



# THESE

Présentée à

**l'Université Hadj Lakhdar Batna**

En vue de l'obtention du diplôme de

## **DOCTORAT D'ETAT EN ELECTROTECHNIQUE**

Présentée par

**AGGOUNE MOHAMED-SALAH**

*Chargé de cours à l'Université de Batna*

*Master of Science in Electrical Engineering- University of Bridgeport - USA*

*Bachelor of Science in Electrical Engineering- University of Bridgeport - USA*

◇

### **CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PHENOMENES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES PLASMAS**

◇

Thèse soutenu le : 14 juillet 2010 devant le jury :

<b>Mohamed CHAHDI,</b>	<b>Président</b>	<b>Professeur</b>	Univ. Batna,
<b>Rachid Abdessemed,</b>	<b>Rapporteur</b>	<b>Professeurs</b>	Univ. Batna,
<b>Abdrrahmane DIB,</b>	<b>Examineur</b>	<b>Maître de Conférences</b>	Univ.O.E. Bouaghi,
<b>Abdelhamid BENAKCHA,</b>	<b>Examineur</b>	<b>Maître de Conférences</b>	Univ. Biskra,
<b>Fatima-Zahra KADID,</b>	<b>Examineur</b>	<b>Maître de Conférences</b>	Univ. Batna,
<b>Djamel RAHEM ,</b>	<b>Examineur</b>	<b>Maître de Conférences</b>	Univ.O.E. Bouaghi,,



## REMERCIEMENTS

Ce travail a été préparé au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Batna **LEB**, sous la direction du Professeur **R. Abdessamed**, de l'université de Batna.

Ainsi, je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à mon encadreur : Monsieur Dr. **Rachid Abdessamed**, Professeur à l'Université de Batna, de m'avoir proposé le sujet de cette thèse et en me faisant profiter de ses conseils judicieux et son savoir faire. Je le félicite de la patience dont il a su faire preuve à mon égard et qu'il soit assuré de ma plus profonde reconnaissance.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur **Mohamed CHAHDI**, Professeur à l'Université de Batna pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse.

Mes remerciements vont de même aux autres membres de jury examinateurs qui m'ont fait l'honneur de participer au jury de ma thèse. Il s'agit, en l'occurrence de :

<b>Dr. Abdrahman DIB,</b>	Maître de Conf., Univ.Oum el-bouaghi,
<b>Dr. Abdelhamid BENAKCHA,</b>	Maître de Conf., Univ. Biskra,
<b>Dr. Fatima-Zahra KADID,</b>	Maître de Conf., Univ. Batna,
<b>Dr. Djamel RAHEM ,</b>	Maître de Conf., Univ. Oum el-bouaghi,

Je tiens par ailleurs à remercier vivement tous les enseignants de l'université de Batna et en particulier ceux du département d'électrotechnique pour le respect et l'encouragement.

M-S AGGOUNE

Batna, le 13/06/2009.

## SOMMAIRE

### **Introduction Générale**

1. Contexte et problématique	4
2. Objectif de la thèse	7
3. Structure de la thèse	8

### **Chapitre 1 : Caractéristiques du Plasma**

1.1 Densité des Particules Chargées	9
1.2 Phénomène d'Ecrantage	12
1.3 Oscillations du Plasma	16
1.4 Processus de Collisions	17
1.5 Degré d'Ionisation	20
1.6 Conclusion	21

### **Chapitre 2 : Equations de Maxwell et Propagation**

3.1 Historique des Equations de Maxwell	22
3.2 Propagation des Ondes électromagnétiques dans le vide	25
3.3 Les Guides d'onde	26
3.4 Guide D'Onde Rectangulaire creux	27
3.5 Puissance électromagnétique	31
3.6 Conclusion	33

### **Chapitre 3: Interaction Onde-Matiere Ionisée**

2.1 Modèle à Un ou Deux Fluides	35
2.2 Modèle Electrodynamique	36
2.3 Conductivité Usuelle du Plasma	38
2.4 Conductivité Complexe du Plasma	39
2.5 Conclusion	42

### **Chapitre 4 : Propagation de l'Energie EM**

4.1 Concept de l'énergie électromagnétique	43
--	----

4.2 Energie dans un milieu à Pertes (Lossy or Collisional Medium)	47
4.3 Energie dans un GOR rempli de Plasma	50
4.4 Effet de Peau Classique	51
4.5 Propagation en HF dans un milieu sans pertes (Lossless or Collisionless Medium)	52
4.5.1 Propagation en Hautes Fréquences pour $\omega > \omega_p$	53
4.5.2 Propagation en Hautes Fréquences pour $\omega \ll \omega_p$	54
4.6 Propagation en BF	54
4.6.1 Transmission en basses fréquences pour $v \ll \omega < \omega_p$	55
4.6.2 Transmission en Basses Fréquences pour $\sqrt{\omega_p^2 - v^2} \leq \omega < v$	55
4.6.3 Transmission en Très Basses Fréquences pour $\omega \leq \sqrt{\omega_p^2 - v^2} < v$	57
4.7 L'Effet de Peau Anormal (Anomalous Skin Effect)	58
4.8 Conclusion	60

## Chapitre 5 : Simulation et Résultats

5.1 Introduction	61
5.2 Méthodologie	64
5.3 Simulation	67
5.3.1 Simulation de la Propagation de l'Energie dans un GOR creux pour $z \leq 0$	67
5.3.2 Simulation de la Propagation de l'Energie dans un GOR rempli d'un plasma d'Argon pour $0 \leq z \leq d$	68
5.4 Conclusion	73

## Conclusion Générale

1. Problématique et solutions	75
2. Perspectives	76
Annexe 1. Caractéristiques des Guides d'Onde	77
Annexe 2. Propriétés physico-chimiques de l'Argon	78
Références Bibliographiques	79

**NOTATIONS ET SYMBOLES** (\*)

$e$	Charge d'un électron ( $1.6 \cdot 10^{-19}$ C)
$m_e$	Masse d'un électron ( $9.1 \cdot 10^{-31}$ Kg)
$m_p$	Masse d'un proton ( $1.67 \cdot 10^{-27}$ Kg)
$n_e$	Densité des charges négatives (électrons)
$n_i$	Densité des ions positifs
$n_n$	Densité des particules neutres (Atomes ou Molécules)
$n_0$	Densité commune de charges positives et négatives
$E_i$	Energie potentielle des ions
$E_e$	Energie potentielle des électrons
$E_p$	Energie d'un photon
$E_f$	Flux de puissance
$E_{cj}$	Energie cinétique des charges de l'espèce j
$E_{tej}$	Energie thermique des charges de l'espèce j
$E$	Energie électromagnétique
$dq_j$	Elément de charges de l'espèce j
$K_t$	Constante de Boltzmann ( $K_b = 1.3807 \times 10^{-23}$ J/°K)
$h$	Constante de Planck ( $h = 6.6256 \times 10^{-34}$ J.s)
$T_i$	Température des ions
$T_e$	Température des électrons
$T_n$	Température des particules neutres
$T_a$	Température absolue
$T_0$	Température ambiante
$T$	Température en un point de l'espace
$V$	Potentiel en un point de l'espace
$V_e$	Vitesse thermique des électrons
$V_i$	Vitesse thermique des ions
$R_a$	Rayon d'un atome d'Argon
$R$	Rayon d'une sphère fictive
$Z$	Nombre de charges
$W$	Travail
$P$	Puissance
$P$	Pression
$\vec{S}$	Vecteur de Poynting
$\vec{E}$	Champ électrique
$\vec{D}$	Vecteur déplacement électrique
$\vec{B}$	Champ magnétique (Vecteur induction magnétique)
$\vec{H}$	Champ auxiliaire
$\vec{A}$	Potentiel vecteur
$E_0$	Amplitude du champ électrique
$EE_0$	Amplitude du champ électrique dans le guide
$B_0$	Amplitude du champ magnétique

(\*) : D'autres notations et symboles spécifiques peuvent être définis dans les chapitres, s'il y a lieu

$H_0$	Amplitude du champ auxiliaire
$\vec{K}$	Vecteur d'onde
$K_g$	Nombre d'onde ou constante de propagation dans le guide
$K_0$	Nombre d'onde ou constante de propagation dans le vide
$K'$	Partie réelle du nombre d'onde ou constante de propagation
$K''$	Partie imaginaire du nombre d'onde ou coefficient d'atténuation
$(m, n)$	Mode de propagation dans le guide d'onde
$(a, b, l = d)$	Dimensions du guide d'onde
$\vec{J}$	Vecteur densité de courant
$\vec{J}_t$	Vecteur densité de courant total
$\vec{J}_l$	Vecteur densité de courant de charges libres
I	Courant électrique
$N_D$	Nombre d'électrons dans une sphère de Debye
g	Paramètre caractéristique du plasma
$\partial V_v$	Elément de Volume
$\partial \vec{l}$	Elément de longueur
$\partial \vec{s}$	Elément de surface
$\rho$	Densité de charges
$\rho_0$	Résistivité statique
$\rho_m$	Masse volumique
$\epsilon_0$	Permittivité du vide
$\epsilon_{rc}$	Permittivité relative complexe du plasma
$\epsilon_r'$	Partie réelle de la permittivité relative (Constante diélectrique)
$\epsilon_r''$	Partie imaginaire de la permittivité relative (coefficient de pertes)
$\epsilon$	Permittivité du milieu
$\alpha_t$	Coefficient de température
$\nu$	Fréquence (pulsation) de collisions électron particule neutre
$\nu_v$	Viscosité
$\tau$	Temps d'impact
$\tau_p$	Temps de relaxation
$\mu$	Mobilité des électrons
$\mu_0$	Perméabilité du vide
$\lambda$	Longueur d'onde
$\lambda_0$	Longueur d'onde dans le vide
$\lambda_D$	Longueur de Debye
$\lambda_l$	Libre parcours moyen
$\gamma$	Degré d'ionisation
$\sigma$	Conductivité d'un milieu
$\sigma_c$	Conductivité complexe
$\sigma'$	Partie réelle de la conductivité
$\sigma''$	Partie imaginaire de la conductivité
$\sigma_e$	Section efficace de collisions

$\sigma_{SB}$	Constante de Stefan-Boltzmann
$\delta_c$	Epaisseur de peau classique
$\delta_a$	Epaisseur de peau anormale
$\delta$	Angle de pertes
$\mathfrak{R}$	Coefficient de proportionnalité
$\vec{r}$	Vecteur position
$\omega$	Pulsation de l'onde incidente
$\omega_p$	Pulsation du plasma
$\omega_c$	Pulsation de coupure
$\omega_{10}$	Pulsation de coupure du mode dominant
$f$	Fréquence du signal
$f_{10}$	Fréquence de coupure
$c$	Vitesse de la lumière dans le vide
$eV_{io}$	Energie d'ionisation
CCP	Capacitively Coupled Plasma (plasma produit par couplage capacitif en RF : Radio Fréquence)
ICP	Inductively Coupled Plasma (plasma produit par couplage inductif en RF : Radio Fréquence)
MIP	Microwave Induced Plasma (plasma produit par Micro Ondes)
LTE	Local Thermal Equilibrium (Equilibre Thermique local)
OEM	Onde Electromagnetique
TE	Transverse Electric (Champ Electrique Transversal)
TM	Transverse Magnétique (Champ Magnétique Transversal)
GOR	Guide d'Ondes Rectangulaire
WR	Rectangular Waveguide
FEMLAB	Finite Element Laboratory
UV	Ultra Violet
HVOF	
WIP	Weakly Ionised Plasma (Plasma Faiblement Ionisé)
HIP	Highly Ionised Plasma (Plasma Fortement Ionisé)
eV	Electron Volt
PEC	Perfectly Conducting Conditions ( Conditions aux limites pour les Conducteurs Parfaits).
SAR	Specific Absorption Rate ( Taux Specificque d'Absorption)
LHI	Linear, Homogenous and Isotrope ( milieu Linéaire, Homogène et Isotrope).

# **INTRODUCTION GENERALE**

- 1. CONTEXTE ET PROBLEMATIQUE**
- 2. OBJECTIF DE LA THESE**
- 3. STRUCTURE DE LA THESE**



## INTRODUCTION GENERALE

### 1. CONTEXTE ET PROBLEMATIQUE

La grande partie de la matière dans l'univers est sous forme de plasma. Le soleil, l'espace interstellaire et interplanétaire, les étoiles, l'ionosphère, la foudre et la flamme d'un feu sont des plasmas naturels. Quand à l'industrie, les applications sont très nombreuses et variées. On citera les exemples des tubes fluorescents (les néons), les écrans TV à plasma, le traitement de surface, les décharges gazeuses, les arcs électriques, la fabrication des composants électroniques, le développement des Lasers, l'élimination des déchets, la stérilisation médicale, les torches à plasma etc.

En **1879**, Sir **William CROOKES** a identifié pour la première fois le **plasma**, c'est le gaz ionisé dans lequel se côtoient les molécules neutres, les atomes excités, les ions et les électrons. Mais il n'a été appelé ainsi qu'en **1928** par **IRVING LANGMUIR** dans son article « *Oscillations in Ionized Gases* » [1]. Pour parvenir à cet état, le gaz est chauffé à des températures de l'ordre de 10000 °K.

En fonction de la quantité d'énergie fournie au plasma, une partie de ses atomes est ionisée et perdent un ou plusieurs électrons qui sont accélérés et peuvent entrer en collision avec d'autres atomes. Le mouvement de ces électrons n'est autre qu'un courant électrique et le plasma devient ainsi hautement conducteur à l'inverse du gaz. En effet, pour un gaz d'hydrogène à une température de 10 eV, la conductivité atteint une valeur de l'ordre de  $0.14 \times 10^8 (\Omega m)^{-1}$  comparable à celle du cuivre à température ambiante [2]. Ainsi le plasma est produit suite à l'augmentation de la température d'un gaz jusqu'à l'ionisation.

La source technique nécessaire à la formation d'un plasma la plus répandue est celle d'une radiation électromagnétique incidente sur un gaz neutre. D'après la fréquence du signal utilisée, on distingue le plasma à courant alternatif (50 Hz), à audio fréquences (Khz), à radiofréquences (Mhz), à

micro-ondes (Ghz) ou optiques (Thz). Le plasma peut être également généré par une tension constante. Toutes ces techniques utilisent le principe de création des champs électriques dans un condensateur et sont appelées CCP (*Capacitively Coupled Plasma*). Lorsqu'on utilise une bobine d'induction pour la génération de courants induits dans le plasma, on fait appel à l'ICP (*Inductively Coupled Plasma*). Un autre type de générateur de plasma, généralement couplé à un guide d'onde, est le MIP (*Microwave Induced Plasma*). Le plasma est formé par une radiation électromagnétique de fréquence entre 300 MHz et 300 GHz et d'une puissance de quelques watts à des centaines de KW. Le gaz utilisé est soit noble ou moléculaire et les pressions varient entre  $10^{-2}$  à quelques atmosphères. A cause de ces larges variations dans les conditions de fonctionnement, les MIP sont souvent préférés aux autres sources de plasma [2].

En fonction des températures atteintes par le plasma, on distingue les plasmas froids et les plasmas chauds. Dans les plasmas froids ( $100^{\circ}\text{K} < T_e < 10^5^{\circ}\text{K}$ ) l'énergie fournie aux atomes n'est pas très importante et les collisions ne se réalisent qu'entre les électrons et les atomes neutres. Les électrons excités acquièrent des températures élevées de l'ordre de  $10^4$  °K alors que les atomes neutres et les ions sont pratiquement à température ambiante (tube néon) ( $300^{\circ}\text{K} < T_i = T_n < 1500^{\circ}\text{K}$ ). Pour les plasmas chauds ( $T_e > 10^5^{\circ}\text{K}$ ), la température est tellement élevée qu'elle permet une multitude de collisions entre les particules (neutres, excitées, ionisées et électrons) ce qui favorise la transmission de l'énergie et toutes les espèces sont à la même température. On les appelle plasmas thermiques (LTE : *Local Thermal Equilibrium*). Dans une réaction de fusion, cette température peut dépasser les  $10^8^{\circ}\text{K}$  et le cœur du soleil est à une température de  $10^7^{\circ}\text{K}$ . En fait, lorsque la température dépasse les  $10^4$  °K, la plupart de la matière devient complètement ionisée [3-4].

Une autre propriété des plasmas est due au déplacement collectif des électrons sous l'action d'un champ électromagnétique. Ce mouvement collectif peut être assimilé au déplacement d'un fluide ce qui rend possible

son étude basée sur le modèle de Drude- Lorentz et les équations de Navier Stokes.

La base de l'utilisation des plasmas repose sur le phénomène d'interaction ondes – matière. Cet effet a été extensivement étudié et les applications de ce principe sont d'autant nombreuses. Ci-dessous des exemples récents de recherches publiées :

- Sur le plan de l'atténuation des OEM et leur absorption afin d'éviter la réflexion et d'assurer ainsi la furtivité des avions militaires et en particulier le F117, (Coduti 2005) a axé son travail sur l'optimisation de l'épaisseur de la couche du gaz plasma (mélange d'azote et d'oxygène) entourant l'avion afin d'absorber les ondes incidentes [5]. Le but étant d'atténuer les ondes RADAR afin qu'elles soient absorbées par le plasma et éviter les réflexions rendant ainsi l'avion indétectable et furtif. Son modèle se base sur un signal incident de **fréquence fixe (20 GHz)** et permet de déterminer la densité électronique ayant l'atténuation maximale.
- [Motta 2001] a analysé la propagation de l'énergie électromagnétique dans un guide d'onde rectangulaire WR-340 rempli d'un plasma d'Argon à la **fréquence fixe du magnétron ( 2.45 GHz)** pour déterminer la permittivité relative complexe de ce plasma . Les valeurs des fréquences de collisions et de plasma utilisées sont respectivement  $10^8$  rad/s et  $15 \cdot 10^9$  rad/s [6].
- [Yang 2004] utilise un modèle de chauffage par micro ondes pour la détermination de la température d'un modèle. A cette fin, il applique la méthode des différences finies pour la simulation de la variation de la température et la détermination de la durée d'un tel procédé. Le four à micro ondes utilisé fonctionne également à **fréquence fixe de (2.45 GHz)** [7].
- [Howlader 2005] a étudié la propagation de l'énergie électromagnétique dans les lampes fluorescentes à plasma. Le gaz considéré est la vapeur de Mercure et **les fréquences varient entre 2 et 20 GHz**. Le but essentiel de son travail est la détermination de la densité de charges

libres et l'influence des variations de la fréquence de collisions sur le facteur d'atténuation et sur la constante diélectrique [8].

- [Ratanadecho 2005] utilise également un guide d'onde pour chauffer des corps diélectriques et faire fondre des paquets de nourriture congelés à **la fréquence fixe du magnétron (2.45 GHz)** afin de déterminer l'effet de la température sur la permittivité relative complexe [9].

On peut également citer d'autres applications de ce procédé telles que le chauffage par micro-ondes de la nourriture, du bois [10-11], de matériaux de construction[12-13], de métaux destinés à la métallurgie [14-15], de la détermination des propriétés diélectriques des éléments sous forme plasma, liquide ou solide dépendant de la température [16-19], de l'analyse des ondes de surface[20-21] ainsi que les applications liées au chauffage par induction : des torches à plasma [22-27], à la fusion et au confinement du plasma [17]...

L'utilisation de plus en plus fréquente des équipements fonctionnant en Hautes Fréquences et en particulier les téléphones portables est le sujet de préoccupation et de recherche dans le domaine médical [28-32].

La perspective de remplacer le carburant utilisé dans les navettes spatiales par un plasma et réduire ainsi considérablement les durées des missions est de nos jours un sujet d'exploration très attirant [33-35].

## **2. OBJECTIF DE LA THESE**

Dans ce travail, nous étudierons la propagation des OEM dans un plasma froid non magnétisé, l'Argon, dont **la permittivité diélectrique prend en compte les deux paramètres du plasma : la fréquence de collision et la fréquence du plasma, soumis à des signaux de fréquence variable.** La simulation porte sur un plasma d'Argon généré par les micro ondes (MIP) soumis à une radiation incidente de **fréquences variant entre 0.5 GHz et 4 GHz.** Cette plage de fréquences englobe toutes les fréquences autorisées par la Commission Internationale des Communications (CIC).

Le but essentiel est d'analyser les effets produits par la variation de la fréquence de collision sur l'énergie absorbée par le plasma et de déterminer

ainsi les conditions optimales du fonctionnement du MIP. Pour réaliser ce travail, un code de calcul de l'énergie EM, en méthode des éléments finis sous MATLAB, a été élaboré et une simulation d'une telle propagation dans un guide d'ondes rectangulaire en mode  $TE_{10}$ , en employant le logiciel *FEMLAB*, a été réalisée. Les résultats seront analysés et les recommandations nécessaires seront faites.

### **3. STRUCTURE DE LA THESE**

La thèse est structurée comme suit :

- Le premier chapitre est consacré à la présentation des principales caractéristiques du plasma et en particulier les principaux paramètres fréquentiels pris en compte dans la simulation de la propagation des ondes électromagnétiques dans le plasma d'Argon.
- Le deuxième chapitre porte sur l'étude des équations de Maxwell dans les milieux Linéaires Homogènes et Isotropes (LHI), la propagation des ondes électromagnétiques dans l'espace libre et dans les guides d'onde rectangulaires creux. La puissance électromagnétique transmise et absorbée par le milieu y sera déterminée.
- Le troisième chapitre traite de l'interaction Onde-Matière Ionisée, les modèles de Drude-Lorentz pour la détermination de la conductivité complexe du plasma et des équations de Navier- Stokes.
- Le chapitre quatre décrit les phénomènes énergétiques dans les milieux avec ou sans pertes ainsi que l'effet de peau qui apparaît dans un plasma aux hautes et basses fréquences. L'effet des variations de la fréquence de la radiation incidente et les simplifications possibles introduites sur la permittivité complexe du milieu sont également explicités.
- Le cinquième chapitre sera dédié à la modélisation et la simulation de la propagation de l'énergie électromagnétique au sein d'un plasma d'Argon partiellement confiné dans un guide d'onde rectangulaire. Les résultats du code de calcul et de la simulation par *FEMLAB* seront présentés et discutés. Les recommandations seront présentées en conclusion.

## CHAPITRE 1

# **CARACTERISTIQUES DU PLASMA**

- 1.1 DENSITE ELECTRIQUE DES PARTICULES CHARGEES
- 1.2 PHENOMENE D'ECRANTAGE
- 1.3 OSCILLATIONS DU PLASMA
- 1.4 PROCESSUS DE COLLISIONS
- 1.5 DEGRE D'IONISATION
- 1.6 CONCLUSION

## Chapitre 1

# CARACTERISTIQUES DU PLASMA

Dans la nature, les éléments se trouvent repartis dans trois catégories: solides, liquides et gaz et chaque élément peut changer de phase avec l'apport de l'énergie. Si une énergie suffisante est fournie à un corps solide, les molécules qui avaient des positions fixes dans la structure de ce corps, ont tendance à se déplacer et le corps entre dans la phase liquide. Si on augmente encore l'énergie, les forces de cohésion ne sont plus capables de maintenir les molécules ensemble et le corps entre dans sa phase gazeuse. Les molécules, dans le gaz, sont libres de se déplacer et cherchent à occuper le volume maximal disponible. Dans les gaz usuels, les atomes ne sont ionisés et ces corps sont considérés de très bons isolants. L'air est utilisé comme isolant pour les lignes de transport et le  $SF_6$  dans les disjoncteurs. Si l'énergie est encore augmentée, les molécules se dissocient en atomes et les atomes seront excités. Lorsque l'énergie fournie devient supérieure à l'énergie d'ionisation des électrons de ces atomes, ceux ci sont libérés et le gaz devient ionisé. Les électrons sont accélérés d'une façon aléatoire et les ions, plus lourds, sont considérés comme stationnaires. Le gaz est devenu plasma.

Le plasma est caractérisé par plusieurs paramètres le distinguant particulièrement des gaz. Le plasma est conditionné par sa quasi neutralité, par le phénomène d'écrantage de Debye, le nombre de particules dans une sphère de Debye en plus de ses caractéristiques oscillatoires telle que les fréquences du plasma et la fréquence de collision. Ces aspects seront traités dans ce premier chapitre.

### 1.1 DENSITE ELECTRIQUE DES PARTICULES CHARGEES

Le plasma est un gaz ionisé contenant des électrons, des ions positifs, des ions négatifs, des atomes et des molécules. Une des principales caractéristiques d'un plasma est sa neutralité de sorte que les densités des charges positives et négatives sont égales et on obtient :  $n_e = n_i$ .

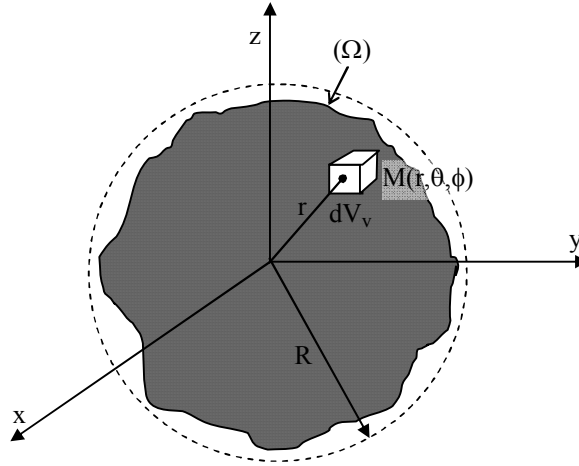


Fig.1.1 Domaine d'étude d'un plasma.

Pour un plasma occupant un volume fini (figure 1.1), les expressions de ces deux densités sont données par la distribution de Maxwell Boltzmann [36] :

$$n_i(r) = n_0 e^{-\frac{E_i}{kT_i}} \quad (1.1)$$

$$n_e(r) = n_0 e^{-\frac{E_e}{kT_e}} \quad (1.2)$$

Les énergies  $E_i$  et  $E_e$  correspondent aux énergies potentielles des deux espèces données les équations suivantes :

$$E_i = eV(r) \quad (1.3)$$

$$E_e = -eV(r) \quad (1.4)$$

$n_i(r)$  et  $n_e(r)$  sont respectivement les densités des ions et des électrons en un point distant de  $r$  dans un système de coordonnées sphériques centré en  $r=0$ .

$n_0$  : est la densité commune au point où le potentiel est nul.  $V(r)$  est le potentiel crée par toutes les charges au point  $M(r, \theta, \phi)$ ,  $K_b$  est la constante de Boltzman ( $K_b = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ J}/^\circ\text{K}$ ) et  $T_i$  et  $T_e$  sont les températures respectives des ions et des électrons ( en  $^\circ\text{K}$ ).

On remarque que les densités dépendent essentiellement de deux paramètres : la température des particules et leur potentiel. La température reflète la quantité d'énergie que possèdent ces particules dues à leurs mouvements (énergie cinétique classique) :



$$E_{c,j} = \frac{1}{2} m_j V_j^2 \quad (1.5)$$

où j représente l'une des deux espèces : ions ou électrons.

Cette énergie élèvera la température des électrons, considérés en équilibre thermodynamique, suivant la loi de distribution Maxwellienne [36] :

$$E_{t,j} = \frac{3}{2} K_b T_j \quad (1.6)$$

Si en plus les ions sont considérés stationnaires (plus lourds que les électrons :  $m_e = 9,110^{-31} \text{ Kg}$  et  $m_p = 1.6710^{-27} \text{ Kg}$  le rapport étant de 1836,2), seule la température des électrons devient importante et on caractérise ainsi un plasma par la température  $T_e$  de ses électrons ou par son énergie  $E_e$  suivant la relation :

$$T_e = \frac{2E_e}{3K_b} . \quad (1.7)$$

La valeur de la vitesse moyenne thermique est donnée par :

$$V_e = \sqrt{\frac{3K_b T_e}{m_e}} \quad (1.8)$$

Cette équation montre que cette vitesse augmente proportionnellement à la racine carrée de la température. Plus le plasma est chaud, plus la vitesse moyenne de ses électrons augmente. Dans la physique du plasma, on utilise les unités d'électrons volt (eV) comme unité de mesure de l'énergie et cette unité est également choisie pour mesurer la température d'un plasma :  $1eV \approx 11600^\circ K$ .

Les plasmas utilisés dans le secteur industriel ont des densités entre  $10^{14}$  et  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  et des températures entre 0.1 et 10 eV mais ces paramètres varient en général entre  $10^4$  et  $10^{32} \text{ m}^{-3}$  pour la densité et  $10^{-2}$  et  $10^5 \text{ eV}$  ( $10^2$  et  $10^9$  °K) pour la température (figure 1.2).

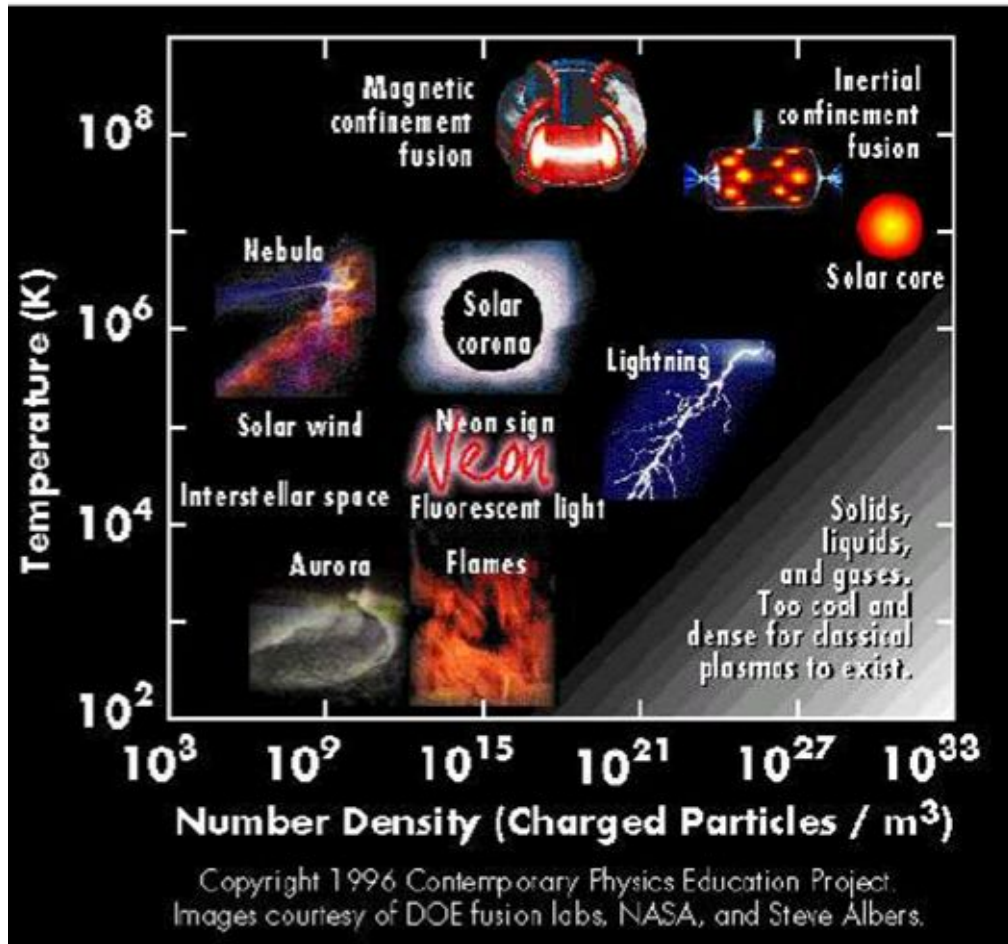


Fig.1.2 Caractéristiques des plasmas courants [3].

## 1.2 PHENOMENE D'ÉCRANTAGE

Si dans un volume de plasma (considéré sphérique de rayon  $R$ ), on choisit un volume élémentaire  $dV_v$  contenant, à un instant donné une densité de charge,  $\rho = e(n_i - n_e)$ , la relation entre le potentiel électrique et la densité de charges est définie par la loi de Poisson :

$$\Delta V(r) = -\frac{\rho(r)}{\epsilon_0} \quad (1.9)$$

avec

$$n_i = n_0 e^{-\frac{eV(r)}{K_b T_i}} \quad (1.10)$$

$$n_e = n_0 e^{+\frac{eV(r)}{K_b T_e}} \quad (1.11)$$

A haute température, le terme  $K_b T_i$  lié à l'énergie cinétique de l'électron est très grand par rapport au produit  $eV(r)$  qui n'est autre que son énergie potentielle de sorte que les exponentielles peuvent être développées en série de Taylor et l'équation ( 1.9 ) devient :

$$\Delta V = + \frac{n_0 e}{\epsilon_0} \left[ 1 + \frac{eV(r)}{K_b T_i} - 1 + \frac{eV(r)}{K_b T_e} \right] \quad (1.12)$$

En coordonnées sphériques et en considérant la symétrie de la configuration, l'équation (1.12) s'écrit :

$$\frac{d^2 V(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dV(r)}{dr} = \frac{n_0 e^2}{K_b \epsilon_0} \left[ \frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_e} \right] V(r) \quad (1.13)$$

La solution de cette équation non linéaire est de la forme:

$$V(r) = \frac{\alpha}{r} e^{-\frac{r}{\beta}} \quad (1.14)$$

La solution (1.14) se simplifie en :

$$V(r) = \frac{\alpha}{r} e^{-\left[ \frac{\epsilon_0 K_b T_e}{n_0 e^2} \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \right] r} \quad (1.15)$$

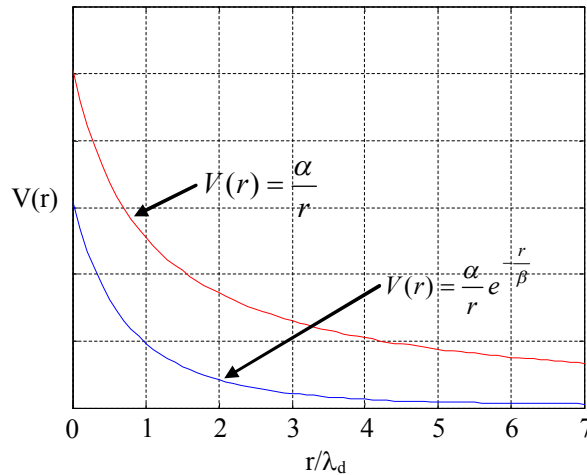


Fig.1.3 Potentiel électrique d'un plasma.

Au voisinage de  $r=0$ ,  $e^{-\frac{r}{\beta}} \rightarrow 1$  et  $V(r) = \frac{\alpha}{r}$ . Cette expression est similaire à l'expression du potentiel électrostatique d'une charge  $q$  placée à l'origine. La figure 1.3 montre que le potentiel électrique décroît plus rapidement que

pour une charge isolée et accentue l'importance de l'effet d'écran existant dans les plasmas.

Ce phénomène s'explique par le fait que si on place une charge positive en un point, les électrons qu'elle attire, l'entourent pour écranter son effet et l'ensemble redevient neutre.

La quantité  $\sqrt{\frac{\epsilon_0 K_b T_e}{n_0 e^2}}$  est la longueur de Debye  $\lambda_D$  et peut être calculée en

utilisant la formule simplifiée:

$$\lambda_D(m) = 7,434.10^3 \sqrt{\frac{T_e}{n_0}} \quad (1.16)$$

où  $T_e$  est exprimée en eV et  $n_0$  en  $m^{-3}$ . A titre d'exemple, pour un plasma froid de 2 eV et de densité  $2 \cdot 10^{16} m^{-3}$ ,  $\lambda_D$  vaut  $7,410^{-5} m$ . Cette distance est équivalente à  $7,4 \cdot 10^5 R_a$  où  $R_a$  représente le rayon moyen d'un atome d'argon.

Les plasmas sont en général considérés occupant des volumes raisonnables (ICP, CCP, MIP, Torches à Plasma, Ionosphère...).

Le nombre d'électrons contenus dans une sphère de rayon  $\lambda_D$ , appelée

sphère de Debye,  $N_D = \left(\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3\right)n_0$ , est donc suffisamment grand pour que

l'effet d'écrantage soit possible. Cette condition s'exprime par :  $N_D \gg 1$  ou par le paramètre caractéristique du plasma défini par :

$$g = \frac{1}{N_D} \ll 1 \quad (1.17)$$

Pour que l'effet d'écrantage soit possible, le plasma doit avoir un volume relativement grand pour contenir les  $N_D$  électrons. Cette condition se résume

en  $\frac{4}{3}\pi R^3 \gg \frac{4}{3}\pi \lambda_D^3$  ou bien  $R \gg \lambda_D$ .

Type de plasma	Densité (m <sup>-3</sup> )	$\lambda_D$ (m) $\approx$	$g$	Température (eV)
Ionosphère	10 <sup>10</sup> -10 <sup>12</sup>	7,434.10 <sup>-4</sup>	5,8.10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-2</sup> -1
Décharge gazeuse	10 <sup>12</sup> -10 <sup>19</sup>	7,434.10 <sup>-5</sup>	5,8.10 <sup>-7</sup>	1-10
Plasmas industriels	10 <sup>16</sup> -10 <sup>19</sup>	2,35.10 <sup>-6</sup>	1,84.10 <sup>-6</sup>	1-100
Plasmas de laboratoire	10 <sup>14</sup> -10 <sup>17</sup>	2,35.10 <sup>-5</sup>	5,8.10 <sup>-7</sup>	0.1-10
Plasmas de fusion	10 <sup>19</sup> -10 <sup>21</sup>	2,35.10 <sup>-6</sup>	1,84.10 <sup>-8</sup>	10 <sup>3</sup> -10 <sup>4</sup>
Semi-conducteur	10 <sup>23</sup>	3,79.10 <sup>-9</sup>	43.87	Temp. ambiante=0.026
Métaux	10 <sup>28</sup> -10 <sup>29</sup>	1,2.10 <sup>-11</sup> ÷ 3,79.10 <sup>-11</sup>	1.38.10 <sup>4</sup> -43.87	Temp. ambiante=0.026

Tableau 1.1 Caractéristiques de quelques plasmas, semi-conducteurs et métaux.

D'après les valeurs calculées pour  $g$ , il s'avère que la condition (1.17) ne peut s'appliquer aux métaux et aux semi-conducteurs à la température ambiante. Pour obtenir un plasma en utilisant les conducteurs usuels, on doit les vaporiser puis à les ioniser à des températures élevées Les températures de fusion et de vaporisation des conducteurs usuels et de certains gaz rares sont données dans le tableau 1.2 [37-38].

Élément	Température de fusion (°C)	Température de vaporisation (°C)
W (Tungstène)	3410	5660
Mo (Molybdène)	2617	4612
Au (Or)	1064.43	2807
Ni (Nickel)	1453	2732
Fe (Fer)	1535	2750
Cu (Cuivre)	1083.4	2567
Al (Aluminium)	660.37	2467
Si (Silicium)	1410	2355

Sn (Etain)	231.96	2270
Ag (Argent)	961.93	2212
Ar (Argon)	-189.2	-185.7
Ne (Néon)	-248.67	-245.9

Tableau 1.2 Température de fusion et de vaporisation de certains éléments.

### 1.3 OSCILLATIONS DU PLASMA

Dans les conditions normales, un plasma est neutre et chaque élément de volume contient une charge :

$$\partial|q_e| = |n_e e| = \partial q_i = n_i e. \quad (1.18)$$

Si à un instant donné cet équilibre est rompu par l'apparition d'un excès de charge positive, les électrons se déplacent vers cet élément de volume pour écranter son effet.

L'impulsion de ces électrons est tellement grande qu'ils dépassent l'élément de volume mais la force électrostatique due à cet excès de charge positive tend à les ramener de nouveau vers leur position initiale. Ainsi les électrons vont osciller avec une fréquence caractéristique du plasma appelée fréquence du plasma sur une distance égale à la longueur de Debye. La période de ces oscillations est donnée par:

$$\tau_p = \frac{\lambda_D}{V_e} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_0 n}{n_0 e^2}}}{\sqrt{\frac{K_b T_e}{m_e}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_e}{n_0 e^2}} \quad (1.19)$$

et la pulsation du plasma :

$$\omega_p = \frac{1}{\tau_p} = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (1.20)$$

peut être évaluée en utilisant la formule empirique

$$\omega_p = 56,54867 \sqrt{n_0} (rd / S) \quad (1.21)$$

La fréquence du plasma en est déduite en utilisant la relation  $f_p = 9\sqrt{n_e} \text{ Hz}$

où  $n_e = n_0$  est la densité des électrons.

Eventuellement l'énergie de ces électrons va diminuer à cause des collisions probables entre ces électrons et les particules se trouvant dans l'élément de volume  $dV_v$  et la condition de neutralité se réalise de nouveau.

### 1.4 PROCESSUS DE COLLISIONS

Pour obtenir un plasma, on doit élever sa température afin de produire l'ionisation de ses particules. L'ionisation est définie comme étant : " la capacité d'un atome ou molécule de capter ou de libérer des électrons " [39]. Ce procédé peut être réalisé par un apport d'énergie (l'Effet Photoélectrique) ou par l'impact d'un électron de haute énergie sur un atome neutre. Pour pouvoir ioniser un atome, l'énergie de l'impact doit être supérieure à l'énergie d'ionisation des électrons cibles. Les valeurs de ces énergies sont données dans le tableau 1.3.

Ion	Energie d'ionisation (eV)
He	24,587
Ne	21,560
Ar	15,570
Kr	14,000
Xe	12,130

Tab.1.3 Energies d'ionisation de quelques gaz.

Les atomes ionisés peuvent capter un ou plusieurs électrons. Les électrons se recombinent en tombant dans leur état initial et émettent un rayonnement. La longueur d'onde de ces photons donne la leur caractéristique de chaque plasma.

D'après le tableau 1.2, on remarque que l'énergie d'ionisation est supérieure à quelques électrons-volts et du moment qu'un eV correspond à une température de 11600 °K, il n'est pas pratique de réaliser une ionisation par

des procédés thermiques. En technologie, on utilise des photons de haute énergie ou on provoque des collisions entre électrons et particules neutres. Pour un gaz d'argon, des photons de fréquence  $2,366.10^{16}$  Hz (UV) doivent être émis pour pouvoir ioniser ses atomes. En l'absence de ce type de radiation, l'ionisation par chocs est le mécanisme dominant. Ce processus est initié par l'application d'un champ électromagnétique à un gaz neutre dans le but d'accélérer ses électrons et produire les collisions qui, par effet d'avalanche, entretiennent le plasma.

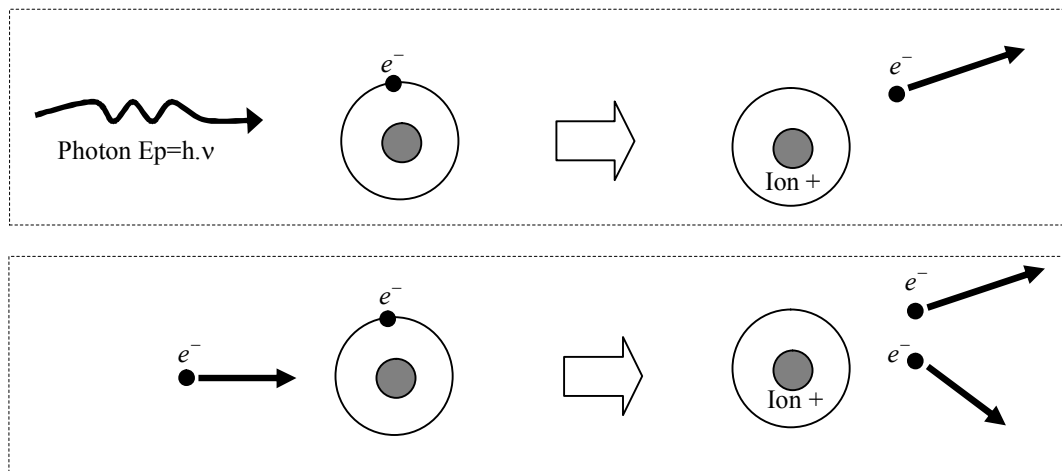


Fig.1.4 Processus de collision.

Pour les plasmas faiblement ionisés, le processus du maintien du plasma est dû aux chocs entre les électrons en mouvement et les particules neutres stationnaires. Pour les plasmas fortement ionisés, le processus de collisions le plus dominant est celui qui a lieu entre les particules chargées (électron-électron, électron ion, ion-ion). Les températures sont tellement élevées que toutes les espèces entrent en mouvement.

Dans un plasma froid où on considère les ions et les particules neutres (atomes ou molécules) stationnaires, le processus d'ionisation est dû à la collision des électrons avec ces particules neutres de densité  $n_n$ . L'impact aura lieu lorsque la distance entre l'électron et la particule devient minimale et égale au rayon de la particule (le rayon de l'électron étant négligé). La surface d'impact est définie par la section efficace de collision  $\sigma_e = \pi a^2$ .



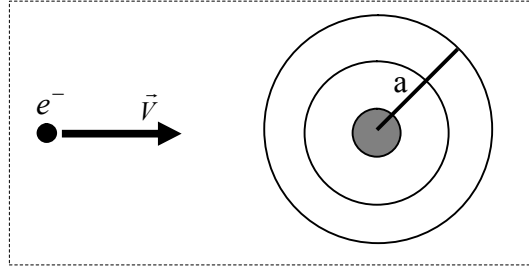


Fig. 1.5 Collision électron atome neutre (section efficace).

La distance parcourue par l'électron entre deux chocs successifs est définie par le libre parcours moyen  $\lambda$  donné par:

$$\lambda = \frac{1}{n_n \sigma_e} \quad (1.22)$$

Si la vitesse thermique de l'électron est  $V_e$ , on définit le temps d'impact par:

$$\tau = \frac{\lambda}{V_e} = \frac{1}{n_n \sigma_e V_e} \quad (1.23)$$

et la fréquence de collision par:

$$\nu = \frac{1}{\tau} = n_n \sigma_e V_e = n_n \sigma_e \sqrt{\frac{K_b T_e}{m_e}} \quad (1.24)$$

La fréquence de collision est ainsi proportionnelle à la densité des particules neutres et à la température de ses électrons. Ce paramètre indique le nombre de collisions provoquées par un électron par unité de temps. Il est généralement élevé et indique les pertes d'énergie dues aux collisions des électrons avec les particules neutres. Pour un plasma d'argon à une température de 10000 °K, la fréquence de collision est de l'ordre de 12 GHz. La fréquence de collisions et la section efficace sont également dépendants de la température suivant les relations [3, 40-42] :

$$\sigma_e = \frac{e^4 \ln \Lambda}{2\pi \varepsilon_0^2 m_e V_e^3} \quad (1.25)$$

Le logarithme coulombien  $\ln \Lambda$  étant un paramètre dépendant de la densité des électrons et de leur température. Pour un plasma usuel, il est compris entre 10 et 20 [3, 40].

La fréquence de collisions est déduite en utilisant la relation (1.24) :

$$v = \frac{ne^4 \ln \Lambda}{2\pi\epsilon_0^2 m_e V_e^4} \quad (1.26)$$

Ces deux paramètres sont très sensibles à la vitesse des électrons et à la température du plasma. Les électrons de très grandes vitesses ou possédant de très grandes températures ne ressentent plus les collisions.

En termes de température, l'équation (1.26) devient :

$$v = \frac{\sqrt{2}nZ^2 e^4 \ln \Lambda}{12\pi^{3/2} \epsilon_0^2 m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \quad (1.27)$$

Z est le nombre de charges de l'atome du plasma et  $T_e$  sa température en eV. Ces équations sont évaluées pour des plasmas typiques et résumées dans le tableau ci-dessous.

Plasmas Typiques	n (m <sup>-3</sup> )	$\omega_p$ (rd / s)	$\nu$ (rd / s) pour T=2 eV
Métal (cuivre ionisé)	$80 \times 10^{27}$	$16 \times 10^{15}$	$39 \times 10^{12}$ [37]
Semi-conducteur ionisé	$10^{23}$	$18 \times 10^{12}$	$12.77 \times 10^{16}$ [8]
Décharge gazeuse	$10^{18}$	$5 \times 10^{10}$	$\approx 10^8$ [6]
Ionosphère	$10^{11}$	$18 \times 10^6$	$\approx 10^6$ [39]

Tableau 1.4 Paramètres fréquentiels des plasmas usuels.

### 1.5 DEGRE D'IONISATION

Sous l'impact des électrons, un certain nombre de particules neutres vont être ionisés. Le taux d'ionisation est la proportion des atomes ayant perdu ou gagné des électrons et ce paramètre est appelé degré d'ionisation.

$$\gamma = \frac{n_e}{n_n} = \frac{n_i}{n_n} \quad (1.28)$$

Le degré d'ionisation est déterminé par une loi d'action de Saha [43] :

$$\frac{\gamma^2}{1-\gamma^2} P = 2,410^{-4} T_e^{3/2} e^{-\frac{eV_i}{K_b T_e}} \quad (1.29)$$

où P et  $V_i$  sont respectivement la pression et l'énergie d'ionisation du gaz.

Les degrés d'ionisation des plasmas froids, considérés dans ce travail, ayant une température comprise entre 1 et 10 eV et une densité  $n_e$  comprise entre  $10^{15}$  et  $10^{18} m^{-3}$  varient entre  $10^{-6}$  et 0,3 [44].

En fonction de ce paramètre, les plasmas peuvent être classés comme étant des plasmas à faible densité (WIP : Weakly Ionised Plasmas) et à haute densité (HIP : Highly Ionised Plasmas). Ce paramètre dépend presque entièrement de la température du plasma.

## **1.6 CONCLUSION**

L'objectif de ce chapitre est la présentation des différentes caractéristiques du plasma ainsi que les valeurs courantes de ses paramètres. Soumis à un champ électromagnétique, les particules chargées de ce plasma subissent des forces et entrent en mouvement. Cet aspect de l'interaction onde-matière ionisée sera traité dans les chapitres suivants.

## CHAPITRE 2

# **EQUATIONS DE MAXWELL ET PROPAGATION**

2.1 HISTORIQUE DES EQUATIONS DE MAXWELL

2.2 PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS LE VIDE

2.3 LES GUIDES D'ONDES

2.4 GUIDE D'ONDE RECTANGULAIRE CREUX

2.5 PUISSANCE ELECTROMAGNETIQUE

2.6 CONCLUSION

## CHAPITRE 2

# EQUATIONS DE MAXWELL ET PROPAGATION

Le 19<sup>ème</sup> siècle a vu un apport considérable concernant le développement des différentes lois d'électromagnétisme et la prédiction de la propagation des ondes électromagnétiques. Des savants comme Coulomb, Laplace, Poisson, Gauss, Ampère, Ohm, Faraday, Lenz, Maxwell, Hertz, Lorentz...ont marqué par leurs travaux cette ère nouvelle de l'électricité. Les travaux de J. C. Maxwell sont particulièrement mis en relief à cause de son introduction de l'aspect purement mathématique dans l'interprétation des phénomènes électromagnétiques découverts à cette époque.

### 2.1 HISTORIQUE DES EQUATIONS DE MAXWELL

La contribution de Maxwell a débuté en 1861 par sa publication intitulée « On Physical Lines of Forces » [45] où il a introduit le concept de lignes de force, de flux, de champ...En 1864, dans son article « A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field » [46], Maxwell a introduit un groupe de huit équations (de A à H) dont quatre furent résumées par Heaviside en 1884 et éditées sous forme vectorielle connue de nos jours.



Fig.2.1 Portraits des Physiciens Ecossais J. C. Maxwell et Allemand H. R. Hertz.

La première équation de Maxwell est basée sur la Loi de Gauss et montre l'effet des charges électriques. Le champ électrique résultant en est déduit dans les configurations simples à symétrie (équation G) :

$$\oiint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \iiint_V \rho \, dv \quad (2.1)$$

En utilisant le Théorème de la divergence, on obtient en notation différentielle :

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

La deuxième équation de Maxwell exprime la notion d'absence de monopoles magnétiques et reflète la loi de Gauss en magnétisme. En terme de conservation de flux magnétique, elle montre que pour une surface fermée, le flux entrant dans le volume délimité par cette surface est égal au flux sortant :

$$\oiint \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

D'où on déduit :  $\vec{B} = \text{Rot } \vec{A}$  où  $\vec{A}$  est le potentiel vecteur cité pour la première fois par Maxwell dans son équation (B).

La relation entre le champ magnétique et le champ magnétique auxiliaire est donnée par :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.5)$$

La troisième équation se base sur la Loi de Lenz-Faraday et exprime l'unification des lois électriques et magnétiques. A travers cette équation, Maxwell montre qu'un champ électrique variable dans l'espace induit un champ magnétique et une fem induite (équation D) :

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (2.6)$$

Ou en notation différentielle :

$$\text{Rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.7)$$

Cette équation est la base de l'étude du phénomène d'induction et du fonctionnement des moteurs électriques et des générateurs.

La quatrième équation de Maxwell est une généralisation du Théorème d'Ampère où Maxwell a introduit un courant fictif qu'il appela « le vecteur déplacement électrique » [46].

L'idée du vecteur déplacement électrique est née chez Maxwell en examinant le théorème d'Ampère :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{s} \quad (2.8)$$

En notation différentielle, on obtient :

$$\text{Rot} \vec{H} = \vec{J}_t \quad (2.9)$$

Dans cette relation,  $\vec{J}_t$  représente les différents courants traversant la courbe d'intégration : courant de conduction, d'aimantation et de polarisation qui sont tous liés aux déplacements de charges électriques réelles (électrons libres dans les conducteurs, charges liées dans les diélectriques et circuits microscopiques dans la matière aimantée). Mais qu'advient-il lorsque la courbe n'est traversée par aucun courant réel et pourtant le champ magnétique auxiliaire  $\vec{H}$  et le champ magnétique  $\vec{B}$  existent réellement ?

Maxwell a conclu que lorsqu'en un point, le champ électrique est variable dans le temps, une forme de courant (invisible, non lié à un déplacement réel de charges) doit exister pour pouvoir produire le champ magnétique. Ce courant fictif est lié aux variations du champ électrique et porte le nom de « courant de déplacement de Maxwell ».

En notation différentielle, cette équation se simplifie en :

$$\text{Rot} \vec{H} = \vec{J}_t = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.10)$$

Où  $\vec{J}$  représente les densités de courant réelles. Cette relation exprime la notion de courant total (équation A) et la loi d'Ampère (équation C).

Les quatre autres équations sont en fait des expressions qui lient ces différentes grandeurs et qui portent le nom de relations constitutives :

- équation E qui montre la relation entre le vecteur déplacement électrique et le champ électrique à travers la permittivité du milieu :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.11)$$

- Equation F exprime la loi d'Ohm locale :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.12)$$

- Equation H définit la loi de conservation de la charge électrique :

$$\operatorname{div} \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.13)$$

A travers ces équations, Maxwell a prédit l'existence des ondes électromagnétiques se propageant dans le vide à la vitesse de la lumière. En 1888, Hertz a pu vérifié expérimentalement ce fait en utilisant un circuit oscillant [47].

## 2.2 PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS LE VIDE

En l'absence de charges et de courants dans le vide, caractérisé par sa permittivité  $\epsilon_0$  et par sa perméabilité  $\mu_0$ , les équations de Maxwell se simplifient en :

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.14)$$

L'équation d'onde ou de Helmholtz est obtenue en manipulant ces équations :

$$\Delta(\vec{E}, \vec{B}) - \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \frac{\partial^2 (\vec{E}, \vec{B})}{\partial t^2} = 0 \quad (2.15)$$

La solution, par séparation de variables, de ces équations d'ondes montre que les champs électrique et magnétique ont la forme d'une onde plane se propageant à la vitesse de la lumière  $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$  dans une direction donnée

par le vecteur d'onde :

$$\vec{k} = K_x \vec{i} + K_y \vec{j} + K_z \vec{k} \quad (2.16)$$

En notation complexe, la solution est de la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.17)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 e^{i(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.18)$$



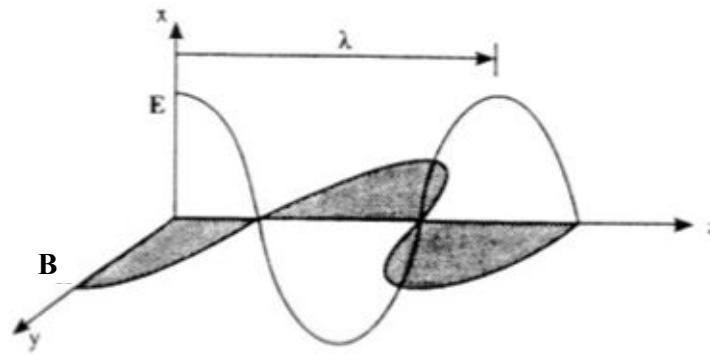


Fig.2.2 Propagation d'une OEM dans le vide.

L'onde émise par une source est ainsi transmise dans tout l'espace et dans toutes les directions sous la forme d'une onde plane. Afin de réaliser un transfert d'énergie efficace d'un point à un autre, on utilise les guides d'ondes.

### 2.3 LES GUIDES D'ONDES

Les guides d'ondes sont, initialement, des structures métalliques sous forme de tubes creux rectangulaires ou cylindriques utilisés dans le domaine militaire aux USA et en ex URSS pour véhiculer les informations d'une manière sécurisée. Les ondes électromagnétiques se propagent en se réfléchissant sur les parois internes.

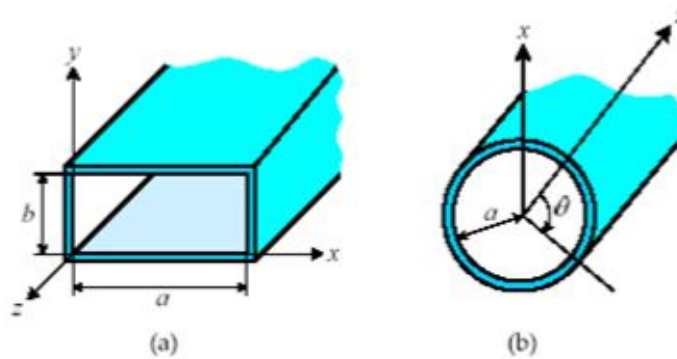


Fig.2.3 Schémas d'un guide d'onde rectangulaire et cylindrique.

Les recherches se sont penchées, ensuite, sur l'utilisation des guides d'ondes diélectriques qui ont donné naissance aux fibres optiques dans les années 60.

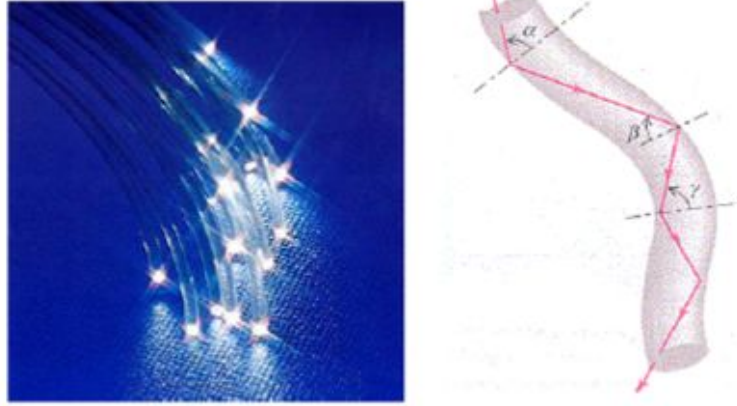


Fig.2.4 Illustration d'une fibre optique.

Outre leur application dans le guidage des ondes électromagnétiques, les guides d'ondes sont utilisés dans maintes applications industrielles et font partie intégrante des fours à micro-ondes [48]. En les remplissant d'un gaz ionisé, ils peuvent être utilisés pour la caractérisation des gaz nobles en déterminant leur permittivité complexe. Ils sont également utilisés dans le traitement de surface, dans le nettoyage, les torches à plasma, le séchage de tissus, du bois, de la nourriture...

Puisque toute l'énergie transmise par une source est guidée à l'intérieur du guide d'onde, les pertes sont minimisées.

## 2.4 GUIDE D'ONDE RECTANGULAIRE CREUX

Dans le guide d'onde creux, les expressions des équations de Maxwell deviennent :

$$\begin{aligned}
 \text{div } \vec{E} &= 0 \\
 \text{div } \vec{B} &= 0 \\
 \overrightarrow{\text{Rot}} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
 \overrightarrow{\text{Rot}} \vec{B} &= \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

En calculant le rotationnel des dernières équations, on obtient :

$$\overrightarrow{\text{Rot}} \overrightarrow{\text{Rot}} \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \overrightarrow{\text{Rot}} \vec{B} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \tag{2.20}$$

Sachant que le Laplacien vectoriel s'écrit :

$$\vec{\Delta}\vec{E} = \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}\vec{E}) - \overrightarrow{\text{Rot}}\overrightarrow{\text{Rot}}\vec{E} \quad (2.21)$$

On aboutit, comme pour la propagation libre, à l'équation d'onde :

$$\vec{\Delta}\vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.22)$$

La solution d'une telle équation dépend des conditions aux limites et du mode de propagation TE (Transverse Electric) ou TM (Transverse Magnetic) qui peuvent exister à l'intérieur du guide rectangulaire creux. Ces conditions d'exploitation du guide dépendent des dimensions du guide d'onde et de la fréquence du signal émis. Dans ce travail on se limitera au mode TE auquel appartient le mode fondamental.

Pour le mode TE, la composante du champ électrique suivant le sens de propagation Oz est nulle et l'équation d'onde se simplifie en :

$$\begin{cases} \Delta E_x - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = 0 \\ \Delta E_y - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0 \end{cases} \quad (2.23)$$

La résolution de l'équation (2.23) en régime harmonique et en notation complexe :  $e^{-i\omega t}$

donne :

$$E_x = E_0(x, y)e^{i(Kz - \omega t)} \quad (2.24)$$

où  $k$  est le nombre d'onde ou constante de propagation dans le guide. Pour déterminer l'amplitude de cette onde, on simplifie l'équation (2.23) et on obtient :

$$\frac{\partial^2 E_0(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_0(x, y)}{\partial y^2} - (K^2 - K_0^2)E_{0x} = 0 \quad (2.25)$$

Avec :  $K_0 = \frac{\omega}{c}$  la constante de propagation dans le vide.

$$\frac{\partial^2 E_0(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_0(x, y)}{\partial y^2} = \alpha^2 E_{0x} \quad (2.26)$$

en posant :

$$\alpha^2 = K^2 - K_0^2 \quad (2.27)$$

Par séparation de variables et en posant:

$$E_0(x, y) = X(x)Y(y) \quad (2.28)$$

L'équation (2.23) devient :

$$\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} = -K_x^2 X \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} = -K_y^2 Y \quad (2.30)$$

L'application des conditions aux limites aux parois du guide, considérées parfaitement conducteurs (PEC : Perfectly Conducting Boundary Conditions), on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = E_{0x} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \\ E_y = E_{0y} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \\ H_x = H_{0x} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \\ H_y = H_{0y} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \\ H_z = H_{0z} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \end{array} \right. \quad (2.31)$$

Les valeurs des entiers  $m$  et  $n$  déterminent les types d'onde (les différents modes) qui peuvent se propager dans le guide d'onde en fonction de ses dimensions et de la fréquence du signal émis [49, 50]. La figure ci-dessous montre l'allure des champs électrique et magnétique pour les modes les plus fréquents.

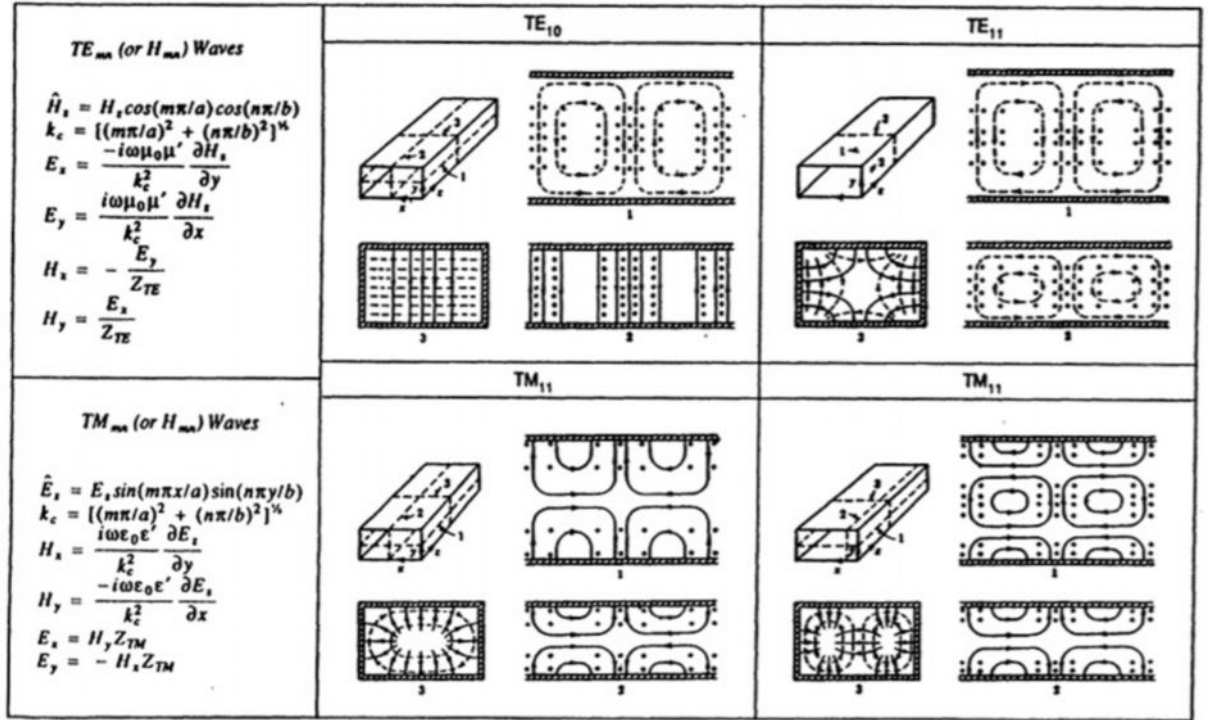


Fig. 2.5 Modes courants dans un GOR [49].

L'équation de dispersion devient:

$$K^2 = K_0^2 - (K_x^2 + K_y^2) = \frac{\omega^2}{c^2} - \left[ \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] \quad (2.32)$$

Dans cette relation, on remarque que la propagation n'est possible que si l'onde électromagnétique possède une pulsation supérieure à la pulsation de coupure du guide telle que:

$$\frac{\omega^2}{c^2} > \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2 \quad (2.33)$$

ou bien:

$$\omega > c \sqrt{\left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2} \quad (2.34)$$

Le mode dominant est celui dont la pulsation de coupure est la plus petite :

$$\omega_{c10} = \frac{c\pi}{b} \quad (2.35)$$

La fréquence de coupure devient donc :

$$f_{c10} = \frac{c}{2b} \quad (2.36)$$

En pratique, les limites en fréquence sont de 125 à 189 % de la fréquence de coupure théorique [49]. Ainsi, le guide d'onde WR-90, dont la fréquence de coupure est 6,557 GHz peut fonctionner en mode fondamental pour une plage de fréquences allant de 8,2 GHz à 12,4 GHz. Les caractéristiques des différents guides d'onde sont données en annexe.

Pour le mode dominant  $TE_{10}$ , ces expressions sont simplifiées:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = E_{0x} \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \\ E_y = 0 \\ E_z = 0 \\ H_x = 0 \\ H_y = H_{0y} \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \\ H_z = H_{0z} \cos\left(\frac{\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \end{array} \right. \quad (2.37)$$

Les expressions des champs électrique et magnétique dans un milieu donné déterminent la puissance absorbée par ce milieu.

## 2.5 PUISSANCE ELECTROMAGNETIQUE

Les électrons d'un milieu, soumis à un champ électromagnétique, sont forcés dans des mouvements dont les trajectoires sont définies par les équations de Newton et acquièrent une énergie cinétique, potentielle et thermique dont la somme reflète l'énergie totale absorbée par ces charges due à la propagation de l'énergie électromagnétique dans ce milieu.

La force électromagnétique qui s'exerce sur l'électron du milieu est la force de Lorentz :

$$\vec{F} = e(\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B}) \quad (2.38)$$

Lorsque l'électron se déplace sur une distance  $d\vec{l}$ , le travail accompli par cette force est donc :

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{l} \quad (2.39)$$

La puissance à laquelle l'énergie électromagnétique fournie à l'électron est transformée en travail (mouvement) et en énergie thermique (augmentation de la température) de la particule est donc :

$$P = \frac{dW}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{V} = e(\vec{E} \cdot \vec{V}) \quad (2.40)$$

Pour un élément de volume  $dV_v$  contenant une densité de charges  $n_e = n$  électrons/m<sup>3</sup>, la puissance par unité de volume est ainsi :

$$dP = (ne\vec{V} \cdot \vec{E})dV_v = (\vec{J}_l \cdot \vec{E})dV_v \quad (2.41)$$

La puissance totale dissipée dans le volume  $V_v$  par effet Joule devient :

$$P = \iiint_{V_v} (\vec{J}_l \cdot \vec{E})dV_v \quad (2.42)$$

Pour un milieu linéaire, homogène et isotrope, on définit le vecteur de Poynting associé à une onde électromagnétique par [51] :

$$\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H} \quad (2.43)$$

En calculant sa divergence et en appliquant les propriétés vectorielles appropriées, on obtient :

$$\text{div} \vec{S} = \vec{H} \cdot \text{Rot} \vec{E} - \vec{E} \cdot \text{Rot} \vec{H} \quad (2.44)$$

En remplaçant les  $\text{Rot} \vec{E}$  et  $\text{Rot} \vec{H}$  par leurs expressions respectives données par les équations de Maxwell, on aura :

$$\text{div} \vec{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \mu H^2 + \frac{1}{2} \varepsilon E^2 \right) - \vec{J}_l \cdot \vec{E} \quad (2.45)$$

En intégrant sur le volume  $V_v$ , on obtient :

$$\iiint_{V_v} \text{div} \vec{S} \cdot dV_v = -\frac{\partial}{\partial t} \left[ \iiint_{V_v} \left( \frac{1}{2} \mu H^2 + \frac{1}{2} \varepsilon E^2 \right) dV_v \right] - \iiint_{V_v} (\vec{J}_l \cdot \vec{E}) dV_v \quad (2.46)$$

Par l'application du Théorème de la divergence au terme de gauche et remarquant que la quantité :  $U_{em} = \frac{1}{2} \mu H^2 + \frac{1}{2} \varepsilon E^2$  est la densité d'énergie électromagnétique, on a :

$$-\oint \vec{S} \cdot d\vec{s} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_v} U_{em} dV_v + \iiint_{V_v} \vec{J}_l \cdot \vec{E} dV_v \quad (2.47)$$

Dans cette équation, le premier terme à droite est la puissance électromagnétique fournie par la source au volume  $V_v$ , le deuxième terme indique la puissance dissipée par effet Joule et le membre à gauche est donc le flux de l'énergie rayonnée à travers la surface délimitant le volume  $V_v$  par unité de temps.

La puissance transmise à un milieu soumis à une onde électromagnétique est alors :

$$P = \oiint \langle \vec{S} \rangle d\vec{s} \quad (2.48)$$

Dans le calcul de puissances, le vecteur de Poynting est exprimé en notation réelle comme :

$$\vec{S} = \text{Re}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \quad (2.49)$$

Où  $\vec{H}^*$  est l'expression conjuguée du champ auxiliaire et Re signifie « partie réelle ».

Pour une onde électromagnétique en régime harmonique, on utilise souvent les valeurs moyennes de sorte que les valeurs moyennes du vecteur de Poynting et de la puissance transmise à un milieu sont :

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \quad (2.50)$$

$$\langle P \rangle = \oiint \langle \vec{S} \rangle d\vec{s} \quad (2.51)$$

Ces expressions permettent de calculer la puissance absorbée par un milieu. Pour les tissus humains, la protection contre ce genre de radiation a été imposée par la Communauté Internationale et des normes en matière de taux d'absorption (SAR : Specific Absorption Rate) en W/Kg ont été spécifiées [28]. Le tableau ci-dessous donne les recommandations de l'IEEE [52] :

Exposition	Fréquences	Corps entier (W/Kg)	Corps partiel (W/Kg)	Mains, poignets, pieds et talons (W/Kg)
Exposition Fréquente	100KHz-6 GHz	0.4	8	20
Exposition Habituelle	100KHz-6 GHz	0.08	1.6	4

Tableau 2.1 Taux Spécifique d'Absorption (SAR).

## 2.6 CONCLUSION

L'onde électromagnétique qui se propage dans le vide ou dans les guides d'onde creux ne subit aucune atténuation et le milieu est dit sans pertes (Lossless or Collisionless Medium). Cette situation ne se rencontre pas dans les guides remplis ou partiellement remplis de plasma. Une partie de



l'énergie transmise est absorbée sous forme de chaleur par le milieu et une autre y est emmagasinée. Le plasma joue le rôle d'un condensateur à pertes. Cet aspect sera détaillé au chapitre suivant et les paramètres qui influent sur cette énergie seront explicités.

## CHAPITRE 3

# **INTERACTION ONDE–MATIERE IONISEE**

3.1 LE MODELE A UN OU DEUX FLUIDES

3.2 LE MODELE ELECTRODYNAMIQUE

3.3 CONDUCTIVITE USUELLE DU PLASMA

3.4 CONDUCTIVITE COMPLEXE DU PLASMA

3.5 CONCLUSION

## CHAPITRE 3 : **INTERACTION ONDE-MATIÈRE IONISÉE**

L'interaction Onde-Matière Ionisée est l'aspect le plus important des applications industrielles de la propagation des ondes électromagnétiques. En fonction de la nature du milieu, la radiation électromagnétique peut être transmise, réfléchi ou absorbée. Le champ électromagnétique qui est créé par une source au sein du corps, interagit avec les charges de ce milieu et produit de la chaleur. De ce fait, la connaissance des caractéristiques électriques du milieu devient primordiale dans toute évaluation de l'énergie transmise ou absorbée par ce milieu.

Pour décrire l'état d'un plasma, les physiciens utilisent deux modèles : le modèle à un ou de deux fluides basé sur les équations de Navier Stokes couplés aux équations de Maxwell et le modèle électrodynamique de Drude-Lorentz basé sur l'application des lois du mouvement de Newton en prenant en compte le facteur de Langevin.

### **3.1 LE MODELE A UN OU DEUX FLUIDES**

Dans cette perspective, les particules chargées du plasma, soumises à un champ électromagnétique, se déplacent dans un mouvement collectif et permettent de déterminer des valeurs moyennes de la vitesse du fluide, sa densité massique, sa température... Ce modèle est particulièrement utilisé lorsque le phénomène de collisions est suffisamment important (Basses Fréquences). Pour un plasma froid, les ions plus lourds que les électrons, étant supposés stationnaires, seul le mouvement des électrons est considéré. Ce modèle se réduit donc en un modèle à un seul fluide. Les équations qui gouvernent ce type de modèle se déduisent des lois de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de conservation de la masse ou équation de continuité, appelés communément « équations de Navier Stokes » [53-55]. Les équations de Navier-Stokes expriment la relation de la vitesse d'un fluide en termes de sa pression (ou température) en prenant en compte ses caractéristiques. Une fois la vitesse trouvée, les autres grandeurs

telles que la force, le couple, l'énergie...en sont déduites. Pour un plasma froid où le model à un seul fluide composé de  $n_e$  électrons est appliqué, l'équation hydrodynamique du mouvement s'exprime par :

$$\frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} + (\vec{V}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_e = -\frac{1}{\rho_e} \vec{\nabla} \cdot P + \nu_v \Delta \vec{V}_e + \vec{F} \quad (3.1)$$

et l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div}(\rho_e \vec{V}_e) = 0 \quad (3.2)$$

Dans ces équations  $\rho_e$  représente la masse volumique du fluide d'électrons telle que :

$\rho_e = n_e m_e$  et  $\nu_v$  sa viscosité. P est la pression exercée sur les électrons et  $\vec{F}$  est la somme des forces de gravité et les forces de Lorentz prépondérantes en MHD [53] :

$$\vec{F} = \frac{\rho_e}{m_e} e(\vec{E} + \vec{V}_e \wedge \vec{B}) \quad (3.3)$$

Ces équations montrent que la variation de la quantité de mouvement dans un élément de volume du fluide est simplement le résultat des changements ayant lieu dans la pression (ou la température) et des effets des frottements dus aux forces de viscosité des particules dans le plasma.

Dans ces équations, on remarque également l'introduction du terme source qui dépend de l'aspect électromagnétisme et qui est déduit en utilisant les équations de Maxwell. Ce terme dépend des caractéristiques électriques du plasma et du module du champ électrique au point considéré. La détermination de la puissance transmise à un plasma sera traitée en détails dans le prochain chapitre.

### 3.2 LE MODELE ELECTRODYNAMIQUE

Quand la température du plasma est suffisante pour ioniser les particules neutres, les électrons légers entrent en mouvement et se déplacent d'une manière arbitraire. Soumis à un champ électromagnétique, ces électrons poursuivent des trajectoires définies par les lois de mouvement. La 2eme loi de Newton prend en compte les forces agissant sur les électrons comme suit :

$$m_e \frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} = e(\vec{E} + \vec{V}_e \wedge \vec{B}) - m_e \nu \vec{V}_e \quad (3.4)$$

Le premier terme à droite représente la force de Lorentz et le 2eme terme, la force de friction de Langevin. Le coefficient de proportionnalité est la fréquence de collision de l'électron avec les particules neutres.

La résolution de cette équation permet de déterminer les trajectoires des électrons ainsi que leur vitesse. De ces deux grandeurs, on peut déduire la densité de courant, le champ électrique, le champ magnétique et la puissance transmise dans ce milieu.

Lorsque les électrons du plasma sont soumis à une onde électromagnétique de champ électrique :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (3.5)$$

où  $E_0$  est l'amplitude du champ,  $\vec{K}$  est le vecteur d'onde et  $\omega$  sa pulsation, le champ magnétique peut en être déduit en utilisant l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\text{Rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.6)$$

et peut être mis sous la forme :

$$\vec{B} = \frac{\vec{K} \wedge \vec{E}}{\omega} \quad (3.7)$$

L'équation 3.7 montre que l'intensité du champ magnétique  $B = \frac{E}{c}$  où  $c$  représente la vitesse de la lumière peut être négligée dans le cas de conduction usuelle où les vitesses sont non relativistes.

L'équation (3.4) se simplifie donc en :

$$m_e \frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} = e\vec{E} - m_e \nu \vec{V}_e \quad (3.8)$$

Cette équation sera résolue en régime permanent ce qui permettra la détermination de l'expression de la conductivité usuelle ou statique et en régime harmonique pour la conductivité complexe.

### 3.3 CONDUCTIVITE USUELLE DU PLASMA

L'équation de mouvement des électrons montre, qu'en régime permanent, les électrons soumis à un champ électrique stationnaire, atteignent une vitesse moyenne donnée par :

$$V_e = \frac{eE}{m_e \nu} \quad (3.9)$$

D'autre part, la densité de courant résultant de ce déplacement d'électrons peut être exprimée par :

$$J = neV_e = \sigma E \quad (3.10)$$

Pour les plasmas froids industriels traités dans ce travail, le gaz n'est pas totalement ionisé et les températures sont relativement basses (entre 0.1 et 10 eV) de sorte que la vitesse thermique des électrons est faible. Dans cette hypothèse, la loi d'Ohm locale est respectée.

L'expression de la conductivité en régime stationnaire est déduite sous la forme :

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_e \nu} \quad (3.11)$$

Cette expression de la conductivité est la valeur usuelle de la conductivité en régime continu. On la symbolise par :

$$\sigma = \sigma_0 = \frac{ne^2}{m_e \nu} \quad (3.12)$$

En reportant l'expression de la fréquence de collisions du plasma (équation 1.27), cette équation se simplifie en :

$$\sigma = 2.10^6 \frac{T_e^{3/2} (eV)}{Z \ln \Lambda} \quad (3.13)$$

Cette expression porte le nom de « conductivité de Spitzer » [56] et montre que plus le plasma est chaud et plus la conductivité est grande à l'inverse des métaux usuels. En fait, c'est cette augmentation de la conductivité qui influe sur le changement des propriétés des gaz ionisés : d'un état purement isolant à un état purement conducteur. A titre d'exemple, la conductivité d'un gaz de néon à la température de 1000 eV

(environ  $10^7$  °K) devient équivalente à celle du cuivre à température ambiante. Pour les métaux, la conductivité s'exprime par :

$$\sigma = \frac{1}{\rho_0(1 + \alpha(T - T_0))} \quad (3.14)$$

$\rho_0, \alpha$  et  $T$  sont respectivement la résistivité à température ambiante  $T_0$ , le coefficient de température et la température du métal en °C. On remarque qu'à travers cette relation, plus la température augmente et plus la conductivité diminue, rendant le chauffage par Effet Joule impraticable jusqu'au domaine de fusion du métal considéré.

### 3.4 CONDUCTIVITE COMPLEXE DU PLASMA

En régime harmonique, les grandeurs  $\vec{E}, \vec{B}, \vec{V}, \vec{J}, \vec{r}, \vec{D}...$  prennent la même forme :

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (3.15)$$

et l'équation (3.8) se simplifie en :

$$-i\omega m_e \vec{V}_e = e\vec{E} - m_e \nu \vec{V}_e \quad (3.16)$$

La vitesse d'un électron est donc :

$$\vec{V}_e = \frac{e/m_e}{\nu - i\omega} \vec{E} \quad (3.17)$$

La quantité complexe  $\frac{e/m_e}{\nu - i\omega}$  exprime la mobilité des électrons et devient, en régime permanent :

$$\mu = \frac{e}{m_e \nu} \quad (3.18)$$

La relation locale entre le vecteur densité de courant et la vitesse des particules chargées est donnée par :

$$\vec{J} = \rho \vec{V}_e = ne \vec{V}_e = ne \frac{e/m_e}{\nu - i\omega} \vec{E} \quad (3.19)$$

Cette équation n'est autre que l'équation d'Ohm locale :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (3.20)$$

La conductivité complexe du plasma froid est donc :

$$\sigma = \sigma' + i\sigma'' = \frac{ne^2}{m_e} \frac{\nu + i\omega}{\omega^2 + \nu^2} \quad (3.21)$$

En introduisant la conductivité statique (3.12), les parties réelle et imaginaire deviennent:

$$\sigma' = \sigma_0 \frac{\nu^2}{\omega^2 + \nu^2} \quad (3.22)$$

$$\sigma'' = \sigma_0 \frac{\omega\nu}{\omega^2 + \nu^2} \quad (3.23)$$

Le graphe de ces deux grandeurs est représenté en figure 3.1 pour un plasma d'Argon ayant une densité de  $7 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$  et une fréquence de collision de  $12 \cdot 10^9 \text{ rd/s}$  pour une température de  $0.1 \text{ eV}$ .

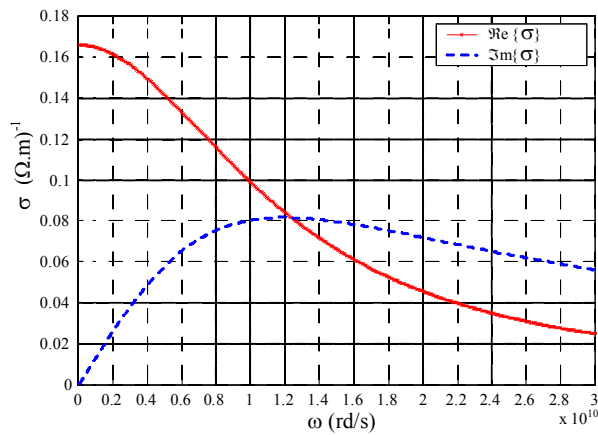


Fig. 3.1 Représentation des parties réelle et imaginaire de la conductivité d'un plasma d'Argon.

En augmentant la température du plasma à  $1 \text{ eV}$  ( $11600 \text{ }^\circ\text{K}$ ), la conductivité atteint la valeur de  $3500 \text{ (}\Omega\cdot\text{m)}^{-1}$  pour une densité d'environ  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  et une fréquence de collision de  $6.28 \cdot 10^9 \text{ rd/s}$  (figure 3.2).



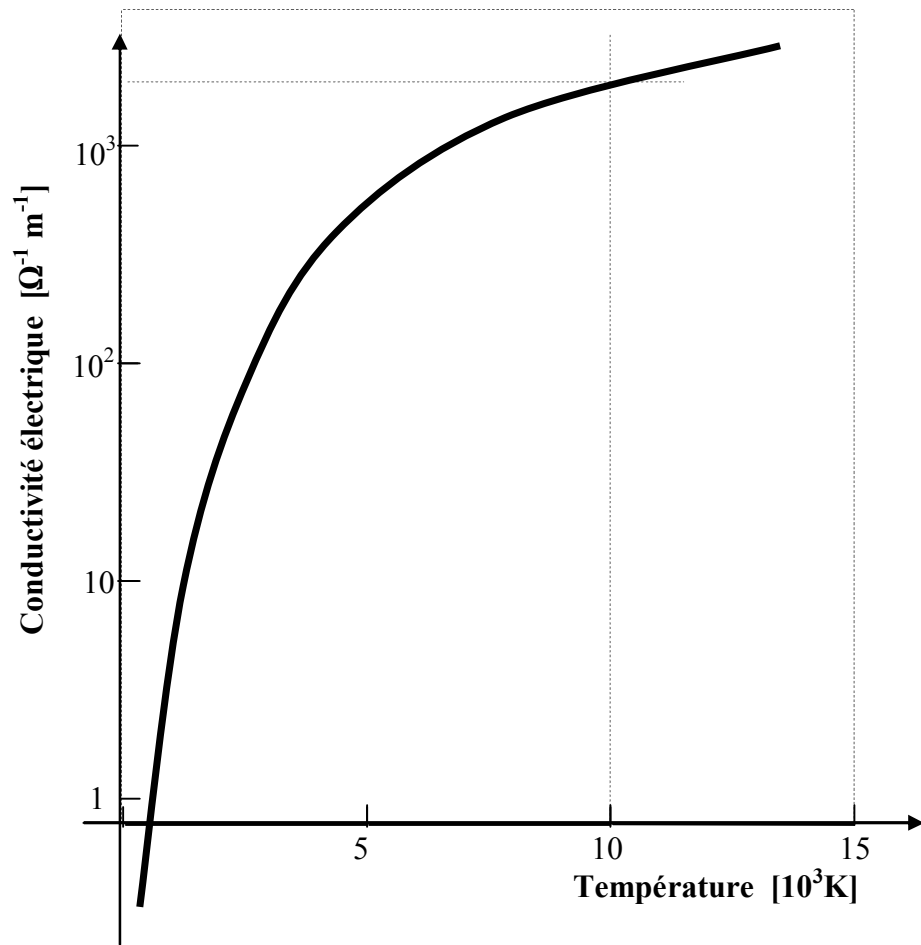


Fig.3.2 Conductivité électrique de l'Argon en fonction de la température [25].

Pour les basses fréquences  $\omega \ll \nu$ , la partie réelle est constante et la partie imaginaire est une fonction linéaire de la fréquence souvent négligée par rapport à la valeur réelle.

En régime continu, la conductivité du plasma froid est constante, réelle, de sorte que :

$$\sigma = \sigma' = \sigma_0 = \frac{ne^2}{m_e \nu} = \frac{\omega_p^2 \varepsilon_0}{\nu} \quad (3.24)$$

En augmentant la fréquence au-delà des micro-ondes, la conductivité du plasma tend à devenir purement imaginaire et le milieu se comporte comme une réactance idéale. Le modèle est traité sous forme d'un milieu sans collisions (modèle de Vlasov). Dans cette thèse, les fréquences utilisées sont

de l'ordre de grandeurs des deux fréquences de plasma et de collisions de sorte qu'aucune simplification n'est applicable.

### **3.5 CONCLUSION**

A travers l'analyse présentée dans ce chapitre, on remarque que l'influence de la température sur la conductivité est un facteur déterminant. Quant à l'effet de la variation de la fréquence du signal incident, il se traduit par une conductivité complexe, rendant le milieu collisionnel.

L'analyse de l'influence de la fréquence sur le milieu ainsi que la modélisation de la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide d'onde rectangulaire partiellement rempli d'un plasma d'Argon seront examinées dans les chapitres suivants.

CHAPITRE 4  
**PROPAGATION DE L'ENERGIE**

4.1 CONCEPT DE L'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE

4.2. ENERGIE DANS UN MILIEU A PERTES

4.3 ENERGIE DANS UN GUIDE D'ONDE RECTANGULAIRE REMPLI DE PLASMA

4.4 L'EFFET DE PEAU CLASSIQUE

4.5 PROPAGATION EN HF DANS UN MILIEU SANS PERTES

4.6 PROPAGATION EN BASSES FREQUENCES

4.7 L'EFFET DE PEAU ANORMAL

4.8 CONCLUSION

## CHAPITRE 4

# PROPAGATION DE L'ENERGIE

### 4.1 CONCEPT DE L'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE

L'énergie électromagnétique est une radiation qui se propage, émanant d'une source, vers une cible suivant le sens donné par le vecteur d'onde. Dans le vide, sa vitesse est celle de la lumière. Chaque corps peut être considéré comme source du moment que chaque objet ayant une température au-dessus du zéro absolu ( $T = -273 \text{ °C} = 0 \text{ °K}$ ) émet ce type de radiation [36]. Cette augmentation de la température provoque le mouvement des charges du corps, accroît leur vitesse et agit sur ses fréquences. L'intensité de l'énergie émise dépend de la température du corps : plus la température est élevée et plus la quantité d'énergie émise est grande. La relation entre ces deux grandeurs peut être déduite de l'équation de Stefan Boltzmann :

$$E_f(\text{watts} / \text{m}^2) = 5.67 * 10^{-8} T^4 \quad (4.1)$$

La constante de proportionnalité est appelée « constante de Stefan-Boltzmann ».

La puissance électromagnétique émise par une surface dépend donc essentiellement de sa température. A titre d'exemple, l'énergie émise par le corps humain de surface totale d'environ  $2 \text{ m}^2$ , et de température de  $37 \text{ °C}$  est approximativement  $1100 \text{ W}$  alors que la puissance qu'il reçoit de l'extérieur est de  $800 \text{ W}$ . Les pertes de chaleur d'un être humain est de l'ordre de  $300 \text{ W}$  (les habits tendent à réduire ces pertes). Ce type de radiation qui est émise par les corps due à leur température porte le nom de « radiation EM thermique » (Thermal EM Radiation). Le rayonnement est réalisé par transformation de l'énergie thermique suite à l'augmentation de la température et de la vitesse de ses charges en radiation.

La lumière est un autre exemple de radiation. La source de cette radiation est le soleil, considéré comme un plasma chaud dont la surface, relativement froide, atteint des températures de  $5700 \text{ °K}$  alors que le cœur est à des températures de  $10^7 \text{ °K}$  [3]. La plupart de l'énergie reçue par la terre provient du soleil et seule une infime partie est émise par réactions radioactives ou nous provient des entrailles de notre globe.

L'énergie électromagnétique ou radiation EM est une quantité d'énergie en mouvement et elle est décrite, en électromagnétisme, par une onde ou oscillation des champs électrique et magnétique qui la composent. Dans un milieu sans pertes, ces deux champs sont normaux entre eux et perpendiculaires à la direction de propagation. Ces grandeurs vectorielles sont sinusoïdales et non atténuées.

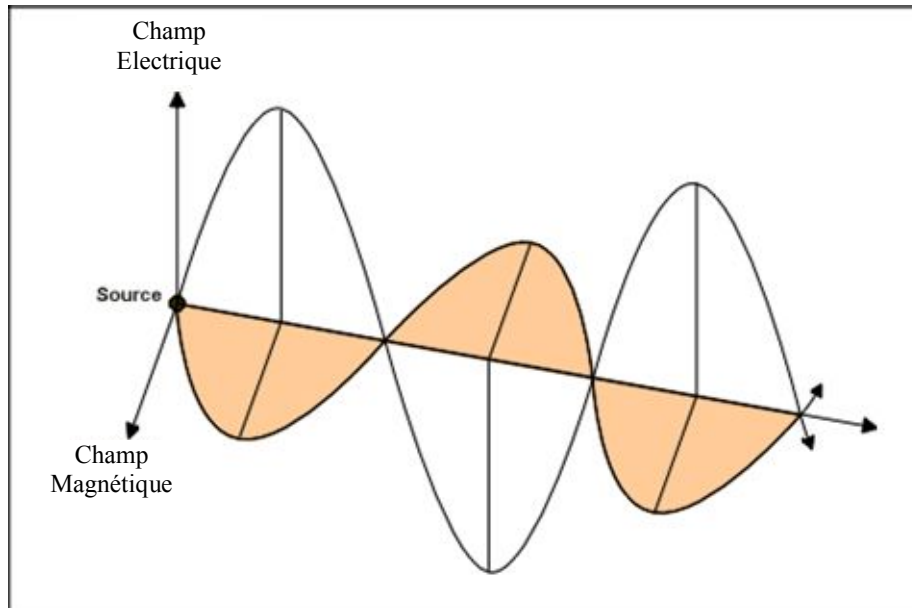


Fig.4.1 Propagation d'une OEM dans un milieu sans pertes.

L'énergie EM émise par une source est sous forme de paquets de photons dont l'expression est donnée par la fameuse loi de Planck Einstein :

$$E = h\nu \quad (4.2)$$

$h$  étant la constante de Planck.

Cette relation montre que l'énergie émise par un corps devient de plus en plus grande à fur et à mesure que sa fréquence est élevée.

Planck a suggéré que les corps ayant une température élevée ont forcément une énergie élevée et la fréquence des oscillations de leurs électrons, qui deviennent de plus en plus rapides, augmente en conséquence. Les rayons UV parviennent seulement à bronzer notre peau alors que les rayons X, de fréquence beaucoup plus grande, pénètrent notre chair et ne sont arrêtés que par les os. Le spectre des ondes électromagnétiques utilisées dans le domaine des communications et la création de plasma est indiqué en

figure...Les fréquences couramment utilisées pour le traitement des matériaux et agréées par L'Union Internationale des Télécommunications sont : 13,56 MHz, 915 MHz, 2,45 GHz, 5,8 GHz et 24,124 GHz [49]. La plupart des fours à micro-onde fonctionnent à la fréquence de 2,45 GHz

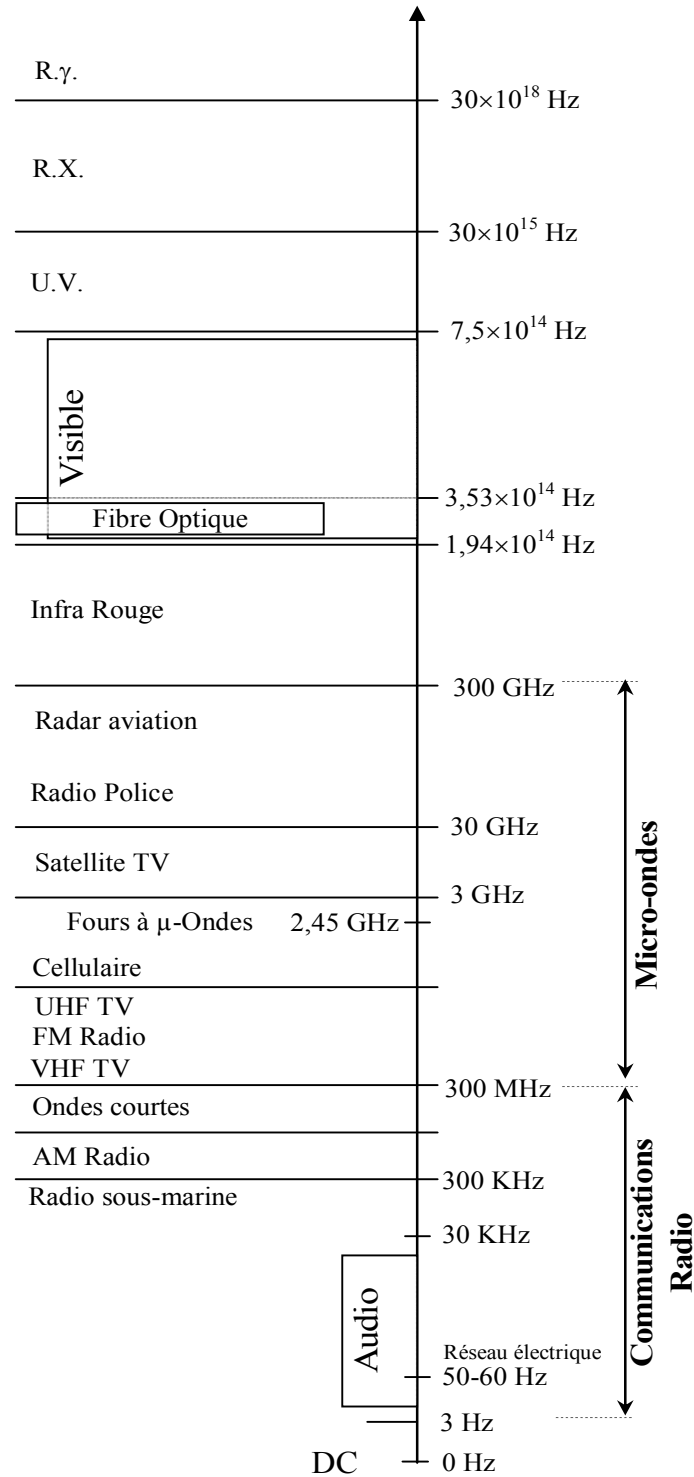


Fig.4.2 Spectre de fréquences utilisées en Communication et en Traitement de Matériaux [49].

Pour chauffer et maintenir un plasma aux fréquences micro-ondes (microwave), la source la plus utilisée est le magnétron qui est, généralement, couplé à un guide d'onde (figure 4.3).

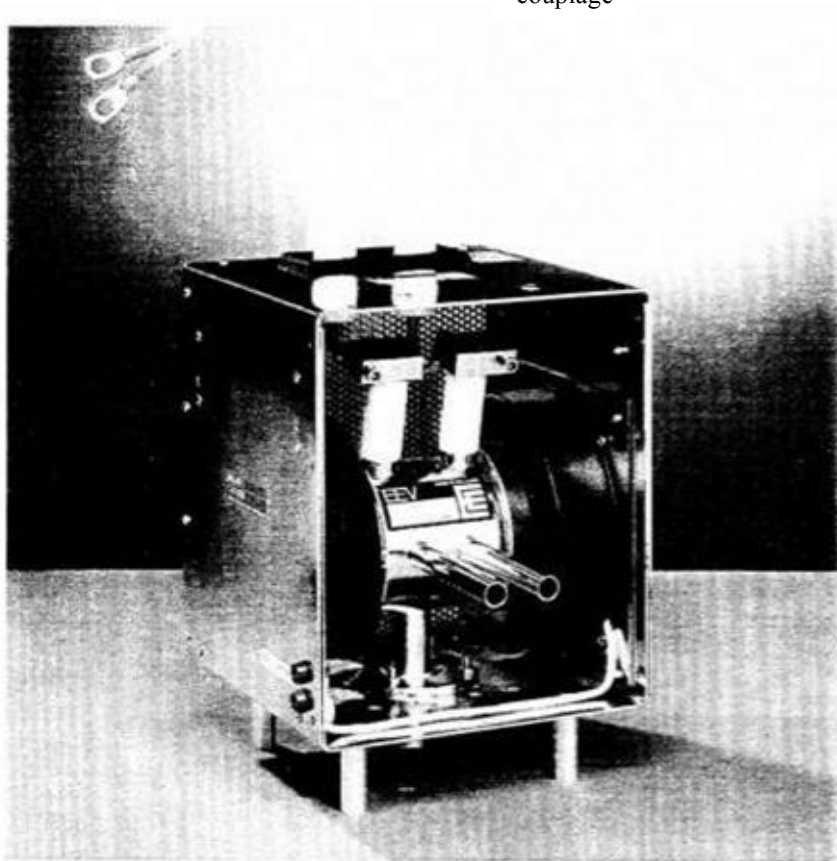
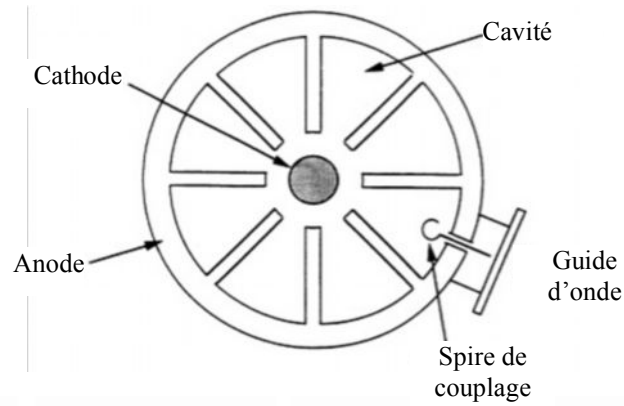


Fig.4.3 Représentation d'un magnétron [49].

La propagation d'une OEM dans le plasma, en fonction de sa fréquence, peut être considérée plane et non atténuée (milieux sans pertes) et tout se passe comme si l'onde traverse un corps transparent, ou dont l'intensité s'atténue

progressivement (milieux absorbants) et une partie de l'énergie transmise est transformée en chaleur alors qu'une autre partie, réactive, sera emmagasinée.

#### 4.2. ENERGIE DANS UN MILIEU A PERTES (LOSSY OR COLLISIONAL MEDIUM)

En pratique, tous les corps peuvent être le siège de transformation de l'énergie électromagnétique en chaleur si les conditions du choix de la fréquence du signal est adéquat.

L'énergie transmise par l'onde électromagnétique est en partie transformée en chaleur par Effet Joule et une partie y est stockée pour être réémise à son tour. Ce phénomène a lieu dans les milieux à pertes ou milieux collisionnels. Les équations de Maxwell dans un tel milieu sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{E} = 0 \text{ (neutralité);} \\ \text{div } \vec{B} = 0 \\ \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{et } \text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_c + \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (4.3)$$

La permittivité relative du plasma est prise en compte dans l'expression du vecteur déplacement électrique telle que :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (4.4)$$

Dû au phénomène d'ionisation causé par le champ électrique qui induit également une polarisation (ionique, électronique...), la permittivité relative devient complexe et dépendra en particulier de la fréquence du signal émis. En général, elle dépend également de la température et de la position au sein du plasma (plasma inhomogène). L'effet de la température et de la position ont été extensivement étudiés en fixant au préalable la fréquence de l'alimentation [7, 13, 16, 22, 57-60]. En hautes fréquences, les durées des



différents mécanismes sont tellement courtes (nanoseconde) que seul l'effet des variations de ces fréquences est pris en compte.

Pour un milieu linéaire, homogène et isotrope (L.H.I) et en régime harmonique, les équations de Maxwell se combinent pour donner l'équation d'onde :

$$\bar{\Delta}\vec{E} = [\mu_0\sigma - i\omega\mu_0\varepsilon_0](-i\omega)\vec{E} = (-\omega^2\mu_0\varepsilon_0 - i\omega\mu_0\sigma)\vec{E} \quad (4.5)$$

Ou bien:

$$\bar{\Delta}\vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}\right)\vec{E} \quad (4.6)$$

La quantité complexe :  $1 + i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}$  est l'expression de la permittivité relative complexe du plasma.

En posant :

$$\varepsilon_{rc} = \varepsilon_r'(\omega) + i\varepsilon_r''(\omega) = 1 + i\frac{\sigma(\omega)}{\omega\varepsilon_0} \quad (4.7)$$

Et en utilisant l'équation (3.21), la permittivité complexe et la conductivité complexe deviennent :

$$\begin{cases} \varepsilon_{rc} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + i\frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \\ \sigma_c = \sigma_0 \nu \left( \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} + i\frac{\omega}{\omega^2 + \nu^2} \right) \end{cases} \quad (4.8)$$

Le graphe des parties réelle et imaginaire de la permittivité, pour les valeurs de la fréquence du plasma et de la fréquence de collisions citées en [61], est représenté en figure 4.4

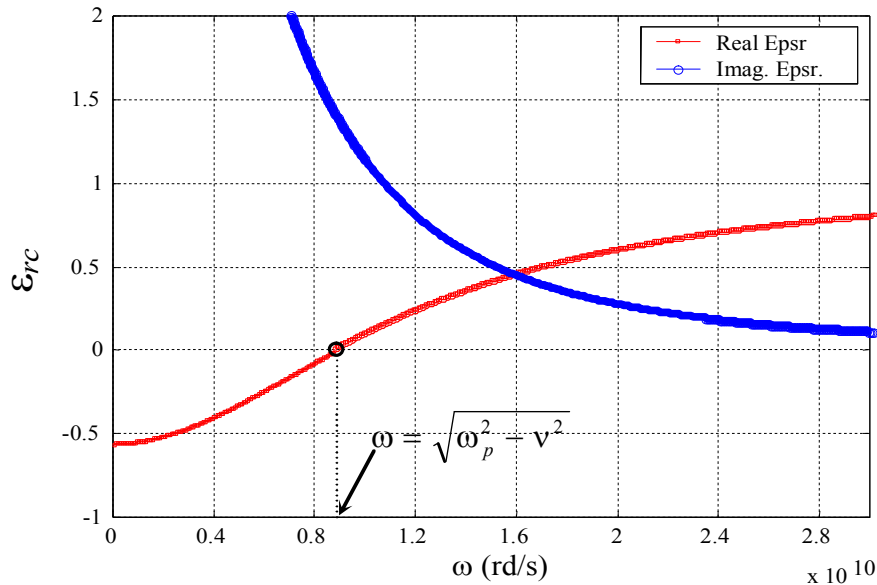


Fig.4.4 Représentation des parties réelle et imaginaire de la permittivité.

On remarque que pour les fréquences basses, la partie réelle est négligeable par rapport à la partie imaginaire alors que pour les hautes fréquences, la partie réelle tend vers l'unité et la partie imaginaire devient nulle. A la fréquence de plasma, les deux parties sont sensiblement égales et l'influence des deux parties est prise en compte dans l'évaluation de la puissance absorbée par ce milieu. L'énergie dissipée par le plasma se reflète sous forme de chaleur qui tend à élever sa température.

La détermination des propriétés électrique du milieu ( $\epsilon_{rc}$  et  $\sigma_c$ ) permet le calcul du vecteur d'onde, du coefficient d'atténuation, des vitesses de phase et de groupe de l'onde transmise...

La permittivité complexe reflète la capacité du milieu à « permettre » à un courant de s'y déplacer et à réorienter les dipôles des charges liées. La partie réelle  $\epsilon_r'$  caractérise la pénétration de l'onde dans le milieu et la partie imaginaire  $\epsilon_r''$  reflète la portion de l'énergie qui y est emmagasiné. Le rapport entre ces deux quantités indique la capacité du milieu à transformer l'énergie absorbée en chaleur et est appelé « tangente de l'angle de pertes » (Loss Tangent) [39, 62, 63].

$$tg\delta = \frac{\epsilon_r'' + (\sigma / \omega\epsilon_0)}{\epsilon_r'} \quad (4.9)$$

Un milieu avec des pertes élevées ( $\varepsilon_r''$  élevée) n'emmagasine pas suffisamment l'énergie électromagnétique et une partie significative de l'énergie transmise est transformée en chaleur. Pour un plasma, on remarque que pour les fréquences basses,  $\varepsilon_r''$  est très élevée. A ces fréquences, le plasma est facilement ionisé et sa température augmente considérablement. Ce procédé est exploité dans la génération de plasma par les Fréquences Radio (RF).

### 4.3 ENERGIE DANS UN GUIDE D'ONDE RECTANGULAIRE REMPLI DE PLASMA

L'équation d'onde dans un plasma se simplifie en :

$$\Delta \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{rc} \vec{E} = 0 \quad (4.10)$$

Pour une propagation suivant l'axe des z et pour une onde TE, cette équation devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_{0x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{0x}}{\partial y^2} - (K^2 - K_0^2 \varepsilon_{rc}) E_{0x} = 0 \\ \frac{\partial^2 E_{0y}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{0y}}{\partial y^2} - (K^2 - K_0^2 \varepsilon_{rc}) E_{0y} = 0 \end{cases} \quad (4.11)$$

L'équation de dispersion est donc:

$$K^2 = K_0^2 \varepsilon_{rc} - \left[ \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2 \right]^2 \quad (4.12)$$

Le nombre d'onde devient ainsi complexe et peut être écrit sous la forme :

$$K = K' + iK'' \quad (4.13)$$

$K''$  représente le facteur ou coefficient d'atténuation ou d'absorption (atténuation constant) et  $K'$ , le nombre d'onde (wave constant).

Pour le mode fondamental TE<sub>10</sub>, l'équation (4.12) se réduit à :

$$K^2 = K_0^2 \varepsilon_{rc} - \left( \frac{\pi}{b} \right)^2 \quad (4.14)$$

La détermination des parties réelle et imaginaire du nombre d'onde permet de calculer la quantité d'énergie transmise au plasma.

En posant :

$$X = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'_r - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 \quad (4.15)$$

$$Y = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon''_r \quad (4.16)$$

On trouve :

$$K'' = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{X^2 + Y^2} - X)^{1/2} \quad (4.17)$$

$$K' = \frac{Y}{2K''} \quad (4.18)$$

La figure (4.5) montre que, pour les hautes fréquences, le phénomène d'atténuation est inexistant.

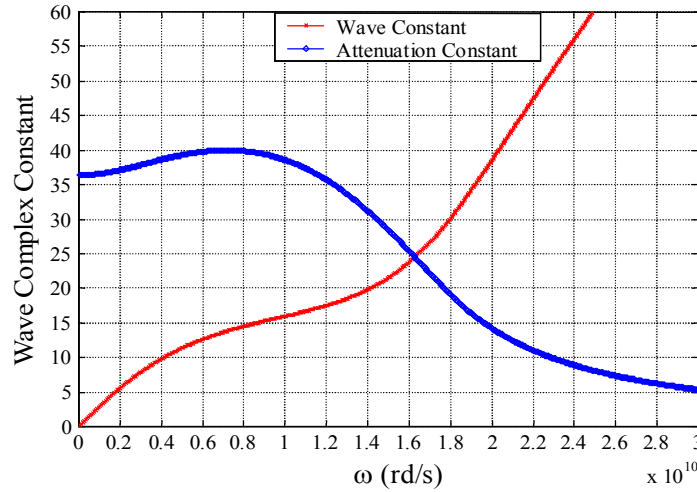


Fig. 4.5 les parties réelle et imaginaire du nombre d'onde.

L'onde TE<sub>10</sub> transmise à l'intérieur du guide rempli de plasma devient donc :

$$\vec{E} = E_0 \sin\left(\frac{\pi}{b} y\right) e^{i(Kz - \omega t)} \vec{i} = E_0 \sin\left(\frac{\pi}{b} y\right) e^{-K''z} e^{i(K'z - \omega t)} \vec{i} \quad (4.19)$$

$$\vec{H} = E_0 \frac{K}{\omega \mu_0} \sin\left(\frac{\pi}{b} y\right) e^{-K''z} e^{i(K'z - \omega t)} \vec{j} \quad (4.20)$$

#### 4.4 L'EFFET DE PEAU CLASSIQUE

L'onde EM transmise au du plasma est atténuée d'un facteur  $K''$  dans la direction de propagation et pénètre à l'intérieur du plasma sur une distance  $z = \delta$ . Cette profondeur est définie en termes de la réduction de

l'intensité du champ électromagnétique d'un facteur de  $e$  (base des logarithmes népériens) [18, 51, 64] de sorte que :

$$e^{-k''z} = e^{-1} \quad (4.21)$$

$$\text{et } z = \delta = \frac{1}{k''} \quad (4.22)$$

Cet effet est appelé « Effet de Peau » et  $\delta$  représente la profondeur de pénétration. Ce paramètre dépend des caractéristiques électrique et magnétique du plasma et de la fréquence de l'onde transmise. Lorsqu'un courant électrique circule dans le milieu dû à sa conductivité élevée, il y produit un champ magnétique microscopique. L'interaction des forces électrique et magnétique sur les électrons en mouvement produit une résultante qui tend à pousser ces électrons vers la surface. Ces charges vont occuper un volume dont l'épaisseur est la profondeur de peau. En fonction de la fréquence du signal transmis, cet effet peut devenir un paramètre très important dans la conception des équipements électriques et sera détaillé dans les sections suivantes.

#### **4.5 PROPAGATION EN HF DANS UN MILIEU SANS PERTES (LOSSLESS OR COLLISIONLESS MEDIUM)**

En Hautes Fréquences, le mouvement oscillant et collectif des électrons est tellement rapide que le processus de collisions avec les atomes lourds est négligeable. Le milieu se comporte essentiellement comme un milieu sans pertes (Collisionless Medium). En théorie, on considère que  $\nu$  est nulle de sorte que les expressions de la permittivité et de la conductivité complexes deviennent :

$$\begin{cases} \epsilon_{rc} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \\ \sigma_c = i \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{\omega} \end{cases} \quad (4.23)$$

Cette situation représente le cas idéal sans pertes (sans collisions) et  $K$  est soit purement positif ou purement imaginaire selon que la fréquence du signal émis est supérieure ou inférieure à la fréquence du plasma. Ce modèle est connu sous le nom de « modèle de Vlasov » [65 ].

#### 4.5.1 Propagation en Hautes Fréquences pour $\omega > \omega_p$

Pour pouvoir se situer en termes de fréquences, on utilise souvent la fréquence de plasma comme référence. Dans ce travail, la distinction entre Hautes et Basses Fréquences est choisie en fonction de la collisionnalité du milieu. En Basses Fréquences, le plasma est considéré avec pertes et en Hautes Fréquences, le modèle de Vlasov le simplifie en un milieu sans pertes.

A ces fréquences et pour un plasma froid, la permittivité relative du milieu est positive et le plasma se comporte comme un diélectrique ordinaire. Les OEM traversent ce type de milieu sans atténuation. Ce principe exploité pour transmettre des signaux à travers l'ionosphère et explique la transparence des métaux aux rayons ultraviolets et aux rayons X. En effet, pour  $\omega > \omega_p$ , l'équation de dispersion se simplifie en :

$$K^2 = K_0^2 \varepsilon_{rc} - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 \quad (4.24)$$

A l'intérieur du guide, la condition de propagation devient :

$$\omega > \omega_{c10} = \frac{c \frac{\pi}{b}}{\sqrt{\varepsilon_{rc}}} \quad (4.25)$$

Et la valeur du vecteur d'onde est donc :

$$K = K' = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} \quad (4.26)$$

L'expression du champ électrique maximal à l'intérieur du plasma, en  $y = \frac{b}{2}$

se simplifie donc en:

$$\vec{E} = E_0 e^{i(Kx - \omega t)} \hat{i} \quad (4.27)$$

L'onde n'est pas atténuée et l'effet de peau n'existe pas. La profondeur de peau  $\delta = \frac{1}{K''}$  devient infinie.

#### 4.5.2 Propagation en Hautes Fréquences pour $\omega \ll \omega_p$

A ces valeurs de la fréquence du signal émis, la permittivité relative du plasma devient négative et le vecteur d'onde est purement imaginaire :

$$\varepsilon_{rc} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (4.28)$$

$$K = i \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} |\varepsilon_{rc}| + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} \quad (4.29)$$

Le champ électrique à l'intérieur du plasma prend la forme:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E_0 e^{i \left( \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} |\varepsilon_{rc}| + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} z - \omega t \right)} \hat{i} \\ &= E_0 e^{-\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} |\varepsilon_{rc}| + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} z} e^{-i\omega t} \hat{i} \end{aligned} \quad (4.30)$$

L'onde devient évanescente à l'intérieur du plasma et elle est totalement réfléchiée à l'interface du plasma. Dans le cas des métaux sans collisions,  $\omega_p \approx 1610^{15} \text{ rd/s}$  de sorte que les radiations visibles de pulsation  $\omega \approx 310^{15} \text{ rd/s}$  sont donc réfléchies par l'interface, ce qui explique l'éclat métallique de leur surface et leur emploi sous formes de couches minces dans la réalisation de miroirs [49]. Dans le domaine des télécommunications hertziennes, les couches de l'atmosphère, rendues conductrices par le processus d'ionisation (ionosphère), réfléchissent totalement les ondes dont les fréquences sont inférieures à  $\omega_p$  [49, 66]. Dans de cette situation également, l'effet de peau n'apparaît pas.

#### 4.6 PROPAGATION EN BASSES FREQUENCES

Lorsque la fréquence du signal transmis est de l'ordre de grandeur de la fréquence du plasma et de la fréquence de collisions, l'effet de toutes ces fréquences devient significatif dans la détermination de la permittivité et de la conductivité du milieu. Ces deux paramètres deviennent complexes et introduisent un effet dissipatif au sein du milieu. L'énergie tend à s'atténuer et le chauffage devient de plus en plus superficiel.

$$\varepsilon_{rc} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + i \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \quad (4.31)$$

et le vecteur d'onde :

$$K = \sqrt{K_0^2 \varepsilon_{rc} - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} = K' + iK'' \quad (4.32)$$

Suivant la valeur de la fréquence du signal émis, plusieurs hypothèses simplificatrices peuvent être émises :

#### 4.6.1 Transmission en Basses Fréquences pour $v \ll \omega < \omega_p$

La permittivité relative et la conductivité, dans ces conditions, peuvent ainsi être simplifiées en :

$$\begin{cases} \varepsilon_{rc} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + i \frac{v\omega_p^2}{\omega^3} \\ \sigma_c = \sigma_0 v \left( \frac{v}{\omega^2} + i \frac{1}{\omega} \right) \end{cases} \quad (4.33)$$

et les équations 4.15 et 4.16 deviennent :

$$\begin{cases} X = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) - \left( \frac{\pi}{b} \right)^2 \\ Y = \frac{\omega^2}{c^2} \left( \frac{v\omega_p^2}{\omega^3} \right) \end{cases} \quad (4.34)$$

Les parties réelle et imaginaire du nombre d'onde prennent la forme :

$$\begin{cases} K'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{X^2 + Y^2} - X \right]^{1/2} \\ K' = \frac{Y}{2K''} \end{cases} \quad (4.35)$$

L'énergie transmise au plasma, confiné dans le guide d'onde, à ces fréquences, tend à s'échauffer par incidence de l'OEM à l'interface air-plasma en s'atténuant progressivement. La profondeur de peau est déterminée par l'équation 4.22.

#### 4.6.2 Transmission en Basses Fréquences pour $\sqrt{\omega_p^2 - v^2} \leq \omega < v$

Pour simplifier l'analyse de la propagation de la radiation EM dans ces conditions, on se place dans la situation de la propagation d'une onde vers un plasma semi infini placé en  $z \geq 0$ .

L'équation de dispersion 4.12 devient alors :



$$K^2 = K_0^2 \varepsilon_{rc} = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} + i \frac{v}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} \right) \quad (4.36)$$

Et les équations 4.34 se simplifient en :

$$\begin{cases} X = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} \right) \\ Y = \frac{\omega^2}{c^2} \left( \frac{v}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} \right) \end{cases} \quad (4.37)$$

Les solutions pour le vecteur d'onde sont données par les équations 4.17 et 4.18 :

$$\begin{cases} K'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{X^2 + Y^2} - X \right]^{\frac{1}{2}} \\ K' = \frac{Y}{2K''} \end{cases} \quad (4.38)$$

$$K'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{\frac{\omega^4}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} \right)^2 + \frac{\omega^4}{c^4} \left( \frac{v}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} \right)^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.39)$$

Puisque  $\sqrt{\omega_p^2 - v^2} \leq \omega < v \ll \omega_p$ , le terme  $\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} \gg 1$  de sorte que:

$$K'' = \frac{\omega_p}{c} \frac{1}{\left(1 + \frac{v^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{4}}} \left[ \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{1}{\left(1 + \frac{v^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \right] \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.40)$$

Soit :

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{1}{\left(1 + \frac{v^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.41)$$

$$K'' = \frac{\omega_p}{c} \frac{1}{\left(1 + \frac{v^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{4}}} \alpha \quad (4.42)$$

L'épaisseur de peau pour une telle onde est donc:

$$\delta = \frac{1}{K''} = \frac{c}{\omega_p} \left(1 + \frac{v^2}{\omega^2}\right)^{1/4} \frac{1}{\alpha} \quad (4.43)$$

Ainsi l'épaisseur de peau et le coefficient d'atténuation pour des signaux de fréquence  $\sqrt{\omega_p^2 - v^2} \leq \omega < v$  varient en fonction de la fréquence du plasma, la fréquence de collision et la fréquence du champ électromagnétique.

### 4.6.3 Transmission en Très Basses Fréquences pour

$$\omega \leq \sqrt{\omega_p^2 - v^2} < v$$

A ces fréquences, le plasma se comporte comme un conducteur idéal. La conductivité est pratiquement constante et la permittivité est purement imaginaire et très élevée.

$$\begin{cases} \epsilon_{rc} = i \frac{\omega_p^2}{v\omega} \\ \sigma_c = \sigma_0 \end{cases} \quad (4.44)$$

Le nombre d'onde, déterminé par l'équation 4.36, devient :

$$K^2 = K_0^2 \epsilon_{rc} = \frac{\omega^2}{c^2} \left( i \frac{\omega_p^2}{\omega v^2} \right) \quad (4.45)$$

$$K = K' + iK'' = \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2v}} (1+i) \quad (4.46)$$

L'énergie EM se propage dans ces conditions avec un coefficient d'atténuation très important. L'effet de peau est significatif et l'épaisseur de peau est donnée par la formule classique :

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{2v}{\omega}} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_0 \omega \mu_0}} \quad (4.47)$$

Cette relation montre que l'épaisseur de peau tend à diminuer à fur et à mesure que la fréquence est augmentée et le champ électromagnétique devient superficiel. Au-delà de la fréquence de plasma, cette situation est inversée et l'épaisseur de peau tend à devenir infinie. La figure 4.6 montre cette tendance pour les valeurs de simulation citées dans [ 61].

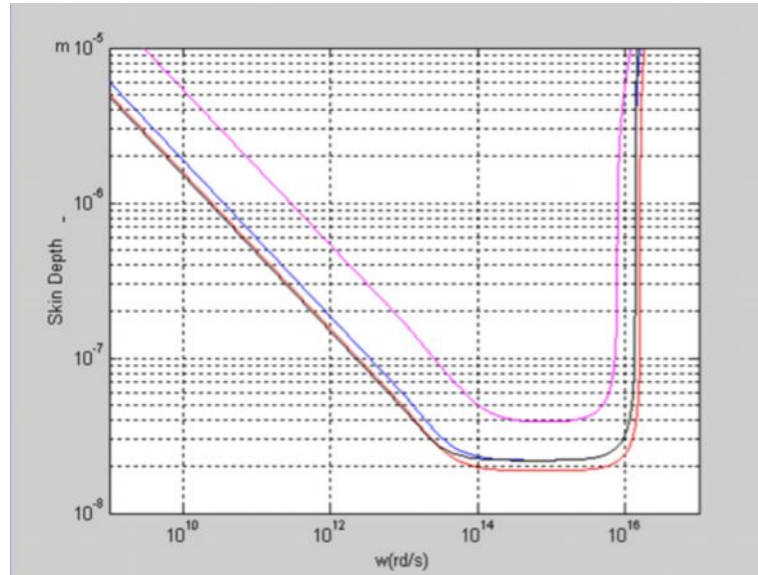


Fig.4.6 Simulation de l'épaisseur de peau en Hautes Fréquences pour :

$$\omega > \omega_p$$

#### 4.7 L'EFFET DE PEAU ANORMAL [64, 67,68]

Dans un plasma chaud, les électrons deviennent plus excités à cause de l'énergie qu'ils reçoivent de la source et la condition d'un plasma froid n'est plus applicable. A ces températures :  $\frac{V_{th}}{\delta} \geq \omega$ ,  $V$  mais les ions peuvent encore être considérés stationnaires. Dans de pareilles conditions, la loi d'Ohm locale:  $\vec{J}(M) = \sigma(M)\vec{E}(M)$  n'est plus applicable, le milieu devient non linéaire et anisotrope et le vecteur densité de courant dépend de la conductivité et du champ en d'autres points du volume considéré:

$$\vec{J}(M) = \iiint \sigma(M, M') \vec{E}(M, M') dV_v \quad (4.48)$$

Les expressions des champs ne sont plus de simples exponentielles et les déductions sont plutôt expérimentales.

Pour l'effet de peau anormal [64] donne une épaisseur :

$$\delta_a = \left( \frac{c^2 V_{th}}{\sqrt{\pi} \omega_p^2 \omega} \right)^{1/3} \quad (4.49)$$

Afin de synthétiser ce chapitre, il serait intéressant de reproduire les résultats obtenus sur un tableau comme suit :

$\omega \leq \sqrt{\omega_p^2 - v^2} < v$	$\sqrt{\omega_p^2 - v^2} \leq \omega < v$	$v \ll \omega < \omega_p$	$\omega \ll \omega_p$	$\omega > \omega_p$
$\begin{cases} \epsilon_{rc} = i \frac{\omega_p^2}{v\omega} \\ \sigma_c = \sigma_0 \end{cases}$ $K = K' + iK'' = \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2v}} (1+i)$ <p>Atténuation et Effet de Peau</p> $\delta = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{2v}{\omega}} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_0 \omega \mu_0}}$	$\begin{cases} \epsilon_{rc} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} + i \frac{v}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} \\ \sigma_c = \sigma_0 v \left( \frac{v}{\omega^2 + v^2} + i \frac{\omega}{\omega^2 + v^2} \right) \end{cases}$ $K'' = \frac{\omega_p}{c} \frac{1}{\left(1 + \frac{v^2}{\omega^2}\right)^{1/4}} \alpha$ $K' = \frac{Y}{2K''}$ <p>Atténuation et Effet de Peau</p> $\delta = \frac{1}{K''} = \frac{c}{\omega_p} \left(1 + \frac{v^2}{\omega^2}\right)^{1/4} \frac{1}{\alpha}$	$\begin{cases} \epsilon_{rc} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + i \frac{v\omega_p^2}{\omega^3} \\ \sigma_c = \sigma_0 v \left( \frac{v}{\omega^2} + i \frac{1}{\omega} \right) \end{cases}$ $\begin{cases} K'' = \frac{I}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{X^2 + Y^2} - X \right]^{1/2} \\ K' = \frac{Y}{2K''} \end{cases}$ <p>Atténuation et Effet de Peau</p> $z = \delta = \frac{1}{k''}$	$\begin{cases} \epsilon_{rc} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \leq 0 \\ \sigma_c = i \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{\omega} \end{cases}$ $K = iK''$ <p>Réflexion Totale</p> $\delta \longrightarrow 0$	$\begin{cases} \epsilon_{rc} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \geq 0 \\ \sigma_c = i \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{\omega} \end{cases}$ $K = K'$ <p>Transparence du Milieu</p> $\delta \longrightarrow \infty$

Tab. 4.1 Synthèse de la propagation des OEM dans un plasma froid et des caractéristiques de ce milieu en fonction de la fréquence du signal incident.

## **4.8 CONCLUSION**

A travers cette analyse, on remarque que l'absorption de l'énergie par un plasma froid et la capacité de le chauffer et de le maintenir dépendent de la fréquence du signal émis qui influe directement sur les caractéristiques du milieu. Les variations de ces paramètres doivent être pris en considération dans toute modélisation ou conception de systèmes électriques. Cette perspective sera considérée dans le dernier chapitre et fera l'objet d'une simulation de la propagation de l'énergie électromagnétique dans un guide d'onde rectangulaire partiellement rempli d'Argon.

**CHAPITRE 5**  
**SIMULATION ET RESULTATS**

5.1 INTRODUCTION

5.2 METHODOLOGIE

5.3 SIMULATION

5.4 CONCLUSION

## CHAPITRE 5

# SIMULATION ET RESULTATS

### 5.1 INTRODUCTION

L'utilisation des ondes électromagnétiques pour chauffer un plasma est extensivement utilisée. Outre les applications citées en introduction, on peut rajouter :

- Le traitement de matériaux (revêtement, déposition, modification de surfaces, découpage à grande vitesse, soudure bord à bord de tôles, fusion de métaux...) [69-73].
- Le traitement de déchets toxiques par incinération [74].
- L'élaboration de la silice ultra pure destinée à la fabrication des fibres optiques et au Silicium photovoltaïque [26]...

A titre d'exemple, le procédé de revêtement de surface est réalisé en distribuant une poudre sur la surface exposée à une onde électromagnétique jusqu'à sa fusion ou en injectant celle-ci directement sur la cible. La matière fusionnée couvre ainsi la surface d'une façon très compacte et uniforme. Cette méthode est celle utilisée par l'EMI (Entreprise de Maintenance Industrielle) de M'SILA qui exploite un équipement HVOF . Cette technique est également utilisée en peinture lorsqu'il s'agit de l'enlever de zones sensibles sans les gratter.



Fig. 5.1 Torche à plasma HVOF

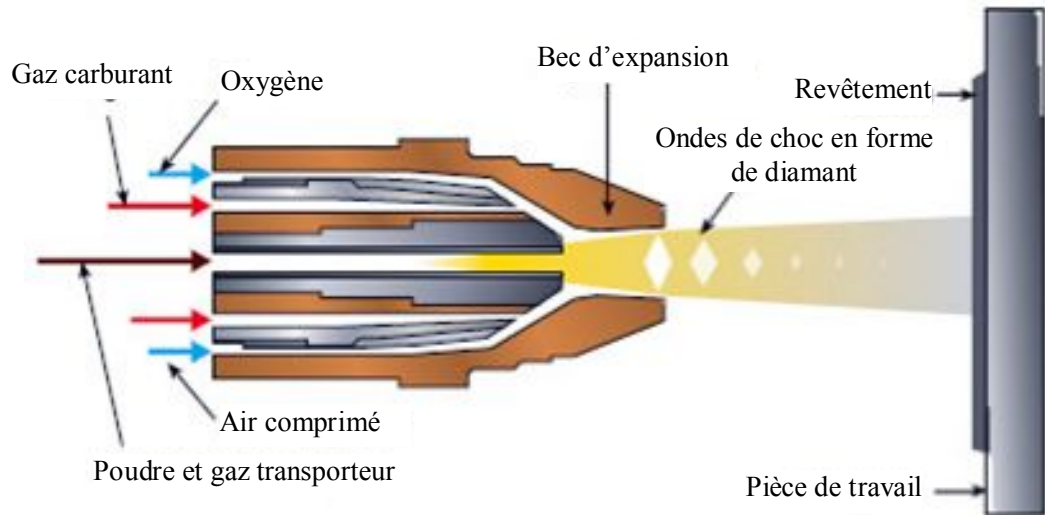


Fig.5.2 Coupe d'un HVOF

Le choix du gaz pour la création de plasma dépend des caractéristiques spécifiques à chaque gaz. Dans les applications industrielles, des gaz monoatomiques et diatomiques sont souvent utilisés seuls ou en mélange mais les avantages des gaz nobles les rend beaucoup plus appréciés ( énergie de dissociation et d'ionisation beaucoup plus faibles et températures de plasma plus élevées). Les gaz les plus exploités sont : l'Argon, l'Hélium, le Nitrogène et l'Hydrogène. L'Argon, dont la source est l'air, est le plus pratique, abondant et relativement moins cher (0.5 dollar/100g) [75, 76 ]. De point de vue électrique, il possède la plus grande conductivité pour des températures relativement basses (figure 5.3). De plus, l'Argon tend à être le moins agressif en termes d'érosion et de contamination pour les équipements destinés à contenir le plasma [25, 26].



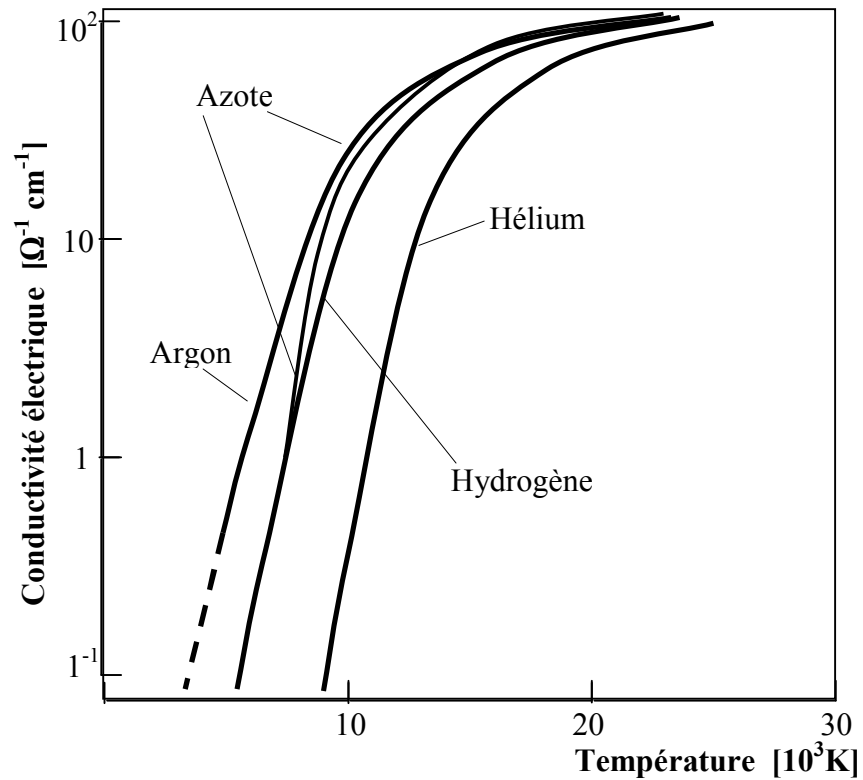


Fig.5.3 Conductivité électrique de divers gaz plasmagènes en fonction de la température ( $P=1\text{atm}$ ) [25].

Les premières torches à plasma inductif utilisant l'Argon comme gaz principal étaient réalisées avec des parois de quartz et développaient des puissances d'une dizaine de KW. Le besoin de puissances de plus en élevées (supérieure à une centaine de KW) a imposé une protection plus efficace des parois et a permis le développement des torches à cage métalliques [25].

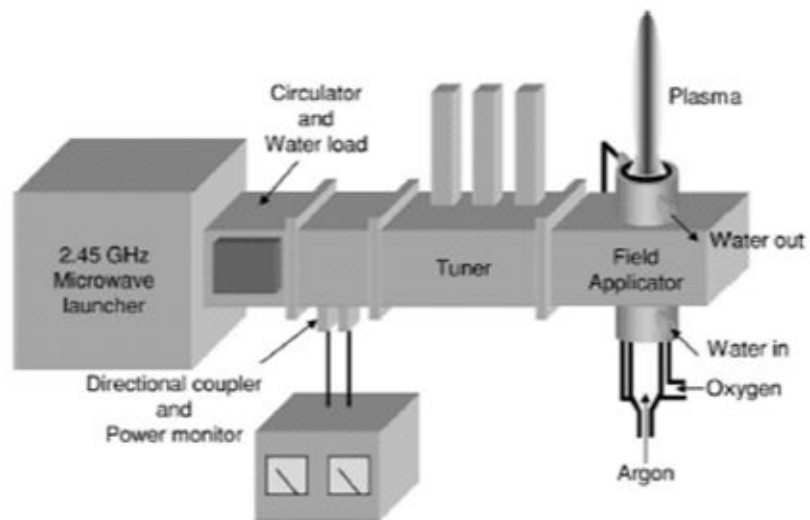


Fig. 5.3 Création d'une torche à plasma [77].

## 5.2 METHODOLOGIE

Une onde électromagnétique produite par un magnétron est transmise dans un guide d'onde rectangulaire WR340 (figure 5.4) partiellement rempli d'un plasma d'argon de densité  $7 \times 10^{16} m^{-3}$ . La pulsation de coupure pour le mode dominant varie dans l'intervalle :  $10.9 \times 10^9$  et  $21.8 \times 10^9$  rd/s pour une plage de fréquence de coupure théorique allant de 1.74 GHz à 3.47 GHz. L'énergie produite par la source se propage dans la partie vide du guide sans atténuation. Au contact du plasma, l'onde y pénètre sur une distance définie par l'épaisseur de peau et tend à augmenter sa température due à la chaleur absorbée par le milieu. La simulation de la propagation de l'OEM dans le GOR en mode fondamental  $TE_{10}$  est réalisée en utilisant le logiciel FEMLAB [78]. Cette configuration a été le sujet de plusieurs recherches publiées à ce jour [79-89].

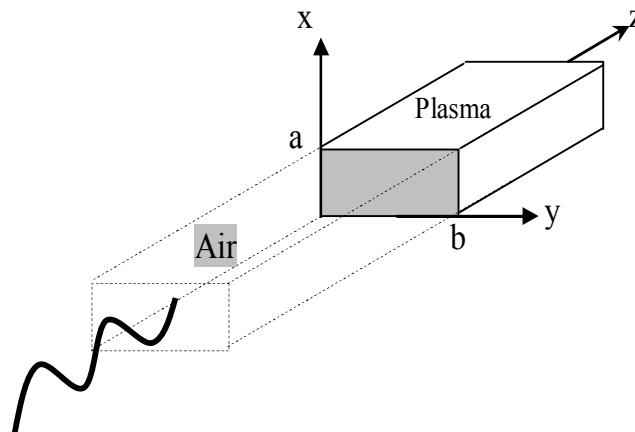


Fig.5.4 Modèle de la propagation d'une OEM dans un GOR partiellement rempli d'un plasma d'Argon.

Pour  $z \leq 0$ , l'espace du guide est du vide et les expressions des champs incidents, pour le mode fondamental, sont données par l'équation 2.37 :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = E_{0x} \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \\ E_y = 0 \\ E_z = 0 \\ H_x = 0 \\ H_y = H_{0y} \sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \\ H_z = H_{0z} \cos\left(\frac{\pi}{b}y\right) e^{i(Kz-wt)} \end{array} \right. \quad (5.1)$$

La propagation étant suivant l'axe des  $z$ , on se limitera à la valeur maximale du champ électrique obtenue pour :  $y = \frac{b}{2}$

$$\vec{E} = E_0 e^{i(Kz-\omega t)} \vec{i} \quad (5.2)$$

A l'interface entre le vide et le plasma, une partie de l'onde est réfléchiée et une autre est transmise.

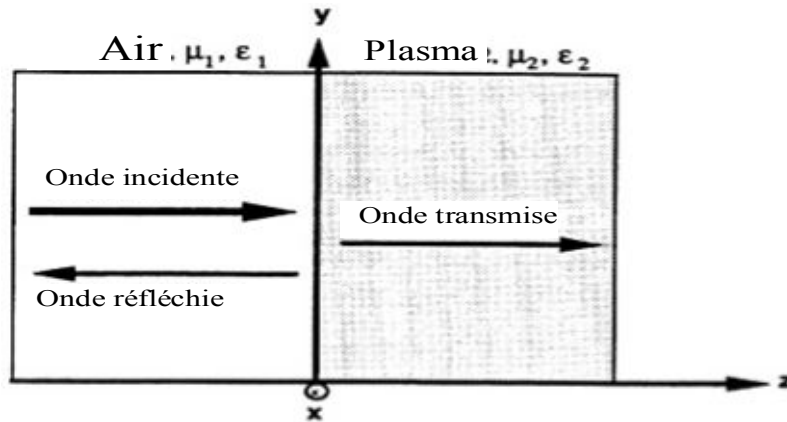


Fig. 5.5 Représentation de la propagation d'onde dans le GOR.

Les expressions du champ électrique dans les différents milieux sont données par :

$$\vec{E}_1 = E_0 e^{i(Kz-\omega t)} \vec{i} + R E_0 e^{-i(Kz+\omega t)} \vec{i} \quad \text{pour } z \leq 0 \quad (5.3)$$

$$\vec{E}_3 = E_0 T_t e^{i(Kz-\omega t)} \vec{i} \quad \text{pour } z \geq d \quad (5.4)$$

$R$  étant le coefficient de réflexion et  $T_t$  le coefficient de transmission.

Dans le plasma, due à l'atténuation, le champ aura une expression de la forme :

$$\vec{E}_2 = E_2(z)e^{-i\omega t} \vec{i} \quad \text{pour } 0 \leq z \leq d \quad (5.5)$$

L'expression du champ électrique dans le plasma est déduite en utilisant les équations de Maxwell et les conditions aux limites appropriées. L'équation d'onde... se simplifie en :

$$\Delta \vec{E}_2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{rc} \vec{E}_2 = 0 \quad (5.6)$$

Suivant l'axe des  $z$ , on obtient :

$$\frac{d^2 E_2(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{rc} E_2(z) = 0 \quad (5.7)$$

Les conditions aux limites aux interfaces  $z=0$  et  $z=d$  imposent la continuité de la composante tangentielle du champ électrique et de la composante normale du champ magnétique auxiliaire:

$$E_1(0) = E_2(0) \quad (5.8)$$

$$E_2(d) = E_3(d) \quad (5.9)$$

$$H_1(0) = H_2(0) \quad (5.10)$$

$$H_2(d) = H_3(d) \quad (5.11)$$

L'équation de Maxwell Faraday :

$$\text{Rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (5.12)$$

Se simplifie en :

$$\vec{H} = \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{dE}{dz} \vec{j} \quad (5.13)$$

L'application des conditions aux limites de Dirichlet permet d'obtenir les conditions aux limites de Robin (Absorbing Boundary Conditions) [90] :

$$\frac{dE_2(z)}{dz} + iKE_2(z) = 2iKE_0 \quad \text{pour } z = 0 \quad (5.14)$$

$$\frac{dE_2(z)}{dz} - iKE_2(z) = 0 \quad \text{pour } z = d \quad (5.15)$$

En posant :  $\Gamma = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{rc}$ , l'équation 5.7 devient une simple équation d'Euler qui admet pour solution :

$$E_2(z) = A \cos(\Gamma z) + B \sin(\Gamma z) \quad (5.16)$$

En appliquant les conditions aux limites, on obtient :

$$E_2(y,z) = EE_0 \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right) \left( \cos(\Gamma z) + \frac{\Gamma \sin(\Gamma d) + iK \cos(\Gamma d)}{\Gamma \cos(\Gamma d) - iK \sin(\Gamma d)} \sin(\Gamma z) \right) \quad (5.17)$$

$$\text{avec } EE_0 = \frac{i2KE_0(\Gamma \cos(\Gamma d) - iK \sin(\Gamma d))}{(\Gamma^2 + K^2) \sin(\Gamma d) + i2K\Gamma \cos(\Gamma d)} \quad (5.18)$$

où  $E_0$  est l'amplitude du champ électrique incident à l'interface entre l'air et le plasma. Son amplitude est déterminée en fonction de la puissance du magnétron  $P_0$  et donnée par [59] :

$$E_0^2 = \frac{4P_0}{ab} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} (1 / \sqrt{1 - (\lambda_0 / 2b)^2}) \quad (5.19)$$

### 5.3 SIMULATION

En vue de la simulation de la propagation de l'énergie à l'intérieur d'un guide d'onde rectangulaire partiellement rempli d'un plasma d'Argon et de l'optimisation de cette énergie, on cherche à déterminer la puissance transmise dans les deux cas suivants :

#### 5.3.1 Simulation de la Propagation de l'Energie dans un GOR creux pour

$z \leq 0$

Dans ces conditions, les expressions des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont données par le système d'équations 5.1 :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = E_0 \sin\left(\frac{\pi}{b} y\right) e^{i(Kz - \omega t)} \\ E_y = 0 \\ E_z = 0 \\ H_x = 0 \\ H_y = H_{0y} \sin\left(\frac{\pi}{b} y\right) e^{i(Kz - \omega t)} \\ H_z = H_{0z} \cos\left(\frac{\pi}{b} y\right) e^{i(Kz - \omega t)} \end{array} \right. \quad (5.20)$$

La moyenne du vecteur de Poynting devient :

$$\langle \bar{S} \rangle = \frac{K}{2\omega\mu_0} E_0^2 \sin^2\left(\frac{\pi}{b} y\right) \quad (5.21)$$

Avec :

$$K = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} \quad (5.22)$$

La puissance moyenne transmise à l'intérieur du guide à travers une section (a,b), est :

$$\langle P \rangle = \frac{K}{4\omega\mu_0} E_0^2 a.b \quad (5.23)$$

Cette quantité d'énergie ne dépend que de la fréquence du signal émis et se propage dans le guide sans pertes. La simulation d'une telle onde est représentée en figure 5.6 en amplitude normalisée :  $E/E_0$  pour une fréquence de 2 GHz qui permet la propagation du mode dominant dans le vide  $TE_{10}$ . Les expressions des composantes de l'onde électromagnétique sont réelles et varient uniquement en fonction des coordonnées (y et z).

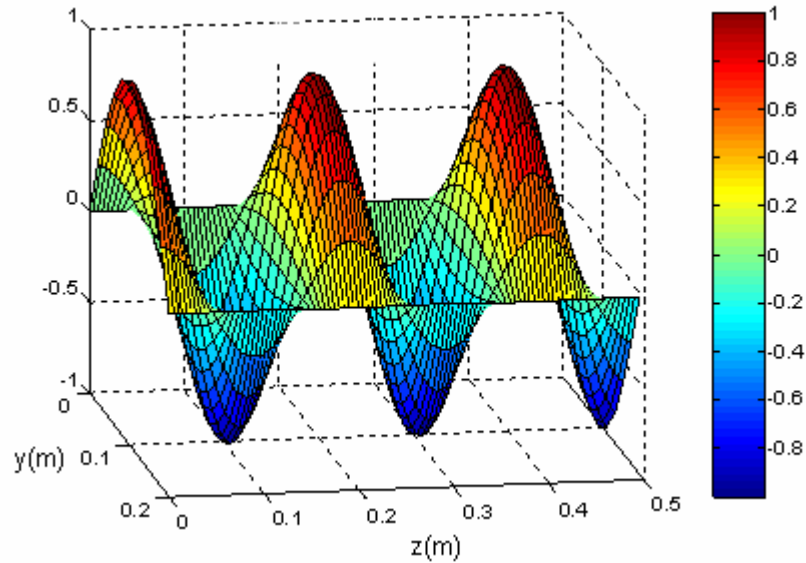


Fig. 5.6 Simulation de la propagation d'une OEM non atténuée dans le vide.

### 5.3.2 Simulation de la Propagation de l'Énergie dans un GOR partiellement rempli d'un plasma d'Argon pour $0 \leq z \leq d$

Dans cette perspective, la composante du champ électrique est donnée par les équations 5.17 et 5.18:

$$E_2(z) = EE_0 \left( \cos(\Gamma z) + \frac{\Gamma \sin(\Gamma d) + iK \cos(\Gamma d)}{\Gamma \cos(\Gamma d) - iK \sin(\Gamma d)} \sin(\Gamma z) \right) \quad (5.24)$$

où le nombre d'onde est complexe et donné par les équations 4.15-4.18 :

$$K'' = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{X^2 + Y^2} - X)^{1/2} \quad (5.25)$$

$$K' = \frac{Y}{2K''} \quad (5.26)$$

Avec :

$$X = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'_r - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 \quad (5.27)$$

$$Y = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon''_r \quad (5.28)$$

La figure 5.7 montre une nette atténuation du champ électrique à l'intérieur du plasma pour une fréquence de 1.8 GHz située dans l'intervalle :  $\sqrt{\omega_p^2 - \nu^2} \leq \omega < \nu$ . Les résultats obtenus par code de calcul et par simulation sont concordants.

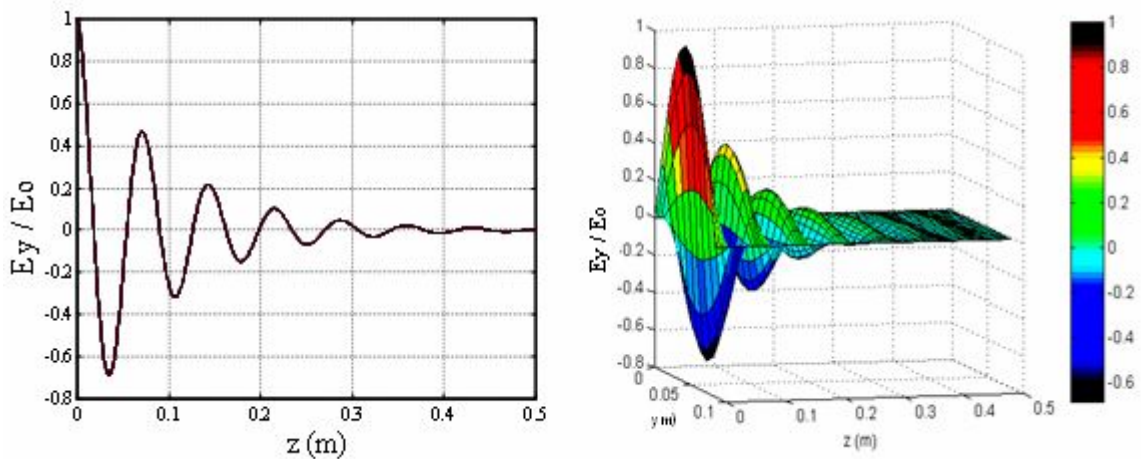


Fig. 5.7 Evolution du champ électrique dans un GOR partiellement rempli de plasma à la fréquence de 1.8 GHz.

En utilisant les mêmes paramètres fréquentiels et un guide d'onde de largeur double dont l'unique effet est sur la fréquence de coupure , la

simulation montre ( figure 5.8) qu'à une fréquence de 2.3 GHz, l'onde est totalement réfléchiée et le plasma n'absorbe aucune énergie.

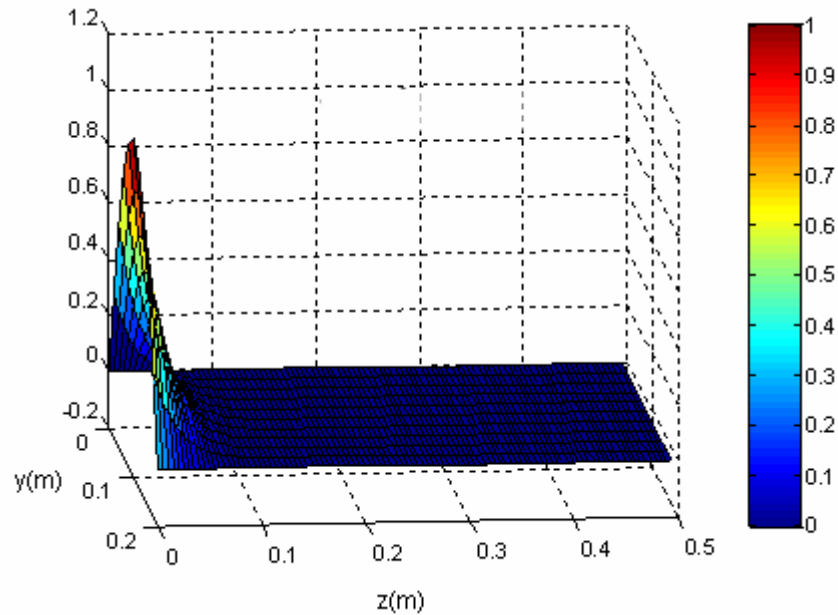


Fig.5.8 Simulation de la propagation d'une OEM à la fréquence de 2.3 GHz.

Lorsque la fréquence de la radiation incidente dépasse la fréquence de plasma, l'onde électromagnétique tend à s'y propager sur des distances de plus en plus élevées et le facteur d'atténuation devient de plus en plus petit. La figure 5.9 montre une simulation de la propagation du champ électrique dont l'amplitude est standardisée à une fréquence de 3 GHz.



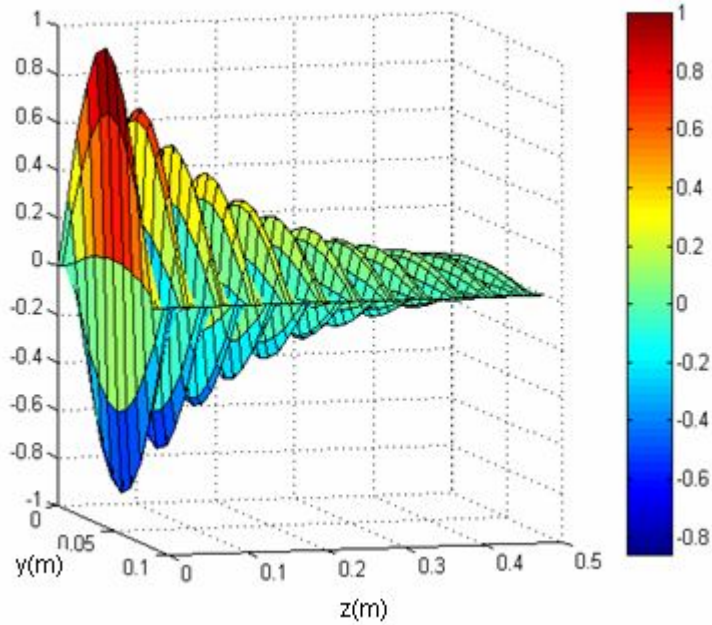


Fig.5.9 Simulation de la propagation du champ électrique dans un WR-340 partiellement rempli de plasma à la fréquence de 3 GHz .

La valeur de la puissance moyenne à travers une section du guide se simplifie en :

$$\langle P \rangle = \frac{K'}{4\omega\mu_0} E_0^2 a.b e^{-2K''z} \quad (5.29)$$

La puissance transmise à travers le guide d'onde dépend de la distance  $z$  et s'atténue progressivement à l'intérieur du guide. La valeur maximale de la puissance dépend ainsi de la fréquence de collision des électrons avec les particules neutres, de la fréquence du plasma et de la fréquence du signal émis à la source. Ces paramètres déterminent les valeurs des parties réelle et imaginaire du vecteur d'onde (figure 5.10) et par conséquent la valeur de la puissance absorbée par le plasma à une fréquence donnée.

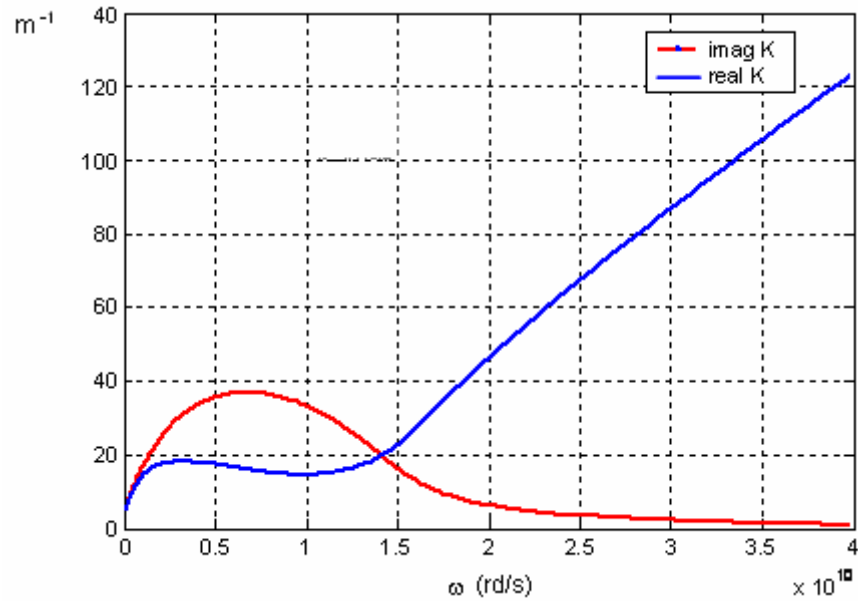


Fig.5.10 Variations du nombre d'onde et du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence.

La puissance moyenne est maximale en  $z=0$  où le champ électrique est maximal et l'énergie est absorbée par les électrons proches de cette surface qui transfèrent une partie de cette énergie par diffusion vers les zones profondes. Comme  $\omega_p$  dépend uniquement de la densité des électrons, sa valeur est fixée dans le présent travail. Pour des fréquences variables, la figure 5.11 montre que la puissance transmise à un plasma confiné dans un guide d'onde rectangulaire devient minimale pour des fréquences voisines de la fréquence du plasma pour pratiquement toutes les fréquences de collisions utilisées.

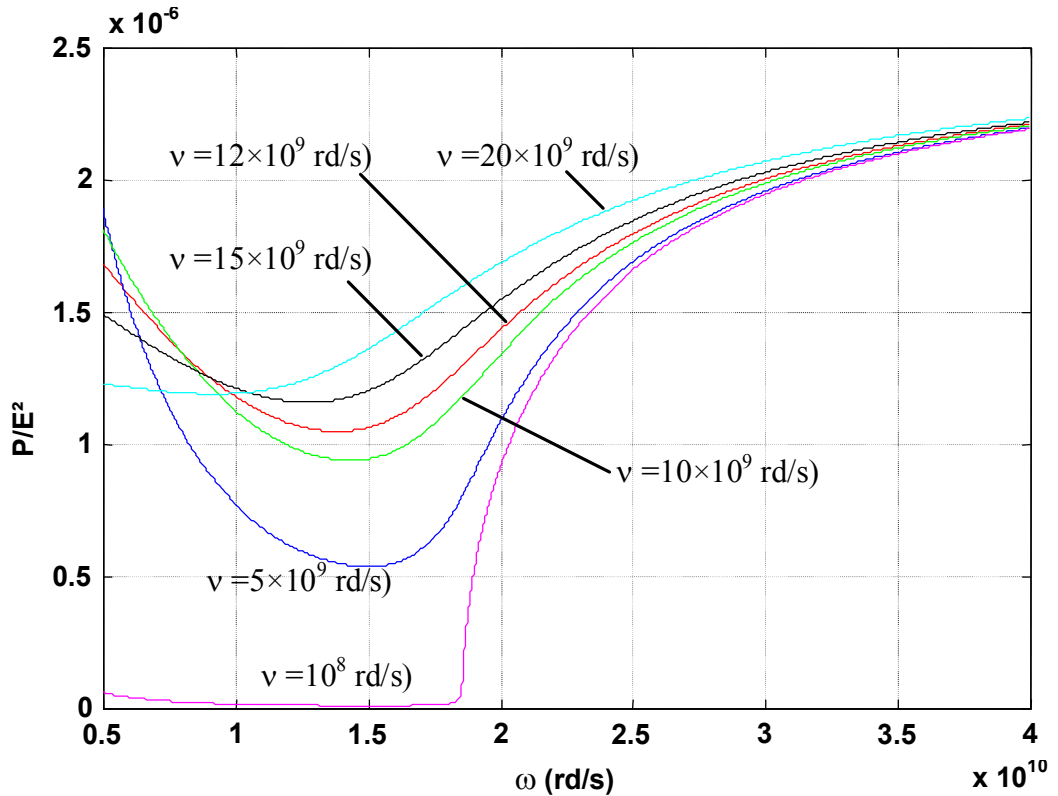


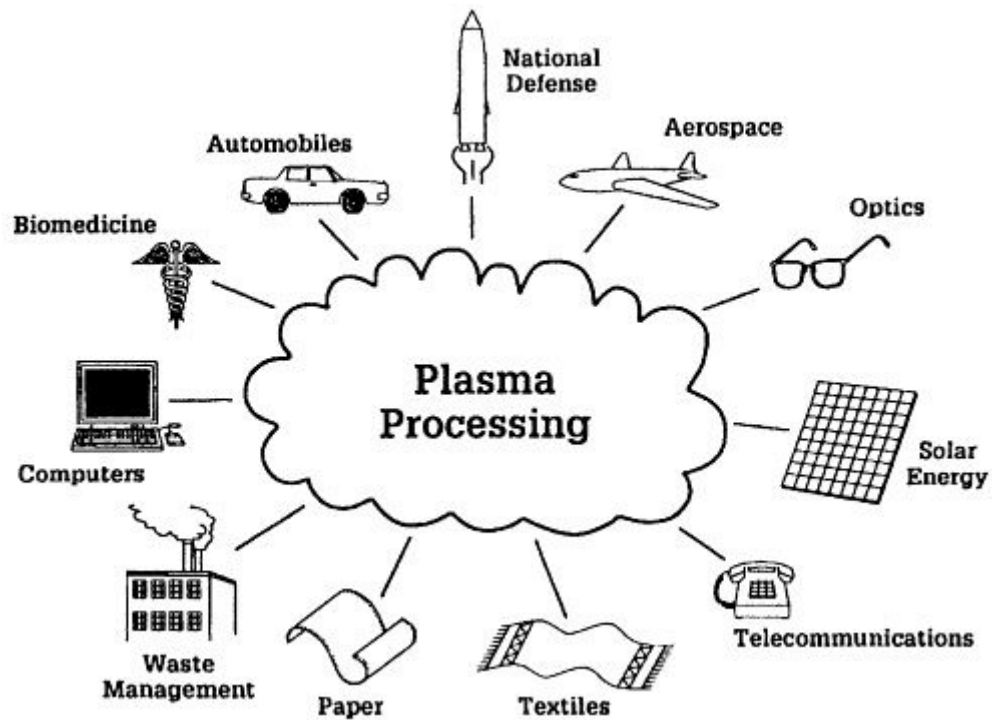
Fig. 5.11 Puissance relative maximale absorbée par un plasma d'Argon confiné dans un GOR.

Ce type de dispositif est utilisé pour le chauffage du plasma, pour les torches à plasma, pour le traitement du caoutchouc, du bois, du linge, des matériaux de construction...La détermination de la puissance transmise à ces milieux devient un important aspect de la technologie des guides d'onde. La simulation montre une forte atténuation dans le gaz ionisé pour des fréquences proches de la fréquence de collisions et ne favorise pas le chauffage en profondeur. Le plasma est entretenu seulement par les collisions engendrées par les mouvements rapides des électrons énergétiques.

## 5.4 CONCLUSION

Les résultats de la simulation de l'effet d'une onde électromagnétique sur un plasma confiné dans un guide d'onde rectangulaire ont permis de montrer que la puissance absorbée passe par un minimum au voisinage de la

fréquence de plasma et ne devient importante qu'au delà de cette fréquence. La quantité d'énergie transmise à l'argon est optimisée pour des fréquences de collisions élevées nécessitant un plasma de fortes densités.



## **CONCLUSION GENERALE**

1. PROBLEMATIQUE ET SOLUTIONS
2. PERSPECTIVES

## CONCLUSION GENERALE

### 1. PROBLEMATIQUE ET SOLUTIONS

A travers cette thèse, il a été question d'analyser les effets produits par la variation de la fréquence de collision sur l'énergie absorbée par le plasma et de déterminer ainsi les conditions optimales du fonctionnement du MIP. Pour ce faire, un code de calcul par les éléments finis, en utilisant le logiciel *FEMLAB* sous MATLAB, a été utilisé. Les simulations de la propagation dans un guide d'ondes rectangulaire en mode  $TE_{10}$  ont abouti à quelques conclusions intéressantes.

Pour une plage de fréquences de l'onde transmise qui permettent la propagation du mode fondamental  $TE_{10}$ , la variation de la fréquence de collision montre que la puissance absorbée passe par un minimum à une fréquence proche de la fréquence de plasma et suggère que les applications industrielles évitent cet intervalle de fréquences pour des densités relativement faibles.

A des fréquences de l'ordre de 3.18 GHz, la puissance transmise s'élève linéairement et le chauffage du plasma devient performant. Le choix de la plage de fréquences permettant la propagation du mode fondamental détermine une conductivité et une permittivité complexes qui vont conditionner le comportement du plasma. L'analyse de la puissance absorbée par le milieu ionisé montre une nette influence de la fréquence de collisions et suggère ainsi une reconsidération de l'application du modèle de Vlasov.

Les résultats de la simulation ont permis de déterminer la distribution du champ électrique à l'intérieur du guide d'onde WR340 dans les deux espaces, la partie vide où l'onde reste inatténuée et dans le milieu plasmagène où le signal ne pénètre dans le gaz ionisé que sur de courtes distances de l'ordre de l'épaisseur de peau. Le fait que le gaz est partiellement ionisé par le signal incident et que le phénomène d'ionisation

est pratiquement réalisé par avalanche montrent que les MIP peuvent être entretenus par ce genre de dispositif.

La prise en compte de l'influence des deux fréquences ( de collisions et de plasma) montre que le modèle étudié répond aux différentes simplifications proposées par les travaux publiés et cités dans les références et que le choix de la fréquence du signal à utiliser, pour des densités de charges données, doit prendre en considération les variations amplitudes grandeur de la puissance absorbée.

## 2. PERSPECTIVES

Pour la continuité de ce travail, il nous vient à l'esprit de définir les axes de recherches qui sont, à notre avis, prometteurs :

- L'analyse d'un couplage électromagnétique-thermique pour déterminer directement la température du plasma à fur et à mesure que le champ varie dans le temps et l'espace.
- L'effet de la variation fréquentielle et spatiale des caractéristiques du plasma ( $\varepsilon_{rc}(\omega, z)$  et  $\sigma_c(\omega, z)$ ).
- L'effet des variations de la température sur ces mêmes caractéristiques.
- La prise en compte de la nature non isotrope du plasma aux températures élevées.
- L'influence particulière de la permittivité négative du plasma (Left Hand Materials).

## **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**



## **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1]. Irving Langmuir, "Oscillations in Ionized Gases", PNAS 1928, Vol.14, pp.627-637.
- [2]. A. Bogaerts, E Nayts, R Gijbels, J Van der Mullen, " Gas discharge plasmas and their applications," Spectrochimica Acta Part B 57, pp.609-658, 2002.
- [3]. Ambrogio Fasoli, " Introduction to plasma physics II", EPFL, 2005/2006.
- [4]. J M Moret, "Processus de relaxation et transport classique", Notes de Cours, Ecole doctorale en physique, EPF Lausanne, 2<sup>ème</sup> édition, Mars 2006.
- [5]. Giovanni Antonio Coduti, " Etude de l'interaction d'une onde électromagnétique avec un plasma d'air à température ambiante,"Thèse de Doctorat, paris XI Orsay, Jan 2005.
- [6]. C.C.Motta, A.D.Fonseca, G.H. Gomes, and H. S.Maciel, "Complex Permittivity Measurement in Dielectric Waveguide Filled with Argon Plasma," SBM0/IEEE MIT-5 IMOC 2001 Proceedings.
- [7]. H. W. Yang, S. Gunasekaran," Comparison of temperature distribution in model from cylinders based on Maxwell's equations and Lambert's law during pulsed microwave heating", Journal of Food Engineering 64, 2004, pp. 445-453.
- [8]. Mostafa K. Howlader, Yungiang Yang and J. Reece Roth,"Times-Resolved Measurements of Electron Number Density and Collision Frequency for a Fluorescent Lamp Plasma Torch ," IEEE Transactions on Plasma Science, Vol.33, N3,pp.1093-1099, June2005.
- [9]. P. Rattanadecho, "The numerical and experimental investigation of heat transport and water infiltration in granular packed beds due to supplied hot water (one-and-two dimensional models)", THAMMASAT Int J SC.Tech., Vol.10, N0.3, July -Sep 2005, pp.63-72.

- [10]. P. Rattanadecho, "The simulation of microwave heating of wood using a rectangular waveguide: Influence of frequency and sample size", *Chemical Engineering Science* 61 (2006), pp.4798-4811.
- [11]. Graham Brodie, "Microwave timber heating and its application to solar drying", Degree of Doctor of Philosophy Thesis, the University of Melbourne, June 2005.
- [12]. G. A. Kriegsmann, "Thermal runaway in microwave heated ceramics: a 1 D model", *J.Appl. Phys.*71, 1992, pp.1960-1966.
- [13]. Michael R.Booty and Gregory A. Kriegsmann, "Microwave heating and joining of ceramic cylinders: A mathematical model", *Methods and Applications of Analysis*, 1(4) 1994, pp.403-414.
- [14]. Yu. V. Tsvetkov, "Plasma metallurgy : Current state, problems and prospects", *Pure Appl. Chem*, Vol.71, N0.10, 1999, pp.1853-1862.
- [15]. Xiang Sun and al,"Effects of microwave on molten metals with low melting temperatures", *Journal of Minerals and Materials Characterization and Engineering*, Vol.4, N0.2, 2005, pp.107-112.
- [16]. Mrityunjay Santra and K.U. Limaye,"Estimation of Complex Permittivity of Arbitrary Shape and Size Dielectric Samples Using Cavity Measurement Technique at Microwave Frequencies,"*IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol.53, N2, pp.718-722,February,2005.
- [17]. Gilles Arnoux,"Chauffage de plasma par ondes électromagnétiques à la troisième harmonique de la fréquence cyclotron des électrons dans le TOKAMAK TCV", Thèse de doctorat ES Sciences, EPF de Lausanne, 2005.
- [18]. Ron Schmitt, "Electromagnetics explained", Newnes (Elsevier Science) USA, 2002.
- [19]. John Gilchrist, "Microwave heating of fluid /solid layers: a study of hydrodynamic stability and melting front propagation", PhD thesis, New Jersey Institute of Technology, August 1998.

- [20]. J Saxler, J Gomez Rivas, C Janke, H P M Pellemans, P Haring Bolivar and H Kurz, “ Time-domain measurements of surface plasmon polaritons in the terahertz frequency range”, *Physical Review B* 69, 155427 (2004), pp. 1-4.
- [21]. Kevin J Bowers, “ High frequency electron resonances and surface waves in unmagnetized bounded plasmas”, Phd Thesis, University of California, Berkley, 2001.
- [22]. Karyn M.. Green , M. Cristina Borrás , Paul P. Woskov , Guadalupe J. Flores, Kamal Hadidi and Paul Thomas,”Electronic Excitation Temperature Profiles in an Air Microwave Plasma Torch,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol.29, N.2, pp.399-406, April,2001.
- [23]. J.H.Barnes IV, Ole A. Gron and G.M. Hieftje,”Characterization of an argon microwave plasma torch coupled to a Mattauch-Herzog geometry mass spectrometer”, *J. Anal. At. Spectrom*, 17, 2002, pp.1132-1136.
- [24]. John W.Mc Kelliget, “Numerical computation of coupled heat transfer, fluid flow and electromagnetism: the inductively coupled plasma torch”, *Advanced computational Methods in Heat Transfer*, Vol.3, Springer- Verlag, 1990.
- [25]. F.Z. Louai, ”Modèles magnétodynamiques d’éléments finis pour structures tridimensionnelles de chauffage par induction”, Thèse de doctorat, Université de Nantes, 1995.
- [26]. A. Chentouf, “Contribution à la modélisation électrique, magnétique et thermique d’un applicateur de plasma inductif haute fréquence”, Thèse de Doctorat, Université de Nantes, 1994.
- [27]. M.R. Mekideche, “Contribution à la modélisation numérique de torches à plasma d’induction”, Thèse de doctorat, Université de Nantes, 1993.
- [28]. Tomohide Sonoda, and al,”An in vitro study of the effect of 2.45 GHz electromagnetic fields on expression of HSP70, N CHO-K1 cells”, *The Bioelectromagnetic Society*, 29<sup>th</sup> Annual Meeting, Kanazawa, Japan,2007.

- [29]. Geng Ku and Lihong V. Wang, "Scanning thermoacoustics tomography in biological tissue", *Med.Phys.*27 (5), May 2000, pp.1195-1202.
- [30]. Nabil T.M. El-dabe, Mona A.A Mohamed and Asma F.El Sayed, "Effects of microwave heating on the thermal states of biological tissues", *African Journal of Biotechnology*, Vol.2, NO. 11, 2003, pp.453-459.
- [31]. Clive M Alabaster, "The microwave properties of tissue and other lossy dielectrics", PhD thesis, CRANFIELD University, March 2004.
- [32]. V. Hausen,"Guidelines for experiments to investigate the effet of RF EM fields on biological systems", Edition Wissenschaft, Nov. 1997.
- [33]. Eric J. Lerner, "Plasma propagation in space", *American Institute of Physics*, October 2000, pp.16-19.
- [34]. Daniel J. Sullivan and al, "Microawave Techniques for the combustion enhancement of laminar flames", 40<sup>th</sup> AIAA/AMSE/ASEE Joint Propulsion Conference, Fort Lauderdale, Fl., 11-14 July 2004.
- [35]. P. L. Da Silva Mario Antonio, " Simulation des propriétés radiatives du plasma entourant un véhicule traversant une atmosphère planétaire à vitesse hypersonique. Application à la planète Mars", Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, Dec. 2004.
- [36]. Richard E Dickerson, Harry B.Gray and Gilbert P. Haight, JR,e "Chemical Principles", W.A.Benjamin, Inc, N.9, 1970.
- [37]. A W DeSilva and J D Katsouros, " Electrical conductivity of dense copper and aluminium plasmas", *Physical Review E*, Vol.57, NO.5 May 1998, pp.5945-5951.
- [38]. L Leylekian, M Ocio and J Harmmann, "Electromagnetic response of a conductor with complex conductivity", *J Physics III France*3, 1993, pp.139-165.
- [39]. J.P.Perez, R. Charles and R. Flecking, " Electromagnétisme, fondements et applications," 3<sup>ème</sup> édition, Paris, 1997.

- [40]. R.J. Goldston, and P.H. Rutherford, "Introduction to Plasma Physics" Institute of Physics Publishing, Bristol UK, 1995.
- [41]. Z. Ristivojević, Z.Lj. Petrovic, "Collision frequency for ion transport at low electric fields", XXVII<sup>th</sup> ICPIG, Eindhoven, July 2005, pp.18-22.
- [42]. P Hellinger, P Travnicek and J D Menietti, "Effective collision frequency due to ion-acoustic instability: theory and simulation", Geophysical research Letters, Vol.31, NO.10, L10804, 2004, pp.1-4.
- [43]. M. Aguet et M. Ianoz, "Haute Tension", Dunod, imprimé en France, 1987.
- [44]. Stephen M. Rossnagel and al, "Handbook of plasma processing technology, Fundamentals, Etching, Deposition, and Surface Interactions" Noyes Publications, New Jersey, USA, 1990.
- [45]. J. C. Maxwell, "On Physical Lines of Force", Philosophical Magazine and Journal of Science, London, 1861
- [46]. C. Maxwell, "A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field", Philosophical Transactions of the Royal Society of London 155, 459-512 (1865).
- [47]. Heinrich Hertz, « Über die Berührung fester elastischer Körper », J. für reine und angewandte Mathematik, vol.92, 1881, p.156-171
- [48]. A.Sekkak, L.Pichon, A.Razek, "3D FEM magneto-thermal analysis in microwave ovens", IEEE Transactions on Magnetics, Vol.30, NO.5, Sept 1994.
- [49]. National Materials Advisory Board (NMAB), "Microwave Processing of Materials", Washington DC, 1994.
- [50]. Peter B. Catrysse, H. Shin and S. Fau, "Propagating modes in subwavelength cylindrical holes", J.Vac.Sci. Technol. B 23 (6), Nov/Dec 2005, pp.2675-2678.
- [51]. P. Lorrain et D. R. Corson, "Champs et Ondes Electromagnetiques", Armand COLIN, Paris, 1979.

- [52]. Eric C Green, R S ,” Design of a microwave sensor for non invasive determination of blood glucose concentration”, Master of Science in Biomedical Engineering Thesis, Baylor University (USA), Dec.2005.
- [53]. F Z. Kadid, “Contribution à l’étude des convertisseurs MHD à induction”, Thèse de Doctorat d’Etat, Université de Batna, 2004.
- [54]. S.V.Patankar, “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”, Hemisphere Publishing Corporation, Mc Graw-Hill Book Co, N.Y, 1980.
- [55]. R. L. Panton, “incompressible Flow”, John Wiley and Sons,New York, 1984.
- [56]. L. Spitzer, “Physics of Fully Ionized Gases”, New York : Interscience (2nd edition), 1962
- [57]. B.Liu and T R Marchant, “The microwave heating of three dimensional blocks: semi-analytical solutions”, IMA Journal of Applied Mathematics (2002) 67, 1-31.
- [58]. A. Piotrowski,” Measurements of microwave induced plasma using microwave technique”, Journal of Microwaves and Optoelectronics, Vol.1, NO.3, Dec.1998, pp.35-41.
- [59]. Ali Oktay and Ali Akman, “ An analysis of the FDTD method for modeling the microwave heating of dielectric materials whin 3D cavity system”, Journal of electrical Engineering, Vol.3, 2003.
- [60]. Xiaofeng Wu, M S, “Experimental and theoretical study of microwave heating of thermal runaway materials”, Doctor of Philosophy in Mechanical Engineering, Blacksburg, Virginia, 2002.
- [61]. Mohammed-Salah Aggoune, Rachid Abdessemed, Said Drid, Fatima-Zohra Kadid," Electromagnetic Power Simulation in a Plasma Medium " International Review of PHYSICS, December 2008
- [62]. P H Bolivar, M Brucherseifer, J G Rivas, R Gonzalo, A L Reynolds, M Holker, and P de Maagt, “ Measurements of the dielectric constant and loss tangent of high dielectric – constant materials at terahertz

- frequencies”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.51., N0.4, April 2003,pp.1062-1065.
- [63]. Kwan Chi Kao,”Dielectric phenomena in solids”, Elsevier Academic Press, New York, 2004.
- [64]. Yuriy O.Tyshetskiy,” Anomalous and Nonlinear effects in inductively coupled plasmas”, Phd Thesis, University of Saskatchewan, 2003.
- [65]. A.A. Vlasov, “Many-particle theory and its application to plasma”, Edition New York, Gordon and Breach, 1961.
- [66]. T.D.Carozzi ,”Radiowaves in the ionosphere: propagation, generation and detection,” Doctorat thesis, Uppsala University, 2000.
- [67]. F F Chen, “Nonlinear effect and anomalous transport in RF plasmas”, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol.34, N0.3, June 2006, pp.718-727.
- [68]. Alex V Vasenko and M.J. Kushner, “ Electron energy distributions and anomalous skin depth in high plasma density inductively coupled discharges”, Physical Review E66, 066411 (2002), pp.1-14.
- [69]. A.K. Pal,” Plasma processing of super -hard coatings”, Current Science, Vol.83, N0.3, August 2002, pp.225-236.
- [70]. K Umetsu and Y Tomizawa ,” Designing of microwave applicators by electromagnetic wave analysis”, Nippon Steel Technical Report N0.89, Jan 2004.
- [71]. M. R. Wertheimer and M. Moisan,” Processing of electronic materials by microwave plasma”, Pur and Appl. Chem., Vol.66, No.6, 1994, pp.1343-1352.
- [72]. K.Akhtar and al, “Plasma interferometry at high pressures”, Review of Scientific Instruments, Vol.74, N0.2, Feb. 2003, pp.996-1001.
- [73]. N St J Braithwaite, “Introduction to gas discharges”, Plasmas Sources Sci. Technol, 9, 2000, 517-527.

- [74]. V.Vegh, I.W.Turner, E.Sizgek, D Sizgek, "Numerical validation of microwave heated fluidised bed calcination of waste containing ceramicwders", ANZIAM J. 45 (E), pp.C34-C49, 2004.
- [75]. "ARGON", <http://fr.wikipedia.org/wiki/Argon>
- [76]. R.N.V. Novakovic and Al, "Some transport properties in plasmas containing Argon and Fluorine", Facta Universitatis, Series: Physics, Chemistry and Technology, Vol.2, NO.5, 2003, pp.285-291.
- [77]. S.Y. Moon and W Choe, "Parametric study of atmospheric pressure microwave induced Ar/O<sub>2</sub> plasma and the ambient air effect on the plasma", Pysics of Plasmas, Vol.13, 103503 (2006), pp.1-6.
- [78]. V V Komarov and V V Yakovlev, " Simulation of components of microwave heating applicators by FEMLAB, MICROWAVELAB, and QUICKWAVE-3D", Proceedings of the 36<sup>th</sup> Microwave Power Symposium, San Fransisco, April 2001, pp-18-20.
- [79]. José M.Catala-Civera, Antoni J. Canos, Felipe L. Penaranda-foix and Elias de los Reyes Davo," Accurate determination of the Complex Permittivity of materials with Transmission Reflection Measurements in Partially Filled Rectangular Waveguides," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.51, NO.1, pp.16-24, January, 2003.
- [80]. Zulkifly Abbas, Roger D. Pollard ,and W.Kelsall."Complex Premittivity Measurments at Ka-Band Using Rectangular Dielectric Waveguide," IEEE Transactions on Instrumentation and Measurments , Vol.50, N.5, pp.1334-1342, Octobre, 2001.
- [81]. J.P.Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, "Journal Comput Physics, Vol.114, pp.185-200, October 1994.
- [82]. A.F.Rusanov, V.M. Yakovenko, "Electromagnetic waves in a rectangular plasma wave guide and their interaction with an electron beam," MSMW'04 Symposium Proceedings, Kharkov, Ukraine, pp.369-371, June 21-26, 2004.



- [83]. D Razausky, P D Einziger and D R Adams, "Optimal dispersion relations for enhanced electromagnetic power deposition in dissipative slabs", *Physical Review Letters*, Vol.93, N0.8, 2004, pp(083902).1-4.
- [84]. P Ratanadecho, K Aoki and M Akahori, "The characteristics of microwave melting of frozen packed beds using a rectangular waveguide", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol.50., N0.6, June 2002, pp.1495-1502.
- [85]. James M. Hill and Timothy R Marchant," Modelling microwave heating", *Appl.Math. Modelling*, Vol.20, January 1996, Elsevier Science Inc, pp.3-15.
- [86]. Konstantin A.Lurie and Vadim V.Yakovlev, "Method of control and optimization of microwave heating in waveguide systems", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.35, N0.3, May 1999.
- [87]. R J M ten Hove," Optical guiding in a plasma waveguide", Investigation of a gas-filled capillary discharge waveguide", University of Twente Department of Science and Technology, Laser Physics and Non-Linear optics Enschede, September 29, 2005.
- [88]. Sh M Khalil, Y A Sayed, Kh H El Shorbagy and A T El Gendy, "Field stability by the electron beam in a warm magnetized plasma-filled waveguide," *Miramare Trieste* , November 2002
- [89]. R. J. M. ten Hove, " Optical guiding in a plasma waveguide", PhD. Thesis, University of Twente, 2005.
- [90]. Xiaobing Feng, " Absorbing boundary conditions for electromagnetic wave propagation," *Mathematics of Computation*, Vol.68, N° 225, 1999, pp.145-168.
- [91]. Karl S Kunz and Raymond J Luebbers, "The finite difference time domain method for electromagnetics", CRC press, USA, 1993.
- [92]. Steven A.Cummer, " An analysis of new and existing FD TD method for Isotropic cold plasma and a method for improving their accuracy",

- IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol.45, N0.3, March 1997, pp.332-4000
- [93]. L. Y.Tio and Al,“ Weak form finite element formulation for the Helmholtz equation”, International Journal of Electrical Education, vol. 41, n°1, pp.1-9, 2004
- [94]. P. Ratanadecho, K Aoki and M Akahori “ A numerical and experimental investigation of the modeling of microwave heating for liquid layers using a rectangular wave guide (effects of natural convection and dielectric properties)”, Applied Mathematics Modelling, Vol.26, Issue 3, March 2002, Pages 449-472.

## **ANNEXES**

## ANNEXE 1

### CARACTERISTIQUES DES GUIDES D'ONDE

Ci-dessous est représenté un tableau des différents guides d'ondes où :

- WR : signifie « guide d'onde rectangulaire »
- La largeur du guide est indiquée en inches ( 1 inch=2.54 cm) dans la désignation du guide. Par exemple, le guide d'onde WR340 possède une largeur  $b=3,40$  inches= $8,636$  cm.
- La fréquence de coupure théorique est celle du mode dominant.

<b>Designation WR</b>	<b><math>f_L - f_U</math> (GHz)</b>	<b><math>f_{CO}</math> (GHz)</b>	<b>Inside Width (in)</b>	<b>Inside Height (in)</b>
WR975	0.75-1.12		9.750	4.875
WR770	0.96-1.45		7.700	3.850
WR650	1.12-1.70		6.500	3.250
WR510	1.45-2.20		5.100	2.550
WR430	1.70-2.60		4.300	2.150
WR340	2.20-3.30		3.400	1.700
WR284	2.60-3.95	2.08	2.840	1.340
WR229	3.30-4.90	2.577	2.290	1.145
WR187	3.95-5.85-	3.156	1.872	0.872
WR159	4.90-7.05	3.705	1.590	0.795
WR137	5.850-8.200	4.285	1.372	0.622
WR112	7.050-10.000	5.26	1.122	0.497
WR90	8.20-12.40	6.56	0.900	0.400
WR75	10.0-15.0	7.847	0.750	0.375
WR62	12.40-18.00	9.49	0.622	0.311
WR51	15.00-22.00	11.54	0.510	0.255
WR42	18.00-26.5	14.08	0.420	0.170
WR34	20.0-33.0	17.28	0.340	0.170
WR28	26.50-40.00	21.1	0.280	0.140
WR22	33.00-50.00		0.224	0.112
WR19	40.00-60.00		0.188	0.094
WR15	50.00-75.00		0.148	0.074
WR12	60.00-90.00		0.122	.061
WR10	75.00-110.0		0.100	0.050
WR8	90.00-140.0		0.080	0.040
WR7	110.0-170.0		0.065	0.0325
WR4	170.0-260.0		0.043	0.0215
WR3	220.0-325.0		0.0340	0.0170

## ANNEXE 2

### PROPRIETES PHYSICO-CHIMIQUES DE L'ARGON

#### INFORMATIONS GENERALES

Nom, Symbole, Numéro : Argon, Ar, 18

Série chimique : Gaz rare

Masse volumique : 1,784 kg/m<sup>3</sup>

#### PROPRIETES PHYSIQUES

État ordinaire: Gaz (non magnétique)

Température de fusion: -189,3 °C ; 83,8 K

Température d'ébullition: -185,8 °C ; 87,3 K

Énergie de fusion : 1,188 kJ/mol

Énergie de vaporisation : 6,447 kJ/mol

Volume molaire : 22,56×10<sup>-3</sup> m<sup>3</sup>/mol

Pression de vapeur : -----

Vitesse du son : 319 m/s à 20 °C

#### DIVERS

Électronégativité : -----

Chaleur massique : 520 J/(kg·K)

Conductivité électrique: -----

Conductivité thermique : 0,017 72 W/(m·K)

1<sup>e</sup> Énergie d'ionisation : 1520,6 kJ/mol

2<sup>e</sup> Énergie d'ionisation : 2665,8 kJ/mol

3<sup>e</sup> Énergie d'ionisation : 3931 kJ/mol

4<sup>e</sup> Énergie d'ionisation : 5771 kJ/mol

5<sup>e</sup> Énergie d'ionisation : 7238 kJ/mol

6<sup>e</sup> Énergie d'ionisation : 8781 kJ/mol

7<sup>e</sup> Énergie d'ionisation : 11995 kJ/mol

8<sup>e</sup> Énergie d'ionisation : 13842 kJ/mol