

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE d'ADRAR
FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DES SCIENCES DE LA MATIERE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDE en vue de l'obtention du diplôme de
MASTER en PHYSIQUE ENERGETIQUE

Thème

*Modélisation de la résonance acoustique dans les lampes à
décharge haute pression (HPD).*

Soutenue le : 30 Mai 2016

Présenté par : Mlle. ABADA LYNDA

Membres de jury :	Grade	Etb d'origine
Président : Dr. MENNAD Boufeldja	MCB	UNIV-ADRAR
Examineurs : Mr. DALILE Ahmed	MAA	UNIV-ADRAR
Rapporteur: Mr. AMER Lakhdar	MAA	UNIV-ADRAR



Dédicace

*J'ai le plaisir de dédier ce modeste travail à :
Mes chers parents surtout ma mère pour leur
sacrifices et encouragements*

*A mes frères et sœur, "Surtout ma chère sœur,
NOUR ELHOUDA qui m'a encouragé à continuer
ce travaille*

A tous Mes les amis

*Je dédie aussi ca travail à tout ceux qui m'ont
soutenu et encouragé et tout la promotion de
physique des matériaux*

*A tous ceux qui m'ont aide de prés ou de loin pour
compléter ce travail*

lynda

Remerciement

*Je remercie tout d'abord le **DIEU**, tout puissant qui m'a éclairé le bon chemin et m'a donné la force pour le suivre, ainsi que l'audace pour dépasser toutes les Difficultés.*

*En premier lieu, je tiens à remercier et exprimer ma gratitude à mon promoteur **Mr. L AMER**, maitre assistant classe A à l'université AHMED DRAIA ADRAR, pour avoir accepté de m'encadrer, sa constante disponibilité et ses précieux conseils soient ici mille fois remerciés.*

*Mes remerciements vont également à **Mr. B MENNAD**, maitre de conférence classe B pour m'avoir accepté de présider notre jury de soutenance,*

*Je remercie **Mr. A.DALILE** maitre assistant classe A à l'université AHMED DRAIA ADRAR pour m'avoir bien voulu **examiner ce travail***

*Je tiens aussi à remercier tous mes enseignants du département des **sciences de la matière** de l'université **AHMED DRAIA ADRAR** pour leurs conseils et surtout leur compréhension.*

Enfin, je remercie, toutes les personnes sans lesquelles ce travail n'aurait pu être mené à terme.

Résumé

Dans le but de réduire la consommation électrique pour les lampes à décharge type sodium HP et vapeur de mercure HP, l'utilisation des ballasts électroniques haute fréquence présente à la fois une solution et de nombreux avantages tel que la diminution de l'encombrement, faible cout et les faibles pertes environ 10%, cependant elle n'est pas considéré comme parfaitement fiable. Cela est dû à une grande partie à l'apparition des résonances acoustiques dans le plasma de la décharge électrique pour certaines fréquences de fonctionnement.

Vu la relation pertinente qui existe entre ce phénomène et la propagation des ondes dans le plasma, un modèle prédictif à été établi traduit en programme de calcul sous le langage Matlab, on peut déterminer les fréquences d'oscillations pour les modes de propagation fondamentales Z axial, r axial, et φ axial. Les résultats obtenus vont nous permettre d'éviter les résonances acoustiques dans les lampes alimentées par des ballasts électroniques de structure très réduites.

Mots clés

Plasma, Lampes à décharge, résonances acoustiques, instabilités acoustiques, fréquence acoustique, ondes stationnaires

Sommaire

<i>Dédicace</i>	ii
Remerciement.....	iii
Résumé.....	iv
<i>Liste des figures</i>	vii
Les nomenclatures.....	x
Introduction générale	1
Chapitre 1: Généralités sur les plasmas	4
1.1 INTRODUCTION	4
1.2 Qu'est-ce que c'est un plasma?	4
1.3 Génération des plasmas :	6
1.4 Les différents types de collisions intervenant dans une décharge	7
1.5 Paramètres d'un plasma :	8
1.5.1 Densité des espèces	8
1.5.2 Température des espèces	9
1.5.3 Degré d'ionisation	10
1.5.4 Fréquence plasma	11
1.5.5 La quasi-neutralité macroscopique.....	12
1.5.6 Le libre parcours moyen.....	12
1.6 Classification des Plasmas	13
1.6.1 Classification des plasmas selon la température.....	14
a) Plasmas chauds (en l'ET : équilibre thermodynamique total):	14
b) Plasmas froids:	15
1.6.2 Classification des plasmas selon la pression du gaz.....	17

Sommaire

1.7 Applications des plasmas	18
Chapitre 2 : Lampe à décharge	20
2.1 Introduction	20
2.2 Les lampe à décharge basse pression.....	22
2.2.1 Les lampes fluorescentes.....	22
2.2.2 Les lampes à vapeur de sodium basse pression.....	23
2.3 Les lampes à décharge haute pression.....	25
2.3.1 Les lampes à vapeur de mercure	26
2.3.2 Les lampes à vapeur de sodium (HPS).....	27
Chapitre 3 : Phénomène de Résonances Acoustiques	28
3.1 Résonance acoustique.....	28
3.2 Aspect de l'arc électrique en présence des instabilités.....	30
3.3 Variations de paramètres de la lampe par résonances acoustiques.....	32
3.4 Conclusion.....	35
Chapitre 4 : Modélisation et simulation	36
4.1. Introduction	36
4.2. Modélisation physique des résonances acoustiques.....	37
4.3. Equation de propagation simplifiée et sa solution analytique	39
4.4. Les instabilités acoustiques.....	41
5.5. Résultats et discussion :	44
4.4.1. Résultats relatifs à lampe type SHP.....	45
4.4.2 Résultats relatifs à lampe type VMHP :	47
4.5 Conclusion.....	50
Conclusion général.....	51
Bibliographie.....	53

Liste des figures

Figure 1- 1 : Evolution de l'état de la matière avec la température [4].....	5
Figure 1- 2 Diagramme température électronique- densité électronique pour quelques plasmas [8]... 6	6
Figure 1- 3 Évolution des températures des électrons (T_e) et des particules lourdes (T_g) avec la pression de travail dans un plasma thermique d'arc [15].....	17
Figure 1- 4 Processus de conversion d'énergie par plasmas (tiré de Plasmas froids, J.P Bœuf, Université de Saint-Etienne, 2004) [9]	19
Figure 2- 1 Lampes sodium basse et haute pression utilisées pour l'éclairage public [21].....	20
Figure 2- 2 Positionnement des lampes à décharge [21]	22
Figure 2- 3 vue d'ensemble et désignation [21]	25
Figure 2- 4 Lampe haute pression à vapeur de mercure [20]	26
Figure 2- 5 Lampe haute pression à vapeur de sodium [19]	27
Figure 3- 1 Déformation de l'arc de décharge perturbée par la résonance acoustique dans une lampe sodium 400W [19]	29
Figure 3- 2 Photographie d'une lampe sodium 400W intacte (gauche), puis des lampes endommagées par la résonance acoustique (droite) [19].....	29
Figure 3- 3 Exemple de génération d'une onde stationnaire longitudinale et son développement. La courbe noire représente l'onde stationnaire et les courbes vertes et rouges, représentent les ondes incidentes et réfléchies [20]	30
Figure 3- 4 Intensité lumineuse relative de l'arc en fonction des coordonnées radiales de la lampe. La photographie accompagnant ce graphique montre bien que l'arc est "poussé" vers la paroi du tube [20]	32

Figure 3- 5 Variation de température électronique dans l'axe, Décharge azote, Tube à décharge: L=52 cm et R=4,9 cm; 0,053.105 Pa [20].....	33
Figure 3- 6 Variation de température de neutres dans l'axe, Décharge azote, Tube à décharge: L=52 cm et R=4,9 cm; 0,053.105 Pa [20].....	33
Figure 3- 7 Variation de la pression acoustique lors de RA [20]	34
Figure 4- 1 Schéma du modèle stationnaire [20]	37
Figure 4- 2 Mode fondamental longitudinal (0, 0,1)	45
Figure 4- 3 Mode fondamental radial (0,1,0)	46
Figure 4- 4 Mode fondamental azimutal (1,0,0)	46
Figure 4- 5 Mode fondamental longitudinal (0,0,1)	47
Figure 4- 6 Mode fondamental radial (0,1,0)	47
Figure 4- 7 Mode fondamental azimutal (1,0,0)	48

Liste des tableaux

Tableau 1- 1 Principaux types de collisions dans un plasma [10]	7
Tableau 1- 2 Principales caractéristiques des plasmas à ETL et hors ETL [10]	16
Tableau 1- 3 Ordres de grandeurs de quelques plasmas en fonction de leur température T_e , leur densité n_e , leur fréquence plasma f_p [11]	16
Tableau 2- 1 Données caractéristiques de différents types de lampe [19]	24
Tableau 4- 1 les paramètres des lampes utilisées dans nos calculs	45
Tableau 4- 2 Fréquences des résonances acoustiques	48

Les nomenclatures

- p : est la variation de la pression autour de la valeur moyenne p_0 .
- $\mathbf{N}(\mathbf{W})$: le terme source qui fait intervenir la puissance électrique injectée par unité de volume,
- $\mathbf{P}_{\text{elec}}(\mathbf{W})$: la puissance électrique injectée dans la décharge.
- $\mathbf{U}_{\text{ray}}(\mathbf{W})$: les pertes par rayonnement par unité de volume.
- $\mathbf{W}_{\text{th}}(\mathbf{W})$: la dissipation de chaleur par unité de volume due à la conduction thermique.
- $\mathbf{c}_s(\text{ms}^{-2})$: la célérité du son dans le plasma qui dépend de la température T
- γ : Constante définie comme le rapport des chaleurs spécifiques à la pression et au volume constant (respectivement C_s et C_v).
- \mathbf{R}_M : Constante molaire de gaz, $RM = 8,3144 (j^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot K^{-1})$.
- $M(\text{mol} \cdot g^{-1})$: Masse molaire.
- $\mathbf{T} (\mathbf{K})$: Température de la décharge.
- \mathbf{J}_n est la fonction de Bessel d'ordre n .
- \mathbf{r} , $\boldsymbol{\varphi}$ et \mathbf{z} sont les coordonnées cylindriques d'un point dans le tube.
- \mathbf{a}_{nm} désigne la racine de rang $(m+1)$ de la première dérivée de la fonction \mathbf{J}_n de Bessel selon r .

Introduction générale

De nos jours, les plasmas sont plus connus pour leur aptitude à émettre de la lumière comme par exemple leur application dans les écrans à plasma pour l'affichage à grande échelle et les lampes à décharge pour l'éclairage. Les plasmas créés en laboratoire sont donc définis comme d'excellentes sources d'ions positifs, de photons et de neutres réactifs

La lumière est un phénomène physique, un transport d'énergie sans transport de matière. On peut classer les sources de lumière en deux catégories :

- La lumière naturelle, appelée aussi lumière du jour, correspond à l'éclairage direct ou indirect provenant du soleil. Cette lumière blanche possède un spectre complet et continu, c'est-à-dire qu'elle émet dans toutes les longueurs d'onde du spectre visible.
- La lumière artificielle est l'éclairage qui est produit artificiellement à l'aide de lampes et de projecteurs, la source de lumière artificielle n'est produite que lorsqu'on allume.

De nombreuses sources artificielles sont désormais utilisées pour l'éclairage des espaces architecturaux et urbains, qui offrent une large palette d'intensités, de teintes et de couleurs et dont on améliore constamment les qualités et les performances. Les objets colorés sont perçus dans leur « vraie couleur » seulement si cette couleur est aussi présente dans le spectre de la source lumineuse.

Un rayonnement lumineux artificiel peut-être produit à partir de l'énergie électrique selon deux principes :

- L'incandescence C'est la production de lumière par élévation de température. Le spectre de rayonnement émis est continu et possède de ce fait la capacité de restituer fidèlement les couleurs des objets. L'énergie fournie est transformée en effet Joule et en flux lumineux.
- La luminescence C'est le phénomène d'émission par la matière, d'un rayonnement lumineux visible ou proche du visible.

Les lampes à décharge haute pression sont des sources de lumière artificielle qui génèrent de la lumière par la transformation d'une puissance électrique en puissance lumineuse, la puissance électrique qui doit être suffisamment importante pour permettre l'ionisation du gaz et créer une décharge électrique, est fournie par un ballast qui stabilise le courant.

Ce travail est consacré à l'étude et à la prévention des oscillations acoustiques dans les lampes Sodium (SHP) et vapeur du mercure (VMHP) fonctionnant en haute pression utilisées dans l'éclairage public. Parmi les lampes à décharge, la lampe haute pression ont une excellente efficacité lumineuse qui peut atteindre 120 lm/W et une longue durée de vie (plus de 16000h). Depuis des dizaines d'années, les performances de ce type de lampe ont beaucoup progressées.

Nous savons par ailleurs que le phénomène des résonances acoustiques est lié à la propagation d'ondes de pression dans le plasma, mais les mécanismes responsables de l'apparition des résonances acoustiques ne sont pas encore parfaitement connus. Certains modèles physiques ont été développés pour prédire les fréquences de résonance, mais ils restent assez « empiriques » car ils

traitent le plus souvent de la propagation d'ondes de pression dans un gaz froid et non-ionisé.

Un modèle complet de propagation dans le plasma d'une décharge électrique est une affaire très compliquée qui dépasse largement l'objectif de ce mémoire. Notre travail se devise trois grandes parties ordonnées comme suit :

Le premier chapitre nous donnerons un rappel sur les plasmas et leurs propriétés Physiques, par la suite, nous présenterons les différents types de plasmas existants

Le deuxième chapitre est dédié à la présentation de la structure d'une lampe haute pression, et à l'analyse générale de ce type de lampe d'une façon générale nous présenterons le principe de base dans la conversion électrique-lumineuse de la décharge.

Le troisième chapitre fera l'objet d'une étude des résonances acoustiques souvent présentent dans les différentes lampes à décharge à haute pression. La définition des résonances acoustiques, leur origine ainsi que leur influence sur le fonctionnement de la lampe, seront développés au cours de ce chapitre.

Dans le quatrième chapitre on s'intéresse à la modélisation et la simulation. Une formulation d'un modèle empirique du phénomène de la résonance acoustique dans la lampe à décharge fonctionnant à haute pression a été établie, afin de prédire les conditions d'excitation de la résonance acoustique et de la forme de l'arc. Une partie de ce chapitre sera consacrée à la programmation Matlab, décrivant la simulation consacrée à la détection des fréquences de la résonance acoustique.

Chapitre 1: Généralités sur les plasmas

1.1 INTRODUCTION

Le plasma (du grec signifiant chose façonnée), quatrième état de la matière, est en fait le plus répandu à l'échelle de l'univers visible (plus de 99% de la matière observable se présente sous forme de plasma), que ce soit au cœur des étoiles, au milieu des galaxies, autour des planètes, il se manifeste aussi dans notre atmosphère à travers des phénomènes comme la foudre ou les aurores. On sait aussi le créer en laboratoire plasmas artificiels pour des applications dans le domaine de l'éclairage (décharges luminescentes, arcs, machines à fusion), de l'énergie « propre » du XXI^e siècle (photovoltaïque solaire et à plus long terme énergie thermonucléaire), de l'environnement, de l'aéronautique et du spatial, des technologies de l'information et de la communication, de la transformation des matériaux, de la défense. [1]

1.2 Qu'est-ce que c'est un plasma?

Historiquement, l'appellation officielle « plasma » n'est venue qu'en 1928, donnée par le physicien américain Irving Langmuir, à cause de sa similarité avec le plasma sanguin [2].

Si nous prenons un élément de la matière à son état solide et nous commençons à le chauffer, il passe graduellement par un état liquide, ensuite gazeux, puis au plasma, comme le montre le schéma de la figure 1-1. Pour cette raison on dit que le plasma est le quatrième état de la matière [3].

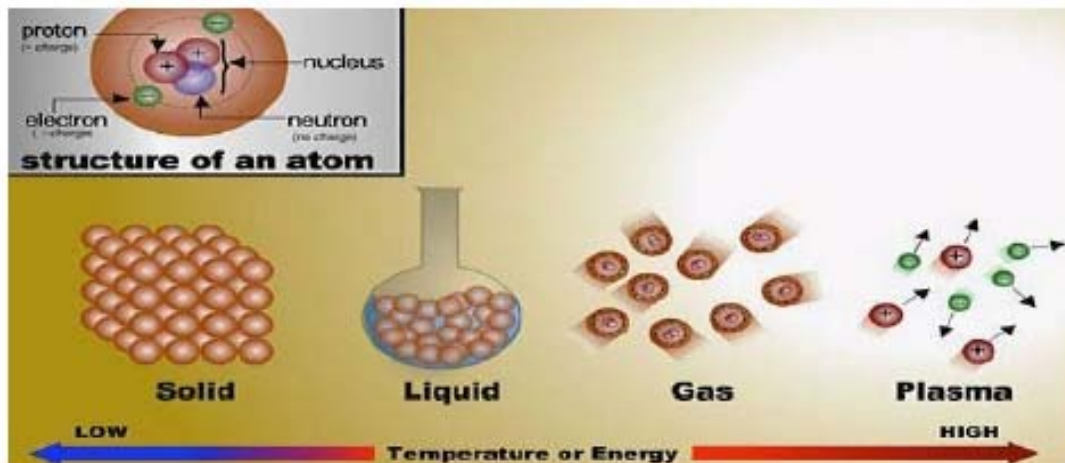


Figure 1- 1 : Evolution de l'état de la matière avec la température [4]

Dans la pratique, les plasmas sont générés à partir d'un gaz, en le soumettant à une excitation externe (électrique ou thermique) suffisante pour arracher les électrons de leurs atomes (phénomène d'ionisation) [5]. On crée donc une collection de particules chargées avec généralement la densité des charges négatives à peu près égale à celle des charges positives [3]. Les charges négatives sont généralement des électrons, mais dans certains cas pour des milieux électronégatifs, on peut avoir la création d'ions négatifs [6]. Les charges positives sont généralement des ions, des molécules ou des atomes auxquels on a arraché un ou plusieurs électrons.

Cette particularité fait que les plasmas conservent certaines propriétés des gaz (compressibilité, pression proportionnelle à la température absolue, ...), par contre, les propriétés électromagnétiques sont différentes du fait de la présence d'électrons en mouvement qui font que le plasma est un bon conducteur d'électricité [3].

Pour donner une idée de la variété des plasmas naturels et artificiels, quelques-uns d'entre eux sont regroupés dans le plan température électronique (T_e), densité électronique (n_e) [7] comme c'est présenté sur la figure 1-2.

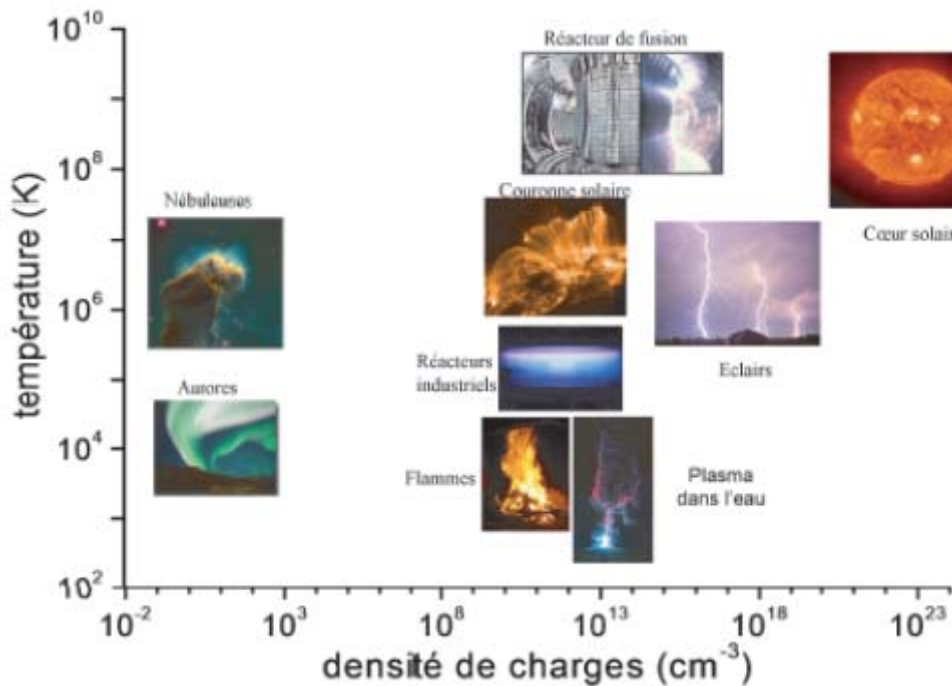
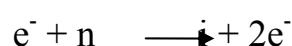


Figure 1- 2 Diagramme température électronique- densité électronique pour quelques plasmas [8]

1.3 Génération des plasmas :

A la différence des gaz neutres, les plasmas, du fait de leur caractère chargé, sont sensibles à l'action des forces électromagnétiques. Un gaz contenant toujours quelques charges libres (ne serait-ce que par l'effet du rayonnement cosmique), l'application d'un champ électrique peut communiquer une énergie suffisante aux particules les plus mobiles, les électrons, qui produisent une paire électron-ion par collisions sur les espèces neutres selon le schéma réactionnel :



Ou **n** désigne un atome ou une molécule neutre et **i** un ion. L'électron supplémentaire produit peut à son tour être accéléré par le champ électrique et entrer en collision avec un neutre, de sorte que l'on peut ainsi produire un Plasma de densité finie par ce mécanisme **d'avalanche électronique** [9]. La génération des plasmas par apport d'énergie électromagnétique n'est pas le seul processus de création des plasmas. L'apport direct de chaleur par élévation de la température (plasmas thermiques) ou par absorption de photons énergétiques (photo ionisation) est deux autres exemples de processus générateurs de plasmas. L'ordre de grandeurs des énergies d'ionisation des atomes étant de l'ordre de quelques eV (pour les halogènes, sauf l'hydrogène) à la dizaine d'eV (pour les gaz rares), l'ordre de grandeur de l'énergie à apporter pour produire un plasma est de l'ordre de l'eV, soit 11 600 Kelvin.

1.4 Les différents types de collisions intervenant dans une décharge

Comme l'électron et le premier à emmagasiner l'énergie du champ électrique, il va être accéléré et subir des collisions. Dans un plasma, on peut spécifier deux types de collisions :

- Les collisions électroniques et les collisions entre particules lourdes. Ces types de collisions sont regroupés dans le tableau 1-1.

Collisions électroniques	Collisions entre particules lourdes
$e^- + A \rightarrow 2 e^- + A^+$ (ionisation)	$A^+ + B \rightarrow A + B^+$ (échange de charge)
$e^- + A \rightarrow A^-$ (attachement)	$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ + e^-$ (ionisation)
$e^- + AB \rightarrow A^- + B$ (attachement)	$A^+ + B \rightarrow A^* + B^+$ (excitation par impact ionique)
$e^- + AB \rightarrow A + B + e^-$ (dissociation)	$A + BC \rightarrow AC + B$ (réaction chimique)
$e^- + AB \rightarrow 2 e^- + A^+ + B$ (dissociation ionisante)	$A^+ + BC \rightarrow A^+ + B + C$ (dissociation)
$e^- + AB \rightarrow A^- + B$ (dissociation associative)	$A^+ + B^- \rightarrow AB$ (recombinaison)
$e^- + A \rightarrow e^- + A^*$ (excitation)	
$A^* \rightarrow A + h\nu$ (photoémission)	

Tableau 1- 1 Principaux types de collisions dans un plasma [10]

Dans un plasma la force motrice est la collision inélastique d'électrons énergétiques avec des espèces de type atomique (A, B, C) ou moléculaire (AB, AC, BC) [5, 6]. Elle provoque des transferts d'énergie et de matière avec création d'ions et/ou d'espèces excitées de haute réactivité ainsi que des neutres (atomes, radicaux). De plus, les espèces chargées créées dans le milieu peuvent être accélérées par le champ électrique et provoquent des collisions.

Les collisions inélastiques primaires dans un plasma, tels que l'ionisation, l'attachement d'électron, l'excitation et la dissociation ont un seuil en énergie, pour donner lieu à la réaction chimique les électrons doivent posséder une énergie supérieure à ce seuil. A la fin de la collision, l'électron perd leur énergie, cependant pour maintenir la décharge électrique, ces pertes d'énergie sont compensées par le champ électrique qui transfère de l'énergie aux électrons.

Ces réactions primaires sont suivies de réactions secondaires qui sont plus diverses et ont une échelle de temps plus longue que les réactions électroniques primaires. Elles comprennent des collisions réactives, transferts d'énergie et/ou de charges, désexcitation (émissions de photons qui provoquent la luminescence du milieu) etc...

1.5 Paramètres d'un plasma :

Il existe plusieurs paramètres caractérisant le plasma notamment :

1.5.1 Densité des espèces

Un plasma est un mélange de particules chargées et neutres, il se caractérise alors par le nombre d'espèces qu'il contient. On associe à chaque espèce une densité qui est le nombre de particules de cette espèce par unité de volume. [7].

Soit n_n la densité des neutres, n_i^+ la densité des ions positifs, n_i^- la densité des ions négatifs et n_e celle des électrons. Supposons que les ions positifs aient une charge (Z^+e) et que les ions négatifs aient une charge ($-Z^-e$), e étant la charge élémentaire. La densité ionique s'obtient alors par la condition de neutralité de charge suivante :

$$-n_e e + n_i^+ Z^+ e - n_i^- Z^- e = 0 \quad (1.1)$$

Si Z vaut 1 , nous avons $n_i^+ = n_i^-$. Le plasma est à l'équilibre. On dit également que le plasma est électriquement neutre. Cette neutralité est maintenue par des forces électrostatiques qui apparaissent dès qu'un déséquilibre de charges se crée localement et qui tendent alors à faire revenir le plasma à la neutralité. Les densités peuvent aller de 10^6 m^{-3} (espace interstellaire) à 10^{34} m^{-3} (plasma dans les métaux). [11]

1.5.2 Température des espèces

La température dont l'unité est le Kelvin (K) constitue un paramètre important pour un plasma. Comme pour les densités, on associe à chaque espèce une température, T_i la température ionique et T_e la température électronique [11]. A l'équilibre thermodynamique les deux températures sont égales. En physique des plasmas, l'énergie cinétique d'une espèce est souvent exprimée par sa température en eV (électron-Volt) ($1\text{eV} = 10^{-19} \text{ J} = 11605\text{K}$). Rigoureusement c'est la quantité $k_B T$ qui est exprimée en eV, où k_B est la constante de Boltzmann ($k_B = 1.380710^{-23} \text{ JK}^{-1}$). Les températures peuvent varier de 0.1K pour les néons à 10^{10}K dans des réacteurs de fusion. Les deux paramètres

précédents (i.e. densité et température des espèces) sont les deux paramètres principaux caractérisant un plasma (paramètres primaires).

1.5.3 Degré d'ionisation

Les gaz sont des isolants électriques car ils se composent uniquement des molécules neutres. Cependant une décharge dans un gaz produit un gaz ionisé contenant n_e électron, n_i ions positifs et n_n neutres par unité de volume. Le degré d'ionisation, noté α , est défini par le rapport :

$$\alpha = n_e / (n_n + n_e) \quad (1.2)$$

Ce degré d'ionisation est un paramètre qui permet de caractériser un plasma mais aussi les phénomènes liés à ce degré [11]. Il varie en pratique entre des valeurs très faibles de l'ordre de 10^{-10} à des valeurs qui peuvent également atteindre **1**. Il existe une valeur de α noté α_0 , calculée par la théorie cinétique des gaz ionisés qui définit la valeur critique permettant de classer les plasmas :

– Plasma faiblement ionisé : $\alpha < \alpha_0$ ou α_0 est de l'ordre de 10^{-7} , une minorité d'ions et d'électrons se déplace au milieu d'un grand nombre de molécules neutres.

Les collisions binaires entre un électron (ou un ion) et une molécule constitue alors la dynamique des particules. Par exemple les plasmas industriels et l'ionosphère appartiennent à cette famille.

– Plasma fortement ionisé : $\alpha > \alpha_0$, les collisions binaires électron-électron et électron-ion sont plus importantes que les collisions électron-molécule. Par exemple les plasmas thermonucléaires et les plasmas stellaires appartiennent à cette catégorie.

– Plasma totalement ionisé : $\alpha = 1$, la densité des molécules neutres est nulle.

La nature de ces plasmas fortement ionisés est due à la présence d'interactions entre particules qui sont les interactions coulombiennes, appelées aussi interactions collectives. Par exemple, on trouve les plasmas stellaires dans ce type de plasmas.

Il existe également des plasmas fortement ionisés sans interactions entre particules, comme par exemple le vent solaire.

1.5.4 Fréquence plasma

Lorsque l'on perturbe un plasma initialement neutre, une perturbation locale sous forme de champ électrique est créée. Les électrons sont soumis à une force, de rappel, et sont accélérés vers leur position initiale. Ils vont alors osciller autour de leur position d'équilibre avec une certaine fréquence. Les ions étant plus lourds que les électrons, ils restent immobiles lors de ces oscillations. La pulsation ω_p des oscillations de plasma est donnée par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.3)$$

avec m_e la masse d'un électron. Cette notion de pulsation est souvent appelée fréquence plasma [12]. Cependant, la fréquence plasma ou encore fréquence de Langmuir, notée f_p , est rigoureusement donnée par :

$$f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} \quad (1.4)$$

1.5.5 La quasi-neutralité macroscopique

Elle représente la tendance du plasma vers une quasi neutralité électrique, c'est-à-dire que dans un volume du plasma, l'ensemble de particules chargées positives et négatives et macroscopiquement neutre:

$$\sum q_i N_i = 0 \quad (1-5)$$

Où q_i est la charge électrique et N_i la densité des différentes espèces chargées présentes dans le plasma [10].

1.5.6 Le libre parcours moyen

Le libre parcours moyen λ correspond à la distance moyenne parcourue par une particule (électron, ion ou neutre) entre deux collisions. Ce paramètre dépend de la vitesse des particules ainsi que de la probabilité de collisions [6]. Il peut généralement être décrit par l'équation (1-6).

$$\lambda = \frac{1}{\pi(r_1 + r_2)^2 \cdot N_i} = \frac{1}{N_i \cdot \sigma} \quad (1.6)$$

Où r_1 et r_2 sont les rayons de particules en collision, N_i la densité des particules par unité de volume et σ la section efficace.

À basse pression, la densité du gaz est plus faible, en conséquence le libre parcours moyen sera plus grand. Cela permet aux espèces chargées d'avoir

suffisamment de temps pour être accéléré par le champ électrique, entre les collisions, ce qui facilite le transfert d'une plus grande énergie lors de la collision.

1.6 Classification des Plasmas

Un plasma est un gaz ionisé (c'est-à-dire dont les atomes ont perdu un ou plusieurs électrons devenant ainsi des ions). Cette ionisation peut être obtenue en soumettant le gaz à un fort chauffage ou à un fort champ électrique. Les plasmas peuvent être classés en fonction de leur densité, leur température et leur degré d'ionisation [1].

Un « ***plasma froid*** » est obtenu par exemple en créant une décharge électrique dans un gaz à basse pression. Ce plasma est un gaz froid (température un peu supérieure à la température ambiante allant jusqu'à quelques centaines de degrés) remplis d'électrons chauds (1 000 à 100 000 K). Il est très faiblement ionisé (10^{-7} à 10^{-2} ions par espèce neutre) et donc constitué essentiellement d'atomes et de molécules neutres. Ces plasmas froids sont utilisés dans l'industrie par exemple pour la propulsion spatiale, l'éclairage basse consommation, la stérilisation et le traitement de l'eau et de l'air. Les procédés plasmas sont intrinsèquement des procédés « propres » et certains d'entre eux sont utilisés dans des technologies ayant une valeur ajoutée environnementale, les fameuses « **Cleantech** » très à la mode actuellement.

À l'opposé, un « ***plasma chaud*** » de fusion thermonucléaire est totalement ionisé, formé uniquement d'ions et d'électrons dont la température peut atteindre plusieurs dizaines de millions de degrés. Le plasma se caractérise par le comportement collectif de ses composantes électriquement chargées, sous l'effet des forces d'interaction coulombiennes à longue portée. Ces phénomènes

collectifs se traduisent notamment par l'apparition de comportements électrostatiques oscillatoires et instables. Par exemple, les plasmas magnétisés comme ceux que l'on trouve largement dans l'univers ou que l'on crée dans les expériences de fusion magnétique sont le siège de turbulences et d'instabilités [1].

1.6.1 Classification des plasmas selon la température

Au sein d'un gaz ionisé, les particules chargées, électrons et ions, sont définis par deux températures T_e et T_i (température électronique et la température des ions) distinctes dont la valeur déterminent le type de plasma [5].

Les masses des neutres, des ions et des molécules étant proches, leur températures sont voisines et de l'ordre de la température du gaz [5]. Du fait de leur faible masse par rapport aux ions et aux neutres, les électrons sont fortement accélérés par les champs électriques et/ou magnétiques et acquièrent rapidement une haute énergie. Dans ce cas, la température électronique est beaucoup plus élevée que celle des autres particules [10].

Il est donc plus aisé de transmettre de l'énergie aux électrons qu'aux espèces plus lourdes (ions et neutres).

Selon la température de ses composants, un gaz ionisé prendra des noms différents :

a) Plasmas chauds (en l'ET : équilibre thermodynamique total):

Ces plasmas sont complètement ionisés et se rencontrent dans les étoiles où se créent des réactions de fusion nucléaire. Ces plasmas représentent 99% de l'univers. Dans ce cas la température des espèces chargées est supérieure à 10 millions de degrés et le plasma est en équilibre thermodynamique total (ET) [13].

b) Plasmas froids:

Les plasmas froids sont caractérisés par des températures ne dépassant pas quelques dizaines de milliers de degrés. Parmi les plasmas froids, on distingue:

- **Les Plasmas thermiques (en l'ETL : équilibre thermodynamique local) :**

Le gaz est fortement ionisé, les températures des particules lourdes (neutres et ions) et les particules légères (électrons) sont voisines ($T_e = T_i$). Elles peuvent atteindre plusieurs dizaines de milliers de degrés (entre 3000 et 10000 K). Les ions sont aussi énergétiques (réactifs et chauds) pour influencer le comportement du plasma. On dit que le plasma est proche de l'équilibre thermodynamique local (ETL) [14]. Il s'agit des plasmas de torche ou des plasmas d'arc. Ces plasmas sont ainsi loin d'être froids, mais sont dénommés ainsi en raison de leur énergie très inférieure à celle des plasmas chauds.

- **Les Plasmas hors ETL :**

Ces plasmas se caractérisent par un faible taux d'ionisation. Seuls les électrons sont portés à haute température (haute énergie cinétique) et les autres particules (ions, neutres, radicaux fragments de molécules) restent à température ambiante (hors équilibre thermodynamique). Dans ce type de plasmas, seulement les électrons ont acquis plus d'énergie pour effectuer des réactions chimiques et les ions sont considérés comme froids [14]. Ces plasmas froids sont utilisés dans l'industrie, par exemple pour fabriquer des micro ou nano instruments, en microélectronique, pour l'éclairage basse consommation, la stérilisation ainsi que la dépollution de l'eau et de l'air.

Le Tableau 1-1 résume les principales caractéristiques des plasmas à ETL et hors ETL.

	Plasmas à ETL	Plasmas hors ETL
Propriétés	<ul style="list-style-type: none"> - $T_e \approx T_i$ - Densité électronique plus élevée : ($n_e = 10^{21} - 10^{26} \text{ m}^{-3}$) - plasmas très collisionnels 	<ul style="list-style-type: none"> - $T_e \gg T_i$ - Densité électronique plus basse : ($n_e < 10^{19} \text{ m}^{-3}$) - plasmas peu collisionnels
Exemples	Plasma d'arc (coeur) $T_e \approx T_i \approx 10000 \text{ K}$	Décharges lumineuses $T_e \approx 10000 - 100000 \text{ K}$ $T_i \approx 300 - 1000 \text{ K}$

Tableau 1- 2 Principales caractéristiques des plasmas à ETL et hors ETL [10]

La deuxième méthode est de les classer en fonction de différents paramètres évoqués ci-dessus : plasmas ionisés, faiblement ionisés, corrélés ou encore cinétiques.

Le tableau 1-3 répertorie quelques plasmas typiques selon leur densité électronique, leur température, leur fréquence plasma.

Quelques plasmas	Densité (m^{-3})	Température (K)	ω_p
Gaz faiblement ionisés			
Ionosphère (basse altitude)	10^3	$10^{2.5}$	$10^{7.5}$
Gaz fortement ionisés			
Vent solaire	$10^{0.5}$	10^5	10^4
Ionosphère (haute altitude)	$10^{5.5}$	10^3	10^7
Plasmas d'ionisation de surface	10^{12}	10^3	10^{10}
Plasmas produits par laser	10^{19}	10^5	$10^{13.5}$
Matière dense			
Electrons dans les métaux	10^{23}	$10^{2.5}$	$10^{15.5}$
Intérieur des étoiles	10^{27}	$10^{7.5}$	$10^{17.5}$

Tableau 1- 3 Ordres de grandeurs de quelques plasmas en fonction de leur température T_e , leur densité n_e , leur fréquence plasma ω_p [11] .

1.6.2 Classification des plasmas selon la pression du gaz

La pression du gaz influe également sur le caractère chaud ou froid du plasma. La figure 1-3 montre l'effet de la pression sur le passage d'une décharge lumineuse à un régime d'arc [15]. Les plasmas de laboratoire peuvent fonctionner à haute ou à basse pression, et sont principalement générés par des sources électriques. Ces champs électriques cèdent spécialement leur énergie aux électrons (qui vont s'échauffer), ensuite cette énergie est transportée par collision aux ions et autres particules lourdes.

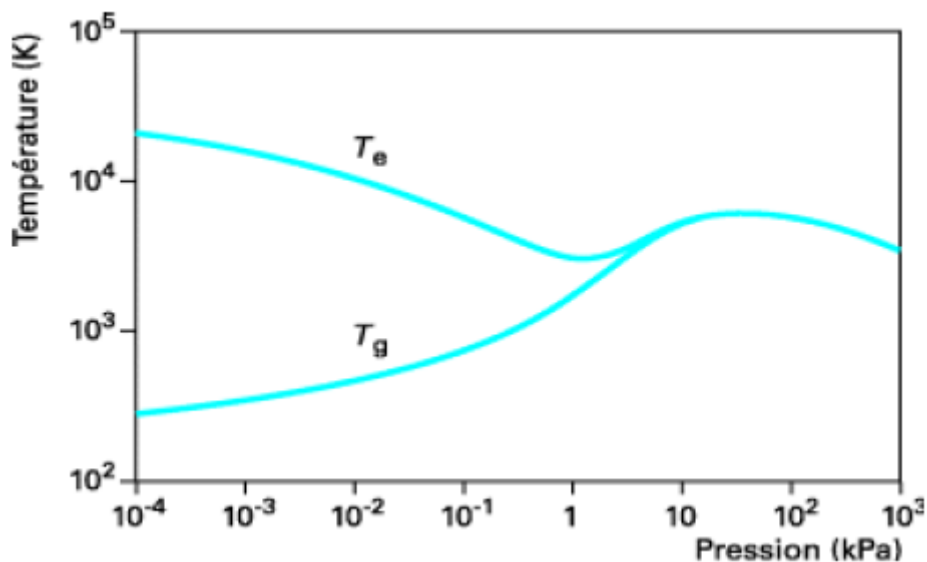


Figure 1- 3 Évolution des températures des électrons (T_e) et des particules lourdes (T_g) avec la pression de travail dans un plasma thermique d'arc [15]

A basse pression, le libre parcours moyen des particules est très long et le transfert d'énergie ne peut se produire que par collisions inélastiques (ionisation et/ou excitation) des électrons avec les autres particules. Ces collisions ne mènent pas à un échauffement des lourds. Dans ces conditions, le plasma est caractérisé par deux températures, celle du gaz T_g et celle des

électrons T_e , c'est le cas des plasmas froids hors équilibre thermodynamique. La température des lourds (ions, atomes, molécules) peut être voisine de la température ambiante est inférieure à celle des électrons qui sont assez énergétiques.

Quand la pression augmente (voisine ou supérieure à la pression atmosphérique), le nombre de collisions entre les particules augmente également. Cela provoque une élévation de la température des particules lourdes. L'écart entre T_g et T_e est réduit et le plasma se rapproche de l'état équilibre thermodynamique local.

1.7 Applications des plasmas

La principale application des plasmas chauds, encore en développement, consiste en la production d'énergie par fusion thermonucléaire contrôlée d'éléments légers. Compte tenu des températures d'amorçages nécessaires aux réactions de fusion, l'utilisation de réacteurs à parois matérielles n'est pas envisageable, de sorte que le confinement par champs magnétiques (Tokamaks) ou par laser (fusion inertielle) semble une des seules voies possibles de production d'énergie par fusion. En outre, les éléments impliqués, essentiellement le deutérium et le tritium, sont disponibles en quantité abondante et ne produisent que des déchets faiblement radioactifs et pas de CO₂ [9].

Les autres applications des plasmas peuvent être classifiées schématiquement en considérant le plasma comme un convertisseur de l'énergie électromagnétique reçue en diverses autres formes d'énergie (cf. figure 1.6). Citons en particulier :

- la conversion énergie électromagnétique/énergie lumineuse ou l'on tente d'optimiser un processus d'excitation électronique particulier qui conduira à l'émission de photons (éclairage, écrans à plasmas, lasersetc.)

- la conversion énergie électromagnétique/énergie cinétique où le plasma est utilisé en tant que source de particules chargées (sources d'ions, faisceaux d'électrons, propulsion ionique ...)
- la conversion énergie électromagnétique/énergie chimique où l'on exploite le fait qu'un plasma peut être la source d'espèces chimiquement actives (traitement des matériaux, stérilisations, dépollution ...) figure 1-4.

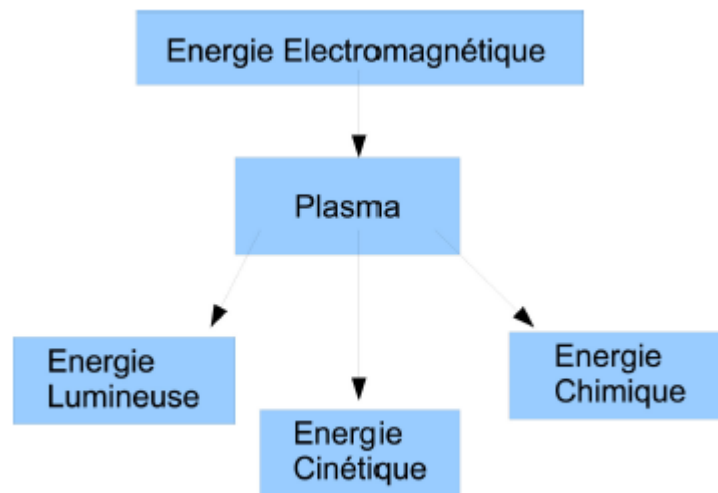


Figure 1- 4 Processus de conversion d'énergie par plasmas (tiré de Plasmas froids, J.P Bœuf, Université de Saint-Etienne, 2004) [9]

Chapitre 2 : Lampe à décharge

2.1 Introduction

Une lampe à décharge est une lampe électrique constituée d'un tube ou d'une ampoule en verre remplie de gaz ou de vapeur métallique, sous haute ou basse pression, au travers duquel on fait passer un courant électrique, il s'ensuit une conversion en photons donc de la lumière.

La couleur de la lumière émise par luminescence, par ces lampes dépend du gaz utilisé :

- Le néon donne une couleur rouge.
- Le mercure s'approche du bleu tout en produisant une quantité d'ultraviolet importante.
- Le sodium rayonne dans le jaune. Souvent on le mélange avec du néon pour rendre la lumière orangée.
- Le xénon (récemment employé pour l'éclairage des automobiles) est le gaz qui permet de s'approcher le plus possible du blanc pur [16].

Nous trouvons les diverses utilisations des lampes à décharges : l'éclairage portable, l'éclairage d'urgence, l'éclairage automobile, l'éclairage domicile et industriel, l'éclairage public figure 2-1.



Figure 2- 1 Lampes sodium basse et haute pression utilisées pour l'éclairage public [21]

Historiquement, la lampe à incandescence a été la première source lumineuse artificielle inventée en 1879 par Joseph Swan et améliorée très significativement par Thomas Edison [17] en vue de sa généralisation.

Au début du 20^e siècle, la lampe à décharge « basse pression » a été développée et a peu à peu dominé le marché grâce à sa meilleure efficacité lumineuse et à sa longue durée de vie [18].

Presque en parallèle, le développement de la lampe à décharge « haute pression » a permis la création de sources de lumière qui produisent un flux lumineux important nécessaire pour l'éclairage des grands espaces publics par exemple, des industries et des systèmes routiers. Dans les deux cas, le principe microscopique de décharge dans la lampe reste identique, mais, la différence de pression fait que l'expression de certains phénomènes physiques peut s'accroître et donner ainsi un aspect macroscopique fondamentalement différent entre les deux types de lampes [19].

Les premières lampes à décharges haute pression furent alimentées par des ballasts ferromagnétiques, mais depuis l'avènement de l'électronique de puissance, ces ballasts conventionnels sont progressivement remplacés par des ballasts électroniques qui permettent, entre autres, l'amélioration du rendement du couple lampe – ballast [20].

Un rayonnement lumineux artificiel peut-être produit à partir de l'énergie électrique selon deux principes **L'incandescence, La luminescence**

La figure 2-2 montre une des différentes positions des lampes à décharge.

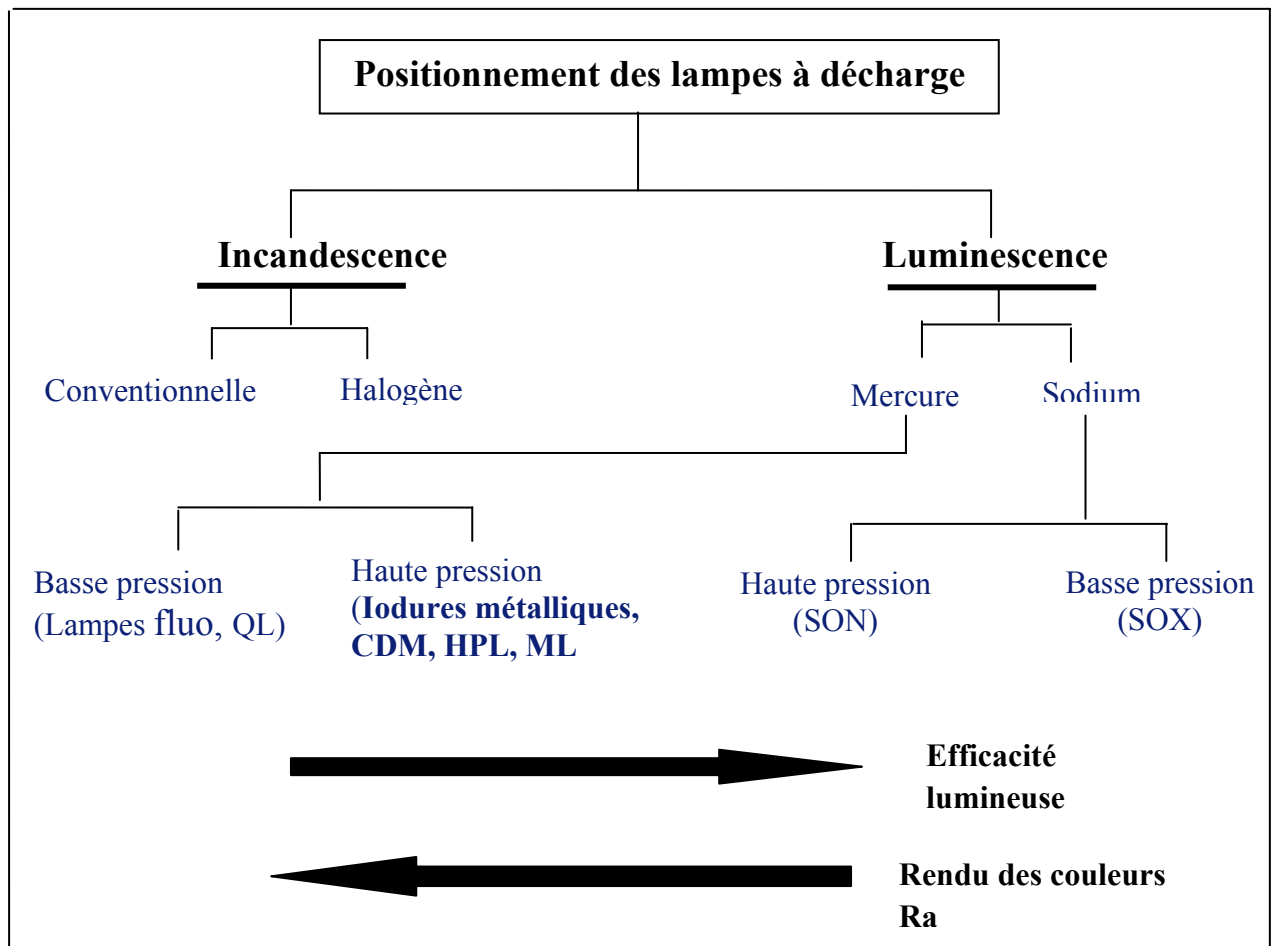


Figure 2- 2 Positionnement des lampes à décharge [21]

2.2 Les lampes à décharge basse pression

2.2.1 Les lampes fluorescentes

Sont des lampes à décharge à basse pression, ces lampes sont généralement de forme tubulaire et longue.

Les plus connues sont remplies d'un gaz actif, le mercure, avec une pression de quelques pascals d'un gaz tampon (un gaz rare ou un mélange de gaz rare) à une pression de l'ordre de la centaine de pascals. Cependant, la majeure partie de la lumière émise est située dans le domaine de l'ultraviolet, invisible pour l'œil humain. C'est la raison pour laquelle une couche de poudre luminescente, enrobant les parois internes du tube, est utilisée comme convertisseur de lumière UV en visible. Ces lampes sont essentiellement utilisées pour l'éclairage [22].

2.2.2 Les lampes à vapeur de sodium basse pression

Cette lampe à décharge est composée d'un tube en U dans lequel se trouvent du sodium à basse pression avec du néon pour faciliter le démarrage et d'une lampe revêtue intérieurement d'une fine couche d'oxyde d'indium qui maintient constante la température du tube à décharge. La lumière émise est pratiquement monochromatique de couleur jaune orangée, l'efficacité lumineuse de ces lampes est très élevée, jusqu'à 190lm/W, la durée de mise en régime est de 20 min.

La lumière monochromatique ne permet pas de juger les couleurs, aussi l'usage est limité à l'éclairage routier, domaine dans lequel leur efficacité très élevée est un avantage considérable. De nouveaux montages électroniques permettent le réamorçage instantané des lampes [23].

Le tableau 2-1 présente quelques caractéristiques pour les différentes lampes [24] . Nous pouvons distinguer deux types de lampe : lampe à décharge basse pression et haute pression. L'un des principaux avantages de la lampe haute pression est son volume plus réduit par rapport aux lampes basse pression

Lampe	Incandescence classique	Lampe Fluorescente	Lampe à haute pression à vapeur mercure	Iodure métallique	Sodium basse pression	Sodium haute pression
Efficacité lumineuse (lm/W)	12-15	80 - 95	40 - 60	95	jusqu'à 190	Jusqu'à 120
Indice de Rendue Couleur - IRC	100	80 - 95	50	65 - 95	0	15 – 85
Durée de vie (h)	1 200	12 000	10 000	4 000-12 000	8 000	15 000 - 20 000
Durée montée en régime (mn)	-	<3	5 - 8	10	20	10

Tableau 2- 1 Données caractéristiques de différents types de lampe [19]

2.3 Les lampes à décharge haute pression

Les lampes à décharge haute pression (High Intensity Discharge ou HID) sont des lampes compactes qui fonctionnent à des pressions de l'ordre de la pression atmosphérique.

On distingue trois sortes de lampe HID et qui sont définies selon leur gaz de remplissage :

- Les lampes à décharge haute pression à vapeur de mercure (HPM),
- Les lampes à décharge haute pression à vapeur de sodium (HPS),
- Les lampes à décharge haute pression aux halogénures métalliques (MH).

On trouve généralement ce genre de lampe dans l'éclairage public, les stades, le vidéo projecteur, tels que la **figure 2-4** ci-dessous montre la famille de lampes (HID).

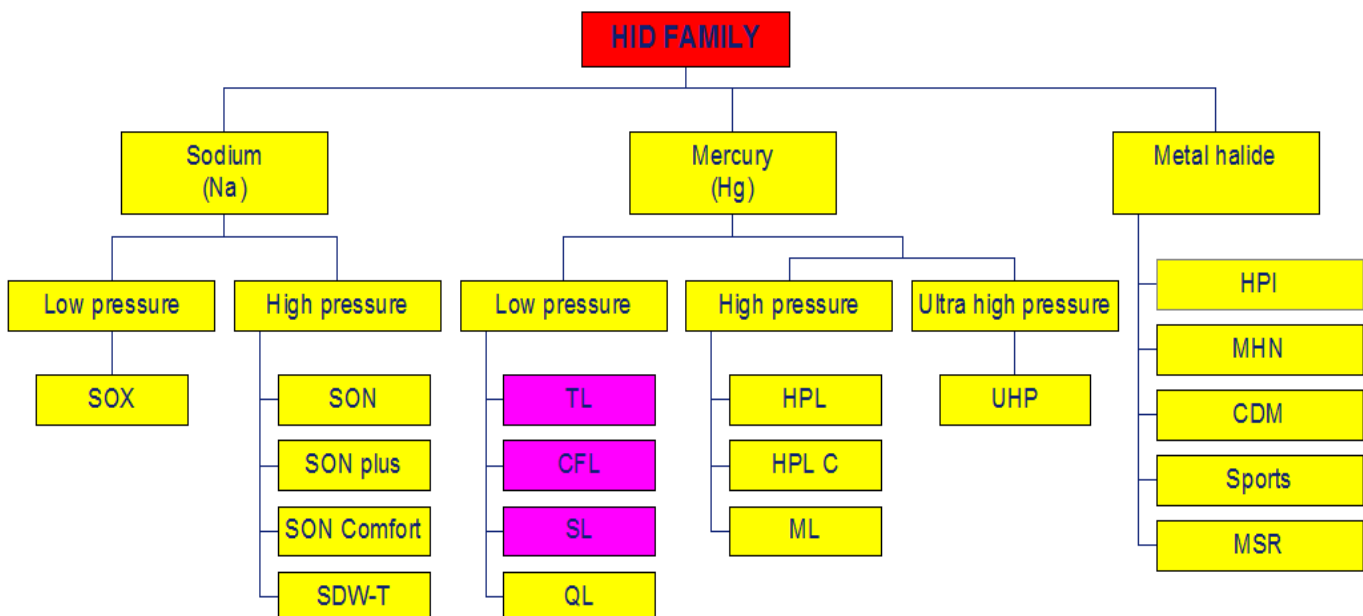


Figure 2- 3 vue d'ensemble et désignation [21]

2.3.1 Les lampes à vapeur de mercure

Sur la figure II.4, la constitution d'une lampe à décharge HPM (High Pressure mercury) est illustrée, elle est généralement de forme tubulaire ou ovoïde, elle est constituée d'un tube interne, appelé brûleur, qui est généralement fabriqué à base de silice fondue (quartz), le brûleur est enfermé dans une enveloppe claire en verre qui le protège de l'oxydation et absorbe les rayonnements UV émis par la décharge.

Le gaz de remplissage des lampes HPM est généralement constitué de la vapeur de mercure (figure 2-5). Mais pour faciliter son allumage, on rajoute un gaz inerte avec une pression de l'ordre de quelques pascals. Ce gaz peut être de l'argon, un mélange argon – krypton ou bien de xénon [20].

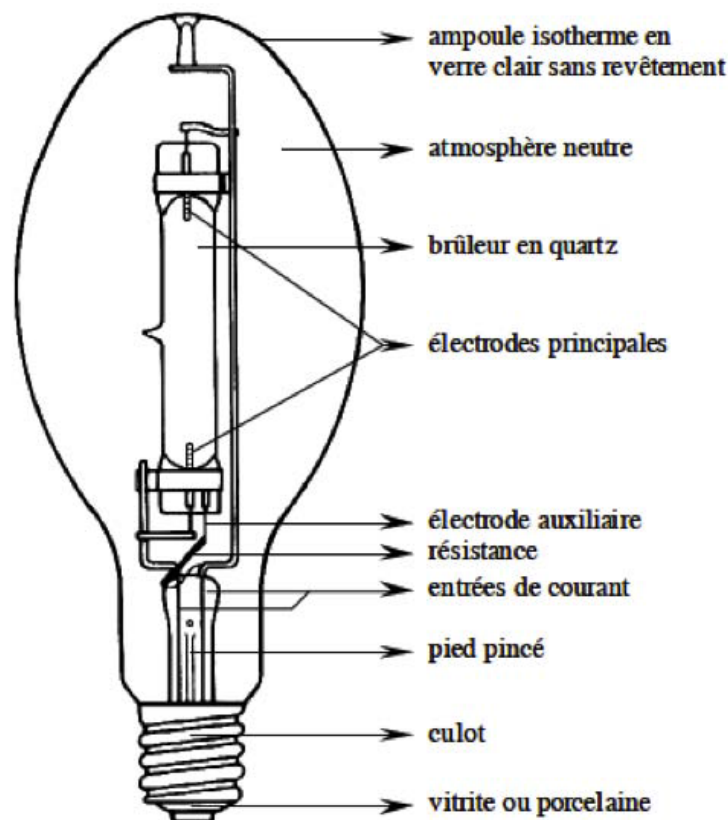


Figure 2- 4 Lampe haute pression à vapeur de mercure [20]

2.3.2 Les lampes à vapeur de sodium (HPS)

Ces lampes sont constituées d'un tube à décharge intérieur en céramique d'alumine très pure, enfermé dans une enveloppe extérieure en verre résistant aux hautes températures. En fonction du type de lampe, l'enveloppe est soit claire, soit recouverte d'une matière diffusante. Cette matière est constituée d'oxyde d'aluminium, de phosphate de vanadate d'yttrium, ou de silice.

Le tube à décharge contient une faible quantité d'amalgame de sodium. La proportion sodium/mercure varie d'environ 1/10 à 1/3. Un gaz inerte, du xénon très pur, remplit le tube. Les électrodes du tube à décharge sont en tungstène et sont recouvertes avec une pâte émettrice de tungstate de baryum et de calcium ou bien d'un tungstate de baryum et d'yttrium. Des fils en fer plaqué nickel, en nickel ou en acier inoxydable, constituent la structure interne de la lampe. Ces lampes ont généralement un culot en laiton nickelé auquel sont soudées les entrées de courant. L'ampoule extérieure de la plupart des lampes sodium haute pression est vide de tout gaz et peut imploser si elle est brisée [25]. Ces lampes sont généralement de plus petites dimensions (Figure 2-6).



Figure 2- 5 Lampe haute pression à vapeur de sodium [19]

Chapitre 3 : Phénomène de Résonances Acoustiques

3.1 Résonance acoustique

Lorsqu'une lampe haute pression est alimentée en haute fréquence, l'arc électrique peut parfois devenir très instable et détruire la lampe.

Ces perturbations, causées par la propagation d'ondes sonores dans le tube à décharge, sont appelées «résonances acoustiques».

Elles peuvent se traduire par :

- le scintillement de la lumière ou son extinction.
- la fluctuation des paramètres électriques de la lampe.
- une érosion plus rapide des électrodes, réduisant ainsi la durée de vie de la lampe.
- une contraction de l'arc électrique.
- la possibilité d'une détérioration du ballast lors de l'extinction de la lampe.
- la destruction, voire explosion, de la lampe lorsque la décharge se déplace vers les parois du brûleur

Les deux dernières conséquences représentent les cas les plus indésirables.

Théoriquement, il a pour origine de la propagation des ondes de pression dans l'enceinte de la décharge avec réflexion sur les parois d'où résultera une onde stationnaire. Elle apparaît quand les fréquences de puissances harmoniques de l'alimentation sont égales aux fréquences de résonance propre de la lampe et leur puissance harmonique dépasse certaines valeurs [26].

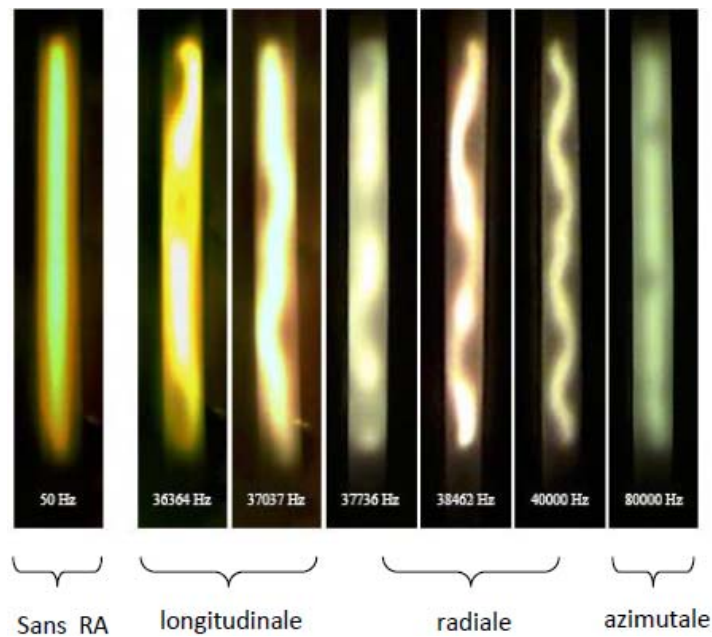


Figure 3- 1 Déformation de l'arc de décharge perturbée par la résonance acoustique dans une lampe sodium 400W [19]

La **Figure 3-1** présente les différentes déformations de l'arc de décharge dues aux résonances acoustiques dans une lampe sodium 400W [27].

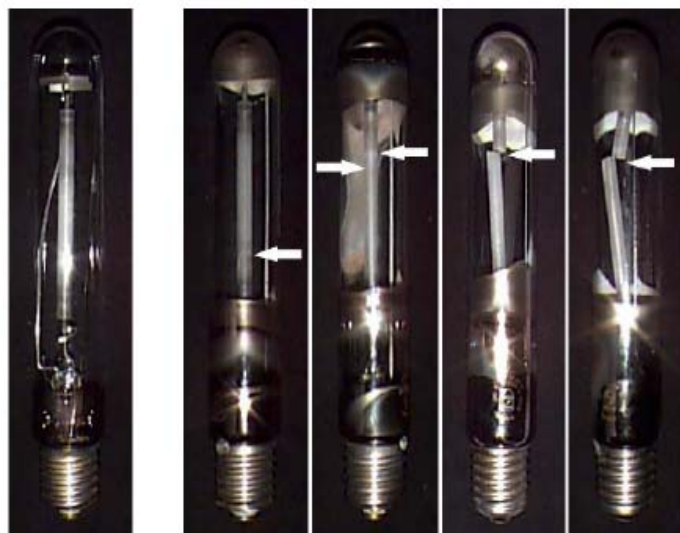


Figure 3- 2 Photographie d'une lampe sodium 400W intacte (gauche), puis des lampes endommagées par la résonance acoustique (droite) [19]

La résonance acoustique en mode longitudinal se présente par un arc courbé au niveau de l'un des extrémités de la décharge. En mode radial, l'arc semble se segmenter successivement en zones diffuses puis étranglées, finalement, le mode azimutal est une oscillation de l'arc d'un bout à l'autre. La résonance acoustique affecte la stabilité de la lumière et l'uniformité de la couleur et peut conduire à l'extinction de la décharge. Dans ce cas très critique, la RA peut endommager la lampe en déformant de façon permanente le brûleur ou en le faisant littéralement exploser (Figure 3-2). La présence de RA accélère par ailleurs le vieillissement de la lampe.

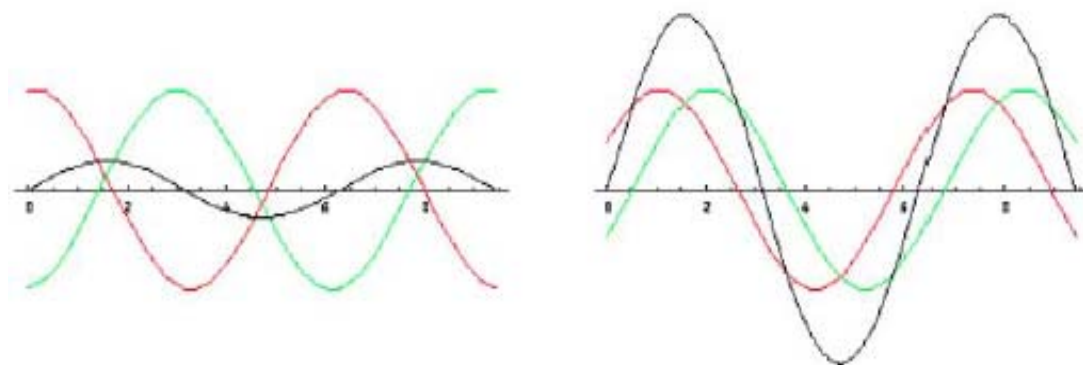


Figure 3- 3 Exemple de génération d'une onde stationnaire longitudinale et son développement. La courbe noire représente l'onde stationnaire et les courbes vertes et rouges, représentent les ondes incidentes et réfléchies [20]

3.2 Aspect de l'arc électrique en présence des instabilités

L'aspect de la décharge électrique dans le brûleur d'une lampe à décharge alimentées haute fréquence peut avoir différentes formes. Ces formes ne sont pas seulement dépendantes de la fréquence, mais aussi de la pression, de la

géométrie du brûleur et de l'amplitude du courant entre autre. Mais l'effet majeur caractérisant les phénomènes acoustiques dans les lampes est l'oscillation de la décharge étudiée [28] où l'accent a été mis sur l'aspect "sinusoïdal" que peut présenter une décharge dans certaines gammes de fréquences. Cette distorsion de la décharge est montrée sur la figure III-1 [27] dans les décharges haute pression à vapeur de sodium. Aux premières fréquences, le déplacement latéral de l'arc est de l'ordre du rayon du tube (la décharge "touche" l'enceinte) visualisé par une sinusoïde écrasée. Chaque instabilité est accompagnée d'ondes acoustiques audibles.

Sur les décharges électriques est la contraction de certaines parties de cette dernière [29]. Cette contraction peut parfois s'accompagner d'un déplacement latéral de la décharge et "longer" la paroi du tube. Cette observation a été faite en 1980 par Lama et al. dans des décharges gaz rares. Ils ont mesuré l'éclat relatif de la lampe (en %) en fonction des coordonnées radiales de celle-ci. Ces résultats sont reportés sur la (figure 3-4) qui indique la déviation de l'arc dans le brûleur en fonction de son intensité lumineuse relative. Cependant, les résonances acoustiques ne sont pas toujours accompagnées de distorsions visuelles de la décharge électrique. En effet, on peut avoir une lampe sous l'effet des résonances acoustiques sans que les irrégularités soient visibles. Dans ce dernier cas, les résonances acoustiques ne sont pas dangereuses pour la lampe, néanmoins, il peut être utile des le déceler. Ceci se fait grâce à des mesures d'autres phénomènes mesurables :

- variation des paramètres électriques (courant, tension, champ électrique),
- variation de la température et de la densité d'électronique.

Ces fluctuations macroscopiques s'accompagnent également d'émissions acoustiques mesurables.

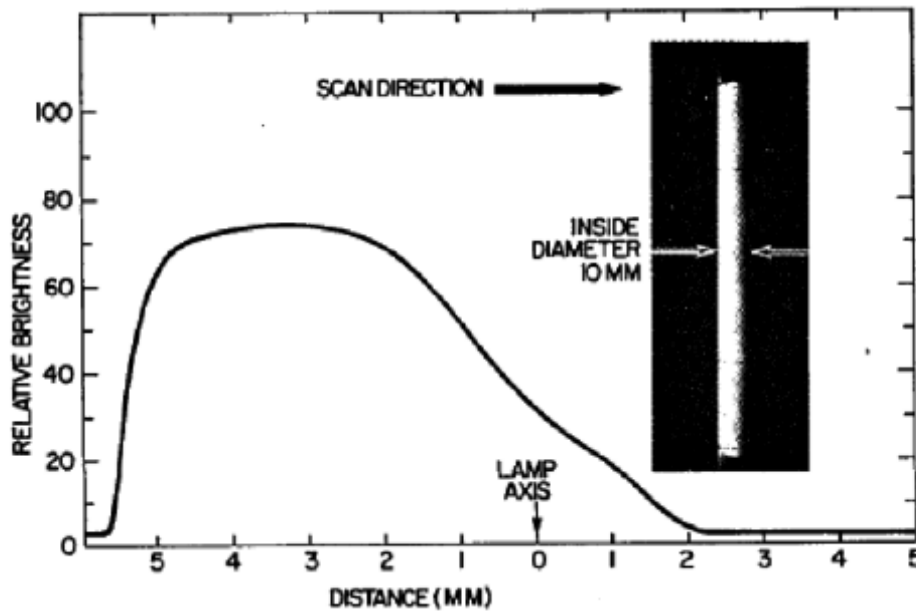


Figure 3- 4 Intensité lumineuse relative de l'arc en fonction des coordonnées radiales de la lampe. La photographie accompagnant ce graphique montre bien que l'arc est "poussé" vers la paroi du tube [20]

3.3 Variations de paramètres de la lampe par résonances acoustiques

Lors de l'apparition des RA, des variations de certains paramètres physiques (la température, la densité électronique, la pression locale, le rayonnement, la conductivité électrique) ainsi que des paramètres électriques de la lampe (la tension, le courant, la résistance instantanée de la lampe), ont été observées.

La **Figure 3-5** et **Figure 3-6** montrent, par exemple, la variation de la température électronique et de neutre dans l'axe d'une décharge azote pour différentes intensités de l'onde acoustique. Dans ces mesures, la résonance acoustique a été localisée autour de 170 Hz. Nous constatons donc que La température évolue significativement avec les ondes acoustiques [27].

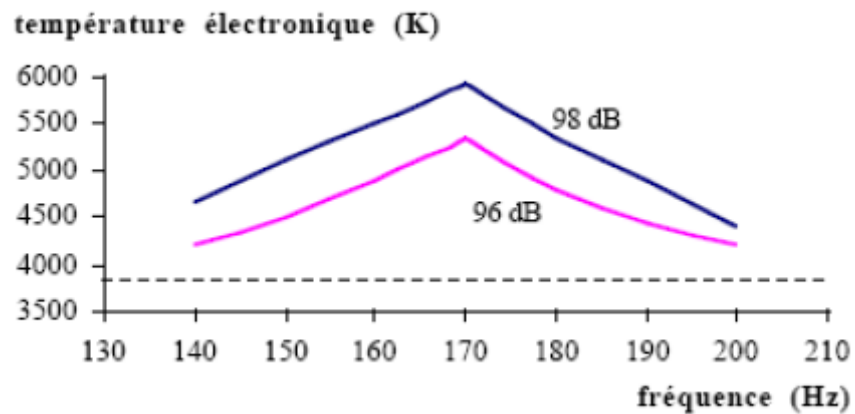


Figure 3- 5 Variation de température électronique dans l'axe, Décharge azote, Tube à décharge: L=52 cm et R=4,9 cm; 0,053.105 Pa [20]

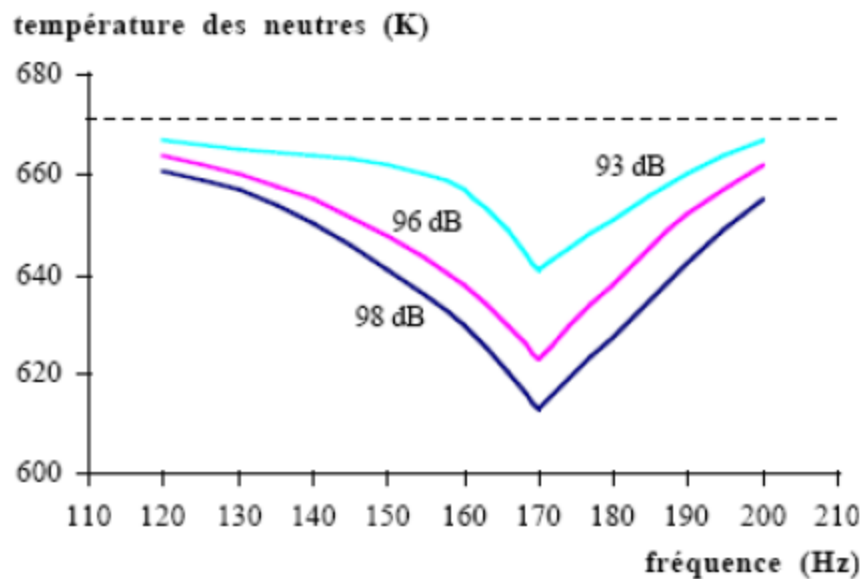


Figure 3- 6 Variation de température de neutres dans l'axe, Décharge azote, Tube à décharge: L=52 cm et R=4,9 cm; 0,053.105 Pa [20]

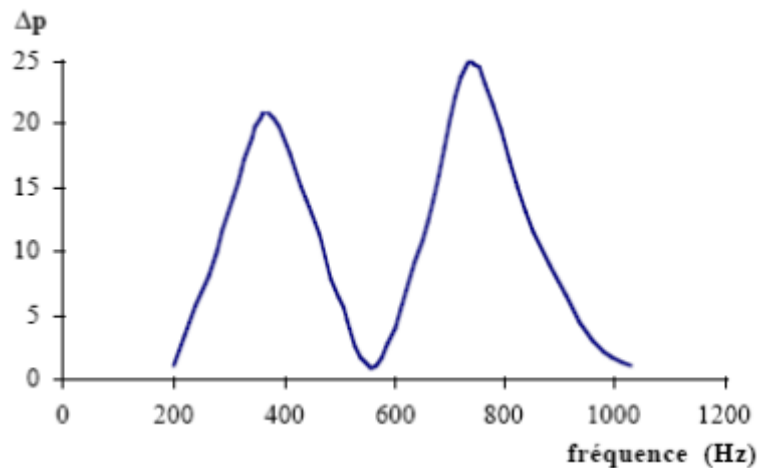


Figure 3- 7 Variation de la pression acoustique lors de RA [20]

La résonance acoustique peut aussi être mesurée par des pressions sonores émises au moyen d'un microphone. La variation des pressions sonores a été obtenue par la régulation de la fréquence du signal d'excitation de la décharge (voir la **Figure 3-7**) [27].

Parmi les techniques de détection, nous remarquons également que les RA entraînent des variations des paramètres électriques dans la décharge. Cette méthode de détection comprend certaines facilités de son implantation au sein des ballasts électroniques grâce à des mesures électriques (courant, tension, résistance équivalente). En considérant la décharge comme un système électrique, nous nous intéressons notamment à la variation des paramètres électriques de la lampe.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la problématique de l'éclairagisme et la place particulière que les lampes à décharges y occupent, notamment le phénomène de résonance acoustique dans les lampes à décharge haute pression alimentées à hautes fréquences, ainsi que leur influence sur les paramètres de la décharge.

La résonance acoustique reste entièrement l'objectif de ce mémoire.

On a vu que les instabilités acoustiques sont dues à la génération d'ondes de pression stationnaires résultantes de l'interaction des ondes incidentes et réfléchies générées dans le brûleur de la lampe.

Chapitre 4 : Modélisation et simulation

4.1. Introduction

La modélisation stationnaire des lampes à décharge incluant l'influence des résonances acoustiques se fait en résolvant dans un premier temps le système d'équation composée l'équation de conservation de l'énergie, l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation incompressible de Navier-Stokes), et l'équation de continuité du courant.

Ces trois équations sont résolues en même temps du fait qu'elles soient très dépendantes l'une de l'autre. En effet, pour résoudre l'équation de conservation de l'énergie qui nous permet d'avoir la distribution de la température dans le brûleur de la lampe à décharge, on a besoin de la vitesse de convection, laquelle est obtenue à l'aide de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, et du champ électrique, représentant le terme source, qui est obtenu en résolvant l'équation de continuité du courant.

Cette étape représentée par la partie "Fluide" de la **figure 4-1**

La seconde étape du modèle consiste à résoudre l'équation homogène de Helmholtz.

Cette dernière nous permet de calculer les fréquences de résonance ainsi que les grandeurs acoustiques correspondant au brûleur étudié (pression acoustique et vitesse acoustique) représenté par "Acoustique" sur la figure 4-1. Quant aux amplitudes acoustiques elles seront calculées en "Post-traitement". Enfin, l'influence des résonances acoustiques ("Instabilités «sur la figure 4-1)

est introduite dans le modèle en calculant la force générée par le streaming acoustique.

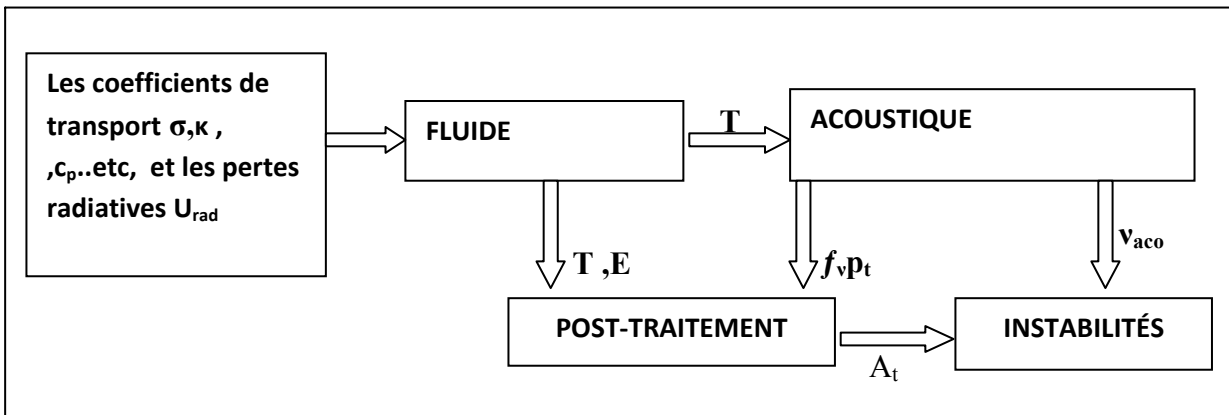


Figure 4- 1 Schéma du modèle stationnaire [20]

L'objet de ce travail réside dans l'étude de l'interaction entre les ondes de pression et le décharge électronique, de sodium et de vapeur de mercure types, fonctionnant à haute pression, pour diverses des modes de propagation à l'aide d'un modèle numérique traduit en programme Matlab.

4.2. Modélisation physique des résonances acoustiques

Le modèle physique de la résonance acoustique proposé, permet [27] de prédire des conditions d'excitation de résonance acoustique et la forme de l'arc. Ce modèle est obtenu en considérant la décharge dans la lampe comme un plasma en Equilibre Thermodynamique Local (ETL). Dans ces conditions toutes les grandeurs du plasma sont une fonction souvent très compliquée de la température. Une mesure précise menée au sein du laboratoire pour obtenir le profil géométrique de la température du plasma est nécessaire pour la détermination des fréquences de résonance acoustique.

Nous pouvons modéliser complètement le comportement de la décharge en utilisant les relations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, couplées aux relations électriques et de rayonnement. En considérant que les pertes par friction dues à la viscosité du plasma sont négligeables, ce qui signifie que nous pouvons omettre les termes d'amortissement, nous pouvons aboutir à l'équation suivante, qui caractérise la propagation des ondes de pression dans le plasma :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - C_s^2 \Delta p = (\gamma - 1) \frac{\partial N}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$N = P_{ele} - U_{ray} - W_{th} \quad (4.2)$$

$$C_s = \sqrt{\gamma \cdot \frac{R_M \cdot T}{M}} \quad (4.3)$$

Où

p : est la variation de la pression autour de la valeur moyenne p_0 .

$N(W)$: le terme source qui fait intervenir la puissance électrique injectée par unité de volume,

$P_{elec}(W)$: la puissance électrique injectée dans la décharge.

$U_{ray}(W)$: les pertes par rayonnement par unité de volume.

$W_{th}(W)$: la dissipation de chaleur par unité de volume due à la conduction thermique.

$c_s(\text{ms}^{-2})$: la célérité du son dans le plasma qui dépend de la température T :

γ : Constante définie comme le rapport des chaleurs spécifiques à la pression et au volume constant (respectivement C_s et C_v).

R_M : Constante molaire de gaz, $R_M = 8,3144 (j^{-1}.mol^{-1}.K^{-1})$.

$M(mol.g^{-1})$: Masse molaire.

T (K) : Température de la décharge.

4.3. Equation de propagation simplifiée et sa solution analytique

L'équation (1) est très complexe et nécessite la connaissance d'un grand nombre de données et sa résolution est extrêmement difficile. Cependant, si notre raisonnement se limite juste à la prédiction des fréquences où les résonances acoustiques apparaissent, nous pouvons omettre le terme source qui dépend uniquement du plasma. Nous allons donc traiter la propagation des ondes de pression dans un gaz chaud mais non ionisé. Dans ce contexte certains termes du modèle peuvent être négligés et l'équation se simplifie considérablement. Après simplification, nous avons :

$$\nabla^2 p = \frac{1}{C_s^2(T)} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (3.4)$$

Cette formulation simplifiée, connue sous le nom « équation de Helmholtz » permet de déterminer les fréquences propres de résonance acoustique. Si, dans un premier temps, nous considérons que la température est constante, la vitesse de propagation du son est constante. Dans ces conditions cette équation peut être résolue, dans un cylindre de rayon R et de longueur L, analytiquement par la méthode de séparation des variables:

$$P(r, \varphi, z, t) = P_A J_n \left(\frac{W_r r}{C_s} \right) \cos(n\varphi) \cos\left(\frac{W_z Z}{C_s}\right) e^{-j\omega t} \quad (4.5)$$

$$\omega_{nlm} = \sqrt{\left(\frac{a_{nm}C_s}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi l C_s}{L}\right)^2} \quad (4.6)$$

Où :

- J_n est la fonction de Bessel d'ordre n ;
- r , φ et z sont les coordonnées cylindriques d'un point dans le tube ;
- a_{nm} désigne la racine de rang $(m+1)$ de la première dérivée de la fonction J_n de Bessel selon r .
- l , m et n , sont des entiers correspondant aux différents modes et plus précisément :
 - Le nombre l détermine la périodicité le long d'une direction parallèle à l'axe $o\bar{z}$; lorsque $l=0$, on parlera de résonances transverses ou radiales-azimutales.
 - Le nombre n détermine la périodicité de répétition, quand le rayon vecteur tourne autour de $o\bar{z}$; lorsque $n=0$, on parlera de résonances radiales-longitudinales.
 - Le nombre m détermine le nombre de cercles nodaux sur lesquels certaines composantes du champ s'annulent ; lorsque $m=0$, on parlera de résonances azimutales-longitudinales.

Selon l'équation (6), la fréquence de résonance acoustique dépend ainsi des dimensions du tube de décharge (rayon R et longueur L), et de la célérité de propagation de la pression c_s qui elle-même dépend de composition des gaz et de la température moyenne du plasma. Cela signifie que la fréquence de résonance peut varier avec le vieillissement de la lampe à cause du changement des compositions gazeuses, et avec la température qui représente la puissance totale injectée dans la décharge.

Par conséquent, à cause de la tolérance de fabrication, nous pouvons avoir des légères différences de fréquence de RA pour des lampes de même type et fabricant. Cet écart peut être important si les lampes sont fabriquées par des

marques différentes à cause de leurs dimensions et des gaz choisis dans la décharge. Par simulation, nous pouvons relever quelques mises en évidence de la variation de la fréquence de résonance acoustique pour des différents modes (n,m,l) dans la lampe sodium 400W en fonction de la célérité du plasma (Tab.IV-1). Nous voyons que malgré la variation avec la célérité C_s de quelques kHz entre les modes, elle peut entraîner une majeure modification dans la commande d'une lampe.

Dans l'équation (5), les termes (n,m,l) représentent également la distribution spatiale de la pression dans la décharge. En désignant alors par la fréquence de résonance transverse selon (r), par ω_r la fréquence de résonance longitudinale selon z, et par ω la fréquence de résonance combinée (ou globale). L'équation (5) nous permet de distinguer les termes suivants :

$$P(r, \varphi, z, t) = P_A \left[\overset{\text{terme radial}}{J_n\left(\frac{\omega_r r}{C_s}\right)} \right] \left[\overset{\text{terme Azimuthal}}{\cos(n\varphi)} \right] \left[\overset{\text{terme Longitudinal}}{\cos\left(\frac{\omega_z z}{C_s}\right)} \right] \left[\overset{\text{Propagation}}{e^{-j\omega t}} \right] \quad (4.7)$$

4.4. Les instabilités acoustiques

Jusqu'à maintenant, on a seulement calculé les fréquences de résonances ainsi que les amplitudes des pressions acoustiques sans mettre en évidence leurs interactions avec le plasma. De plus, les différents modèles des lampes à décharge incluant les résonances acoustiques ne se limitaient qu'au calcul des modes de résonance sans donner une explication sur la façon avec laquelle elles interagissent avec la décharge électrique. Ceci est dû au fait que la non-linéarité du phénomène acoustique été négligé.

En effet, c'est la prise en compte de la non-linéarité des résonances acoustiques qui nous permet d'introduire le streaming acoustique. Lequel est

responsable de la génération des flux de vitesse de particules avec une valeur moyenne non nulle. Ainsi, Afshar [30] a attribué les instabilités dans la lampe à un vortex acoustique généré par un phénomène appelé streaming acoustique.

Il explique que son apparition est rendue possible par le fait que le second ordre de la vitesse acoustique est non nul. Quant à Lighthill [31], il définit le streaming acoustique comme étant une variation spatiale du tenseur de Reynolds par la génération d'une force nette par unité de volume qui génère des flux de fluide. Cette force s'écrit comme suit:

$$F_j = - \sum_i \frac{\partial \overline{\rho v_i v_j}}{\partial x_i} \quad (4.8)$$

où :

F_j est la force due au streaming acoustique suivant l'axe j ,

v_i et v_j sont les vitesses acoustiques suivant les axes x_i et x_j , respectivement,

$\overline{v_i v_j}$ est la moyenne temporelle du tenseur de Reynolds.

Pour un système à deux dimensions, cette force s'écrit :

– Suivant l'axe x :

$$F_{S_x} = - \frac{\partial \overline{\rho v_x v_x}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{\rho v_y v_x}}{\partial y} \quad (4.9)$$

– Suivant l'axe y :

$$F_{S_y} = - \frac{\partial \overline{\rho v_x v_y}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{\rho v_y v_y}}{\partial y} \quad (4.10)$$

Comme les équations utilisées dans le modèle ont été résolues en stationnaire, et que la moyenne temporelle est nécessaire pour le calcul de la force générée par le streaming acoustique, il faut introduire la composante temporelle des vitesses acoustiques. Ceci se fait en multipliant la vitesse acoustique $v(\vec{r})$ en stationnaire par $e^{-i\omega t}$, ce qui nous donne :

$$v(\vec{r}, t) = v(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (4.11)$$

Et sachant que

$$v(\vec{r}) = v_{\text{aco}} \quad (4.12)$$

L'équation (4.11) devient

$$v(\vec{r}, t) = v_b(\sin(\omega t) + i \cos(\omega t)) \quad (4.13)$$

Et, comme le calcul se fait avec les parties réelles, on réécrit l'équation précédente comme suit :

$$v(\vec{r}, t) = v_b \sin(\omega t) \quad (4.14)$$

De plus, les vitesses acoustiques ont la même représentation mathématique, de ce fait, la multiplication de deux vitesses nous donne :

$$\Re(v_x(\vec{r}, t)) \cdot \Re(v_y(\vec{r}, t)) = v_{b_x} v_{b_y} \sin^2(\omega t) \quad (4.15)$$

Sachant que $\sin^2(\omega t) = 1/2$, la force générée par le streaming acoustique est simplifiée et qu'on peut réécrire comme suit :

– Suivant l'axe x :

$$F_{S_x} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \rho v_{b_x} v_{b_x}}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_{b_y} v_{b_x}}{\partial y} \right) \quad (4.16)$$

– Suivant l'axe y :

$$F_{S_y} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \rho v_{b_x} v_{b_y}}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_{b_y} v_{b_y}}{\partial y} \right) \quad (4.17)$$

Pour calculer les flux de vitesse générées par le streaming acoustique, la force $\sim F$ dans l'équation incompressible de Navier-Stokes devient :

- Suivant l'axe x :

$$F_x = F_{S_x} \quad (4.18)$$

- suivant l'axe y :

$$F_y = F_{S_y} - \rho g \quad (4.19)$$

5.5. Résultats et discussion :

Après avoir présenté le modèle numérique utilisé pour l'étude des résonances acoustiques dans les lampes à décharge, ainsi que la résolution de l'équation (4.7) on utilisant un programme Matlab, on a pu présenter la propagation de la pression suivant les différents modes : longitudinal, radial et azimutal, relatifs aux lampes de caractéristiques suivantes :

Lampe type SHP 400W	lampe type VMHP 400W à 70 mg
$R= 3,75 \text{ e}^{-3} \text{ m.}$	$R= 9,5 \text{ e}^{-3} \text{ m}$
$L= 10,7 \text{ e}^{-2} \text{ m.}$	$L= 8,2 \text{ e}^{-2} \text{ m}$
$C_s= 470,7 \text{ m/s}^2$	$C_s= 491,71 \text{ m/s}^2$

Tableau 4- 1 les paramètres des lampes utilisées dans nos calculs

Les résultats obtenus sont présentés ci-dessous:

4.4.1. Résultats relatifs à lampe type SHP

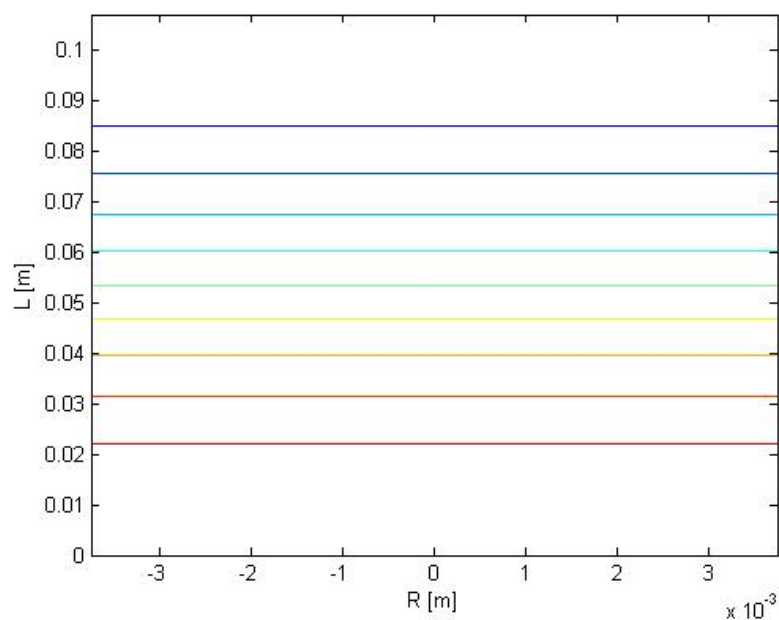


Figure 4- 2 Mode fondamental longitudinal (0, 0,1)

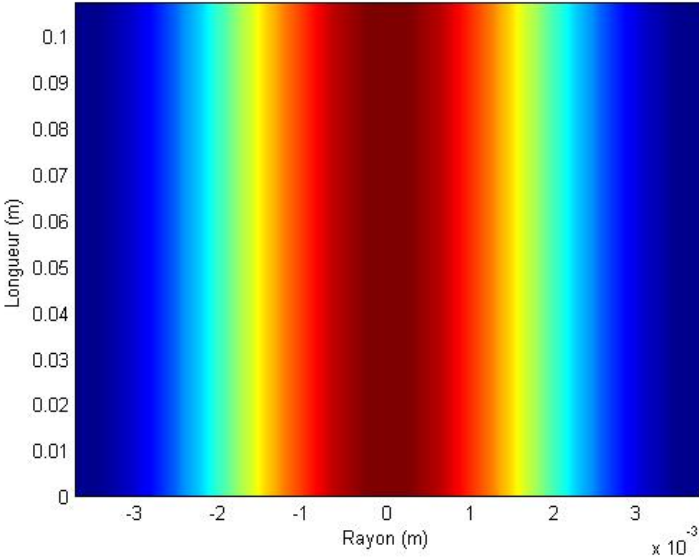


Figure 4- 3 Mode fondamental radial (0,1,0)

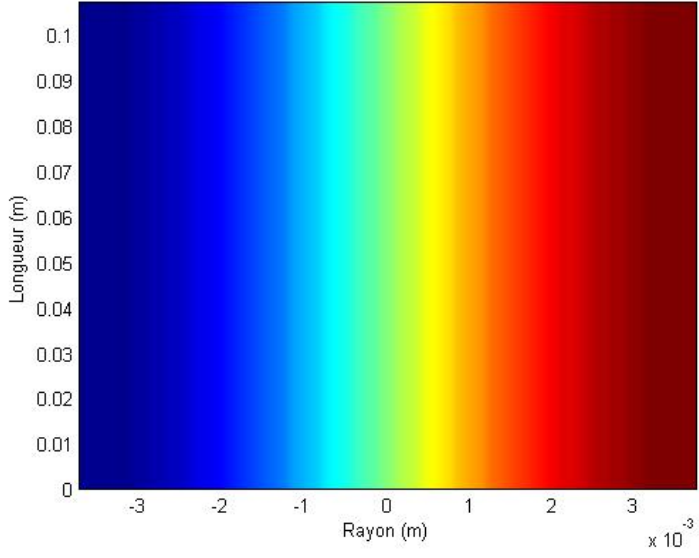


Figure 4- 4 Mode fondamental azimuthal (1,0,0)

4.4.2 Résultats relatifs à lampe type VMHP :

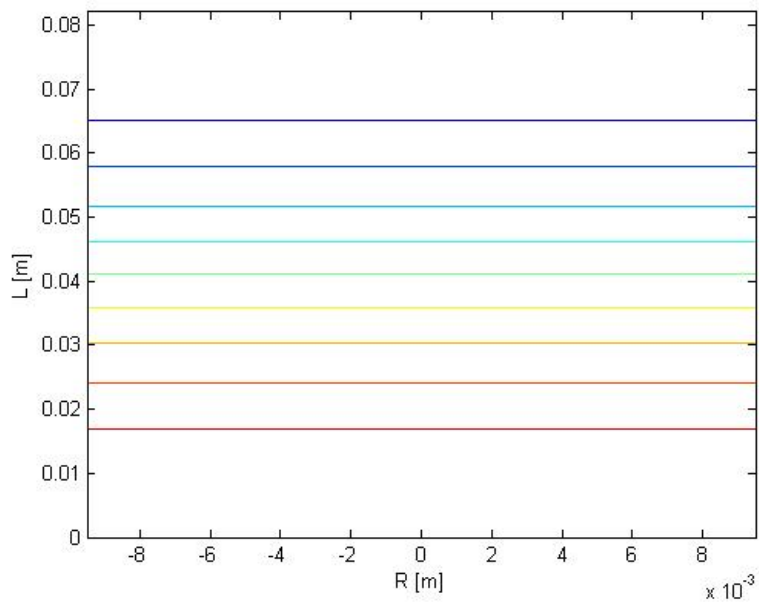


Figure 4- 5 Mode fondamental longitudinal (0,0,1)

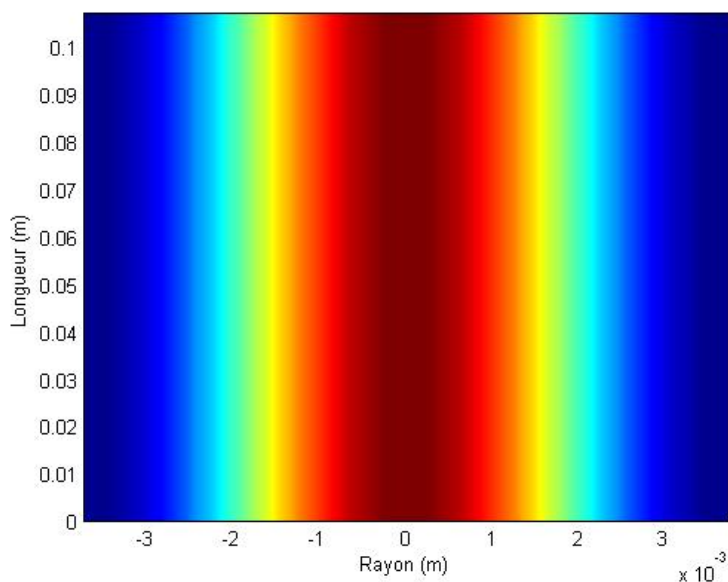


Figure 4- 6 Mode fondamental radial (0,1,0)

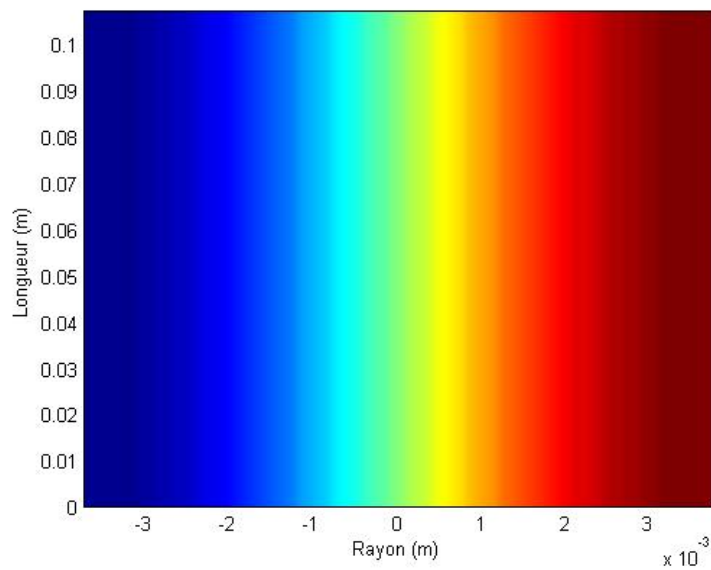


Figure 4- 7 Mode fondamental azimuthal (1,0,0)

Pour tous les graphes:

- haute pression
- pression Null
- Basse pression

Mode Type de lampe	(0,0,1)	(0,1,0)	(1,0,0)
SHP 400 W	2.1995 kHz	76.5464 kHz	36.7819 kHz
VMHP 400 W	2.9982 kHz	31.5644 kHz	15.1672 kHz

Tableau 4- 2 Fréquences des résonances acoustiques

On constate selon la distribution de la pression dans l'arc et suivant la théorie que la décharge s'efforce à passer par des zones où la pression est faible. L'arc emprunte le chemin qui correspond aux moindres pertes.

- le mode longitudinal Z axial (0,0,1) on peut voir bien que la pression commence à prendre des valeurs importantes à partir de 0.045 m pour la lampe de type SHP alors que pour la lampe type VMHP c'est à partir de 0.035 m.
- le mode longitudinal radial R axial (0,1,0), les grandes pressions sont comprises entre $-0,8 \cdot 10^{-3}$ m et $0,8 \cdot 10^{-3}$ m pour les lampes type SHP et entre $-2 \cdot 10^{-3}$ m et $2 \cdot 10^{-3}$ m pour les lampes VMHP.
- Le mode azimutal φ axial (1,0,0) la pression commence à prendre des valeurs importantes à partir de $2,5 \cdot 10^{-3}$ m pour les SHP alors que pour les VMHP cette valeur est égale à $5,8 \cdot 10^{-3}$ m.

Concernant les deux modes longitudinal z-axial (0,0,1) et R-radial (0,1,0), on remarque bien que la probabilité d'avoir un effet de résonance acoustique est importante dans le cas des lampes type VMHP que celui des SHP. Alors quelle s'inverse pour le mode azimutal φ axial (1,0,0). Expérimentalement cet effet se traduit de la manière suivante : La résonance acoustique en mode longitudinal se présente par un arc courbé au niveau de l'un des extrémités de la décharge. En mode radial, l'arc semble se segmenter successivement en zones diffuses puis étranglées. Finalement, le mode azimutal est une oscillation de l'arc d'un bout à l'autre. La résonance acoustique affecte la stabilité de la lumière et l'uniformité de la couleur et peut conduire à l'extinction de la décharge. Dans ce cas très critique, la résonance acoustique peut endommager la lampe en déformant de façon permanente le brûleur ou en le faisant littéralement exploser.

4.5 Conclusion

Les excitations des résonances acoustiques sont liées à la propagation des ondes de pression dans l'enceinte de la décharge avec réflexion sur les parois d'où résultera une onde stationnaire. Elles apparaissent quand les fréquences de puissances harmoniques de l'alimentation sont égales aux fréquences de résonance propre de la lampe et leur puissance harmonique dépasse certaines valeurs critiques.

A cette occasion on a pu établir un modèle physique qui permet d'étudier la propagation de la pression dans une section d'arc de deux types différents de lampes, sodium à haute pression (SHP) et vapeur de mercure à haute pression (VMHP). La variation de pression constitue un facteur prépondérant dans l'apparition du phénomène des résonances acoustiques, le modèle établit nous a donné la possibilité de prédire avec une bonne précision les modes de propagation des ondes de pression et leurs fréquences propres associées d'une manière purement théorique. Chose qui permet la mise en évidence des conditions d'excitation de résonance acoustique afin de déterminer le seuil d'excitation.

Comme perspective le présent travail contribuera à la synthétisation des techniques de détection et de la réalisation d'une commande adaptée pour éviter les résonances acoustiques.

Conclusion général

La présence des résonances acoustiques dans les lampes à décharges haute pression fonctionnant en haute fréquence entraîne la déformation et l'extinction de l'arc de décharge, la fluctuation de la lumière, le vieillissement de la lampe et même sa destruction dans les cas les plus sévères, elle doit donc être traitée.

Nous avons approfondi les études sur les caractéristiques de la résonance acoustique (RA) dans le but d'améliorer la compréhension physique de l'interaction des ondes de pressions stationnaires générées dans les lampes et la décharge électrique, ce mémoire se divise en trois chapitres :

Le premier chapitre nous donnerons un rappel sur les plasmas et leurs propriétés Physiques

Le deuxième chapitre Nous présentons la structure de la lampe, est dédié à l'analyse générale de la lampe à décharge nous présenterons le principe de base dans la conversion électrique-lumineuse de la décharge,

Dans le troisième chapitre, nous focaliserons sur l'étude des résonances acoustique, ce instabilité de l'arc immédiatement détectable par une fluctuation lumineuse, ayant pour conséquence dans certains cas l'extinction de l'arc, le vieillissement accéléré et même dans les cas critiques, la détérioration de la lampe (explosion, déformation du tube...). Nous savons par ailleurs que le phénomène des résonances acoustiques est lié à la propagation d'ondes de pression dans le plasma.

Le chapitre quatrième sera consacré à la présentation des fondements physique des résonances acoustiques qui permet de choisir du modèle numérique traduit en programme (matlab) .

A cette occasion, un modèle numérique de la décharge permettant la prédiction des fréquences de RA, a été proposée, cette modélisation est intéressante mais nécessite une solution dont la complexité sera sans doute un frein à la mise en place dans un ballast électronique.

Cependant, ces études peuvent nous conduire à concevoir des méthodes expérimentales pertinentes afin d'adopter des différentes stratégies d'alimentations et de commande pour éviter les résonances acoustiques.

Bibliographie

- [1] La lettre scientifique de l'École Polytechnique N° 12 JUIN 2010
Pascal BRADU* Rédacteur en chef *Auteur du livre : l'univers des plasmas (Flammarion)
- [2] C. Jia, J. Linhong, W.Kesheng, H. Chuankun and S. Yixiang, « Two-dimensional simulation of inductively coupled plasma based on COMSOL and comparison with experimental data», *Journal of Semiconductors*, Vol. 34, No. 6, pp.7, 2013.
- [3] N. Atsuchi, M. Shigeta, T. Watanabe, « Modeling of non-equilibrium argon–oxygen induction plasmas under atmospheric pressure », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, pp. 1073–1082, 2006.
- [4] D. P. Lymberopoulos, D. J. Economou, « Tow-dimensional selfconsistent radio-frequency plasma simulations relevant to the gaseous electronics conference RF reference cell», *J Res Natl Inst Stand Technol*, Vol. 100, No. 4, pp. 473-494, 1995.
- [5] D. P. Lymberopoulos, D. J. Economou, « Two- Dimensional Simulation of Polysilicon Etching with Chlorine in a High Density Plasma Reactor», *EEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 23, No. 4, pp. 573-580, 1995.
- [6] G. J. M. Hagelaar, G. Fubiani, J.P. Boeuf, « Model of an inductively coupled negative ion source: I. General model description», *Plasma Sources Sci. Technol.* 20 015001, pp.16, 2011.
- [7] M. Mao, A. Bogaerts, «Investigating the plasma chemistry for the synthesis of carbon nanotubes/nanofibres in an inductively coupled plasma enhanced CVD system: the effect of different gas mixtures», *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43, pp.20, 2010.
- [8] N. Ikhlef, «Modélisation Numérique d'une Installation Convertisseur–Plasma d'induction En Vue d'une Commande Optimale», thèse de Université de Batna, 2010.
- [9] Jean-Luc Raimbault Laboratoire de Physique des Plasmas. Introduction `a la Physique des Plasmas. Université Paris-Sud 11 Master 2 APIM et PIE 2012 - 2013

- [10] Bahouh Hanene. Modèle Fluide D'une Décharge Plasma Radiofréquence. Thèse Université Constantine 1
Faculté Des Sciences De La Technologie Departement D'électronique 2014
- [11] Adnane HAMIAZ. Étude D'une Méthode Volumes Finis Pour La Résolution D'un Modèle Non Linéaire D'un Couplage Maxwell/Plasma Dans Le Domaine Temporel. Thèse, Université Toulouse III - Paul Sabatier 12 juillet 2012
- [12] N. Ikhlef, M. Rachid Mékidèche and O. Leroy, « Modeling of Analysis ICP Torch at Atmospheric Pressure With Applied Voltage», IEEE Transactions on plasma science, Vol. 39, No. 11, pp. 2380-2381, 2011.
- [13] M. Li, H. Wu, and Y. Chen, « Two-Dimensional Simulation of Inductive Plasma Sources with Self-consistent Power Deposition », IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 23, No. 4, pp. 558-562, 1995.
- [14] E. Despiau-Pujo, « Gravure des semi-conducteurs III-V par plasmas inductifs chlorés », thèse de l'école Polytechnique de Paris, 2009.
- [15] J. T. Vanderslice, S. Weissman, E. A. Mason, and R. J. Fallon. High temperature transport properties of dissociating hydrogen. *Physics of Fluids*, 5(2), 1962.
- [16] https://fr.wikipedia.org/wiki/Lampe_à_décharge
- [17] M.A. Cayless, B.Sc, A.R.C.S., Ph.D., F.Inst.P., M.C.I.B.S., "Future developments in lamps", IEEPROC, Vol. 127, Pt. A, No. 3, APRIL 1980 .
- [18] Hooker, J.D.; "The low-pressure sodium lamp", *Plasma Science*, 1997. IEEE Conference Record - Abstracts, 1997 IEEE International Conference on 19-22 May 1997, Page(s):289.
- [19] L. Chhun. *Modes d'alimentation et de Commande des lampes sodium haute pression en vue d'éviter les résonances acoustiques*. Thèse, Université Paul Sabatier deToulouse, 2010.

- [20] Arezki TOUMI (*Étude des résonances acoustiques dans une lampe à décharge haute pression à enveloppe céramique*) thèse doctorat en génie électrique en 2012, *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier page 4*.
- [21] www.lighting.philips.fr/prof/lampes-professionnelles/lampes-a-decharge
- [22] W. Elenbaas. *The high pressure mercury vapour discharge*. North-Holland Pub. Comp., 1951..
- [23] electrocorot.free.fr/Ancien/.../Cours/Technologie%20des%20lampes.
- [24] Lionel Sevier, «Influence de l'alimentation par commutateur de courant sur le rayonnement des lampes sodium haute-pression », thèse doctorat en génie électrique en 1995, université paulsabatie, Toulouse, France.
- [25] www.afe-eclairage.fr/docs/10311-ext.pdf
- [26] de Groot, J. Van Vliet, “The high pressure sodium lamp”, Kluwer technischeboeken B.V. Deventer, 1986.
- [27] Sylvain Epron, « Etudes et effets des oscillations acoustiques dans les lampes à décharge haute pression », thèse doctorat en génie électrique en 1999, université Paul Sabatier, Toulouse, France.
- [28] MiaosenShen, ZhaomingQian and Fang ZhengPeng, « Design of a Two-Stage Low-Frequency Square-Wave Electronic Ballast for HID Lamps », *Industry Applications, IEEE Transactions on Volume 39, Issue 2, March-April 2003, Page(s): 424 - 430*.
- [29] M. J. Jongerius, A. J. M. J Ras, and Q. H. F. Vrehe. Optogalvanic detection of acoustic resonances in a high-pressure sodium discharge. *J. Appl. Phys.*, 55(7) :2685–2692, 1984.
- [30] F. Afshar. The theory of acoustic resonance and acoustic instability in HID lamps.
- [31] J. Lighthill. Acoustic streaming. *J. Sou. Vib.*, 61(3) :391–418, 1978.