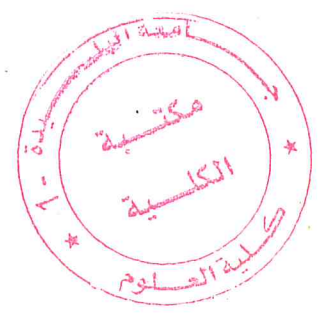


**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE**  
**SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITÉ SAAD DAHLAB DE BLIDA**

**Faculté des Sciences**

**Département de Physique**



**Mémoire**

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

**Master**

**Option : Matière Rayonnement**

Par

**SAIDANI Dounia**

**THEME**

---

**Production du rayonnement UV par le plasma dans les**  
**Excilampes.**

---

Présentée et soutenue le

devant le jury composé de :

BRAHIM ERRAHMANI Mohamed  
BOUTELDJA Abderrahmane  
YANALLAH Abdelkader

MCA  
MAA  
MCB

Président  
Examineur  
Promoteur

MA-530-147-1

## *Citations*

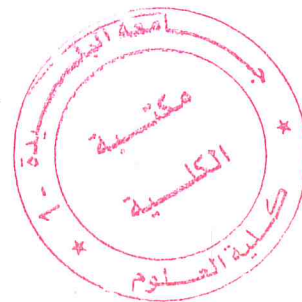
*« Imagination is more important than knowledge... »*

*Albert Einstein*

*« Hier n'est qu'un rêve, demain n'est qu'une vision.*

*Mais un aujourd'hui bien vécu fait de chaque hier un  
Rêve de bonheur, et de chaque demain un rêve d'espoir. Par conséquent,  
envisagez bien ce jour.*

*Anonyme »*



## Remerciements

*Je commence par remercier ALLAH notre Seigneur pour m'avoir donné la santé, la volonté et la patience durant toutes mes études, afin d'accomplir ce modeste travail.*

*Je tiens à adresser mes très sincères remerciements Au Monsieur A. YANALLAH, de l'Université de Blida pour l'encadrement, l'aide, et ses précieux conseils, mais également pour sa confiance, et ses encouragements jusqu'au terme de la réalisation de ce présent mémoire.*

*Je suis très sensible à l'honneur que me feront les membres du jury pour l'examination de ce mémoire. Je les prie de bien vouloir accepter mes plus vifs et sincères remerciements.*

*Je tiens à remercier particulièrement le président du jury BRAHIM ERRAHMANI Mouhamed.*

*Mes profonds remerciements vont également aux membres laboratoire de la physique fondamentale et appliqué de l'université Saad Dahleb Blida ainsi. Que mes enseignants de la formation de master " Matière et Rayonnement" trouvent l'expression de mes sincères remerciement.*

*J'adresse aussi ma profonde reconnaissance à :*

*Mes parents pour leur patience et leur soutien moral, mes frères et mes sœurs et a toute ma famille...*

*Enfin, Ma gratitude va également à mes collègues avec qui j'ai passé de belles années, à mes amis pour leurs encouragements, aux enseignants et doctorants d'université de Blida.*

*.... Pour toute ces personnes, MERCI.....*

# Dédicace

*Je dédie ce travail*

*A tous ceux qui me sont chers*

*A mes très chers parents*

*A mes très chers frères (Karim et Kamel)*

*A mes très chères sœurs.*

*A ma famille.*

*A mes très chers  
amis (Mazoura et Ahlem)*

*Dounia*

## Table des matières

<b>Introduction générale .....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1: Introduction sur le plasma .....</b>	<b>3</b>
I. Introduction .....	4
II. Notions de base sur les plasmas .....	5
III. Quelques Grandeurs caractéristiques .....	5
III.1. Degré d'ionisation.....	5
III.2. Longueur de Debye.....	7
III.3. Fréquence plasma.....	7
IV. Domaines d'étude et d'applications.....	7
IV. 1. Analyse élémentaire de la composition chimique.....	7
IV. 2. Eclairage .....	8
IV.3. Ecrans plasma.....	8
IV.4. Applications médicales.....	9
<b>CHAPITRE 2 : La Décharge à Barrière Diélectrique .....</b>	<b>10</b>
I. Introduction.....	11
II. Configuration usuelle des DBDs .....	12
III. Principe de fonctionnement des DBDs .....	12
IV. La décharge continue à basse pression .....	12
IV.1 Régime d'ionisation de fond (Zone I) .....	13
IV.2. Régime de saturation (Zone II) .....	13
IV.3. Régime de Townsend (Zone III) .....	13
IV.4. Transition entre régime Townsend et décharge luminescente (Zone IV).....	14
IV.5. Régime de décharge normal (Zone V) .....	16
IV.6. Régime de décharge anormal (Zone VI) .....	16
IV.7. Régime d'arc non thermique (Zone VII) .....	16
IV.8. Régime d'arc thermique (Zone VIII) .....	16
V. Les différents régimes des décharges dans les DBD.....	17
V.1. Décharge filamentaire .....	18
V.2. Le régime homogène .....	18
<b>CHAPITRE 03 : Production du rayonnement UV par le plasma dans les excilampes .....</b>	<b>19</b>
I. Introduction .....	20
II. Définition du domaine ultraviolet.....	20
III. Excilampes .....	21

III.1.Excimère .....	21
III.2.Exciplexes .....	22
V.Définitions des états .....	23
V.1.Etats effectifs du krypton.....	24
V.2.Etats du chlore.....	26
VI. Espèces chargées.....	28
VI.1.Modélisation des décharges .....	29
VI.1.1. Evolution avec la pression totale.....	30
VI.1.2. Evolution avec le pourcentage de chlore.....	30
VII. Plateforme expérimentale.....	31
VII.1.Description de la diapositive expérimentale .....	31
VII.2.Principe de d'installation de la lampe .....	33
VIII. L'émission du chlore atomique.....	34
IX. Les élargissements des raies du chlore atomique.....	35
IX.1. Elargissement Doppler .....	35
IX.2. Elargissement de résonance.....	35
X. Etude du rayonnement émis par l'excilampe KrCl.....	36
X.1. Production de l'excimère $kr_2^*$ .....	36
X.2. Optimisation de l'émission de $KrCl^*$ .....	37
X.2.1.L'énergie rayonnée par $KrCl^*$ en fonction du % de chlore et la pression totale .....	39
X.2.2.Conclusion .....	41
<b>Conclusion générale</b> .....	<b>42</b>
<b>Annexe</b> .....	<b>43</b>
A. Le modèle cinétique .....	44
B. Les notations spectroscopiques .....	48
<b>Liste des figures</b> .....	<b>50</b>
<b>Liste des Tableaux</b> .....	<b>51</b>
<b>Référence</b> .....	<b>52</b>

## Résumé :

Dans ce mémoire on s'intéresse aux lampes à décharges qui sont des applications de la physique des plasmas froids hors équilibre les mieux connues. Le plasma est créé à l'aide d'une décharge contrôlée par une barrière diélectrique (DBD). Ces lampes dites lampes à excimère et exciplexes créées par une DBD ont trouvées ces dernières années des applications industrielles et médicales très intéressantes vu leur production des UV-Cs avec un bon gain d'énergie.

L'intérêt de ces décharges provient de leur grande efficacité à produire des espèces actives pour augmenter la réactivité des mélanges gazeux. Ce type de décharges peut être une source de lumière avec un excellent rendement et une faible largeur spectrale dans le domaine UV. Ce travail bibliographique représente une lampe à décharge à barrières diélectriques contenant le mélange gazeux KrCl dans le but de contrôler le rayonnement UV à partir des quelques paramètres (pression et concentration ...) et aussi déterminer ses caractéristiques cinétiques.

On a appris que le modèle comportant des espèces chargées et excitées, permet de contrôler l'évolution de la molécule exciplexe  $\text{KrCl}^*$  responsable de l'émission des UV durant l'impulsion de la décharge. Cependant des questions restent ouvertes concernant la description physique fondamentale des phénomènes de rayons UV qui sera très intéressante d'étudier dans le futur.

**Mots- clés :** décharge à barrière diélectrique ( DBD), excilampe, UV,  $\text{KrCl}^*$  .

## **Abstract:**

In this manuscript we are interested in discharge lamps which are well known applications of physics of cold plasmas out of equilibrium. The plasma is created by using a controlled dielectric barrier discharge (DBD). These lamps called exciplex and excimer lamps created by DBD found, in recent years, very interesting industrial and medical applications due to their UV-Cs production with good energy gain.

The interest of these discharges provide from their efficiency to generate active species to increase the reactivity of the gas mixtures. This type of discharge can be a source of light with excellent performance and low spectral width in the UV range. This bibliographic work represents a dielectric barriers discharge lamp containing KrCl gas mixture in order to control the UV radiation from the few parameters (pressure and concentration ...) and also to determine its kinetic characteristics.

It was learned that the model consisting of charged species and excited, to control the evolution of the molecule exciplex  $\text{KrCl}^*$  responsible for the UV emission during the pulse discharge. However questions remain open regarding the basic physical description of UV phenomena and could be very interesting to study in the future.

**Keywords:** Dielectric barrier discharge (DBD), excilampe, UV,  $\text{KrCl}^*$ .



# Introduction

## Introduction générale :

Les développements récents des dispositifs plasma à décharge à barrière diélectrique et leur vulgarisation, par exemple sur les écrans plasmas, les ont rendus populaires. Les premières expériences sur ce type particulier de décharges datent de plus d'un siècle avec les travaux de Siemens.

Les sources artificielles de rayonnement ultraviolet sont en grande partie représentées par des lampes à décharge dans des vapeurs de mercure. Les récentes réglementations très restrictives vis-à-vis de l'usage des métaux lourds à fort pouvoir polluant comme le mercure, favorisent le développement de nouvelles sources, nécessairement au moins aussi efficaces mais sans mercure.

De ce fait, les sources artificielles de rayonnement UV à base du procédé plasma notamment les lampes à décharges à barrière diélectriques (DBD)

. A noter que l'efficacité de la transformation de la puissance électrique délivrée à une excilampe en flux ultraviolet-V (entre 100 et 200 nm) peut être tellement important qu'une conversion en rayonnement visible via des poudres fluorescentes est envisageable.

Les excilampe ont une durée de vie assez élevée grâce à l'absence de contact entre les électrodes et le gaz. Leur principal avantage est qu'elles n'utilisent pas le mercure. Outre l'application en éclairage, les systèmes DBD sont également appliqués dans la dépollution, la potabilisation de l'eau.

La matière de ce mémoire est un travail bibliographique basé sur un domaine de recherche à l'interface de plusieurs domaines de recherches tels que la physique des plasmas, la physique fondamentale du rayonnement et les applications technologiques et médicales. On s'est fixé le choix de rapporter les travaux de recherche du Dr Virginie Martin de l'université

de Paris Sud sur « *Etude de microdécharges comme source de rayonnement ultraviolet intense* » qui a fait l'objet de publication internationale. [1]

Ce manuscrit est divisé en trois chapitres. Un premier chapitre a pour objectif de présenter un nouvel axe de recherche de la physique des plasmas froids. Par souci de clarté, nous commencerons dans une première partie par rappeler la définition du plasma ainsi que ses principales caractéristiques et applications. Le deuxième chapitre explique les décharges dans les gaz et les décharges à barrière diélectrique. Ces deux phénomènes permettront de comprendre le processus fondamental dans la physique de décharge, *le claquage électrique*. Enfin, dans le chapitre trois on présente l'influence des paramètres électriques, le taux du mélange entre krypton et chlore ainsi que la pression totale du mélange sur la production d'UV par une excilampe KrCl.

# Chapitre 1

Introduction sur le plasma.

## I. Introduction :

Le plasma a été introduit la première fois en 1923 par le physicien américain Irving Langmuir pour désigner dans les tubes à décharge, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre. [2] Le plasma est souvent considéré comme le quatrième état de la matière avec les états solide, liquide et gazeux. La matière connue de l'univers est composée de 99 % de matière à l'état de plasma. A l'état naturel le plasma se retrouve sous différentes formes dans l'univers : les étoiles, le soleil, l'ionosphère, etc. Mais de nombreux plasmas sont développés en laboratoire car ils possèdent des propriétés singulières permettant des applications dans de très nombreux domaines. [3]

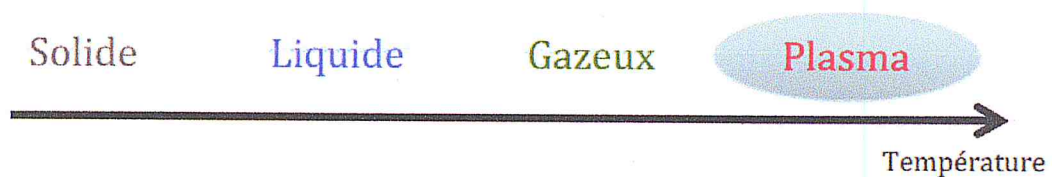


Figure I.1 : Evolution de l'état de la matière avec la température

## II. Notions de base sur les plasmas :

Un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé. Les plasmas sont donc composés d'électrons, d'ions chargés positivement ou négativement, des neutres, d'espèces excités et de photons. Un plasma est globalement neutre possédant autant de charges positives que négatives. Les plasmas peuvent être caractérisés selon deux paramètres clés : la densité électronique  $n_e$  et la température électronique  $T_e$ . [4] En réalisant un diagramme dans l'espace en fonction de ces deux paramètres, deux grandes classes de plasma peuvent être distinguées les plasmas chauds et les plasmas froids. Ce diagramme est présenté sur la Figure I.2.

La création d'un plasma nécessite un apport important d'énergie. Celui-ci peut se faire par chauffage, par bombardement avec un faisceau laser très intense ou encore par décharge électrique dans un gaz soumis à une très forte différence de potentiel dans des dispositifs connus sous le nom de tubes à décharges. [5]

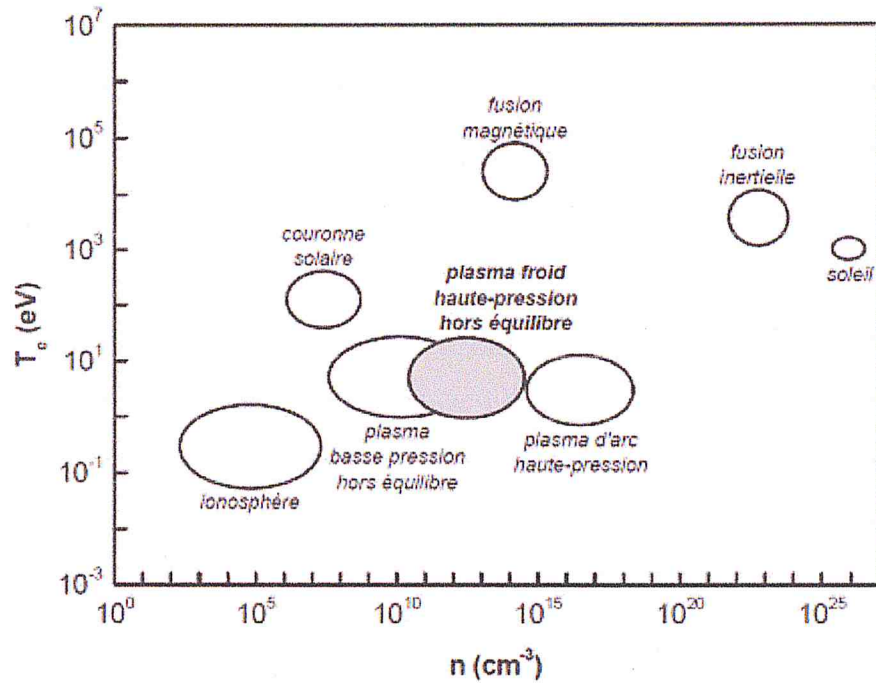


Figure I-2: Température électronique des principaux types de plasma en fonction de leurs densités électroniques

### III. Quelques grandeurs caractéristiques :

#### III.1. Degré d'ionisation :

Le degré d'ionisation  $\alpha$  est défini comme le rapport entre la densité électronique  $n_e$  et la somme de la densité électronique et de la densité du gaz  $n_N$ . [6]

$$\alpha_i = \frac{n_e}{n_e + n_N}$$

On utilise également le rapport  $\frac{n_e}{n_N}$ , qui traduit l'importance des collisions entre particules chargées par rapport aux collisions entre particules chargées et neutres. On peut classer les plasmas en deux grandes catégories : les plasmas chauds et plasmas froids. Ces deux catégories sont reliés :

- Si  $\alpha_i > 10^{-4}$  on a affaire à un plasma chaud en équilibre thermodynamique ( $T_e \approx T_i \approx T$ ). Ce plasma peut être fortement ionisé et sans interaction pour les très faibles pressions, ou les particules sont soumises seulement aux champs de forces extérieures ; où plasmas fortement ionisés avec interactions et dans ce cas ce sont les interactions coulombiennes collectives qui déterminent la dynamique du plasma. [2]

■ Si  $\alpha_i < 10^{-4}$ , ce plasma représente un plasma froid hors équilibre. IL est faiblement ionisé, quelques électrons et ions dans une multitude d'espèces neutres. Sa dynamique est pilotée par les collisions binaires élastiques entre neutres et particules chargées. [7]

Au laboratoire, l'ionisation du gaz peut s'obtenir par l'injection des électrons, par l'intermédiaire d'une décharge électrique, raison pour laquelle ces plasmas sont appelés «plasmas de décharge». [8] Cette décharge électrique provoque des collisions, entre les électrons émis depuis la cathode vers l'anode et les espèces du gaz. Ces collisions génèrent des espèces nouvelles dans le gaz, lesquelles à leur tour, peuvent produire des changements temporaires ou définitifs, dans la structure du gaz ou d'un autre matériau exposé à la décharge. Le tableau I-1 présente schématiquement les collisions, les plus communes, produites par des électrons dans une décharge électrique.

Nom de la collision électronique	
Ionisation	$e + A \rightarrow A^+ + 2e$
Excitation	$e + A \rightarrow e + A^* \rightarrow e + A + h\nu$
Collision élastique	$e + A \rightarrow e + A$
Dissociation	$e + AB \rightarrow e + A + B$
Ionisation dissociative	$e + AB \rightarrow 2e + A^+ + B$
Attachement dissociatif	$e + AB \rightarrow A + B$
Recombinaison	$e + A^+ + B \rightarrow A + B$

**Tableau I-1 : Collisions induites par un électron dans un plasma de décharge.**[9]

Les collisions où d'autres espèces (Ions, Radicaux, etc.) interviennent, sont aussi très importantes dans la physique du plasma.

### III.2. Longueur de Debye :

Elle traduit l'écart à la neutralité. Une charge q dans un plasma est entourée de charges opposées qui tendent à annuler son champ électrique. [10]

Cet effet d'écran est effectif à partir d'une distance dite la longueur de Debye:

## **IV. 2. Eclairage :**

Ce qui concerne l'éclairage, les lampes à DBD, ont également l'avantage de pouvoir produire un rayonnement homogène à travers la surface des électrodes [10] ; cette propriété est exploitée pour les lampes d'éclairage.

## **IV.3. Ecrans plasma :**

Dans les écrans plasma, l'image est obtenue à partir de décharges électriques créées dans des cellules de quelques centaines de  $\mu m$  dont l'ensemble compose des panneaux de grande surface. [12] Cette technologie permet de réaliser des écrans plats de très grandes dimensions, d'une qualité d'image exceptionnelle, très contrastée et extrêmement lumineuse.

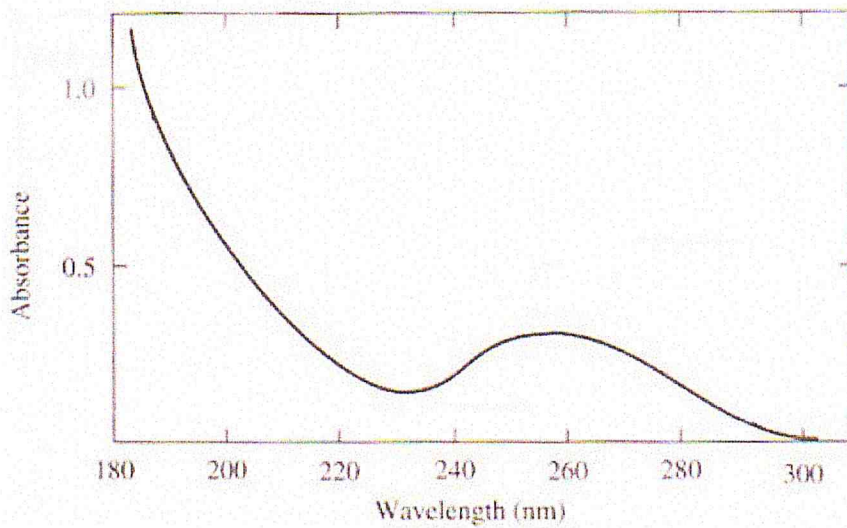
## **IV.4. Applications médicales:**

Dans le domaine des applications médicales, les lampes à UV sont utiles dans la décontamination bactériologique. Le spectre d'absorption de l'ADN est présenté sur la Figure I-3, le maximum d'absorption se situe dans le VUV. Dans l'UV-C le maximum d'absorption est situé à 258 nm.

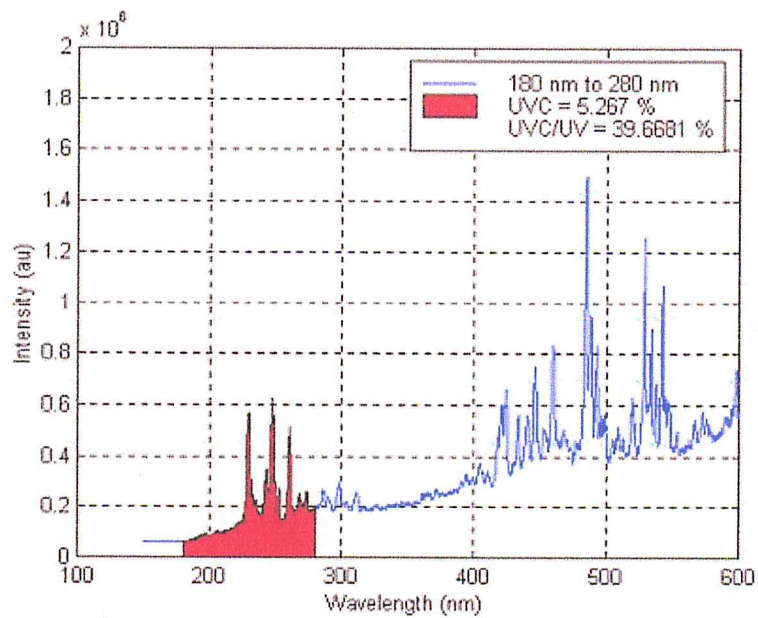
Pour les applications de décontamination bactériologiques, un rayonnement dans la gamme du VUV n'est pas utilisable.

Les sources de lumière pulsées actuellement utilisées en décontamination bactériologique sont des flashes au xénon [13].

Sur la Figure I-4, le spectre d'émission d'une lampe flash au xénon est présenté, la partie du rayonnement utile est indiquée en rouge, et elle ne représente bien qu'une faible partie du rayonnement total.



**Figure I-3 : Spectre d'absorption de l'ADN [51]**



**Figure I-4: Spectre d'émission d'une lampe flash au Xénon [13]**

Le rendement UV des flashes au xénon excités avec des durées d'impulsion de quelques centaines de microsecondes, de telle sorte qu'il est souhaitable de développer de nouvelles sources émettant uniquement de l'ultraviolet et qui seraient moins coûteuses en consommation énergétique



## Chapitre 02 :

### La Décharge à Barrière Diélectrique.

## I. Introduction :

Depuis les années 1980, une nouvelle génération de lampes à décharge a vu le jour. Ces lampes sont capables de produire un flux ultraviolet élevé avec une bonne efficacité. Ces lampes exploitent le rayonnement en provenance d'émetteurs moléculaires instables (les excimères et les exciplexes) qui se forment dans une décharge à barrière diélectrique à pression atmosphérique et hors d'équilibre. La décharge à barrière diélectrique ou « décharge silencieuse » est connue depuis plus d'un siècle. La première étude expérimentale a été rapportée par Siemens en 1857. [14] Elle concernait la production d'ozone destinée au traitement de l'eau. Le terme décharge désigne plus généralement, tout mécanisme d'ionisation d'un gaz sous l'effet d'un champ électrique ou électromagnétique externe. Ce type de décharge est largement utilisé pour la production du rayonnement utilisable dans différents domaines.

## II. Configuration usuelle des DBD :

Par définition, une DBD est une source de plasma froid hors d'équilibre caractérisée par la présence d'au moins un diélectrique entre les deux électrodes métalliques. L'introduction du diélectrique a pour but de limiter l'énergie qui passe dans chaque canal de décharge afin d'éviter le passage au régime d'arc. [15] Sur un plan secondaire, ce diélectrique permet également d'éviter tout contact direct entre les électrodes et le gaz, ce qui évite que ce dernier soit pollué par des impuretés. La Figure II.1 illustre une configuration d'une décharge DBD.

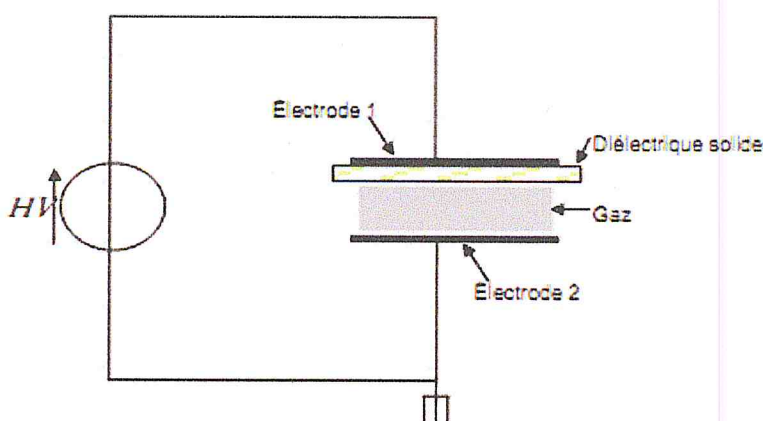


Figure II.1 : Géométrie classique d'une décharge à barrières diélectriques [16]

### III. Principe de fonctionnement des DBD:

Lorsqu'un gaz est soumis à un champ électrique dépassant une valeur limite, ses atomes (ou molécules) peuvent s'ioniser et des charges électriques libres apparaissent dans le volume du gaz. Le gaz devient ainsi conducteur et un courant électrique colinéaire au champ le traverse. On dit qu'une décharge électrique a lieu dans le tube.

La nature des mécanismes impliqués dans le développement et le maintien éventuel de la décharge dépend fondamentalement de la pression du gaz dans lequel elle se produit, ou mieux, du produit entre la pression et la distance inter-électrodes. [17] Dans la section suivante nous allons décrire les phénomènes physiques présents dans la décharge et ceci pour le cas des faibles et des fortes valeurs de la pression.

### IV. La décharge continue à basse pression :

Dans le cas des faibles pressions, les mécanismes de la décharge ont fait l'objet de nombreuses études ; cependant ici nous nous limiterons seulement à quelques rappels. Le travail réalisé par Townsend en 1932 constitue la base de la compréhension des mécanismes mis en jeu dans une décharge électrique et c'est grâce à lui qu'on a mis en évidence des régimes de fonctionnement distincts. [18] L'étude de cette décharge est basée sur un dispositif expérimental général présenté sur la figure II.2 similaire à celui de la figure II. 1 qui comporte deux électrodes dans une enveloppe de verre remplie d'un gaz. En contrôlant le courant (à l'aide des différents dispositifs expérimentaux, par exemple, une source de tension en série avec une résistance variable), il a été possible de décrire la caractéristique courant-tension d'un plasma de décharge et de déterminer ses différents régimes de fonctionnement.

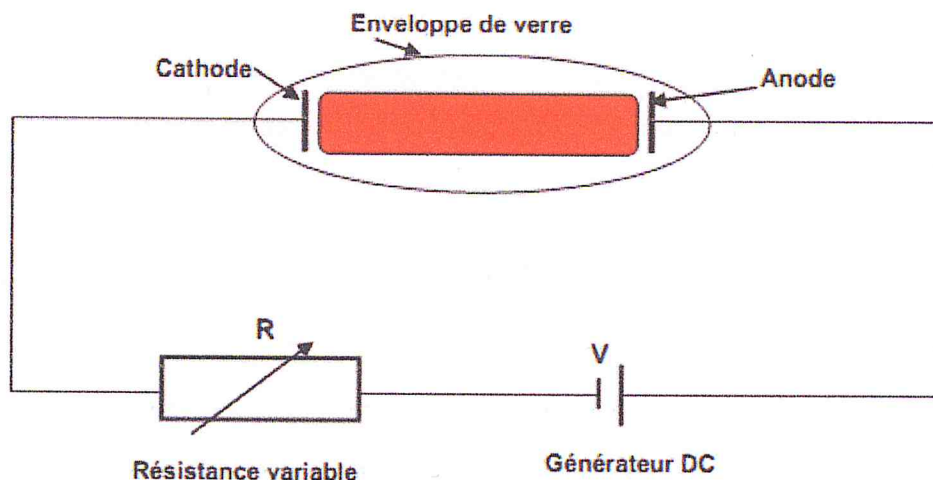


Figure II.2 : dispositif expérimentaux de Townsend [19]

La tension correspondante au champ électrique de claquage est appelée « tension de claquage » ou « potentiel disruptif ». La loi empirique de Paschen donne l'expression de la tension de claquage pour un gaz donné et elle est seulement une fonction du produit pression gaz et de la distance interélectrodes.

$$V_{claq} = \frac{C \cdot P_{gaz} d_{dech}}{\ln\left(\frac{A P_{gaz} d_{dech}}{\ln(1+\gamma)}\right)} \quad [25]$$

Dans cette équation, A et C sont des constantes propres à chaque gaz et  $\gamma$  est le coefficient d'émission électronique secondaire, qui représente le rapport entre le nombre d'électrons secondaires émis par la cathode et la somme des ions et photos qui la percutent (ce coefficient dépend du matériau de la cathode). Chaque gaz présente une tension minimale de claquage  $V_{claq\ min}$ , qui correspond à une valeur du produit pression distance minimum  $(p \cdot d)_{min}$ . [26]

La Figure II.5 donne la tension de claquage en fonction du produit pression distance p.d (courbes de Paschen), pour différents types de gaz .

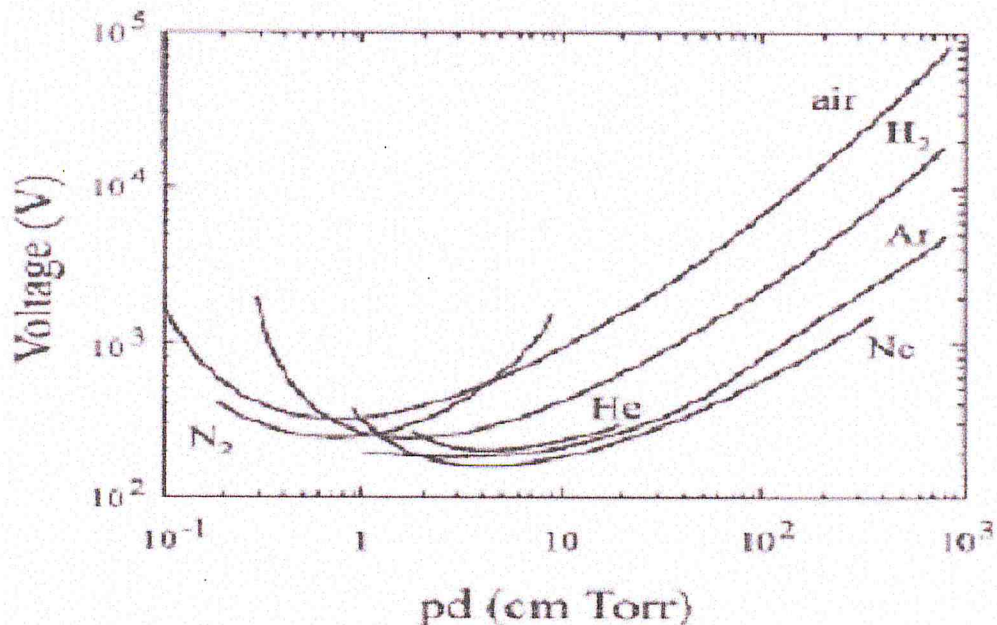


Figure II.5 : Courbe de Paschen [27]

Cette courbe montre que la tension de claquage  $V_{cl}$  a un minimum unique. Sur cette figure (II.5), on remarque qu'on a isolation par la haute pression et le libre parcours moyen est faible. Dans le cas de faible pression il y a isolation par le vide et il n'y a pas assez de particules dans le gaz pour établir l'avalanche. On diminue la tension à la valeur critique, on aura un équilibre entre la production d'électrons par émission secondaire et les pertes

d'électrons par diffusion ou par l'absorption de l'anode. Cette décharge s'appelle « *la décharge sombre de Townsend* ». Elle présente la particularité de pouvoir augmenter l'intensité entre les électrodes sans variation de la tension, jusqu'au moment où la décharge devient luminescente.

#### **IV.5. Régime de décharge normal (Zone V) :**

Une fois la transition au régime de décharge luminescente franchie, la tension de décharge reste à une valeur constante (plus faible que la tension de claquage) pour plusieurs ordres de grandeurs de courant de décharge. En effet, dans ce régime, la densité de courant aux électrodes reste constante, ce qui veut dire que la décharge n'occupe pas la totalité de la surface des électrodes. De cette décharge nous pouvons souligner deux choses, le début de l'émission lumineuse par la décharge et la présence d'une région dans le volume gazeux appelée colonne positive. [28] La colonne positive possède les caractéristiques d'un plasma : un champ électrique faible (typiquement de 1 V/cm) et une charge d'espace nulle (même nombre d'électrons que des ions). Ici, la température des électrons est supérieure à celle des ions et des neutres, ce qui fait de ce volume un plasma hors équilibre.

#### **IV.6. Régime de décharge anormal (Zone VI) :**

Le courant continuant à augmenter, la partie de la cathode occupée par le plasma augmente, jusqu'à la couvrir entièrement. Quand la cathode est entièrement couverte, le régime de décharge anormale caractérisé par un accroissement de la tension suivant le courant est atteint. [29]

#### **IV.7. Régime d'arc non thermique (Zone VII) :**

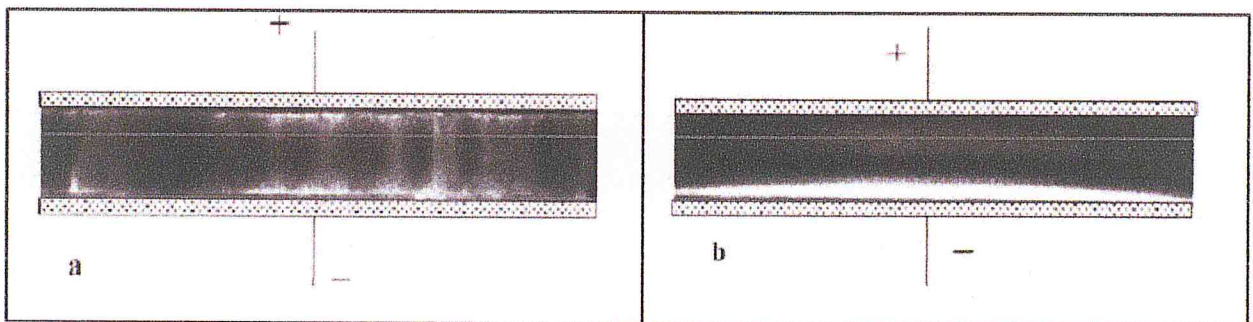
Avec l'augmentation de la densité de courant, la cathode chauffe jusqu'à l'incandescence, générant des électrons supplémentaires par *effet thermoionique*. L'augmentation du nombre des électrons crée un phénomène d'avalanche qui fait chuter la tension de décharge, alors que le courant augmente jusqu'à des valeurs très élevées. [30] On est dans un régime d'arc non thermique dans lequel les électrons, les ions et le gaz n'ont pas la même température.

#### **IV.8. Régime d'arc thermique (Zone VIII) :**

Ce dernier régime est caractérisé par une pente positive de la caractéristique et est appelé régime d'arc thermique. C'est un régime dans lequel le plasma est proche de l'équilibre thermodynamique et la température de toutes les espèces est quasi égale. [31]

## V. Les différents régimes des décharges dans les DBD :

Pour les décharges à haute pression, le mécanisme de claquage détermine le type de décharges : soit filamentaire soit luminescente. Selon de nombreuses études réalisées, il est admis que le produit pression – distance interélectrodes joue un rôle déterminant dans le développement de ces décharges. A la pression atmosphérique ou plus, les filaments, comme ceux de la figure II.6(a) ont des diamètres de quelques dixièmes de millimètre et des durées de vie de l'ordre des centaines de nanosecondes. [32] Ces deux paramètres dépendent, entre autres, de la pression, de la distance interélectrodes, de la nature du gaz utilisé et du mélange du gaz.



**Figure II.6 : Photographies de décharge obtenues par caméra rapide;  
a) aspect filamentaire, b) aspect homogène. [33]**

A des pressions inférieures, le diamètre ainsi que le nombre des filaments augmentent. L'aspect de la décharge devient plus diffus, et si la pression diminue encore, une décharge luminescente uniforme peut être obtenue. Cependant, sous certaines conditions particulières, des décharges luminescentes ou des décharges homogènes peuvent être réalisées même à forte pression (figure II.6.b). Elles sont principalement utilisées pour certaines applications, par exemple, pour les traitements de surface car elles permettent des traitements uniformes et de meilleure qualité que les décharges filamentaires. [34] Toutefois, ces décharges homogènes ne sont pas aussi stables que les décharges filamentaires et ne sont pas faciles à obtenir dans tous les gaz ou mélanges de gaz d'intérêt industriel.

## **V.1. Décharge filamentaire :**

Le régime filamentaire se caractérise par une multitude de décharges de courte durée distribuées aléatoirement dans l'espace interélectrodes. Lorsque le produit  $P.d$  est supérieur à quelques dizaines de torr.cm, le claquage normalement observé est de type "filamentaire" (aussi appelé streamer). [35] La théorie du streamer a été développée en 1939 à la fois par les physiciens Raether et par Meek et Loeb et a permis d'expliquer le développement des filaments ou streamers. Proche de la pression atmosphérique, la décharge est donc constituée de filaments comme décrits plus haut. Ils ont des diamètres de quelques centaines de micromètres et des durées de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Par exemple, dans un dispositif de distance interélectrodes 2 mm et une pression proche de la pression atmosphérique, le mécanisme de claquage du gaz le plus probable est de type streamer.

## **V.2. Le régime homogène :**

Comprend deux types de décharge : la décharge luminescente (observée dans les gaz rares) ou de Townsend (observée en azote). Une décharge luminescente, comme celle obtenue en hélium, est caractérisée par un seul pulse de courant (décharges intermittentes) par demi-période, d'une durée de quelques microsecondes. [36] Cette caractéristique intrinsèque de la décharge luminescente suggère un développement unique de la décharge dans tout l'espace interélectrodes. Il en est de même pour la décharge de Townsend observée en azote, mais le pulse de courant qui apparaît à chaque demi période est plus étendu, d'une durée de quelques dizaines de microsecondes.

## Chapitre 03:

Production du rayonnement UV par  
Le plasma dans les excilampes.



## I. Introduction :

Le rayonnement produit par un plasma est un phénomène extrêmement complexe. Les Ultraviolets (UV) trouvent de nos jours de nombreuses applications dans l'industrie (traitements de surface, lithographie pour les semi-conducteurs etc...) et ils sont généralement produits par des décharges dans des vapeurs de mercure. De nouvelles sources sont cependant en plein de développement : il s'agit de sources, appelées excilampes, basées sur l'émission d'excimères ou d'exciplexes excités par une décharge à barrière diélectrique. Plus efficace que les sources à mercure, elles permettent une émission très localisée dans le spectre, centrée autour d'une longueur d'onde dépendant du gaz (ou du mélange de gaz) dans lequel se produit la décharge.

La décharge à barrière diélectrique est largement utilisée pour la production du rayonnement utilisable dans différents domaines. L'ensemble des propriétés de l'émission des excimères (ou exciplexes) produits dans une décharge à barrière diélectrique, font de l'excilampe DBD une source d'UV potentiellement efficace, spectralement pure et adaptée en longueur d'onde à presque toutes les applications UV. Ces sources de rayonnement Ultra-violet (UV) sont utilisées ainsi dans le domaine médical, pour l'éclairage, etc. En effet, la DBD offre une souplesse extraordinaire puisqu'il est possible de contrôler précisément la pression du gaz, ou du mélange du gaz, de remplissage, sa géométrie et son alimentation.

## II. Définition du domaine ultraviolet :

L'ultraviolet se situe pour des longueurs d'onde entre 10 et 400 nm, son domaine est divisé en différentes sous parties présentées sur la Figure III-1.

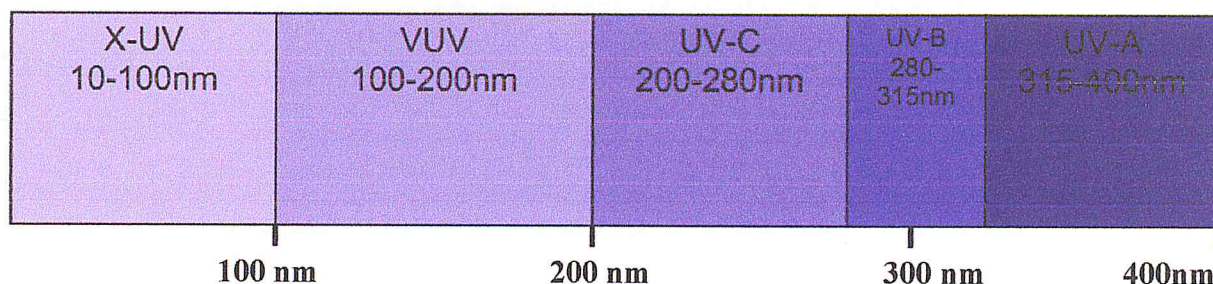


Figure III-1 : Le domaine de l'ultraviolet.[51]

Entre 10 et 100 nm, nous trouvons le domaine X-UV, la transition électromagnétique entre les rayons UV et les rayons X (RX). Ce rayonnement ne se propageant pas dans l'air. Les rayonnements VUV situés entre 100 et 200 nm eux aussi ne se propagent pas dans l'air car ils

sont absorbés par l'oxygène moléculaire. Le reste du rayonnement UV entre 200 et 400 nm se divise entre trois groupes distincts les UV-C (200-280 nm), les UV-B (280-315 nm) et les UV-A (315-400 nm). Les rayons solaires UV-A et UV-B sont les seuls rayonnements UV que l'atmosphère laisse passer. Les UV-A représentent 95% du rayonnement UV arrivant sur terre. Ce sont ces UV-A qui sont responsables du bronzage immédiat mais aussi du vieillissement de la peau. Les UV-B sont très actifs biologiquement et sont absorbés par les couches superficielles de la peau. [37] Ils sont responsables d'apparition de brûlures et de cancers. Une partie de ce rayonnement est absorbée par l'atmosphère. Les UV-C sont les plus nocifs mais ils sont absorbés dans l'atmosphère par l'ozone.

### III. Excilampes :

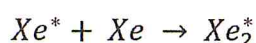
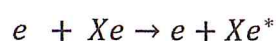
Une application spécifique des DBD concerne les dispositifs destinés à produire un rayonnement UV créé par des excimères ou des exciplexes. [38] Les lampes à espèces excitées, excimères ou exciplexes, présentent des avantages par rapport aux techniques classiques de production d'UV :

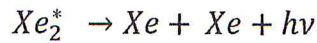
- ✓ Elles n'utilisent pas le mercure dans le mélange gazeux, évitant des conséquences graves pour la santé et l'environnement.
- ✓ Elles n'ont pas besoin d'un système de chauffage du gaz (mercure) et peuvent être employées dans des applications à basse température (régime luminescent au lieu du régime d'arc).

#### III.1. *Excimère* :

L'excimère, qui doit son nom à la contraction en anglais de « excited dimer », est une molécule excitée et instable, formée par deux atomes d'un gaz rare. Cette molécule libère une énergie en forme de photon, lors de son retour à l'état fondamental (deux atomes), avec une longueur d'onde qui dépend du gaz. [51]

Alors cette molécule libère une énergie en forme de photon, lors de son retour à l'état fondamental (deux atomes), avec une longueur d'onde qui dépend du gaz. Si nous prenons le cas du Xe, les réactions présentées ci dessous, sont celles qui vont créer l'excimère et ensuite rayonner dans l'UV à 172 nm :





- Initialement, un électron énergétique généré par le courant électrique de décharge, rentre en collision avec un atome de Xe, produisant un Xe excité ou « Xe\* » (présentant une énergie supérieure à celle de l'état fondamental).
- Ensuite, il y a une association entre le Xe\* et un atome de Xe, qui génère l'excimère «Xe<sub>2</sub>\*». Cette espèce excitée a une énergie plus grande que celle de la somme de deux atomes de Xe.
- Finalement, l'excimèresXe<sub>2</sub>\*revient à son état fondamental (deux atomes de Xe), libérant le surplus d'énergie sous forme de photon. Le calcul de la longueur d'onde rayonné se calcule avec l'équation (3.1), où  $h$  la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière et  $E$  l'énergie de la transition :

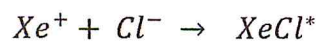
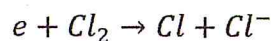
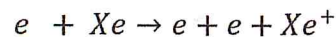
$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad (3.1)$$

Les longueurs d'onde émises par cet excimère «Xe<sub>2</sub>\*» sont dans la gamme du VUV ; ils ne se propagent pas dans l'air, et ils ne sont donc pas utilisables pour les applications envisagées telles que médicales ou industrielle.

### III.2. Exciplexes :

L'exciplexe est une molécule excitée instable, constituée par un atome d'un gaz rare et un autre d'un halogène. Son nom provient de l'anglais « excited complex ». [51]

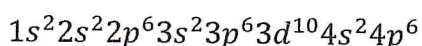
Les applications de ces molécules sont nombreuses. Nous pouvons en citer quelques exemples: les lasers à exciplexe, le contrôle de la pollution, le dépôt de couche mince etc. [40] Pour le cas du Xe et le chlore Cl<sub>2</sub>, les réactions présentées ci dessous, sont celles qui vont créer l'exciplexe XeCl\* et ensuite rayonner dans l'UV à 308 nm :



## V. Définitions des états :

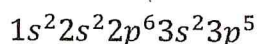
En Annexe B on rappelle l'essentielle de la notation spectroscopique et moléculaire. Cette notation sera appliquée dans la suite pour les éléments du mélange (krypton, chlore, excimère et exciplexe).

La configuration électronique du krypton comporte 36 électrons:



Le spin total est 0 ; l'état est donc un singulet ; la multiplicité de l'état valant  $2S+1=1$ . Le moment orbital L vaut 0, c'est donc un état S et le moment cinétique total J vaut 0. L'état fondamental du krypton est noté  $^1S_0$ . Le premier état excité du krypton  $4P^5 5S^1$ .

Le chlore est un halogène ; sa configuration électronique a 17 électrons :



Le spin S de l'état fondamental du chlore vaut 1/2. Cet état est donc un doublet puisque la multiplicité  $2S+1=2$  ; le moment orbital L vaut 1. Et par conséquent :

$$J = 1 \pm 1/2 \text{ soit } 1/2 \text{ ou } 3/2$$

Les 2 états fondamentaux sont donc  $^2P_{1/2}$  ou  $^2P_{3/2}$ .

Le fondamental des excimères et des exciplexes est formé à partir de la combinaison des états fondamentaux des halogènes et des gaz rares, et leurs états excités peuvent être produits par l'association d'un ion négatif de l'halogène avec un ion positif du gaz rare.

Les 3 premiers états, du cas de l'exciplexe par exemple,  $X_{1/2}, A_{1/2}$  et  $A_{3/2}$  correspondent à la combinaison entre l'état fondamental du krypton et ceux du chlore. [40] L'état X résulte de la combinaison entre l'état  $^1S_0$  du krypton et l'état  $^2P_{3/2}$  du chlore. L'état X a pour notation spectroscopique  $^2\Sigma_{1/2}$ . Les états  $A_{1/2}$  et  $A_{3/2}$  sont une combinaison de l'état  $^1S_0$  du krypton et de l'état  $^2P_{1/2}$  du chlore. Ces états ont pour notation  $^2\Pi_{3/2}$   $^2\Pi_{1/2}$ . Les premiers états excités des exciplexes sont notés  $B_{1/2}$ ,  $C_{3/2}$  et  $D_{1/2}$ . Selon la nature de l'exciplexe les états B et C peuvent être inversés en énergie. La figure III-2 suivante représente les courbes d'énergie

potentiel de l'exciplexe  $\text{KrCl}^*$ . Elle montre clairement comment l'état fondamental de l'exciplexe est dissociative puisqu'elle ne possède pas de minimum d'énergie.

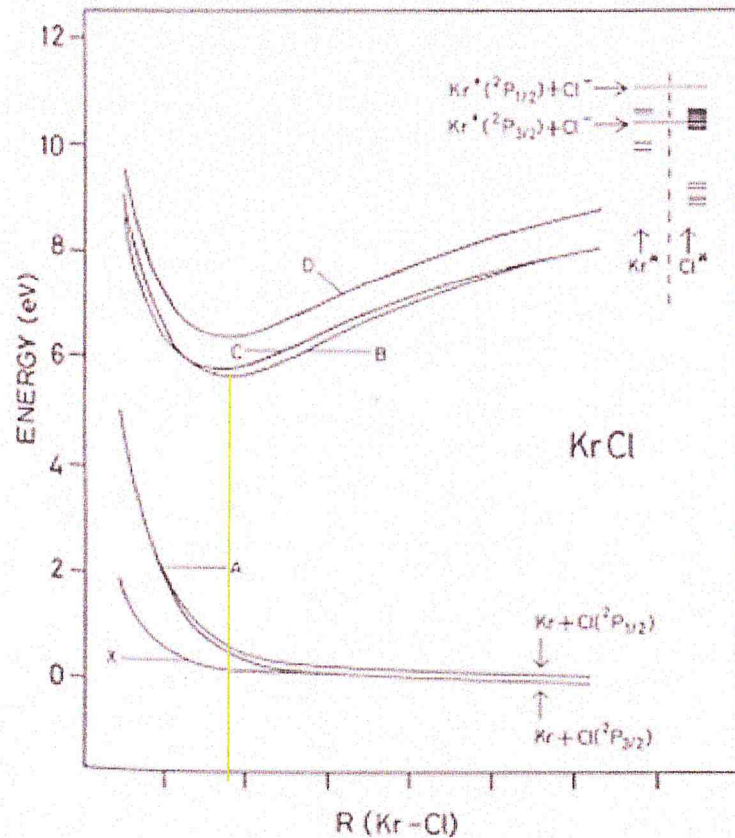


Figure III-2 : Courbes de potentiel de l'exciplexe  $\text{KrCl}^*$  [41]

Le tableau ci-dessous présente les transitions de quelques exciplexes et les longueurs d'ondes associées.

Gaz rare Rg	Halogène X	$\text{RgX}^*$ $D_{1/2} \rightarrow X_{1/2}$	$\text{RgX}^*$ $B_{1/2} \rightarrow X_{1/2}$	$\text{RgX}^*$ $C_{3/2} \rightarrow A_{3/2}$	$\text{RgX}^*$ $B_{1/2} \rightarrow A_{3/2}$	$\text{Rg}_2\text{X}^*$
Kr	F	220nm	248nm	275nm	272nm	$400 \pm 35\text{nm}$
Kr	Cl	200nm	222nm	240nm	235nm	$325 \pm 15\text{nm}$
Kr	Br.		206nm	222nm	228nm	318nm
Kr	I		190nm	195nm	25nm	

Tableau III-1 : Longueurs d'onde d'émission des exciplexes En bleu les transitions dans l'UV-C [42]

### V.1. Etats effectifs du krypton :

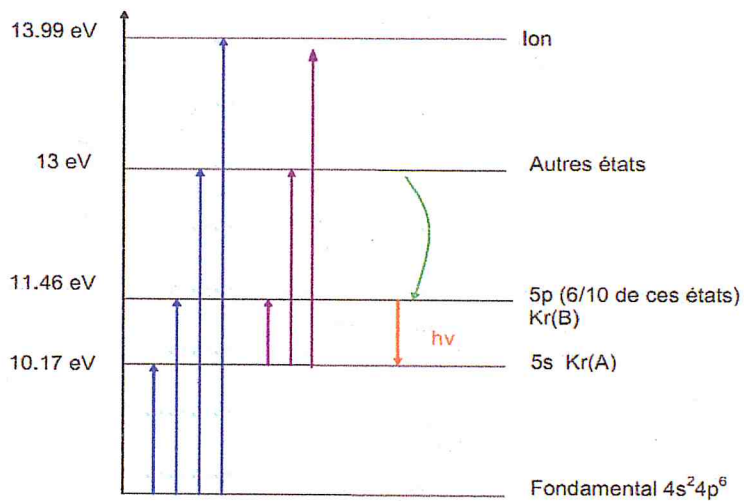


Figure III-3 : les états du krypton [44]

Sur la Figure III-3 Les niveaux effectifs pris en compte sont au nombre de cinq :

- 1) Le premier état est le fondamental du krypton ( $4s^2 4p^6$ )
- 2) Le 1er état excité est un état d'énergie 10.17 eV qui correspond à l'ensemble des états 5s. Pour estimer l'énergie moyenne de cet état, on utilisé la formule suivante

$$E_{moy} = \frac{\sum g_i E_i}{\sum g_i},$$

Avec  $g_i$  est le poids statistique du niveau.

- 3) Le second état excité est constitué par 6 des 10 niveaux 5p .
- 4) Le dernier état excité comprend le reste des niveaux. L'énergie est la moyenne de L'énergie de tous les niveaux et vaut 13 eV.
- 5) Le dernier état correspond à l'ion qui a une énergie de 13.99 eV.

Type de réaction	Réactions	Etat départ	Etat final
Excitation	$e + Kr \rightarrow e + Kr(A)$	$Kr$	$Kr(A)$
Excitation	$e + Kr \rightarrow e + Kr(B)$	$Kr$	$Kr(B)$
Excitation	$e + Kr \rightarrow e + Kr(C)$	$Kr$	$Kr(C)$
Ionisation	$e + Kr \rightarrow e + Kr^{++} + e$	$Kr$	$Kr^{++}$
Superélastique	$e + Kr(A) \rightarrow e + Kr$	$Kr(A)$	$Kr$
Superélastique	$e + Kr(B) \rightarrow e + Kr$	$Kr(B)$	$Kr$
Superélastique	$e + Kr(C) \rightarrow e + Kr$	$Kr(C)$	$Kr$
Excitation	$e + Kr(A) \rightarrow e + Kr(B)$	$Kr(A)$	$Kr(B)$
Excitation	$e + Kr(A) \rightarrow e + Kr(C)$	$Kr(A)$	$Kr(C)$

Ionisation	$e + Kr(A) \rightarrow e + Kr^+ + e$	$Kr(A)$	$Kr^+$
Superélastique	$e + Kr(B) \rightarrow e + Kr(A)$	$Kr(B)$	$Kr(A)$
Superélastique	$e + Kr(C) \rightarrow e + Kr(A)$	$Kr(C)$	$Kr(A)$

Tableau III-2 Réactions de collisions électroniques pour le krypton [49]

Dans le Tableau III-3, sont répertoriées l'ensemble des réactions de collisions électroniques avec le krypton dans ses cinq états effectifs. Les sections efficaces de ces collisions en fonction de l'énergie des électrons sont présentées graphiquement sur la Figure III-4 à l'exception des collisions superélastiques (les échelles sont logarithmiques).

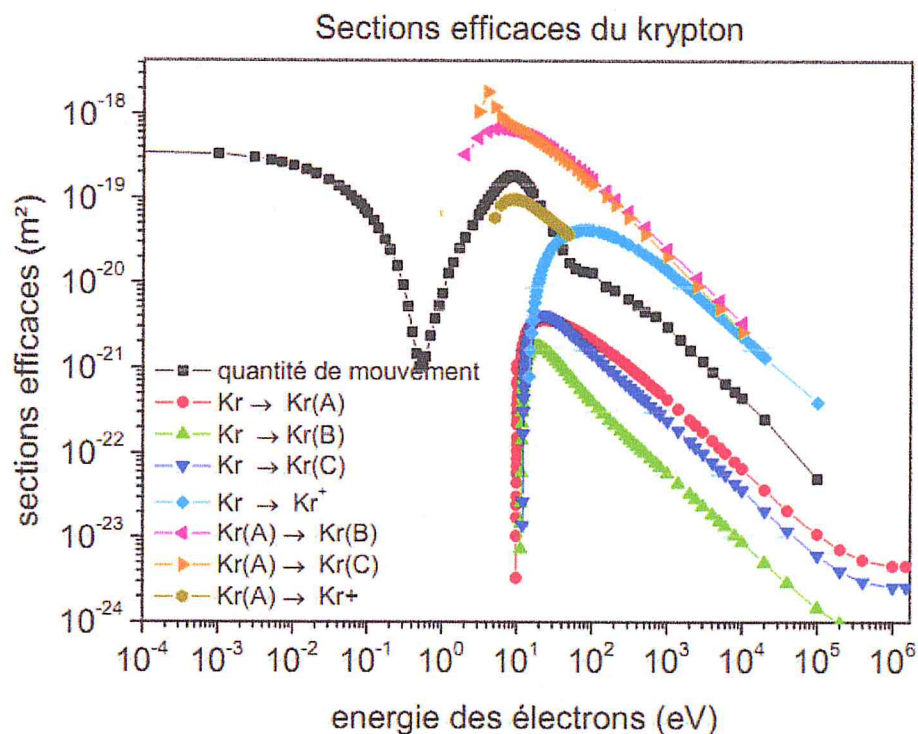


Figure III-4 : Sections efficaces du krypton [51]

## V.2. Etats du chlore :

Pour définir les états excités du chlore moléculaire  $Cl_2$ , on les présente sur le schéma effectif ci-dessous Figure III-5. L'état noté  $Cl_2(V)$  correspond à l'état vibrationnel, l'état  $Cl_2(B)$  à l'état électronique d'énergie 2.5 eV, l'état  $Cl_2(C)$  à l'état d'énergie 3.12 eV et l'état  $Cl_2(D)$  à l'état d'énergie 9.25 eV.

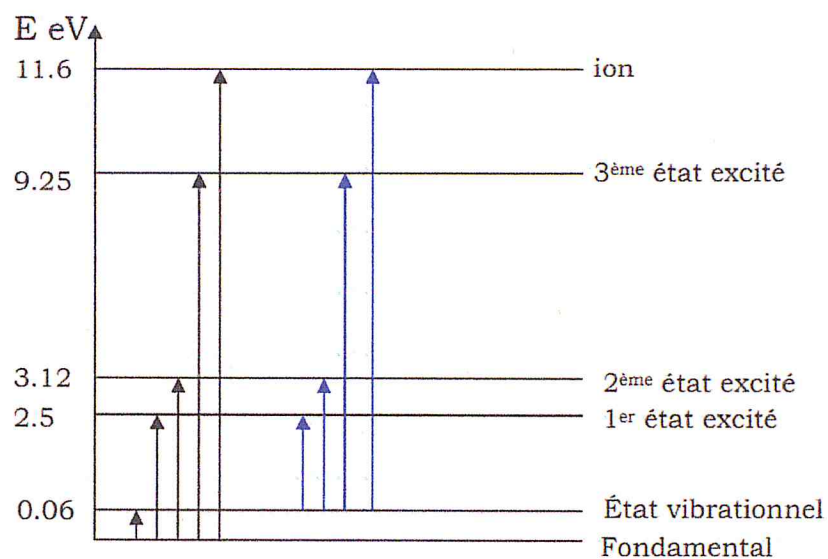


Figure III-5 : Etats du chlore moléculaire [49]

L'ensemble des réactions de collisions électron-chlore prises en compte dans notre modèle est donné dans le Tableau III-4.

Type de réaction	Réactions	Etat départ	Etat final
Excitation	$e + Cl_2 \rightarrow e + Cl_2(V)$	$Cl_2$	$Cl_2(V)$
Excitation	$e + Cl_2 \rightarrow e + Cl_2(B)$	$Cl_2$	$Cl_2(B)$
Excitation	$e + Cl_2 \rightarrow e + Cl_2(C)$	$Cl_2$	$Cl_2(C)$
Excitation	$e + Cl_2 \rightarrow e + Cl_2(D)$	$Cl_2$	$Cl_2(D)$
Ionisation	$e + Cl_2 \rightarrow e + Cl_2^+ + e$	$Cl_2$	$Cl_2^+$
Attachement	$e + Cl_2 \rightarrow Cl + Cl^-$	$Cl_2$	$Cl^-$
Superélastique	$e + Cl_2(V) \rightarrow e + Cl_2$	$Cl_2(B)$	$Cl_2$

Tableau III-3 Réactions de collisions électroniques du chlore moléculaire [49]

L'ensemble des réactions de collision électronique chlore moléculaire est présenté graphiquement par des sections efficaces.



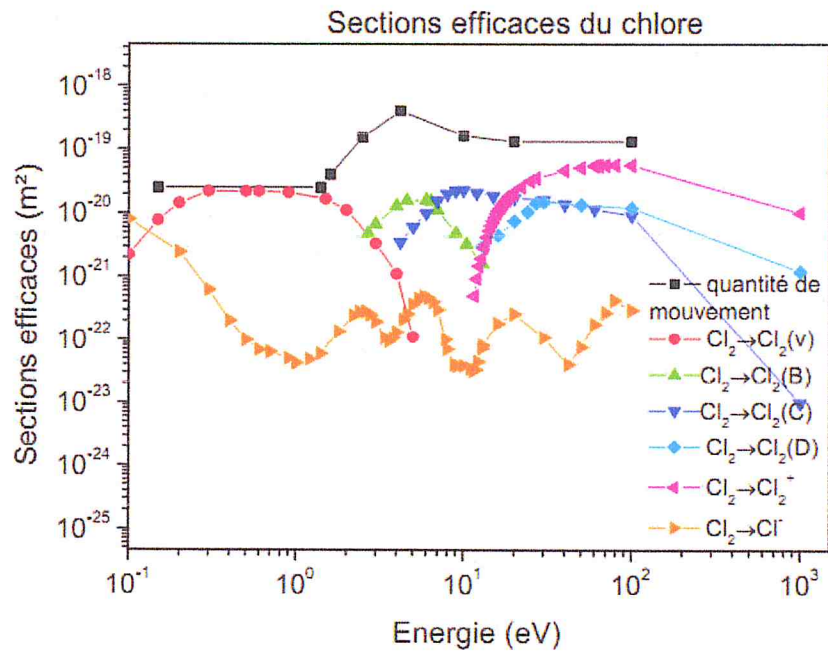


Figure III-6 : Sections efficaces de collisions électrons-Cl<sub>2</sub> [51]

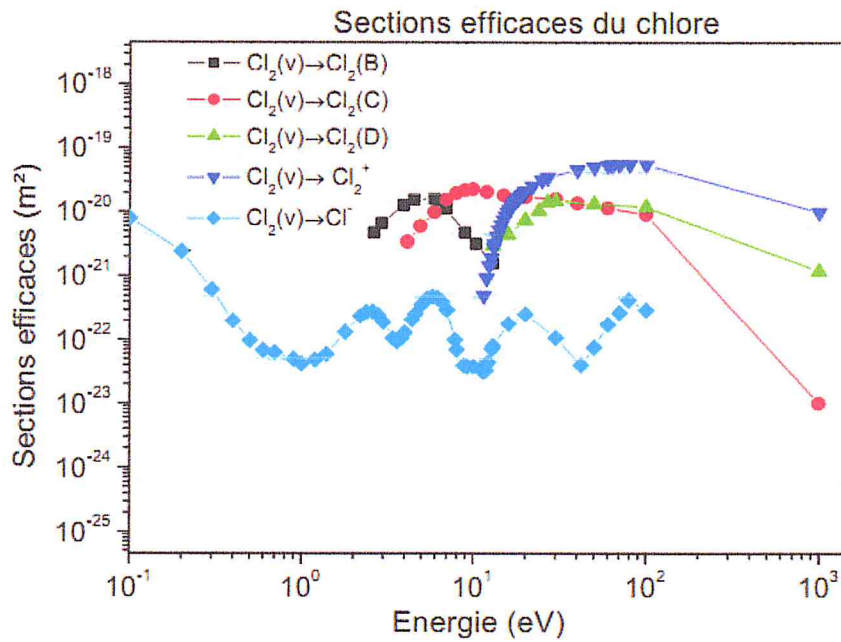


Figure III-7 : Sections efficaces de collisions électrons-Cl<sub>2</sub>(V) [51]

## VI. Espèces chargées :

Dans le modèle cinétique on a pris en compte deux types d'espèces chargées distinctes à savoir les espèces chargées positivement ( $\text{Cl}^+$ ,  $\text{Cl}_2^+$ ,  $\text{Kr}^+$ ,  $\text{kr}_2^+$ ) et celles chargées négativement (électrons et  $\text{Cl}^-$ ).

## VI.1. Modélisation des décharges

Afin de comprendre la production du rayonnement UV par les excimères et les exciplexes, il est nécessaire d'élaborer un modèle cinétique du plasma. La présentation de ce modèle est présentée dans l'annexe A. Sa validation expérimentale a été réalisée par les chercheurs de la référence [1]. La présentation de la plate forme expérimentale sera représentée dans la suite. Cependant dans l'immédiat on expose quelques résultats des simulations du modèle. Le cas des excimères et exciplexes est différé à des sections complètes.

### VI.1.1. Evolution avec la pression totale :

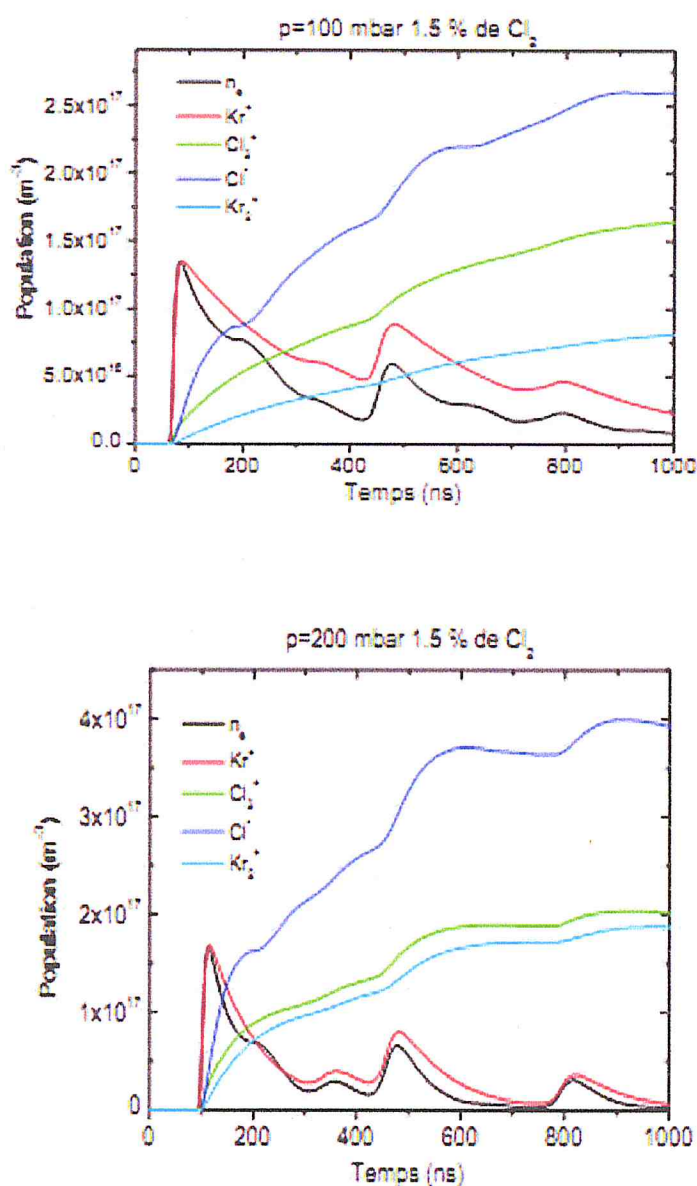


Figure III-8 : Evolution de l'ensemble des espèces chargées p=100mbar (en haut)  
p=200mbar (en bas) 1.5% de Cl<sub>2</sub> [49]

Sur la Figure III-8, la simulation de l'évolution des espèces chargées est présentée pour un pourcentage de chlore fixé à 1.5 % et pour deux pressions totales, 100 et 200 mbar. L'augmentation de la pression engendre une augmentation de la densité de l'ensemble des espèces chargées.

### VI.1.2. Evolution avec le pourcentage de chlore :

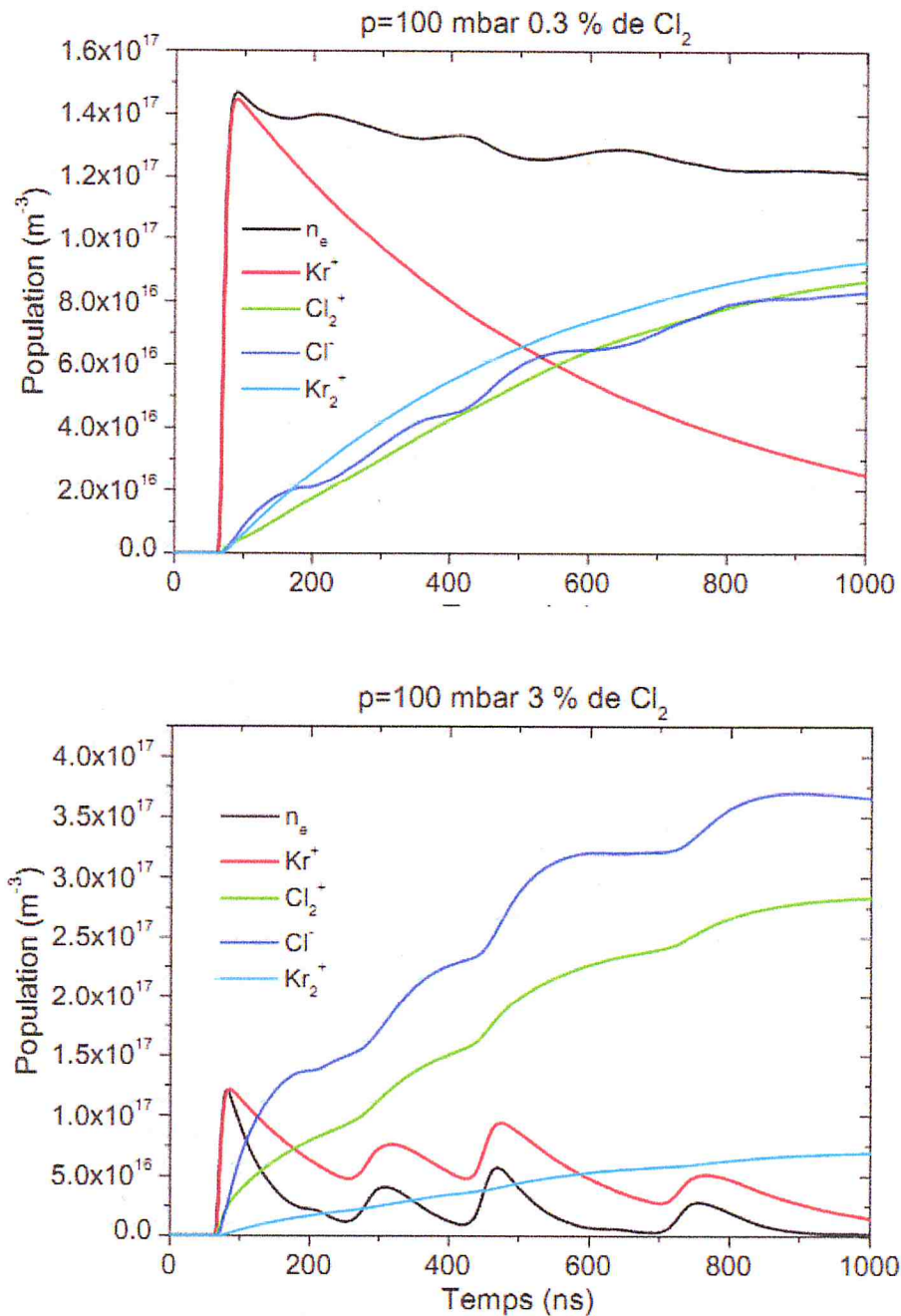


Figure III-9: Evolution de l'ensemble des espèces chargées 0.3 %de Chlore p=100 mbar(en haut) et 3 %de Chlore p=100 mbar(en bas) [49]

Sur la Figure III-9, l'évolution des espèces chargées est présentée pour une pression totale de 100 mbar et deux pourcentages de chlore distincts à savoir 0.3 et 3 % respectivement. Avec l'augmentation de la densité de chlore, la production d'ions du chlore augmente.

## VII. Plateforme expérimentale :

### *VII.1. Description de la diapositive expérimentale :*

La Figure III-10 présente une photographie globale du dispositif expérimentale. L'enceinte du réacteur en inox contenant la lampe de décharge est située au milieu. Tout autour il ya le système de pompage et d'injection de gaz ; ainsi que les différents systèmes de diagnostic. Le schéma de la figure III-11 constitue un moyen modèle de diagnostic des plasmas.



**Figure III-10: Photographie globale du dispositif expérimental. [28]**

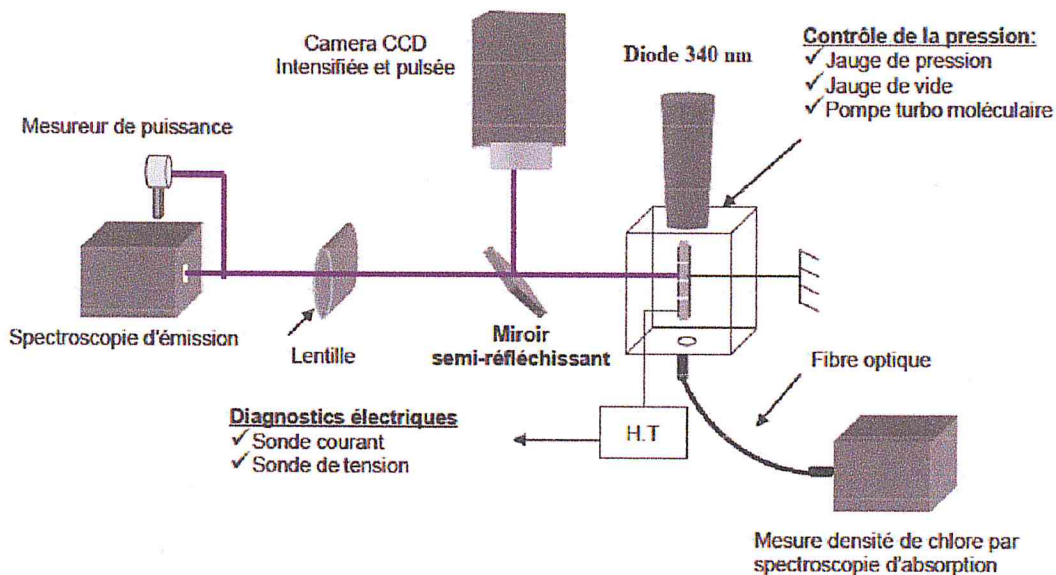
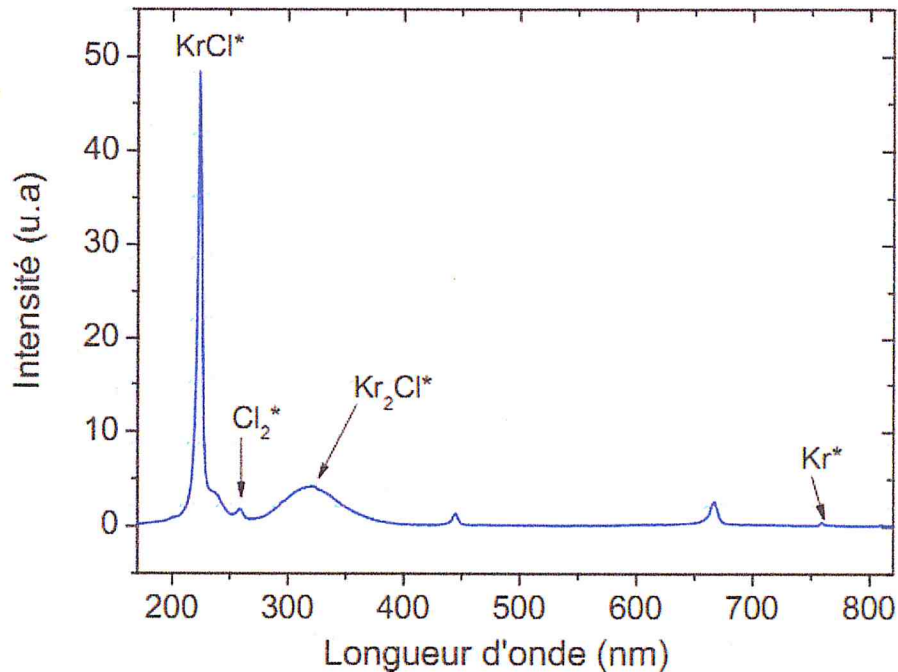


Figure III-11 : Schéma de la plateforme expérimentale [49]

Au centre de cette plateforme se situe l'enceinte comporte plusieurs passages étanches permettant d'assurer les connexions avec le système de pompage et d'injection de gaz, l'alimentation électrique ainsi que pour les outils de diagnostics.

- ✓ Le réacteur dont l'une des électrodes, l'électrode inférieure est connectée à la haute-tension alors que l'électrode supérieure est connectée à la masse par l'intermédiaire d'une résistance.
- ✓ Le courant et la tension de décharge, sont mesurés par des sondes.
- ✓ Le dégazage est effectué au moyen d'une pompe primaire et d'une pompe secondaire, pour éviter les pertes de chlore et la pollution du réacteur par d'autres espèces.
- ✓ La lumière issue de la décharge passe à travers un miroir semi réfléchissant.
- ✓ Une lentille convergente pour focaliser l'image de la décharge d'une lampe DBD sur la photocathode de la caméra pour faire de l'imagerie résolue en temps et de focaliser le rayonnement de l'excilampe sur la fente d'entrée du monochromateur pour augmenter l'éclairement sur la fente d'entrée et donc augmenter le signal exploitable.
- ✓ Spectroscopie d'émission permet l'identification des éléments et la détermination d'un certain nombre de grandeurs caractéristiques de la décharge comme la nature et la densité de certaines espèces (atomes, molécules, radicaux ou métastables), neutres ou ionisés, dans leur état excité, la température de ces espèces et/ou leurs énergies.
- ✓ La fibre optique permet de collecter l'émission lumineuse de la décharge jusqu'à la fente d'un monochromateur dans lequel la lumière est dispersée par un réseau de diffraction avant d'être détectée par une caméra CCD.

La Figure III-12 présente un exemple de spectre d'émission générée par la DBD dans le domaine 200-800 nm et qui permet de visualiser la structure des raies.



**Figure III-12 : Spectre typique d'émission d'une DBD dans un mélange Kr/Cl<sub>2</sub> p= 600 mbar et 0.1 mbar de Cl<sub>2</sub> [48]**

En effet, ces derniers émettent des rayonnements caractéristiques des atomes, ions, radicaux ou métastables présents.

### ***VII.2. Principe de d'installation de la lampe :***

Tout d'abord, la lampe est soudée sur le banc de pompage, puis chauffée jusqu'à la température de 550C. [24] Quand cette température est atteinte, on la maintient pendant quelques heures. Durant ce temps, la pression à l'intérieur de la lampe est de l'ordre de 10-6 mbar. Le but du chauffage de la lampe est d'enlever les impuretés (matière grasse, matière organique, etc....) du verre et aussi d'enlever l'humidité ou la vapeur d'eau qui peut être fixée sur le verre. Enfin, on fait le remplissage de chlore et de krypton dans la lampe jusqu'à une valeur de pression désirée.

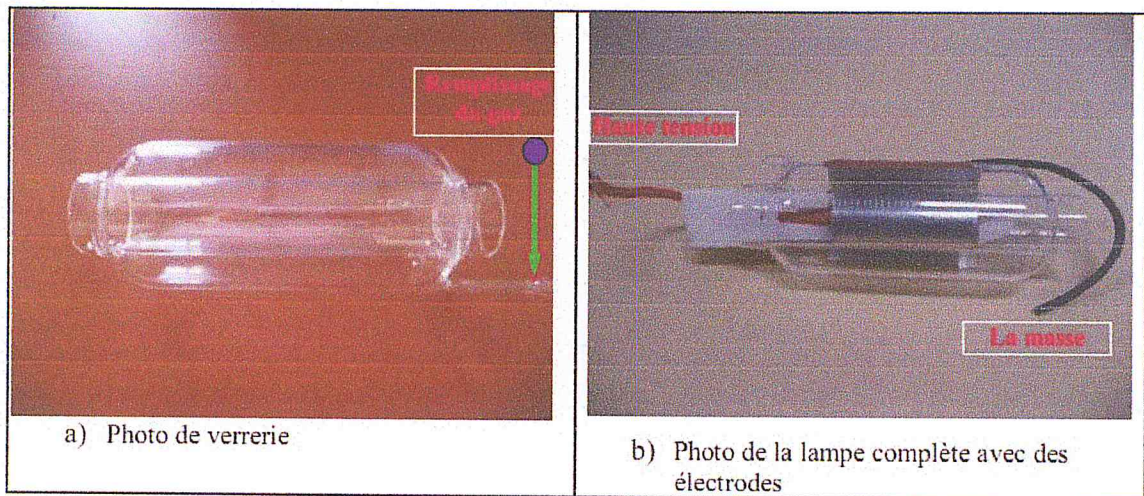


Figure III-13 : Configuration d'une lampe à DBD [24]

### VIII. L'émission du chlore atomique :

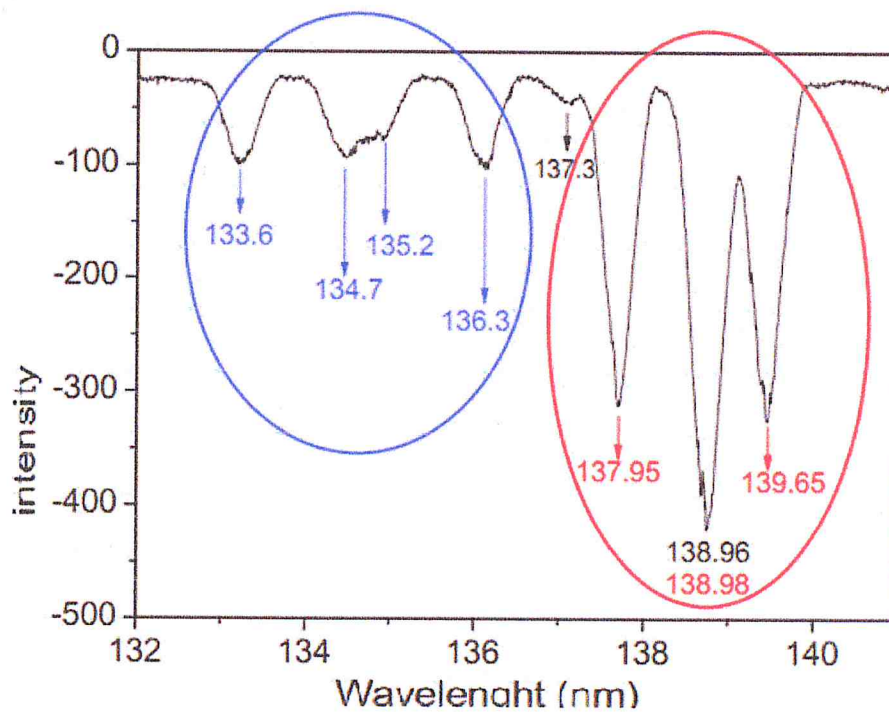


Figure III-14 : Spectre d'émission mesuré sous vide des raies du chlore atomique [1]

Les raies atomiques du chlore sont situées dans le domaine VUV qui correspond à des longueurs d'onde situées entre 100 et 200 nm. Ce domaine de longueurs d'onde a pour particularité d'être absorbé par les molécules d'oxygène présentes dans l'air.

Il est donc nécessaire d'utiliser un spectromètre adapté dans lequel soit on fait le vide, soit on effectue un balayage de gaz non absorbant (N<sub>2</sub>, Ar...) afin de purger l'oxygène.

Les Auteurs de [1] se sont intéressé au spectre d'émission global des raies du chlore atomique dans le domaine VUV.

Ce spectre, présenté sur la Figure III-14 se compose de neuf raies situées entre 133.6 et 139.65 nm. On peut remarquer que certaines raies dont les longueurs d'onde sont proches ne sont pas séparées. Ceci est dû au pouvoir séparateur de l'appareil de monochromateur qui est important.

## IX. Les élargissements des raies du chlore atomique:

Mise à part de l'élargissement des raies correspond à la fonction d'appareil du spectromètre il existe d'autres sources d'élargissement dû aux phénomènes physiques qui ont lieu à l'intérieur du plasma. En particulier on cite l'élargissement naturel qui provient du principe d'incertitude d'Heisenberg, élargissement Doppler, l'élargissement de résonance et d'autres. Ces deux derniers sont présentés dans les sous-sections suivantes.

### IX.1. Elargissement Doppler :

Cet effet est dû à la vitesse d'agitation thermique des atomes émetteurs par rapport à un observateur. Le profil de la raie d'émission isotropique est du type gaussien :

$$P_G(\nu) = \exp\left(\frac{-\ln(2)(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu}\right)$$

où  $\nu_0$  est la fréquence associée à la raie de longueur d'onde  $\lambda_0$ .  $\Delta\nu$  est la largeur fréquentielle à mi-hauteur. [51] Elle correspond à la largeur en longueur d'onde  $\Delta\lambda$  qui dépend de la température  $T(K^\circ)$  et de la masse  $M(U)$  des atomes :

$$\Delta\lambda(A^\circ) = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}}$$

### IX.2. Elargissement de résonance :

Ce type d'élargissement est dû à l'interaction de l'atome émetteur avec un atome identique lorsque le niveau supérieur de la raie émise est couplé au niveau fondamental. [49] L'interaction de résonance ne produit aucun déplacement du centre de la raie. Le profil de la raie émise dans ce cas est Lorentzien :



$$P_L(\nu) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_L}\right)^2}$$

## X. Etude du rayonnement émis par l'excilampe KrCl:

Cette traite l'impact de la variation des paramètres de la lampe sur le rayonnement UV. Ces paramètres sont notamment la fréquence de l'alimentation, le taux du mélange du gaz ainsi que la pression totale du gaz. On variera ces différents paramètres et on analysera les résultats obtenus. Il faut rappeler que le gaz confiné à l'intérieur de la lampe exciplexe est un mélange de krypton et de chlore.

### X.1. Production de l'excimère $kr_2^*$ :

L'évolution avec la pression totale de l'excimère de krypton  $kr_2^*$  est présentée dans cette partie, le pourcentage du chlore étant fixé à 1 % Figure III-15 avec l'augmentation de la pression totale la population de  $kr_2^*$  augmente.

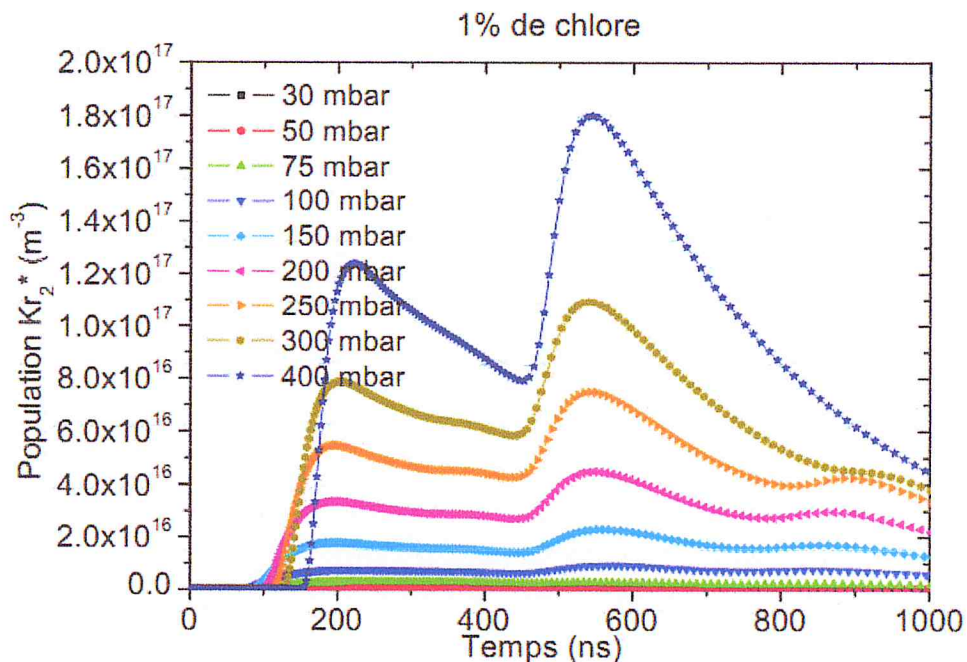
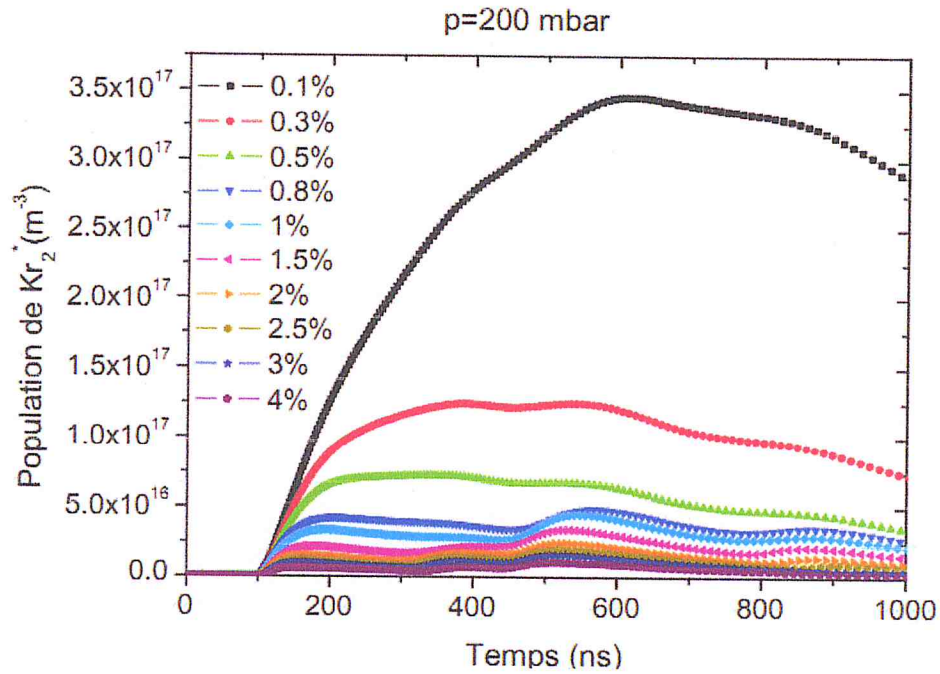


Figure III-15 : Evolution de la population de l'excimère  $Kr_2^*$  en fonction de la pression totale pour 1% de chlore [49]

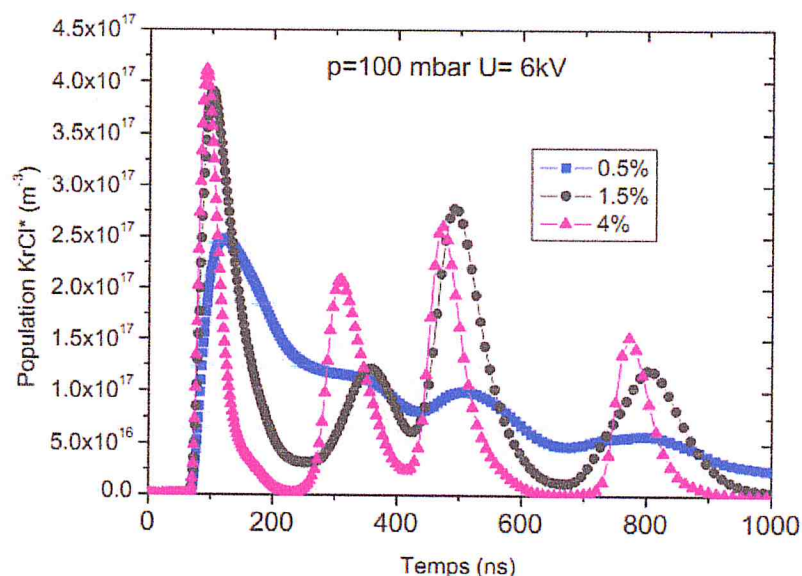
Sur la Figure III-16, on observe l'évolution de la densité de  $Kr_2^*$  avec le pourcentage de chlore pour une pression totale de 200 mbar. Avec l'augmentation de la densité de chlore la population de  $Kr_2^*$  chute rapidement.



**Figure III-16 : Evolution de la population de l'excimère  $Kr_2^*$  en fonction du pourcentage de chlore pour une pression de 200 mbar [49]**

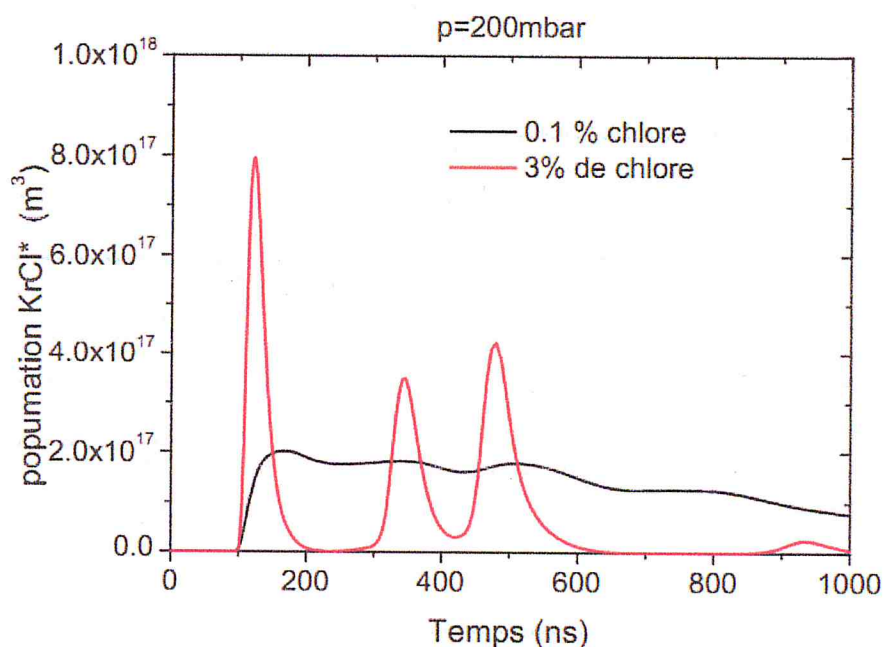
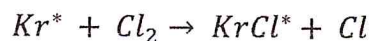
### **X.2. Optimisation de l'émission de $KrCl^*$ :**

Sur la Figure III-17, la pression est fixée à 100 mbar, la tension maximale appliquée vaut 6 kV, et on observe trois pourcentages de chlore différents 0.5, 1.5 et 4 %. La remarque principale est que la variation temporelle de la densité de  $KrCl^*$  est une fonction très sensible du pourcentage de chlore.



**Figure III-17 : Evolution de la population de  $KrCl^*$  en fonction du pourcentage de chlore  
Pour  $p=100$  mbar et  $U=6$  Kv [49]**

Sur la Figure III-18 est présentée l'évolution de la population de  $KrCl^*$  pour une pression totale de 200 mbar et deux pourcentages de chlore respectivement 0.1 et 3 %. La réaction principale de formation de  $KrCl^*$  est le harpooning :



**Figure III-18 : Evolution de la population de  $KrCl^*$  pour une pression de 200 mbar et une tension appliquée de 6 kV en fonction du pourcentage de chlore 0.1 (noir) et 3% (roug)[49].**

### X.2.1. L'énergie rayonnée par $KrCl^*$ en fonction du % de chlore et la pression totale :

Sur la Figure III-19(a,b), un exemple d'évolution de l'énergie rayonnée par  $KrCl^*$  en fonction du pourcentage de chlore pour deux pressions différentes (50 et 400 mbar respectivement) est présenté. Il apparaît bien qu'avec l'augmentation de la pression le pourcentage optimal de chlore diminue.

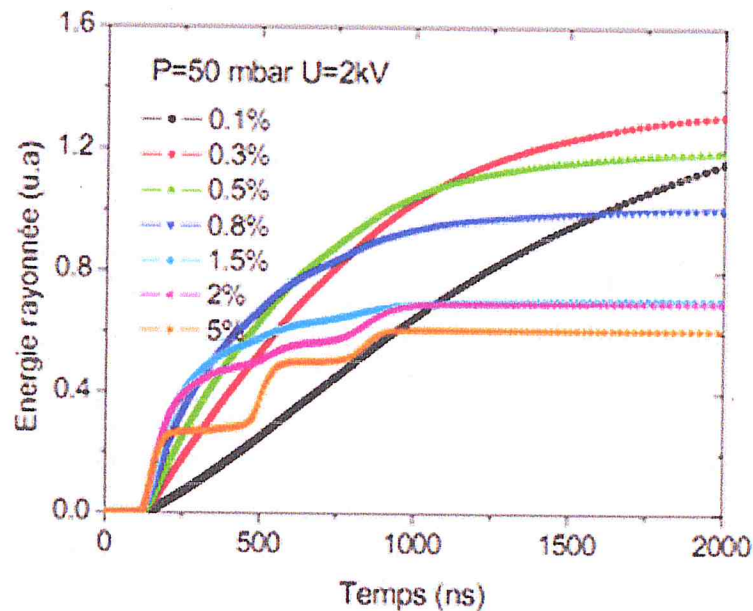


Figure III-19 (a) : Evolution de l'énergie rayonnée par  $KrCl^*$  en fonction du % de Chlore pour  $p=50$  mbar [49]

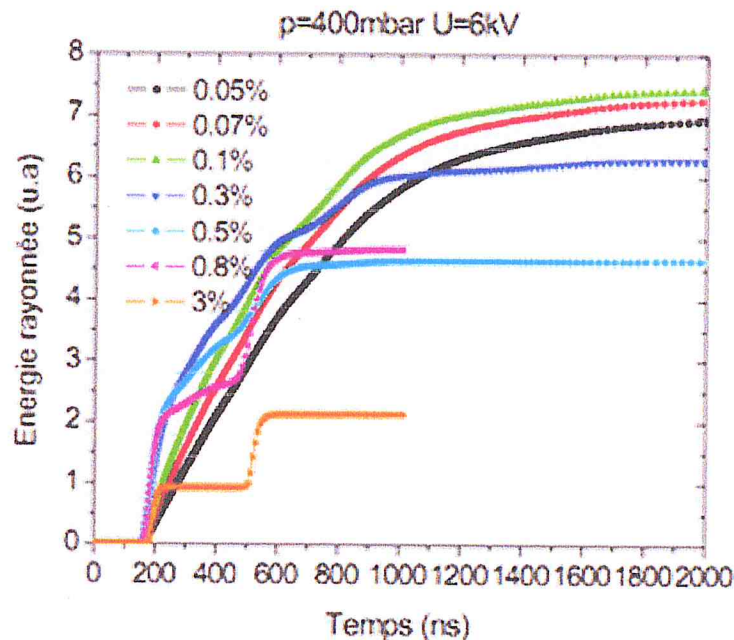
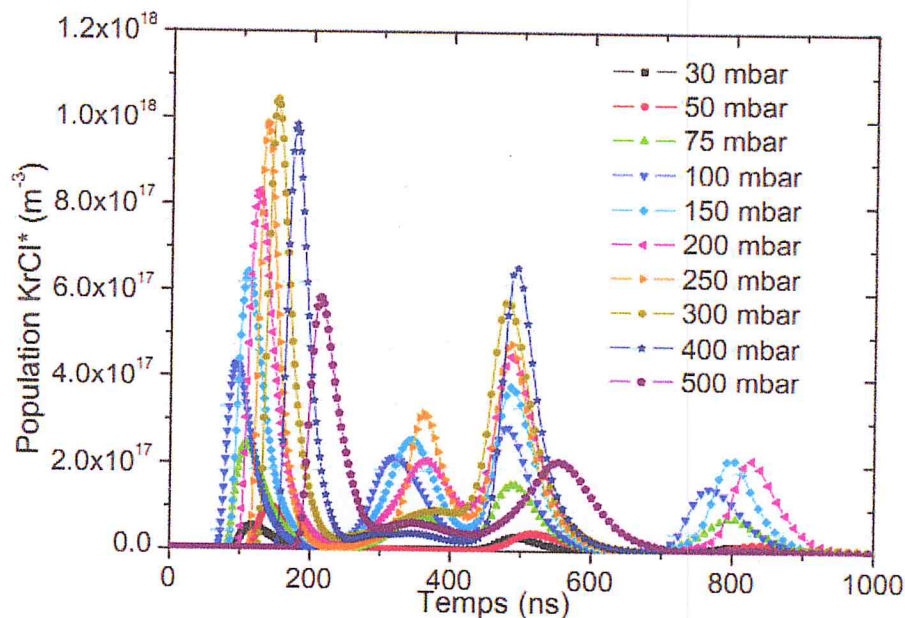


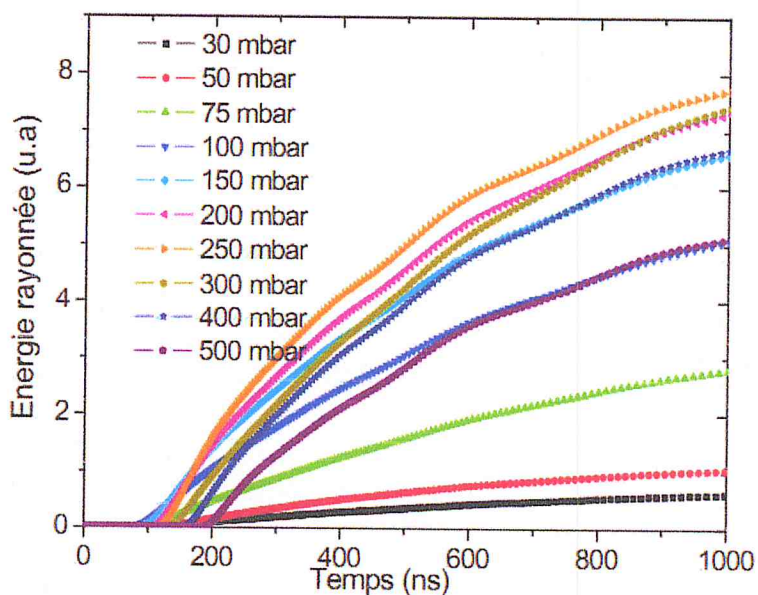
Figure III-19 (b): Evolution de l'énergie rayonnée par  $KrCl^*$  en fonction du % de Chlore pour  $p=400$  mbar [49]

On peut voir l'influence de la pression totale, Pour cela, on se place dans les conditions de pression partielle optimale et on recherche les meilleures conditions de pression totale.



**Figure III-20 : Evolution de la population KrCl\* en fonction de la pression totale pour la densité de chlore optimale correspondant à chaque pression [49]**

La Figure III-20, montre que la meilleure pression totale se situe pour une valeur intermédiaire de 300 mbar. Et pour la Figure III-21, la pression optimale est intermédiaire. Elle se situe à 250 mbar



**Figure III-21 : Evolution de l'énergie rayonnée par KrCl\* en fonction de la pression totale pour la densité de chlore optimale correspondant à chaque pression [49]**

### **X.2.2. Conclusion:**

Les résultats principaux à retenir de l'étude du rayonnement UV-C dans une DBD sont les suivants :

- La réaction principale de formation de  $\text{KrCl}^*$  est le *harpooning*.
- La densité de chlore influence l'évolution temporelle de  $\text{KrCl}^*$ .
- La durée de production de  $\text{KrCl}^*$  est réduite avec l'augmentation du % de chlore.
- Le paramètre pour l'optimisation du rayonnement est la pression partielle du chlore.
- En DBD, la pression optimale semble se situer autour de 250-300 mbar.

## **Conclusion générale :**

Dans ce travail, on s'est intéressé aux études faites sur le rayonnement ultraviolet émet par les décharges électriques dans le plasma. Spécialement on a considéré un travail bibliographique qui porte sur l'émission du rayonnement UV par lampes à excimères et exciplexes [1]. Ce travail nous a montré la complexité des mécanismes résidant dans le plasma suite aux décharges de type DBD.

Guidé par des applications à des fins médicales, les chercheurs ont pu déterminer le bon choix du mélange du gaz dans la lampe. On effectue, la composition chlore moléculaire et krypton offre le meilleur rendement en terme d'énergie. On a appris de ce travail qu'il y a deux volets de recherche à confronter. Le premier volet est celui de l'ensemble des expériences qui consistent à étudier les propriétés du rayonnement en fonction de l'alimentation (fréquence, tension de claquage et profil) de l'excilampe, de la concentration en chlore, de la pression etc. On a fait connaissance des dispositifs expérimentaux nécessaires dans la plate forme autour du réacteur du plasma qui enferme la DBD. Le deuxième volet concerne la modélisation de la décharge et la simulation de l'évolution des espèces du plasma et spécialement ceux responsables de l'émission UV-C. Le premier volet permet de valider les graphes de simulation. Le modèle cinétique retenu est basé sur l'équation de Boltzmann et ses moments associés et sur l'équation de Laplace. On relève les difficultés du choix des conditions aux limites et initiales imposées aux équations mathématiques ; ainsi que la disponibilité des données, dans la littérature, sur les taux de production et coefficient de réaction dans le modèle cinétique. Ces difficultés sont des problèmes de recherche ouverts dans l'état actuel. Notons aussi que le dispositif expérimental offre un moyen de mesure la concentration du chlore atomique.

## Annexes :



## A. Le modèle cinétique

### A.1. Equation de Boltzmann :

Le transport des particules dans une décharge est décrit par l'équation de Boltzmann qui détermine la fonction de distribution  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  des vitesses  $\vec{v}$  des particules au point  $\vec{r}$  de l'espace et à l'instant  $t$ . [52] Dans l'espace des phases et pour une particule de type  $s$ , l'équation de Boltzmann, régissant l'évolution de cette distribution, a pour expression générale:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \cdot f_s + \frac{\vec{F}_{ext}}{m_s} \cdot \vec{\nabla}_v \cdot f_s = \left( \frac{\delta f_s}{\delta t} \right)$$

Avec :

- $f_s$  : Fonction de distribution de l'espèce  $s$ , dépendant de la position  $\vec{r}$ , de la vitesse  $\vec{v}$  et du temps  $t$
- $\vec{F}_{ext}$  : Force extérieure s'exerçant sur une particule de type  $s$
- $m_s$  : Masse d'une particule de type  $s$
- $\vec{\nabla}$  : Opérateur nabla dans l'espace des positions
- $\vec{\nabla}_v$  : Opérateur nabla dans l'espace des vitesses
- $\left( \frac{\delta f_s}{\delta t} \right)$  : Terme source de collision

L'équation de Boltzmann est une équation intégral-différentiel. L'évolution d'un plasma peut ainsi se décrire par un système couplé d'autant d'équations de Boltzmann que d'espèces considérées. Mais, compte tenu du caractère intégral-différentiel du système, de son couplage et de son non linéarité, elle ne fait pas l'objet d'une résolution directe. On a recours à des méthodes numériques qui s'appliquent non pas sur la version directe de l'équation de Boltzmann mais plutôt sur un ensemble d'expressions intégrales de l'équation émanant de celle-ci, appelées les moments de l'équations de Boltzmann.

### A.2. Les moments de l'équation de Boltzmann :

Les variables macroscopiques d'intérêt physique pour un plasma sont la densité des espèces  $n_s$ , la vitesse moyenne  $\vec{u}_s$ , la température  $T_s$  etc. Ils ne peuvent être calculés que si on a la fonction de distribution pour le système considéré. Dans le cas d'un système à l'équilibre thermodynamique local, on peut calculer plusieurs paramètres macroscopiques en utilisant la fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann. Mathématiquement, la fonction de distribution pour un système hors d'équilibre peut être obtenue par la résolution de l'équation de Boltzmann. Cependant, la résolution numérique est généralement un problème d'une grande difficulté. Les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann sont obtenus en la multipliant par la masse  $m_s$ , la quantité de mouvement  $m_s \vec{v}$  et l'énergie  $\frac{m_s v^2}{2}$ , respectivement, et en intégrant sur l'espace des vitesses. On obtient ainsi respectivement l'équation de conservation de la masse, l'équation de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de conservation de l'énergie qui sont rapportées sans démonstration dans les sections suivantes. [24]

### A.2.1. Conservation de la masse des particules :

L'équation de continuité est très générale et se rencontre dans de nombreux domaines de la physique. Elle exprime la conservation de la matière. L'équation de continuité peut être écrite de la façon suivante:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_s = S_s,$$

avec  $n_s(\vec{r}, t) = \int dv^3 f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$  est la densité de l'espèce  $s$ ,  $\vec{\Gamma}_s(\vec{r}, t) = \int dv^3 \vec{v} f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) = n_s(\vec{r}, t) \vec{u}_s$  est le flux de particules de l'espèce  $s$  et  $S_s = \int dv^3 \left( \frac{\delta f_s}{\delta t} \right)$  est le terme de source associé aux collisions (élastiques et inélastiques) avec l'espèce  $s$ . La densité de charge et de masse sont respectivement définis par :

$$\rho_{ms}(\vec{r}, t) = m_s n_s(\vec{r}, t)$$

$$\rho_{cs}(\vec{r}, t) = q_s n_s(\vec{r}, t)$$

### A.2.2 La conservation de la quantité de mouvement :

L'équation de continuité, reliant la variation de quantité de mouvement de l'ensemble des particules de type  $s$  aux forces extérieures appliquées, au tenseur de pression cinétique et aux collisions possède la forme suivante:

$$m_s n_s \left( \frac{\partial \vec{u}_s}{\partial t} + (\vec{u}_s \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_s \right) + \vec{\nabla} \cdot \overline{\overline{\mathbf{P}}}_s - n_s \langle \vec{F}_{ext} \rangle_s = \vec{A}_s - m_s \vec{u}_s S_s$$

Avec  $\overline{\overline{\mathbf{P}}}_s$  est le tenseur de pression cinétique défini en terme de la moyenne de la vitesse d'agitation  $\vec{c} = \vec{v} - \vec{u}$  par

$$\overline{\overline{\mathbf{P}}}_s(\vec{r}, t) = m_s \int dv^3 \vec{c}_s \vec{c}_s f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$$

$\vec{A}_s$  est le terme de force due aux collisions. Il représente le bilan de création de d'annihilation de quantité de mouvement dans le volume du plasma. Il se calcule par

$$\vec{A}_s(\vec{r}, t) = m_s \int dv^3 \vec{v} \left( \frac{\delta f_s}{\delta t} \right)_{collisions}$$

### VIII.2.3. La conservation de l'énergie :

L'équation de conservation d'énergie s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{3}{2} n_s k_B \left[ \frac{\partial T_s}{\partial t} \right] + (\overline{\overline{\mathbf{P}}}_s \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{u}_s + \vec{\nabla} \cdot \vec{Q}_s = M_s - \vec{u}_s \cdot \vec{A}_s + \left( \frac{1}{2} u_s^2 - \frac{3}{2} \frac{k_B T_s}{m_s} \right) S_s$$

, avec  $\vec{Q}_s$  est le flux de chaleur qui s'exprime par

$$\vec{Q}_s(\vec{r}, t) = m_s \int dv^3 c_s^2 \vec{c}_s f_s(\vec{r}, \vec{v}, t),$$

$M_s$  étant le taux de variation de la densité d'énergie due aux collisions, a comme expression

$$M_s(\vec{r}, t) = \frac{m_s}{2} \int dv^3 v^2 \left( \frac{\delta f_s}{\delta t} \right)_{collisions}$$

Et finalement  $T_s(\vec{r}, t)$  est la température locale de l'espèce de type s

## A.3. Simplification des moments de l'équation de Boltzmann :

### A.3.1 Approximation du champ local :

On suppose que l'énergie acquise par les électrons dans le champ pendant un intervalle de temps infinitésimal est exactement compensée par l'énergie cédée au milieu par collisions. Cela s'applique à un plasma dans lequel les électrons ont une fréquence de collision suffisante pour qu'ils soient en équilibre avec le champ électrique. Dans ce cas leur fonction de distribution ne dépend que du champ électrique local réduit  $\frac{\vec{E}}{N}$  (N est la densité totale d'atomes et de molécules du gaz). En conséquence, les fréquences de collision, d'ionisation, les mobilités

et les coefficients de diffusion dépendent également du champ électrique local. Les coefficients de transport sont ainsi des fonctions exclusives du champ local.

#### A.4. Systèmes d'équation différentielles et conditions aux limites et initiales

Le plasma peut donc se décrire par le système fermé d'équation suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot (-\varepsilon \vec{\nabla} V) = e(n_{i+} - n_{i-} - n_e) \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (-D_e \vec{\nabla} n_e + \mu_e n_e \vec{\nabla} V) = S_e \\ \frac{\partial n_{i+}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (-D_{i+} \vec{\nabla} n_{i+} - \mu_{i+} n_{i+} \vec{\nabla} V) = S_{i+} \text{ etc} \end{array} \right.$$

, avec  $V$  le potentiel électrostatique ;  $n_e, n_{i+}, n_{i-}, n_0$  les densités d'électrons, d'ions positifs, d'ion négatifs et d'atomes neutres ou de molécules neutres ainsi que les mobilités des électrons, des ions positifs, des ions négatifs, des atomes ou de molécules neutres  $\mu_e, \mu_{i+}, \mu_{i-}, \mu_i$ . Les coefficients  $D_s$  tiennent compte de diffusion de l'espèce dans le plasma. A titre indicatif on donne un terme source concernant les électrons issus des réactions électroniques avec les espèces  $s$  dans les tableaux III.4 et III.5 en partie

$$S_e = \sum_{\substack{\text{Réactions} \\ \text{électronique}}} (\pm) k_{e-s} n_s n_e$$

$k_{e-s}$  sont les coefficients des réactions et sont dépendants du champ moyen appliqué. Le signe (+) concerne la production des électrons dans la réaction et le signe (-) pour leurs absorptions d'une réaction donné comme celle de la capture électronique. Le potentiel  $V(\vec{r}, t)$  est soumet aux conditions aux limites au niveau des électrodes

$$|V(\vec{r}, t)|_{\text{electrode 1}} = 0$$

$$|V(\vec{r}, t)|_{\text{electrode 2}} = V_0 f(t)$$

Ou  $f(t)$  est le profil de la tension appliquée en alimentation générateur de tension. A l'instant initiale, la densité de toutes les espèces est nulle sauf celle du chlore moléculaire et du Krypton. Aux niveaux des électrodes, il y'a formation des électrons par effet collision des ions et les conditions aux limites sont spécifiques.

#### A.5. Le flux de rayonnement :

Le modèle décrivant une excilampe avec le mélange krypton et chlore permet d'accéder directement aux rayonnements UV des excimères  $Kr_2^*$  et  $Cl_2^*$  exciplexes  $KrCl^*$ . La densité du flux émet est :

$$\Phi_\nu(\vec{r}, t) = \sum_{\substack{i=\text{excimères} \\ \text{exciplexes}}} \kappa_i n_i(\vec{r}, t)$$

$\kappa_i(\nu)$  est le taux d'émission du rayonnement à la fréquence  $\nu$ .

## B. Les notations spectroscopiques :

Pour débiter, on rappelle les notations spectroscopiques pour les atomes. [53]

Un électron est défini par quatre nombre quantique  $n$ ,  $l$ ,  $m$  et  $S$ .

- $n$  est le nombre quantique principal
- $l$  est le nombre quantique de moment angulaire Orbital ( $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$ )
- $m$  est le nombre quantique magnétique ( $m = -l, (-l + 1), \dots, -1, 0, 1, \dots, (l - 1), l$ )
- $S$  est le spin de l'électron  $s = +1/2$  ou  $-1/2$ .

Pour le cas à plusieurs électrons, ces nombres quantiques peuvent se coupler : le couplage L-S, les spins des électrons se couplent pour donner le moment cinétique de spin  $S$  résultant, et les moments orbitaux se couplent aussi pour donner le nombre quantique orbital total  $L$ . [56] Finalement, ces 2 moments se couplent pour former le nombre quantique  $J$  qui est le moment cinétique total de l'atome :  $J = L + S$ . Un autre type de couplage est possible : le couplage  $j-j$ . La multiplicité d'un état vaut  $2S+1$  et la notation spectroscopique d'un niveau atomique est  $^{2S+1}L_J$ .

Comme les excimères et les exciplexes sont des molécules, on doit introduire les notations spectroscopiques moléculaires. [54] Les nombres quantiques des états électroniques sont identiques à ceux des atomes.

- $\Lambda$  est le nombre quantique orbital de la molécule (c'est l'équivalent de  $L$ )
- $S$  est le spin total, les projections de  $S$  le long du champ magnétique sont notées

$$\Sigma = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm S$$

- $\Omega$  est le moment électronique moléculaire total dont le nombre prend les valeurs

$$\Omega = |\Sigma + \Lambda|$$

- Un niveau moléculaire s'écrit

$$^{2s+1}\Lambda_{\Omega}$$

La notation des états est la suivante : le fondamental est noté X. Les états excités de même multiplicité que le fondamental sont notés par ordre d'énergie A, B, C... Les états excités de multiplicité différente du fondamental sont notés par énergie croissante a, b, c... Pour une molécule ayant des atomes identiques des notations supplémentaires Peuvent être ajoutées. Les symboles g et u signifient liante ou antiliante et + et - les signes de la fonction selon son invariance ou non par rapport au plan de symétrie. Les règles de sélection des transitions sont présentées dans le tableau suivant :

Transitions permises	Transitions interdites
$\Delta\Lambda = 0; \pm 1$	$g \rightarrow g$ et $u \rightarrow u$
$\Delta\Omega = 0; \pm 1$	$+\rightarrow +$ et $-\rightarrow -$
$\Delta\Sigma = 0$	
$\Delta S = 0$	
$g \rightarrow u$ et $u \rightarrow g$	
$+\rightarrow -$ et $-\rightarrow +$	

**Tableau B-1-Les règles de sélection des transitions [55]**

## Liste des figures

Figure I.1 : Evolution de l'état de la matière avec la température .....	4
Figure I-2: Température électronique des principaux types de plasma en fonction de leurs densités électroniques .....	5
Figure I-3 : Spectre d'absorption de l'ADN électroniques .....	9
Figure I-4 : Spectre d'émission d'une lampe flash au Xénon.....	9
Figure II.1 : Géométrie classique d'une décharge à barrières diélectriques .....	12
Figure II.2 : dispositif expérimentale de Townsend .....	13
Figure II.3 : Caractéristique courant-tension et différents types de décharges dans les gaz.....	14
Figure II.4: Régime de décharge de Townsend.....	15
Figure II.5 : Courbe de Paschen.....	16
Figure II.6 : Photographies de décharge obtenues par caméra rapide .....	18
Figure III-1 : Le domaine de l'ultraviolet.....	21
Figure III-2 : Courbes de potentiel de l'exciplexe $KrCl^*$ .....	25
Figure III-3 : les états du krypton .....	26
Figure III-4 : Sections efficaces du krypton .....	27
Figure III-5 : Etats du chlore moléculaire.....	29
Figure III-6 : Sections efficaces de collisions électrons- $Cl_2$ .....	30
Figure III-7 : Sections efficaces de collisions électrons- $Cl_2(V)$ .....	30
Figure III-8 : Evolution de l'ensemble des espèces chargées $p=100\text{mbar}$ (en haut) $p=200\text{mbar}$ (en bas) 1.5% de $Cl_2$ .....	31
Figure III-9: Evolution de l'ensemble des espèces chargées 0.3 %de Chlore $p=100\text{ mbar}$ (en haut) et 3 %de Chlore $p=100\text{ mbar}$ (en bas) .....	32
Figure III-10: Photographie globale du dispositif expérimental .....	33
Figure III-11 Schéma de la plateforme expérimentale .....	34
Figure III-12 : Spectre typique d'émission d'une DBD dans un mélange $Kr/Cl_2$ $p= 600\text{ mbar}$ et $0.1\text{ mbar}$ de $Cl_2$ .....	35
Figure III-13 : Configuration d'une lampe à DBD .....	36
Figure III-14 : Spectre d'émission mesuré sous vide des raies du chlore atomique.....	36

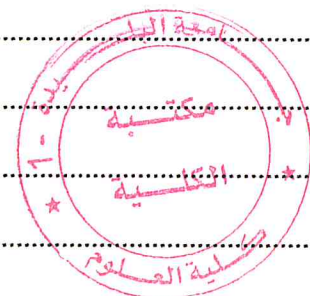


Figure III-15 : Evolution de la population de l'excimère Kr <sub>2</sub> * en fonction de la pression totale pour 1% de chlore.....	<b>39</b>
Figure III-16 : Evolution de la population de l'excimère Kr <sub>2</sub> * en fonction du pourcentage de chlore pour une pression de 200 mbar .....	<b>39</b>
Figure III-17 : Evolution de la population de KrCl* en fonction du pourcentage de chlore Pour p=100 mbar et U=6 Kv .....	<b>40</b>
Figure III-18 : Evolution de la population de KrCl* pour une pression de 200 mbar et une tension appliquée de 6 kV en fonction du pourcentage de chlore 0.1 (noir) et 3% (rouge) Kv .....	<b>41</b>
Figure III-19 : Evolution de l'énergie rayonnée par KrCl* en fonction du % de Chlore pour p=50 mbar et p=400 mbar .....	<b>42</b>
Figure III-20 : Evolution de la population KrCl* en fonction de la pression totale pour la densité de chlore optimale correspondant à chaque pression .....	<b>42</b>
Figure III-21 Evolution de l'énergie rayonnée par KrCl* en fonction de la pression totale pour la densité de chlore optimale correspondant à chaque pression.....	<b>43</b>



## Liste des Tableaux

Tableau I-1 : Collisions induites par un électron dans un plasma de décharge Kv .....	6
Tableau III-1 : Longueurs d'onde d'émission des exciplexes en bleu les transitions dans l'UVC .....	26
Tableau III-2: Réactions de collisions électroniques pour le krypton .....	28
Tableau III-3 : Réactions de collisions électroniques du chlore moléculaire .....	29

**Références Bibliographiques :**

- [1] J. Phys. D:Appl. Phys. 44 (2011) 435203 (7pp).
- [2] A-M. Pointu, J. Perrin, J. Jolly, « Plasmas froids de décharge ». Les techniques de l'ingénieur Dossier D 2830.
- [3] D. R. Lide., (ED.) « In Chemical Rubber Company handbook of chemistry and physics », CRC Press, Boca Raton, Florida, USA, 87th Ed, (2007).
- [4] J.L. Delcroix, A. Bers., « Physique des plasmas », Savoirs Actuels, InterEditions & CNRS Editions, (1994).
- [5] N.S.T.J. Braithwaite, "Introduction to gas discharges" Plasma Sources Sci. Technol, Vol.9, pp.517, (2000).
- [6] J.-L Delcroix A. Bers, "Physique des plasmas", (1994), ISBN : 2-7296-0484-7.
- [7] A .M.Pointu, J. Perrin, J. Jolly. « Plasmas froids de décharge : Applications et diagnostic ». Les techniques de l'ingénieur Dossier D 2 835 (02/2007).
- [8] A. Anders., « Tracking down the origin of arc plasma science I. Early pulsed and oscillating discharges », IEEE Trans. Plasma Sci., 31(5):1052–1059, (2003).
- [9] J. Reece Roth, « Industrial Plasma Engineering : Principles », Institute of Physics Publishing, London, U.K. (1995).
- [10] M.Moisan « physique des plasmas collisionnels », EDP Sciences, (2006).
- [11] Jean.Marcel Rax, « Physique des plasmas », Dunod, Paris, 2005 ISBN 2 10 007250 1.
- [12] M.F. Gillies, G. Oversluizen, « Influence of the noble gas mixture composition on the performance of a plasma display panel » J. Appl.Phys., Vol.91 n°10 pp.6315-6320, (2002).
- [13] G. Upadhyaya, R.D Curry, K.F McDonald, L.M Nichols, T.Clevenger « A pulse power flashlamp system for water decontamination » Pulsed Power Conference, 2003 Digest of Technical Papers, PPC-2003, 14th IEEE International.
- [14] W. Siemens, Poggendorff's Ann. Phys. Chem, vol. 102, pp. 66–122, (1857).
- [15] U.Kogelschatz, Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications, Plasma Chemistry and Plasma Processing, vol. 23, no.1, PP.1, 46, Mar.(2003).
- [16] G. Artana, R. Sosa, E. Moreau and G. Touchard., « Control of the near-wakeflow around a circular cylinder with electrohydrodynamic actuators », Exp.Fluids 35, 580–8 (2003).

## Références Bibliographiques

- [17] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki, and S. Okazaki., « Stable glow plasma at atmospheric pressure », J. Phys. D : Appl. Phys., 21(5), 838-840 (1988).
- [18] R. Diez, « Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement », thèse de doctorat Université de Toulouse, (2008).
- [19] J.R., Roth, M. Laroussi, C. Liu., Proc. 19th IEEE Int. Conf. Plasma Sci., Tampa, 170 (1992).
- [20] A. Descoeurdes., « Characterization of electrical discharge machining plasmas », Thèse de doctorat N° 3542, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse (2006).
- [21] M.Abakar Djibrillah « Eléments de conception d'un générateur électrique pour l'alimentation d'un dispositif a décharge à barrière diélectrique (DBD) » thèse de doctorat Institut National Polytechnique de Toulouse, (2011).
- [22] B. Caillier « Diagnostics et Modélisation d'une cellule d'écran à plasma » thèse de doctorat Université Toulouse III - Paul Sabatier. (2004).
- [23] T. Doanh, « Etude d'une décharge à barrière diélectrique établie dans un mélange gaz rare halogène », thèse de doctorat Université Toulouse III-Paul Sabatier, (2011).
- [24] Y. Raiser « Gas Discharge Physics »Springer Verlag (1991).
- [25] F.Melle. Ghaleb, « Calcul de la courbe de Paschen et la tension de claquage pour les décharges à gaz rare », thèse de doctorat Université des sciences et de la technologie D' ORAN Mohamed Boudiaf, (2012).
- [26] F. Paschen, « Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäurebei verschiedenen Drücken erforderlichePotentialdifferenz », Wied. Anal. Phys.Chem., 37, 69-96 (1889).
- [27] M.Bouzidi, « Etude d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) homogène dans l'azote a pression atmosphérique » thèse de doctorat Université Toulouse 3 Paul Sabatier, (2013).
- [28] A. Sublet, « Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et subatmosphériques et application à la déposition de Couches d'oxyde de silicium », thèse de doctorat Université Toulouse 3 (2007).
- [29] N. Merbahi, « thermique Luminescence de l'argon et du xénon dans les décharges à barrières diélectriques mono-filamentaires », thèse de doctorat Université Paul Sabatier de Toulouse (2004).

## Références Bibliographiques

- [30] B. Ardjani, mémoire de Magistère en physique des plasmas et des gaz ionisés, thèse de doctorat Université Aboubakr Belkaid Tlemcen (2006).
- [31] A. J. Palmer, « A physical model on the initiation of atmospheric-pressure glow discharges », *Appl. Phys. Lett.*, 25(3), 138-140 (1974).
- [32] F. Massines and G. Gauda, « A comparison of polypropylene surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharge in helium at atmospheric pressure », *J. Phys. D: Appl. Phys.* 31, 3411–3420, (1998).
- [33] N. Naudé, « Etude électriques de la physique d'une décharge de Townsend a la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur » thèse de doctorat Université Toulouse III – Paul Sabatier, (2005).
- [34] N. Gherardi and F. Massines, « Mechanisms Controlling the Transition from Glow Silent Discharge to Streamer Discharge in Nitrogen », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 29(3), 536-544 (2001).
- [35] U. Kogelshatz, « Dielectric-barrier Discharges : Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications », *Plasma Chem. Plasma Process.*, 33(1), 1-46 (2003).
- [36] I. Chaillol, « Mesure de l'exposition au rayonnement ultraviolet solaire pour les études épidémiologiques » thèse de doctorat Université Claude Bernard Lyon(2011).
- [37] B. Eliasson and U. Kogelschatz « UV Excimer radiation from Dielectric Barrier Discharges » *Appl. Phys. B* 46, 299-303 (1988).
- [38] Z. Falkenstein and J. Coogan « The development of a silent discharge-driven XeBr\* excimer UV light source » *J. Phys. D* 30, 2704-2710 (1997).
- [39] A. Mboichenko, V.F. Tarasenko, S.I. Yakovlenko, « Exciplex rare-halide Lasers » *Laser Physics* 10, 6, 1159-1187 (2000).
- [40] E.A. Sosnin, T. Oppenländer, V.F. Tarasenko “Applications of capacitive and barrier discharge excilamps in photoscience” *J. Photochemistry rev.* 7, 145-163 (2006).
- [41] M. Tsuji, M. Furusawa, H. Kouno and Y. Nishimura, « Spin-orbit state selective formation of rare gas chlorides from three-body ionic-recombination reactions of  $Rg^+ (2P_{1/2,3/2}) + Cl^- + He$  at thermal energy » *J. Chem. Phys.*, 94 (6), 4291-4300 (2001).
- [42] A.M. Boichenko, V.F. Tarasenko, S.I. Yakovlenko, “Exciplex rare-halide Lasers” *Laser Physics* 10, 6, 1159-1187 (2000).
- [43] R. Riva, Thèse de doctorat Université Paris Sud (1993).
- [44] D. C. Cartwright “Initial Confinement Fusion at Los Alamos”, volume II, (septembre 1989).

## Références Bibliographiques

- [45] P. Ségur, M.C Bordage and M. Yousfi « Swarm Studies and Inelastic Electron-Molecule Collisions », Ed L.C. Pitchford, Springer Verlag, New York (1987).
- [46] G.L. Rogoff, J.M. Kramer, and R.B. Piejak, IEEE Trans. Plas. Sci., 14, 103 (1986).
- [47] V. S. Zuev, A. V. Kanaev and L.D. Mikheev “Measurements of the absolute luminescence quantum efficiency of mixtures of Cl<sub>2</sub> with Ar, Kr and Xe excited by Vacuum ultraviolet radiation” Sov. J. Quantum Electron., 14, 2, 242 (1984).
- [48] B. Rahmani, S. Bhosle and G. Zisis “ Dielectric-Barrier Discharge Excilamp in mixtures of krypton and molecular chlorine” IEEE transactions on plasma science 37, 546-550, (2009).
- [49] V. Martin, « Etude de microdécharges comme source de rayonnement ultraviolet intense », thèse de doctorat Université Paris Sud, (2011).
- [50] T.D. Nguyen, N. Sadeghi, “Rotational and vibrational distributions of N<sub>2</sub>(C<sub>3</sub>Π<sub>u</sub>) excited by state-selected Ar(<sup>3</sup>P<sub>2</sub>) and Ar(3<sup>3</sup>P<sub>0</sub>) metastable atoms” Chem. Phys. 79, 41 (1983).
- [51] W.L Wiese « AIP Physics Desk Reference » Eds: Cohen E R, Lide R D, and Trigg G L (AIP Press, 3<sup>o</sup> edition) (2002) p. 242-263.
- [52] J. A. Bittencourt, « Fundamentals of plasma physics », Pergamon Press, 1986.
- [53] Ikezoe, S. Matsuoka, M. Tabeke and A. Viggiano “Gaz phase ion-molecule reaction rate constant” (1986).
- [54] G.V Marr “Plasma spectroscopy” Elsevier (1968) p.235
- [55] <http://www.cours.polymtl.ca/phs3202/Notes%20de%20cours/laserch3.pdf>