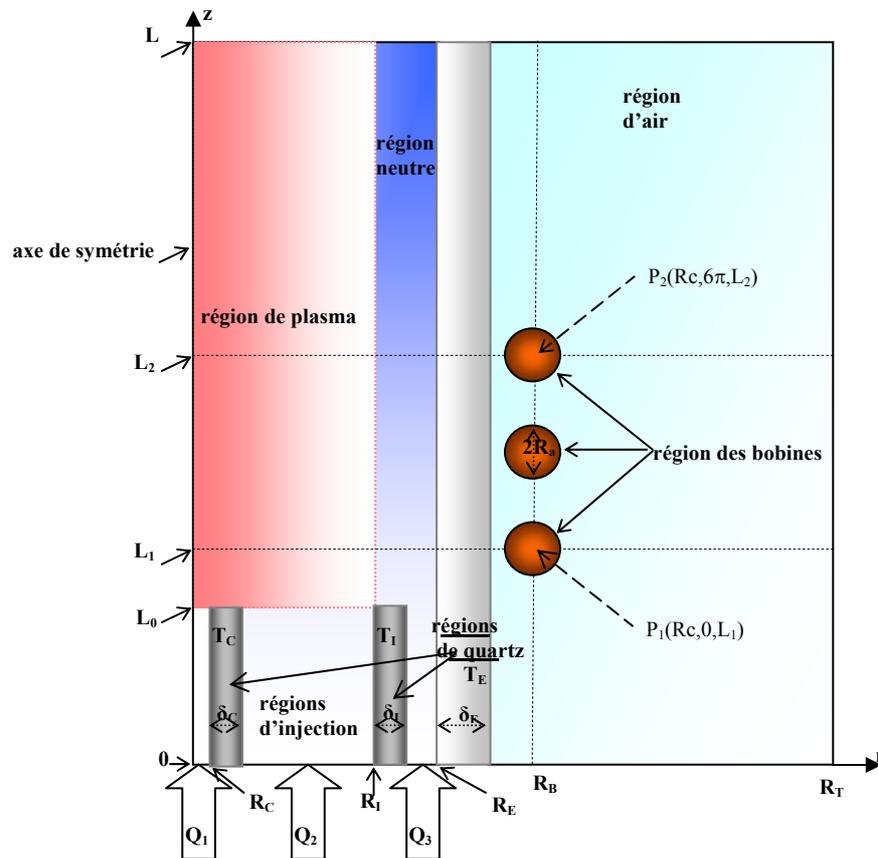


Figure II.3: Schéma du modèle simplifié axisymétrique d'une torche à plasma inductif

La figure II.3, représente une configuration axisymétrique de notre modèle physique décrit au premier chapitre (fig. I.4) avec ses différentes régions [36]. Les dimensions et les données de ce modèle sont illustrées dans la partie applications (section II.14).

Nous venons d'exposer le modèle axisymétrique d'une torche à plasma inductif et les développements mathématiques complexes qui régissent le comportement du phénomène d'induction dans cette dernière. Nous allons exposer dans ce qui va suivre le modèle numérique de résolution de ces équations aux dérivées partielles (EDP) du problème MHD, plus précisément la méthode des éléments finis.

## II.9 Modèle Numérique

Il existe plusieurs méthodes pour résoudre les équations aux dérivées partielles. Elles sont analytiques, numériques ou mixtes (semi- analytique).

Les méthodes analytiques sont les premières méthodes utilisées. Elles consistent à résoudre les équations différentielles analytiquement avec la technique de séparation des variables. Elles sont d'emploi restreint à des géométries simples dans une approche unidimensionnelle, ou quelquefois dans des problèmes bidimensionnels [31].

Les méthodes numériques, sont des méthodes qui résolvent directement les équations différentielles. Avec le développement des ordinateurs ces méthodes trouvent un large champ d'utilisation. Les plus couramment utilisées, nous citons la méthode des différences finies, la méthode des volumes finis et celles des éléments finis a pour objets de ce chapitre :

- La méthode des différences finies consiste à remplacer approximativement l'opérateur différentiel par un opérateur de différence, ceci par développement en série de Taylor. Cette méthode permet d'obtenir des résultats satisfaisants dans de nombreux problèmes, mais elle reste limitée aux configurations régulières.

- La méthode des volumes finis, le domaine d'étude dans cette méthode est subdivisé en volumes élémentaires de telle manière que chaque volume entoure un nœud du maillage (celui des différences finies). L'équation est intégrée sur chacun des volumes élémentaires. Pour calculer l'intégrale dans ce volume élémentaire, la fonction inconnue est représentée à l'aide d'une fonction d'approximation (linéaire, exponentielle) entre deux nœuds consécutifs. Ensuite, la forme intégrale est discrétisée dans le domaine d'étude. Cela conduit à une solution plus précise que la méthode des différences finis (MDF).

### II.9-1 La méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (MEF) consiste à subdiviser le domaine d'étude en domaines élémentaires appelés éléments finis (élément de forme linéique, triangulaire, tétraédrique, etc...), comme le montre la figure II.4 et à exprimer l'inconnue sur chaque élément par les fonctions d'interpolation en fonction des valeurs de l'inconnue en chacun des sommets de cet élément soit aux centres. Pour des domaines bidimensionnels, les éléments de maillage sont souvent des triangles (fig. II.5), tandis que dans les problèmes tridimensionnels (fig. II.6) ils sont plutôt de forme tétraédrique ou prismatique [30]. La figure II.4 présente quelques éléments typiques pour des problèmes uni et bidimensionnels.

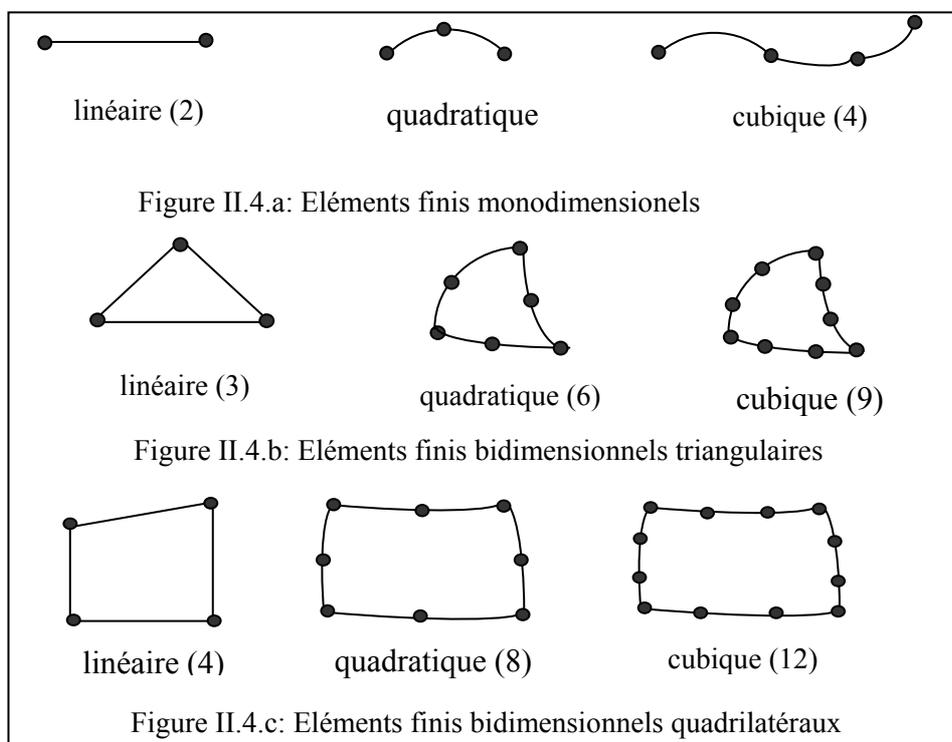


Figure II.4: Eléments finis mono et bidimensionnels

Chaque élément fini est constitué d'un ensemble des nœuds et des arrêtes. La variable inconnue est approximée sur chaque élément fini à l'aide d'une interpolation polynomiale.

En préférant d'habitude en bidimensionnel un maillage carré ou triangulaire mais rien n'empêche de choisir des maillages plus complexes. Il n'est pas non plus nécessaire que le maillage soit régulier et l'on a tendance à resserrer le maillage près des endroits où l'on conçoit que la solution va beaucoup varier, cependant il faut veiller à avoir des éléments faiblement distordus (se rapprocher d'un polygone régulier). Plus ce maillage est resserré plus la solution de l'équation aux dérivés partielles que l'on obtient par la méthode des éléments finis sera précise et proche de la réalité.

La figure ci-dessous (fig. II.5) représente différents raffinages de maillage adopté pour le modèle axisymétrique d'une torche à plasma inductif (fig. II. 3).

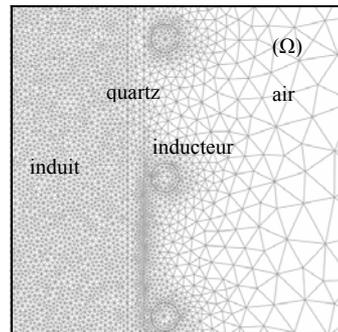


Figure II.5: Modèle bidimensionnel pour différents domaines d'étude discrétisés en EF (*Th*)

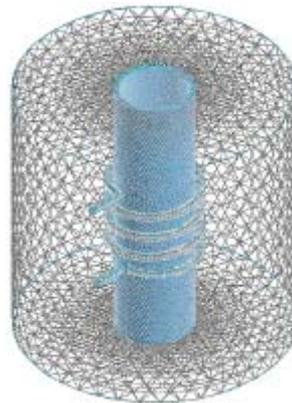


Figure II.6: Modèle tridimensionnel en éléments finis d'une torche (ICP)

Dans cette méthode on cherche à exprimer une formulation intégrale basée sur l'une des deux approches suivantes :

- La méthode variationnelle qui consiste à minimiser une fonctionnelle qui représente généralement, l'énergie du système étudié. Cette méthode n'est donc applicable que si on connaît une fonctionnelle équivalente au problème différentiel que l'on veut résoudre.

- La méthode des résidus pondérés ou méthode projective de Galerkin qui consiste à minimiser le résidu pondéré d'une équation différentielle pour trouver une solution discrète approximative de la fonction inconnue.

La simulation numérique par éléments finis de différents problèmes physiques a déjà été largement étudiée dans le passé. On a choisi cette méthode au cours de notre étude, puisque c'est une méthode plus adaptée aux géométries complexes (même en trois dimensions) et à la prise en compte des non linéarités. Elle est générale et peut s'appliquer à la majorité des problèmes pratiques. Malgré cela, elle est un peu difficile à mettre en œuvre puisqu'elle requiert une grande capacité d'espace mémoire et un temps de calcul important.

### II.9-2 Résolution des EDPs par la Méthode des Eléments Finis

De plus en plus d'équations aux dérivées partielles provenant de la modélisation de problèmes physiques très variés (en électromagnétisme, en thermique, en chimie, en mécanique du solide, en aérodynamique et pour des problèmes de mécanique des fluides, ...) sont résolues numériquement par la méthode des éléments finis [23].

La méthode des éléments finis consiste à chercher une solution approchée des EDPs en se plaçant dans un espace ( $\Omega$ ) de dimension finie.

La résolution se déroule en plusieurs étapes :

1- *l'analyse mathématique* du problème de départ avec, en particulier, son écriture sous forme intégrale (ou variationnelle) et l'étude des propriétés :

- existence de la solution,
- unicité de la solution,
- propriétés de convergence.

#### 2- *l'implémentation*

- la création de la triangulation (le maillage, noté :  $Th$ ) du domaine à considérer ;
- la définition du où des éléments finis c'est-à-dire la construction de l'espace de dimension finie ( $\Omega$ );
- la génération des tableaux élémentaires correspondants à la contribution de chaque élément T de  $Th$ , i.e. à la (aux) matrice(s), au second membre du système et aux contraintes ;
- la formation du système à résoudre (ou assemblage) ;
- la prise en compte de conditions aux limites *essentiels* ou *non naturelles*;
- choix de la méthode de résolution ;
- la résolution du système, i.e. le calcul du champ approchant la solution cherchée ;
- la présentation et l'exploitation des résultats.

### II.9-3 Résolution du modèle magnétohydrodynamique par la MEF

La résolution par la méthode des éléments finis repose sur le concept simple de représentation du comportement physique du milieu continu (plasma) à l'aide de modèle mathématique MHD décrit précédemment. Ce modèle numérique (MEF) consiste à utiliser une approximation simple des variables inconnues à l'intérieur de chaque élément fini pour transformer les équations aux dérivées partielles associées à des conditions aux limites en un système d'équations algébriques à résoudre.

On se limitera, dans ce qui suit, à la présentation de la méthode projective de Galerkin qui sera systématiquement employée lors de la résolution des équations aux dérivées partielles (EDP) qui décrivent le modèle MHD dans la torche à plasma inductif. Cette méthode permet de traiter directement les EDP sans avoir passer par un principe variationnel. Elle consiste à projeter l'EDP sur une base de fonctions  $\beta_i$  telles que :

$$\int_{\Omega} EDP.\beta_i d\Omega = 0 \quad (II.56)$$

$\Omega$  : domaine de résolution.

$\beta_i$  : fonction de projection ou de pondération.

Dans l'EDP, l'inconnue aura été auparavant approchée à l'aide d'une fonction d'interpolation polynomiale qu'on notera  $\alpha_j$  et telle que :

$$i = \sum_j \alpha_j I_j \quad (II.57)$$

$i$ : inconnue, au cours de notre étude ( $A, T, v_r$  et  $v_z$ )

$I_j$  : Valeur de l'inconnue au point  $j$  de l'élément  $i$  ( $A_j, T_j, v_{rj}$  et  $v_{zj}$ )

$\alpha_j$  : Fonction d'interpolation (polynômes de Lagrange d'ordre 2 dans notre étude).

- **Pour le cas axisymétrique** ( $\alpha_j = \alpha_j(r,z)$ )

La méthode de Galerkin consiste à choisir des fonctions de projection (pondération) égales à celles d'interpolation:

$$\beta_i = \alpha_j \quad (II.58)$$

On notera alors les fonctions d'interpolation et de projection respectivement  $\alpha_j$  et  $\alpha_i$  (avec :  $\alpha_i = \alpha_j$ )

## II.10 Formulation Eléments Finis de l'Equation Electromagnétique

### II.10-1 Formulation intégrale

Rappelons la formulation en coordonnées axisymétriques de l'équation électromagnétique (II.32) :

$$j \frac{\omega \sigma \mu_0}{r} (rA) - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA) \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (rA) \right) = \mu_0 J \quad (II.59)$$

$A$  : est la composante orthoradiale complexe du potentiel magnétique vecteur et  $J$  celle de la densité de courant imposée dans l'inducteur.

En posant  $A = rA$  cette équation devient :

$$j\omega\frac{\sigma\mu_0}{r}A - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial A}{\partial r}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial A}{\partial z}\right) = \mu_0 J \quad (\text{II.60})$$

La méthode projective de Galerkin conduit à l'expression :

$$j\omega\iint_{\Omega}\mu_0\sigma\alpha_i A\frac{drdz}{r} - \iint_{\Omega}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial A}{\partial r}\right)\alpha_i drdz - \iint_{\Omega}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial A}{\partial z}\right)\alpha_i drdz = \iint_{\Omega}\mu_0 J\alpha_i drdz \quad (\text{II.61})$$

$\Omega$  : est le domaine d'étude,

Cette expression constitue la forme de la formulation éléments finis de l'équation électromagnétique.

L'intégration par partie des termes comportant des dérivées d'ordre deux génère la forme faible de cette formulation, qui comporte l'intégrale de frontière permettant d'explicitier les conditions aux limites naturelles.

$$j\omega\iint_{\Omega}\mu_0\sigma\alpha_i A\frac{drdz}{r} + \iint_{\Omega}\frac{\partial A}{\partial r}\frac{\partial\alpha_i}{\partial r}\frac{drdz}{r} + \iint_{\Omega}\frac{\partial A}{\partial z}\frac{\partial\alpha_i}{\partial z}\frac{drdz}{r} - \int_{\Gamma}\frac{\partial A}{\partial r}\alpha_i \cos(n,r)\frac{d\Gamma}{r} - \int_{\Gamma}\frac{\partial A}{\partial z}\alpha_i \cos(n,z)\frac{d\Gamma}{r} = \iint_{\Omega}\mu_0 J\alpha_i drdz \quad (\text{II.62})$$

$\cos(n,r)$  et  $\cos(n,z)$  sont les cosinus directeurs au point considéré de la frontière.

Cette équation peut s'écrire :

$$j\omega\iint_{\Omega}\mu_0\sigma\alpha_i A\frac{drdz}{r} + \iint_{\Omega}\text{grad}(\alpha_i).\text{grad}(A)\frac{drdz}{r} - \int_{\Gamma}\text{grad}A.n\alpha_i\frac{d\Gamma}{r} = \iint_{\Omega}\mu_0 J\alpha_i drdz \quad (\text{II.63})$$

$n$  : vecteur unitaire normal au point considéré de la frontière.

Le terme  $\int_{\Gamma}\text{grad}A.n\alpha_i\frac{d\Gamma}{r}$  exprime la condition aux limites naturelle de l'équation.

## II.10-2 Conditions aux limites

En prenant soin de bien choisir les frontières représentant l'infini on prend simplement comme conditions aux limites  $A=0$  sur l'axe de symétrie et sur les frontières de domaine le terme de frontière disparaît dans l'équation (II.63). La discrétisation de  $A$  en polynôme d'interpolation de Lagrange d'ordre 2 (fig. II.4.b):

$$A = \sum \alpha_j A_j \quad (\text{II.64})$$

Cette dernière conduit à l'écriture matricielle de l'équation (II.63), en tenant compte les conditions aux limites :

$$[M_A][A] = [K_{SA}] \quad (\text{II.65})$$

Avec :

$$[M_A] = [j\omega[L] + [M]] \quad (\text{II.66})$$

$$L_{ij} = \iint_{\Omega} \mu_0 \sigma \alpha_i \frac{drdz}{r}$$

$$M_{ij} = \iint_{\Omega} \text{grad}(\alpha_i) \cdot \text{grad}(\alpha_j) \frac{drdz}{r}$$

$$K_{SAi} = \iint_{\Omega} \mu_0 J \alpha_i drdz$$

## II.11 Formulation Eléments Finis de l'Equation d'Ecoulement

### II.11-1 Formulation intégrale

L'écriture, en coordonnées axisymétriques, de l'équation d'écoulement se déduit du système des équations (II.36), (II.37) et (II.39) en y ajoutant le terme de gravité ( $\rho g$ ) :

$$\rho \left( v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial}{\partial r} \left( r \eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] - \frac{\eta v_r}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r} + F_r$$

$$\rho \left( v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \eta \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial z} + F_z + \rho g$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0$$

Après résolution de ces trois équations on peut déterminer les grandeurs d'écoulement ( $v_r$ ,  $v_z$  et  $p$ ). Les deux premières équations étant naturellement couplée à  $v_r$  et  $v_z$  respectivement, la troisième sera couplée à la pression  $p$ , même si cette dernière n'y apparaît pas. Rappelons que, pour des raisons de stabilité numérique l'équation relative à la pression sera projetée sur une base de fonctions polynomiales sous-paramétriques de degré 1.

Les fonctions d'interpolation seront identiques aux fonctions de projection donc de degré 1. On les notera respectivement  $\beta_i$  et  $\beta_j$  pour les différentier de  $\alpha_i$  et  $\alpha_j$  qui sont des polynômes de Lagrange d'ordre 2.

Après projection et intégration par partie des termes de second ordre on obtient pour la première composante ( $v_r$ ) :

$$\begin{aligned} & \iint_{\Omega} \rho v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \alpha_i r dr dz + \iint_{\Omega} \rho \alpha_i v_r \frac{\partial v_r}{\partial z} r dr dz - \iint_{\Omega} p \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} r dr dz - \iint_{\Omega} p \alpha_i dr dz + \\ & \iint_{\Omega} \eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} r dr dz + \iint_{\Omega} \eta \text{grad}(\alpha_i) \cdot \text{grad}(v_r) r dr dz + \iint_{\Omega} \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} r dr dz + \iint_{\Omega} 2\eta v_r \alpha_i \frac{dr dz}{r} \quad (\text{II.67}) \\ & = \iint_{\Omega} F_r \alpha_i dr dz + \int_{\Gamma} (2\eta \frac{\partial v_r}{\partial r} - p) \alpha_i \cos(n, r) d\Gamma + \int_{\Gamma} (\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}) \cos(n, r) d\Gamma \end{aligned}$$

Pour la composante ( $v_z$ )

$$\begin{aligned} & \iint_{\Omega} \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial r} \alpha_i r dr dz + \iint_{\Omega} \rho \alpha_i v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} r dr dz - \iint_{\Omega} p \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} r dr dz + \\ & \iint_{\Omega} \eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} r dr dz + \iint_{\Omega} \eta \text{grad}(\alpha_i) \cdot \text{grad}(v_z) r dr dz + \iint_{\Omega} \eta \frac{\partial v_r}{\partial z} \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} r dr dz = \quad (\text{II.68}) \\ & \iint_{\Omega} (F_z - \rho g) \alpha_i r dr dz + \int_{\Gamma} (2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} - p) \alpha_i \cos(n, r) r d\Gamma + \int_{\Gamma} (\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}) \alpha_i \cos(n, r) d\Gamma \end{aligned}$$

Pour la troisième composante  $P$  :

$$\begin{aligned} & \iint_{\Omega} \rho v_z \beta_i dr dz + \iint_{\Omega} v_z \frac{\partial \rho}{\partial r} \beta_i r dr dz + \iint_{\Omega} \rho \frac{\partial v_z}{\partial r} \beta_i r dr dz + \iint_{\Omega} v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \beta_i r dr dz + \iint_{\Omega} \rho \frac{\partial v_z}{\partial z} \beta_i r dr dz = 0 \quad (\text{II.69}) \end{aligned}$$

## II.11-2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites naturelles de cette équation s'expriment par les intégrants linéiques résultant de l'intégration par partie et qui figurent dans les membres de droite des deux premières équations. On voit tout de suite, que dans la formulation que nous avons adoptée, il ne ressort aucune condition aux limites naturelle de l'équation relative à la pression (équation de continuité). De plus, on voit qu'en fixant la valeur de la pression  $p$  en un point par exemple, l'équation de continuité (II.69) ne serait plus vérifiée car la valeur de la pression n'y figure pas. Il faudrait donc supprimer cette équation au niveau du point considéré (ce qu'on fait d'habitude quand on fixe une condition aux limites de type Dirichlet). Mais en faisant cela, il est évident que la conservation de la masse ne serait plus vérifiée.

Pour la commodité du raisonnement on peut considérer le tenseur relatif aux intégrants sur la frontière  $\Gamma$ .

$$\tau = \begin{pmatrix} (2\eta \frac{\partial v_r}{\partial r} - p) & \eta(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}) \\ \eta(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}) & (2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} - p) \end{pmatrix}$$

Les conditions aux limites naturelles des équations (II.68) et (II.69) peuvent s'écrire respectivement :  $\int_{\Gamma} \tau_r . n \alpha_i d\Gamma$  et  $\int_{\Gamma} \tau_z . n \alpha_i d\Gamma$

$\tau_r$  et  $\tau_z$  : sont les vecteurs composantes en  $r$  et  $z$  du tenseur.

Avant d'expliciter les conditions aux limites relatives à notre système, rappelons que l'équation d'écoulement n'est résolue que dans la région du plasma.

### II.11-2-1 Entrée de l'applicateur

A ce niveau, on suppose que les gaz plasmagènes entrent dans l'induit avec une direction axiale. La valeur des vitesses d'entrée est fixée par le débit. On impose donc, à l'entrée de l'applicateur des conditions aux limites de type Dirichlet :

$$v_r = 0 \text{ et } v_z = \frac{Q}{S}$$

$$v_z = \begin{cases} Q_1 / \pi R_C^2 & r < R_C \\ 0 & R_C < r < R_C + \delta_C \\ Q_2 / \pi (R_I^2 - (R_C + \delta_C)^2) & R_C + \delta_C < r < R_I \\ 0 & R_I < r < R_I + \delta_I \\ Q_3 / \pi (R_E^2 - (R_I + \delta_I)^2) & R_I + \delta_I < r < R_E \end{cases} \quad (\text{II.70})$$

$Q$  : débit volumique d'entrée des gaz [ $\text{m}^3/\text{s}$ ],

$S$  : section transversale de la torche [ $\text{m}^2$ ].

### II.11-2-2 Parois interne de l'applicateur

La, aussi on impose des conditions de type de Dirichlet en supposant qu'il n'y a aucun glissement au niveau des parois :

$$v_r = v_z = 0 \quad (\text{II.71})$$

### II.11-2-3 Axe de l'applicateur

Etant donné qu'il s'agit d'un axe de symétrie, on impose :

$$v_r = 0 \text{ et } \tau_z = 0 \quad (\text{II.72})$$

### II.11-2-4 Sortie de l'applicateur

L'écoulement étant laminaire, et la sortie suffisamment éloignée des sources (région de l'inducteur), on supposera que l'information provenant des conditions aux limites naturelles ne perturbe aucunement l'écoulement et on peut alors imposer [27, 28,40] :

$$\tau = 0 \quad (II.73)$$

En remarquant que, à chaque fois qu'à condition de type Dirichlet est appliquée, l'équation correspondante est supprimée dans la région concernée, il s'avère que l'implémentation de l'équation d'écoulement peut se faire en s'affranchissant de tous les intégrants linéiques. Ceci qui nous dispense de créer des régions linéiques sur les frontières du domaine d'étude de l'équation d'écoulement.

La discrétisation des 'inconnues dans les équations (II.67), (II.68) et (II.69) selon l'équation (II.57) conduit à l'écriture matricielle du système en tenant compte des conditions aux limites :

$$[M_E][I] = [K_{SE}] \quad (II.74)$$

Étant donné que l'inconnue possède trois composantes, la matrice  $M_E$  est construite par bloc :

$$[M_E] = \begin{bmatrix} M_{rr} & M_{rz} & M_{rp} \\ M_{zr} & M_{zz} & M_{zp} \\ M_{pr} & M_{pz} & M_{pp} \end{bmatrix}, [I] = \begin{bmatrix} v_r \\ v_z \\ p \end{bmatrix} \text{ et } [K_{SE}] = \begin{bmatrix} K_{Sv_{r,i,j}} \\ K_{Sv_{z,i,j}} \\ K_{SP_{i,j}} \end{bmatrix}$$

$M_{rr}$  : termes de couplage entre les composantes  $v_r$  et  $v_r$

$M_{rz}$  : termes de couplage entre les composantes  $v_r$  et  $v_z$

Et ainsi de suite...

Après discrétisation on obtient :

$$M_{r_{r,i,j}} = \iint_{\Omega} \eta drad(\alpha_j) \cdot grad(\alpha_i) r dr dz + \iint_{\Omega} \rho \alpha_j \frac{\partial v_r}{\partial r} \alpha_i r dr dz + \iint_{\Omega} \eta \frac{\partial \alpha_j}{\partial r} \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} r dr dz + \iint_{\Omega} 2\eta \alpha_j \alpha_i \frac{dr dz}{r}$$

$$M_{r_{z,i,j}} = \iint_{\Omega} \rho \alpha_j \frac{\partial v_r}{\partial z} \alpha_i r dr dz + \iint_{\Omega} \eta \frac{\partial \alpha_j}{\partial r} \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} r dr dz$$

$$M_{rP_{i,j}} = -\iint_{\Omega} \beta_j \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} r dr dz - \iint_{\Omega} \beta_j \alpha_i dr dz$$

$$M_{zr_{i,j}} = \iint_{\Omega} \rho \alpha_j \frac{\partial v_z}{\partial r} \alpha_i r dr dz + \iint_{\Omega} \eta \frac{\partial \alpha_j}{\partial z} \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} r dr dz$$

$$M_{zz_{i,j}} = \iint_{\Omega} \eta \text{grad}(\alpha_j) \cdot \text{grad}(\alpha_i) r dr dz + \iint_{\Omega} \rho \alpha_j \frac{\partial v_z}{\partial z} \alpha_i r dr dz + \iint_{\Omega} \eta \frac{\partial \alpha_j}{\partial z} \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} r dr dz$$

$$M_{zP_{i,j}} = -\iint_{\Omega} \beta_j \frac{\partial \alpha_i}{\partial z} r dr dz$$

$$M_{Pr_{i,j}} = -\iint_{\Omega} \rho \alpha_i \beta_j dr dz + \iint_{\Omega} \frac{\partial \rho}{\partial r} \beta_j \alpha_i dr dz + \iint_{\Omega} \rho \frac{\partial \alpha_j}{\partial r} r dr dz$$

$$M_{Pz_{i,j}} = \iint_{\Omega} \frac{\partial \rho}{\partial r} \alpha_i \beta_j dr dz + \iint_{\Omega} \rho \frac{\partial \alpha_j}{\partial z} \beta_j r dr dz$$

$$M_{PP_{i,j}} = 0$$

Quant aux composantes de vecteur source  $[K_{SE}]$ , elles s'écrivent :

$$K_{Svr_{i,j}} = -\iint_{\Omega} F_r \alpha_i r dr dz$$

$$K_{Svz_{i,j}} = -\iint_{\Omega} F_z \alpha_i r dr dz + \iint_{\Omega} \rho g \alpha_i r dr dz$$

$$K_{Sp_{i,j}} = 0$$

## II.12 Formulation Elément Finis de l'Equation Thermique

### II.12-1 Formulation intégrale

Rappelons l'équation (II.51) relative à l'écriture, en coordonnées cylindriques, de l'équation de la chaleur dans la région de la décharge (induit) :

$$\rho C_p (v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (K \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (K \frac{\partial T}{\partial z}) + P - Q_r \quad (\text{II.75})$$

Après intégration par partie et projection sur la base  $\alpha_i$  on obtient :

$$\begin{aligned} \iint_{\Omega} \rho C_p v_r \alpha_i \frac{\partial T}{\partial r} r dr dz + \iint_{\Omega} \rho C_p v_z \alpha_i \frac{\partial T}{\partial z} r dr dz + \iint_{\Omega} K \text{grad}(T) \cdot \text{grad}(\alpha_i) r dr dz = \\ \int_{\Gamma} K \alpha_i \frac{\partial T}{\partial n} d\Gamma + \iint_{\Omega} P \alpha_i r dr dz - \iint_{\Omega} Q_r \alpha_i r dr dz \end{aligned} \quad (\text{II.76})$$

$$\text{Avec : } \text{grad}(T).n = \frac{\partial T}{\partial n}$$

### II.12-2 Conditions aux limites

$$\text{L'intégration linéique : } \int_{\Gamma} K \alpha_i \frac{\partial T}{\partial n} d\Gamma$$

exprime les conditions aux limites naturelles de l'équation

#### II.12-2-1 Entrée de l'applicateur

A ce niveau, nous supposons que les gaz introduisent dans l'enceinte de l'induit avec une température constante (fig. II.6).

On impose donc une condition de type Dirichlet :

$$T = T_0 \tag{II.77}$$

#### II.12-2-2 Sortie de l'applicateur

Dans cette région (fig. II.7) on prend une condition aux limites analogue à celle qui a été adoptée pour l'équation d'écoulement. On suppose donc que le terme de convection domine :

$$\frac{\partial T}{\partial n} = 0 \tag{II.78}$$

#### II.12-2-3 Axe de l'applicateur

Étant donné que c'est un axe de symétrie voir (fig. II.6) on écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \tag{II.79}$$

#### II.12-2-4 Parois internes de l'applicateur

Le tube de confinement, en quartz, est refroidi par circulation d'un liquide réfrigérant (de l'eau en général). Il est donc permis de supposer que la température sur la face externe du tube est maintenue constante.

Tandis qu'en surface ( $r = R_E$ ), le transfert de chaleur s'effectue par conduction-rayonnement à travers l'épaisseur du quartz (fig. II.7) entre le plasma et l'atmosphère ambiante. La condition est décrite par une condition de Neumann non homogène en fonction de la température extérieure :

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} = Q_r + \frac{k_q}{\delta_E} (T - T_a) \quad (\text{II.80})$$

$T_a$  : température ambiante [K°].

$\delta_E$  : épaisseur du tube de confinement [m].

$k_q$  : conductibilité thermique du quartz [W/m.K°].

$Q_r$  : terme de rayonnement.

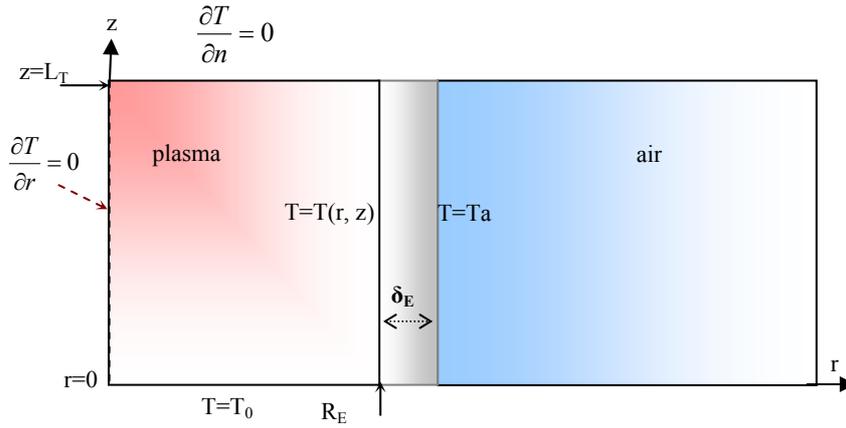


Figure II.7: Conditions aux limites au voisinage de la paroi

Après l'intégration des conditions aux limites, la discrétisation de  $T$  en polynôme de Lagrange d'ordre 2 selon l'équation (II.57) donne :

$$T = \sum \alpha_j T_j$$

L'équation (II.65), après intégration des conditions aux limites, conduit au système classique :

$$[M_T][T] = [K_{ST}] \quad (\text{II.81})$$

Avec:

$$M_{Tij} = \iint_{\Omega} \rho C_p v_r \alpha_i \frac{\partial \alpha_j}{\partial r} r dr dz + \iint_{\Omega} \rho C_p v_z \alpha_i \frac{\partial \alpha_j}{\partial z} r dr dz + \iint_{\Omega} K \text{grad}(\alpha_i) \cdot \text{grad}(\alpha_j) r dr dz + \int_{\Gamma} \frac{K_q}{\delta} \alpha_i \alpha_j r dr d\Gamma$$

$$K_{STi} = \iint_{\Omega} P \alpha_i r dr dz - \iint_{\Omega} Q_r \alpha_i r dr dz$$

### II.13 Méthode de Résolution des Systèmes d'Equations Algébriques

Il est établi que la résolution de ces systèmes couplés peut être effectuée suivant trois méthodes :

- la méthode du couplage fort ou direct,
- la méthode du couplage paramétrique,
- la méthode du couplage dit faible ou alterné ou encore indirect.

Chacune de ces méthodes présente ses avantages et ses inconvénients. En fixant comme objectif la qualité du résultat en matière de précision et de rapidité, en particulier le temps de calcul, et la facilité d'exploitation et de mise en œuvre du modèle de couplage on a adopté la méthode du couplage fort (modèle fort). Ainsi les échanges de données par rapport à la méthode indirecte sont supprimés et le calcul des termes de couplage est directement effectué dans l'élément fini. Cependant, elle a aussi des inconvénients : La résolution du problème éléments finis nécessite la résolution d'un système matriciel asymétrique à chaque itération du processus de Newton, l'emploi d'un maillage unique éléments finis adapté aux trois problèmes MHD est nécessaire. Cette technique consiste à prendre un maillage unique et à éliminer les équations là où elles ne sont pas définies, en fixant la valeur de la variable d'état (valeur nulle) aux nœuds (condition de type Dirichlet)

La simulation numérique du fluide (plasma) repose sur la modélisation des phénomènes couplés magnétohydrodynamique et thermique. La méthode habituelle de résolution du problème couplé est la méthode indirecte qui repose sur des analyses cycliques électromagnétique, écoulement et thermique. Ces phénomènes ne sont pas indépendants les uns des autres, et il s'avère souvent indispensable de ne pas négliger leurs influences mutuelles dans le cadre de la simulation numérique. L'alternative que nous avons réalisée est la nouvelle méthode directe de couplage MHD qui consiste à résoudre l'ensemble des trois problèmes dans le même élément fini. En suivant la démarche de MEF qu'en vient décrire antérieurement, en tenant compte des conditions aux limites et des termes du couplage entre formulations citées précédemment, conduit à un système unique d'équations avec une inconnue  $[I]$  à cinq composantes:

$$[M][I]-[F]=[R] \quad (II.82)$$

où  $[M]$  est la matrice de couplage,  $[I]$  est le vecteur des inconnus,  $[F]$  est le vecteur de source et  $[R]$  le vecteur résiduel.

$$\begin{bmatrix} a_{AA} & a_{AT} & a_{Avr} & a_{Avz} & a_{Ap} \\ a_{TA} & a_{TT} & a_{vrA} & a_{vzA} & a_{pA} \\ a_{vrA} & a_{vrT} & a_{vrvr} & a_{vrVz} & a_{vrp} \\ a_{vzA} & a_{vzT} & a_{vzvr} & a_{vzvz} & a_{vzp} \\ a_{pA} & a_{pT} & a_{pvr} & a_{pvz} & a_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ T \\ vr \\ vz \\ p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_A \\ f_T \\ f_{vr} \\ f_{vz} \\ f_p \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} R_A \\ R_T \\ R_{vr} \\ R_{vz} \\ R_p \end{bmatrix} \quad (\text{II.81})$$

Le couplage se fait alors par des matrices et des vecteurs globaux pour les cinq composantes  $A_\phi$ ,  $T$ ,  $v_r$ ,  $v_z$  et  $p$  y compris dans certains domaines de définition mutuellement incompatibles (voir la section suivante).

Le système est non linéaire puisque ses propriétés physiques  $\sigma, \rho, C_p, K$  et  $Qr$  dépendent de la température, la formulation éléments finis du problème couplé, est résolue par une méthode directe itérative de Newton avec une adaptation des paramètres non linéaires [41]. Les itérations sont arrêtées jusqu'à une tolérance relative très petite ajusté pour le résidu. Les trois problèmes, électromagnétique, thermique et d'écoulement sont résolus simultanément dans le même domaine d'étude  $\Omega$  et s'appuient sur le même maillage qui comprend  $m$  mailles et  $n$  nœuds.

## II.14 Applications et Discussions des Résultats

### II.14-1 Moyens et implémentation du modèle fort

Le modèle fort conduit, à des temps de calcul et des besoins en capacité de stockage importants, mais avec le développement de la technologie au niveau des mémoires (de l'ordre du Go de RAM), cela ne pose pas de problème. Les calculs sont faits sur un ordinateur avec processeur : Intel 2 duo cœur (P7700, 2.4GHz) et de 2 Go de RAM.

Au cours de ma bourse de formation algéro-française (2007/2009), on a implémenté ce modèle de couplage fort dans un logiciel Comsol Multiphysiques; outil de résolution d'équations aux dérivées partielles (EDP) par éléments finis; disponible au sein du Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP, Université de Paris Sud). A l'aide duquel on peut coupler les résultats d'analyses issus des différents modèles physiques mis en jeu. Le point fort de ce logiciel repose sur son positionnement : la simulation multiphysique couplant de manière arbitraire les lois physiques, l'électromagnétique, la température et l'écoulement de fluide. Grâce à des fonctions avancées permettent d'entrer manuellement des EDP spécifiques. On a introduit l'effet de la compressibilité dans le modèle fluide (gaz).

Lorsque le ou les modules (électromagnétique, thermique et écoulement) ont été choisis dans le navigateur de modèle ou construits par l'utilisateur, la première chose à faire

est de dessiner la géométrie de notre système. Ensuite, d'introduire les paramètres physiques qui définissent le domaine, il est nécessaire aussi, de définir les différentes conditions aux limites d'une manière pertinente. Le maillage des domaines est automatique. Il est possible de le raffiner globalement ou de manière localisée. Lorsque le problème est complètement défini, il ne reste plus qu'à le résoudre. Avant de présenter les différents résultats obtenus, en citant quelques difficultés liées à la modélisation et une description détaillée du modèle.

## **II.14-2 Difficultés liées à la modélisation du modèle**

### **II.14-2-1 Difficultés liées aux conditions aux limites**

La possibilité la plus simple dans un problème physique (EM) consiste à modéliser la région d'air comme une boîte de dimension finie discrétisée en éléments finis. Ceci a été réalisé dans cette application. Sur le pourtour de cette boîte, considérée comme représentant l'infini, sont affectées les conditions aux limites à l'infini telles que les potentiels et les champs sont nuls. Cette approximation de l'infini est d'autant plus justifiée que la boîte englobante est grande. Ainsi, l'erreur sur le calcul des valeurs des champs électromagnétiques est diminuée. Si cette solution est retenue, cette boîte est en général dimensionnée de sorte qu'elle soit environ 3 à 5 fois plus grande que la plus grande des dimensions de l'installation. On a choisi 125 mm de largeur correspond à celle adoptée dans les références [27, 36]. Il apparaît deux inconvénients. Le premier est qu'une décomposition en éléments finis ainsi qu'un calcul des grandeurs électromagnétiques dans l'air, sont numériquement coûteux. Des techniques utilisant la méthode des éléments de frontières peut également être utilisée pour modéliser l'infini, moyennant un coût plus élevé en place mémoire et en temps de calcul.

### **II.14-2-2 Difficultés liées à la présence du terme de transport dans l'équation de la température**

Lorsqu'on introduit la thermique dans un problème d'écoulement, on ajoute deux caractéristiques physiques :  $C_p$  la capacité calorifique, et la conductivité,  $k$  du fluide. La première donne l'inertie thermique du fluide, la seconde la vitesse de propagation de la chaleur. Un fluide dont la conductivité est nulle ne diffuse pas de chaleur. Alors, les seules variations possibles de la température dans le domaine viennent de la chaleur transportée par le courant. De même, si la diffusion est faible mais que la vitesse d'écoulement est rapide et la capacité calorifique élevée, alors la diffusion thermique est négligeable. Ces remarques se retrouvent dans *le nombre de Peclet*:

$$Pe = \frac{\rho C_p UL}{k} \quad (\text{II.83})$$

Qui représente le ratio transport/diffusion. Si, le champ thermique est directement lié à la diffusion, l'écoulement ne l'influence pas. Si le nombre de Peclet est élevé, dès qu'on atteint des valeurs de vitesse de l'ordre de 20m/s, cela pose des difficultés de convergence lors de la résolution si le maillage n'est pas assez fin. Pour obtenir une solution stable, on peut utiliser l'affinage du maillage qui peut atteindre un nombre prohibitif d'éléments sans qu'une solution stable soit obtenue, au bien par la méthode du décentrage de mailles qui permet une meilleure convergence mais avec une perte de précision. Elle consiste à décentrer les points d'intégrations dans l'élément fini par rapport à leur position originelle d'une valeur plus moins importante selon la taille de celui-ci [23].

Ce problème est bien connu et a fait l'objet de très nombreux travaux [27,28, 39, 40, 42]. En pratique, la solution est d'ajouter un terme de conductivité thermique artificielle dans l'équation de la température :

$$k_{artij} = \alpha \rho C_p \frac{V_i V_j}{|V|} D_m \quad (\text{II.84})$$

$\alpha$  : est un coefficient de décentrage compris entre 0 et 1

$D_m$  : est la taille caractéristique des mailles dont le calcul se fait automatiquement dans les intégrants matriciels relatifs au décentrage de mailles [23].

Le souci de la précision des calculs et l'innovation informatique à l'heure actuelle (haute technologie des microprocesseurs) nous a fait prendre le premier choix de l'affinage du maillage. Il convient de faire un maillage suffisamment fin pour que les résultats aient une bonne précision. Mais un maillage excessivement fin peut conduire à des temps de calcul incompatibles avec un travail efficace. Certaines règles s'appliquent lors de la construction d'un maillage, en termes de tailles et de formes d'éléments, pour limiter les erreurs purement numériques. Une approche pragmatique consiste à raffiner le domaine jusqu'à obtenir des résultats indépendants du maillage. Nous avons suivi cette méthode rouste pour aboutir au maillage du plasma (figure II. 4). Le maillage a été resserré dans la région de décharge et encore plus au voisinage de la paroi car c'est la zone où les gradients les plus importants sont observables. On a établi un maillage dans nos différentes applications, dont les statistiques suivantes autour de : 90000 de degré de liberté, 14000 d'éléments et 700 d'éléments de frontière. Dans ce cas, la profondeur de peau étant de plusieurs millimètres, le maillage ne pose aucun problème.

### **II.14-2-3 Difficultés liées à la condition initiale**

Par similitude, la formation initiale du plasma qui est électriquement conducteur est difficile à modéliser et nécessite un traitement numérique adéquat. Dans notre travail de modélisation on a exploité l'artifice d'amorçage décrit au premier chapitre (section I.7.3). En sachant que la conductivité électrique est une des propriétés fondamentales du plasma pour le reproduire, qui se traduit dans le plan numérique par introduction d'une conductivité électrique initiale pour débiter les calculs.

### **II.14-3 Description du modèle de la torche**

La figure (II.8) montre le modèle équivalent d'un système réaliste (fig. I.4), que nous avons implémenté afin de valider nos calculs numériques, ce dernier est comparé à plusieurs modèles de certaines torches à plasma décrites dans la littérature [27, 29, 36 et 23]. Dans cet exemple réel les propriétés du plasma utilisées sont dépendantes de la température (voir l'annexe II). L'exemple choisi est celui d'un cylindre est entouré par trois inducteurs fixes placés à différentes hauteurs, le tout placé dans l'air. On peut dire que, si on ne tient pas compte de l'hélicité de l'enroulement inducteur, le système complet possède un axe de symétrie de révolution tant que les tubes en quartz (de confinement de plasma, intermédiaire et central) le permettent. Ce modèle comprendra l'applicateur avec son inducteur mais aussi une partie de la région environnante car l'étude électromagnétique est parmi nos points d'intérêt les plus importants. On adopte le modèle dont la forme générale est représentée sur la figure II.8, comprend quatre régions précisément. Il s'agit de :

- Le plasma (charge),
- Le quartz (les diélectriques),
- La bobine (quatre inducteurs)
- Une région d'air qui enveloppe le tout où circulent les lignes de flux EM.

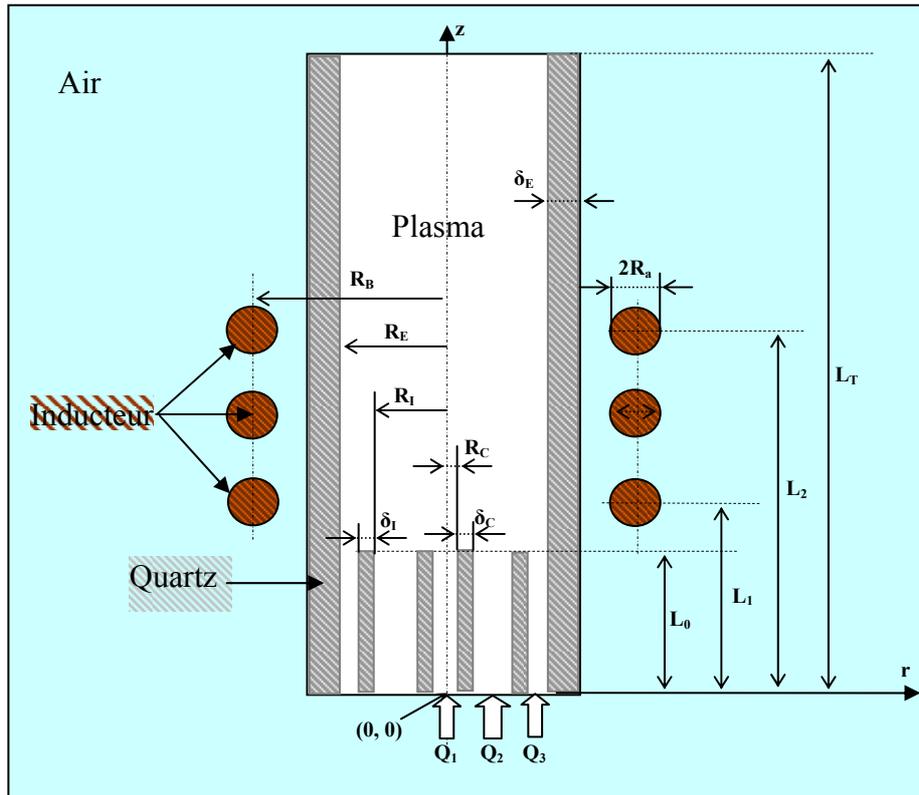


Figure II.8: Schéma bidimensionnel d'une torche à plasma inductif

En raison de l'axisymétrie du dispositif, il suffit de prendre en compte la moitié d'un plan de symétrie du système contenant cet axe ( $r=0, z$ ) pour modéliser le système (fig. II.3). Les propriétés géométriques et physiques sont présentées dans les tableaux suivants (Tab II.1, 2). Les limites extérieures du domaine sont choisies en fonction des conditions aux limites adoptées. Ceci a été précisé antérieurement.

#### II.14-4 Caractéristiques de l'Applicateur (géométriques, physiques et électriques)

La torche à plasma ICP a la possibilité de fonctionner soit avec de l'argon, soit avec de l'air. Selon la nature du gaz plasmagène, différents inducteurs, en inconel (80% Nickel, 14% Chrome, 6% Fer), sont utilisés. En général dans notre étude, l'inducteur est constitué par trois spires d'un fil en inconel (soit en cuivre) de ( $R_a=3$  mm) de rayon, espacées de 30 mm environ. Le rayon interne de ce solénoïde est ( $R_B = 33$  mm). De par la nature du gaz plasmagène, un inducteur de sept spires est requis pour l'air (gaz moléculaire) alors qu'il suffit d'un inducteur de trois spires dans le cas de l'argon (gaz atomique). L'argon est donc le gaz primaire le plus utilisé, car il présente l'avantage d'être inerte [40], il est introduit par des vitesses axiales à l'entrée de la torche (sec. II.11.2) traduit par des débits du gaz voir le tableau (Tab.II.1).

La torche est principalement constituée d'un tube concentrique en quartz facilement démontable de ( $L_T=100$ ) mm d'hauteur, il possède des diamètres interne et externe de 25 mm et 28.5 mm respectivement. Le choix du quartz réside dans son insensibilité aux chocs thermiques ainsi que dans sa bonne transparence aux proches UV ( $> 200 \text{ nm}$ ). Ce tube délimite la zone du plasma. Un tube intermédiaire, en céramique de  $R_I$  de diamètre interne et un' épaisseur  $\delta_i$ , sert à guider le gaz plasmagène. A l'intérieur du tube intermédiaire se situe l'injecteur de diamètre  $R_C$  et d'épaisseur  $\delta_C$ . Deux flux de gaz principaux sont utilisés: le flux d'alimentation destiné à la formation du plasma, qui fait aussi office de gaz de refroidissement des parois du tube de quartz, et le flux d'injection qui sert au transport d'échantillons et les introduit dans la zone axiale du plasma.

Les tableaux II.1 et II.2 donnent les caractéristiques, géométriques et physiques respectivement de la torche et les débits des gaz introduits.

$L_0= 50 \text{ mm}$	$R_C=1.7 \text{ mm}$	$\delta_C=2 \text{ mm}$	$Q_1=1 \text{ slpm}$
$L_1= 63 \text{ mm}$	$R_I=18.8 \text{ mm}$	$\delta_I=2.2 \text{ mm}$	$Q_2=3 \text{ slpm}$
$L_2= 121 \text{ mm}$	$R_E=25 \text{ mm}$	$\delta_E=3.5 \text{ mm}$	$Q_3=31 \text{ slpm}$
$L_T= 200 \text{ mm}$	$R_B=33\text{mm}$	$R_a=3 \text{ mm}$	

slpm : *standard liter per minute*

Tableau II.1 : Caractéristiques géométriques et les débits de gaz

<b>Régions</b>	<b>Plasma</b>	<b>Quartz</b>	<b>Inducteurs</b>	<b>Air</b>
$I_s \text{ [A]}$	$0$	$0$	$100A$	$0$
$\mu \text{ [H/m]}$	$\mu_0$	$\mu_0$	$\mu_0$	$\mu_0$
$\varepsilon \text{ [F/m]}$	$\varepsilon_0$	$4 * \varepsilon_0$	$\varepsilon_0$	$\varepsilon_0$
$\sigma \text{ [S/m]}$	$\sigma(T)$	$0$	$\sigma_{inconel}$	$0$
$k \text{ [w/m.K}^\circ]$	$K(T)$	$0$	$0$	$0$
$C_p \text{ [J/kg.K}^\circ]$	$C_p(T)$	$0$	$0$	$0$
$\rho \text{ [kg/m}^3]$	$\rho(T)$	$0$	$0$	$0$
$\eta \text{ [Pa.s]}$	$\eta(T)$	$0$	$0$	$0$
$I_s = 161A, f=3MHz, v_z(z=0)=10\text{m/s}, P(z=L_T)= 101\ 325 \text{ Pa} (=1 \text{ atm})$				

Tableau II.2: Caractéristiques physiques dans la torche

Où :  $\mu = \mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ [H/m]}$ ,

-  $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8.854410^{-12} \text{ [F/m]}$ ,

- $\sigma$  et  $k$  sont la conductivité électrique et thermique respectivement,
- $C_p$  la capacité calorifique,
- $\rho$  la densité de charge volumique du fluide,
- $\eta$  la viscosité dynamique du fluide.

## II.14-5 Résultats et Discussions

Les calculs sont réalisés dans le domaine d'étude et selon plusieurs profils à l'intérieur de la torche pour les trois phénomènes et à l'extérieur aussi pour l'électromagnétisme. Nous commençons par l'étude électromagnétique en présence de plasma, dans un but de comparaison, les allures des mêmes grandeurs en l'absence de plasma sont représentées.

### II.14-5-1 Etude électromagnétique

Cette étude est consacrée à des différentes simulations, qui nous permettront de donner une appréciation sur les grandeurs électromagnétiques précédemment décrites à partir du modèle en potentiel vecteur magnétique développé au cours de ce chapitre.

Les figures (II.9) et (II.10) montrent, les lignes équipotentielles de vecteur magnétique et les lignes isovaleurs de champ électrique respectivement. Sur chacune de ces courbes, on voit clairement que les maximums se trouvent aux voisinages des trois bobines (sources d'excitation). On voit que le champ électrique est l'image du potentiel vecteur magnétique en allure.

Les figures (II.11) et (II.12) illustrent le potentiel vecteur magnétique et le champ électrique tracé selon un chemin radial situé au milieu de la spire médiane, puis les figures (II.13) et (II.14) selon un chemin axial au voisinage de la paroi de quartz successivement en l'absence et en présence de plasma.

On remarque dans les deux premières figures que ces grandeurs EM croissent rapidement en fonction de  $r$  (rayon) jusqu'à atteindre une valeur maximale correspondante au centre des spires (effet d'inducteur) ensuite elles diminuent relativement dans la région d'air. Ceci s'explique par la présence des sources d'excitations qui influent directement sur le potentiel magnétique et le champ électrique qui les rendent maximaux à proximité. Cela aussi est nettement visible en voyant les deux autres représentations sur la paroi interne de quartz. On aperçoit aussi l'effet d'écartement de spires qui apparaît par trois pics (trois pics correspondants à trois spires).

On constate aussi que le pic maximum des deux grandeurs est celui qui coïncide avec la première spire près de l'entrée du gaz puisque c'est la région la moins influencée par le

plasma. ). En l'absence de plasma, le maximum des courbes (fig.II.13), (fig.II.14) pour des raisons de symétrie, se situe au niveau de la spire médiane de l'inducteur. La même chose est trouvée pour le champ magnétique sur la paroi interne de tube de confinement en l'absence et en présence de plasma (fig. II.16). La figure II.17 représente aussi le champ magnétique en l'absence et en présence de plasma et la conductivité électrique sur un chemin radial situé au niveau de la spire médiane de l'inducteur. On observe une forte baisse en amplitude de champ magnétique dans la torche traduit par la présence de plasma. A l'extérieur de la torche, l'influence de la présence du plasma est très faible.

La figure (II.15) montre le brassage magnétique du plasma, autant que l'étude du champ magnétique le long de l'axe de la torche donne des résultats intéressants (fig. II.18). En l'absence de plasma, la courbe est de la forme classique, en cloche. Le maximum de la courbe pour des raisons de symétrie, se situe au niveau de la spire médiane de l'inducteur. En présence de plasma, on assiste, outre la baisse très importante de la valeur du champ, à un déplacement de la courbe vers la sortie de la torche.

Les figures (II.19), (II.20) et (II.21) représentent, la densité de puissance induite dans le plasma, sur trois chemins radiaux aux niveaux des trois spires et sur la paroi interne du tube de quartz à l'intérieur de l'applicateur, respectivement. Une concentration de puissance se trouve au niveau de la spire médiane. L'effet de peau résultant des HF utilisées est tout à fait visible. Les régions centrales de la torche sont pratiquement exclues de tous phénomènes électromagnétiques : la puissance et les courants induits y sont nuls et le champ magnétique relativement faible. La zone où la puissance est transférée au plasma est souvent appelée zone de couplage. Elle représente en fait l'épaisseur de peau électromagnétique  $\delta$  au-delà de laquelle le champ est écranté par le plasma (fig. II.24).

On peut observer que la densité de puissance diminue à mesure que l'on s'éloigne de la paroi, signe que la source de puissance se trouvant du côté de la paroi de la torche est transférée en flux de chaleur soit par conduction vers le centre de la torche, soit par convection emporté par les gaz vers la sortie. La conduction est favorisée par des forces électromagnétiques qui s'exercent sur le plasma, d'une part, notamment radiales (fig. II.23) et, d'autre part, dirigées vers le centre de la torche (fig. II.22). On peut observer que la puissance induite par effet de Joule se concentre dans une fine peau annulaire parfois appelée zone de couplage qui délimite la partie la plus chaude du plasma (fig. II.19), et concentre les plus fortes forces électromagnétiques (fig.II.22). Il n'y a donc pas de chauffage du plasma par induction en dehors de la zone de couplage.

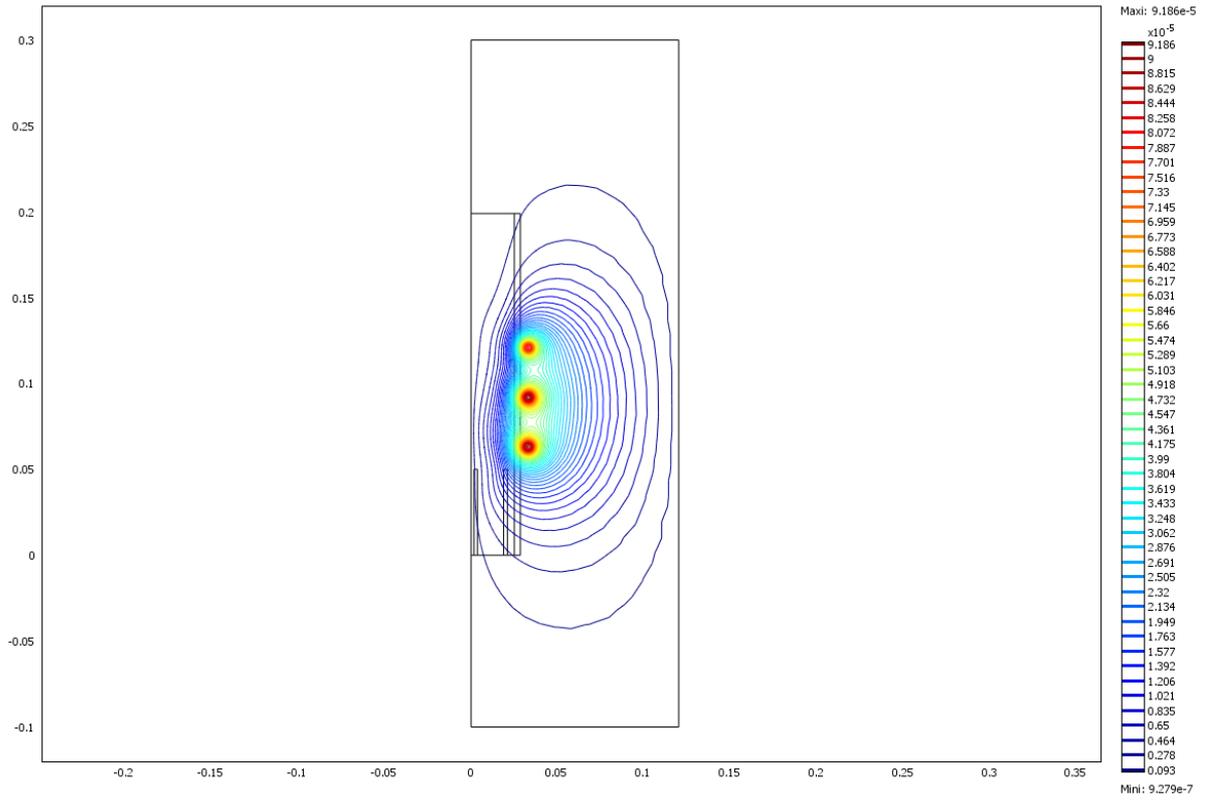


Figure II.9: Isovaleurs de potentiel vecteur magnétique  $A$  [Wb/m]

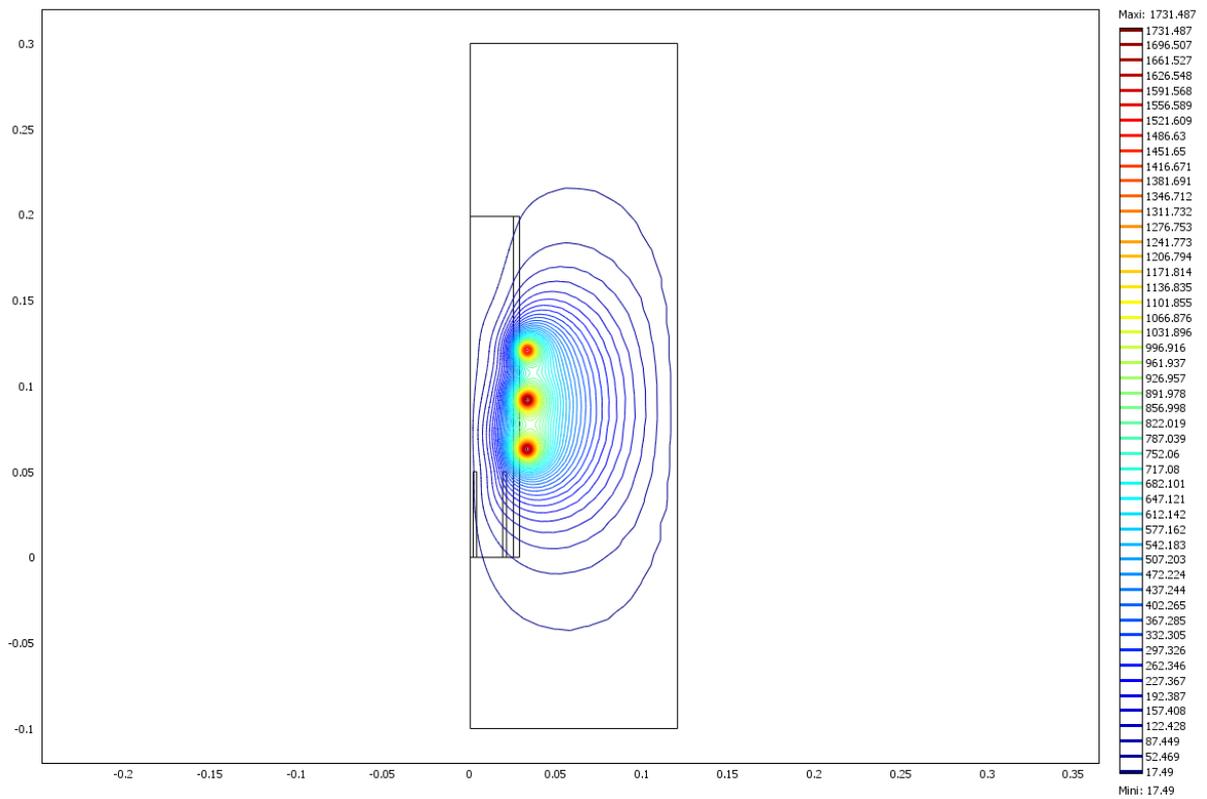


Figure II.10: Isovaleurs du champ électrique  $E$  [V/m]

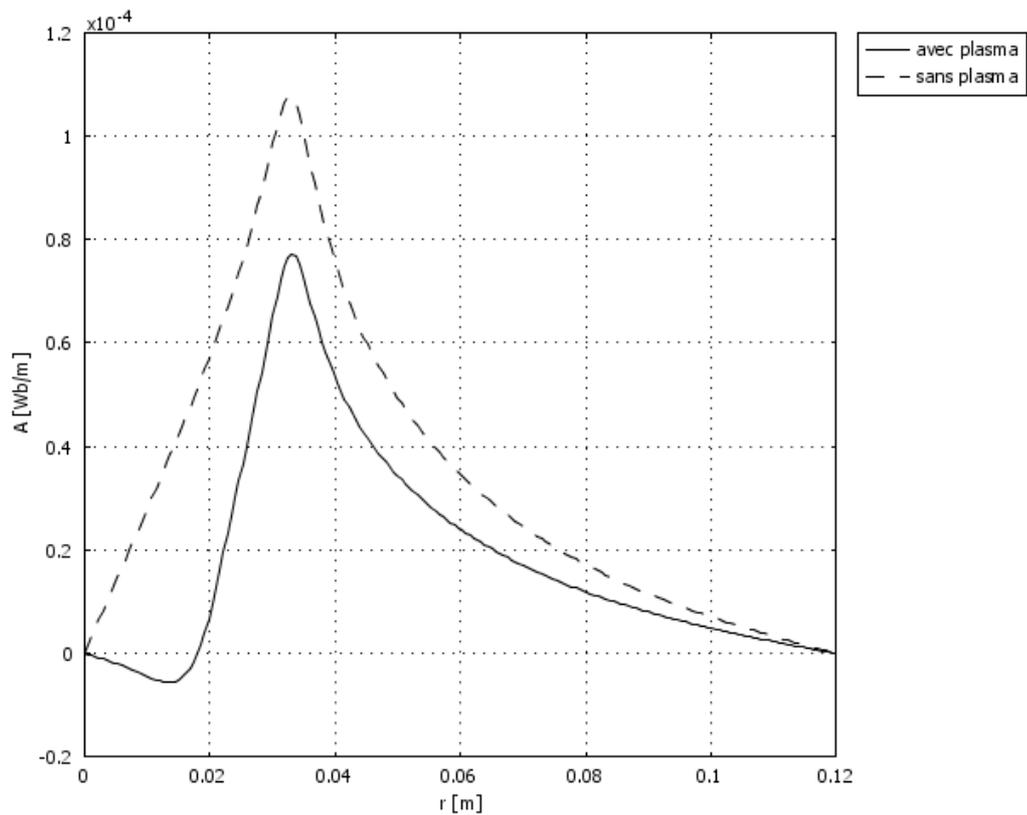


Figure II.11: Potentiel vecteur magnétique  $A$  [ $\text{Wb/m}$ ] sur un chemin radial situé au niveau de la spire médiane de l'inducteur avec et sans plasma

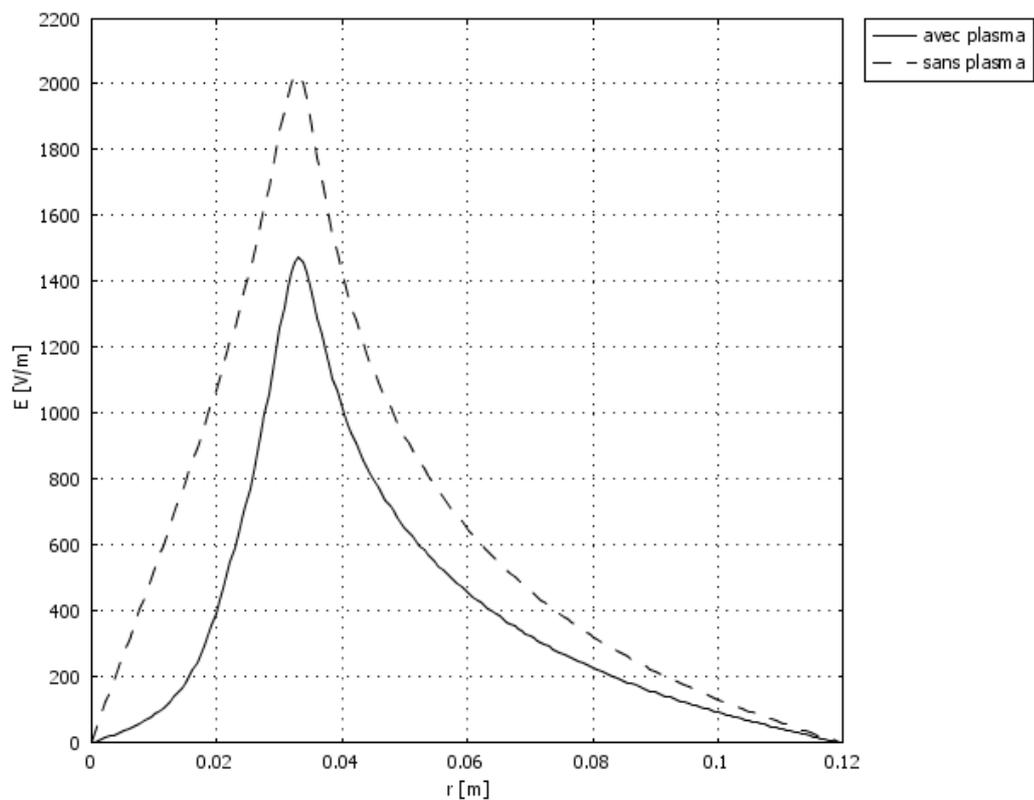


Figure II.12: Champ électrique  $E$  [ $\text{V/m}$ ] sur un chemin radial situé au niveau de la spire médiane de l'inducteur avec et sans plasma

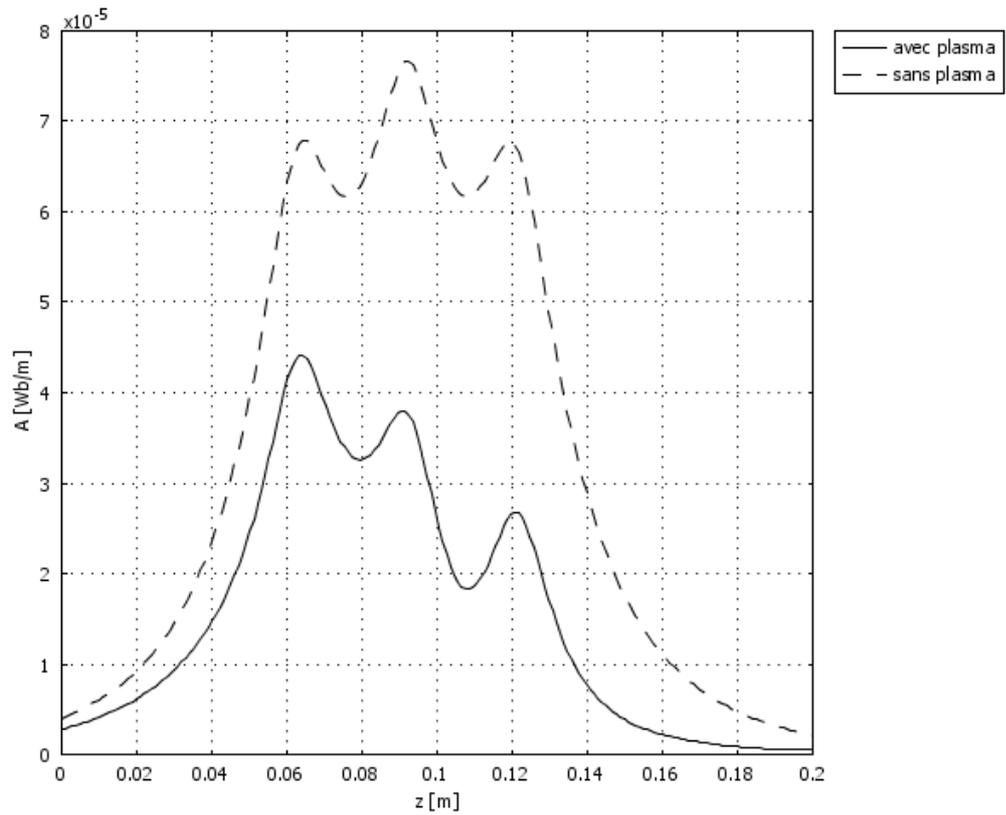


Figure II.13 : Potentiel vecteur magnétique  $A$  [Wb/m] sur la paroi interne de tube de quartz ( $r=2.5\text{cm}$ ) avec et sans de plasma

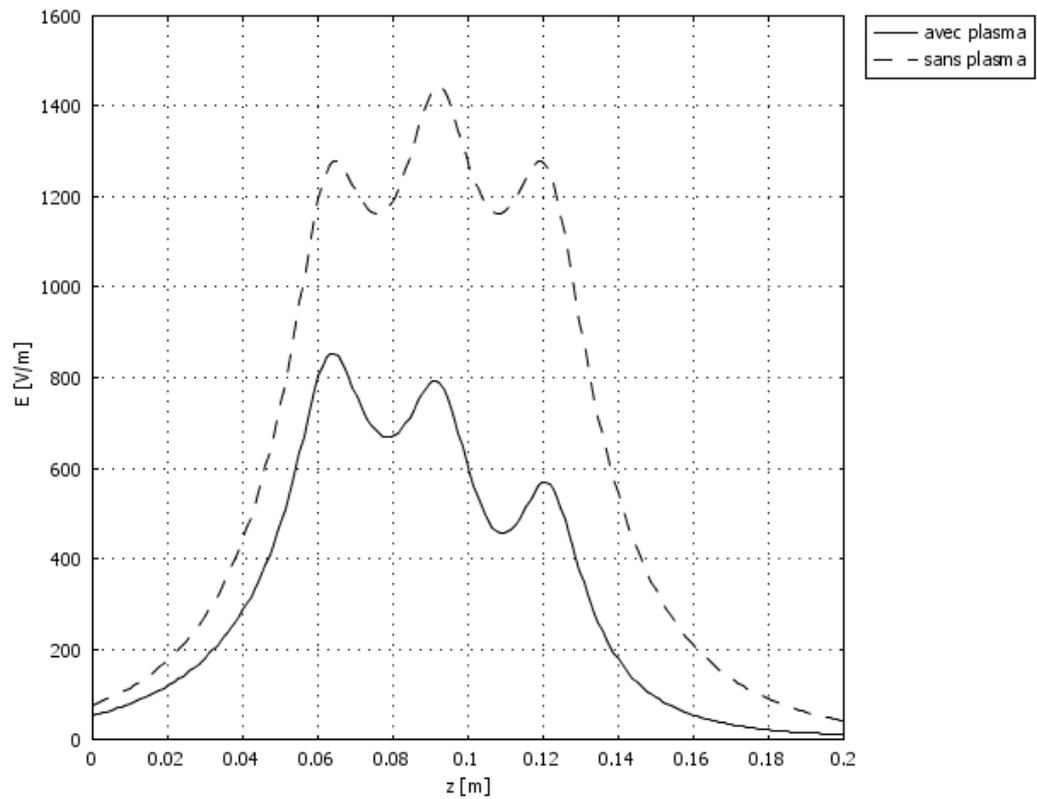


Figure II.14: Champ électrique  $E$  [V/m] sur la paroi interne de tube ( $r=2.5\text{cm}$ ) avec et sans de plasma

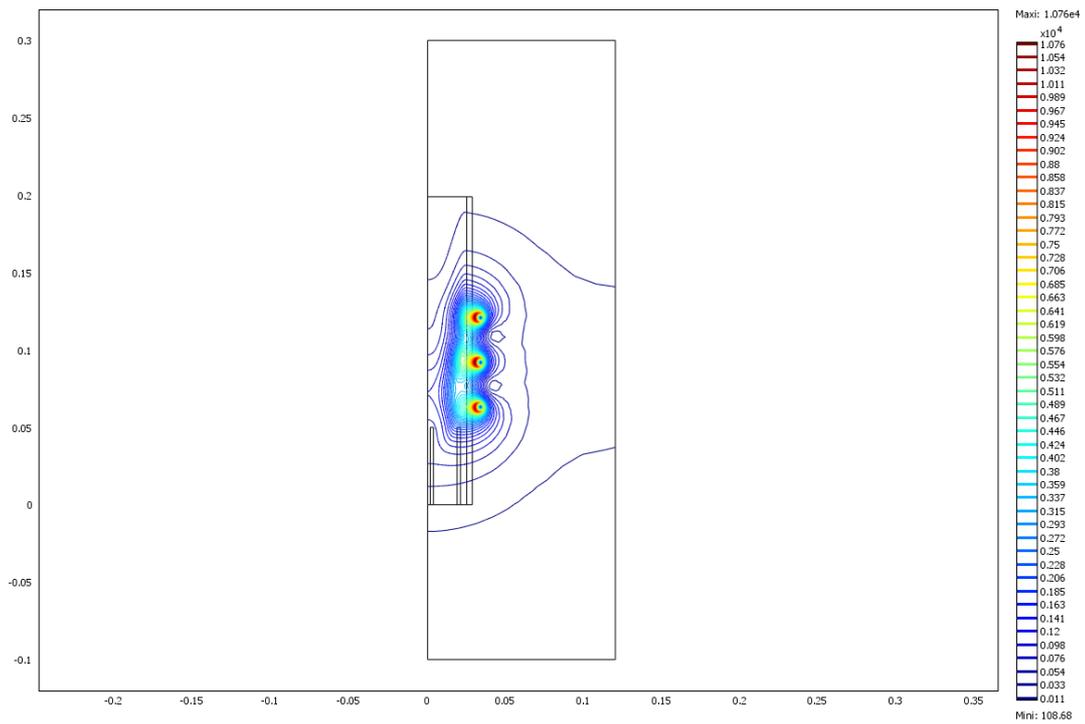


Figure II.15: Isovaleurs du champ magnétique H [A/m]

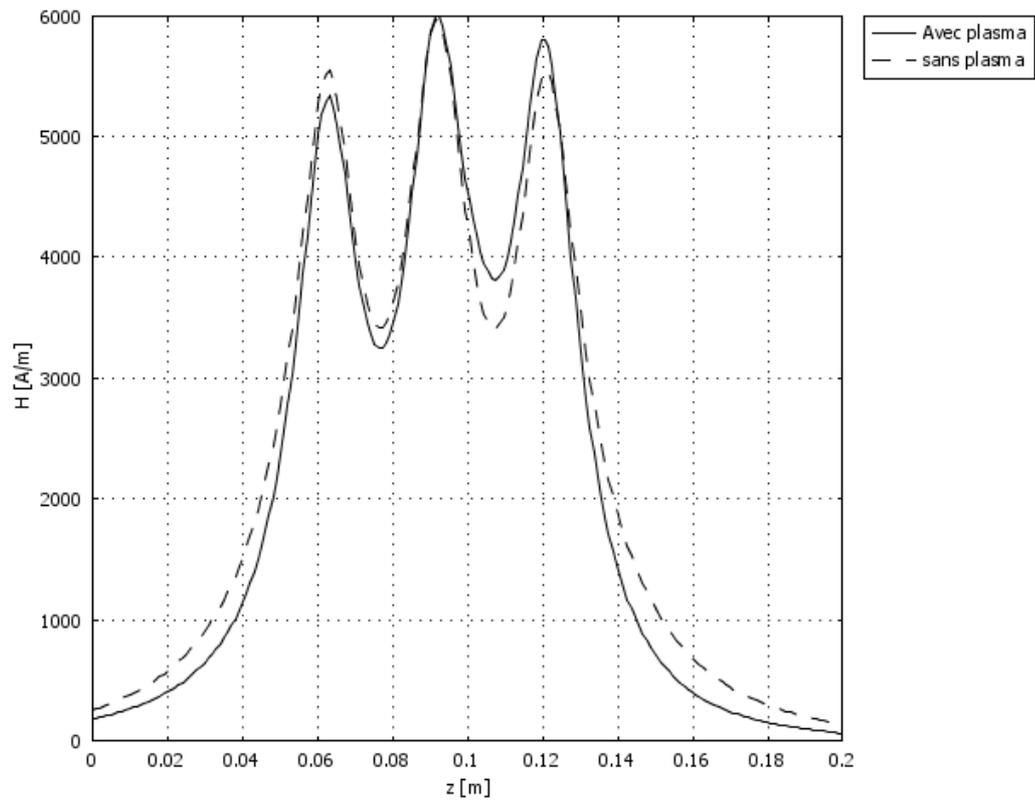


Figure II.16: Champ magnétique H [A/m] sur la paroi interne de tube de confinement ( $r=2.5\text{cm}$ ) avec et sans plasma

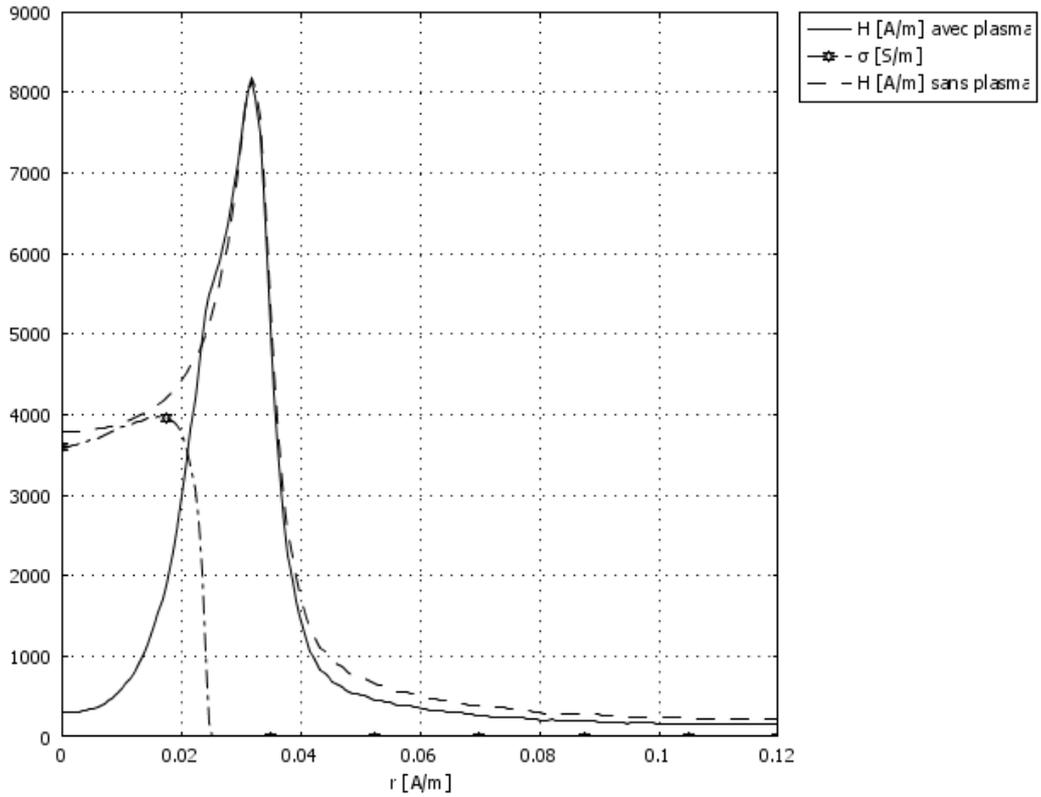


Figure II.17: Répartitions de champ magnétique avec et sans plasma et de la conductivité électrique sur un chemin radial situé au niveau de la spire médiane de l'inducteur

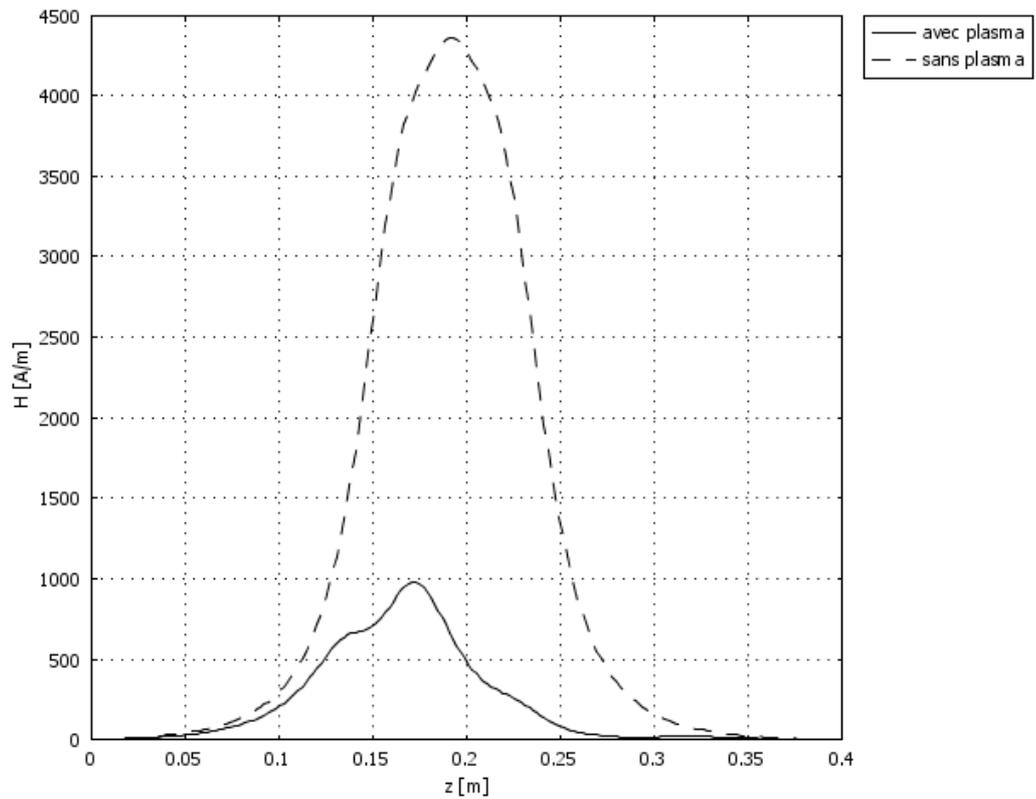


Figure II.18: Champ magnétique [A/m] sur l'axe de la torche ( $r=0\text{cm}$ ) avec et sans plasma

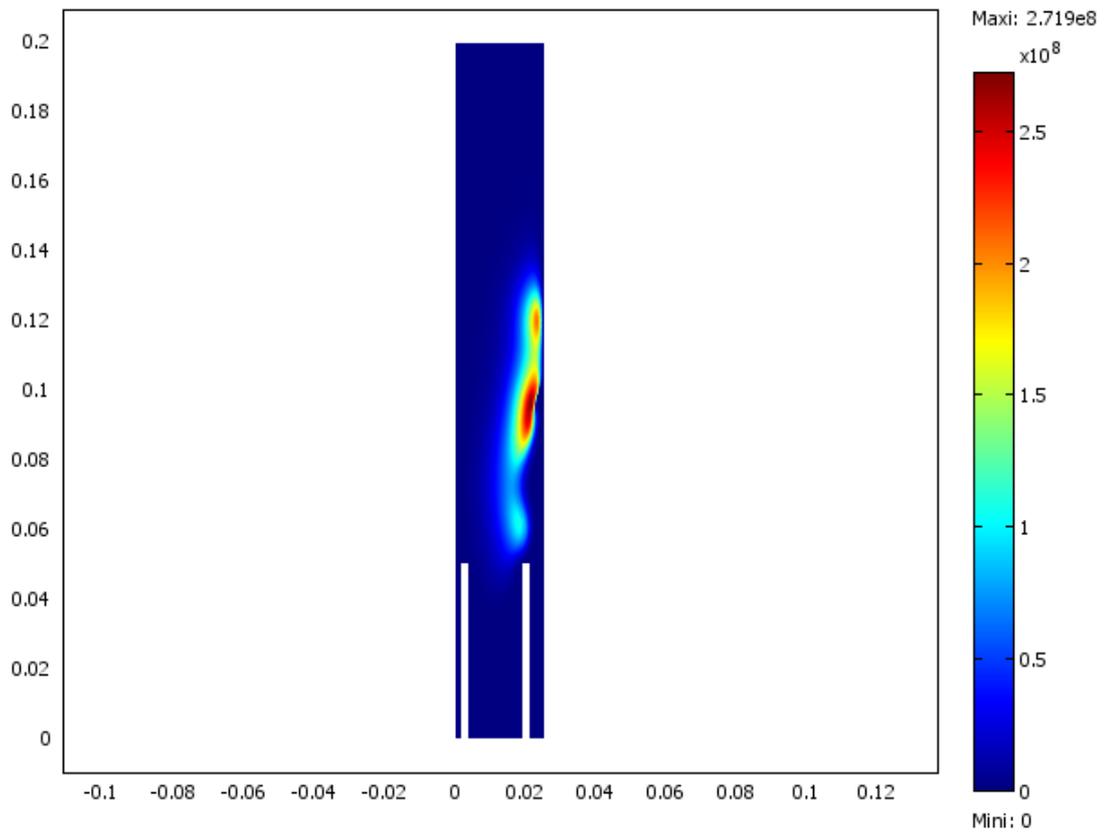


Figure II.19: Densité de puissance induite au sein de plasma P [W/m<sup>3</sup>]

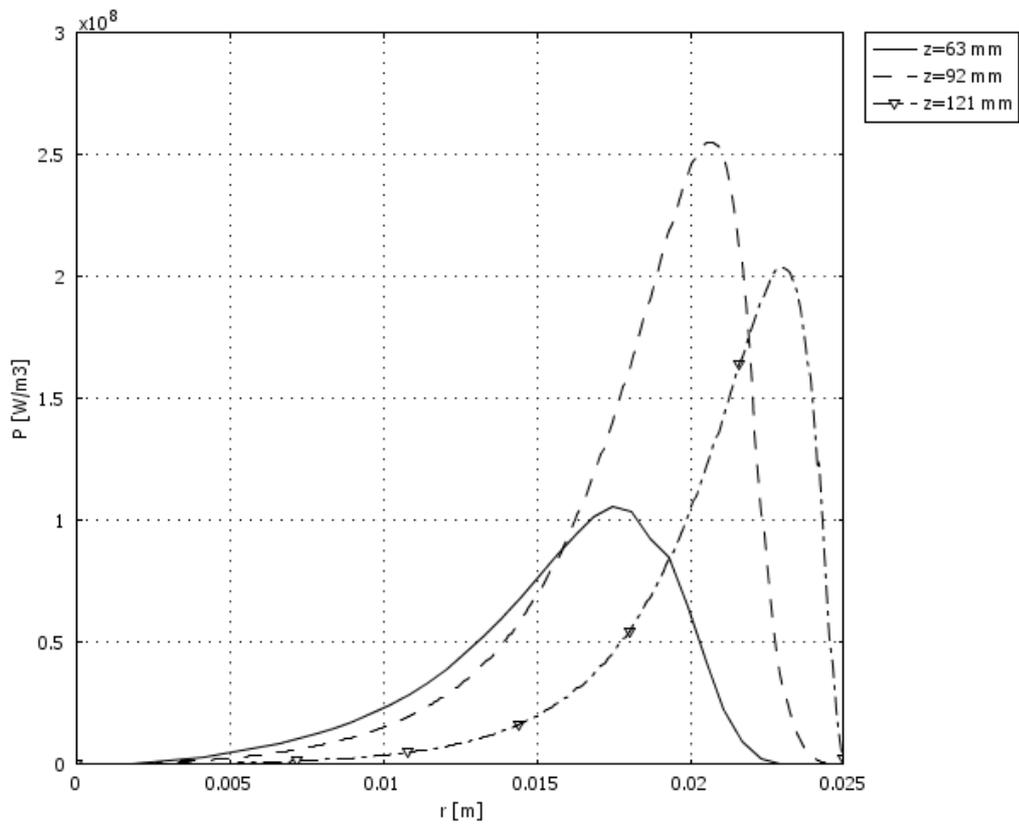


Figure II.20: Densité de puissance P [W/m<sup>3</sup>] sur trois chemins radiaux aux niveaux des trois spires.

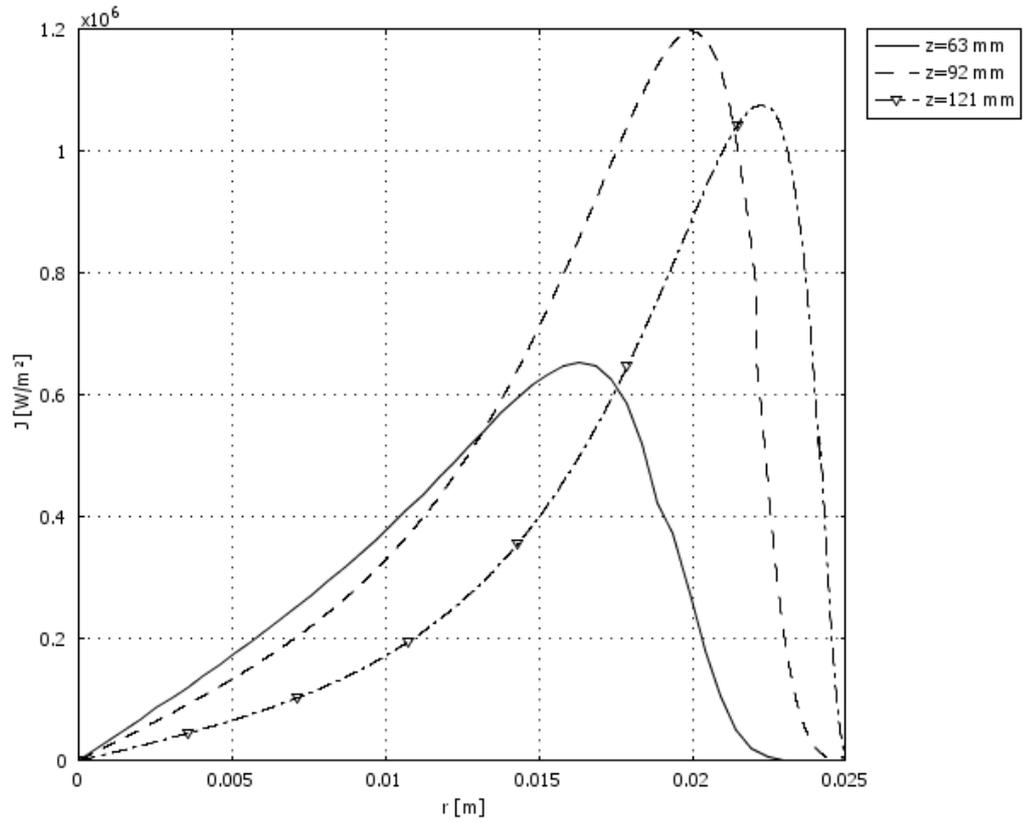


Figure II.21: Densité de courant induit  $J$  [ $\text{W/m}^3$ ] sur trois chemins radiaux aux niveaux des trois spires.

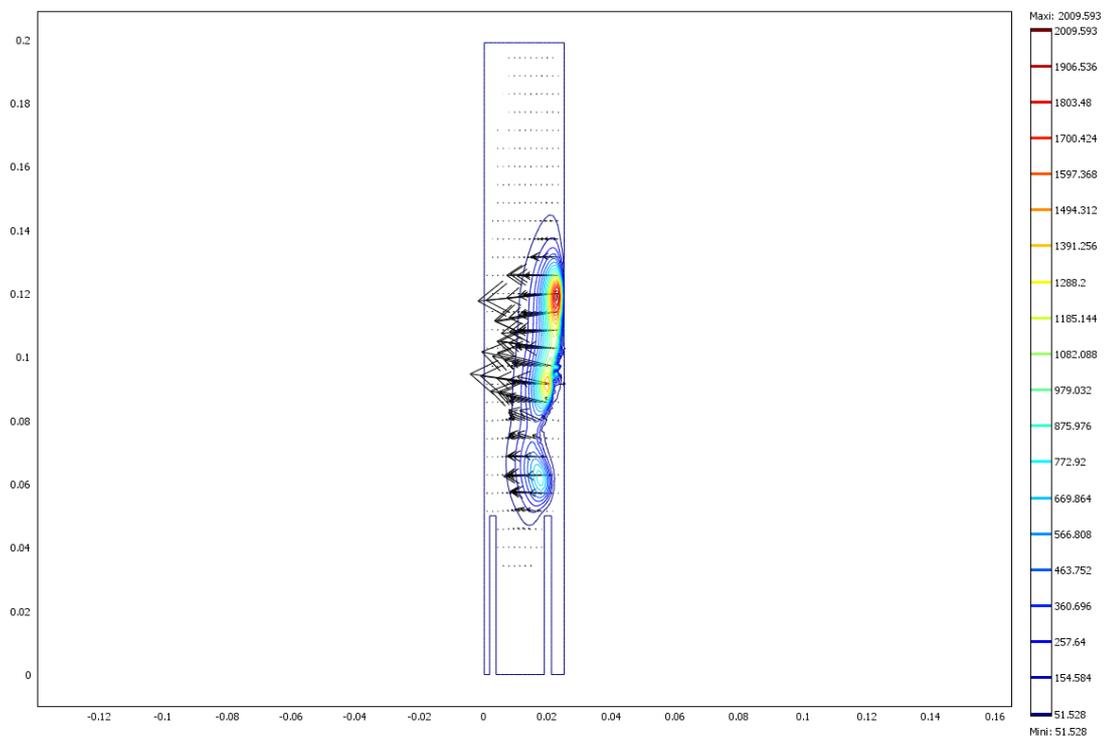


Figure II.22: Isovaleurs de densité  $F$  [ $\text{N/m}^3$ ] et vecteurs forces électromagnétiques

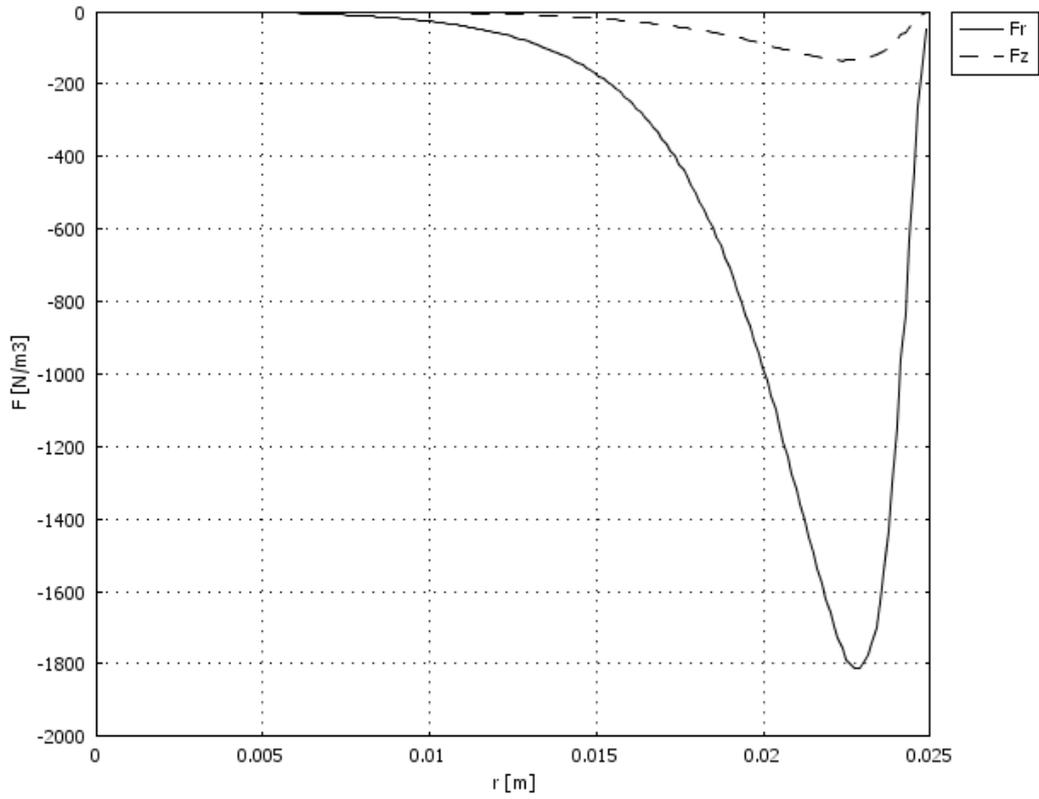


Figure II.23: Densité des forces électromagnétiques sur un chemin radial  $[\text{N/m}^3]$  situé au niveau de la dernière spire

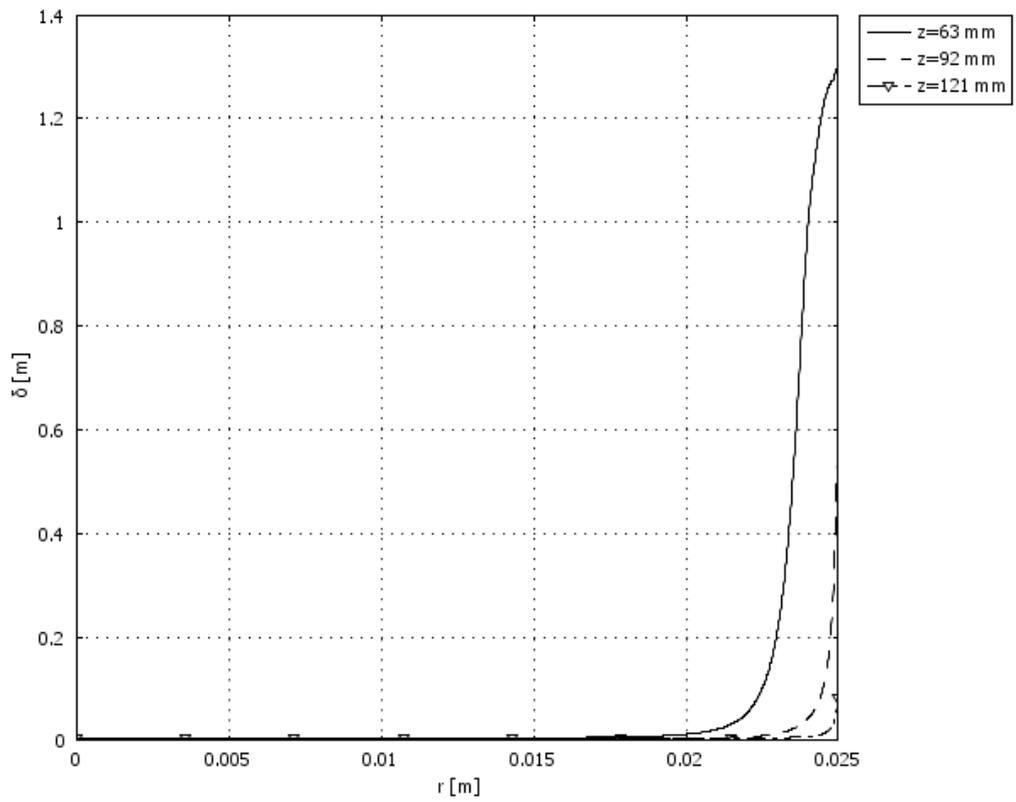


Figure II.24: Epaisseur de peau dans le plasma  $\delta$  [m]

### II.14-5-2 Etude de la température

La température est une des grandeurs particulièrement pertinente à analyser, car elle est d'une part un élément de contrôle du bon déroulement des processus, et d'autre part un paramètre clé dans la connaissance des propriétés des plasmas.

La figure II.25 montre la distribution de températures. On voit bien que le maximum de température ne se situe pas au centre de la torche mais est excentré.

Les échanges entre la zone annulaire où s'effectue l'apport d'énergie et la zone axiale où l'échantillon est injecté se font essentiellement par des processus thermiques (conduction, convection) et dépendent par conséquent des gradients de température et de la conductivité thermique de la charge. Il en résulte un milieu où la température est maximale en dehors de l'axe de la décharge. Ce type de décharge, dont le fonctionnement est réellement inductif, est dénommé de type "H" (cas du plasma d'argon).

La température, sur un chemin radial (fig. II.26) varie peu jusqu'au voisinage immédiat de la paroi où elle chute brusquement jusqu'à des valeurs qui, en fonctionnement normal, ne doivent pas dépasser les températures maximales de fonctionnement admises pour le quartz. Pour le cas du modèle que nous avons adopté, le constructeur indique une température de ramollissement de 1900°K et une température maximale d'emploi de 1600°K (fig. II.29), également, observé sur la même figure (fig. II.26) pour trois chemins radiaux aux niveaux des trois spires. Ainsi, les trois profils radiaux de température dans le plasma présentent une lente décroissance près du centre suivie d'une chute brutale près des bords. Le plasma n'est pas donc homogènes et présente des gradients de température (fig. II.27).

La figure II.28, représente la variation de la température selon l'axe de l'applicateur, de son entrée jusqu'au sa sortie, qui représente aussi, la température d'élément à chauffer se trouve à l'intérieur du tube et se déplace le long de l'axe de la torche (fig.II.30.). On voit qu'il y a un point maximum pour la température, se situant vers le bas de l'inducteur. Cette région du tube doit être la plus sollicitée du point de vue thermique.

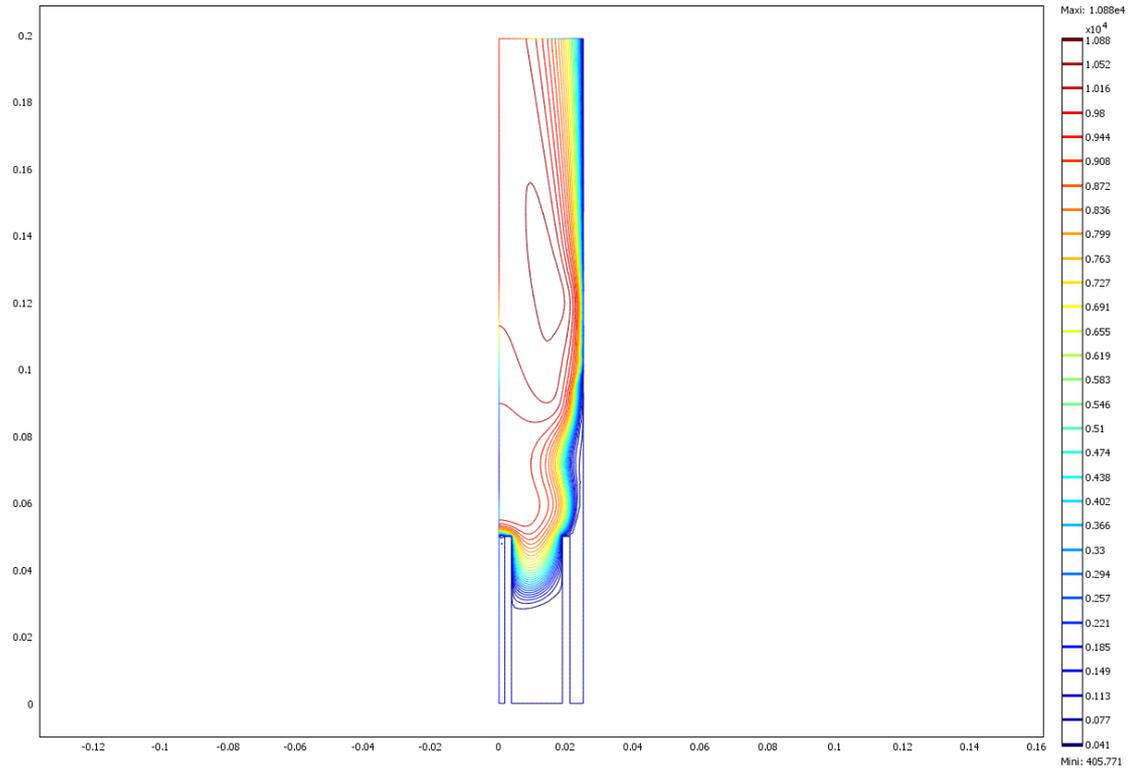


Figure II.25: Distribution et Isovaleurs de la température [°K]

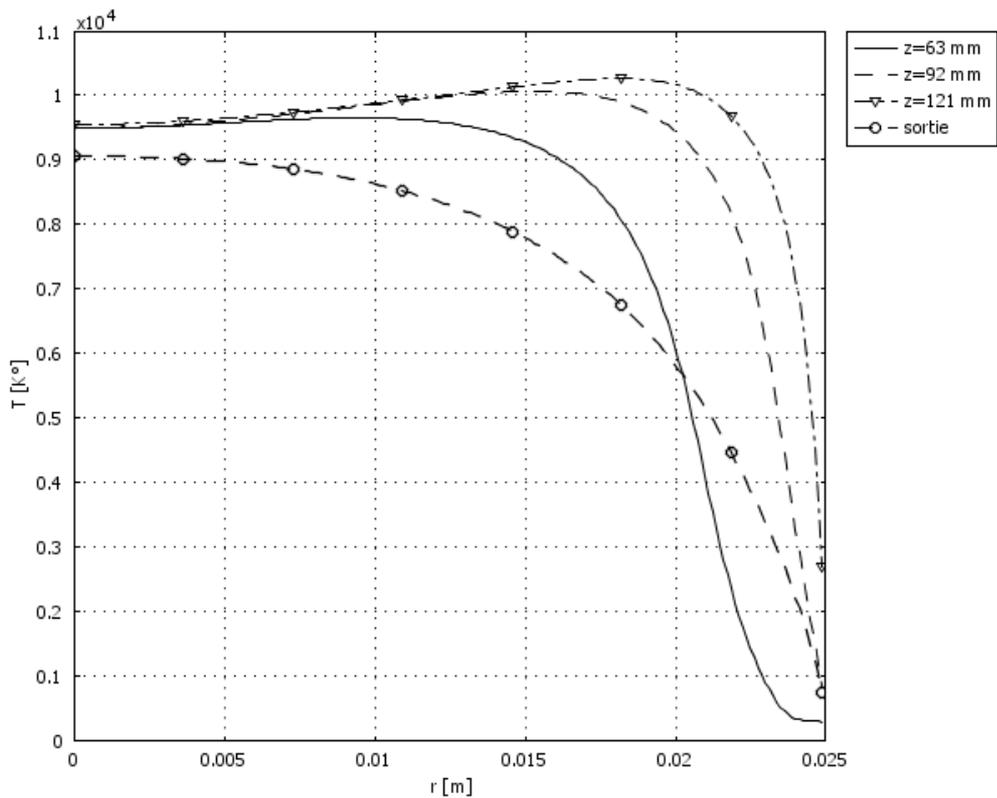


Figure II.26: Température à la sortie de la torche [°K] et sur trois chemins radiaux aux niveaux des trois spires

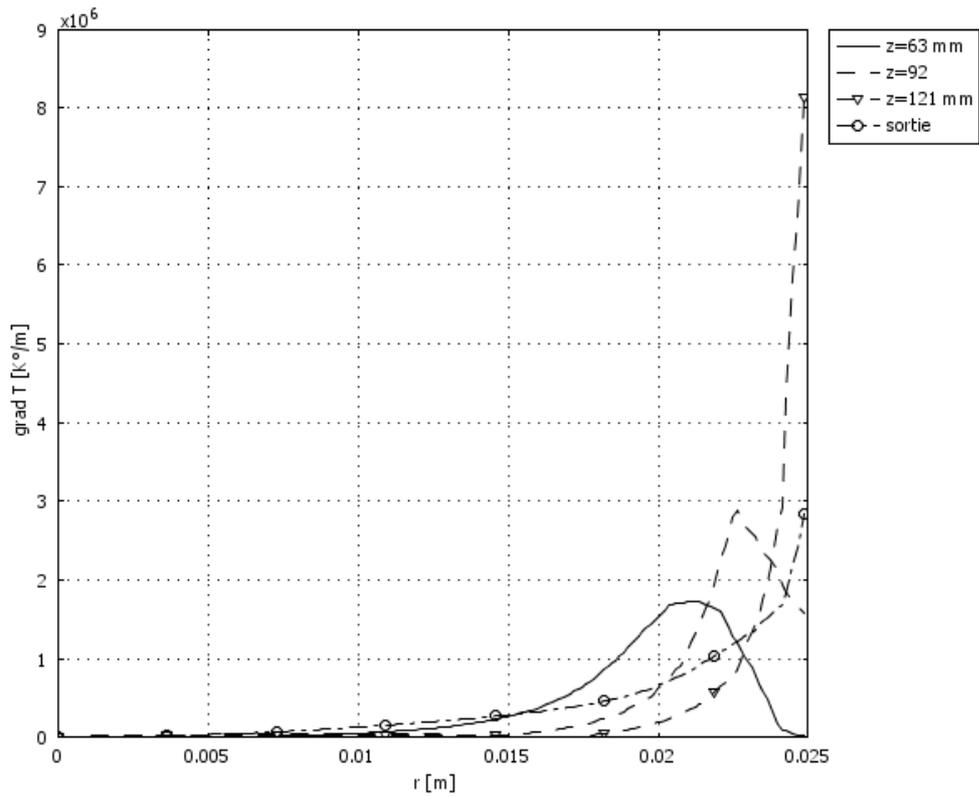


Figure II.27: Gradient de température à la sortie de la torche [°K/m] et sur trois chemins radiaux aux niveaux des trois spires

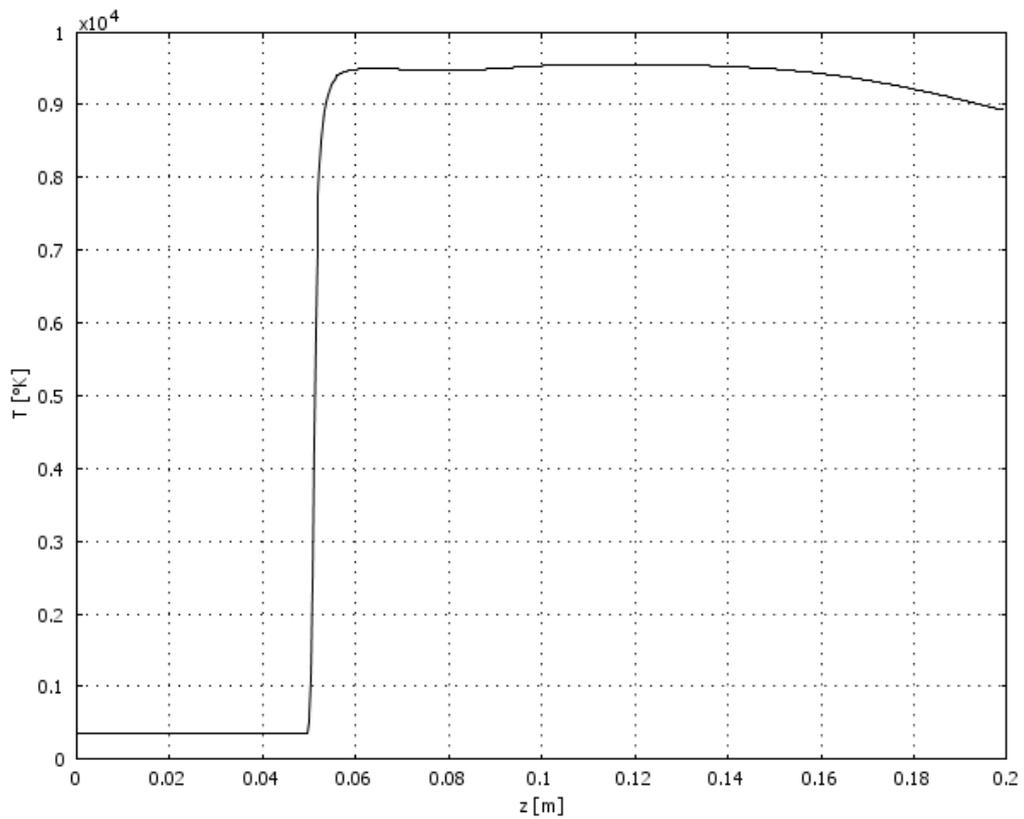


Figure II.28: Température sur l'axe de la torche [°K]

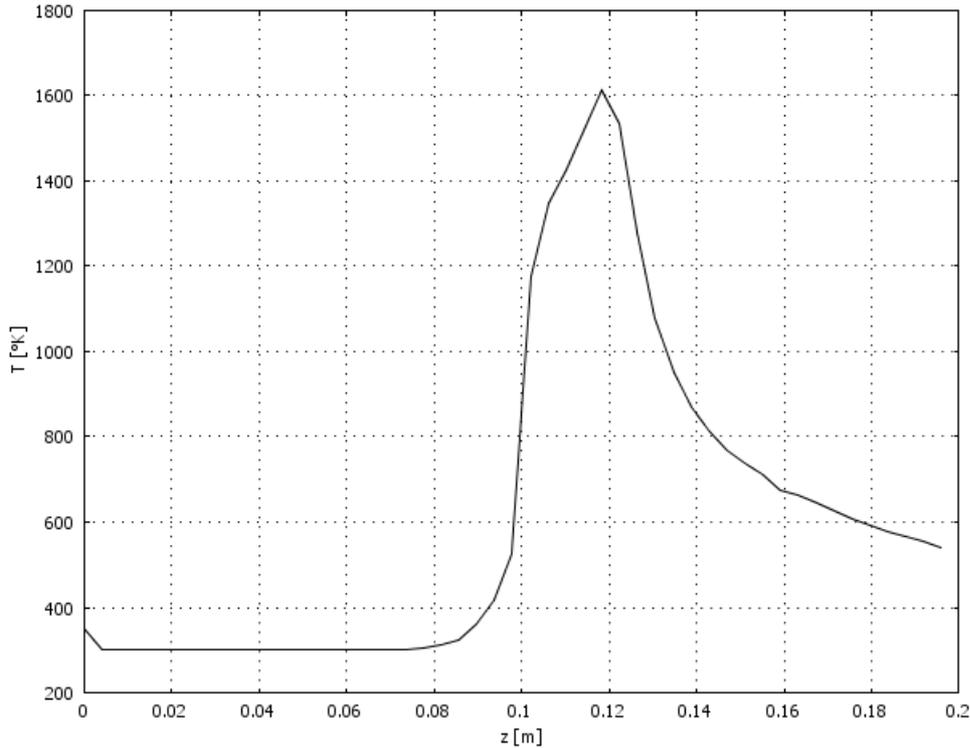


Figure II.29: Température sur la paroi interne de la torche [°K]

### II.14-5-3 Etude de l'écoulement

Les figures (II. 30), (II. 31) représentent respectivement, la vitesse axiale selon l'axe et la sortie de la torche. La première montre que cette vitesse est négative près de la sortie de l'injecteur. Du fait des forces électromagnétiques (forces de Lorenz) agissant sur le plasma qui est électriquement conducteur (figure II.22), le mouvement des gaz dans la décharge est dirigé vers l'aval (la sortie) dans la périphérie du plasma et est dirigé vers l'amont dans la zone axiale (fig. II.23). Ces recirculations tendent à renvoyer vers la périphérie les substances que l'on injecte dans le plasma. Pour forcer le passage des réactifs dans la zone axiale du plasma, on a utilisé la vitesse des gaz plasmagènes dans le tube intermédiaire. Mais les substances qui sont sur le bord de ce flux d'injection sont malgré tout entraînés par ces recirculations vers la périphérie du plasma. Il en résulte une inégalité de traitement des poudres injectées (poudres traitées irrégulièrement). D'où la nécessité :

- d'introduire les poudres avec des vitesses relativement importantes,
- d'introduire l'injecteur dans l'applicateur d'une distance qui doit dépendre de la position de l'inducteur, pour éviter que la matière injectée ne soit refoulée vers l'extérieur.

Les figures II.33, II.34 montrent clairement les deux mouvements recirculatoires. Une recirculation, très importante à la sortie des tubes. Cette recirculation est caractéristique des

torches à injection axiale. Elle a déjà été mise en évidence par d'autres modèles numériques [27, 29], le second mouvement circulaire, nettement plus réduit que le premier se trouve localisé contre le tube de confinement juste au dessous de la dernière spire de l'inducteur.

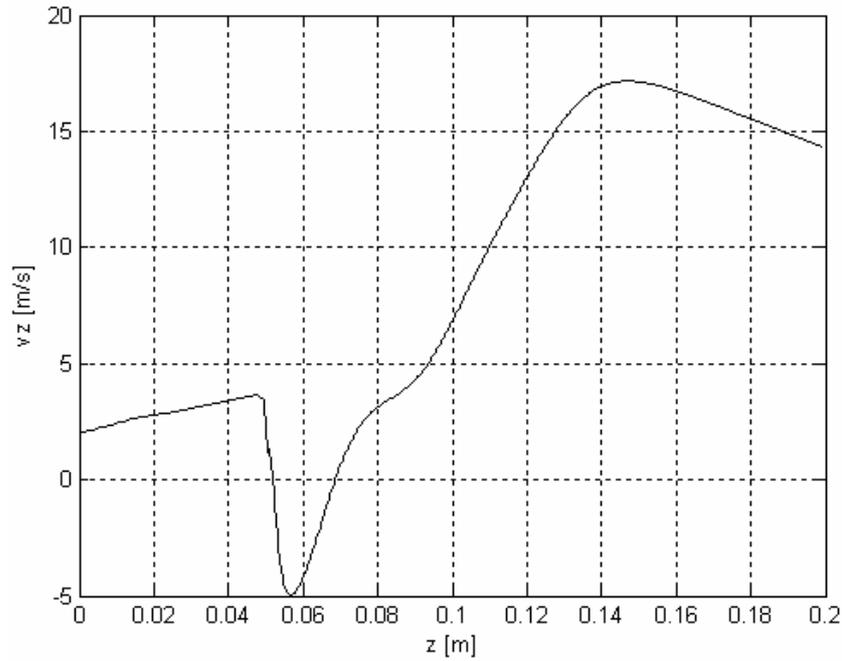


Figure II.30: Vitesse selon l'axe de la torche [m/s]

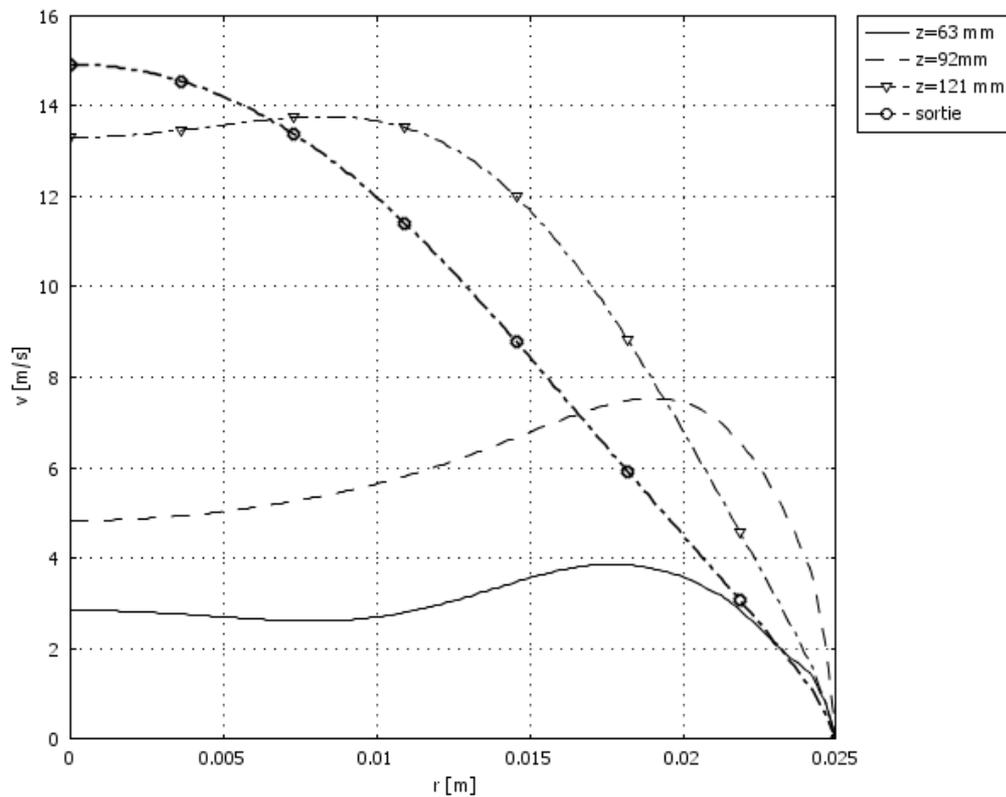


Figure II.31: Vitesse à la sortie de la torche  $v$  [m/s] et sur trois chemins radiaux aux niveaux des trois spires.

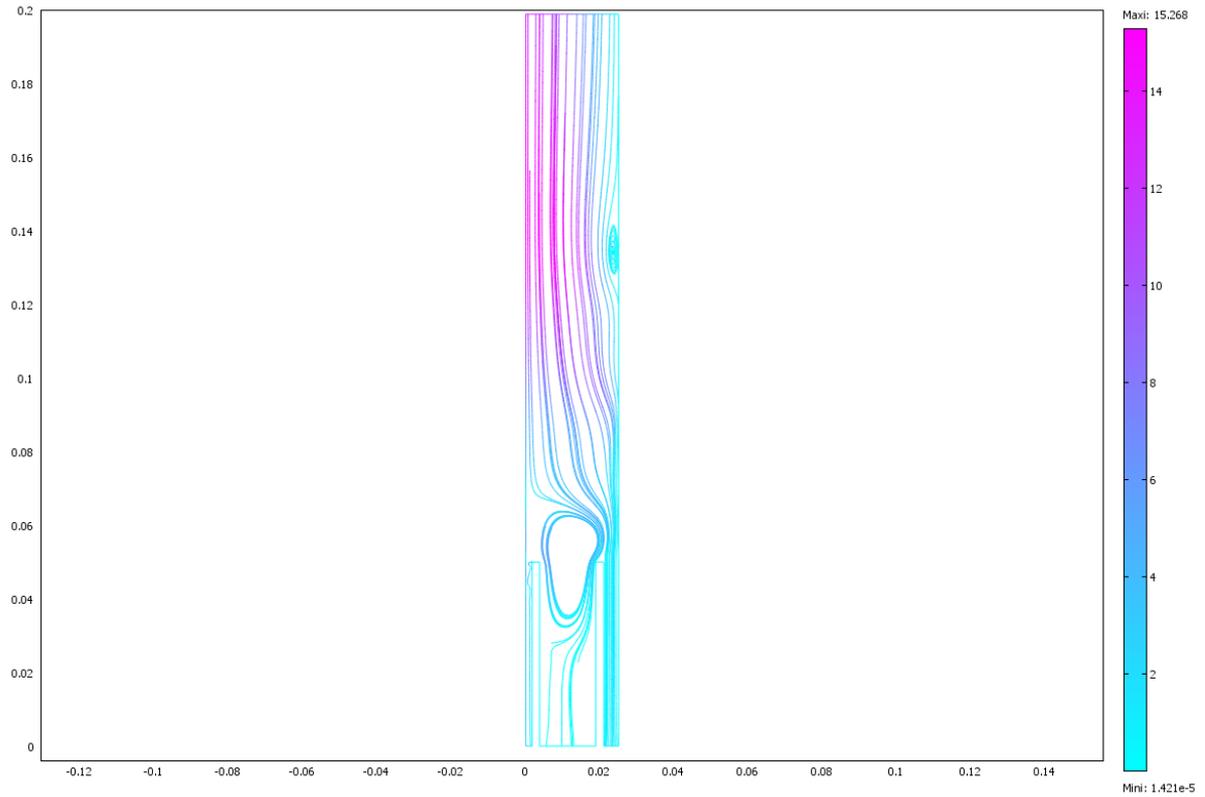


Figure II.32: Lignes de vitesse [m/s] (streamline)

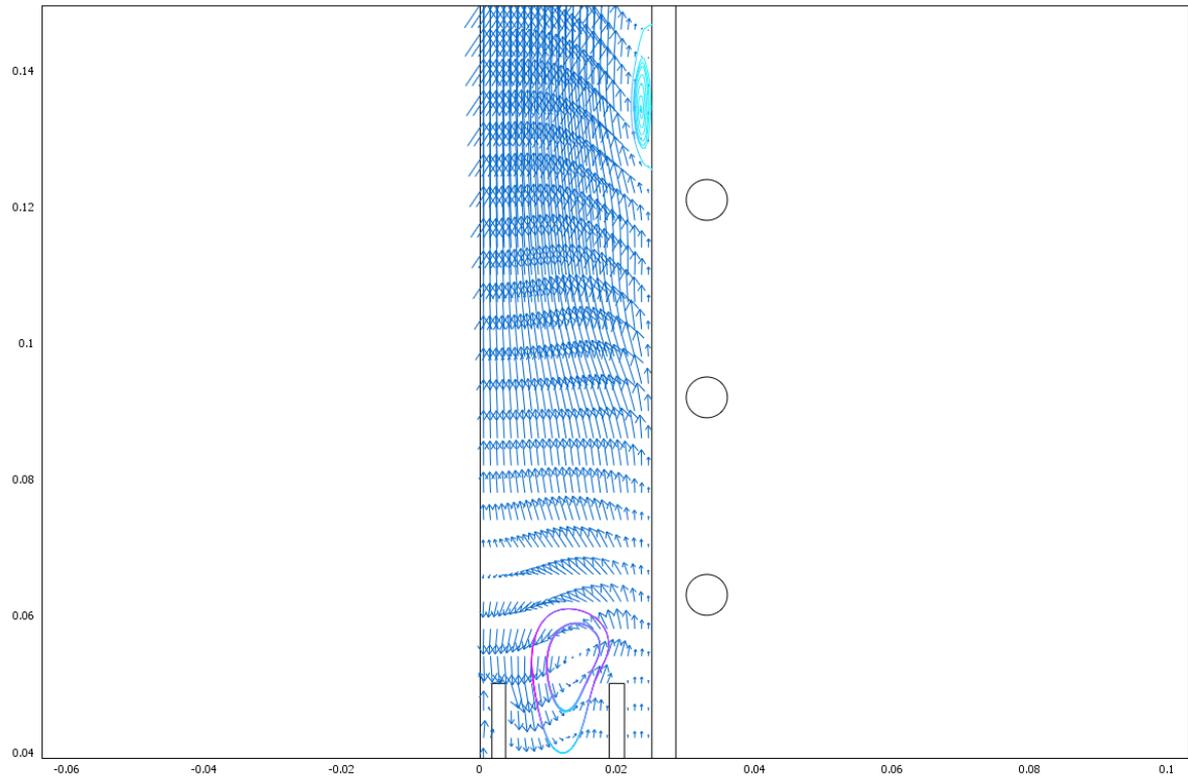


Figure II.33: Vecteurs vitesse dans la zone de décharge.

**II.14-6 Bilan des Puissances**

Dans le cas d'une modélisation par éléments finis, la densité volumique de puissance  $P$  dissipée par effet Joule peut être obtenue à l'intérieur de chaque élément à partir du champ électrique  $E$  et de la densité volumique de courant  $J$  calculés au point de coordonnées  $(r, z)$ . Par intégration dans le volume de la torche nous pouvons déterminer la puissance induite totale  $P_t$  mise en jeu. La puissance thermique  $P_Q$  est une notion attachée aux flux de chaleur d'une part par conduction et d'autre part par convection à travers une surface. Cette dernière par définition, est le flux du vecteur  $\vec{\tau}_Q$  à travers la surface  $S$ .

À partir de l'équation de conservation d'énergie (II.41). La puissance électromagnétique induite est le terme source des flux de chaleur, d'un flux de chaleur dissipé vers les parois de l'applicateur par conduction (fig. II.34), et un flux de chaleur par convection emportée par les gaz sortant de la torche (fig. II.35). Une troisième quantité de puissance dissipée dans l'espace est la densité de flux radiatif  $Q_r$  (fig. II.37). Donc le bilan de puissance au sein de plasma est :

$$P_t = P_Q + P_{Q_r}$$

Avec :  $P_t = \iiint_V P dV$ ,  $P_Q = \iint_S \vec{\tau}_Q d\vec{S}$  et  $P_{Q_r} = \iiint_V Q_r dV$

Dans notre modèle le bilan s'établit dans le tableau suivant comme suit :

	<b>Puissance induite</b>	<b>Puissance rayonnée</b>	<b>Puissance perdue par conduction</b>	<b>Puissance emportée par les gaz sortants</b>
<b>kW</b>	8,85	1,60	2,95	4,3
<b>%</b>	100	18.08	33.33	48,59

Tableau II.3: Répartition des puissances pour notre modèle

Il à été montré par des mesures et par des calculs que la répartition de puissance dépend de beaucoup de facteurs (géométriques, débits ...etc) [23, 43]. Nous observons ici, que presque 50% de la puissance transférée est évacuée vers l'extérieure sous forme de puissance enthalpie, le reste étant dissipé par conduction (33.33%) vers les parois ou par des pertes importantes par rayonnement (18.08%).

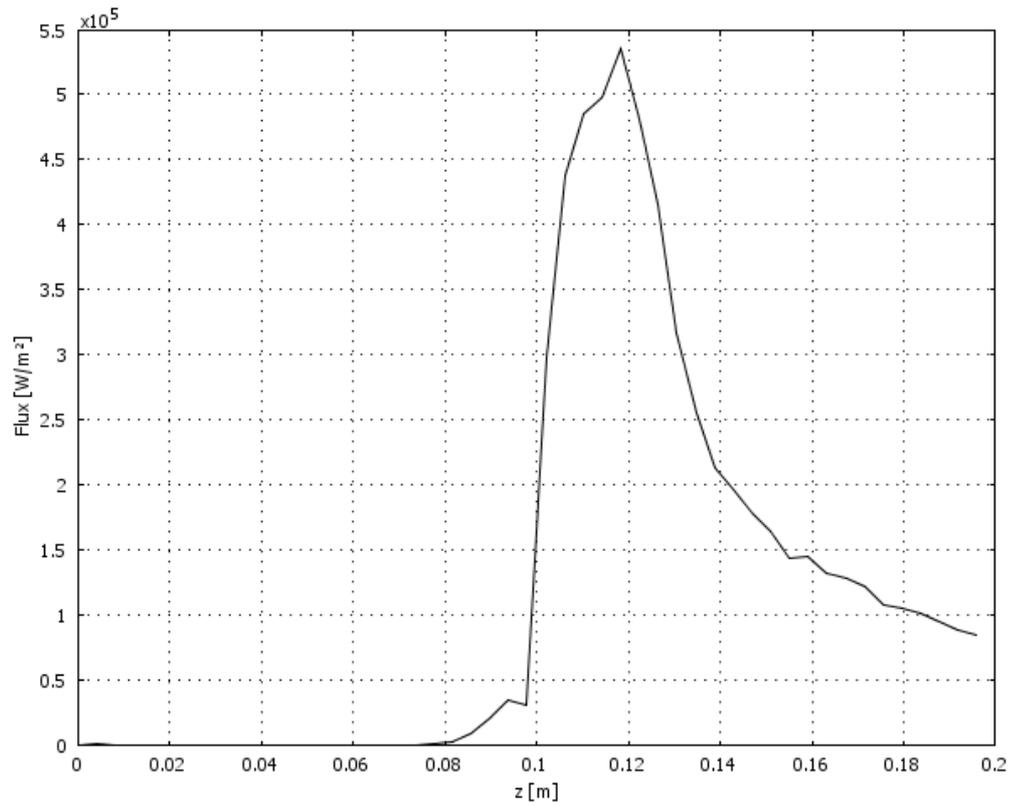


Figure II.34: Flux de chaleur par conduction sur la paroi interne de la torche [ $\text{W/m}^2$ ]

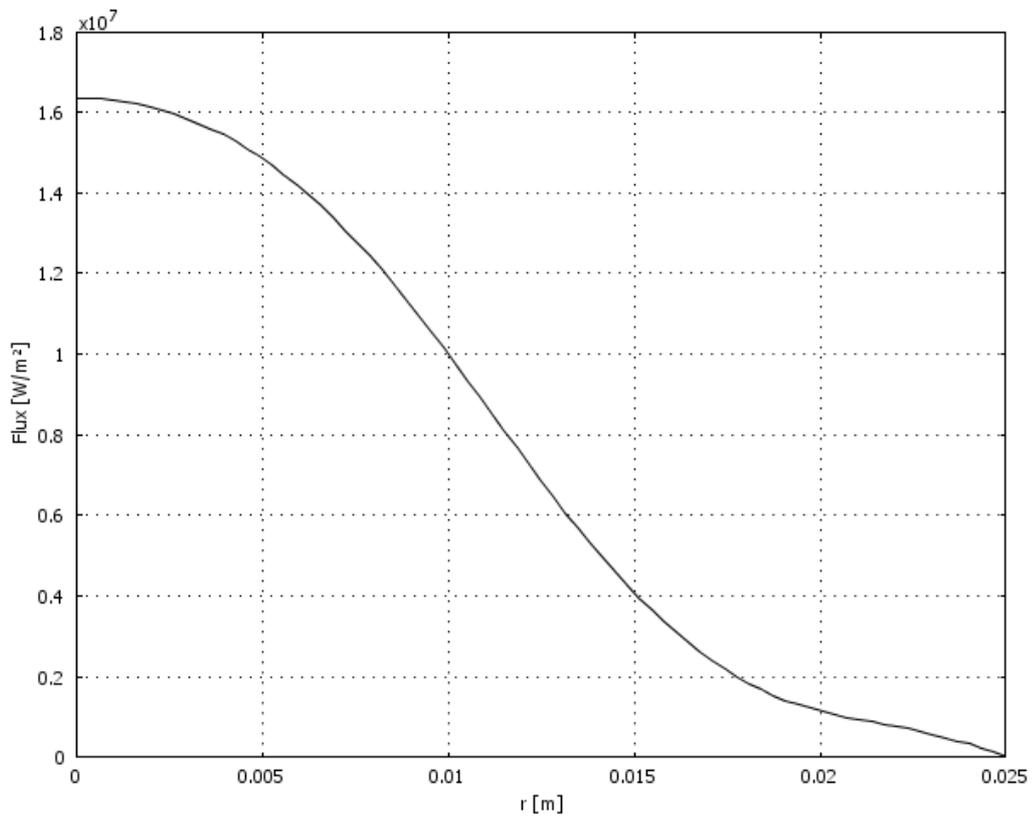


Figure II.35: Flux de chaleur par convection à la sortie de la torche [ $\text{W/m}^2$ ]

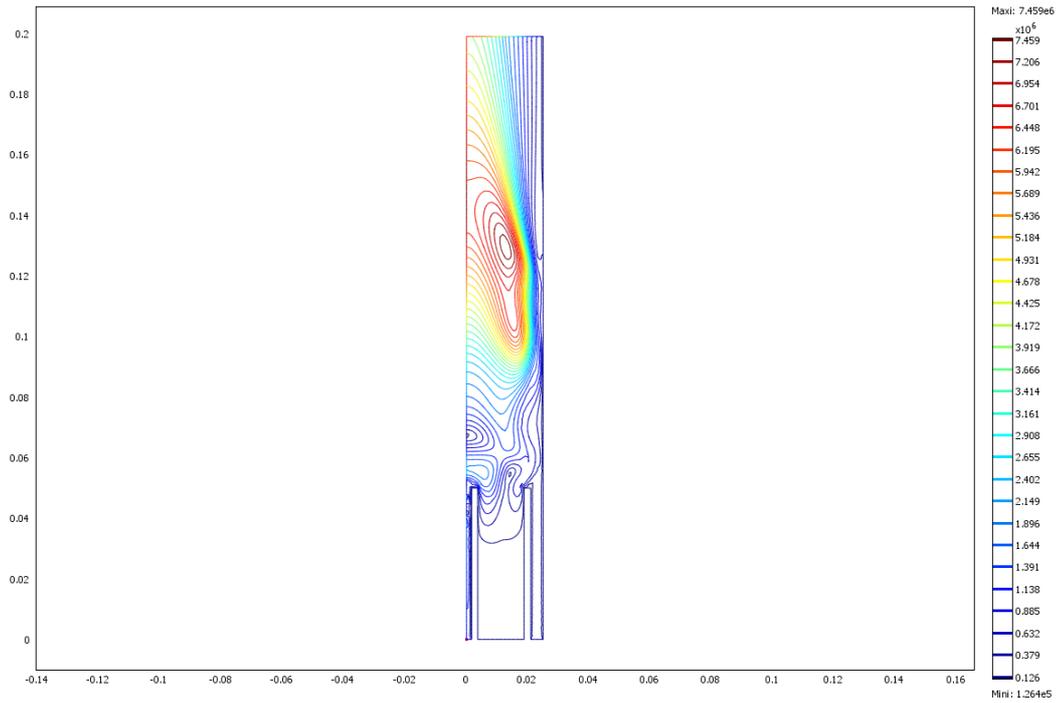


Figure II.36: Flux de chaleur total par convection et par conduction au sein de la torche [W/m<sup>2</sup>]

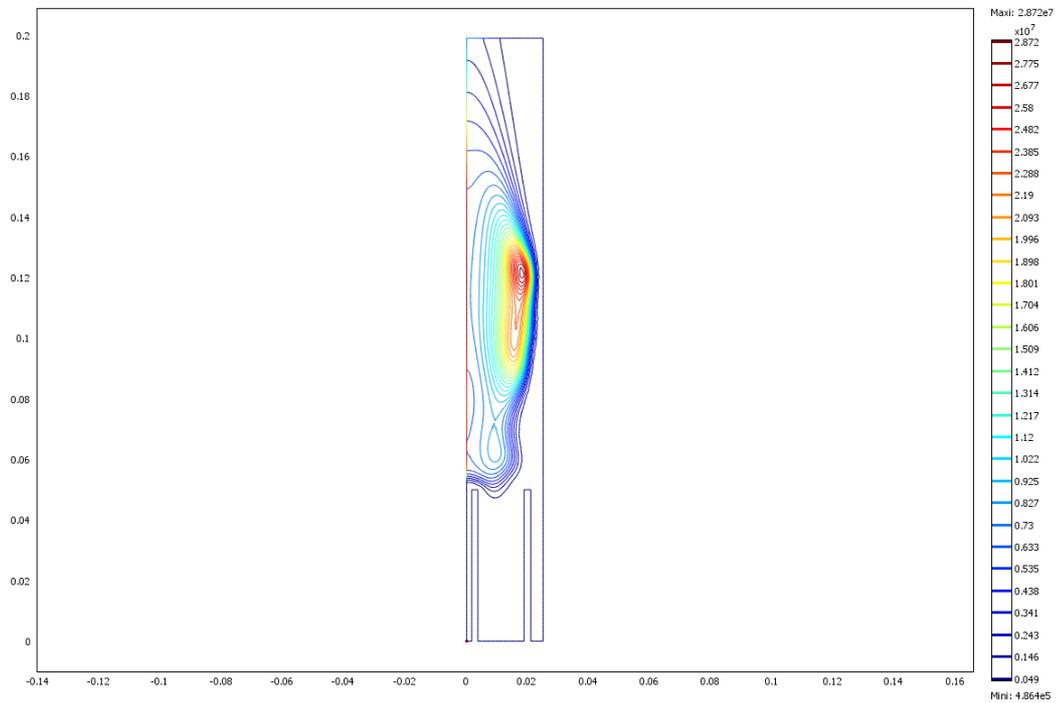


Figure II.37: Densité de puissance rayonnée par le plasma  $Q_r$  [W/m<sup>3</sup>]

## CONCLUSION

A pression atmosphérique, et sous l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local (ETL) discutée, un plasma se comporte comme un fluide, même s'il devient conducteur sous l'effet de l'induction. L'écoulement dans une torche à plasma est donc résolu à partir des équations de conservation de la mécanique des fluides.

Ce chapitre avait pour but de décrire un modèle fluide, stationnaire et en 2D, utilisé pour l'étude des différentes grandeurs d'un plasma généré par un courant électrique HF au sein d'une torche à plasma inductif connue dans la littérature. Cette partie nous a permis aussi, de présenter une vue d'ensemble des aspects théoriques et numériques (la MEF), d'un modèle magnétohydrodynamique en mécanique des fluides.

A travers ce chapitre on a adapté un modèle (MHD) complet basé certes sur des hypothèses de calcul simplificatrices, mais qui permet de mettre en évidence l'évolution des différentes grandeurs EM, écoulement et thermique au sein d'une torche à plasma inductif. Les principales hypothèses de nos simulations ont été justifiées. Les équations aux dérivées partielles (EDP) ont souvent de très nombreuses solutions, les problèmes venant des conditions aux limites qui restreignent l'ensemble des solutions. Nous avons vu que la modélisation des phénomènes dans les dispositifs présentant une symétrie de révolution par rapport son axe, permet de ramener un modèle tridimensionnel à un modèle bidimensionnel.

Le modèle du couplage fort, les problèmes électromagnétique, thermique et d'écoulement sont résolus d'une manière directe. Cette approche que nous avons développée repose sur la résolution simultanée des équations EDP (de Maxwell et de celles de Navier-Stokes). L'utilisation du potentiel vecteur magnétique offre une solution très générale pour la résolution des équations de champ électromagnétiques et permet en 2D un couplage naturel avec les équations hydrodynamiques sans poser de problème de connexité. L'utilisation du potentiel vecteur magnétique permet la mise en œuvre de solutions très performantes et compatibles avec des simulations complexes.

Dans les applications envisagées il existe une forte interdépendance entre les phénomènes couplés. Par exemple le problème magnétohydrodynamique et le problème de transfert de chaleur (conduction et convection) sont fortement couplés. La puissance dissipée

a pour origine l'effet Joule et alors que les propriétés électromagnétiques dépendent de la température. D'autre part les propriétés de transport sont aussi fortement dépendantes de la température.

Le modèle développé du plasma confiné a permis de dégager les allures générales des champs électromagnétiques, de température et d'écoulement. On a retrouvé certains aspects connus du plasma d'induction- point chaud excentré, courants de recirculation à l'entrée et l'exclusion des grandeurs électromagnétiques au centre de la torche.

## *Chapitre III*

### *Modélisation d'un Ensemble Convertisseur à Triode - Applicateur*

## INTRODUCTION

L'objet de ce chapitre n'est donc pas de reprendre les notions des problèmes multiphysiques dans les torches ICP [44], mais concerne la modélisation d'un ensemble convertisseur à triode- applicateur, afin de comprendre le comportement de cette installation électrique dans le domaine des hautes fréquences (HF). Il s'agit d'un couplage, entre un générateur à induction à triode, dont la technologie est très proche de celle des générateurs équivalents utilisés en induction classique (chauffage par induction de matériaux métalliques [45]) et une torche à couplage inductif (ICP) précédemment présentée.

Pour la plupart des procédés inductifs, les générateurs, à triode ou de type onduleur à thyristors ou à transistors utilisé en chauffage par induction moyenne fréquence, alimente une charge résonnante constituée d'un circuit oscillant [46].

Le dimensionnement électrique d'un procédé requiert un souci d'optimisation par adaptation de l'impédance de la charge oscillante à l'impédance caractéristique de sortie du générateur. S'il s'agit d'un procédé pour lequel l'impédance de la charge varie peu, les réglages sont assez simples et le générateur, grâce à la connaissance de ses caractéristiques de sorties simplifiées, peut être considéré quasiment comme une "boite noire".

Si, par contre, et comme c'est le cas pour les torches à plasmas, le procédé met en œuvre une charge oscillante présentant des variations importantes d'impédance dans le temps dues par exemple aux variations de la tension d'alimentation, de pression, de vitesse ou de température, alors l'adaptation de la charge sur le générateur est plus complexe, et celui-ci ne peut plus être considéré comme une simple "boite noire". Il faut alors prendre en compte les caractéristiques de sortie complètes correspondant à l'ensemble de la plage de variation de l'impédance de la charge. C'est pour cette raison qu'il est important de bien comprendre le fonctionnement de ce type de convertisseur à triode. Ce chapitre donne donc une méthode d'analyse de ce type de générateur, méthode basée sur des calculs analytiques et présentant donc l'avantage principal, par rapport aux méthodes numériques [47], de mettre en évidence explicitement la variation des grandeurs électriques en fonction des différents paramètres.

Dans un premier temps, le principe d'une triode est présenté, et dans second temps, Les différentes variantes de schéma électrique d'un générateur à triode sont données. La méthode d'analyse est ensuite appliquée à un schéma électrique simplifié issu de l'ensemble des variantes grâce à des hypothèses simplificatrices. Enfin nous présentons une étude et des résultats de simulation trouvés a l'aide de SIMULINK un logiciel implémenté dans MATLAB.

### III.1 Principe de Fonctionnement de la Triode

La lampe triode (le tube électronique) a longtemps été le seul composant actif existant. Cette lampe qui permet d'amplifier les signaux électriques a permis la fabrication et le développement souvent en grande série, des premiers appareils électroniques tels que : la radio, télévision, radar, etc.

La triode se compose d'une cathode émettrice d'électrons, d'une anode réceptrice, et d'une grille placée entre les deux pour contrôler le flux d'électrons (fig. III.1).

La cathode est chauffée par un filament placé derrière (parfois le filament et la cathode ne forment qu'un seul élément). Le chauffage de la cathode donne suffisamment d'énergie aux électrons de la cathode pour leur permettre de se libérer (on parle d'émission cathodique) et de rejoindre un « nuage électronique » dans le vide entourant la cathode. La cathode possède un potentiel (souvent nul) plus petit que celui de l'anode provoquant la migration des électrons vers l'anode, car les électrons (charge négative) sont attirés par les charges positives de l'anode.

En jouant sur le potentiel (tension) de la grille par rapport à la cathode, un nombre plus ou moins grand d'électrons émis par la cathode arriveront jusqu'à l'anode, créant un courant modulable entre anode et cathode, donc l'amplification est réalisée. Le facteur d'amplification exprime le rapport entre la tension amplifiée sur l'anode et la tension d'entrée appliquée sur la grille.

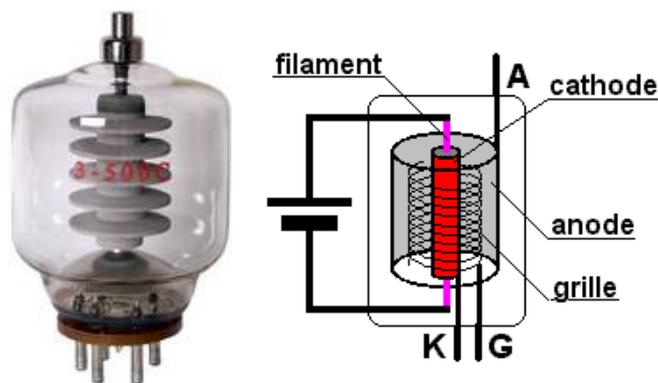


Figure III.1 : Photo d'une triode HF et son schéma équivalent

Malgré l'avancée technologique des semi-conducteurs de puissances, les tubes à vide ont ainsi gardé l'avantage pour la fiabilité et pour le coût de revient lors de leur utilisation en amplificateurs de forte puissance dans certains domaines de fréquence, jusqu'à environ 100 MHz.

### III.2 Différentes Variantes de Schéma Electrique d'un Générateur à Triode

Le schéma électrique simplifié d'un générateur à triode, en configuration la plus courante de "cathode à la masse", est donné sur la figure III.2 suivant trois variantes (a), (b) et (c).

Le schéma d'ensemble (variante (a)) met en évidence les différents sous-ensembles constituant le générateur. Ces sous ensembles sont les suivants (en partant du réseau triphasé en amont jusqu'au circuit oscillant (applicateur) en aval:

- Un gradateur 50 Hz permettant de régler la puissance du générateur.
- Un transformateur triphasé élévateur donnant la haute tension alternative en sortie.
- Un redresseur en pont de Greatz donnant la haute tension continue  $V$  (une dizaine de kV en général) nécessaire au fonctionnement de la triode. Cette tension est généralement mesurée par un diviseur résistif.
- Un filtre basse fréquence chargée de filtrer les ondulations 300Hz provenant du redresseur vis-à-vis de l'aval.
- Une inductance ("self de choc")  $L_c$  chargée de bloquer la composante alternative haute fréquence existant au niveau de la triode vers l'amont.
- Une (ou plusieurs en parallèle) triode composée de ses trois électrodes (anode, cathode, grille) agissant comme un interrupteur s'ouvrant et se fermant entre anode et cathode, ceci à la fréquence propre de résonance du circuit oscillant constituant la charge, grâce au pilotage de la grille en classe C (régime pulsé) [48]. Un capteur de courant généralement placé entre cathode et masse mesure la composante continue  $i_{p0}$  du courant d'anode  $i_p$  pulsé [49].
- Un condensateur de liaison  $C_1$  dont le rôle est de bloquer la composante continue  $V$  de la tension au niveau de la triode vers le circuit oscillant.
- Un circuit oscillant parallèle composé d'une inductance résistive ( $L, R$ ) représentant l'applicateur (ou la torche) et de deux condensateurs en série  $C_1$  et  $C_2$  ( $C_2$  étant grand par rapport à  $C_1$ , par exemple 8 fois plus grand) formant la capacité  $C$  du circuit oscillant. Le point M situé entre  $C_1$  et  $C_2$  est mis à la masse. La contre- réaction de grille est obtenue à partir du point B (point bas du circuit oscillant) par rapport à la masse M, ce qui assure la condition (nécessaire, mais non suffisante) d'oscillation correspondant à l'opposition de phase entre la tension  $V_{HM}$  et la tension  $V_{BM}$ .

- Un circuit de contre-réaction de grille partant de G (grille de la triode) est constitué d'une inductance de choc  $L_{cg}$  et d'un circuit P de polarisation continue automatique (non détaillé ici, mais réalisé à partir de résistance et de condensateurs) chargé de superposer une composante continue négative au signal alternatif provenant du circuit oscillant par B (tension  $V_{BM}$ ), ce qui donne le mode de pilotage de la triode en classe C. Un capteur de courant en série avec le circuit de polarisation P fournit la composante continue  $i_{g0}$  du courant de grille  $i_g$ . Le condensateur  $C_{lg}$  est recommandé en chauffage de plasma pour bloquer cette composante continue vis-à-vis du circuit de l'inducteur  $L_{cg}$  permet de bloquer la composante alternative vis-à-vis du circuit de polarisation P.

Les grandeurs électriques  $V$ ,  $i_{p0}$ ,  $i_{g0}$  sont généralement ramenées sur le pupitre de commande du générateur et sont caractéristiques du bon fonctionnement du générateur.

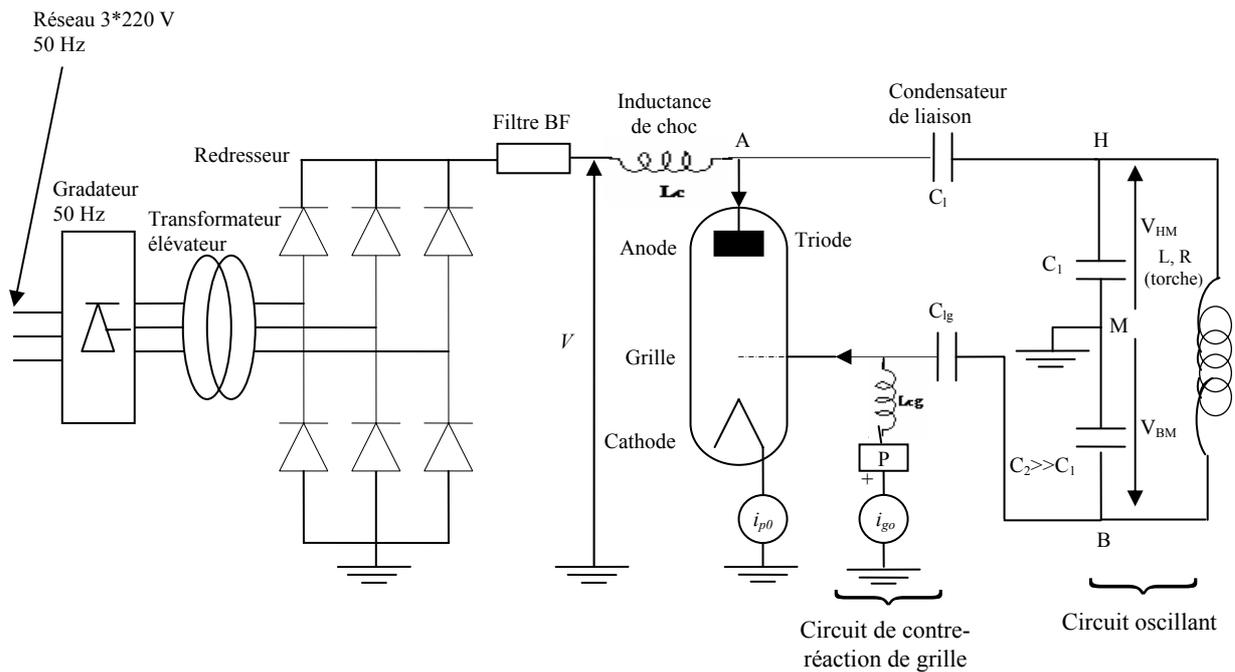
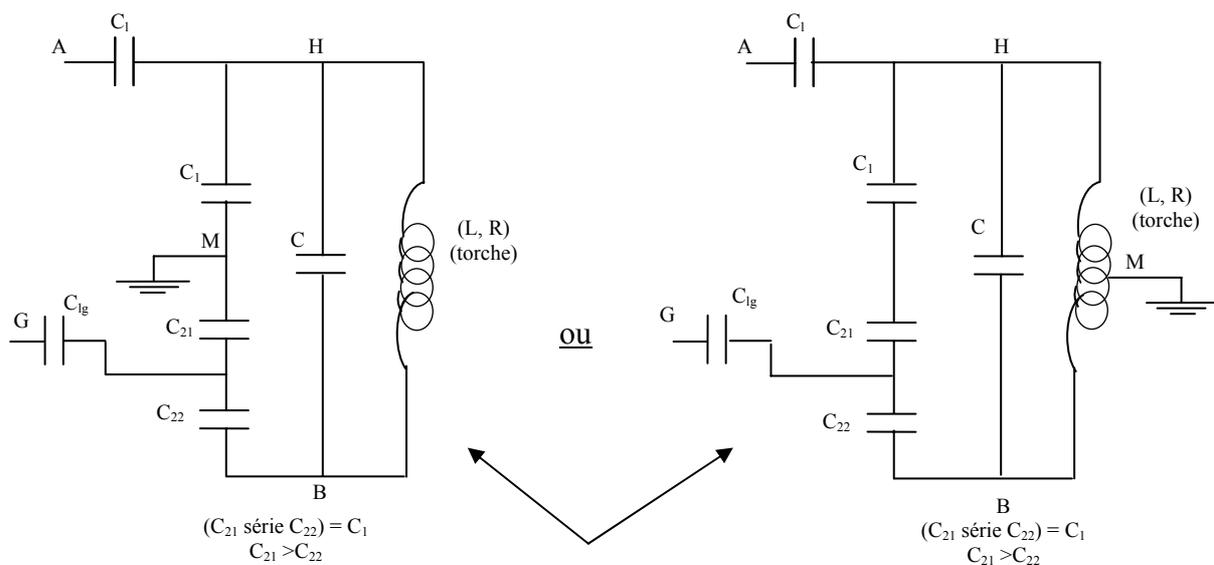
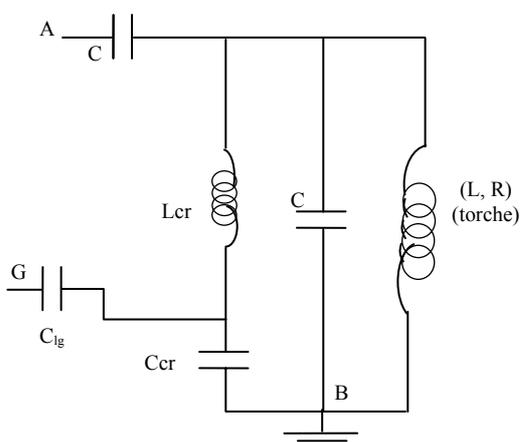


Schéma d'ensemble avec variante (a) (plasma au potentiel flottant)



Variante (b) (plasma au potentiel zéro)



Variante (c) (plasma au potentiel flottant)

Figure III.2 : Schéma électrique d'un générateur à triode avec ses variantes (a), (b), et (c).

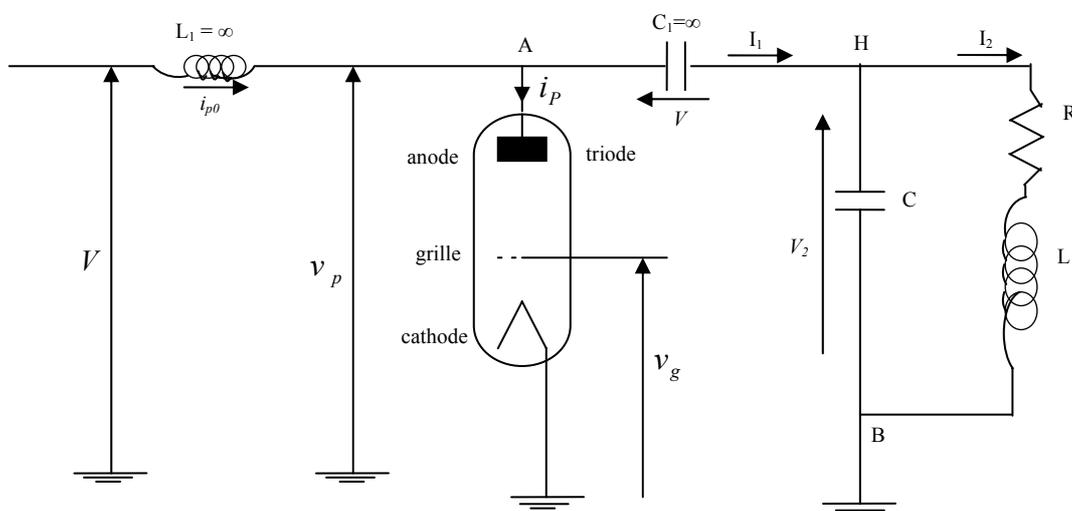


Figure III.3 : Schéma du montage étudié

Dans la variante (a), le plasma est, d'un point de vue électrostatique, à un potentiel flottant.

Dans la variante (b), le circuit oscillant présente un point milieu à la masse (au niveau des condensateurs ou de l'inducteur), et la contre-réaction est prise entre les condensateurs  $C_{21}$  et  $C_{22}$  (avec  $C_{21} \gg C_{22}$ ) dont la valeur "série" est égale à  $C_1$ . On symétrise ainsi le potentiel des deux extrémités de l'inducteur par rapport à la masse, ce qui permet, d'un point de vue électrostatique, de fixer le potentiel du plasma à une valeur nulle.

Dans la variante (c) (également connue sous le nom de circuit Kuth-Kühn), la contre-réaction est prise sur un circuit oscillant série ( $L_{cr}, C_{cr}$ ) connecté en parallèle sur le circuit oscillant parallèle principale ( $L, C$ ).

Dans toutes ces variantes, le taux de contre-réaction de grille (égal au rapport  $|V_{BM}|/|V_{HM}|$  sur la variante (a) par exemple) doit être réglé à une valeur de l'ordre de 15 à 20%, valeur préconisée par les fabricants de triodes.

De toute manière, ces variantes présentent pour chacune des avantages et des inconvénients, mais sont finalement équivalents entre elles pour ce qui est du fonctionnement général du générateur.

### III.3 Principe de la Méthode d'Analyse

#### III.3-1 Schéma du montage étudié et hypothèses simplificatrices

Le schéma du montage étudié est un schéma simplifié issu des différentes variantes données sur la figure III.2.

Il est repris sur la figure III.3 avec les notations qui seront utilisées dans le calcul et avec des simplifications revenant à ne pas tenir compte du gradateur, du transformateur, du pont redresseur et du filtre BF et à considérer que tous ces éléments donnent une tension  $V$  constante (ce qui revient à négliger les ondulations à 300 Hz inhérent au pont redresseur de Graetz).

Cette tension correspond à la consigne réglée par l'opérateur, et évolue donc entre 0 et une valeur maximale. Elle sera donc considérée comme la grandeur électrique constante et donnée du problème.

Les éléments constitutifs du schéma de la figure III.3 sont les suivants :

- $L_1$  inductance de choc
- $C_1$  condensateur de liaison
- $C$  condensateur du circuit oscillant

- $L$  inductance totale du circuit oscillant
- $R$  résistance totale du circuit oscillant

L'inductance de choc  $L_1$  est considérée comme infinie, ce qui revient simplement à considérer que le courant  $i_p$  la traversant et venant de l'alimentation continue est constant (ondulation de courant nulle). D'autre part et de manière homologue, le condensateur de liaison  $C_1$  est également considéré comme infini, ce qui revient à considérer que la tension aux bornes de ce condensateur est constante (ondulation de tension nulle) est égale à  $V$  tension d'alimentation continue, ceci parce qu'au point A (anode) la composante continue de la tension  $v_p$  (tension d'anode) est  $V$ , et parce qu'au point H (circuit oscillant) la composante continue de la tension  $V_2$  est nulle. La présence de ce condensateur bloquant tout courant continu vers le circuit oscillant implique également que  $i_{p0}$  courant continu (constant) venant de l'alimentation, est forcément la composante continue du courant d'anode  $i_p$  (qui est un courant pulsé, comme nous le verrons plus loin).

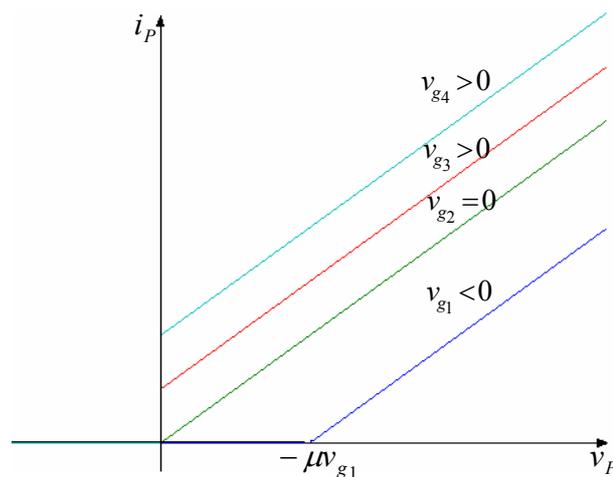


Figure III.4 : Caractéristiques simplifiées de la triode

D'autre part, la triode est modélisée par son réseau de caractéristiques d'anode simplifiées  $i_p(v_p, v_g)$  représentées sur la figure III.4 où :

- $i_p$  est le courant d'anode
- $v_p$  est la tension d'anode
- $v_g$  est la tension de grille

L'équation du réseau de caractéristiques (caractéristiques statiques d'anode) est :

$$v_p = \rho i_p - \mu v_g \quad (\text{III.1})$$

avec :  $\rho = \left( \frac{\partial v_p}{\partial i_p} \right)_{v_g}$  : résistance interne de la triode

$\mu = \left( \frac{\partial v_p}{\partial v_g} \right)_{i_p}$  : Coefficient d'amplification de la triode

La triode est donc caractérisée par ces deux grandeurs  $\rho$  et  $\mu$  qui sont déterminées sur les caractéristiques simplifiées de celle-ci, données sur la figure III.4, et représentant le courant d'anode  $i_p$  en fonction de la tension d'anode  $v_p$  pour différentes tension de grille constantes  $V_{g1}, V_{g2}, etc.$  (avec  $V_{g1} < V_{g2} < V_{g3} < \dots$ ).

Le circuit de contre-réaction de grille sera traité de manière simplifiée, et, d'autre part, on considère que la grille est une électrode de tension sans débit de courant ( $i_g = 0$ ).

Il est évident que le réseau de caractéristiques donné sur la figure III.4 est un réseau de caractéristiques d'anode simplifié qui, contrairement au réseau de caractéristiques réel. N'empêche pas de fonctionner momentanément à  $v_p < v_g$ . Mais cette simplification, sans laquelle le développement analytique ne pourrait être mené sans complications excessives, a montré par la suite, grâce à des observations expérimentales sur des procédés inductifs, qu'elle traduit suffisamment bien le comportement de ce type de générateur.

À partir de l'analyse des différentes variantes de schéma données sur la figure III.2 et examinées dans la partie III.2.

On peut dire que la tension de grille  $v_g$  est la somme d'une tension alternative provenant du circuit oscillant et valant  $(-kV_2)$ ,  $k$  étant le taux de contre-réaction ( $k$  étant généralement réglé à une valeur de l'ordre de 15 à 20%), et d'une tension négative continue  $(-kfV_{2M})$ ,  $V_{2M}$  étant la valeur crête (ou amplitude) de  $V_2$ ,  $f$  étant fixé par le choix des éléments du circuit de polarisation P ( voir fig. III.2, variante (a)) à une valeur de l'ordre de 0,6 à 0,8. Cette polarisation continue négative de la grille permet de fonctionner en polarisation de classe C de la triode qui est ainsi conductrice en régime pulsionnel : elle conduit durant une partie seulement de la période HF du circuit oscillant.

Les deux valeurs de  $k$  et  $f$  sont donc des données fixes. D'où l'expression de la tension de grille  $v_g$  adoptée pour la suite de l'analyse :

$$v_g = -kV_2 - kfV_{2M} \quad (III.2)$$

### III.3-2 Liste des notations utilisées

Par souci de clarté pour le développement des calculs relatifs à la méthode d'analyse présentée, une liste de définition des notations utilisées est donnée ci-après, de manière regroupée, même si certaines de ces notations, non encore complètement explicitées à ce stade, le seront dans la suite.

$L_1$  : inductance de choc (valeur infinie)

$C_1$  : condensateur de liaison (valeur infinie)

$C$  : condensateur du circuit oscillant

$L$  : inductance totale du circuit oscillant (inducteur et induit)

$R$  : résistance totale du circuit oscillant (inducteur et induit)

$Z$  : impédance de l'inducteur ( $Z = \sqrt{R^2 + L\omega^2}$ ) (inducteur et induit)

$Z_{co}$  : impédance du circuit oscillant à la fréquence de résonance ( $= L/(RC)$ )

$V$  : **tension continue d'alimentation**

$v_P$  : tension d'anode

$v_g$  : tension de grille

$V_2$  : **tension aux bornes du circuit oscillant**

$V_{2M}$  : amplitude de  $V_2$

$i_P$  : courant d'anode

$i_{P0}$  : courant continu d'alimentation (= composante continue de  $i_P$ )

$I_1$  : courant de sortie du générateur (et d'entrée du circuit oscillant)

$I_{10M}$  : amplitude du fondamental de la décomposition en série de Fourier de  $I_1$

$I_2$  : courant dans l'inducteur du circuit oscillant

$I_{2M}$  : amplitude de  $I_2$

$k$  : rapport de contre-réaction de grille

$f$  : taux de polarisation continue négative de grille

$\mu$  : coefficient d'amplification de la triode

$\rho$  : résistance interne de la triode

$f_0$  : fréquence de fonctionnement, égale à la fréquence de résonance du circuit oscillant

$\omega$  : pulsation ( $= 2\pi f_0$ )

$t$  : temps

$\varphi$  : déphasage entre  $V_2$  et  $I_2$

$\beta = \omega t$  : angle courant

$\beta_c$  : angle de fin de conduction de la triode (régime n°1 et n°2)

$$\theta_c = 2\beta_c$$

$\beta_{c2}$  : angle de début de conduction de la triode (régime n°2 uniquement)

$$\theta_{c2} = 2\beta_{c2}$$

$\beta_{cd}$  : angle de début de variation de  $\beta_c$

$$\theta_{cd} = 2\beta_{cd}$$

$\beta_{c1}$  : angle de valeur limite de  $\beta_c$  entre les deux régimes de fonctionnement de la triode

$$\theta_{c1} = 2\beta_{c1}$$

$P_r$  : puissance d'entrée du générateur (ou puissance réseau)

$P_{ch}$  : puissance active dans la charge (inducteur et induit)

$R_d$  : rendement du générateur ( $=P_{ch} / P_r$ )

### III.3-3 Fonctionnement de la triode dans le régime n°1

Ce régime de fonctionnement, appelé régime n°1, correspond au cas où ( $V_{2M} < V$ ) et traité dans cette partie (le régime de fonctionnement n°2, correspondant au cas où ( $V_{2M} > V$ ), sera traité dans la partie III.3-4 suivante).

On suppose que l'on se trouve en régime permanent.

En raison de la présence du circuit oscillant qui est un circuit bouchon et qui impose la fréquence de fonctionnement de l'ensemble égale à sa fréquence propre de résonance  $f_0$  (ceci à cause de la contre-réaction de grille), on considère que  $V_2$  et  $I_2$  sont purement sinusoïdaux,  $V_2$  étant en avance de phase de  $\varphi$  sur  $I_2$ , tel que  $\text{tg}(\varphi) = L\omega / R$  comme indiqué sur la figure III.7.

Dans le repère de la figure III.5, dont l'axe des ordonnées est centré sur la crête négative de  $V_2$  et  $I_2$  s'écrivent :

$$V_2 = -V_{2M} \cos(\omega t) = -V_{2M} \cos \beta \quad (\text{III.3})$$

$$I_2 = -I_{2M} \cos(\omega t - \varphi) = -I_{2M} \cos(\beta - \varphi) \quad (\text{III.4})$$

$V_{2M}$  : est une tension inconnue et  $I_{2M}$  se déduit de  $V_{2M}$  par  $I_{2M} = V_{2M} / Z$ .

La tension d'anode  $v_p$  est donnée par (fig. III.5) :

$$v_p = V + V_2 \quad (III.5)$$

Le courant d'anode  $i_p$  ne peut être que positif (effet de diode entre anode et cathode) et n'existe donc que si, d'après l'expression des caractéristiques statique données par (III.1),  $v_p > -\mu v_g$ .

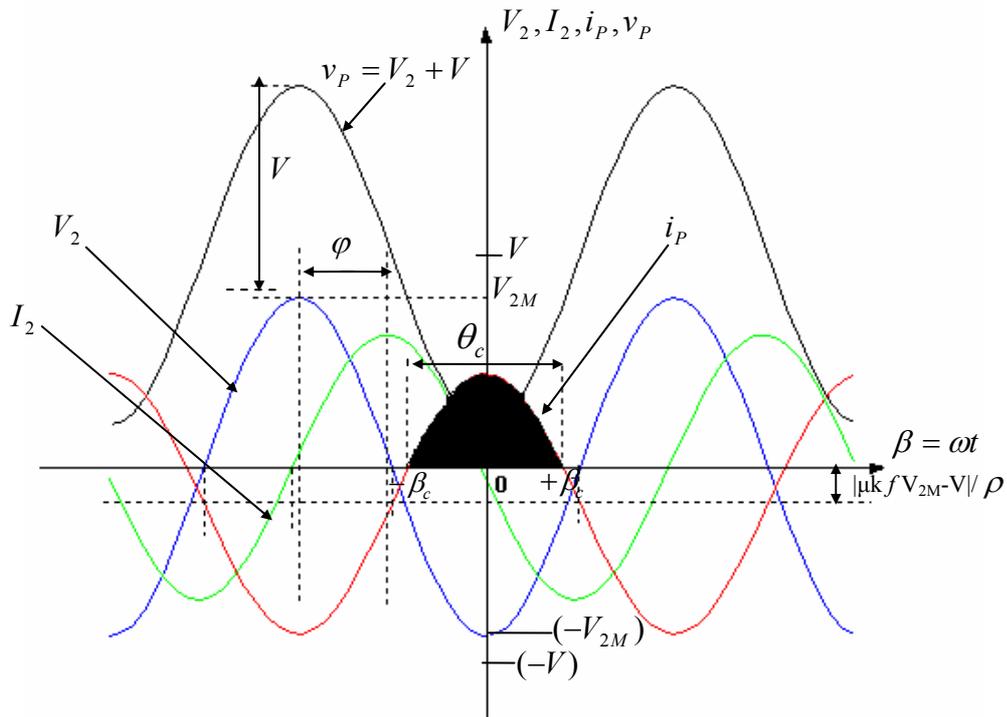


Figure III.5 : Formes d'ondes correspondant au régime de fonctionnement n°1 ( $V_{2M} < V$ )

Dans ce cas,  $i_p$  s'exprime à partir de (III.1), (III.2) et (III.5) :

$$i_p = \frac{v_p + \mu v_g}{\rho} = \frac{V + V_2 - \mu k V_2 - \mu k f V_{2M}}{\rho} = \frac{-V_2(\mu k - 1) - (\mu k f V_{2M} - V)}{\rho} \quad (III.6)$$

En utilisant (III.3),  $i_p$  s'exprime :

$$i_p = \frac{V_{2M}(\mu k - 1) \cos(\omega t) - (\mu k f V_{2M} - V)}{\rho} \quad (III.7)$$

Ceci montre que  $i_p$  est en fait une partie de sinusoïde, ou "calotte" de sinusoïde, en opposition de phase avec  $V_2$ , et portée par une composante continue  $-(\mu k f V_{2M} - V) / \rho$  dont on

peut montrer par application numérique qu'elle est négative. L'allure correspondante de  $i_P$  est donc donnée sur la figure III.6. Ce courant  $i_P$  n'existe donc que lorsque son expression (III.7) est positive et se traduit sur la figure par une calotte (partie de courbe hachurée). Ce courant existe entre l'angle  $-\beta_c$  et l'angle  $+\beta_c$ , c'est-à-dire que la triode conduit pendant un angle  $\theta_c = 2\beta_c$  appelé angle de "cut-off". Le courant d'anode  $i_P$  est donc un courant impulsionnel constitué de calottes de sinusoïde, à la fréquence propre  $f_0$  du circuit oscillant.

L'angle  $\beta_c$  est une deuxième inconnue du problème, en plus de  $V_{2M}$ . On peut cependant déjà, à ce stade du calcul, grâce à l'allure de  $i_P$  qui vient d'être déterminée, donner également l'allure du courant  $I_1$  de sortie de générateur ou d'entrée du circuit oscillant. Pour cela, il suffit d'appliquer la loi des nœuds au point A (anode) du schéma de la figure III.3 :

$$I_1 = i_{P0} - i_P \quad (III.8)$$

La figure III.6 donne donc l'allure de  $i_P$  avec sa composante continue  $i_{P0}$  (fig. III.6 (a)) ainsi que l'allure correspondante de  $I_1$  (fig. III.6 (b)). On considérera dans la suite que le fondamental de la décomposition en série de Fourier de  $I_1$ , d'amplitude  $I_{10M}$ , qui va attaquer le circuit bouchon constitué par le circuit oscillant, à la fréquence propre  $f_0$ .

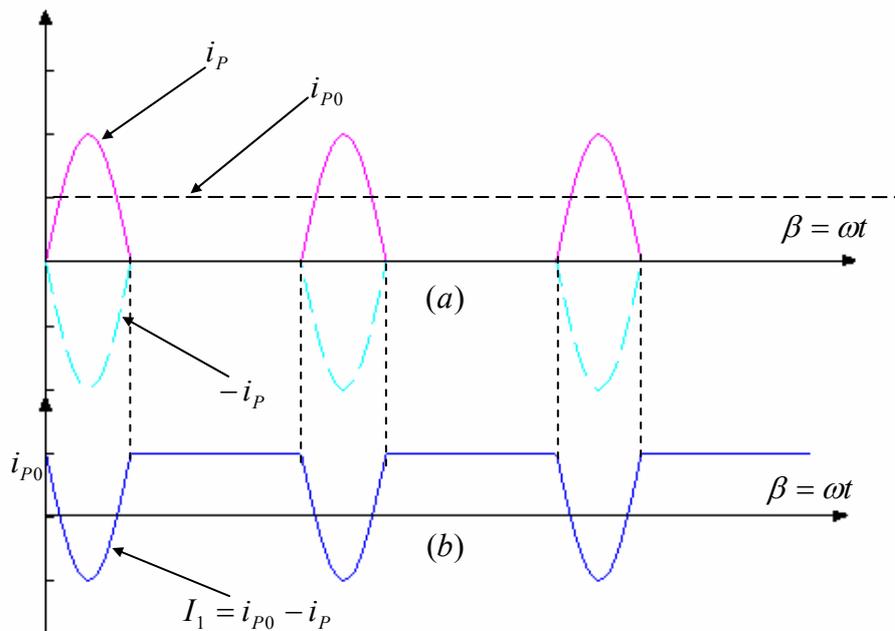


Figure III.6 : Allure de  $i_P$ ,  $i_{P0}$  et  $I_1$

Il s'agit donc de trouver deux équations contenant les deux inconnues  $\beta_c$  et  $V_{2M}$ .

La première des deux équations est obtenue en écrivant que  $i_p$ , donné par l'expression (III.7) s'annule en  $\omega t = \beta_c$ , ce qui donne :

$$\cos \beta_c = \frac{\mu k f V_{2M} - V}{V_{2M} (\mu K - 1)} \quad (\text{III.9})$$

La deuxième équation est obtenue en écrivant la loi d'Ohm entre  $I_{10M}$  et  $V_{2M}$  aux bornes (point H sur la figure III.3 du circuit oscillant, d'impédance  $Z_{co}$  à la résonance, c'est-à-dire :

$$I_{10M} = \frac{V_{2M}}{Z_{co}} \quad (\text{III.10})$$

Il faut d'abord calculer  $I_{10M}$ , obtenu par décomposition en série de Fourier de  $I_1$  mais aussi de  $i_p$  car  $I_1$  et  $i_p$  ont la même amplitude de leur fondamental. Partons de  $i_p$  dont l'expression est donnée par la relation (III.7) :

$$\begin{aligned} I_{10M} &= \frac{1}{\rho\pi} \int_{-\beta_c}^{\beta_c} \cos \beta [V_{2M} (\mu k - 1) \cos \beta - (\mu k f V_{2M} - V)] d\beta \\ &= \frac{1}{\rho\pi} \int_{-\beta_c}^{\beta_c} [V_{2M} (\mu k - 1) \cos^2 \beta - (\mu k f V_{2M} - V) \cos \beta] d\beta \\ I_{10M} &= \frac{1}{\rho\pi} \int_{-\beta_c}^{\beta_c} [V_{2M} (\mu k - 1) \frac{1 + \cos 2\beta}{2} - (\mu k f V_{2M} - V) \cos \beta] d\beta \\ &= \frac{1}{\rho\pi} [V_{2M} (\mu k - 1) \left( \beta_c + \frac{\sin 2\beta_c}{2} \right) - 2(\mu k f V_{2M} - V) \sin \beta_c] \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Avec l'expression (III.10), cela donne :

$$I_{10M} = \frac{V_{2M}}{Z_{co}} = \frac{1}{\rho\pi} [V_{2M} (\mu k - 1) \left( \beta_c + \frac{\sin 2\beta_c}{2} \right) - 2(\mu k f V_{2M} - V) \sin \beta_c] \quad (\text{III.12})$$

Par combinaison avec la relation (III.9), on obtient une expression plus simple de  $I_{10M}$ .

$$I_{10M} = \frac{V_{2M}}{\rho\pi} (\mu k - 1) \left( \beta_c - \frac{\sin 2\beta_c}{2} \right) \quad (\text{III.13})$$

Les deux relations (III.9) et (III.12) forment un système d'équations à deux inconnues :  $\beta_c$  et  $V_{2M}$ .

En éliminant  $V_{2M}$  entre ces deux équations, on obtient une relation contenant  $\beta_c$ .

$$\sin 2\beta_c = 2\beta_c - \frac{2\pi\rho}{Z_{co}(\mu k - 1)} \quad (III.14)$$

Ou encore, comme  $\theta_c = 2\beta_c$ .

$$\sin \theta_c = \theta_c - \frac{2\pi\rho}{Z_{co}(\mu k - 1)} \quad (III.15)$$

Ces deux relations non linéaires (III.14) et (III.15) donnent donc  $\beta_c$  ou  $\theta_c$ , pour  $\rho$ ,  $Z_{co}$ ,  $\mu$  et  $k$  donnés, soit par résolution numérique par itération, soit par résolution graphique. Une fois  $\beta_c$  ou  $\theta_c$  déterminé, on tire  $V_{2M}$  de la relation (III.9) :

$$V_{2M} = \frac{V}{\mu k f - (\mu k - 1) \cos \beta_c} \quad (III.16)$$

Revenons sur la relation (III.15) donnant  $\theta_c$ , en l'analysant numériquement. Elle s'écrit :

$$\sin \theta_c = \theta_c - M \quad (III.17)$$

Avec :

$$M = \frac{2\pi\rho}{Z_{co}(\mu k - 1)} \quad (III.18)$$

Par application numérique, on peut montrer que  $M$  est positif.

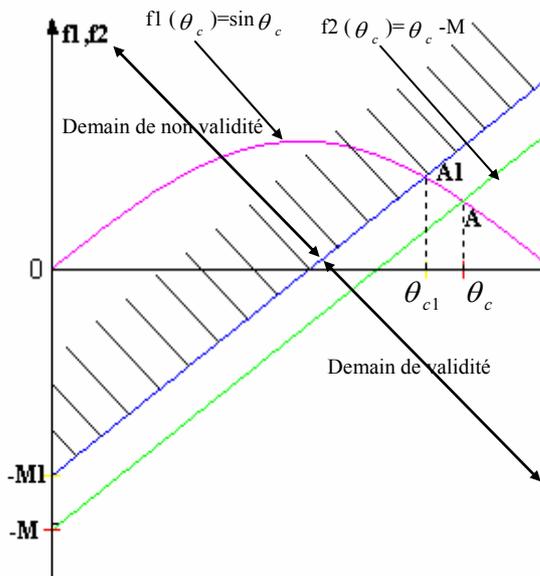


Figure III.7 : Détermination graphique de  $\theta_c$  (ou  $\beta_c$ )

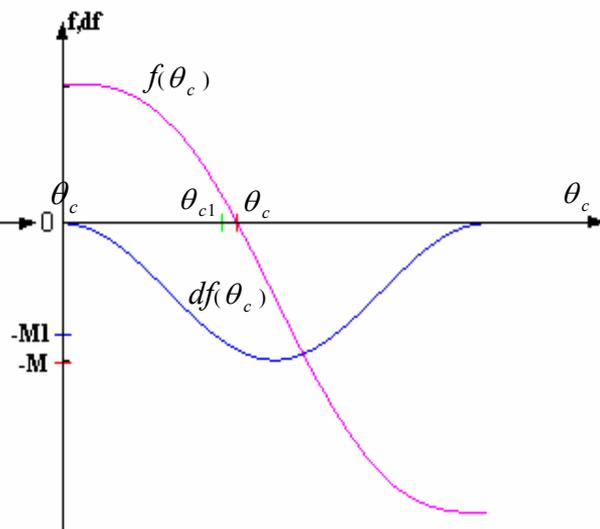


Figure III.8 : Détermination numérique par la méthode de Newton-Raphson  $\theta_c$  (ou  $\beta_c$ )

La résolution de l'équation (III.17) (graphique et numérique par utilisation de la méthode de Newton-Raphson) donne la valeur de  $\theta_c$ , et comme le montre la figure III.8  $M$  varie lors de variation de l'impédance  $Z_{co}$  du circuit oscillant (ou aussi de  $\rho$ , de  $\mu$  ou de  $k$ ),  $Z_{co}$  qui valent  $L/RC$  diminue avec l'augmentation de  $R$ , ce qui provoque une augmentation de  $M$  et de  $\theta_c$ . Cela élargi la conduction impulsionnelle de la triode [50].

On constate alors, d'après la relation (III.16), que  $V_{2M}$  la tension maximale de sortie du générateur décroît et  $\theta_c$  ne dépasse pas  $\pi$  en gardant des valeurs raisonnables de  $Z_{co}$ .

Dans le cas contraire lorsque  $M$  décroît ce qui correspond par exemple à une augmentation de l'impédance  $Z_{co}$  du générateur,  $\theta_c$  décroît aussi, ce qui implique une diminution de la durée de conduction impulsionnelle de la triode et une augmentation de  $V_{2M}$ .

D'après la figure III.7, on peut confirmer la ressemblance entre les résultats numériques et graphiques et on peut voir clairement la translation de la droite exprimée par  $f_2(\theta_c) = \theta_c - M$ , la cause de ces translations est la variation de  $M$  qui provoque le déplacement du point A (point d'intersection entre la droite et la fonction  $f_1(\theta_c) = \sin \theta_c$ ).

Si  $M$  croit la projection du point A suivant l'axe des  $\theta_c$  tend vers  $\pi$  et la durée de conduction de la triode augmente, dans le cas contraire le point A se déplace vers un point limite A1 qui est atteinte lorsque  $V_{2M} = V$ .

Compte tenu de la relation (III.9) la valeur limite  $\theta_{c1}$  ou  $\beta_{c1}$  ( $\theta_{c1} = 2\beta_{c1}$ ) est décrite ainsi :

$$\cos \beta_{c1} = \frac{\mu k f - 1}{(\mu k - 1)} \quad (III.19)$$

Cette limite du régime n° 1 de fonctionnement de la triode s'explique de la manière suivante : Éliminons  $V_2$  par combinaisons des relations (III.5) et (III.6), ce qui donne la droite de charge de la triode  $i_p(v_p)$  :

$$i_p = \frac{-(\mu k - 1)v_p + \mu k(V - fV_{2M})}{\rho} \quad (III.20)$$

Il s'agit d'une droite de pente  $-(\mu k - 1)/\rho$  et d'ordonnée à l'origine  $\mu k(V - fV_{2M})/\rho$ , représentée sur la figure III.9 en superposition avec les caractéristiques statiques de la figure III.4.

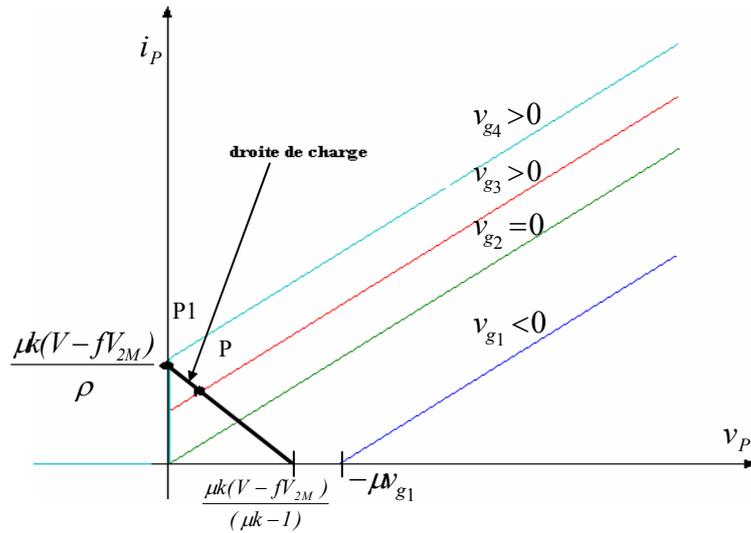


Figure III.9 : Caractéristiques statiques et droite de charge de la triode

Lorsque  $i_p$  et  $v_p$ , qui égal à  $V_2 + V$  (eq. III.5), et se déduit donc de  $V_2$  par une simple translation de valeur  $V$ , évoluent comme indiqué sur la figure III.5, le point de fonctionnement P (fig. III.9), intersection de la droite de charge et des caractéristiques statiques, décrit cette droite de charge de manière alternative, à la fréquence de résonance  $f_o$  du circuit résonnant. Tant que  $V_{2M}$  reste inférieur à  $V$ ,  $v_p$  (qui est égal à  $V_2 + V = -V_{2M} \cos(\omega t) + V$ ) reste positif, et donc le point P reste à droite du point limite P1 correspondant à l'ordonnée à l'origine de la droite de charge, ceci lorsque  $i_p$  passe par son maximum et que donc  $v_p$  passe par son minimum.

Cette plage, de fonctionnement correspond précisément au régime de fonctionnement n°1 de la triode. Le point limite est obtenu, comme déjà dit précédemment, lorsque  $V_{2M} = V$ , correspondant à la valeur limite  $\theta_{c1}$  de  $\theta_c$ . Lorsque  $M$  décroît encore plus de manière à devenir plus petit que la valeur limite  $M_1$  (fig. III.7), alors  $\theta_c$  devient plus petit que  $\theta_{c1}$  et on passe au régime de fonctionnement n°2 de la triode, car, comme  $V_{2M}$  devient alors supérieur à  $V$ ,  $v_p$  devient négatif et, sur la droite de charge de la figure III.9, le point de fonctionnement P dépasse par la gauche de point limite P1, entraînant une annulation de  $i_p$ . Ce régime n°2, se traduisant par des équations différentes de celles du régime n°1, sera explicité dans la partie suivante. Pour savoir si on est dans le régime n°1 ou n°2, pour des conditions de fonctionnement données (c'est-à-dire pour  $V$ ,  $f$  et  $M$  donc  $Z_{co}$ ,  $\mu$ ,  $k$ ,  $\rho$  donnés) il suffit de comparer la valeur de  $\theta_c$  (ou  $\beta_c$ ) donnée par la résolution de l'équation (III.17) à la valeur

de  $\theta_{c1}$  (ou  $\beta_{c1}$ ) donnée par la relation (III.19). Si  $\theta_c > \theta_{c1}$ , alors on est dans le régime n°1, sinon on est dans le régime n°2.

Revenons au régime n°1. Lorsque  $\theta_c$  et  $V_{2M}$  sont déterminés respectivement par les équations (III.15) et (III.16), alors toutes les formes d'onde relatives aux différentes grandeurs sont parfaitement déterminées. On peut donc également calculer  $i_{p0}$ , composante continue ou valeur moyenne de  $i_p$ . Pour cela on part de l'expression (III.7) de  $i_p$ .

$$\begin{aligned} i_{p0} &= \frac{1}{2\rho\pi} \int_{-\beta_c}^{\beta_c} [V_{2M}(\mu k - 1) \cos \beta - (\mu k f V_{2M} - V)] d\beta \\ &= \frac{1}{\rho\pi} [V_{2M}(\mu k - 1) \sin \beta_c - \beta_c (\mu k f V_{2M} - V)] \end{aligned} \quad (III.21)$$

Ceci donne, en utilisant la relation (III.9) :

$$i_{p0} = \frac{1}{\rho\pi} V_{2M} (\mu k - 1) [\sin \beta_c - \beta_c \cos \beta_c] \quad (III.22)$$

En fin, on déduit les grandeurs globales telles que :

- $P_r$  : puissance d'entrée du générateur (ou puissance réseau),
- $P_{ch}$  : puissance active dans la charge (inducteur et induit),
- $R_d$  : rendement du générateur.

$$P_r = i_{p0} V \quad (III.23)$$

$$P_{ch} = \frac{V_{2M}^2}{2Z_{co}} \quad (III.24)$$

$$R_d = \frac{P_{ch}}{P_r} \quad (III.25)$$

### III.3-4 Fonctionnement de la triode dans le régime n°2

Cela a été expliqué à la fin de la partie III.3-3, La triode fonctionne dans le régime n°2 lorsque,  $\beta_c$  devient inférieur à la valeur limite  $\beta_{c1}$  donnée par la relation (III.19) et donc,  $V_{2M}$  devient supérieur à  $V$ . Concernant le point de fonctionnement P (fig. III.11) qui dépasse en se déplaçant vers la gauche le point limite P<sub>1</sub> lorsque le courant  $i_p$  croît, entraînant alors une annulation "momentanée" de  $i_p$ , tant que  $v_p$  est négatif. Il faut alors repartir, comme en début de la partie précédente correspondant au régime n°1 (fig. III.7), des formes d'ondes de  $V_2$ ,  $I_2$ , et  $v_p$  pour obtenir la forme modifiée de  $i_p$ , comme indiqué sur la figure III.10.

Le courant d'anode  $i_p$  se présente comme indiqué sur cette figure III.10, encore sous forme d'une calotte de sinusoïde, mais cette fois incomplète, car  $i_p$  s'annule non seulement lorsque  $v_p < (-\mu V_g)$ , donc pour  $\omega t = \beta_c$  et  $\omega t = -\beta_c$ , comme dans le régime n°1, mais en plus lorsque  $v_p$  est négatif pour  $\omega t = \beta_{c2}$  et  $\omega t = -\beta_{c2}$ , à partir de la droite de charge donnée sur la figure III.9,  $\beta_{c2}$  est donc une troisième inconnue, en plus de  $V_{2M}$  et  $\beta_c$ , qui étaient déjà des inconnues pour le régime n°1. Il faudra donc, pour les déterminer, trouver un système de trois équations contenant ces trois inconnues.

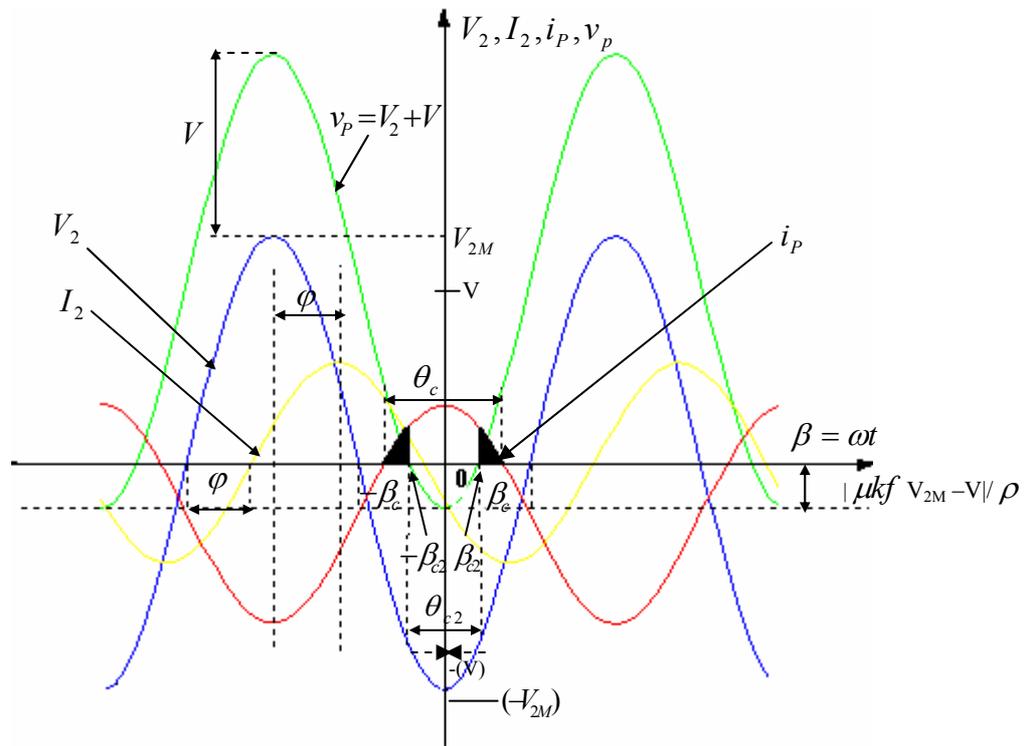


Figure III.10 : Formes d'ondes correspondant au régime de fonctionnement n°2 ( $V_{2M} > V$ )

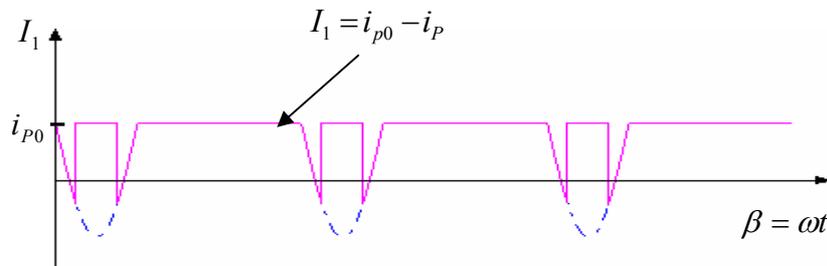


Figure III.11 : Allure de  $I_1$  (régime n°2).

Les relations (III.3-III.10) du régime n°1 restent toujours valables. Par contre, comme  $i_p$  a une forme d'onde différente de celle du régime n°1, le fondamental de sa décomposition en série de Fourier  $I_{10M}$  est différent et à recalculer. Le raisonnement reste donc le même que pour le régime n°1, mais avec des relations modifiées du fait de la modification de  $I_{10M}$  comme indiqué dans les calculs suivants, qui seront moins détaillés que dans le régime n°1, puisque leur principe reste le même.

L'allure de  $I_1$  peut également être donnée à partir de la nouvelle forme de  $i_p$  et de la relation (III.8) et mène à la forme d'onde donnée sur la figure III.11.

$I_{10M}$  : est à nouveau obtenu par décomposition en série de Fourier de  $i_p$ , donné par l'expression (III.7) (voir (fig. III.10)) :

$$\begin{aligned}
 I_{10M} &= \frac{2}{\rho\pi} \int_{\beta_{c2}}^{\beta_c} \cos \beta [V_{2M}(\mu k - 1) \cos \beta - (\mu k f V_{2M} - V)] d\beta \\
 &= \frac{2}{\rho\pi} \int_{\beta_{c2}}^{\beta_c} [V_{2M}(\mu k - 1) \cos^2 \beta - (\mu k f V_{2M} - V) \cos \beta] d\beta \\
 &= \frac{1}{\rho\pi} [V_{2M}(\mu k - 1) \left( \beta_c - \beta_{c2} + \frac{\sin 2\beta_c - \sin 2\beta_{c2}}{2} \right) - 2(\mu k f V_{2M} - V)(\sin \beta_c - \sin \beta_{c2})]
 \end{aligned}
 \tag{III.26}$$

Avec la relation (III.10), cela donne :

$$\begin{aligned}
 I_{10M} &= \frac{V_{2M}}{Z_{co}} \\
 &= \frac{1}{\rho\pi} \left[ V_{2M}(\mu k - 1) \left( \beta_c - \beta_{c2} + \frac{\sin 2\beta_c - \sin 2\beta_{c2}}{2} \right) - 2(\mu k f V_{2M} - V)(\sin \beta_c - \sin \beta_{c2}) \right]
 \end{aligned}
 \tag{III.27}$$

Par combinaison avec (III.9), on obtient une expression plus simple de  $I_{10M}$ .

$$I_{10M} = \frac{V_{2M}}{\rho\pi} (\mu k - 1) \left[ \beta_c - \beta_{c2} - \frac{\sin 2\beta_c}{2} - \frac{\sin 2\beta_{c2}}{2} + 2 \cos \beta_c \sin \beta_{c2} \right]
 \tag{III.28}$$

Le deuxième et le troisième membre de (III.27) forment une première équation contenant les inconnues  $V_{2M}$ ,  $\beta_c$  et  $\beta_{c2}$ . La deuxième équation est la relation (III.9) rappelée

ici :  $\cos \beta_c = \frac{\mu k f V_{2M} - V}{V_{2M}(\mu k - 1)}$

La troisième équation est donnée par le fait que pour  $\beta = \omega t = \beta_{c2}$ ,  $v_p$  s'annule, donc  $V_2 = -V$ ,  $V_2$  étant donné par l'expression (III.3), ce qui donne :

$$\cos \beta_{c2} = \frac{V}{V_{2M}} \tag{III.29}$$

Les équations (III.9), (III.27) et (III.29) forment donc un système permettant de déterminer  $V_{2M}$ ,  $\beta_c$  et  $\beta_{c2}$ . En éliminant  $V_{2M}$  et  $\beta_{c2}$  dans ces trois équations, on obtient à nouveau, comme pour le régime n°1, après calculs, une relation contenant  $\beta_c$ .

$$\sin 2\beta_c + 2 \text{Arc} \cos(a) - 2\sqrt{1-a^2} [\cos \beta_c (\mu k + 1) - \mu k f] = 2\beta_c - \frac{2\pi\rho}{Z_{co}(\mu k - 1)} \tag{III.30}$$

Avec :

$$a = \mu k f - (\mu k - 1) \cos \beta_c = \mu k f - (\mu k - 1) \cos \frac{\theta_c}{2} = \cos \beta_{c2} \tag{III.31}$$

Comme  $\theta_c = 2\beta_c$ , (III.30) donne aussi :

$$\sin \theta_c + 2 \text{Arc} \cos(a) - 2\sqrt{1-a^2} \left[ \cos \frac{\theta_c}{2} (\mu k + 1) - \mu k f \right] = \theta_c - \frac{2\pi\rho}{Z_{co}(\mu k - 1)} \tag{III.32}$$

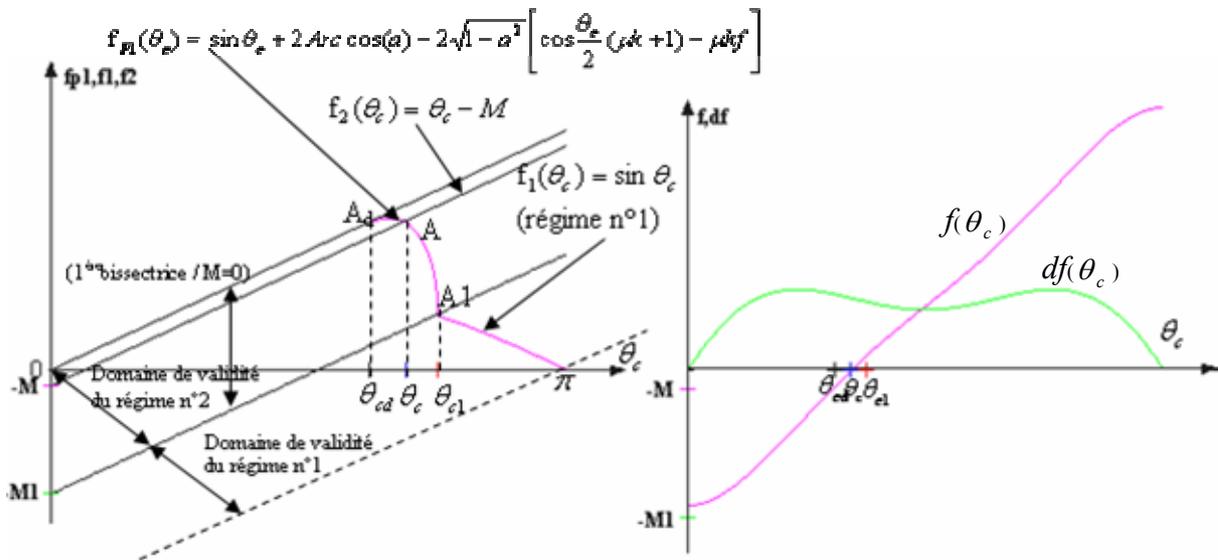


Figure III.12 : Détermination graphique [25] de  $\theta_c$  (ou  $\beta_c$ ) dans les deux régimes

Figure III.13 : Détermination numérique de  $\theta_c$  (ou  $\beta_c$ ) dans les deux régimes

Les relations (III.30) et (III.32), sont un peu plus compliquées par rapport aux relations (III.14) et (III.15) du régime n°1, ils nous permettent d'identifier  $\beta_c$  ou  $\theta_c$ , soit par résolution numérique (méthode de Newton-Raphson), soit par résolution graphique.

Une fois  $\beta_c$  ou  $\theta_c$  sont déterminés, on déduit  $V_{2M}$  et  $\beta_{c2}$  (ou  $\theta_{c2}$ ) par les équations (III.9) et (III.29) et on traite numériquement une nouvelle fois la relation suivante qui donne  $\theta_c$  (fig. III.13) :  $\sin \theta_c + 2 \text{Arc} \cos(a) - 2\sqrt{1-a^2} [\cos \frac{\theta_c}{2} (\mu k + 1) - \mu k f] - \theta_c + M = 0$

$M$  : étant déterminé par la relation (III.18). angle

On compare ces résultats avec les résultats d'analyse graphique qui sont représentés sur la figure III.12 [50].

Cette méthode est basée sur l'intersection entre la fonction  $f_{p1}(\theta_c)$  donnée par le premier membre de (III.32) et les fonctions  $f_2(\theta_c) = \theta_c - M$  - qui est une droite analogue à celle du régime n°1- et aussi  $f_1(\theta_c) = \sin \theta_c$  de manière à mettre en évidence le domaine de validité du régime n°1 (pour  $M > M1$  ou  $\theta_c > \theta_{c1}$ ) déjà représenté sur la figure III.7, ainsi que le domaine de validité du régime n°2 (pour  $M < M1$  ou  $\theta_c < \theta_{c1}$ )

Pour le régime n°2, la limite inférieure de  $\theta_c$  correspond à la valeur  $\theta_{cd}$  avec  $M = 0$ , cette valeur nulle de  $M$  étant obtenue par exemple si  $Z_{co}$  est infini (donc par exemple  $R = 0$  correspondant à un circuit oscillant sans pertes) ou si  $\rho$  est nul.

La relation (III.27) montre que lorsque  $M = 0$ , on a  $\beta_c = \beta_{c2} = \beta_{cd}$ , En appliquant ceci à la relation (III.31) reliant  $\beta_c$  et  $\beta_{c2}$ , on obtient la valeur de  $\beta_{cd}$  :

$$\mu k f - (\mu k - 1) \cos \beta_{cd} = \cos \beta_{cd}$$

d'où :

$$\cos \beta_{cd} = f \tag{III.33}$$

ou bien :

$$\beta_{cd} = \text{Arc} \cos(f) \tag{III.34}$$

On obtient alors, par la relation (III.16), la valeur maximale  $(V_{2M})_{\max}$  de  $V_{2M}$  pour ce cas limite correspondant à  $M = 0$  (donc à  $Z_{co}$  infini ou à  $\rho$  nul) :

$$(V_{2M})_{\max} = \frac{V}{f} \tag{III.35}$$

La valeur maximale de  $V_{2M}$ , correspondant à ce cas limite du régime n°2 est donc l'ordre de  $1.2 \times V$  à  $1.8 \times V$ , compte tenu du fait que  $f$  est couramment de l'ordre de 0.6 à 0.8.

En revenant à l'ensemble du régime n°2 traité dans cette partie, et ayant donc obtenu  $\beta_c$  (ou  $\theta_c$ ) par la relation (III.30) ou (III.32), on obtient  $V_{2M}$  et  $\beta_{c2}$  par les relations (III.9) et

(III.29), et donc toutes les formes d'onde relatives aux différentes grandeurs sont parfaitement connues, comme pour le régime n°1. On peut donc également calculer le courant  $i_{p0}$ , composante continue ou valeur moyenne de  $i_p$ . Pour cela on part de l'expression (III.7) de  $i_p$  et de son allure donnée sur la figure III.10 :

$$\begin{aligned} i_{p0} &= \frac{1}{\rho\pi} \int_{\beta_{c2}}^{\beta_c} [V_{2M}(\mu k - 1) \cos \beta - (\mu k f V_{2M} - V)] d\beta \\ &= \frac{1}{\rho\pi} [V_{2M}(\mu k - 1)(\sin \beta_c - \sin \beta_{c2}) - (\beta_c - \beta_{c2})(\mu k f V_{2M} - V)] \end{aligned} \quad (\text{III.36})$$

Ceci donne, en utilisant la relation (III.9) :

$$i_{p0} = \frac{1}{\rho\pi} V_{2M}(\mu k - 1)[(\sin \beta_c - \sin \beta_{c2}) - (\beta_c - \beta_{c2}) \cos \beta_c] \quad (\text{III.37})$$

Enfin les grandeurs globales ( $P_r$ ,  $P_{ch}$  et  $R_d$ ), sont données également par les relations (III.23-25), valables pour les deux régimes.

On peut donc dire généralement que suivant la charge électrique choisie  $Z_{co}$  ( $R$ ,  $L$  et  $C$ ), les caractéristiques de la triode ( $\mu$  et  $\rho$ ) et à partir du réglage de la contre-réaction ( $k$  et  $f$ ), le générateur va se caler sur un état de fonctionnement qui appartiendra soit au régime n°1 soit au régime n°2, et qui, grâce au calcul développé dans les parties III.3-3 et III.3-4, correspondra à une valeur déterminée de  $V_{2M}$ ,  $\beta_c$  et  $\beta_{c2}$  ( $\beta_{c2}$  étant nul pour le régime n°1), ce qui donne par voie de conséquence toutes les formes d'onde.

Par contre, dès que l'état de charge, les caractéristiques de la triode ou le réglage de contre-réaction de grille changent,  $V_{2M}$ ,  $\beta_c$  et  $\beta_{c2}$  vont prendre d'autres valeurs, ceci montre bien que ce type de générateur n'est pas un générateur de tension vis-à-vis des bornes du circuit oscillant qui constitue le récepteur, ce qui se traduit par le fait que ce générateur a une impédance de sortie qui n'est pas négligeable vis-à-vis de l'impédance du circuit oscillant de charge. Cette impédance de sortie du générateur est donc aussi donnée par la méthode exposée, puisqu'il suffit, pour différents états de charge correspondants par exemple à différentes valeurs de  $Z_{co}$ , de déterminer pour chaque valeur de  $Z_{co}$  les valeurs de  $I_{10M}$  et de  $V_{2M}$  pour ensuite tracer la caractéristique de sortie  $V_{2M}(I_{10M})$  du générateur. La connaissance de cette caractéristique de sortie est particulièrement importante dans le cas d'une torche à plasma pour laquelle, comme cela a été dit dans l'introduction, l'impédance du circuit oscillant peut varier de manière importante suivant les conditions opératoires entraînant donc des variations de tension de sortie (et donc aussi de rendement) importantes.

### III.4 Simulation du Comportement de la Triode HF sous MATLAB

L'avènement des ordinateurs a contribué à donner un sens concret à la notion de modèle puisqu'on peut mettre un modèle sur ordinateur, le traitement du modèle par l'ordinateur devenant, par définition, une simulation, qui nous pousse encore plus à utiliser des méthodes numériques. Dans cette partie, on a utilisé l'environnement SIMULINK du logiciel MATLAB (simulation numérique) dont la triode est implémenté par un programme numérique peut simuler son fonctionnement, afin de valider l'étude analytique faite à la partie précédente et aussi d'avoir beaucoup plus la liberté, de modifier et de changer le choix de la variante.

Les propriétés du montage utilisé sont prises à partir de la référence [45, 48]. La figure suivante présente le montage de simulation utilisé

#### III.4-1 Etude du montage simplifié sans couplage

La figure III.14, montre le montage simplifié de simulation est alimenté par une source de tension continue avec, la triode n'est pas connectée de nouveau à la charge (composante continue nulle ( $i_{p0} = 0$ )).

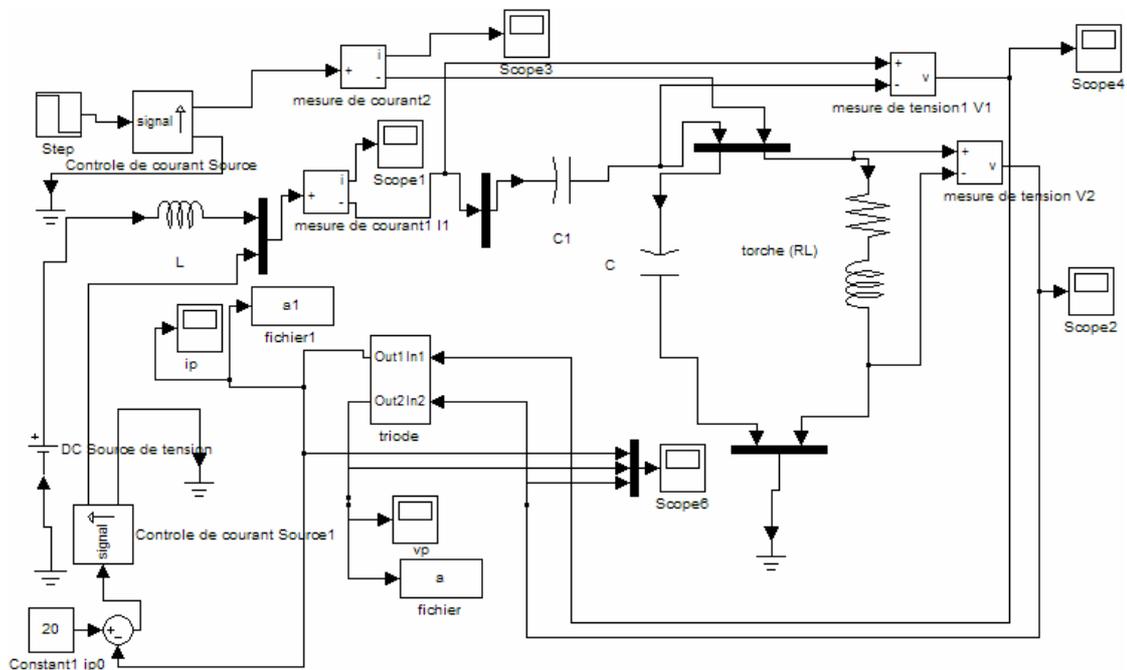


Figure III.14 : Structure du montage simplifié alimenté par une source de tension continue

**a/ Régime n °1**

La figure III.15 représente, les variations temporelles des formes, de tensions aux bornes de R et L et aux bornes de C<sub>1</sub> ainsi que, la tension  $v_p$  et le courant d'anode  $i_p$ . Les résultats obtenus pour une fréquence d'oscillation  $f=3$  MHz et  $V=6$  kV (tension d'alimentation), ou en s'est arrangé en agissant sur (C, R et L) pour avoir l'amplitude de  $V_2$  inférieure à  $V_1$ , dans ce cas nous seront en régime n ° 1.

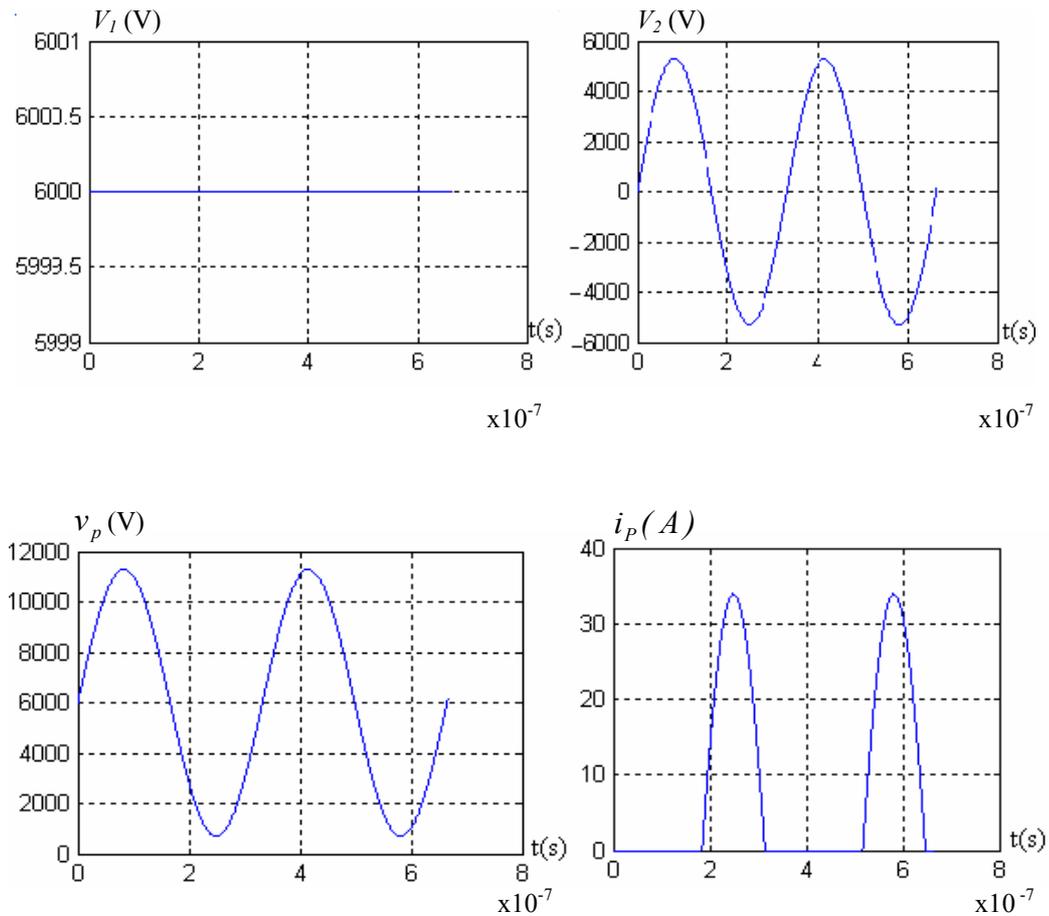


Figure III.15 : Variations des tensions  $V_1$ ,  $V_2$  et  $v_p$ , et le courant  $i_p$  dans le régime n ° 1

On constate que :

Dans ce régime n°1 ( $V > V_{2M}$ ) l'amplitude de la tension  $v_p$  et le courant  $i_p$  augmente lorsqu'on augmente la tension d'alimentation  $V$ .

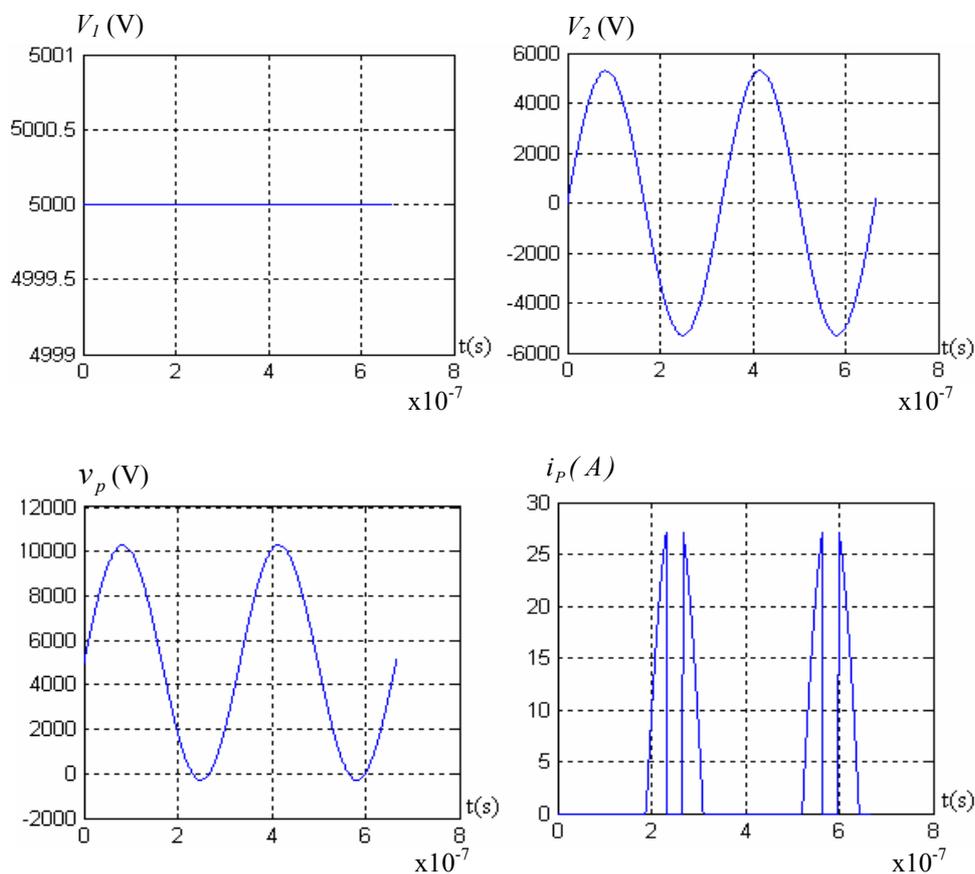
Le courant d'anode  $i_p$  est non nul lorsque  $v_p$  est supérieur à  $(-\mu v_g)$ , c'est -à- dire que  $v_p$  reste toujours positif.

$$i_p = \frac{v_p + \mu v_g}{\rho} \tag{III.39}$$

**b/ Régime n °2**

Dans ce régime de fonctionnement, il suffit de diminuer la tension d'alimentation, les résultats retrouvés dans ce cas, sont sur la figure III.16.

**a)  $V=5\text{ kV}$**



**b)  $V=4.5\text{ kV}$**

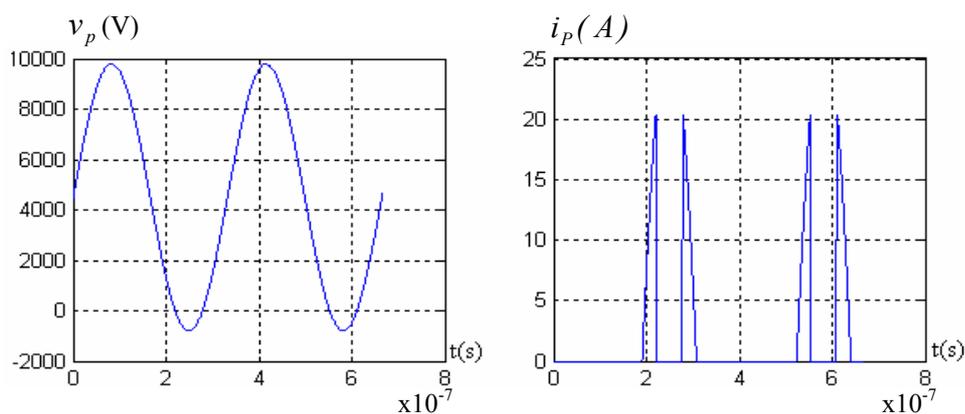


Figure III.16 : Variations temporelles des tensions et des courants dans le régime n ° 2 pour deux tensions d'alimentation

Pour le régime n ° 2 ( $V < V_{2M}$ ) l'amplitude de la tension  $v_p$  et le courant  $i_p$  diminué lorsqu'on diminue la tension d'alimentation, entraînant ainsi le passage en négatif de

$v_p$  durant un certain temps. Le courant d'anode  $i_p$  est non nul lorsque d'une part  $v_p$  est supérieur à  $(-\mu v_g)$  et d'autre part lorsque  $v_p$  est négatif.

Aussi pour le régime n ° 2 et d'après la figure III.16, on remarque que, si la tension d'alimentation varie la bande -où le courant s'annule- varie aussi (elle augmente si  $v_p$  est plus négative).

### III.4-2 Schéma d'ensemble avec variante (a)

Dans cette variante, on ajoute un autre condensateur  $C_2$  ( $C_2 \gg C_1$ ) pour bloquer la composante continue provenant de la branche (HM) où se trouve la capacité  $C_1$  et on ajoute aussi le condensateur  $C_{lg}$  qui bloque entièrement la tension continue que peut délivrer le circuit oscillant.

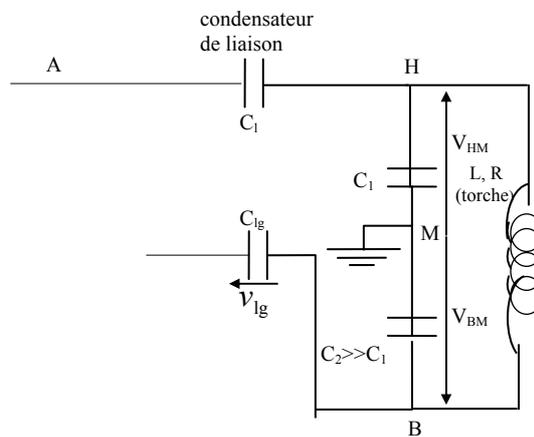


Figure III.17 : Schéma du circuit oscillant avec variante (a)

Dans ce cas :

La tension d'anode  $v_p$  est donnée par :

$$v_p = V_l + V_{HM} \quad (III.40)$$

La tension de grille  $v_g$  :

$$v_g = v_{lg} \quad (III.41)$$

Dans ce cas la forme de  $i_p$  est donnée par :

$$i_p = \frac{v_p + \mu v_g}{\rho} = \frac{V_l + V_{HM} - \mu k V_{HM} - \mu k f V_{HMM}}{\rho} \quad (III.42)$$

#### a/ Régime n ° 1

La figure suivante (III.18) montre les variations temporelles des tensions et du courant dans le régime n ° 1. On a fixé la fréquence à 3 MHz, avec une tension d'alimentation 6 kV :

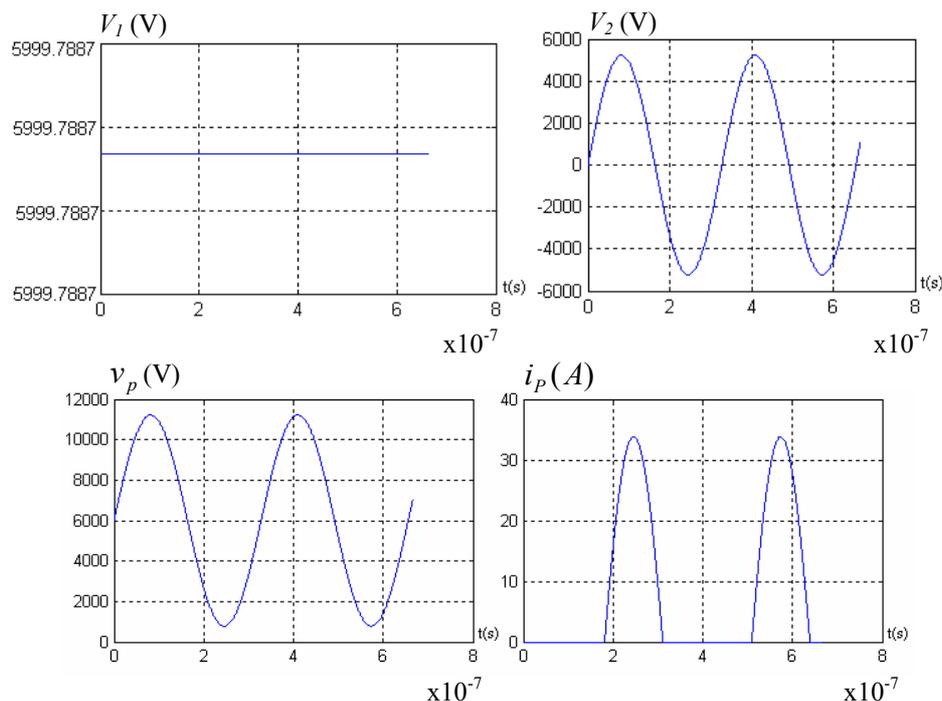


Figure III.18 : Variations temporelles des tensions et du courant dans le régime n ° 1

**b/ Régime n ° 2**

Dans ce cas en a diminué la tension d'alimentation à 4.5 kV avec ( $f=3$  MHz)

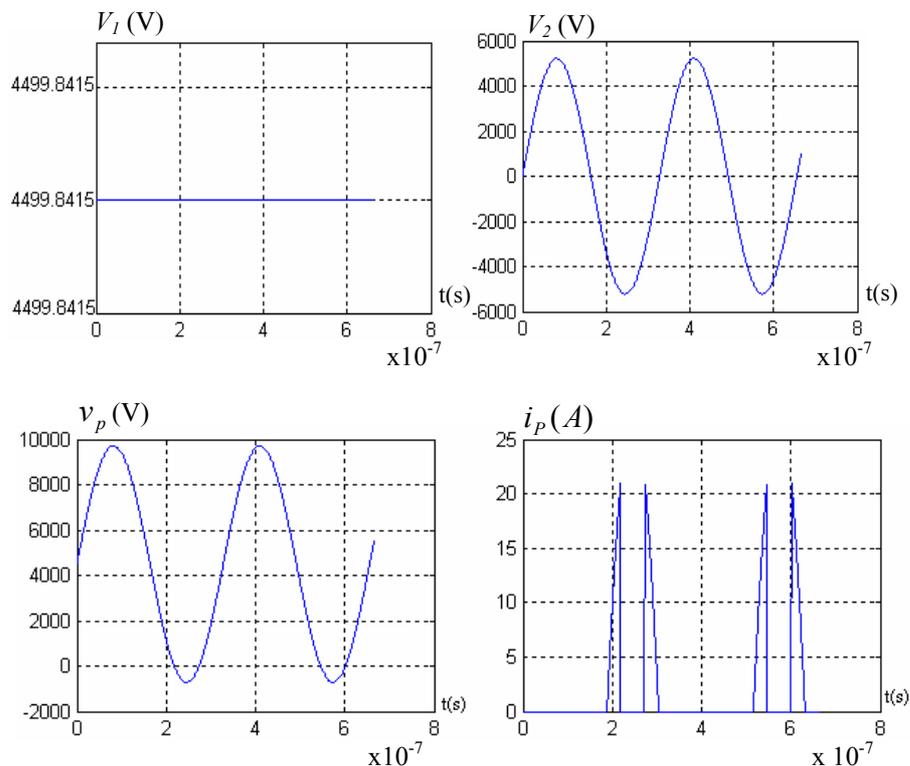


Figure III.19 : Variations temporelles des tensions et du courant dans le régime n ° 2

On remarque pour cette variante (a) que les allures des tensions et des courants aux deux régimes sont presque identiques qu'aux premier cas, car en réalité le rôle des condensateurs ajoutés et de protéger le circuit complet de toute composante continue générée.

### III.5 Etude du Montage Simplifié après le Couplage

#### III.5-1 Simulation et interprétation

Dans cette étude ( $f=3$  MHz et  $V=1$  kV) on couple le courant  $i_p$  (courant de triode) avec le courant de la source  $i_{p0}$  (fig. III.14) et après simulation on obtient les résultats suivants :

#### a/ Régime n ° 1

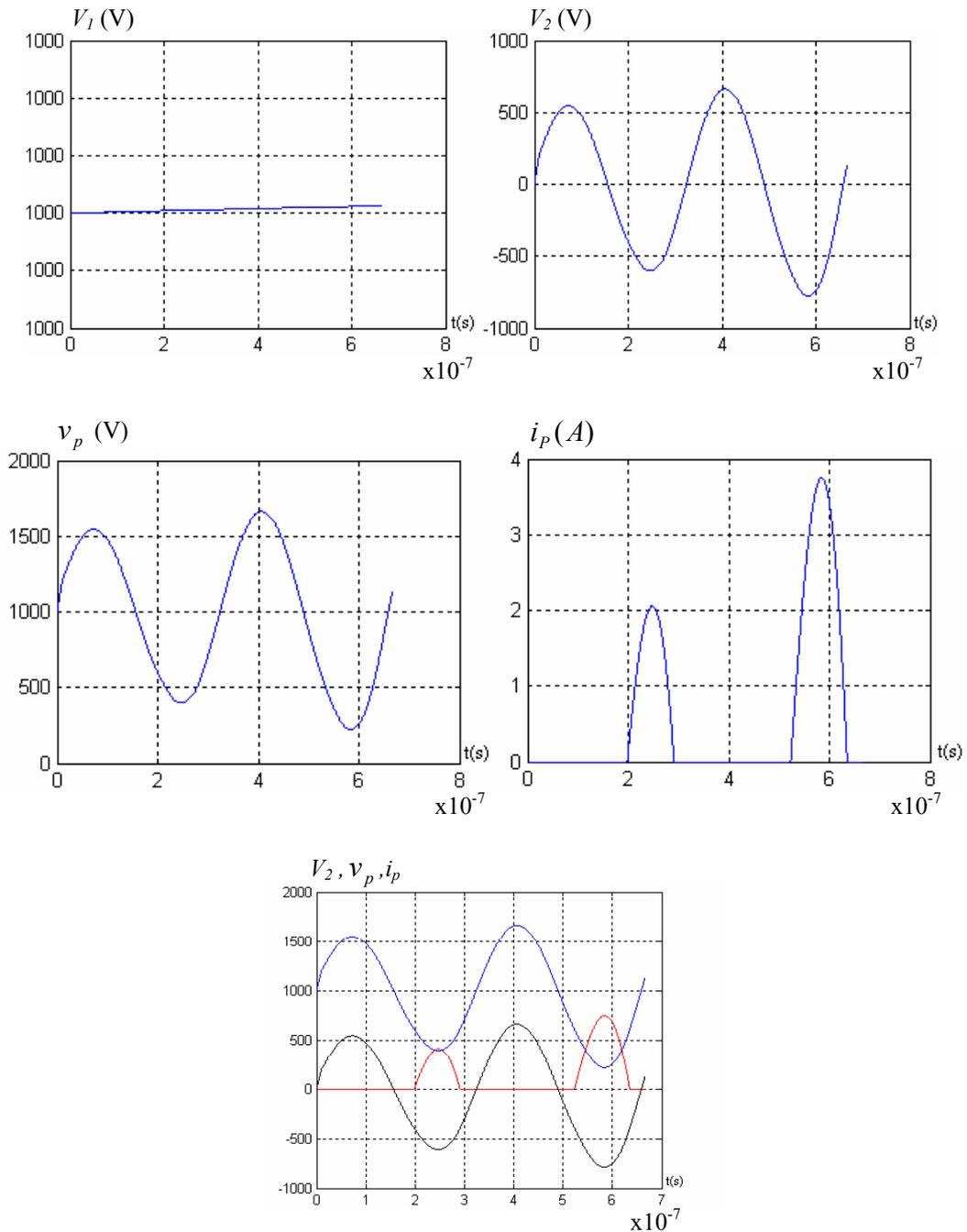


Figure III.20 : Variations temporelles des tensions et du courant dans le régime n ° 1 après couplage

**b/ Régime n °2**

On fixe la même fréquence et la même tension ( $f=3$  MHz et  $V= 1$  kV), et on fait varier l'amplitude de la tension  $V_2$  en agissant sur  $Z_{co}$ .

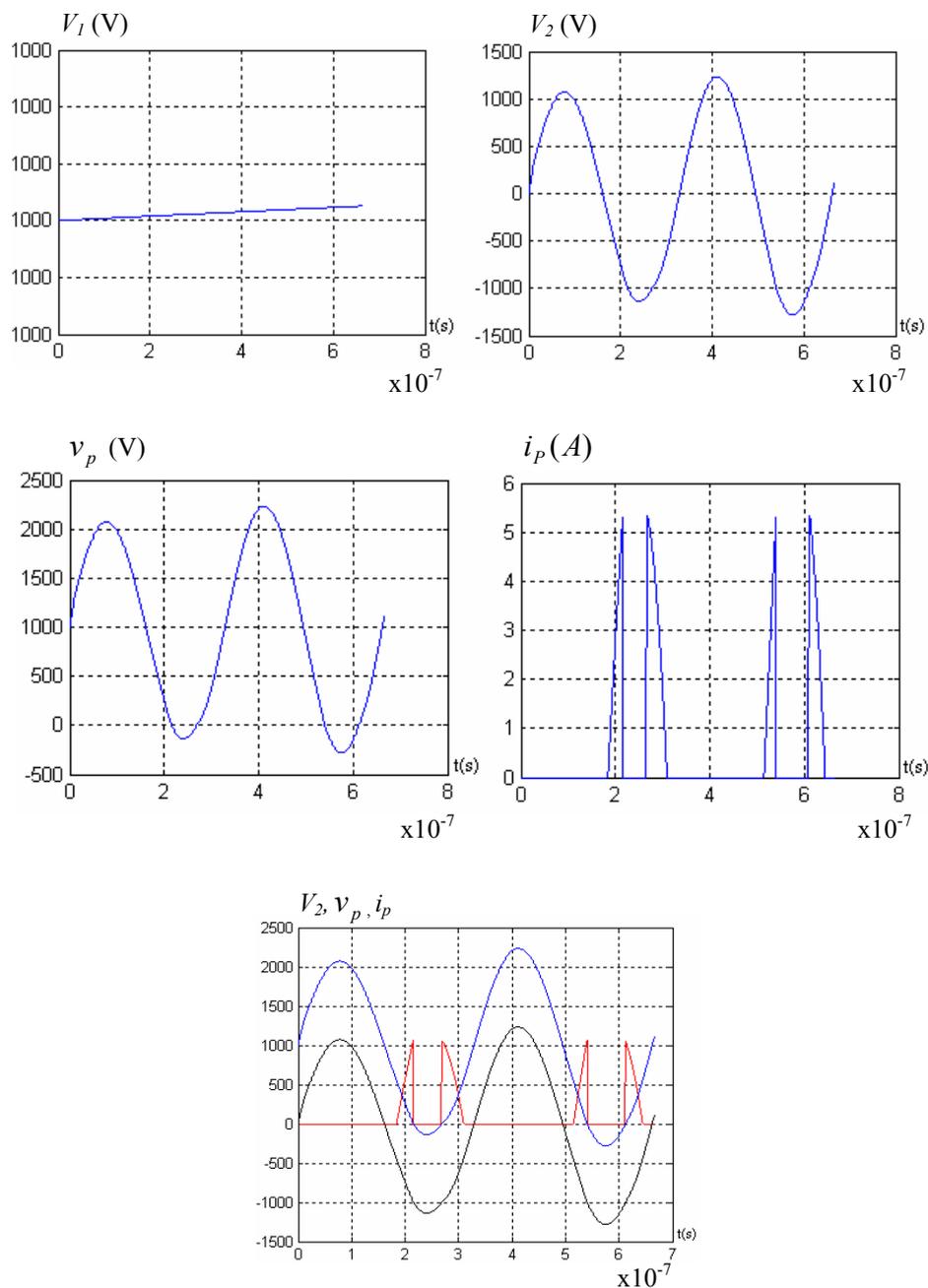


Figure III.21 : Variations temporelles des tensions et du courant dans le régime n ° 2 après couplage

On remarque qu'après certain temps, l'amplitude de la tension de circuit oscillant est amplifiée ainsi que l'amplitude de la tension d'anode de la triode  $v_p$  et le courant  $i_p$  cela est dû aux impulsions successives générés par la triode.

En plus du même premier phénomène, la partie qui découpe les impulsions du courant (fig. III.21), est de plus en plus large jusqu'à atteindre la stabilité.

## CONCLUSION

Dans ce dernier chapitre nous avons présenté une méthode analytique d'analyse du comportement d'un convertisseur à triode haute fréquence permettant la mise en œuvre (la commande) d'une torche à plasma inductif. Cette méthode, basée certes sur des hypothèses de calcul simplificatrices, permet de mettre en évidence l'évolution des différentes grandeurs électriques grâce à des expressions explicites en fonction des différents paramètres comme les caractéristiques des triodes, les conditions de réglage et l'état de charge électrique du générateur.

Ce chapitre constitue aussi une partie importante, dans lequel nous avons simulé le fonctionnement d'une triode reliée avec un circuit oscillant :

En premier temps, nous avons considéré le même circuit de commande alimenté par une source de tension continue ce qui nous a permis d'observer les formes de la tensions aux bornes du circuit oscillant et la dépendance de formes de ces dernier avec la valeur de la résistance du bobinage de la torche.

Le montage simplifié était le plus commode, mais en pratique et pour plus de sûreté de fonctionnement plusieurs variantes existent dont nous avons utilisé une d'elles, qu'on a surnommée variante (a) et les résultats été convaincante.

Enfin, la prise en compte de l'effet de la triode sur la totalité du circuit a été étudiée pour les deux régimes de fonctionnement de l'ensemble convertisseur- applicateur. Malgré les hypothèse simplificatrices faite notamment au niveau des caractéristiques d'anode, les modélisation analytiques et numériques présentées ici traduisent assez bien le comportement réel du convertisseur.

## *Chapitre IV*

### *Modélisation d'un Réacteur à plasma micro-onde*

## INTRODUCTION

Parallèlement à l'étude d'un plasma haute fréquence induit par un champ électromagnétique radiofréquence effectuée dans les chapitres précédents, il existe un autre plasma fonctionnant à des plages de fréquences beaucoup plus élevées, ce sont les décharges micro-ondes (Annexe III). Nous ajouterons ce dernier chapitre à l'étude électromagnétique d'une décharge micro-onde créée et entretenue par onde électromagnétique à 2.45 GHz. Ces décharges, ont été l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques pendant dizaines années [52-56], [58] et [14]. En toute rigueur, il serait nécessaire de réaliser une modélisation plasma pour estimer au mieux les distributions. Ceci présente un travail énorme et ce n'est pas le propos de ce chapitre.

Le but ici, est de dégager les principaux résultats de modélisation en trois dimension (3D) d'électromagnétisme pour différentes études dans une décharge micro-onde à 2.45 GHz, vise à la mise en évidence l'hétérogénéité azimutale de champ électromagnétique, de déterminer les différents modes de guides et les modes plasmas dans un réacteur expérimental à trois milieux (plasma, quartz, air) de grand diamètre, de ce fait, plusieurs études paramétriques sont réalisées, géométrique (différents diamètre et de longueur de guide d'onde, situation de cavité fermée et ouverte), fréquence d'excitation (le choix de celle-ci sur une gamme [2-3 GHz], dans le cas présent) et densité électronique en vue d'optimisation. Ces études ont pour but aussi, de valider les résultats de mesure disponibles [56], à savoir des mesures d'intensités de raies d'espèces excitées par spectroscopie d'émission et des mesures de champ électrique par antenne microcoax, qui ont montré une hétérogénéité azimutale du champ électrique et la présence d'un mode de propagation dominant de type hexapolaire. Alors que la création des états excités suit le profil azimutal de ce mode, donc le plasma est inhomogène.

La disponibilité d'un logiciel CST (Computer Simulation Technology) au sein du laboratoire L.P.G.P, nous a offert la possibilité de résoudre les équations de Maxwell en trois dimensions décrivent la propagation d'onde HF dans un plasma auto-cohérent créée dans un réacteur de dépôt par voie chimique assisté par plasma de grand diamètre (PECVD).

Avant de passer à notre intérêt de ce chapitre à proprement parler, il est nécessaire de présenter un aperçu sur les réacteurs PECVD et quelques concepts en matière de propagation d'onde dans les plasmas micro-onde.

### IV.1 Dépôt par Voie Chimique Assisté par Plasma PECVD

Son principe est que, si un plasma est généré dans un milieu de dépôt par voie chimique (CVD) [57], les molécules réactives vont être excitées et/ou dissociées par divers types de collisions et notamment par des collisions électroniques. En conséquence, en plus des espèces dans leur état fondamental, les espèces excitées, les espèces complètement ou partiellement dissociées vont définir de nouveaux chemins réactionnels pour réaliser le dépôt. En effet, ces espèces sont beaucoup plus réactives que les molécules mères et une des premières conséquences sera de pouvoir travailler à basse température de substrat et donc de déposer sur des échantillons qui ne supportent pas de très hautes températures. De plus les ions vont pouvoir bombarder la surface à traiter et donc modifier encore la cinétique de croissance. En particulier, ils peuvent créer des sites plus favorables à l'adsorption des réactants. Ils peuvent favoriser la désorption des molécules indésirables, la dissociation des molécules faiblement liées et/ou la mobilité des espèces adsorbées cherchant un site favorable d'adsorption. Néanmoins, si l'énergie et les flux d'ions sont trop importants, alors ils peuvent aussi altérer la qualité du film. On peut cependant éliminer les effets dus aux ions en éloignant le substrat de la source plasma. Le plasma représente une source d'espèces et d'énergie.

Ces réacteurs PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition, en anglais) sont largement utilisés dans les différents domaines de l'optique (source de photons), de la chimie (analyse des gaz), du traitement de surface (oxydation, traitement de polymères, modification des propriétés de surface) et du traitement de matériaux (dépôt et gravure). A partir des années 90, un effort important est porté sur le développement de décharges pour le traitement des matériaux sur de grandes surfaces, essentiellement motivé par les besoins croissants de l'industrie micro-électronique. Celui-ci s'est effectué par l'intermédiaire de décharges entretenues dans des tubes diélectriques de grandes dimension (~20 cm) [52, 53] ainsi que par le développement de réacteur plans (20~60 cm) [58]. Cette dernière solution représente dans ce but une alternative aux décharges RF, et son utilisation a été adoptée par de nombreuses firmes japonaises.

Il existe différentes techniques de dépôt par voie chimique (CVD), en fonction de la méthode utilisée pour déposer le matériau source : les décharges basse fréquence (BF), les décharges radiofréquence (RF), les micro-ondes et DECR (résonance cyclotronique électronique) [59].

Dans la suite de ce chapitre, on ne s'intéressera qu'à un type particulier de décharge : les décharges micro-onde à 2.45GHz créées par ondes de surface dans des structures à

symétrie cylindrique. Les principaux points développés ici, seront dans une structure cylindrique à 3 milieux, plasma-tube de quartz-air, entourée d'un cylindre métallique, en l'absence de champ magnétique appliqué (fig. IV .1).

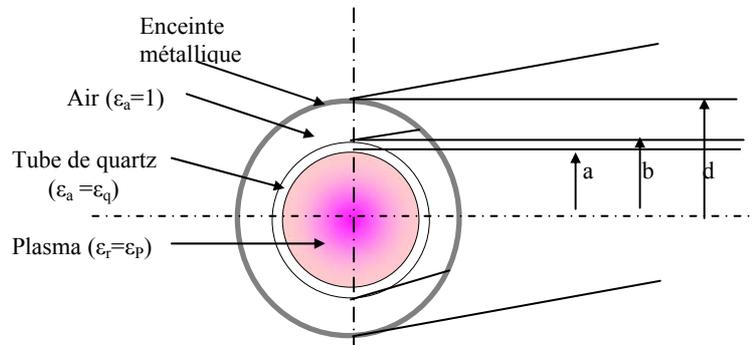


Figure IV.1 : Schéma de la structure cylindrique 3 milieux

#### IV.1-1 Les réacteurs micro-onde PECVD

Les réacteurs micro-ondes connaissent un intérêt croissant dans le domaine du traitement de surface et du dépôt de couches minces. Les principales caractéristiques qui rendent ces décharges attractives sont :

- l'absence d'électrodes qui permet l'utilisation de gaz corrosifs et évite les risques de pollution, les densités élevées d'espèces chargées et excitées, de radicaux et de neutres,

- l'absence de gaine cathodique avec un potentiel de gaine élevé (contrairement aux décharges capacitatives RF) réduit les risques d'endommagement du substrat par le bombardement ionique,

- Par ailleurs, ces ondes sont acheminées dans le réacteur via un guide d'onde, et ne nécessitent donc pas l'utilisation d'électrodes placées au cœur de l'enceinte qui pourraient être des sources de pollution métallique pour les dépôts.

- Le domaine de fréquence  $f$  correspondant aux micro-ondes se situe au-delà de 100 MHz. Dans notre étude le PECVD est de 2.45 GHz ( $\lambda_{vide}=12.24$  cm) la plus fréquemment employée pour le dépôt CVD. Cette faible longueur d'onde offre l'avantage de former des plasmas très énergétiques sur de faibles volumes (longueur d'onde dans le vide plus grande que les dimensions de la cavité).

- les domaines de fonctionnement (débit, pression, énergie) très étendus. Les électrons atteignent des températures ( $T_e$ ) de l'ordre de 1 eV à 3 eV et vont à leur tour exciter les molécules du gaz par collisions. Un plasma froid est ainsi créé dont la température de gaz ( $T_g$ ) varie typiquement entre ambiante et 3200°K.

#### IV.1-2 Description d'un réacteur PECVD existant au LPGP

La figure VI.2 montre un réacteur PECVD développé par l'équipe ' Décharge et Ondes' du Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP, Université de Paris-Sud) et dédié au dépôt de couches minces (ex : dépôt de SiO<sub>2</sub> à partir de précurseurs organo-siliciés tels que hexamethyldisiloxane (HMDSO/O<sub>2</sub>/Ar)) et au traitement de surface (ex : fonctionnalisation de surface de polyéthylènetéréphthalate (PET) pour le greffage ou la polymérisation de sucres organiques) [57]. Le plasma micro-onde à 2,45 GHz est créé en haut dans une structure cylindrique à onde propagative de 120 mm de diamètre, qui débouche dans une enceinte de diffusion de grand volume. Des mesures ont mis en évidence que la zone de décharge se caractérise par la propagation du mode hexapolaire prédominant, une densité électronique élevée ( $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) et une température électronique de l'ordre 2 eV (à une pression de 50-1000 mTorr). Par contre, dans la chambre de diffusion, il n'y a pas de champ électromagnétique rayonné sur les premiers centimètres.

Nous allons présenter ici une étude sur une structure similaire de création du plasma (réacteur). Elle comprend deux parties essentielles, le tube de la décharge dans lequel le plasma est créé et la structure d'excitation micro-onde de type surfaguide à (2.45 GHz) de dimensions (mm) 43.35x 86.77, adaptée pour un mode fondamental TE<sub>11</sub> [60].

La puissance micro-onde est délivrée par deux générateurs de marque SAIREM montés en vis-à-vis, pouvant délivrer une puissance allant de 0 à 2 kW. A chacun des générateurs est associé un magnétron qui génère des ondes micro-ondes à 2.45 GHz. Le transfert de la puissance du générateur au réacteur se fait par un guide d'onde métallique de section rectangulaire (43,35 x 86,77mm) et par un surfaguide. Ces ondes sont ainsi amenées jusqu'au les extrémités de la cavité où se trouve le gaz qui passe à l'état plasma grâce à l'énergie transmise aux électrons.

Ces excitateurs permettent d'obtenir généralement de très bons couplages (i.e., puissance effectivement transmise au plasma  $P_{abs}$ ) entre la structure excitatrice et le plasma, typiquement supérieurs à 90% à l'aide d'un système de trois vis d'impédance permet de modifier le couplage onde- plasma. La lecture des puissances incidentes ( $P_{inc}$ ) et réfléchies ( $P_{ref}$ ) se fait sur un milliwattmètre connecté à un coupleur bidirectionnel. Le système de mesure étant étalonné, il est possible de calculer le coefficient de couplage donné par.

$$C=100(1- P_{ref}/ P_{inc}). \quad (IV.1)$$

$$P_{abs}=P_{inc}-P_{ref} \quad (IV.2)$$

Le plasma est créé et entretenu dans une cavité (tube de quartz) : de section constante ; de permittivité  $\epsilon_q = 4$ , de diamètre intérieur  $2a=120$  mm est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le vide de l'onde excitée à 2.45 GHz (12,24 cm). Et un diamètre extérieur  $2b=125$  mm, et 450 mm de longueur. Soit un volume de 0,4 L. Ce tube est entouré d'une enceinte cylindrique en acier de diamètre intérieur 160 mm.

En outre, une chambre qui fait office de chambre de diffusion que l'on peut dénommer post-décharge. Elle est également en acier inoxydable. Son diamètre et sa longueur sont de 500 mm, soit un volume de 98L.

Le port- substrat mobile selon l'axe vertical a été placé dans la chambre de dépôt, c'est l'élément qui permet de mettre les échantillons en contact avec le plasma. Les dépôts ou traitements peuvent s'effectuer tant en décharge qu'en post-décharge spatiale.



Figure IV.2 : Photo du réacteur PECVD conçu au laboratoire (LPGP)

### IV.1-3 Intérêts des décharges micro-ondes

Un des intérêts majeurs de ce type de décharge micro-onde est l'absence d'électrodes internes (source de pollution). Généralement les fréquences micro-onde appartiennent au domaine [100 MHz- 100 GHz]. De plus, nous avons une grande liberté dans le choix de la structure et de plusieurs paramètres tels que :

- la fréquence d'excitation 2.45 GHz qui correspond à la fréquence industrielle la plus utilisée, notamment pour les fours micro-ondes domestiques.

- le surfaguide c'est un type d'excitateur en haute fréquence, dont le principe a été conçu par Moisan et al [53]. La configuration électromagnétique au niveau de ces excitateurs favorise l'excitation d'un mode à symétrie azimutale, les dimensions du plasma et la fréquence utilisée pouvant toutefois permettre la propagation de modes à symétrie plus compliquée.

- le guide métallique : celui-ci protège du rayonnement tout en servant de ligne de mesure. En son absence, la propagation des modes de guide n'est plus possible et seuls les modes plasmas, peuvent se propager en présence du plasma.

- les diamètres de la structure peuvent passer du capillaire, de l'ordre du mm, à de grandes dimensions de type réacteur, environ 10cm [54, 55]. Les petites dimensions permettent notamment d'obtenir de fortes densités d'espèces actives, alors que l'intérêt de grandes dimensions est lié au besoin de traiter des surfaces de plus en plus grandes. Un des problèmes majeurs rencontré par les technologies plasma pour leur mise en oeuvre au niveau industriel est celui de l'extension d'échelle des plasmas et des procédés qui y sont mis en oeuvre. En effet, réaliser une source de plasma uniforme sur des dimensions données suppose que l'on sache appliquer un champ électrique uniforme sur toute l'étendue de la source. Cela ne pose aucune difficulté si le champ électrique est continu. En revanche, si le champ électrique appliqué est périodique, dès que la longueur d'onde du champ électromagnétique devient de l'ordre de grandeur des dimensions du plasma, où plus précisément des dimensions de l'applicateur de champ, alors, l'amplitude du champ électrique appliqué n'est plus constante. Le chauffage des électrons par le champ électrique n'est plus uniforme, de même que la production de plasma sur l'étendue de l'applicateur.

## IV.2 Plasmas Micro-onde Entretienus par Onde de Surface (OS)

La caractérisation principale de la description d'une décharge micro-onde entretenue par onde de surface (OS) provient du fait que une onde de volume commence par ioniser le gaz jusqu'à ce qu'une densité critique soit atteinte et permette la propagation de l'onde de surface. L'onde se propage ensuite dans la structure constituée du plasma et du tube diélectrique, le champ étant le plus intense sur l'interface du plasma et du diélectrique, et est progressivement absorbée le long de la colonne, entretenant le plasma.

Cette technique de décharge est connue depuis les années 60 dans une structure constituée d'un tube diélectrique contenant un plasma. Cette propriété a dans un premier temps été utilisée pour établir un diagnostic de la densité électronique dans une colonne positive. L'idée de produire et d'entretenir un plasma par le biais d'une onde de surface ionisante apparaît dans les années 70. La première mise en œuvre pratique de plasmas entretenus par onde de surface est rendue possible par l'utilisation des excitateurs spécifiques (Surfatran ou surfaguide) permettent de générer de longues colonnes plasmas [55].

### IV.2-1 Onde de Surface (OS)

En l'absence de plasma, des modes, les modes de guide, peuvent se propager dans un milieu limité, par exemple par un cylindre métallique.

En présence de plasma, la propagation des modes de guide est modifiée, et de nouveaux modes, les modes plasma, peuvent se propager [54]. Ces derniers modes sont regroupés sous le terme générique d'onde de surface (OS), voir la section suivante (IV.3-2).

En géométrie cylindrique, les ondes de surface peuvent présenter un certain nombre de configurations azimutales. Dans la plupart des cas, le mode excité est le mode fondamental, à symétrie azimutale.

Les ondes de surface sont ainsi dénommées, car les composantes du champ électromagnétique sont maximales à l'interface plasma- diélectrique (tube de quartz, en général) et minimales au centre du plasma [59].

Une des caractéristiques essentielles de ces ondes de surface est que ce sont des modes propres du plasma : ces ondes créent et entretiennent la décharge, dès qu'elles disposent d'une énergie suffisante. Ce mode de propagation, qui constitue un phénomène non linéaire et complexe, ne peut exister qu'au-delà d'une densité électronique minimale, notée  $n_{ec}$  et appelée densité critique  $n_c$  (voir la section suivante IV. 2-2). Celle-ci est définie en première

approximation (structure 2 milieux : plasma-tube de quartz) pour que  $\omega_p$  la pulsation plasma électronique est :

$$\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / m_e \varepsilon_0} \geq \omega \sqrt{1 + \varepsilon_q} \quad (\text{IV.3})$$

Où,  $\omega$  est la pulsation de l'onde,  $\varepsilon_q$  la permittivité diélectrique relative du tube de quartz ( $\varepsilon_q = 4$ ),  $n_e$  est de la densité électronique et  $e$ ,  $m_e$  sont respectivement la charge élémentaire d'électron ( $1.6 \cdot 10^{-19}$  C), la masse d'électron ( $9.1 \cdot 10^{-31}$  kg) et  $\varepsilon_0$  représente la permittivité du vide ( $8.854 \cdot 10^{-12}$  F.m<sup>-1</sup>).

Si, à son point d'injection, l'onde crée une densité électronique supérieure à  $n_{ec}$  ( $2.8 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-3</sup> à 2.45 GHz), alors elle crée son milieu de propagation en cédant une partie de l'énergie qu'elle transporte de son point d'injection (appelé Gap) vers le bout de la colonne, où la densité électronique est alors égale à  $n_{ec}$ . Le long de son parcours, l'onde ionise le gaz et maintient ainsi le plasma nécessaire à sa propagation.

#### IV.2-2 Description diélectrique du plasma

Rappelons les équations de Maxwell citées dans le chapitre II (eqs. II.1-II.4) en régime harmonique de pulsation  $\omega = 2\pi f$  ( $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$ ), s'écrivent dans un milieu linéaire comme suit :

$$\begin{aligned} \text{div} \varepsilon_0 \vec{E} &= \rho \\ \text{div} \vec{H} &= 0 \\ \text{rot} \vec{E} &= -j\omega \mu_0 \vec{H} \\ \text{rot} \vec{H} &= \vec{J} + j\omega \varepsilon_0 \vec{E} \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

En appliquant la divergence sur les deux membres de la troisième équation du système IV.4, après combinaison avec la première équation, on obtient l'équation de conservation de la charge :

$$j\omega \rho + \text{div} \vec{J} = 0 \quad (\text{IV.5})$$

La loi d'Ohm dans un milieu isotrope s'écrit :

$$\vec{J} = \sigma_e \vec{E} \quad (\text{IV.6})$$

Où,  $\sigma_e$  est la conductivité électronique du plasma.

En combinant ces dernières équations avec les équations de Maxwell (IV.4), on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} \left[ \varepsilon_0 \left( 1 + \frac{\sigma_e}{\varepsilon_0 j \omega} \right) \vec{E} \right] = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} = j \omega \varepsilon_0 \left( 1 + \frac{\sigma_e}{\varepsilon_0 j \omega} \right) \vec{E} \end{array} \right. \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} [\varepsilon_0 \varepsilon_r] \vec{E} = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} = j \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \end{array} \right. \quad (\text{IV.7})$$

On peut dire que le plasma est assimilé comme un diélectrique de permittivité relative  $\varepsilon_r = \varepsilon_p$  donnée par [54]:

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{\sigma_e}{\varepsilon_0 j \omega} \quad (\text{IV.8})$$

L'équation du mouvement des électrons donne, au premier ordre [68] :

$$j \omega m_e \vec{V}_e = -e \vec{E} - \nu m_e \vec{V}_e \quad (\text{IV.9})$$

avec :

$V_e$  : la vitesse moyenne des électrons,

et  $-\nu m_e \vec{V}_e$  le taux d'échange de quantité de mouvement.

$\nu$  : est la fréquence de collisions électron-neutre pour le transfert de quantité de mouvement. Si  $\nu$  est indépendant de  $\vec{V}_e$  (cas de Langevin), on peut écrire alors :

$$\vec{V}_e = \frac{-e \vec{E}}{m_e (j \omega + \nu)} \quad (\text{IV.10})$$

Parallèlement à la loi d'Ohm, la densité de courant s'écrit également :

$$\vec{J} = -n_e e \vec{V}_e \quad (\text{IV.11})$$

On substituant l'équation (IV.10) dans cette dernière :

$$\vec{J} = \frac{n_e e^2}{m_e (j \omega + \nu)} \vec{E}_e \quad (\text{IV.12})$$

On déduit alors que :

$$\sigma_e = \frac{n_e e^2}{m_e (j \omega + \nu)} \quad (\text{IV.13})$$

et la permittivité relative de plasma est donné par la grandeur complexe comme suit :

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - j \nu / \omega} \quad (\text{IV.14})$$

ou :

$$\varepsilon_p = 1 - j \frac{\sigma_e}{\varepsilon_0 \omega} \quad (\text{IV.15})$$

L'expression de  $\varepsilon_p$  peut s'écrire sous forme complexe d'une partie réelle et une partie imaginaire :

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} - j \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \quad (\text{IV.16})$$

Dans le cas faiblement collisionnel,  $\nu \ll \omega$ ,  $\varepsilon_p$  devient une grandeur réelle :

$$\infty < \varepsilon_p - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} < 1 \quad (\text{IV.17})$$

Dans le cas d'une décharge micro-onde à 2.45GHz,  $\omega_p > \omega$ , la permittivité du plasma est négative voir la partie application (IV.4-2).

Cependant, on ne peut pas négliger  $\nu$  devant  $\omega$ . Pour entretenir le plasma, l'onde transfère son énergie au gaz par l'intermédiaire des électrons soumis au champ HF, à savoir par l'intermédiaire des collisions.

Tant que la densité électronique reste inférieure à la densité de coupure fondamentale  $n_e \leq n_0$  définie à  $\omega_p = \omega$  par :

$$n_0 = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega^2}{e^2} \quad (\text{IV.18})$$

$$n_0 = 7.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{à } f = 2.45 \text{ GHz})$$

Dans le cas où  $(\text{Re}(\varepsilon_p) > 0)$ , le plasma est dit sous-critique et les modes qui se propagent dans le milieu borné de réacteur (cavité ou guide d'onde) sont peu perturbés par la présence du plasma. Ces modes, dits de guide, sont similaires aux modes se propageant dans l'air à l'intérieur d'une même structure.

Dans le deuxième cas où  $(\text{Re}(\varepsilon_p) < 0)$ , le plasma est dit sur-critique et se comporte comme un diélectrique à pertes, de nouveaux modes propres au plasma, dites ondes de surface (OS), peuvent se propager et permettent d'entretenir le plasma. Leur existence requiert la présence d'une interface entre un milieu dont la partie réelle de la permittivité est négative (ex. plasma sur-critique) et un autre milieu à partie réelle positive (ex. le quartz, le vide ou un plasma sous-critique). Les composantes des champs électromagnétiques sont maximales à l'interface du plasma et de diélectrique, et leurs modules décroissent (quasi-exponentiellement) dans chacun des deux milieux adjacents, justifiant l'appellation Ondes de Surfaces. Cette interface joue ici le rôle de guide d'onde. La production d'un plasma entretenu

par OS est donc un problème auto-cohérent (l'OS crée et maintien son propre guide (la colonne plasma)).

Dans une structure à symétrie cylindrique repérée par  $(\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z)$ , on décompose les champs en composantes longitudinale, indiquée par z, et transverse, indiquée par T. les champs s'écrivent alors:

$$\begin{cases} \vec{E}(r, \varphi, z) = (\vec{E}_z(r) + \vec{E}_T(r))e^{jm\varphi} e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \\ \vec{H}(r, \varphi, z) = (\vec{H}_z(r) + \vec{H}_T(r))e^{jm\varphi} e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \end{cases} \quad (\text{IV.19})$$

où  $\gamma = \alpha + j\beta$ , représente la constante de propagation d'onde,  $\alpha$  étant le coefficient d'atténuation,  $\beta = 2\pi / \lambda$  le nombre de d'onde du mode considéré  $\lambda$  et la longueur d'onde associée, qui permet de déterminer directement la vitesse de phase  $V_\varphi = \omega / \beta$ .

L'entier  $m$  décrit le degré de symétrie azimutale (sec. IV.2-5).

Une onde électromagnétique qui se propage parallèlement à un axe Oz est une onde progressive en coordonnées cartésiennes. Les champs électrique et magnétique varient selon les deux équations :

$$\begin{cases} \vec{E}(x, y, z) = \vec{E}_0(x, y)e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \\ \vec{H}(x, y, z) = \vec{H}_0(x, y)e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \end{cases}$$

Il est commode de définir  $\vec{E}_0$  par sa projection  $\vec{E}_T$  sur le plan xOy et par sa composante  $\vec{E}_z$  sur l'axe Oz de vecteur unitaire  $\vec{u}$ ,

$$\begin{cases} \vec{E}_0 = \vec{E}_T + E_z \vec{u} \\ \vec{H}_0 = \vec{H}_T + H_z \vec{u} \end{cases}$$

Cette onde électromagnétique obéit aux lois de Maxwell (eq. IV.4). Dans le cas où la composante  $E_z = 0$ . Elle est appelée onde TE (transverse électrique) ou onde H, et si l'onde pour laquelle  $H_z = 0$ . Elle est appelée onde TM (transverse magnétique) ou onde E.

La direction et l'intensité du flux moyen de puissance sont données par le vecteur de Poynting comme suit :

$$\vec{P} = \text{Re} \left[ \frac{\vec{E} \times \vec{H}^*}{2} \right] \quad (\text{IV.20})$$

où Re représente la partie réelle et l'astérisque indique le complexe conjugué.

### IV.2-3 Caractérisation énergétique de la décharge

Plusieurs modèles auto-cohérents ont été développés [61-62] sur la base d'un bilan entre la puissance acquise par la population électronique sous l'effet du champ de l'onde et dissipée dans le plasma par collisions avec les atomes du gaz

Dans ce qui suit, nous allons discuter des principales grandeurs et propriétés caractéristiques du plasma et le maintien de plasma.

Il existe trois grandeurs qui caractérisent la décharge :

1/  $\nu$ , la fréquence de collision élastique électrons-neutres caractérise la facilité des électrons libres du plasma à acquérir l'énergie transportée par l'onde électromagnétique, définie comme :

$$\nu = N \langle \sigma(E) V_e \rangle \quad (IV.21)$$

Où  $N$  est la densité de neutres,  $V_e$  la vitesse moyenne des électrons,  $E$  leur énergie et  $\sigma(E)$  la section efficace de collisions élastiques électrons-neutres pour le transfert de la quantité de mouvement.

2/  $E_{eff}$ , le champ effectif de maintien correspondant au champ qui entraînerait une même puissance absorbée dans le cas d'une décharge continue ; il s'écrit :

$$E_{eff}^2 = \frac{1}{2} \frac{\nu^2}{\nu^2 + \omega^2} E_{HF}^2 \quad (IV.22)$$

Où  $E_{HF}$  est le module du champ haute fréquence.

3/  $\theta$ , la puissance nécessaire au maintien d'un électron dans la décharge qui représente les pertes d'énergie des électrons du plasma par collisions élastiques et inélastiques (excitation, ionisation, dissociation...) et que l'on définit par :

$$\theta = P_{abs} / N_e \quad (IV.23)$$

$P_{abs}$  étant la puissance totale absorbée par le plasma et  $n_e$  le nombre d'électrons dans la décharge,  $N_e$  : est densité volumique d'électrons dans la décharge.

Ces trois grandeurs caractéristiques du plasma sont reliées entre elles par la relation :

$$E_{eff}^2 = \frac{m_e}{e^2} \nu \theta \quad (IV.24)$$

### IV.2-4 Bilan de puissance dans la décharge

Dans une décharge entretenue par OS, l'onde crée son propre milieu de propagation et l'évolution des caractéristiques de la propagation de l'onde est liée à celle des paramètres de la décharge. Le maintien d'une tranche de plasma est alors décrit par l'équilibre entre la

puissance cédée par l'onde et celle absorbée par le plasma. Pour que l'onde puisse se propager dans le plasma, il est nécessaire que cette puissance compense exactement l'ensemble des pertes au sein de la tranche de plasma. La variation de puissance de l'onde  $P_\theta$  dans une tranche  $dz$  s'exprime, par l'intermédiaire de son atténuation [61].

$$\frac{dP_{inc}(z)}{dz} = -2\alpha(z)P_{inc}(z) \quad (\text{VI.25})$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'atténuations de l'onde obtenu par la résolution de l'équation de dispersion. Sa valeur dépend des dimensions de la structure et, par l'intermédiaire de la permittivité plasma  $\varepsilon_p$ , de  $v$  et  $n_e$ . La dépendance axiale de  $\alpha$  provient de la valeur de la densité électronique dans la tranche  $\alpha(n_e(z))$ .

Du point de vue du plasma, nous supposons que la puissance moyenne dans le temps fournie aux électrons par l'onde est entièrement absorbée par le plasma  $P_{abs}$  par l'intermédiaire de collisions électron- neutre. La puissance absorbée par unité de longueur de plasma dépend de la partie réelle de la conductivité électrique de plasma  $\sigma_e$  :

$$\frac{dP_{abs}(z)}{dz} = \int_{\Delta} \text{Re}(\sigma_e) \frac{E_{hf}^2}{2} 2\pi r dr \quad (\text{VI.26})$$

où  $E_{hf}$  est le module du champ de l'onde,  $\Delta$  la portion d'espace occupée par le plasma.

Le maintien du plasma est alors décrit par l'équilibre entre la puissance fournie par l'onde et celle dissipée par le plasma.

$$\frac{dP_{abs}(z)}{dz} = -\frac{dP_{inc}(z)}{dz} \quad (\text{VI.27})$$

Cette relation peut être simplifiée en supposant, par exemple, que la puissance absorbée est proportionnelle à la densité électronique [62]. On introduit alors le paramètre  $\theta$  représentant la puissance dissipée par unité de volume par un électron lors de collisions avec les neutres.

$$\frac{dP_{abs}(z)}{dz} = \theta n_e S \quad (\text{VI.28})$$

Avec :

$$\theta = \frac{e^2}{vm_e} E_{eff}^2 \quad (\text{IV.29})$$

D'après l'équation (IV.27), le bilan de puissance dans le plasma s'écrit :

$$2\alpha P_{inc} = \theta n_e S \quad (\text{IV.30})$$

Dans le cas d'une cavité cylindrique ( $S = \pi R^2$ ), l'équation précédente devient:

$$2\alpha P_{inc} = \theta n_e \pi R^2 \quad (IV.31)$$

où R est le rayon de la tranche plasma. En régime stationnaire, la puissance de l'onde absorbée par un électron vient compenser la puissance qu'il perd lors de collisions avec les neutres. On peut noter que le bilan de puissance dans une décharge entretenu par un champ alternatif MO demande une bonne compréhension de la propagation de l'onde et les caractéristiques de la décharge.

#### IV.2-5 Modes de guide et modes plasma

Les modes peuvent être Transverse Electrique  $TE_{mn}$ , Transverse Magnétique  $TM_{mn}$  ou hybrides. Pour clarifier les différents types de modes on insiste sur une structure schématique de deux entiers (par analogie, avec les solutions de l'équation de dispersion [56]).

1- le nombre azimutal ( $m \geq 0$ ). Dans un guide cylindrique, ce dernier définit la symétrie du mode de propagation : le mode à symétrie azimutale  $m=0$ , le dipolaire  $m=1$ , quadripolaire  $m=2$ , hexapolaire  $m=3$ , ....

2- l'indice ( $n \geq 1$ ) caractérise le nombre de zéros de la fonction de Bessel du mode, parmi les modes à symétrie azimutale identique (si  $m=$  est fixé).

##### a) Modes de guide

Les modes de guide présentent une fréquence de coupure  $f_{cmn}$  en dessus de laquelle ils se propagent :

$$f \in [f_{cmn}, \infty[ \quad (IV.33)$$

Avec,  $f_{cmn}$  est définie dans une structure cylindrique à un milieu de diamètre  $2d$  comme suit :

$$f_{cmn} = \frac{c}{2\pi d \sqrt{\epsilon_r}} X_{mn} \quad (IV.33)$$

où :

$X_{mn}$  :  $n^{\text{ième}}$  zéros de Bessel du mode  $TM_{mn}$  (noté  $X'_{mn}$  pour les modes  $TE_{mn}$ ).

$\epsilon_r = \epsilon_a = 1$  (permittivité relative du vide),  $c = 310^8 \text{ ms}^{-1}$  la célérité de l'onde dans le vide.

Le rayon de cylindre au-delà desquels le premier mode de guide  $TE_{11}$  ( $X'_{11} = 1.841$ ) pouvant se propager dans l'air dans la fréquence 2.45GHz est tabulé pour ( $d=36\text{mm}$ ) :

$$2d = \frac{c}{\pi f_c \sqrt{\epsilon_r}} X'_{11} = \frac{310^8}{2\pi 245010^6} 1.841 \approx 72 \text{ mm} \quad (IV.34)$$

Le tableau suivant donne les modes possibles à vide (en l'absence de plasma) pour différents diamètres  $2d$  :

1 Milieu	TE <sub>11</sub>	TM <sub>01</sub>	TE <sub>21</sub>	TM <sub>11</sub> TE <sub>01</sub>	TE <sub>31</sub>	TM <sub>21</sub>	TE <sub>41</sub>	TE <sub>12</sub>	TM <sub>02</sub>	TM <sub>31</sub>	TE <sub>51</sub>
Xmn	1.841	2.405	3.054	3.832	4.201	5.136	5.137	5.331	5.520	6.380	6.416
$f_c$ (MHz) 2d=160mm	1098	1435	1822	2287	2507	3064	3066	3181	3294	3807	3829
$f_c$ (MHz) 2d=120mm	1465	1914	2430	3049	3343	4087	4088	4242	4393	5077	5106
$f_c$ (MHz) 2d=80mm	2197	2871	3645	4574	5016	6131	6132	6363	6589	7615	7658

Tableau IV.1: Modes de guide possibles pour différents diamètres

On a représenté en grisé les modes dont la fréquence de coupure est supérieure à 2450 MHz.

On a supposé qu'un seul milieu (vide) remplissant tout le cylindre métallique de diamètre  $2d$ . La présence du quartz (dont la permittivité relative,  $\epsilon_q > \epsilon_a$ ) entraîne un diamètre effectif un peu plus grand et donc des fréquences de coupure un peu plus basses pour les différents modes.

Il est clair aussi, qu'à des fréquences élevées dans une structure de type grand diamètre ( $2d=160$  ( $>72$ ) mm), le nombre de modes pouvant se propager est important. Ceci est entendu moduler par l'influence de la densité électronique sur la propagation effective des modes.

D'une manière générale, cette fréquence augmente quand la densité électronique  $n_e$  croît et quand le diamètre du cylindre extérieur ( $d$ ) diminue.

On s'intéresse dans notre étude au problème de la dimension du cylindre de diamètre maximum, il est alors possible de couper certains modes, et donc de d'en privilégier d'autres.

### **b) Modes plasma**

Dans ce cas, les modes se propagent à partir d'une certaine densité critique  $n_{ec}$ , définie comme étant la densité minimale de maintien, sont caractérisés par l'indice ( $n=0$ ) contrairement aux modes de guide, il existe également aux modes de guide une fréquence de résonance  $f_r$  ( $n_{er}$ ) définie à  $v=0$ , quand le nombre de l'onde  $\beta$  tend vers l'infini ( $V_\phi$  tend vers zéro). La propagation des modes plasmas s'effectue dans ce cas entre la fréquence de coupure  $f_{cm0}$  et la fréquence de résonance  $f_r$ :

$$f \in [f_{cm0}, f_r[ \quad (IV.35)$$

La fréquence de résonance  $f_r = \omega_r / 2\pi$  est donnée par :

$$\frac{\omega_r}{\omega p} = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_v}} \quad (IV.36)$$

Dans le cas d'une structure à deux milieux plasma - tube de quartz, les modes plasma existent si la condition de résonance suivante est vérifiée :

$$\frac{\omega}{\omega p} \leq \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_q}} = \frac{1}{\sqrt{5}} \quad (IV.37)$$

Dans le cas d'une structure à 2 milieux plasma - air de permittivités respectives  $\varepsilon_p$  et 1, les modes plasma existent si la condition de résonance suivante est vérifiée :

$$\frac{\omega}{\omega p} \leq \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_a}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (IV.38)$$

La fréquence de résonance à 3 milieux dans le cas d'une structure à trois milieux plasma/quartz/air, il existe une plage de fréquences, limitée par deux valeurs de résonance correspondant aux cas limites plasma/quartz et plasma/air. Soit pour une densité électronique donnée :

$$f_{rq} < f_c < f_{ra} \quad (IV.39)$$

où :

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_q}} < f_c < \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_a}} \quad (IV.40)$$

Dans le cas où  $v \neq 0$  (ex. figure IV.32), on remarque que  $\beta$  ne tend plus vers l'infini et présente un maximum dont le quel d'estimer une fréquence de résonance.

### IV.3 Résolution des Equations de Maxwell

#### IV.3-1 Equations de Maxwell sous forme intégrale

Dans notre étude on a utilisé un logiciel commercial CST (Microwave studio), regroupant au sein du même environnement les maillages cartésien ainsi que les solveurs de résolution temporel et fréquentiel, basé sur une technique numérique d'intégration finie dite FIT (finite integration technique) pour la résolution d'équations de Maxwell en 3D sous leur forme intégrale, sans faire passer sur les hypothèses simplificatrices de l'équation de dispersion [54, 61].

Dans un milieu présente une densité de charge  $\rho$  :

$$\oint_{\partial V} \vec{D} \cdot d\vec{A} = \int_V \rho \cdot dV \quad (IV.41)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{A} \quad (IV.42)$$

$$\oint_{\partial V} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (IV.43)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \int \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \right) \cdot d\vec{A} \quad (IV.44)$$

Auxquelles on ajoute les lois de milieu et la loi d'Ohm :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (IV.45)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (IV.46)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \vec{J}_s \quad (IV.47)$$

#### IV.3-2 La technique d'intégration finie (FIT)

La méthode d'intégration finie (Finite Integration Technique- FIT) est développée par Weiland en 1976/1977 [63], dans le but de résoudre les équations de Maxwell en 3D sur un domaine du calcul, ce domaine spatial global est subdivisé en plusieurs petits cuboïdes orthogonaux construits comme illustré sur la figure ci-après (IV.3). Cette méthode fournit une alternative générale séduisante. Basée sur l'intégration locale des équations de Maxwell sur deux maillages duaux, elle conduit naturellement à un schéma explicite moyennant la détermination de deux matrices constitutives qui incluent les propriétés du milieu de propagation. Lorsque les maillages duaux sont orthogonaux, les matrices constitutives sont diagonales. Elle est applicable à plusieurs problèmes électromagnétiques en fréquentiel et

dans le domaine du temps. Cette méthode permet, associée à la technique « Perfect Boundary Approximation » (PBA) [64], d'être encore plus efficace qu'une méthode des différences finies (MDF) en terme de rapidité de calcul et de capacité mémoire requise en fonction du nombre de cellules de maillage, grâce à la formulation explicite du mode de résolution et à la capacité de reproduction naturelle d'objets arrondis avec un nombre réduit de cellules de maillage [63-65].

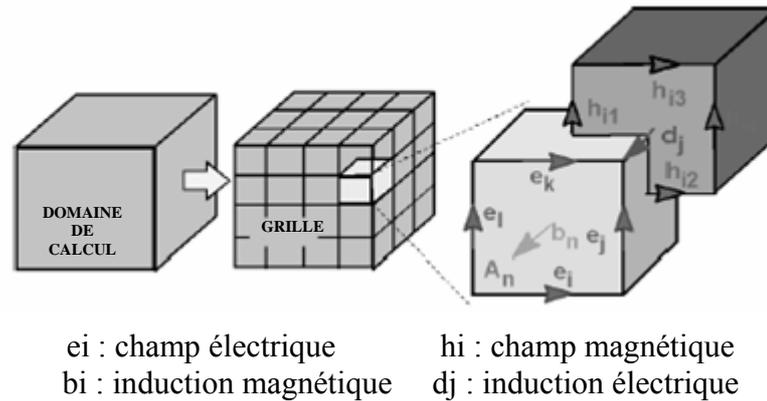


Figure IV.3 : Discrétisation en cuboïdes orthogonaux

Les équations de Maxwell peuvent être formulées sous formes d'équations ordinaires différentielles. Cette technique n'est pas notre objectif, on essaie dans cette partie seulement de donner une idée sur ce formalisme [64]. Par exemple la loi de Faraday (IV.42) devient sur une intégrale finie (fermée):

$$e_i + e_j - e_k - e_l = -\frac{\partial}{\partial t} b_n \quad (IV.48)$$

Cette équation peut généraliser pour le système global :

$$Ce = -\frac{\partial}{\partial t} b \quad (IV.49)$$

Où :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 1 & \cdot & 1 & \cdot & -1 & -1 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}}_C \underbrace{\begin{pmatrix} e_i \\ \cdot \\ e_j \\ \cdot \\ e_k \\ \cdot \\ e_l \\ \cdot \\ e_j \end{pmatrix}}_e = -\frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ b_n \\ \cdot \end{pmatrix}}_b \quad (IV.50)$$

La matrice C contient des 'éléments ('0 ', '1' et '-1') ce qui représente seulement des informations topologiques.

De la même manière pour les autres équations de Maxwell :

$$\begin{aligned} Ce &= -\frac{d}{dt}b, \\ \tilde{C}h &= \frac{d}{dt}d + j, \\ \tilde{S}d &= q, \\ Sb &= 0. \end{aligned} \tag{IV.51}$$

Avec :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \mu_0 \vec{H} & b &= M_\mu h \\ \vec{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} & \Rightarrow d &= M_\varepsilon e \\ \vec{J} &= \sigma \vec{E} + \vec{J}_s & j &= M_\sigma e + j_s \end{aligned} \tag{IV.52}$$

Les matrices ( $M_\mu, M_\varepsilon, M_\sigma$ ) donnent les propriétés physiques du milieu pour chaque élément.

Par conséquent on obtient les deux propriétés :

$$\text{div rot} \equiv 0 \quad \Rightarrow \quad SC = \tilde{S}\tilde{C} = 0 \tag{IV.53}$$

$$\text{rot grad} \equiv 0 \quad \Rightarrow \quad C\tilde{S}^T = \tilde{C}S^T \tag{IV.54}$$

Dans le domaine du temps le système (IV.51) devient explicitement après discrétisation en différence finis à points centrés :

$$\begin{cases} e^{(n+1/2)} = e^{(n-1/2)} + \Delta t.M_\varepsilon^{-1}[\tilde{C}M_\mu^{-1}b^n + j_s^n] \\ b^{(n+1)} = b^n - \Delta t.Ce^{(n+1/2)} \end{cases} \tag{IV.55}$$

Les deux inconnues sont localisées alternativement dans le temps, comme la montre la figure IV.4:

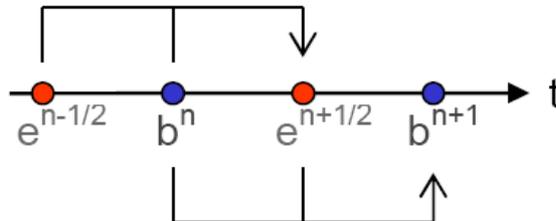


Figure IV.4 : Principe de discrétisation en temporel

Dans cette étude on va prendre en compte les considérations suivantes [54] :

- La fréquence d'excitation très supérieure à la fréquence plasma ionique, les ions seront donc considérés comme immobiles dans un plasma globalement neutre,
- Il n'y a pas de champ magnétique statique appliqué,
- On se place également dans l'approximation du plasma froid en négligeant le mouvement thermique des ions devant la vitesse de phase de l'onde.
- La force due au gradient de pression cinétique est alors négligeable devant la force électrique, la permittivité est réduite à une grandeur scalaire. Enfin l'homogénéité des différents milieux.

#### IV.4 Résultats de Modélisation et Discussions

Cette partie présente des résultats de modélisation obtenus par la méthode d'intégration finie dans le domaine temporel (FIT-TD) dans une structure (fig. IV.5) de dimensions équivalentes à la structure expérimentale (sec IV.1-4).

Si le modèle physique choisi à modéliser est dessiné et les propriétés physiques qui définissent le domaine sont introduites, il est nécessaire de lui fixer des conditions aux limites et de déterminer les propriétés du système au niveau de ces limites. La structure est enfermée dans un bloc de métal. Aux limites du domaine, le champ électrique tangentiel et le champ magnétique normal sont donc nuls, sauf à la surface du port ouvert comme le montre la figure IV.5. Le maillage est fait automatiquement par le logiciel : il maille la totalité du volume défini par le bloc de métal et affine la taille des mailles au voisinage des points critiques de la structure (frontière entre deux éléments, points de jonction, éléments très fins...). Dans le cas présent, le maillage comprend environ de 440 000 et 830 000 cellules cubiques (fig. IV.6) dans le cas sans et avec plasma successivement.

Toutes les grandeurs électromagnétiques sont normalisées à 1 watt (puissance incidente). Afin d'optimiser le transfert de la puissance au système pour avoir le meilleur couplage possible, plusieurs injections micro-ondes (impulsions gaussiennes, voir la figure IV.7) via le port d'entrée sont faites sur une gamme de fréquence choisies ([2-3 GHz] dans le cas présent) en vue d'une commande optimale du réacteur autour de 2.45 GHz.

Les objectifs principaux de cette étude sont de modéliser le comportement électromagnétique du réacteur micro-onde de grand diamètre et d'étudier les effets des divers paramètres, le diamètre de la décharge, la densité électronique et la puissance micro-onde sur la répartition du champ électromagnétique (l'hétérogénéité azimutale). La connaissance de transfert de puissance au sein de la structure (coefficient du couplage) et la détermination des



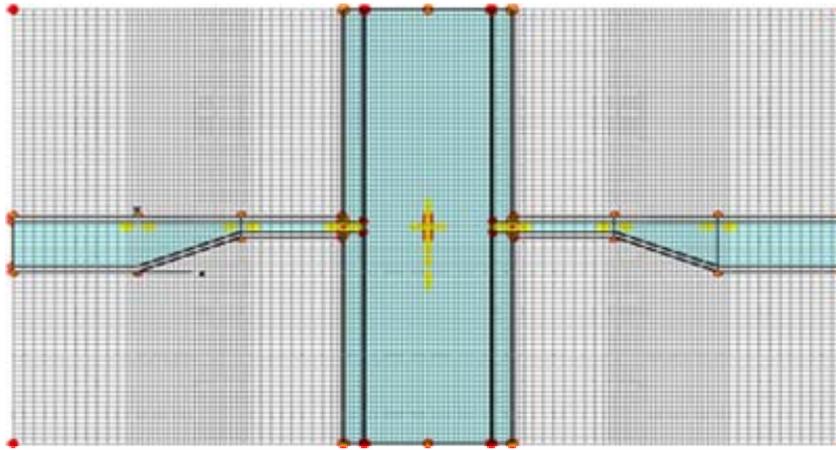


Figure IV.6 : Représentation du maillage sur une coupe verticale au centre du réacteur

#### IV.4-1 Cas d'une simple excitation,

##### IV.4-1-1 Etude sans plasma dans une structure de grand diamètre (120-125-160)

Nous commençons par nous placer dans le cas d'une densité électronique nulle avec une fréquence de collision nulle, ce qui induit notamment une constante d'absorption de l'onde nulle, seuls les mode de guide peuvent se propager.

L'onde électromagnétique se propage selon un mode  $TE_{11}$  dans le guide d'onde (pas de composante électrique selon la direction de propagation  $x$ ) et TEM dans la cavité ( $E_x = H_x = 0$ ). De plus, il n'y pas de réflexion vers l'entrée de la structure : la transition guide-cavité se fait correctement, le système est bien accordé.

Nous avons montré ici, l'existence des modes symétriques dans des différentes configurations de notre structure (120-125-160) prédéfinie, une injection micro-onde à gauche et un court circuit ajustable (CC) à droite de la structure. Dans ce cas l'onde atteint à nouveau la cavité plasma après réflexion (ex. fig. IV.14).

Dans un premier temps, un modèle a été établi avec un court circuit de sa position initiale à 120 mm de guide d'onde (fig. IV.5).

La figure IV.7 montre l'évolution au cours du temps de ce signal récolté au niveau du port d'entrée. L'onde électromagnétique se propage au sein de la structure modélisée et revient au port d'entrée (superposition de deux ondes incidente et réfléchie comme dans ce cas, voir Annexe IV). Quand ce signal se rapproche de zéro (il ne contient plus que les parasites numériques), il est alors possible de calculer la fonction de transfert  $S$  (fig. IV.8) définie comme le quotient entre le signal d'entrée et le signal de sortie. Cette fonction de transfert est une réponse en fréquence du système obtenue à partir de la transformée de Fourier de la réponse en temps.

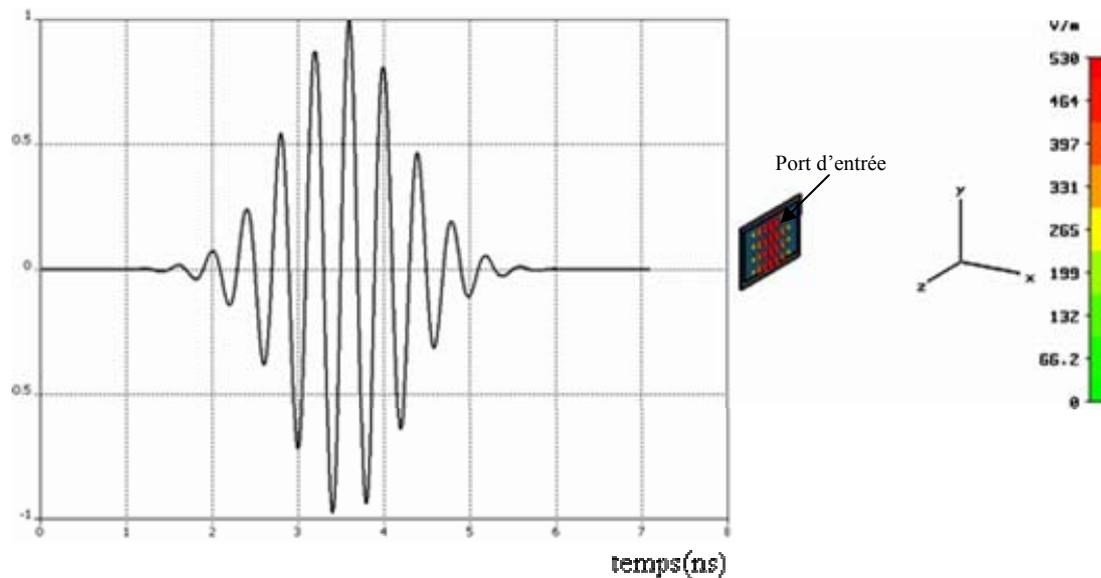


Figure IV.7 : Signal d'excitation gaussienne  $TE_{11}$  injecté au sein de la structure via le port d'entrée.

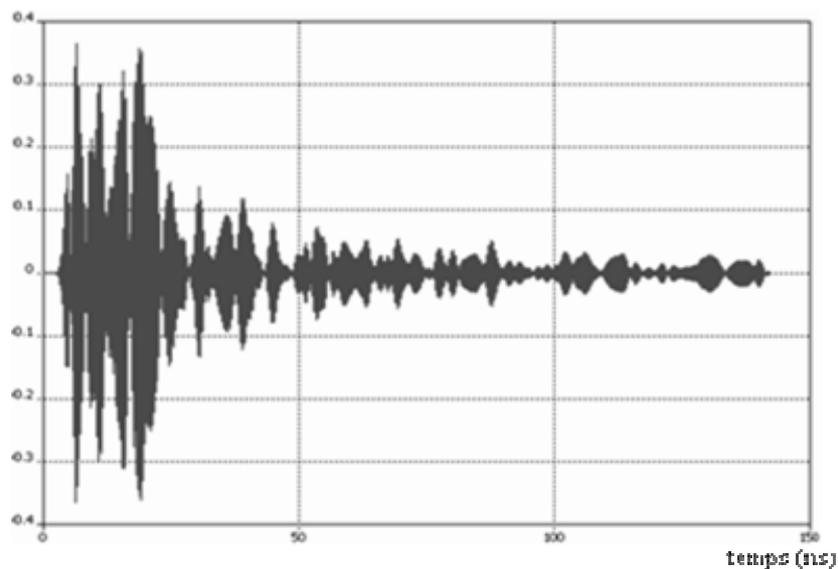


Figure IV.8 : Amortissement du signal récolté par le port d'entrée après propagation au sein de la structure 120-125-160

La convergence de calcul est définie par l'énergie totale restante au sein de la structure (fig. IV.9), et doit être suffisamment bas pour permettre l'amortissement au voisinage de zéro du signal récolté par le port d'entrée. La figure IV.10 représente, les fréquences de coupure sur la plage de fréquence choisie [2-3 GHz] dont laquelle 2.45GHz ne présente pas un meilleur couplage ( $C=15\%$ ). Dans notre étude, nous choisissons, seulement un domaine de fréquences délivrées par le générateur autour de 2.45 GHz, dont le couplage en puissance est maximum (meilleure commande en fréquence).

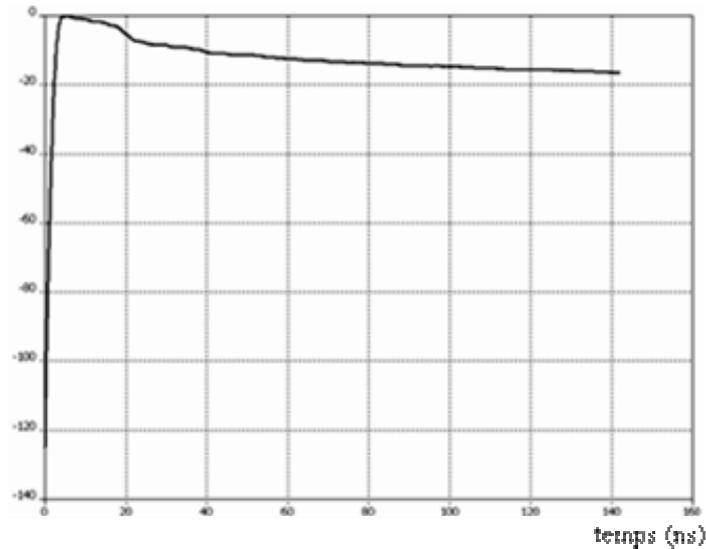


Figure IV.9 : Evolution au cours du temps de l'énergie totale restante au sein de la structure

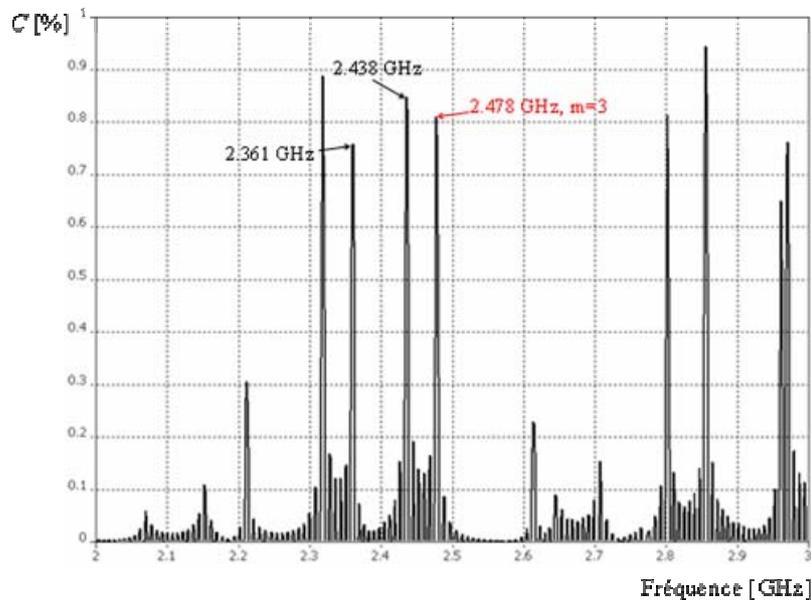


Figure IV.10 : Coefficient de couplage en puissance  $C$  [%] pour simple excitation sans plasma

Les figures suivantes (VI.11-VI.13) représentent les répartitions du champ électrique dans une coupe horizontal à ( $y=10$  cm) pour différentes fréquences de coupure autour de 2.45 GHz délivrée par le générateur (2.361, 2.414 et 2.478 GHz) sur une gamme de fréquence [2-3 GHz], dont la puissance transférée au système est maximale (couplage optimal en puissance (fig. IV.10)), le couplage se faisant grâce à un surfaguide. On a trouvé un mode dipolaire ( $m=1$ ) dominant à 2.361GHz, mélange de mode ( $m=0, 1, 2, 3$ ) à 2.438 GHz et une répartition hexapolaire ( $m=3$ ) à 2.478 GHz dominante. Cette répartition hexapolaire à 2.478 GHz du champ EM est illustrée par deux représentations tridimensionnelles, une pour le champ électrique (fig. IV.14) et une autre pour le champ magnétique (fig. IV.15).

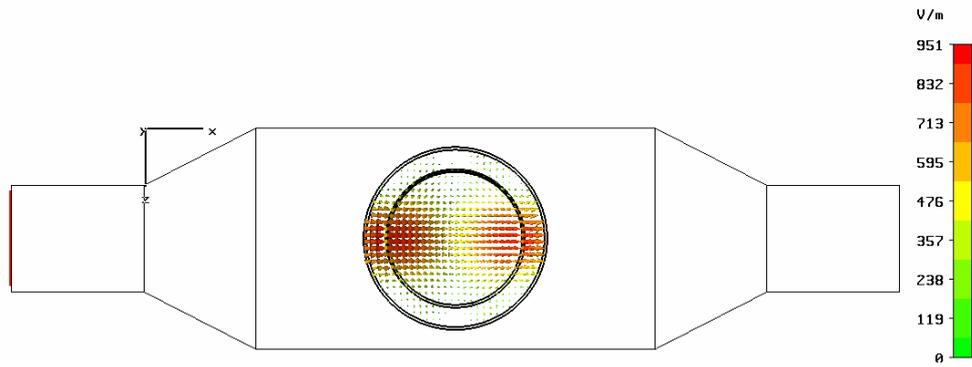


Figure IV.11 : Répartition vectorielle du champ électrique ( $m=1$  avec  $y=100$ ) excité à 2.361 GHz

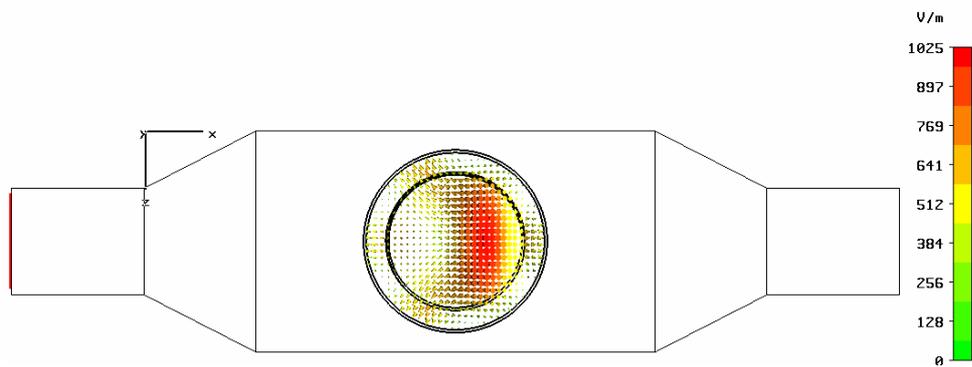


Figure IV.12 : Répartition vectorielle du champ électrique (mélange de mode avec  $y=100$ ) excité à 2.438 GHz

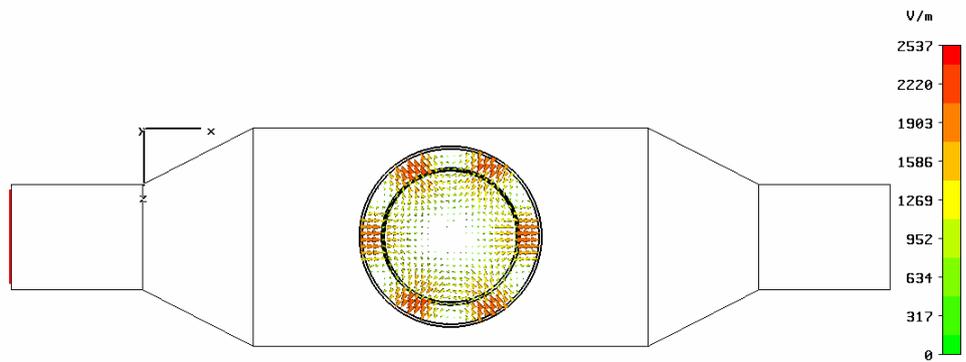


Figure IV.13 : Répartition vectorielle du champ électrique ( $m=3$  avec  $y=100$ ) excité à 2.478 GHz

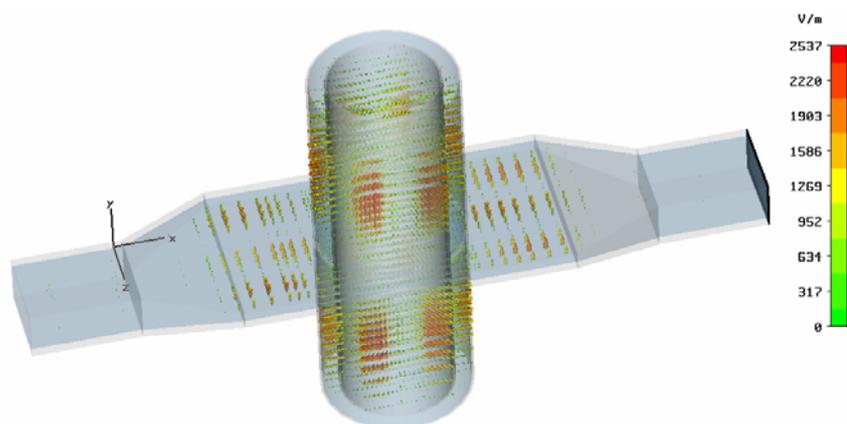


Figure IV.14 : Répartition vectorielle 3D du champ électrique ( $m=3$ ) excité à 2.478 GHz

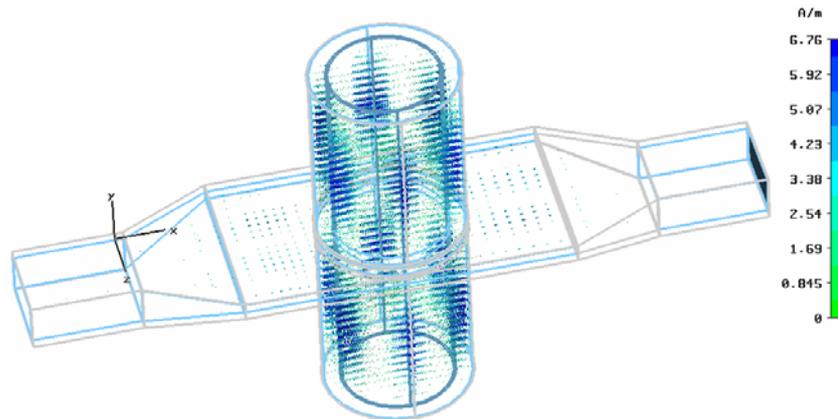


Figure IV.15 : Répartition vectorielle 3D du champ magnétique ( $m=3$ ) excité à 2.478 GHz

Il a été montré par des mesures que le mode dominant dans cette structure de grand diamètre 120-125-160 est le mode hexapolaire [56-57], [66]. De ce fait, notre rapport est de favoriser cette réalité et de la soutenir par un travail de modélisation en vue d'optimisation. La structure optimisée correspond au cas où un maximum de puissance est transféré au système dans le domaine de fréquences délivrées par le générateur micro-onde (autour de 2.45GHz).

Cette partie est consacrée à une optimisation de la longueur de guide afin d'assurer le mode de propagation à symétrie azimutale hexapolaire  $TE_{31}$ . On fait alors varier la position du court circuit ajustable (IV.5) jusqu'à l'obtention d'une meilleure longueur de guide dont le transfert de puissance est maximum qui traduit par le coefficient de couplage.

Après plusieurs simulations on a abouti à une longueur optimale de guide (17.5 mm) de la structure 120-125-160 (fig. IV.16) qui résonne à 2.478GHz (fig. IV.17), fréquence à laquelle le champ électromagnétique se propage selon un mode de guide symétrique hexapolaire  $TE_{31}$  (fig. IV.18).

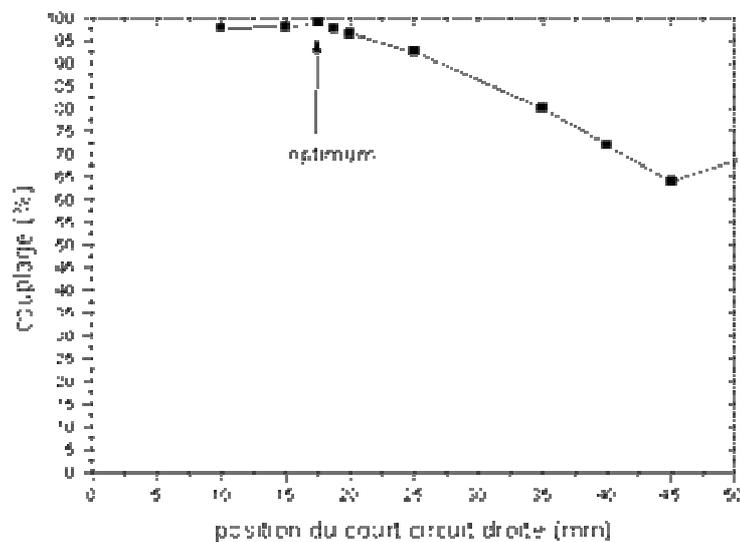


Figure IV.16 : Coefficient de couplage en puissance  $C$  [%] en fonction de la position du court circuit

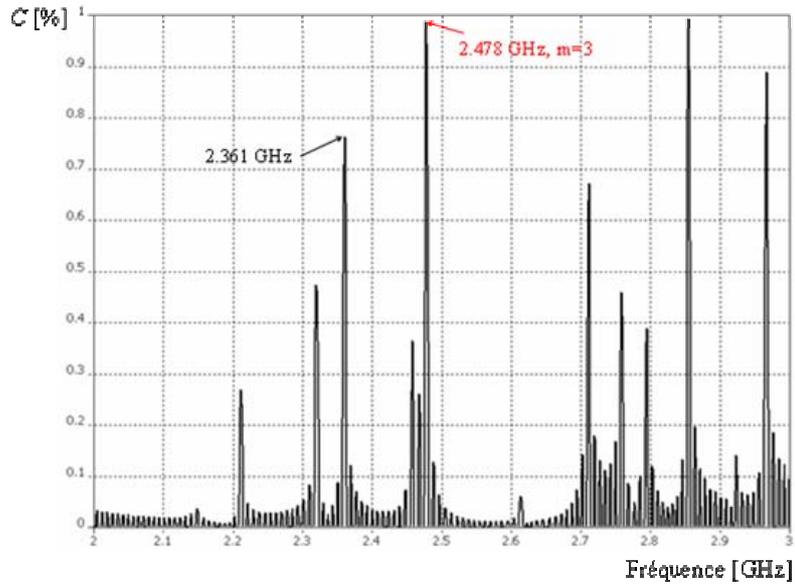


Figure IV.17 : Coefficient de couplage en puissance  $C$  [%] avec ( $CC=17.5$  mm)

Les figure IV.18 et IV.19 montrent que, le champ électrique est répartie en mode ( $m=3$ ) avec un très bon couplage et à cette position optimale de court circuit 17.5 mm (fig. IV.19) est plus intéressante par rapport au cas initial à 120mm (fig. IV.14).

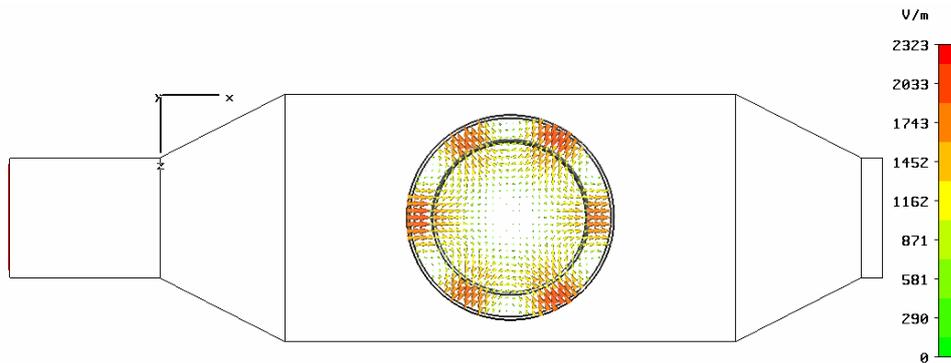


Figure IV.18: Répartition vectorielle du champ électrique ( $m=3$  avec  $y=100$ ) excité à 2.478 GHz

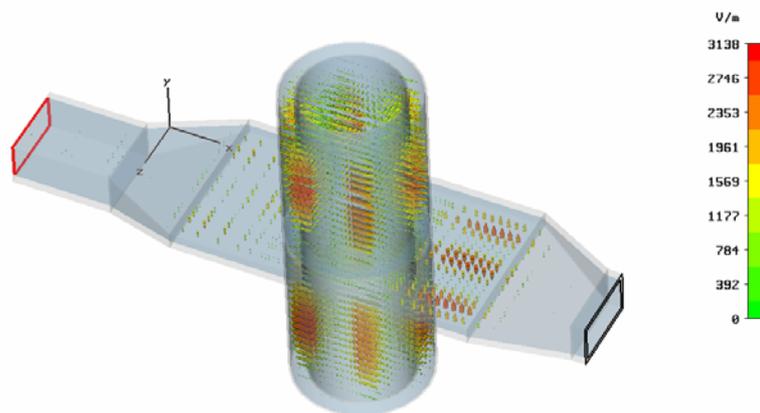


Figure IV.19 : Répartition vectorielle 3D du champ électrique ( $m=3$ ) dans la structure optimisée excité à 2.478 GHz

Ces résultats contribueront à l'optimisation du réacteur pour obtenir le meilleur transfert de puissance possible, et ainsi le meilleur chauffage de gaz possible.

Grâce à cette modélisation, nous pouvons conclure que ces résultats sont particulièrement importants dans la mesure où ils pourront servir de base à la conception d'un réacteur plasma à simple excitation redimensionné optimisé pour des applications à l'échelle industrielle. La structure est optimisée en fonction de la position d'un court circuit ajustable sur le guide onde. Par ailleurs, il est possible d'étudier l'influence de plasma sur la répartition du champ dans la structure optimisée.

#### IV.4-1-2 Etude sans plasma dans une structure de petit diamètre (40-45-80)

Cette étude montre clairement l'influence du diamètre de (40-45-80) sur la disparition des modes de guide d'ordre supérieure ( $m > 1$ ) avec la position de court circuit optimale (17.5 mm). Après calcul, on a trouvé deux fréquences de coupure où le couplage ( $> 70\%$ ) proche de 2.45GHz (fig. IV.20), dont lesquelles une propagation d'un mode hybride azimutale à 2.428 GHz, dipolaire  $TE_{11}$  et un mode symétrique  $TM_{01}$  à 2.447 GHz (fig.IV.21) et (fig.IV.22). Ces figures sont représentées sur une coupe au centre de la structure pour  $y=40$  mm, pour mieux comprendre la transition d'onde électromagnétique guide/cavité.

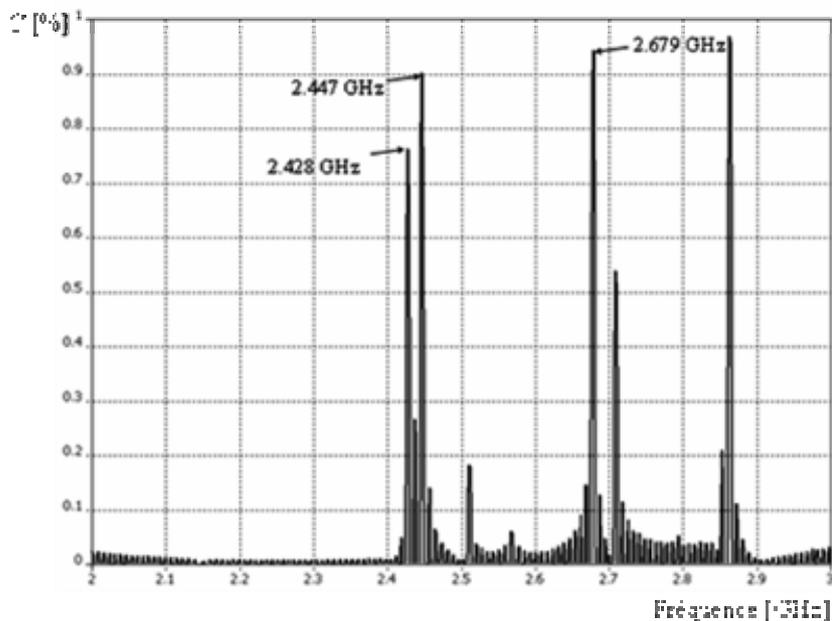


Figure IV.20 : Coefficient de couplage en puissance  $C$  [%] pour une structure (40-45-80)

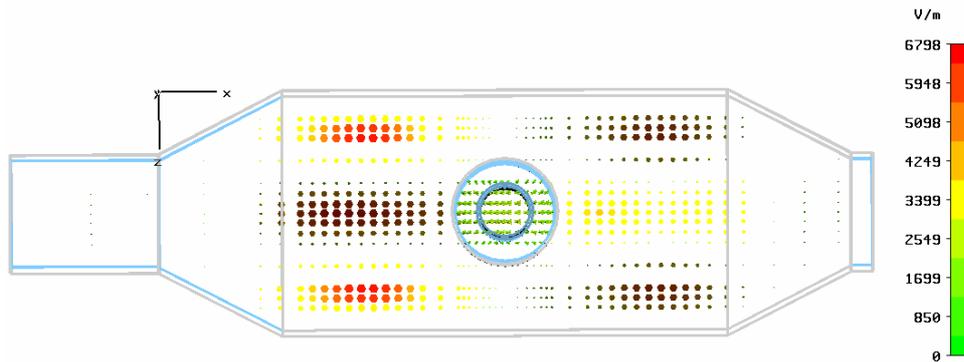


Figure IV.21 : Répartition du champ électrique sur une coupe horizontale au centre de la structure (y=40) à 2.447 GHz

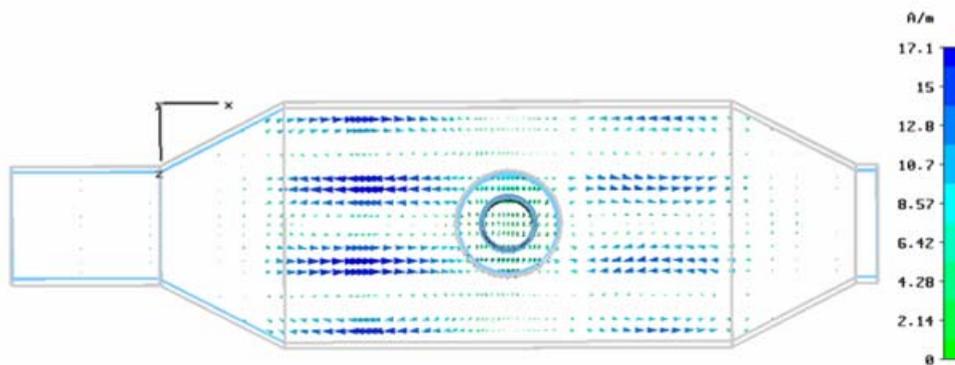


Figure IV.22 : Répartition du champ magnétique sur une coupe horizontale au centre de la structure (y=40) à 2.447 GHz

#### IV.4-1-3 Etude avec plasma dans une structure de grand diamètre (120-125-160)

Cette partie décrit les modes de plasma d'une part et l'effet de la simple et la double excitation d'autre part. Ces résultats électromagnétiques ont été obtenus pour une densité électronique supérieure à la densité critique  $n_0$ . Un mode de guide ne peut pas se propager autour de cette fréquence d'excitation du plasma (2.45GHz).

Dans les plasmas micro-ondes classiques étudiés dans les laboratoires, les densités électroniques sont de l'ordre ( $ne = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). Qui correspond à une fréquence de collision électrons-neutres ( $\nu = 5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ) [56]. Les plasmas sont entretenus par des ondes excitées à la fréquence industrielle 2.45 GHz. Ce qui donne une permittivité diélectrique négative et le plasma est sur-critique ( $\epsilon_p = -11.13 - j3.94$ ).

Cette valeur négative de la permittivité ( $\omega_p = 5.63810^{10} > \omega = 1.5394e^{10} \text{ rad/m}$ ) explique l'entretien de la décharge par un ou plusieurs modes propres du plasma. En remarquant, dans la suite qu'il y a de changement au niveau des fréquences de résonance.

On a gardé la même structure 120-125-160 optimisée à simple excitation (fig. IV.19) mais avec plasma. On constate sur la figure IV.23, l'évolution du signal récolté au niveau du

port d'entrée est absolument nulle après un court temps par rapport au cas à vide (fig. IV.8). L'onde électromagnétique est absorbée totalement par le plasma (pas d'onde réfléchie). Et l'énergie totale restante dans la structure est très basse (moins de -100dB).

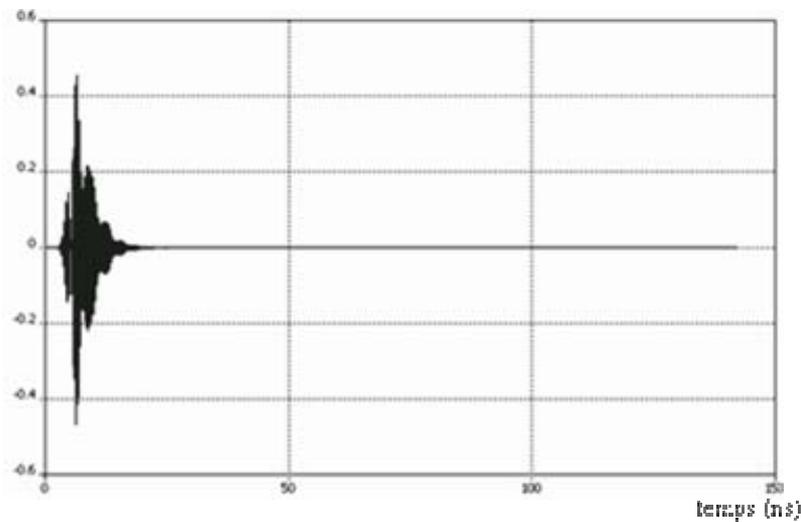


Figure IV.23 : Amortissement du signal récolté par le port d'entrée après propagation au sein de la structure 120-125-160 avec plasma

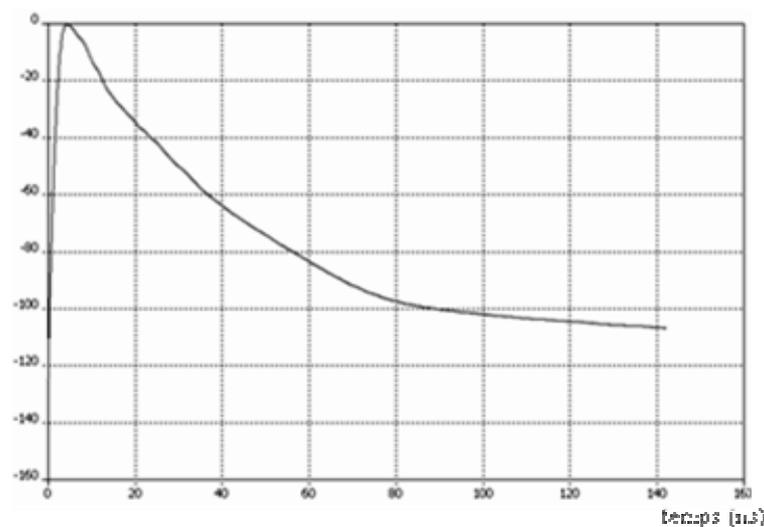


Figure IV.24 : Evolution au cours du temps de l'énergie totale restante au sein de la structure 120-125-160 avec plasma

La figure ci-dessous (fig. IV.25) représente le coefficient de couplage en puissance dans lequel on trouve deux fréquences de résonance pour lesquelles, le coefficient de couplage près de 1 et l'apparition du mode  $m=3$  asymétrique : maximum du côté de l'excitateur dans le plan de coupe du guide comme le montre la figure IV.26. La propagation se faisant à la fois selon l'axe vertical  $Oy$  et azimuthalement (le mode de guide est modifié) avec une atténuation notable qui correspond à la puissance perdue par l'onde ou par la

puissance absorbée par le plasma, le champ peut devenir maximum du côté opposé à l'excitateur au bout d'une certaine hauteur (fig. IV.27). Cette figure montre aussi une forte concentration du champ en face de l'excitateur (domaine d'injection) où se développe le pic de résonance (gap).

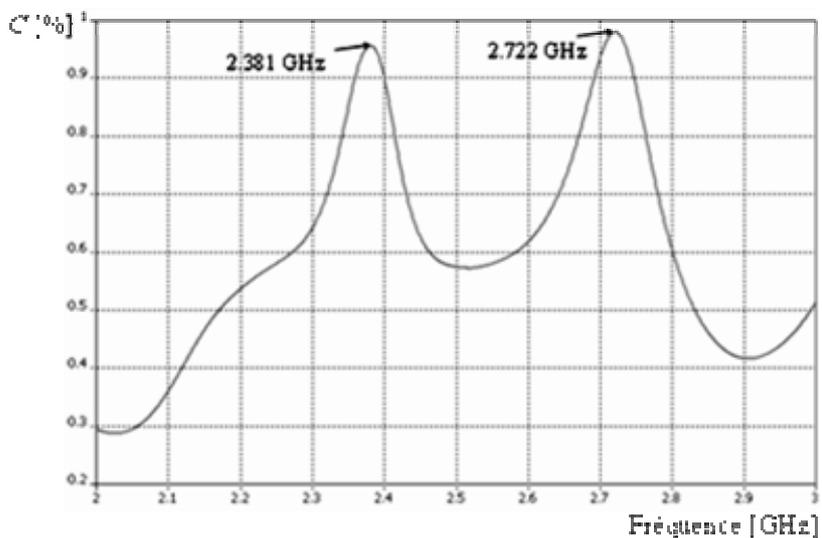


Figure IV.25 : Coefficient de couplage en puissance  $C$  [%] pour simple excitation avec plasma

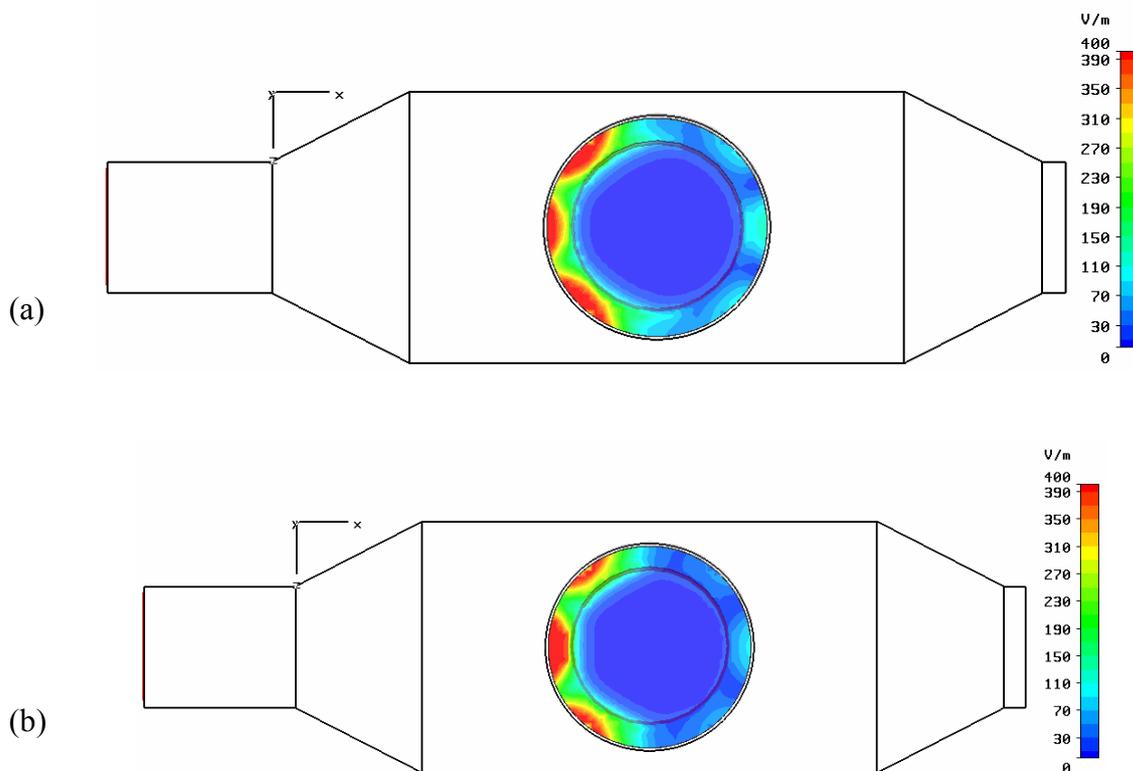


Figure IV.26 : Répartition du champ électrique ( $m=3$  asymétrique) à (a) 2.381GHz ( $C\%=96$ ), (b) 2.72 GHz ( $C\%=98$ ) pour une simple excitation sur une coupe horizontale ( $y=53$  mm)

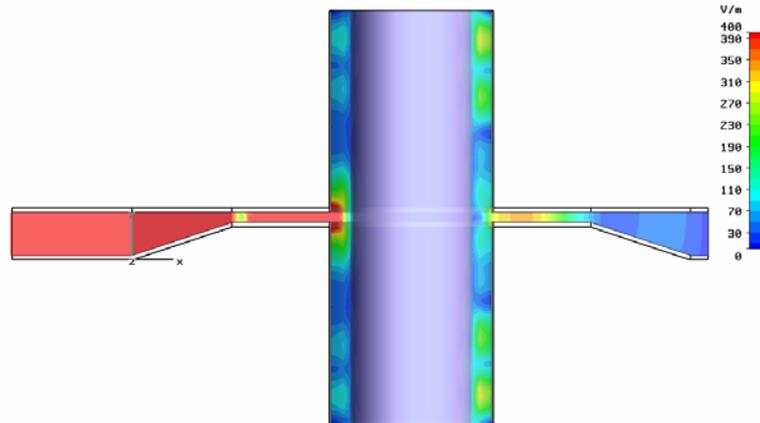


Figure IV.27 : Module du champ électrique avec plasma pour simple excitation sur une coupe vertical ( $z=100$ ) à 2.381GHz

On a noté que la double excitation permet la symétrisation du phénomène électromagnétique [57, 62] et [67]. Avant de passer à cette solution, on va étudier l'influence des deux paramètres, le diamètre et la puissance injectée (densité électronique).

#### IV.4-1-4 Etude avec plasma dans une structure de petit diamètre (40-45-80)

Cette étude est effectuée avec les mêmes propriétés de plasma dans une structure de petit diamètre 40-45-80 afin de comprendre l'influence du diamètre de la décharge sur l'apparition de la symétrie azimutale de champ EM et la disparition des modes plasma d'ordres supérieurs.

La figure (IV. 28), montre l'existence d'un certain nombre de fréquences de résonance sur la plage de fréquence [2-3 GHz]. Les figures IV.29, IV.30 montrent successivement l'existence, d'un mode à symétrie azimutale ( $m=0$ ) à 2.364 GHz ( $C\%=74$ ) et un mode dipolaire à 2.441GHz ( $C\%=99$ ).

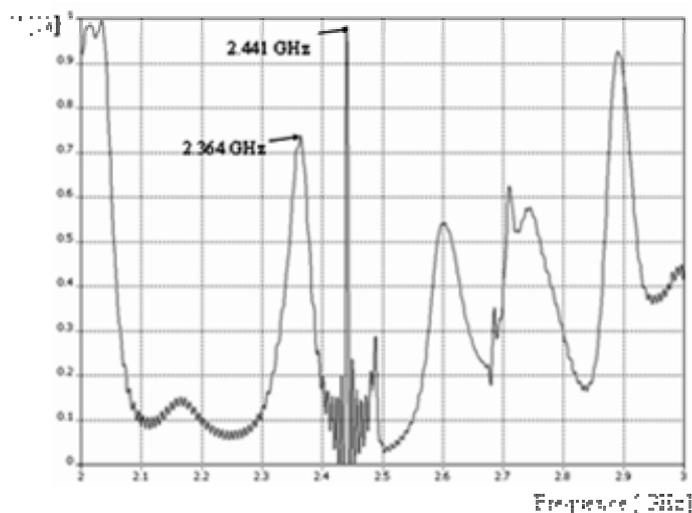


Figure IV.28 : Coefficient de couplage en puissance  $C$  [%] pour simple excitation

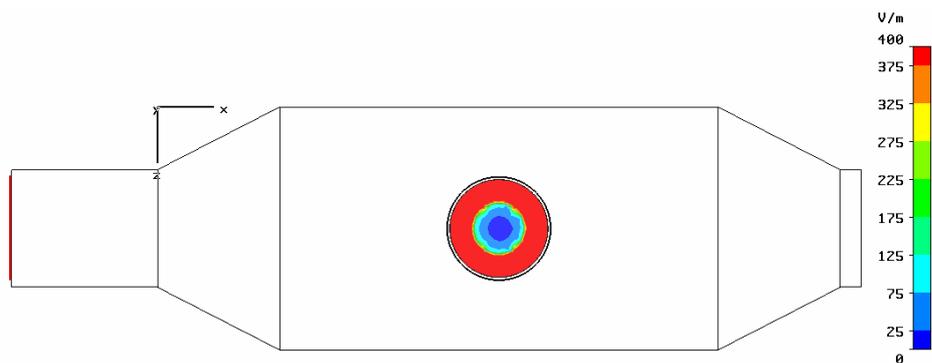


Figure IV.29 : Module du champ électrique sur une coupe horizontale à  $y=100$  ( $m=0$ ) à 2.364 GHz

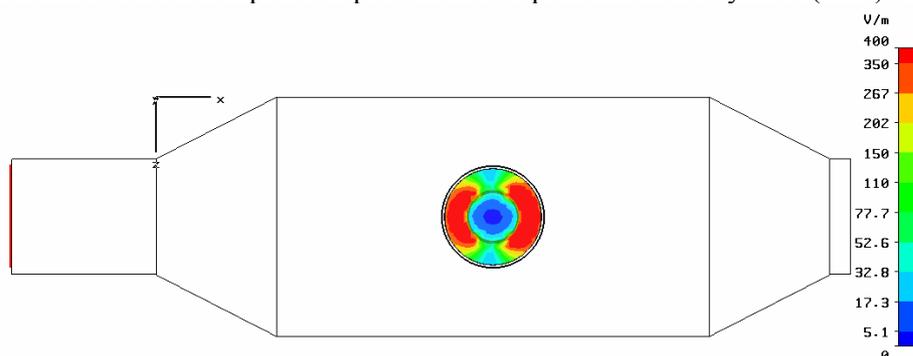


Figure IV.30 : Module du champ électrique sur une coupe horizontale à  $y=100$  ( $m=1$ ) à 2.441 GHz

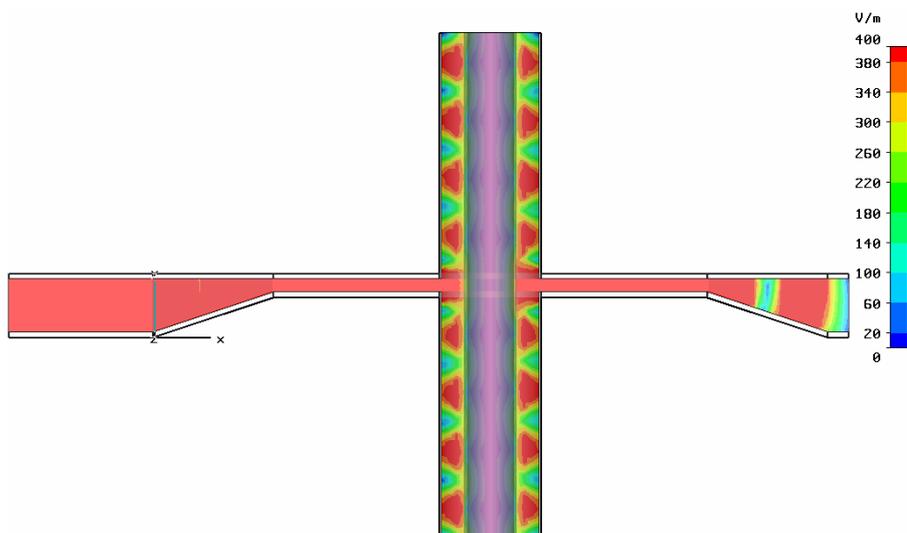


Figure IV.31 : Module du champ électrique sur une coupe vertical au centre de la structure ( $z=100$ )

La figure ci-dessus (fig. IV.31) représente la répartition du champ électrique sur une coupe verticale au centre de la structure ( $z=100\text{mm}$ ). On a retrouvé au voisinage de 2.45 GHz (2.441 GHz) le mode  $m=1$  « classique » des plasmas micro-ondes générés dans des tubes de petit diamètre avec très bon couplage. On peut aussi, déduire la longueur d'onde par deux fois la distance entre deux maximums ( $\lambda \cong 2 \times 5\text{cm} < \lambda_{\text{vide}}$ ), une faible atténuation de l'onde est constatée (différence très petite entre l'amplitude de ces maximum).

**IV.4-1-5 Influence de la densité électronique dans une structure (120-125-160)**

**a) Faible densité électronique**

A titre d'illustration, la figure IV.32 représente les courbes de dispersion des modes plasma et guide pour une faible densité électronique  $n_e = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , dans un plasma faiblement collisionnel,  $\nu = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  [56]. Cette figure montre, pour une faible densité électronique, inférieure à la densité électronique de coupure  $n_0$ . Les modes de plasma ne se propagent plus, seuls les modes de guide peuvent se propager dont la fréquence de coupure est inférieure à 2.45GHz. Nous avons modélisé la structure 120-125-160, avec une simple excitation avec la même densité électronique et la fréquence de collision, on a montré avec ces propriétés, aucun mode plasma ne peut se propager dans cette structure autour de 2.45 GHz, seuls les modes de guide existent à cette valeur de densité qui correspond,  $(\omega_p = 9.76510^9 < \omega = 1.5394e^{10} \text{ rad/m})$ .

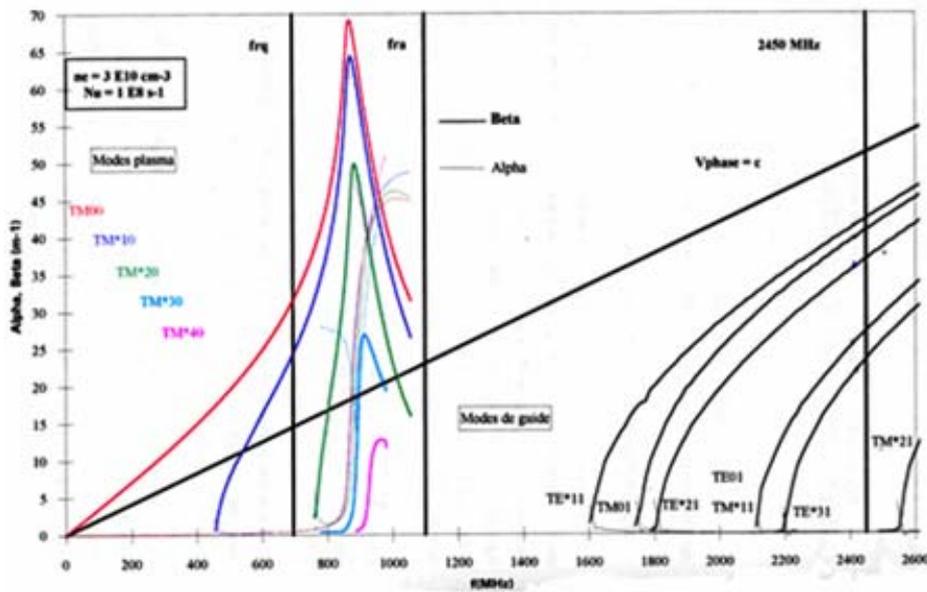


Figure IV.32 : Courbe de dispersion des modes plasma et guide pour la structure 120-125-160 mm

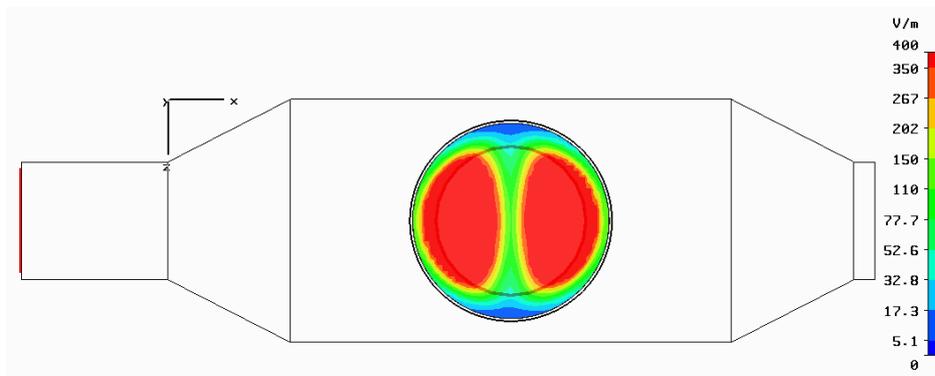


Figure IV.33 : Répartition du champ électrique pour une faible densité électronique ( $n_e < n_0$ ) à 2.53GHz

La figure (IV.33) représente la répartition du champ électrique sur une coupe horizontale ( $y=10$  cm) à 2.53GHz dont le couplage en puissance est  $C=77$  % est meilleur. On remarque que ces modes n'ont pas un comportement d'ondes de surface (plasma), même si le champ est maximal à l'interface plasma-tube de quartz.

Pour les modes qui se propagent dans différents milieux la situation est différente : pour les modes plasma, la majeure partie se propage à l'extérieur du plasma, alors que cette propriété n'est pas du tout respectée par les mode de guide. De plus, une forte pénétration de ces modes dans le diélectrique de faible densité électronique, on une configuration des champs semblable à une situation dans le vide (modes de guide). Enfin, malgré la simple excitation, on constate un mode dipolaire  $TE_{11}$  symétrique dominant, nous concluons un mode de guide existant leur propagation est modifiée par le plasma.

**b) Forte densité électronique**

Nous avons gardé la même structure 120-125-160, mais avec une forte densité électronique,  $ne=3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et  $\nu=10^{10} \text{ s}^{-1}$ , Après calcul, ( $\omega_p=9.765 \cdot 10^{10} > \omega=1.5394 \cdot 10^{10}$  rad/m). On a conclu qu'à forte densité électronique, tous les modes de guide sont repoussés au-delà de 2.45GHz. La figure suivante IV.34 montre trois fréquences de résonance dont deux sont près de  $C\% \cong 1$ . On a trouvé, à 2.347 GHz et 2.469 GHz un mélange de mode et un mode hexapolaire lorsque la structure est excitée à 2.726 GHz, tel que montré sur les figures IV.35 et IV.36 pour deux postions de coupe.

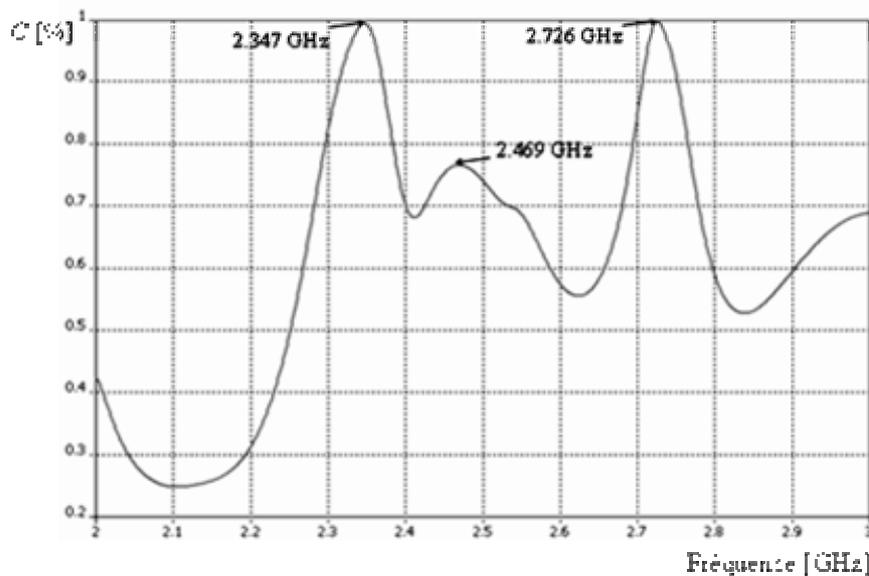


Figure IV.34 : Coefficient de couplage en puissance  $C$  [%] pour simple excitation avec plasma

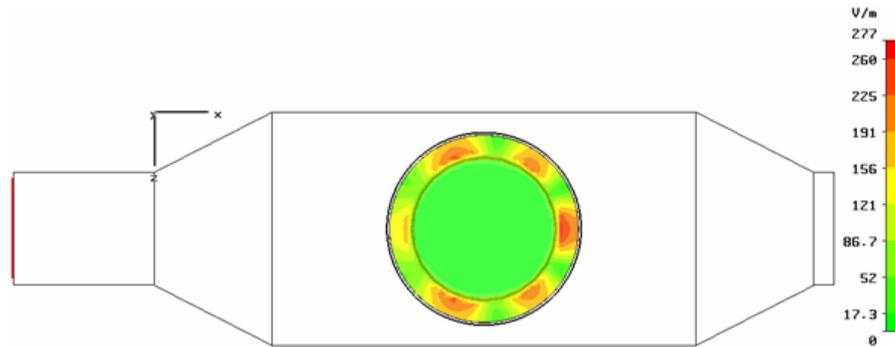


Figure IV.35 : Répartition du champ électrique ( $m=3$ ) sur une coupe horizontale ( $y=100$ ) pour une forte densité électronique ( $n_e > n_0$ )

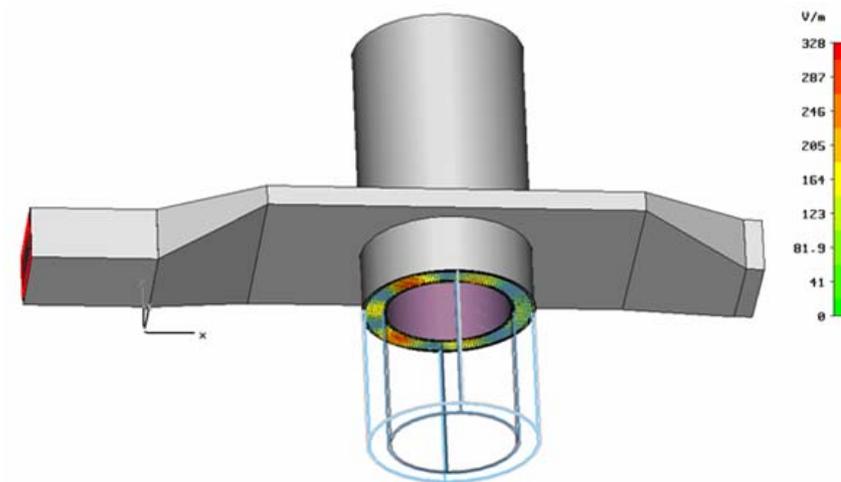


Figure IV.36 : Répartition du champ électrique ( $m=3$ ) dans une coupe horizontale ( $y=-25$ ) excité à 2.726 GHz avec une forte densité électronique ( $n_e > n_0$ )

On remarque qu'à forte densité électronique, les modes plasma deviennent symétriques et leurs fréquences de résonance sont légèrement repoussées vers des fréquences supérieures lorsque la densité électronique augmente. Dans le cas présent ( $m=3$ , il n'apparaît que à 2.726 GHz) par rapport aux cas précédents.

Nous concluons que les modes de plasma dépendent fortement de la valeur de densité électronique. Pour les densités suffisamment faibles, le mode de guide est assimilable au mode coaxial classique. Lorsque la densité augmente, le mode plasma se déforme et le mode de guide apparaît au-delà d'une fréquence de coupure de plus en plus élevée. Parallèlement, le mode plasma existe sur une gamme de fréquence de plus en plus élevée.

Dès que la densité électronique n'est pas nulle, des modes propres au plasma peuvent se propager en plus d'éventuels modes de guide. Au contraire des modes de guide qui existent pour toute fréquence supérieure à leur fréquence de coupure, un mode plasma n'existe que dans un domaine borné de fréquence. Sa borne inférieure est donnée par la fréquence de

coupure du mode tandis que sa borne supérieure est associée à des fréquences de résonance, dont les valeurs dépendent de la densité électronique, au-delà desquelles le mode plasma ne se propage plus.

#### IV.4-2 Cas de double excitation

Dans ce cas, la structure 120-125-160 excitée par deux générateurs en parallèle (face à face) à travers deux guides d'onde via deux ports d'entrée symétriques à 120mm (fig.IV.5) des transitions, dont le but d'obtenir les modes plasma le plus symétrique possible afin d'améliorer la répartition de l'énergie dans la cavité plasma avec une densité électronique moyenne  $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\nu = 5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ . La figure IV.37 montre l'existence de deux fréquences de résonance sur la gamme choisie 2.381 GHz (C=95.9%) et 2.721 GHz (C=98%), dont lesquelles, une répartition hexapolaire (m=3) symétrique dominante du champ électrique. Celui-ci est montré sur figure IV.38 dans une coupe horizontale du réacteur excité à 2.381 GHz.

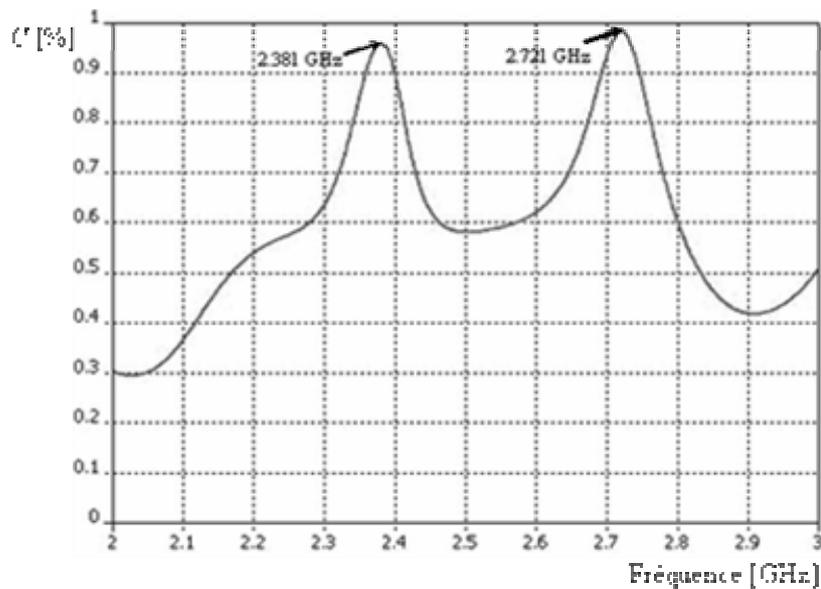


Figure IV.37 : Coefficient de couplage en puissance [%] avec plasma

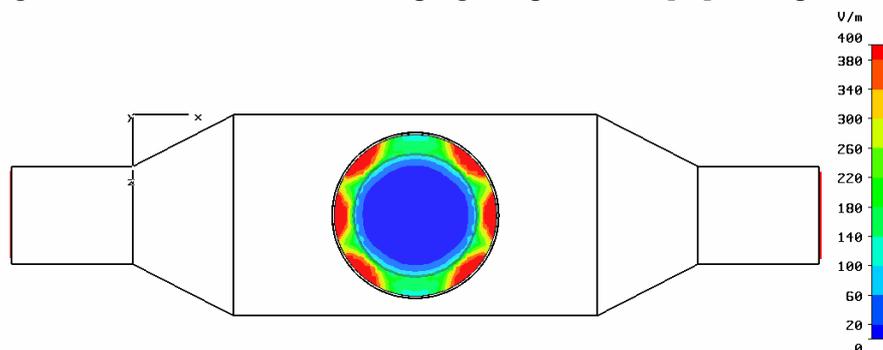


Figure IV.38 : Module de champ électrique avec plasma sur une coupe horizontale  $y=53$

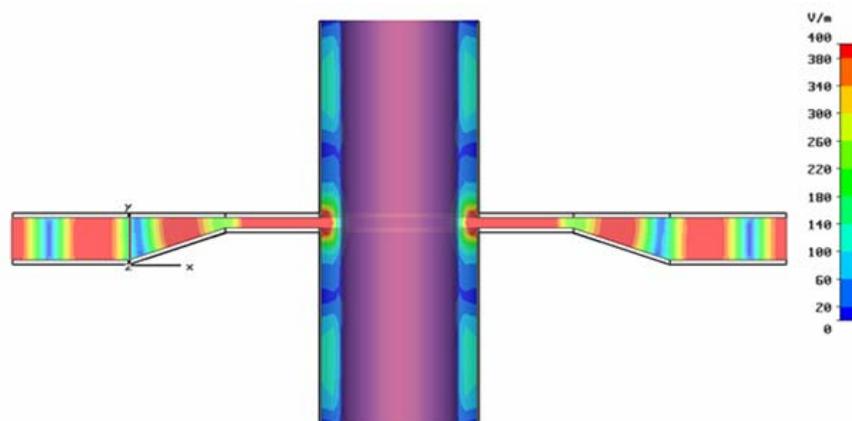


Figure IV.39 : Module de champ électrique avec plasma sur une coupe verticale au centre de la structure  $z=100$

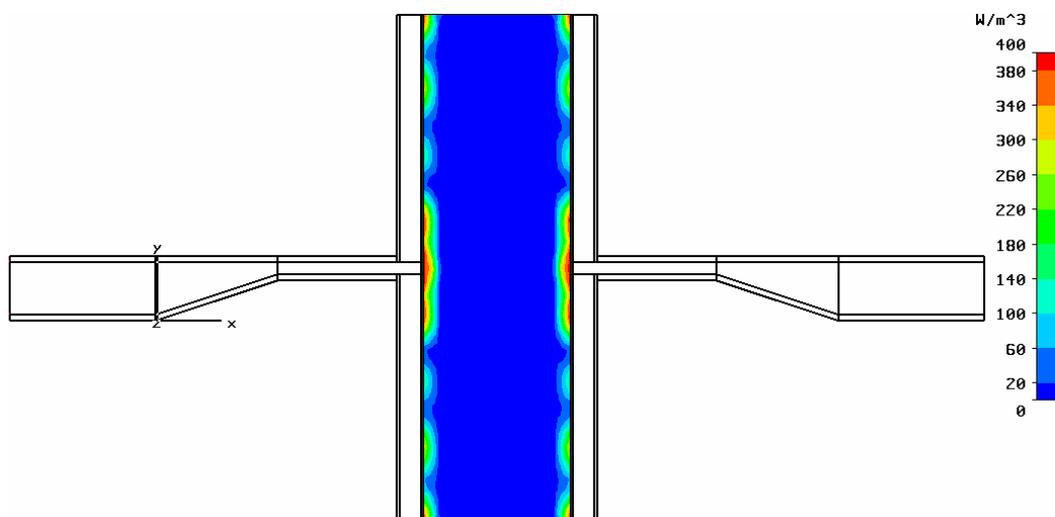


Figure IV.40 : Puissance absorbée par le plasma sur une coupe verticale au centre de la structure  $z=100$

La figure IV.39 montre, une symétrisation longitudinale du champ le long de la structure 120-125-160, excitée à 2.381 GHz sur une coupe verticale. On remarque aussi, que la concentration de la puissance micro-onde est au niveau de l'excitateur (fig. IV.40), une atténuation remarquable en amplitude qui correspond à la puissance absorbée par le plasma. Celle-ci se trouve sur la paroi interne du quartz qui traduit l'effet de peau, résultant des hautes fréquences et proportionnelle en amplitude avec le champ électromagnétique.

### IV.4-3 Influence des gradients de densité

La densité électronique est un des premiers paramètres à connaître pour caractériser le plasma. Jusqu'à présent, la propagation des ondes n'a été étudiée qu'avec un profil radial de densité électronique  $ne(r)$  constant. Pour bien faire, d'autant plus que le diamètre du plasma est important (12 cm), il faudrait regarder l'influence d'un profil radial de densité électronique (plasma inhomogène) sur les grandeurs électromagnétiques. Nous avons étudié ici, l'effet des gradients radiaux de la densité électronique sur une colonne de plasma d'argon produite par une onde de surface.

Dans une structure cylindrique, les gradients de densité et de champ d'espace les plus intenses surviennent à l'interface plasma-tube de quartz et c'est également dans cette région qu'est susceptible de se développer un pic de résonance [67]. La densité électronique diminue du centre du tube vers son bord. Cette évolution radiale de  $ne(r)$  est typique de la diffusion ambipolaire et de la recombinaison à la paroi de quartz des espèces chargées, qui ressemble à une fonction de Bessel (fig. IV.41). Le but de cette partie est de faire comprendre l'effet du gradient de densité électronique ( $ne(r)$ ) sur le champ électrique ( $E$ ) dans un réacteur plasma PECVD qui fonctionne à une fréquence d'excitation 2.45 GHz à travers deux guides d'onde. La figure IV.41 montre les variations radiales des densités électroniques normalisées par rapport à  $ne(0)$ , dont la moyenne est égale à  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et une fréquence de collision  $\nu = 5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  [67] :

- 1- Une densité électronique constante selon  $r$ ,  $ne = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (plasma homogène),
- 2- La moyenne de la densité électronique est répartie graduellement selon  $r$ , qui ressemble à la fonction de Bessel ( $J_0$ ), avec un maximum de densité  $ne(0) = 1.95 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  qui correspond à ( $\omega_{max} = 7.873 \cdot 10^{10} \text{ rad/m}$ ) et ( $\omega_{min} = 0 < \omega$ ).
- 3- Un profil de densité ressemble à la fonction de Bessel ( $J_0$ ) mais aplatie ( $J_0ap$ ) d'un maximum ( $ne(0) = 1.75 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) qui correspond à ( $\omega_{max} = 7.458 \cdot 10^{10} \text{ rad/m}$ ). Ce choix a pour but d'avoir une fréquence de coupure ( $\omega_{min} = 3.329 \cdot 10^{10} \text{ rad/m}$ ) au voisinage de la paroi supérieure à celle de fonctionnement ( $\omega = 1.5394 \cdot 10^{10} \text{ rad/m}$ ).

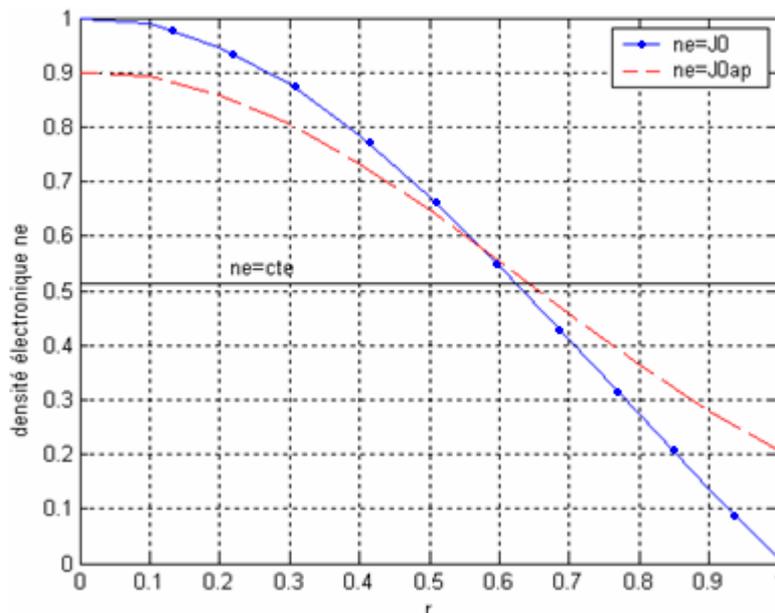


Figure IV.41 : Profils radiaux de la densité électronique normalisée  $n_e/n_e(0)$

A ce propos, plusieurs comparaisons verticales et horizontales sont présentées, pour étudier l'effet des différents profils radiaux de la densité électronique sur la propagation de l'onde le long de la structure. Afin de déduire l'endroit de gap, on a commencé en premier lieu, de faire une comparaison entre les trois composantes du champ électrique sur deux profils verticaux en face et à côté de l'excitateur à  $90^\circ$  proche de la paroi externe de quartz à  $d_0=2.5\text{mm}$  comme le montre la figure IV.5. Ces profils sont réalisés pour les trois répartitions de la densité électronique (fig. IV.41). En outre, une comparaison sur une coupe horizontale ( $y=53\text{ mm}$ ) est présentée, entre les modules du champ électrique et la puissance perdue par l'onde sont présentés (IV.48).

On a trouvé deux fréquences de résonance pour chaque profil sur la plage [2-3 GHz], dans lesquelles on a pris celles proches de 2.45 GHz, (2.381, 2.355 et 2376 GHz) pour les trois cas des profils de  $n_e(r)$  (cte, J0, J0ap) successivement. A ces fréquences un mode hexapolaire est dominant ( $m=3$ ). On remarque une légère différence entre ces fréquences de résonance due aux différents profils de densités. Dès que la densité électronique au niveau de la paroi est faible, la fréquence de résonance est alors repoussée vers des valeurs plus élevées.

a) Comparaisons verticales

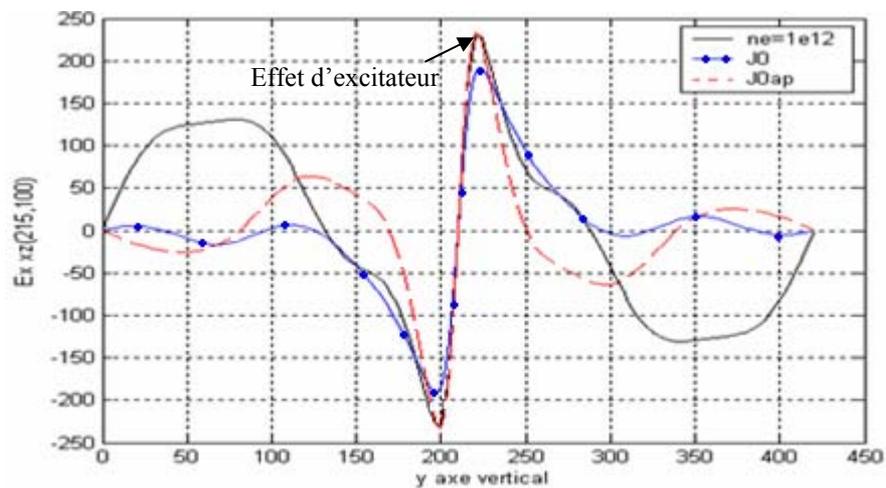


Figure IV.42: Champ électrique  $E_x$  [V/m] sur un chemin vertical pour  $xz(215,100)$  en face l'excitateur

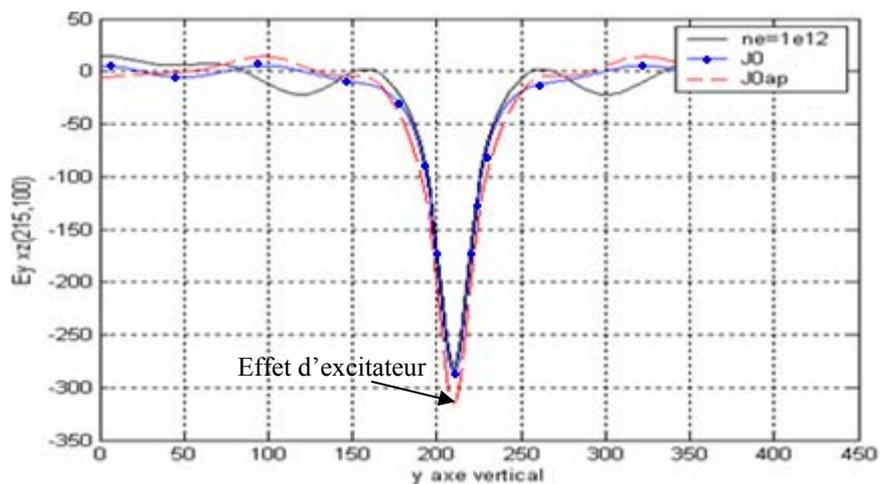


Figure IV.43: Champ électrique  $E_y$  [V/m] sur un chemin vertical pour  $xz(215,100)$  en face l'excitateur

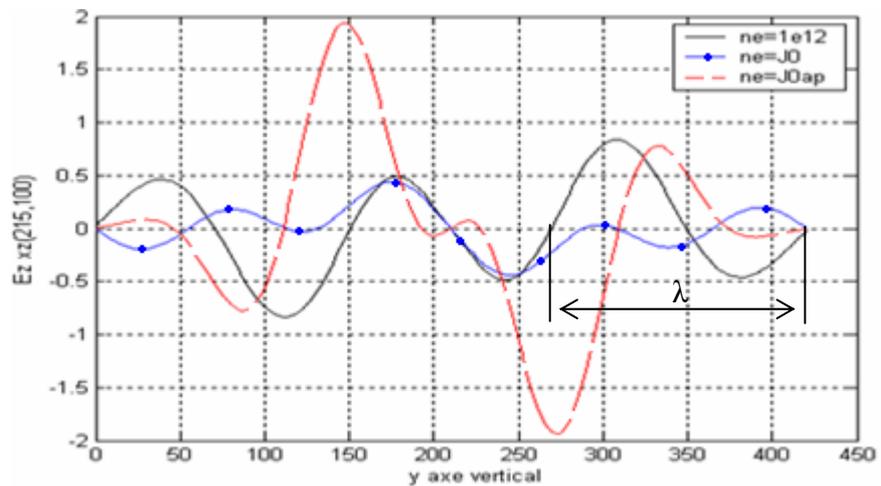


Figure IV.44: Champ électrique  $E_z$  [V/m] sur un chemin vertical pour  $xz(215,100)$  en face l'excitateur

Un effet d'excitateur qui apparaît clairement par un ventre maximum du champ au centre de l'ouverture du surfaguide sur les deux composantes  $E_x$  (fig. IV.42) et  $E_y$  (fig.IV.43) dans un profil vertical en face d'excitateur pour  $xz(215,100)$ , au contraire d'un profil situé à  $90^\circ$  de coté excitateur  $xz(280,270)$  (fig. IV.45, IV.46).

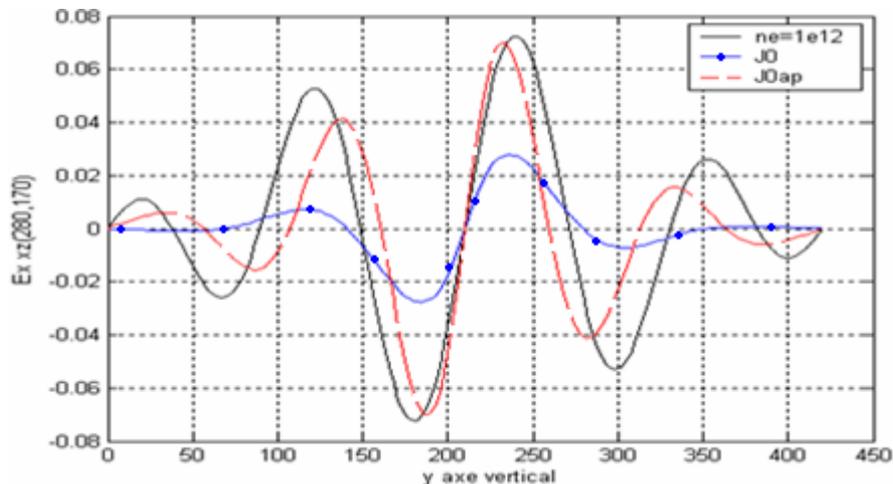


Figure IV.45 : Champ électrique  $E_x$  [V/m] sur un chemin vertical pour  $xz(280,170)$  à  $90^\circ$  de coté excitateur

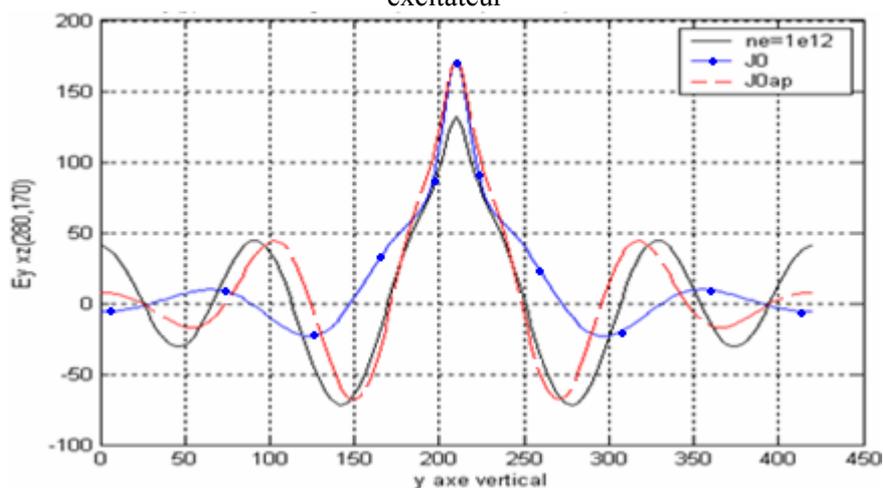


Figure IV.46 : Champ électrique  $E_y$  [V/m] sur un chemin vertical pour  $xz(280,170)$  à  $90^\circ$  de coté excitateur

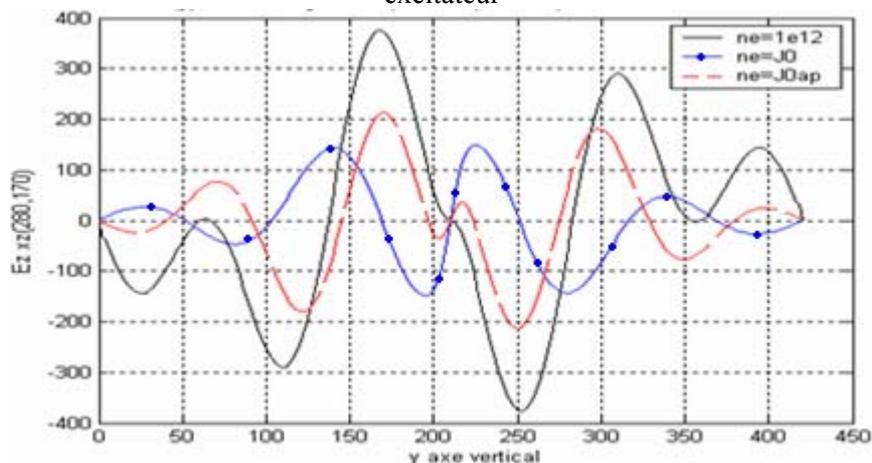
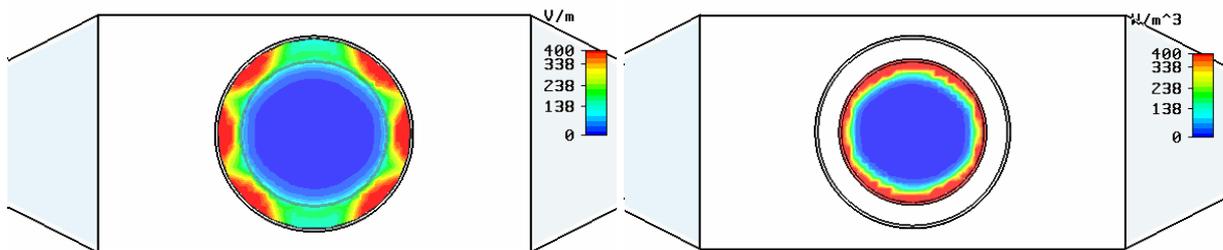


Figure IV.47 : Champ électrique  $E_z$  [V/m] sur un chemin vertical pour  $xz(280,170)$  à  $90^\circ$  de coté excitateur

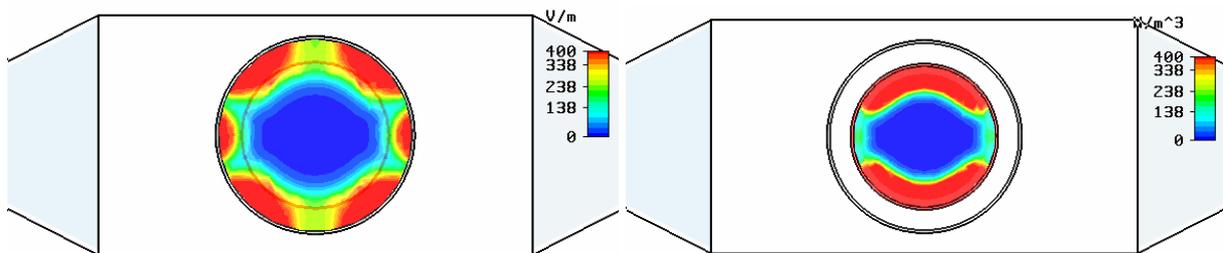
L'ensemble des résultats obtenus sur les deux profils verticaux montre, une différence remarquable entre les répartitions des composantes du champ électrique ( $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$ ). Nous observons dans un premier temps, ces composantes ont des modes de propagation distincts sur la verticale (ces ondes n'ont pas les mêmes période  $\lambda \neq$ ) d'une part, et d'autre part, un déphasage et une baisse d'amplitude notable des trois composantes du champ dans le cas d'un gradient ; une atténuation importante par rapport au cas de  $ne = cte$ ; qui nous montre l'effet du gradient sur la répartition du champ verticalement. D'après ces résultats de simulations longitudinaux (sur les deux profils verticaux), nous savons que le mode ( $m=3$ ) est présent. Toutefois, il ne nous a pas été possible de déterminer quel (s) mode (s) se propage (nt) avec ce mode plasma principal. Nous pouvons simplement affirmer qu'il s'agit d'une propagation multimode.

**b) Comparaisons horizontales**

**1/ Pour  $ne = cte = 1e^{12} \text{ cm}^{-3}$**  (structure excité à 2.381 GHz)



**2/ Pour  $ne = J0$**  (structure excité à 2.355 GHz)



**3/ Pour  $ne = J0ap$**  (structure excité à 2.376 GHz)

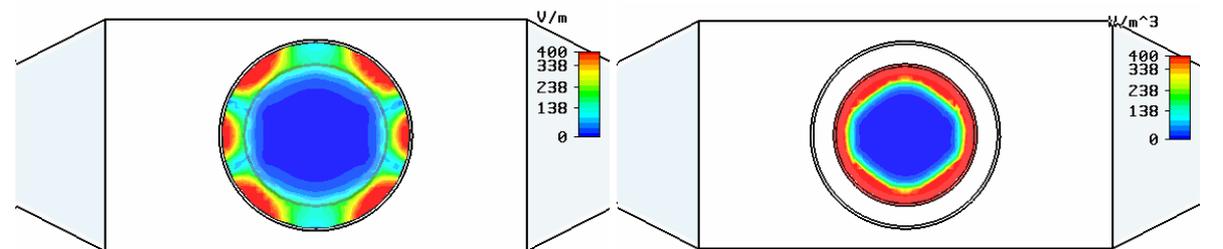


Figure IV.48 : Ensemble des résultats de champ électrique à gauche ( $m=3$ ) et la puissance absorbée par le plasma à droite ( $y=53$ ) pour différents profils de  $ne(r)$

Ces résultats ont permis de montrer que dans cette structure se propageait principalement le mode plasma hexapolaire ( $m=3$ ) pour des différentes répartitions de densité électronique.

Sur les figures IV.48 ( $n_e=J0$ ) on peut constater l'effet du gradient radial de densité sur la répartition du EM et une pénétration du champ électrique dans le plasma dont la densité électronique est nulle au voisinage de la paroi inférieure à celle de coupure  $n_0$ . On observe le contraire pour les deux autres cas ( $n_e=cte$  et  $n_e=J0ap$ ). La source de puissance micro-onde se trouvant à coté de la paroi interne de la cavité plasma est moins homogène, le champ est très intense au voisinage du tube de quartz dans le cas ( $n_e=J0$ ).

On observe en fin, qu'il est pas nécessaire beaucoup de tenir compte du profil radial de densité électronique pour des densités moyennes. Il a été prouvé qu'il est très important de le prendre en compte pour des valeurs faibles de densité électroniques [68].

#### IV.4-4 Etude de puissance

Comme nous l'avons remarqué dans la partie précédente où la propagation d'onde dans un milieu délimité comprenant un plasma, la répartition de puissance absorbée se trouve sur la paroi interne du quartz (cavité fermée en haut et en bas, sec. IV.4-2) [62].

Cette étude concernant, une comparaison entre ce dernier cas du réacteur et le cas où les ports ouverts en haut et bas de la cavité dans les mêmes données précédemment décrites du premier cas (cavité fermée). L'ensemble des figures suivantes montre clairement la différence entre eux selon plusieurs positions de coupe.

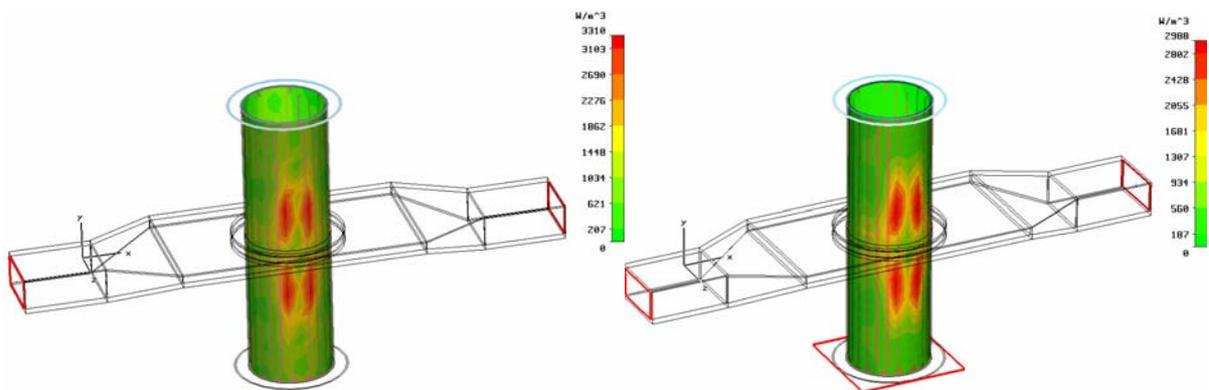


Figure IV.49 : Répartition 3D de la puissance absorbée par le plasma sur la paroi du quartz (a) cas fermé à 2.381 GHz ( $C=$ ), (b) cas ouvert à 2.369 GHz

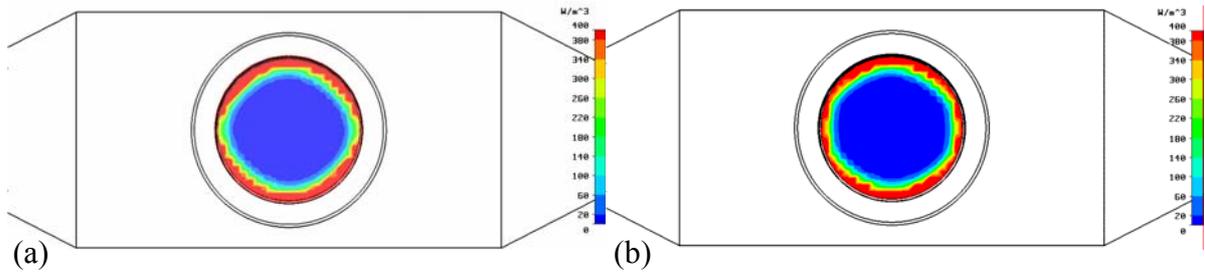


Figure IV.50 : Puissance absorbée par le plasma sur une coupe horizontale ( $y=53$ )  
 (a) cas fermé à 2.381 GHz ( $C=$ ), (b) cas ouvert à 2.369 GHz

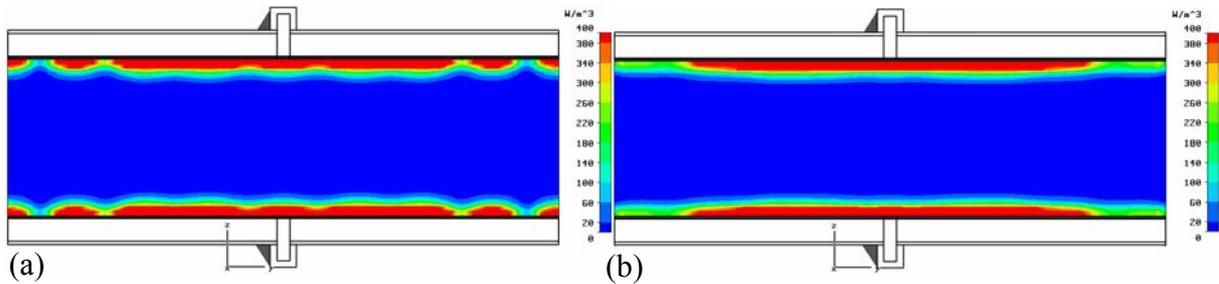


Figure IV.51 : Puissance absorbée par le plasma sur une coupe verticale ( $x=280$ )  
 (a) cas fermé à 2.381 GHz ( $C=$ ), (b) cas ouvert à 2.369 GHz

Le tableau ci-dessous permet la comparaison entre le cas fermé et ouvert de la cavité, le mode dominant est souligné :

Cavité	Ports d'excitation	$N_e$ $cm^{-3}$	$\nu$ $s^{-1}$	Fréquence de coupure (MHz)	Modes $m=?$	% de couplage	Puissance absorbée (watts)	% d'absorption
<b>Fermée</b>	Droite et à gauche	$10^{12}$	$510^9$	2381	<u>1,3</u> , 4	95.9	1.47	73.5
				2721	1, <u>3</u> , 4	98	1.45	72.5
<b>Ouverte</b>	Droite et à gauche	$10^{12}$	$510^9$	2369	<u>1,3</u> , 4	96.9	1.273	63.6
				2720	2, <u>3</u> , 4	98.9	1.384	69.2

Tableau IV.2: Comparaison entre la puissance absorbée dans les deux cas fermé et ouvert de la cavité

L'absorption de puissance par le plasma est maximale au voisinage du tube de quartz et est homogène azimutalement. Pour cette fréquence de collision électrons- neutres, on voit clairement la diminution de la puissance perdue par l'onde le long de la cavité (dans le cas où la cavité est ouverte, comme dans le cas où la cavité est fermée). Il apparaît que dans le cas fermé, la puissance couplée au plasma est à peine supérieure au cas ouvert, cette différence étant rayonnée à travers les ouvertures en haut et en bas.

#### IV.4-5 Résultats de mesure

Afin de confirmer les résultats normalisés à 1 watt obtenus lors des calculs de propagation dans la structure de grand diamètre avec une simple et double excitation, nous avons présenté quelques résultats issus des mesures effectuées dans ce réacteur de dépôt de grand diamètre (12 cm) au LPGP [56, 66]. Il a été montré par plusieurs méthodes de mesures azimutales, d'antenne, de boucle et de fibre, que la distribution des champs électromagnétique présente un mode de propagation majoritaire qui est le mode plasma hexapolaire ( $m=3$ ) dans cette structure propagative.

Les figures suivantes représentent, la dépendance angulaire des profils du champ électromagnétique obtenus par des mesures d'antenne et de boucle magnétique, les mesures sont effectuées dans la région comprise entre le tube de quartz et le cylindre métallique ( $b < r < d$ ) [56] et [66]. Ces profils sont périodiques de période  $\pi/3$  et présentent six maxima sur le domaine de définition  $[0, 2\pi]$ .

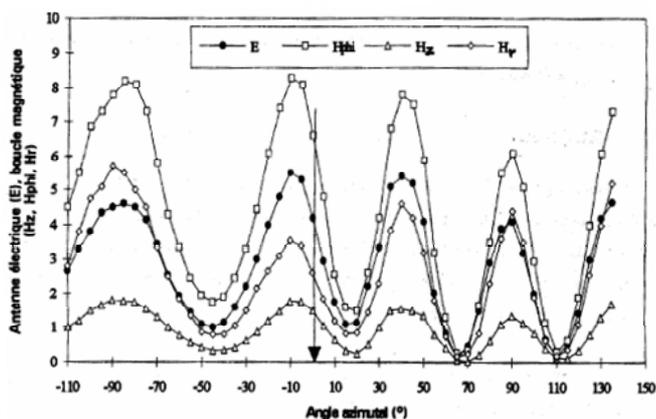


Figure IV.52 : Mesures azimutales du champ électrique et des composantes magnétiques ( $m=3$ ) pour une excitation Bi-générateurs, dans une pression de 1 Torr, 1315 W [56]

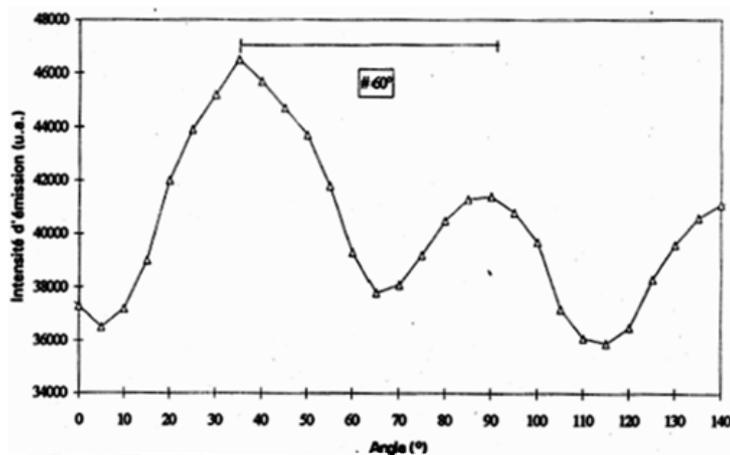


Figure IV.53 : Mesures azimutales des intensités d'émission ( $m=3$ ) pour ( $b < r < d$ ) [56]

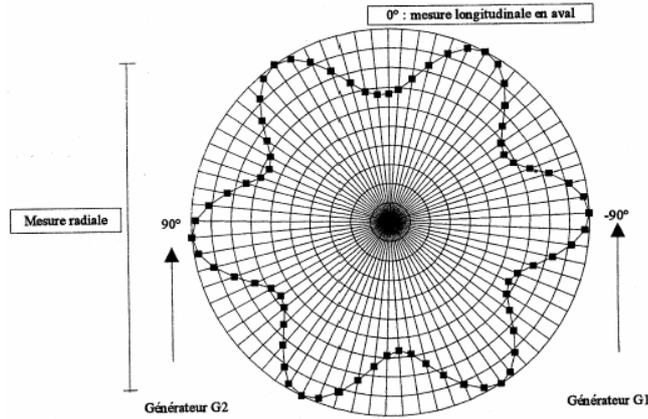


Figure IV.54 : Mesures azimutales du champ électrique et des espèces excités ( $m=3$ ) [56].

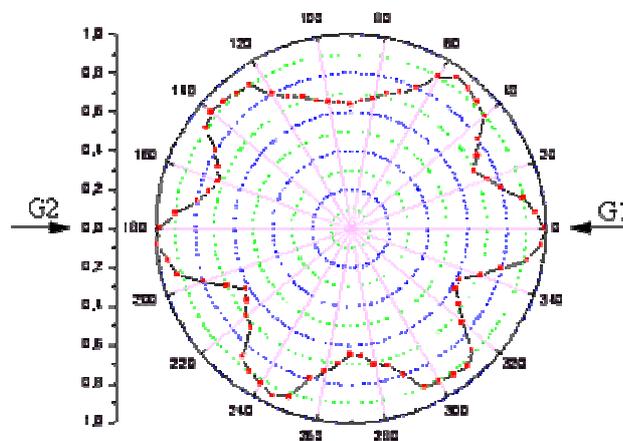


Figure IV.55 : Mesures azimutales d'intensité d'émission lumineuse par spectroscopie ( $m=3$ ) [66].

La figure IV.56 représente l'ensemble des résultats de mesure qui montre l'influence, de double et de la simple excitation par la présence de l'asymétrie du mode hexapolaire ( $m=3$ ).

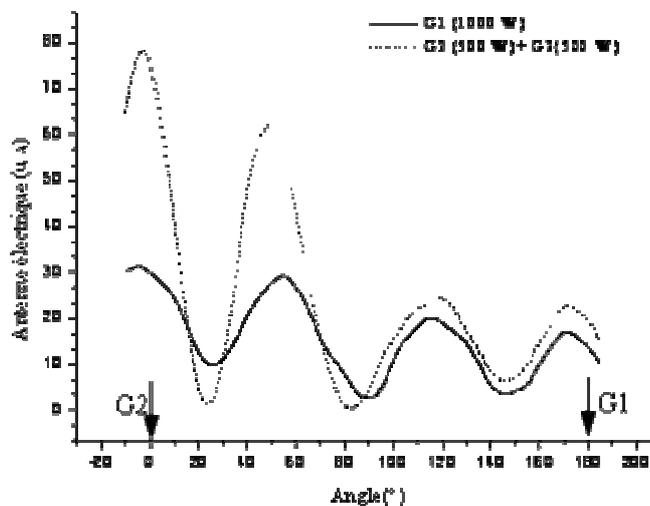


Figure IV. 56 : Mesures du champ électrique dans un plasma d'argon Bi-générateurs par rapport à une excitation Mono-générateur. Les conditions expérimentales sont : 1 Torr, 1000 W [66]

## CONCLUSION

Ce chapitre a eu pour but de décrire la première phase d'un modèle fluide, qui concerne la modélisation électromagnétique d'une décharge induite en micro-onde, et de présenter la nature auto-cohérente de ce type de décharge dans lesquelles les paramètres du plasma dépendent du couplage de l'onde au plasma (puissance, fréquence d'excitation), et où inversement, la propagation de l'onde est déterminée par les paramètres plasma (densité électronique, fréquence de collision électron- neutre).

Une méthode numérique utilisant notamment la notion des intégrales finies dite de FIT est présentée afin de résoudre les équations de Maxwell en trois dimensions décrivant l'électromagnétisme dans un plasma.

D'un point de vue modélisation, ces résultats ont permis de déterminer les domaines de propagation des modes de guides et des modes plasmas. Ainsi leurs fréquences de coupure dépendent fortement avec les dimensions de la structure résonante et les propriétés physiques introduites.

Nous avons montré une hétérogénéité azimutale du champ EM et la présence d'un mode de propagation dominant de type hexapolaire en absence et en présence du plasma dans une structure à trois milieux (plasma, quartz, air) de grandes dimensions. La région plasma du réacteur est pratiquement exclue de tout phénomène électromagnétique, cette propriété justifie la notion de propagation d'ondes de surface (OS). En outre, nous avons observé l'influence du diamètre sur les modes de guide et de plasma et l'effet de la puissance incidente (simple et double excitation). Enfin, nous avons vu que la densité électronique (valeur et gradient) joue un rôle prépondérant sur la propagation effective des modes. Il faut donc établir un compromis afin de ne pas nuire à l'efficacité et à l'homogénéité du traitement.

Expérimentalement, il a été observé, pour cette structure constituée d'un tube de quartz entouré d'un tube métallique de dimensions respectives 120 et 160 mm, que le plasma était excité et entretenu par une onde de surface à 2.45 GHz dont le mode de propagation était majoritairement le mode plasma à symétrie azimutale hexapolaire.

Enfin, nous avons présenté une comparaison entre les profils azimutaux calculés et ceux issus des mesures que nous permettront de justifier l'importance de ces calculs dans la recherche de la méthode adéquate pour les calculs dans le domaine des décharges micro-ondes.

*Conclusion  
Générale*

## **CONCLUSION GENERALE**

L'objectif initial de cette thèse était la modélisation numérique d'une installation convertisseur- applicateur. Notre contribution a porté d'une part, à améliorer la compréhension du comportement du plasma par le développement d'un modèle couplé MHD basé sur les aspects et les techniques de modélisation adapté aux plasmas inductifs à pression atmosphérique, (modèle basé sur la méthode des éléments finis, et résolu par une méthode directe au lieu d'utiliser les méthodes cycliques) et, d'autre part, la modélisation d'un ensemble convertisseur à triode HF- Applicateur.

L'objectif initial a été atteint et nous avons souhaité rajouter une première phase de modélisation d'un réacteur PECVD concernant la partie électromagnétique (équations de Maxwell) en vue de l'optimisation du couplage puissance / plasma et l'obtention de la cartographie des grandeurs électromagnétiques dans le plasma. Cela constitue une première étape d'un projet de recherche en cours dans le laboratoire LPGP.

Au terme de cette étude, plusieurs points méritent d'être soulignés :

Le gaz que nous désirons ioniser est injecté dans une enceinte confinée sous vide partiel ou à pression atmosphérique. Le plasma est ensuite généré par l'action d'une décharge électrique dans le gaz, qui a pour rôle de transférer de l'énergie à ce gaz pour l'exciter et l'ioniser. En effet, du fait de leur faible masse, les électrons libres récupèrent l'essentiel de cette énergie et provoquent, par collisions avec les particules lourdes du gaz, leur excitation et ionisation et donc l'entretien du plasma ;

En ce qui concerne l'état de l'art des sources plasma, les plasmas induits en hautes fréquences (RF et micro-onde) sont parmi les plus implantés dans le milieu industriel. Un des intérêts majeurs de ce type de décharge est l'absence d'électrode interne, source de pollution dans de nombreux autres types de plasma;

Les plasmas générés à pression atmosphérique ont un fort potentiel applicatif pour l'environnement et leur maîtrise constitue un enjeu d'actualité de grande importance. Le génie des procédés à plasmas est aussi très répandu dans de nombreux autres secteurs technologiques où il gagne de plus en plus de terrain. L'étude des procédés- plasmas est

actuellement en plein essor au vu de leurs applications potentielles variées : dans le domaine écologique (décontamination biologique), détruire les polluants gazeux, analyse de gaz et de surface, microélectronique, ou détection de traces de métaux lourds.

Ces applications potentielles des sources plasma sont conditionnées par les propriétés du plasma (particulièrement la température, la vitesse et la densité électronique), elles-mêmes déterminées essentiellement par le type d'excitation (par ex. radiofréquence à 3 MHz, micro-onde à 2,45 GHz). Leur fonctionnement aussi, dépend de façon prépondérante des propriétés thermodynamiques et de transport des gaz utilisés ;

L'objectif de modélisation, qui est d'ailleurs le but de thèse, est de développer un modèle mathématique de la MHD décrivant l'interaction entre le champ électromagnétique et un fluide conducteur d'électricité, dans la limite de l'écoulement laminaire compressible, qui satisfait les trois critères suivants :

- Le modèle est basé sur une description mathématique de la physique de plasma thermique (milieu continu) dérivées des principes de l'électromagnétisme et de l'hydrodynamique. Il peut être résolu par plusieurs méthodes. Dans notre travail nous avons opté la méthode directe pour résoudre le modèle MHD à l'aide d'un logiciel éléments finis, générateur d'équations, COMSOL Multiphysique.

- Le modèle est pris comme un outil d'étude parce qu'il peut apporter une plus grande compréhension des phénomènes physiques qui régissent le comportement du plasma à l'équilibre thermodynamique local afin de permettre au lecteur de comprendre comment fonctionnent les torches ICP. Nous avons obtenu de très bons résultats en matière de précision et en terme de temps de calcul pour les grandeurs électromagnétiques, d'écoulement et de température. Nous avons rencontré quelques problèmes de divergence au niveau du débit des gaz (vitesse) pour établir la décharge. La cohérence physique du système résulte des très fortes variations des propriétés du plasma en fonction de la température. La résolution des trois équations simultanément qui consiste à résoudre l'ensemble des trois problèmes dans le même élément fini, aboutit à un système unique non linéaire d'équations. Une approche pragmatique est utilisée et qui consiste à raffiner le domaine jusqu'à obtenir des résultats indépendants du maillage unique utilisé.

- Le modèle peut être considéré comme outil de conception parce qu'il tient compte de l'évaluation des concepts de construction de la torche à plasma (le comportement d'un plasma peut être très différent en fonction de plusieurs facteurs).

Enfin nous avons procédé à une description d'un ensemble convertisseur- plasma d'induction dans les deux régimes de fonctionnement en vue d'une commande optimale. Cette dernière nécessite un traitement particulier qui n'était pas prévu dans cette étude.

Nous avons ensuite présenté une méthode numérique des intégrales finies qui permet de caractériser le comportement électromagnétique d'un plasma microonde (2.45GHz) de grand diamètre (120mm) en tant que source d'espèces pour le traitement ou le dépôt de grandes surfaces.

Dans cette structure propagative il a été confirmé l'existence de mode plasma hexapolaire dominant par des mesures d'antenne [42] et par des mesures optiques azimutales [52]. L'effet des gradients densités sur le comportement électromagnétique du plasma est discuté.

Les résultats de modélisation que nous avons présentés ont été obtenus à l'aide d'un modèle éléments finis 2D-MHD résolu d'une manière directe. Ils concordent parfaitement avec les résultats des différents travaux trouvés dans la littérature et utilisant les méthodes indirectes. Une comparaison entre les résultats du champ électrique de simulation obtenus dans la structure propagative et les valeurs expérimentales, nous a conforté aussi notre démarche.

## **PERSPECTIVES**

Ce travail de thèse ouvre diverses perspectives de poursuites de travaux dans de nombreux domaines tels que le génie électrique, le génie des procédés et la modélisation d'écoulement des fluides et de cinétique chimique.

Parmi les points nécessitant des travaux complémentaires, on peut envisager l'adaptation de la source électrique « magnétron » au dispositif de décharge micro-onde en vue d'un fonctionnement optimal du système.

Dans le domaine de la modélisation, les perspectives d'études sont nombreuses. Dans un premier temps, on peut envisager de développer un modèle MHD avec l'attaque en tension pour déterminer l'impédance du plasma. Puis dans un second temps, l'étude pourrait être approfondie en remplaçant le dispositif plasma par une charge équivalent (circuit oscillant) avec le générateur, autrement dit, développer un modèle pour l'ensemble applicateur-plasma à partir de la tension appliquée, d'où la possibilité de déterminer l'impédance, ce qui se prêterait à une étude de la commande. Ce montage permettrait d'étudier l'évolution du plasma à l'intérieur du dispositif et donc de distinguer les différentes étapes de réaction.

D'importants efforts de recherches sont encore nécessaires pour améliorer et optimiser le procédé. L'optimisation peut être réalisée tant sur le plan qualitatif, par l'amélioration de l'homogénéité du système, que quantitatif, par l'amélioration du rendement et la diminution des pertes énergétiques. Les recherches peuvent s'orienter, par exemple, vers l'augmentation du volume réactionnel (en effet, il est important de maîtriser la modélisation afin de pouvoir créer des réacteurs de plus grande taille à des fins industrielles) ou la détermination d'un gaz plasmagène et surtout à des mélanges de gaz, conduisant à une décharge stable, afin de s'affranchir de la présence d'oxygène dans le milieu [69].

Concernant la modélisation de l'écoulement avec l'approche MHD (en ETL et laminaire), celle-ci pourrait être améliorée et appliquée aussi aux plasmas froids en introduisant les termes de diffusion, d'une part, et la turbulence d'une autre part.

Enfin, concernant la modélisation de l'écoulement des fluides dans les réacteurs micro-ondes (plasmas froids), il serait intéressant de dépasser la première phase d'électromagnétique. Cette seconde phase, qui regroupe les parties thermiques et d'écoulement (équations de Boltzmann) porterait sur le développement d'un code fluide décrivant le plasma et permettant de calculer ses paramètres fondamentaux tels que les densités électroniques et ioniques, la température des électrons, etc... On traitera les équations de transports des électrons et des ions et l'équation de transport de l'énergie électronique couplées à l'équation de Poisson.

Dernier point mais non des moindres, la méthode directe de modélisation développée au cours de cette thèse peut être appliquée à la modélisation d'autres modèles MHD (milieux continus) rencontrés.

# *Bibliographie*

## **BIBLIOGRAPHIE**

- [1] D. Klaus, "Steady states in plasma physics - The Vlasov-Fokker-Planck equation", *Mathematical Methods in the Applied Sciences* (ISSN 0170-4214), Vol. 12, , pp. 471-487, June 1990.
- [2] K. Chen and T. L. Eddy, "A Thermodynamic Analysis of Nonequilibrium Argon Plasma Torches", *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 18, pp. 0272-4324, 1998
- [3] I. Langmuir, "Oscillations in ionized gases," *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.*, vol. 14, p. 628, 1928
- [4] J. Rentsch. J. Jaus, K. Roth and R. Preu, "Economical and ecological aspects of plasma processing for industrial solar cell fabrication", 31<sup>th</sup> IEEE Photovoltaic Specialists Conference pp, 931- 934, 2005.
- [5] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford,"Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor", *Phys. Rev. E*51, 1376, 1995.
- [6] M. J. Kushner, W. Z. Collison, M. J. Grapperhaus, J. P. Holland, and M. S. Barnes, A. "three-dimensional model for inductively coupled plasma etching reactors: Azimuthal symmetry, coil properties, and comparison to experiments", *J. Appl. Phys.*80, 1337 (1996).
- [7] M. El Morsli, P. Proulx, "Two-temperature chemically non-equilibrium modelling of an air supersonic ICP", *Journal of physics. D, Applied physics*, vol. 40, no16, pp. 4810-4828, 2007.
- [8] M. Davoudabadi , J. S. Shrimpton , F. Mashayek," On accuracy and performance of high-order finite volume methods in local mean energy model of non-thermal plasmas", *Journal of Computational Physics*, v.228 n.7, p.2468-2479, April, 2009
- [9] W. Hittorf, Wiedsmann," Ueber die Electricitätsleitung der Gase", *Ann. D. Physik.*, Vol. 21, p.90 1884.
- [10] Babat, G.I., "Electrodeless discharges and some allied problems", *J. Institution of Electrical Engineers*, part III, 94 (27), pp 27-37, January 1947.
- [11] T.B. Reed, "Induction Coupled Plasma Torch", *J. Appl. Phys.*, Vol 32,. 1961, pp 821-824.
- [12]M. Benmansour, M. Nikravech, D. Morvan, J. Amouroux and J. Chapell, " Diagnostic by emission spectroscopy of an argon–hydrogen RF inductive thermal plasma for purification of metallurgical grade silicon", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol 37, N° 21, 7, pp. 2966-2974(9), 2004

- [13] A.A. Shepelenko, P. A. Mikheyev, A. I. Voronov and N. V. Kupryaev, "Measurement of singlet oxygen concentrations in a fast flow dc discharge in oxygen–argon mixtures", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41, N° 24, 245203 (5pp), 2008
- [14] N. Ikhlef, M. R. Mékidèche, O. Leroy and A. Kimouche," 3D Electromagnetic Simulation of a Large Diameter Cylindrical Surface Wave Excited Plasma Reactor", *COMPEL*, Vol. 27, N° 5, pp.1069 – 1080, 2008
- [15] E. Mateev, "RF magnetron discharge model based on power balance", *J. Phys.: Conf. Ser.* 63 012027 (5pp), 2007.
- [16] L. Maunoury, C. Pierret, S. Biri and J.Y Pacquet," Studies of the ECR plasma using the TrapCAD code", *Plasma Sources Sci. Technol.* 18 015019 (7pp), 2009.
- [17] D. Pelletier D. 'Modélisation de la cinétique chimique dans les plasmas inductifs – Applications aux procédés', Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, France, 2006.
- [18] M. I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender , "Thermal plasmas: fundamental and applications". Vol.1, New York: Plenum Press, 452p. ISBN 0-306-44607-3, 1994.
- [19] V. Colombo, E. Ghedini and J. Mostaghimi," Three-Dimensional Modeling of an Inductively Coupled Plasma Torch for Spectroscopic Analysis", *IEEE transactions on plasma science* , vol. 36, N° 4, pp 570, 2008
- [20] Z. Kregar, N. Krstulovic, S. Milosevic, K. Kenda, U. Cvelbar and M Mozetic "Inductively Coupled RF Oxygen Plasma Studied by Spatially Resolved Optical Emission Spectroscopy Plasma Science", *IEEE Transactions on Volume 36, Issue 4*, pp.:1368 – 1369 Aug. 2008
- [21] B. Paya, P. Fache, "Le plasma inductif de forte puissance", les fiches techniques, EDF, Direction des Etudes et Recherches, 1997.
- [22] J. W. Pool, M. P. Freeman, K. W. Doak and M. L. Thorpe," Simulator Tests to Study. Hot-Flow Problems Related to a Gas Core Reactor", *NASA-CR-2309*, 1973.
- [23] M. R. Mékidèche," Contribution à la modélisation numérique d'une torches à plasma d'induction ", Thèse de doctorat, Université de Nantes, IUT de Saint-Nazaire, France, 1993.
- [24] H.U. Eckert, "The Induction Arc: A State-of-the-Art Review" *High Temp. Sci.* Vol 6, pp. 99-134, 1974.
- [25] H .W. Emmons,"Arc Measurement of High-Temperature Gas Transport Properties", *Physics of Fluids* 10, 1125, 1967.
- [26] D.L Evans and R.S Tankin, "Measurement of Emission and Absorption of Radiation by an Argon Plasma," *Physics of. Fluids* 10, 1137, 1967.

- [27] D. Bernardi, V. Colombo, E. Ghedini and A. Mentrelli, “ Comparaison of different technique for the Fluent –based treatment of the electromagnetic field in inductivity coupled plasma torch, Eur.Phys. J. D 27, pp 55-72, 2003.
- [28] M.R. Mékidèche and M. Filiachi, "An Axially Symmetric Finite Element Model for the Electromagnetic Behavior in an RF Plasma Device". IEEE. Trans. On Mag, vol29.n°6, pp.2476, Nov.1993.
- [29] K. Chen and M. boulos “ Turbulence in Induction Plasma modelling”, J. Phys, D: Appl.Phys. 27, pp 946-952, 1994.
- [30] K. Hameyer, J. Driesen, H. De Gersem, and R. Belmans, “The classification of coupled field problems”, IEEE Transactions On Magnetics, 35(3):1618–1621, may 1999
- [31] O.C. Zienkiewick, “the finite element method”, Mc Graw Hill, 3rd edition, 1977.
- [32] K.J. Bathe, ‘Finite element procedure’. Prentice - Hall, 1996.
- [33] Q. Mario J. Martinez, David K. Gartling ,”A finite element method for low-speed compressible flows” , Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. 193 pp.1959–1979, (2004).
- [34] J.P. Pontazaa, Xu Diaob, J.N. Reddya and K.S. Suranac,” Least-squares finite element models of two-dimensional compressible lows”, Finite Elements in Analysis and Design 40,pp 629–644, (2004).
- [35] S. Benteboula, “Résolution des équations de Navier-Stokes à faible nombre de Mach : Application à l'étude de l'anneau de verticité à masse volumique variable”, Thèse de doctorat, l'université de Marne-la-Vallée (spécialité Énergétiques et Génie des Procédés), 12/2006.
- [36] S. Xue, P. Proulx and M.I. Boulos, “Extended-field electromagnetic model for inductively coupled plasma”, J. Phys. D: Appl. Phys. 34 pp.1897–1906, (2001)
- [37] Y. Safa, ” Simulation numérique des phénomènes thermiques et magnétohydrodynamique dans une cellule de hall- Hérault “, Thèse de doctorat, école le polytechnique de Lausanne, 2005.
- [38] R.S. Devoto, ' Transport Coefficient of ionized argon', Physics of fluids, vol 16 (1973).
- [39] B. Dussoubs, “Modélisation tri-dimensionnelle du procédé de projection plasma : influence des conditions d'injection de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et la répartition des particules dans l'écoulement “, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, France, (1998)
- [40] D. Bernardi, V. Colombo, E. Ghedini, and A. Mentrelli, ”Three-dimensional modelling of inductively coupled plasma torches”, Eur. Phys. J. D 22, pp. 119–125 (2003)
- [41] P. Deuflhard, “A modified Newton method for the solution of ill-conditioned systems of nonlinear equations with application to multiple shooting”, Numer. Math., 22, pp. 289-315, 1974.

- [42] Z. Njah, J. Mostaghimi and M. Boulos, "Mathematical modelling of 3-D mixing in an induction plasma reactor", *Int. J. Heat Transfer*, 36, 16, 1993.
- [43] J. G. Lacombe, 'Transfert radiatif dans les plasma thermiques,' thèse doctorat de l'Institut polytechnique de Grenoble, France, 2008.
- [44] N. Ikhlef, M. Mékidèche, A.Rezig and O. Leroy, " The Nonlinear Modeling of Inductively Coupled Plasma Torches", EVER 09, 26-29 Mars, Monaco, 2009.
- [45] R. Ernst, "Analyse du fonctionnement d'un générateur à triode destine au chauffage par induction", *Rev. Gén. Élect.* Pp. 667-673, Sept.1981.
- [46] M. Orfeuill, "Les plasmas dans l'industrie", Électricité de France ISBN 2-86995-017-9, 1991.
- [47] J.P. Ferrieux et F. Forest, "Alimentations à découpage-Convertisseurs à résonance", Collection Technologie (Masson, Ed., 1987).
- [48] B. Geneviève, "Modélisation paramétrique des amplificateurs industriels hautes fréquences à triode et fonctionnant en classe C", thèse doctorat, université de Nancy 1, France, 1999
- [49] R. Ernst et C. Garnier, "Mesure numérique des caractéristiques d'un circuit oscillant pour le chauffage par induction", *Rev. Gén. Élec*1-8, Sept. 1989.
- [50] R. Ernst, "Analyse par méthode analytique du comportement d'un générateur à induction à triode HF pour torche à plasma inductif", *J. phys. III* pp. 1733-1758, 1996.
- [51] M. Moisan, C. Beaudy and P. Leprince," A small microwave plasma source for long column production without magnetic field", *IEEE Transaction on Plasma Science*, PS-3:125, 1975.
- [52] F.David B. Graves and M. J. Kushner, "Influence of Modelling and Simulation on the Maturation of Plasma Technology: Feature Evolution and Reactor Design", *Journal of Vacuum Science Technology*. A21, S152-6, Sep 2003.
- [53] M. Moison, A. Shivarova and A.W. Trievelpiece, " Experimental investigations of the propagation of surface wave along plasma column", *Plasma Physics*, 24 pp. 1331-1400, 1982.
- [54] E. Bluem, S.Bechu, C. Boisse-Laporte, P.Leprince and J.Marec, "Spatial investigation of a large diameter microwave plasma", *Journal of Physics. D: Appl. Phys.* 28 (7), pp. 1529-1533, 1995
- [55] F. M Dias, E. Tatarova, J. Henriques and C. M Fereira," Experimental investigations of surface wave propagation in collisionnel plasma columns", *Journal of applied physics*, vol. 85, no5, pp. 2528-2533, 1999
- [56] E. Bluem, "Caractérisation d'une Décharge Micro-onde de Grand Diamètre", Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, U.F.R Scientifique d'Orsay, France, 1995.

- [57] N. Benissad, " Dépôt d'oxyde de silicium dans un réacteur plasma micro-ondes de grand diamètre en mélange hexaméthylsiloxane – oxygène", Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, U.F.R Scientifique d'Orsay, France, 1999.
- [58] I. P. Ganachev and H.Sugai, "Production and control of planar microwave plasmas for materials processing", *Plasma Sources Sci. Technol.* 11 A178-A190, 2002
- [59] L. Maunoury, C. Pierret, S. Biri and J.Y. Pacquet, " Studies of the ECR plasma using the TrapCAD code", *Plasma Sources Sci. Technol.* 18 015019 (7pp), (2009)
- [60] C. Tendero, "Torche plasma micro-onde à la pression atmosphérique : application au traitement de surfaces métalliques", Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Faculté des Sciences et Techniques, France, 2005.
- [61] S. Letout, " Couplage onde de surface-plasma en presence de resonance dans une décharge micro-onde à basse pression ", Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, U.F.R Scientifique d'Orsay, France, 2007.
- [62] N. Ikhlef, M. R. Mékidèche and O. Leroy, "Cavity Effect on Power Absorbed by Plasma Microwave", *RIGEL*, Vol 0, pp. 61-67, 2009.
- [63] T.Weiland, "A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields," *Electronics and Communications AE " U*, Vol. 31, No. 3, 116–120, 1977.
- [64] B. Krietenstein, R. Schuhmann, P. Thoma and T. Weiland, " The Perfect Boundary Approximation Technique Facing the Challenge of High Precision Field Computation", *Proc. of the XIX International Linear Accelerator Conference (LINAC'98)*, Chicago, USA, pp.860-862, 1998
- [65] M. Clemens and T. Weiland, " Discrete Electromagnetism with the Finite Integration Technique", *Progress in Electromagnetic Research*, PIER 32, pp.65-87, 2001.
- [66] S. Bechu, "Conception et étude d'un réacteur micro-onde pour le traitement ou le dépôt de grandes surfaces", Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, U.F.R Scientifique d'Orsay, France, 1996.
- [67] M. Moisan, R. Pantel, A. Ricard, V.M.M. Glaude, P. Leprince and W.P. Allis, " Distribution radiale de la densité électronique et de la densité des atomes excités dans une colonne de plasma produite par une onde de surface", *Rev. Phys. Appl. (Paris)* 15, 1383-1397, 1980.
- [68] C. Boisse-Laporte, " Etude du transfert d'énergie d'une onde à un plasma. Application aux décharges basse pression créées par onde de surface ", Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, U.F.R Scientifique d'Orsay, France, 1989.
- [69] B. Bottin, D .Vanden Abeele, M .Carbonaro, G. Degrez and Sarma, " Thermodynamic and Transport Properties for Inductive Plasma Modeling," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol.13 no.3 pp. 343-350, 1999.

- [70] D. Vanden-Abeelee and G. Degrez, "Similarity analysis for the high-pressure inductively coupled plasma source", *Plasma Sources Sci. Technol.* 13 pp. 680-690, 2004.
- [71] Y. Cressault, "Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges Argon-Hydrogène-Cuivre" Thèse Doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, 29 novembre 2001
- [72] R. S. Devoto, "Transport coefficient of ionized argon", *The physics of fluid*, Vol° 16, N° 5, pp, 616-623, 1975.
- [73] V. Rat, P. Andre, J. Aubreton, M.F. Elchinger, P. Fauchais, A. Lefort, D. Vacher, "Transport coefficients including diffusion in a two-temperature argon plasma", *J. Phys. D : Appl. Phys.* 35, p 981-991 (2002)
- [74] P. Fauchais, M.F. Elchinger, J. Aubreton, "Thermodynamic and transport properties of thermal plasmas", *J. High. Temp. Material Processes* 4, p 21-42 (2000).
- [75] S. Chapman, T.G. Cowling, "The Mathematical theory of non uniform gases", Cambridge University Press, (1958).
- [76] M.B. Vargaftik, "Tables on the thermophysical properties of liquids and gases," Hemisphere Publishing corporation, 1975.
- [77] R S Devoto, "Simplified expressions for the transport properties of ionized monatomic gases. *Phys. Fluids*", 10(10):2105-2112, 1967.
- [78] H. W. Emmos, "Arc Measurement of High-Temperature Gas Transport Properties", *The Physics of Fluids* 10, 1125-1136, (1967).
- [79] H. Buw, M. T. C. Fang and Z. Y. Guo, "The behaviour of ablation-dominated DC nozzle arcs", *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 23, pp. 175-183, (1990).
- [80] E.D. De Campos, "Excitation d'onde de plasma par battement de deux ondes électromagnétiques", Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, U.F.R Scientifique d'Orsay, France, 1995.

# *Annexes*

### Formules Vectorielles

En désignant une fonction scalaire par  $u$ , une fonction vectorielle soit par  $v$ , soit par  $w$  et l'opérateur nabla par  $\nabla$ , on peut écrire les relations suivantes :

$$\nabla \cdot (uv) = v \cdot \nabla u + u \nabla \cdot v \quad (\text{A.I.1})$$

$$\nabla \times (uv) = (\nabla u) \times v + u \nabla \times v \quad (\text{A.I.2})$$

$$\nabla \cdot (v \times w) = w \cdot (\nabla \times v) - v \cdot (\nabla \times w) \quad (\text{A.I.3})$$

$$\nabla \times (v \times w) = (w \cdot \nabla)v + v(\nabla \cdot w) - w(\nabla \cdot v) - (v \cdot \nabla)w \quad (\text{A.I.4})$$

$$\nabla(v \cdot w) = (v \cdot \nabla)w + (w \cdot \nabla)v + v \times (\nabla \times w) + w \times (\nabla \times v) \quad (\text{A.I.5})$$

$$\nabla \cdot (\nabla \times v) = 0 \quad (\text{A.I.6})$$

$$\nabla \times (\nabla u) = 0 \quad (\text{A.I.7})$$

$$\nabla \times (\nabla \times v) = \nabla(\nabla \cdot v) - \nabla^2 v \quad (\text{A.I.8})$$

En coordonnées cylindriques (A.I.  $z, r, \varphi$ ) :

$$\nabla u = \left( \frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial r}, \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right) \quad (\text{A.I.9})$$

$$\nabla \cdot v = \frac{\partial}{\partial z} v_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} v_\varphi \quad (\text{A.I.10})$$

$$\nabla \times v = \left[ \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} v_r \right), \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (r v_z) - \frac{\partial}{\partial z} v_\varphi \right), \left( \frac{\partial}{\partial z} v_r - \frac{\partial}{\partial r} v_z \right) \right] \quad (\text{A.I.11})$$

$$\nabla^2 u = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} \quad (\text{A.I.12})$$

$$\nabla^2 v = \left[ \nabla^2 v_z, \left( \nabla^2 v_r - \frac{1}{r^2} v_r - \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} v_\varphi \right), \left( \nabla^2 v_\varphi + \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} v_r - \frac{1}{r^2} v_\varphi \right) \right] \quad (\text{A.I.13})$$

## Propriétés Thermodynamiques et de Transport de l'Argon

L'étude des échanges d'énergie et de matière dans les processus physiques, comme ceux envisagés en plasma, suppose, une étude des bilans d'énergie sur des temps longs, c'est l'approche thermodynamique. Un bilan des flux des grandeurs échangées doit également être envisagé, c'est l'approche des grandeurs de transport. Lesquelles sont définies comme les coefficients phénoménologiques couplant le flux d'une grandeur physique au gradient de potentiel qui en est le moteur.

Nous décrivons ici les modèles mathématiques pour les lois de comportement du gaz utilisé (l'argon pur) à pression atmosphérique. Ces propriétés sont nécessaires à la résolution de système d'équations de la magnétohydrodynamique (MHD) cité au deuxième chapitre et permettant d'analyser le comportement du plasma. Ces fonctions thermodynamiques notées :  $C_p$  (*chaleur spécifique*),  $\rho$  (*masse volumique*) et de transport notées :  $\sigma$  (*conductivité électrique*),  $\eta$  (*viscosité*) et  $k$  (*conductivité thermique*) dépendent essentiellement de la température.

Ces propriétés ayant fait l'objet de nombreuses études tel que, dans les références [69-72]. On a rencontré une légère différence entre ces formules référencées. On a opté dans notre étude des modèles qui ont été établis numériquement sur micro-ordinateur, sur la base de tables référencées [23].

### 1- Propriétés Thermodynamique :

L'évaluation des propriétés à l'équilibre thermodynamique suppose au préalable la connaissance de la composition chimique du système envisagé [70]. Le cas des systèmes à plusieurs températures (plasma froid), par exemple le système électrons et particules lourdes (atomes ou ions), est envisagé comme un système sous contraintes où chaque sous-système est en équilibre thermodynamique.

La masse volumique  $\rho$  et l'enthalpie spécifique  $h$  ont été déduites directement de la variation de la composition du plasma à l'équilibre avec la température, et la chaleur massique  $C_p$  a été calculée comme la dérivée partielle de  $h$  par rapport à  $T$  à pression constante. Pour ces derniers, les propriétés ont été calculées par Aubreton et Elchinger [73-74] à partir de la méthode (algorithme) de Chapman-Enskog [75].

### 1-1 La chaleur spécifique [W/kg. °K]

Cette fonction permet de mesurer le taux de variation de l'enthalpie suivant la température à pression constante.

Le modèle est établi sur la base des tables [76].

$$S = T / 10^3$$

$$C_p = 519.188$$

$$350^0 K \leq T \leq 8000^0 K$$

$$C_p = -20.1304 \cdot S^4 + 843.146 \cdot S^3 - 1275.8 \cdot S^2 + 83711.7 \cdot S - 201865$$

$$8000^0 K < T \leq 15000^0 K$$

$$C_p = 1.83735 \cdot 10^{10} / S^{5.34194}$$

$$15000^0 K < T \leq 30000^0 K$$

### 1-2 La masse volumique [kg /m<sup>3</sup>] :

La densité de masse, que l'on appelle aussi masse volumique, mesure la quantité de masse qui sera contenue dans un m<sup>3</sup> de plasma. En supposant un gaz à l'équilibre thermodynamique constitué de différentes espèces *i*, de masse *m<sub>i</sub>* (en kg), et de densité *n<sub>i</sub>* (en m<sup>-3</sup>) nous avons :

$$\rho = \sum_i n_i m_i$$

Le modèle est établi sur la base des tables [76].

$$S = T / 10^3$$

$$\rho = 0.480998 \cdot S^{-0.999739}$$

$$350^0 K \leq T \leq 5000^0 K$$

$$\rho = -1.2586 \cdot 10^{-4} \cdot S^3 + 4.03339 \cdot 10^{-3} S^2 - 0.0483859 \cdot S + 0.253936.$$

$$5000^0 K \leq T \leq 13000^0 K$$

$$\rho = 0.030342$$

$$T > 13000^0$$

## 2- Propriétés de Transport :

Dans un système en phase gazeuse ou plasma proche de l'équilibre thermodynamique, des flux qui tendent à restaurer l'équilibre sont générés. Ces flux sont qualifiés par des coefficients phénoménologiques que l'on évalue en recherchant des solutions à l'équation intégral-différentielle de Boltzmann. La conductivité électrique qui s'écrit à partir de l'approximation d'ordre 3 de la méthode de Chapman-Enskog [75], sous la l'approche de Devoto [72, 77], soit sur la base des tables référencées, est présenté.

Propriétés	Conductivité électrique ( $\sigma$ )	Viscosité ( $\eta$ )	Conductivité thermique ( $k$ )
<b>Transport</b>	Charges électriques (Coulombs)	Quantité de mouvement moyenne (kg. m)	Energie cinétique moyenne (Joule)
<b>Cause : gradient</b>	Potentiel électrique (V)	Vitesse $\vec{v}$ (m/s)	Température T (K)
<b>Effet : flux</b>	Densité de courant : $\vec{j} = \sigma \vec{E}$	Flux de quantité de mouvement : $p = -\eta \vec{\nabla} \vec{v}$	Flux de chaleur : $\vec{q} = -k \vec{\nabla} T$

## 2-1 La conductivité électrique [S/m]

La conductivité électrique mesure la capacité d'un plasma à conduire le courant et ne tient compte que de la contribution des électrons.

Cette approximation se justifie par une densité majoritaire d'électrons dont la mobilité reste toujours supérieure à celle des ions.

Le modèle est établi sur la base des mesures rapportées dans [78].

On pose :

$$S = T / 10^3$$

$$\sigma = 2.26866 \cdot S^{3.1778}$$

$$T \leq 7000^0 K$$

$$\sigma = 25.7555 \cdot S^2 + 276.881 \cdot S - 2202.08$$

$$7000^0 K < T \leq 13750^0 K$$

## 2-2 La viscosité [kg/m.s]

Cette viscosité est reliée au transport de la quantité de mouvement et reste indépendante des propriétés électroniques.

Le modèle est établi suivant les tables [76]

$$S = T / 10^3$$

$$\eta = -6.42347 \cdot 10^{-8} \cdot S^4 + 1.38326 \cdot 10^{-6} \cdot S^3 - 1.05521 \cdot 10^{-5} \cdot S^2 + 5.76957 \cdot 10^{-5} \cdot S + 5.87989 \cdot 10^{-6}$$

$$350^0 K \leq T \leq 13000^0 K$$

$$\eta = 1.43036 \cdot 10^{-8} \cdot S^4 - 1.36759 \cdot 10^{-6} \cdot S^3 + 4.85147 \pm 10^{-5} \cdot S^2 - 7.58502 \cdot 10^{-4} \cdot S + 4.43866 \cdot 10^{-3}$$

$$13000^0 K < T \leq 30000^0 K$$

### 2-3 Conductivité thermique [W/m. °K] :

La conductivité thermique totale d'un mélange gazeux est définie par la loi de Fourier :  $\vec{q} = k\vec{\nabla}T$ ,  $\vec{q}$  est le flux de chaleur [79],  $\vec{\nabla}T$  le gradient de la température et  $k$  la conductivité thermique. Par définition, cette conductivité thermique représente la capacité des matériaux ou des mélanges gazeux à conduire la chaleur. Du point de vue énergétique, le transport de chaleur correspond au transfert d'énergie thermique d'une zone chaude vers une zone froide (peu d'agitation). Les atomes « chauds » qui oscillent le plus excitent leurs voisins créant ainsi une agitation thermique.

Le modèle est établi sur la base des tables [76]

$$S = T / 10^3$$

$$k = -0.0141678 \cdot S^2 + 0.0565179 \cdot S + 0.00161325 \quad T \leq 2000^0 K$$

$$k = 0.00122708 \cdot S^3 - 0.0133485 \cdot S^2 + 0.06182 \cdot S - 0.0206273 \quad 2000 < T \leq 11000^0 K$$

$$k = 0.151623 \cdot S - 0.897453 \quad T > 11000^0 K$$

### 3- La densité de puissance rayonnée

Le modèle établi selon les courbes rapportées dans [26].

$$S = T \cdot 10^{-3}$$

$$Q_r = 0 \quad T \leq 5000^0 K$$

$$Q_r = 4.61497 \cdot 10^{-13} \cdot S^{19.5806} \quad T > 5000^0 K$$

### Comparaison entre les Paramètres de Décharges Radiofréquence et Micro-onde

Le tableau suivant résume les ordres de grandeurs de quelques paramètres importants régissant la physique des décharges induites étudiées au cours de cette thèse, en régime radiofréquence (typiquement 3MHz) en comparaison avec un régime micro-onde (typiquement 2.45GHz).

Paramètres	Radiofréquence (RF)	micro-onde
Nature du couplage	Inductif (inducteur)	EM (guide)
Nature du champ EM	Oscillation localisée	onde
Générateur	Triode	Magnétron
Fréquence typique $f$	3MHz	2.45GHz
Longueur d'onde dans le vide $\lambda_0=c/f$ (m)	100	12.24
Rapport $L/\lambda_0$ de la longueur caractéristique du réacteur à la longueur d'onde	$\ll 1$	$\geq 1$
Densité électronique $n_e$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$10^{10}$ - $10^{12}$	$10^{11}$ - $10^{13}$
Pulsation de plasma $\omega_{pe}$ (rad)	$5.6310^9$ - $5.6310^{10}$	$1.7810^{10}$ - $1.7810^{11}$
Densité électronique de coupure fondamentale $n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$1.11 \times 10^5$	$7.45 \times 10^{10}$
Rapport $\omega_{pe}/\omega$ de la fréquence plasma électronique à celle de l'onde	$10^2$ - $10^3$	1-10
Rapport $\nu_c/\omega$ de la fréquence de collision à celle de l'onde	$\leq 1$ ou $\geq 1$	de $<1$ à $\approx 1$

Tableau 1: Comparatif de paramètre de décharges radiofréquence et micro-onde

Une différence réside dans les valeurs de densité électronique accessibles en régime micro-onde qui, bien supérieure à la densité de coupure  $n_0$  en reste cependant proche en comparaison au cas des plasmas RF. Ainsi, dans les gradients de densité le plasma peut devenir sous critique ( $n_e \leq n_0$ ), comme nous l'avons vu dans le chapitre IV.

### Propagation des Ondes dans un Plasma à l'Intérieur d'un Caisson

L'onde électromagnétique émise (onde incidente) selon l'axe Ox avec une pulsation  $\omega$  dans un milieu homogène (vide, plasma) produit à l'intérieur d'un caisson de dimension supérieure à la longueur d'onde émise, se propage jusqu'à la paroi du caisson, mise au potentiel de la terre, où elle est réfléchi. Les champs électriques incident,  $E_i$ , et réfléchi,  $E_r$ , de chacune des ces ondes peuvent être écrits en une dimension sous la forme :

$$E_i = E_0 \cos(\omega t - kx) \quad (\text{A.IV.1})$$

$$E_r = r^{1/2} E_0 \cos(\omega t + kx) \quad (\text{A.IV.2})$$

où  $r$  est le coefficient de réflexion peut être obtenu par le rapport  $E_{imax}/E_{rmin}$

Ce coefficient de réflexion  $r$  est compris entre 0, l'onde est complètement absorbée à la paroi (ou par le plasma), il n'y a pas d'onde réfléchi (pas d'onde stationnaire), et 1, réflexion totale, il y a une onde stationnaire pure.

Le champ électrique de l'onde résultante  $E_T$  est obtenu par la superposition des champs électriques des ondes incidente  $E_i$  et réfléchi  $E_r$  soit :

$$E_T = E_i + E_r = E_0 \cos(\omega t - kx) + r^{1/2} E_0 \cos(\omega t + kx) \quad (\text{A.IV.3})$$

Peut être écrit comme la superposition des champs électriques de deux ondes stationnaires :

$$E_T = E_i + E_r = E_0 (1 + r^{1/2}) \cos(\omega t) \cos(kx) + E_0 (1 - r^{1/2}) \sin(\omega t) \sin(kx) \quad (\text{A.IV.IV})$$

ou comme aussi, la superposition des champs électriques d'une onde qui se propage et d'une onde stationnaire :

$$E_T = E_i + E_r = E_0 (1 - r^{1/2}) \cos(\omega t - kx) + 2r^{1/2} E_0 \cos(\omega t) \cos(kx) \quad (\text{A.IV.5})$$

Le vecteur d'onde  $k_0$  d'une onde qui se propage dans un plasma de densité  $n_e < n_c$ , satisfait la relation de dispersion [80]:

$$k_0(x) = \frac{\omega_0}{C} \left[ 1 - \frac{\omega_{pe}^2(x)}{\omega_0^2} \right]^{1/2} \quad (\text{A.IV.6})$$

Où  $\omega_{pe}^2(x)$  est la pulsation électronique du plasma, qui peut dépendre de la position si le plasma n'est pas homogène.

## Résumé-

Ce travail de thèse entre dans le cadre d'une étude globale d'un dispositif électroénergétique, constitué par un ensemble générateur à triode radiofréquence (RF) – applicateur en vue d'une commande optimale et l'étude d'une décharge micro-ondes entretenue par une onde de surface à 2.45 GHz. Dans ces deux types de décharge induite par champ électromagnétique (Radiofréquence, Micro-onde), le plasma étant confiné dans le tube de quartz, le phénomène de pollution par usure des électrodes est inexistant. Ce travail porte à la fois sur la modélisation des plasmas de décharge et celle d'un convertisseur et son adaptation à l'applicateur. Il concerne, en premier lieu, la partie modélisation des phénomènes couplés (électromagnétique, écoulement et thermique) par le développement d'un modèle en couplage fort basé sur la méthode des éléments finis. Notre étude est porte aussi, sur la description et la modélisation de la propagation d'ondes dans un plasma microonde créées dans une structure expérimentale de grand diamètre (120 mm), duquel nous avons confirmé une situation théoriquement multimode dont un mode hexapolaire est dominant après validation par la mesure. D'autre part, il s'agit de mener à bien la modélisation du générateur RF d'alimentation en vue d'une commande optimale et à l'adaptation de l'applicateur selon le régime de fonctionnement.

## Abstract-

This thesis falls within the framework of a comprehensive study of a power system, formed by a combination RF triode generator- applicator for optimal command and the study of a the plasma source is a surface wave sustained micro-wave discharge at 2.45 GHz. This work involves both types of discharge induced by electromagnetic field (RF, MW), the plasma production is confined unto a quartz tube the phenomenon of pollution from wear of the electrodes is non-existent. It covers both the modeling of plasma discharges and modeling of a converter and its adaptation to the applicator. It concerns, first, the modeling of coupled phenomena (electromagnetic, flow and thermal) by developing a strong coupling model based on the finite element method. Our study is covers also, the description and modeling of a large diameter (120 mm) microwave (2.45 GHz) plasma reactor experimental. The influence of the discharge diameter, have already been presented, showing the presence of a dominant hexapolar mode in the studied discharge, which was experimentally confirmed with antenna measurements. On the other hand, it is to complete the modeling of RF power generator for optimal control and adaptation of the applicator depending on the operating regime.

## ملخص-

يتمثل عمل هذه الرسالة في دراسة شاملة لنظام الطاقة الذي يتكون من مولد ذو الصمام الثلاثي للموجات اللاسلكية (الترددات اللاسلكية) وجهاز بلازما الحث من أجل حسن التحكم فيه . زيادة على ذلك قمنا بدراسة الموجات الدقيقة في جهاز بلازما مدعم بموجات سطحية ذات توتر 2.45 غيغاهرتز. في كلا النوعين من التفريغ الناجمة عن المجال الكهرومغناطيسي (الترددات اللاسلكية، و الترددات الدقيقة) لا يوجد ضياع في الطاقة لعدم وجود الأقطاب الكهربائية. من أجل هذا قمنا في بادئ الأمر بنمذجة بلازما الحث بطريقة عددية ذات العناصر المنتهية لتحليل وحساب الظواهر الفيزيائية (الكهرومغناطيسي، والتدفق الحراري)، من خلال تطوير نموذج اقتران قوي. و لوجود نتائج تجريبية تخص بلازما ذات الموجات الدقيقة الناشئة في مفاعل ذو قطر كبير (12 سم) قمنا بنمذجة هذا الأخير بطريقة عددية ذات التكاملات المنتهية، من خلال هذا وجدنا أن الحقول الكهرومغناطيسية متعددة المنوال يغلب عليها المنوال السداسي و هذا ما تثبته التجارب. و أخيرا قمنا بنمذجة النظام الطاقوي في نظامين وظيفيين للجملة: مولد ذو الصمام الثلاثي- جهاز بلازما الحث .