

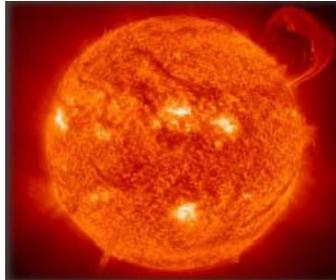


الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة وهران للعلوم والتكنولوجيا محمد بوضياف
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur Et de la Recherche Scientifique
Université d'Oran des Sciences et de la Technologie Mohamed BOUDIAF
Faculté de Physique
Département de Physique Energétique



POLYCOPIE DU COURS

PLASMA



Destinée aux étudiants en Licence 3^{ème} année LMD :

Option : **Physique des Rayonnements**

Elaborée par :

Mme **GHALEB Fatiha** Maître de Conférences B, USTOMB

Année Universitaire 2022-2023

Introduction

Introduction

Le présent programme défini par le ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique servira de table des matières à notre polycopié de cours, proposé aux étudiants de 3ème année licence, intitulé : PLASMA.

Volume horaire semestriel : 22 heures et demi ; Volume horaire hebdomadaire : 1 heure 30mn ; (1H30 min de cours)

Coefficient : 01 ; Crédit : 02.

Ce polycopié est divisé en cinq grands chapitres :

Chapitre I : Généralité sur les plasmas

Le premier chapitre décrit une généralité très détaillées sur la découverte du plasma ainsi que sa définition et aussi les types de plasma, et comment obtenir le plasma, on essaye aussi de donner une description détaillée sur le but d'utiliser le plasma et enfin l'application de cet état de la matière qui a pris un large espace dans l'industrie.

Chapitre II : Différentes caractéristiques des Plasmas

Notre deuxième chapitre est basé sur la description du plasma, ainsi que les propriétés du plasma, et aussi on détermine la longueur de Debye, le libre parcours moyen, la densité et la température du plasma

Chapitre III : Décharge Electrique

Ce chapitre introduit les notions fondamentales de la décharge électrique dans les gaz, le phénomène de claquage, la décharge luminescente, et aussi l'arc électrique. Le claquage électrique d'un gaz peut être défini comme le passage d'un état isolant à un état conducteur, ce phénomène est caractérisé par une tension minimale appelée tension de claquage. Cette tension est décrite par la loi de Paschen qui explique cette transition dans les décharges électriques.

Chapitre IV : Phénomène de Collisions

Nous présentons dans ce chapitre IV de façon succincte les différents phénomènes qui se produisent au sein d'une décharge électrique dans un gaz, comme la création d'électrons, d'ions et de radicaux, pour étudier tous les phénomènes physique des collisions. Collision

Introduction

élastiques par exemple entre les électrons et les atomes, et les collisions inélastiques comme le phénomène d'ionisation, excitation, dissociation, ainsi que le phénomène de recombinaison

Chapitre V : Théorie Cinétique des Plasmas

La première partie de ce chapitre est une introduction à la théorie cinétique des plasmas, et les équations macroscopique de transport dans les plasmas, l'équation de Maxwell-Boltzmann, ainsi que les équations de modèle fluide basé sur les deux équations de continuité et quantité de mouvement couplé à l'équation de Poisson, dans la deuxième partie de ce chapitre est une partie relative à la théorie cinétique des ondes de plasma et le phénomène d'oscillation.

Nous résumerons ce polycopié par des exercices supplémentaires (Annexe) ainsi qu'une bibliographie très riche.

Tables des Matières

PRÉFACE..... 7

Chapitre I : Généralité sur les Plasmas

I.1. Histoire du plasma.....8
I.2. Généralité sur les plasmas..... 10
I.2.1. *Introduction* 10
I.2.2. *Définition du plasma* 11
I.2.3. *Plasma Naturel*..... 12
I.2.4. *Plasma Artificiel*..... 12
I.3. Les différents types de plasmas 13
I.3.1. *Introduction* 13
I.3.2. *Plasma Froid* 13
I.3.3. *Plasma Chaud* 13
I.4. Comment obtenir un Plasma ?..... 14
I.4.1. *Augmentation de la Température*..... 14
I.4.2. *Décharge Électrique* 15
I.5. Pourquoi étudions-nous la physique des plasmas? 16
I.6. Comment les plasmas sont-ils utilisés? 16
I.7. Quels sont les phénomènes que nous pouvons étudier en physique des plasmas?..... 17
I.8. Application du Plasma 18
I.9. Questions de compréhension..... 19

Chapitre II : Différentes caractéristiques des plasmas

II.1. Les Caractéristiques du Plasma 20
II.2. Degré d'ionisation 21
II.3. Libre parcours moyen 22
II.4. Longueur de Debye *De* 22

Table des Matières

II.5. Fréquence du plasma	24
II.6. Propriétés des plasmas	25
II.6.1. <i>Température du plasma</i>	26
II.6.2. <i>Densité du plasma</i>	27
II.6.3. <i>Distribution d'énergie des électrons</i>	28
II.7. Questions de compréhension	29

Chapitre III : Décharge Electrique

III.1. Décharge électrique dans les gaz	30
III.1.1. <i>Introduction</i>	30
III.2. Mécanisme de décharge dans les gaz	31
III.2.1. <i>Définition</i>	32
III.2.2. <i>Décharge de collection simple</i>	33
III.2.3. <i>Décharge avec multiplication électronique</i>	34
III.3. Aspects fondamentaux de décharge de Townsend	35
III.3.1. <i>Historique</i>	35
III.3.2. <i>Mécanisme du claquage</i>	36
III.3.3. <i>Décharge de Townsend</i>	36
III.3.3.1. Premier coefficient de Townsend	37
III.3.3.2. Deuxième coefficient de Townsend (coefficient d'émission secondaire)	40
III.3.4. <i>Condition d'auto-entretien</i>	41
III.3.5. <i>Claquage de Streamer</i>	44
a. <i>Avalanche primaire</i>	46
b. <i>Transition avalanche – « streamer » et propagation</i>	46
c. <i>Etablissement d'un canal de décharge</i>	46
III.4. La décharge luminescente	47
III.4.1. <i>Création d'une décharge luminescente</i>	47
III.4.2. <i>Les principales régions de la décharge luminescente</i>	48
III.5. Décharge arc	52
III.5.1. <i>Historique</i>	52
III.5.2. <i>Définition</i>	53
III.5.3. <i>Formation d'une décharge à arc</i>	54
III.5.4. <i>Plasma d'un arc</i>	55

Table des Matières

III.5.5. <i>Applications de l'arc électrique</i>	56
III.6. Questions de compréhension.....	57

Chapitre IV : Phénomène de collision

IV.1. Phénomènes des collisions dans les plasmas.....	58
IV.1.1. <i>Introduction</i>	58
IV.2. Types de collision.....	58
IV.2.1. <i>Collision dans un gaz neutre</i>	58
IV.2.2. <i>Collision dans un gaz ionisé (les plasmas)</i>	59
IV.3. Collisions binaires entre particules chargées	59
IV.4. Echange d'énergie et quantité de mouvement.....	61
IV.5. Les caractéristiques de collision	62
IV.6. Rôle de collisions dans les plasmas.....	62
IV.7. Section Efficace	63
IV.8. Collisions élastiques	65
IV.8.1. <i>Introduction</i>	65
IV.8.2. <i>Section efficace différentielle</i>	67
IV.8.3. <i>Transfert de quantité de mouvement</i>	67
IV.8.4. <i>Collisions coulombiennes</i>	68
IV.9. Collisions inélastiques	71
IV.9.1 <i>Introduction</i>	71
IV.10. Questions de compréhension.....	76

Chapitre V : Théorie Cinétique des plasmas

V.1. Équation de Boltzmann	77
V.1.1. <i>Les termes dérivés</i>	77
V.2. Modèles fluides.....	79
V.2.1. <i>Equation de continuité</i>	82
V.2.2. <i>Equation de quantité de mouvement</i>	83
V.2.3. <i>Equation d'énergie</i>	83
V.2.4. <i>Equation de Poisson</i>	84
V.3. Oscillations du plasma.....	84
V.3.1. <i>Introduction</i>	84

Table des Matières

V.4. Ondes électromagnétiques	87
V.4.1. <i>Introduction</i>	87
Annexe	88
Bibliographie	90

PRÉFACE

Ce polycopié de cours de plasma physique est constitué de plusieurs chapitres, son objectif initie les étudiants à comprendre premièrement la quatrième état de la matière qui s'appelle l'état de plasma, ainsi de comprendre tous les phénomènes physiques qui rentre dans le domaine de physique des plasma, et aussi de développer leurs capacités dans le domaine de la recherche scientifique.

Beaucoup des étudiants ne connaissent pas que signifier le mot plasma, ou pourquoi étudions-nous la physique des plasmas ? La réponse la plus simple et courte est que 99% de l'univers est un plasma. Cette réponse peut apparaître bizarre surtout que nous ne trouvons pas le plasma sur terre, ou nous rencontrons des difficultés à avoir cette état de matière plasma sauf dans les laboratoires et les expériences comme (les lampes, les écrans, les lasers...etc), ainsi que dans quelque phénomènes naturels comme (les arcs électrique, les aurores polaires...etc). Les physiciens utilisent les plasmas depuis de nombreuses décennies, car c'est une sorte d'une énergie renouvelable. On le trouve dans plusieurs domaines comme métallurgie, médecine, électronique, chimie ...etc, beaucoup d'application de plasma sur terre créé par l'homme comme par exemple: l'**éclairage** des maisons [1-3], le **soudage**, le **nettoyage** de la pollution [4], la **stérilisation** d'instruments médicaux [5,6], la **purification** de l'eau contaminée et aussi le **traitement** des déchets nocifs, ainsi que le dépôt des couches minces. Une compréhension claire de la science du plasma est essentielle pour la recherche sur l'énergie renouvelable qui est un axe très important à notre époque.

Cet enseignement, qui se déroule au cours du deuxième semestre 2 (S2) au niveau de la Faculté de Physique *Département de Physique énergétique*, est destiné aux étudiants en 3ème année licence, option : physique des rayonnements. Il permet d'approfondir certaines notions de base déjà présentées en séances de cours Physique. Ces textes ont été élaborés pour la formation des étudiants LMD.

Tout commentaire, proposition ou critique constructive permettant d'amélioration et élaborés ce polycopié sera recueillie avec grand plaisir.

Chapitre I : Généralités sur les Plasmas

I.1. Historique du Plasma

Le mot plasma vient du grec qui signifie «substance gelée» [7], Le plasma a été découvert pour la première fois et décrit par le physicien chimiste britannique *Sir William Crookes*, dans un tube appelé le tube de Crookes, c'est le premier tube expérimental d'une décharge électrique, à vide partiel, inventé par ce physicien britannique [8]. Les électrons dans ce tube (les rayons cathodiques) voyagent en ligne droite à partir de la cathode (qui se trouve à gauche), comme la montre l'ombre projetée par la croix de Malte en métal sur la fluorescence de la paroi droite en verre du tube (Voir Figure I.1). La nature de cette matière de "rayons cathodiques" a été par la suite identifiée par le physicien britannique Sir Joseph John Thomson dans sa conférence du soir à la Royal Institution le vendredi 30 avril 1897[9] (qui a élaboré sa découverte que les atomes étaient constitués des particules plus petits, s'appelle corpuscules, connu par la suite par le nom d'électrons) [10].

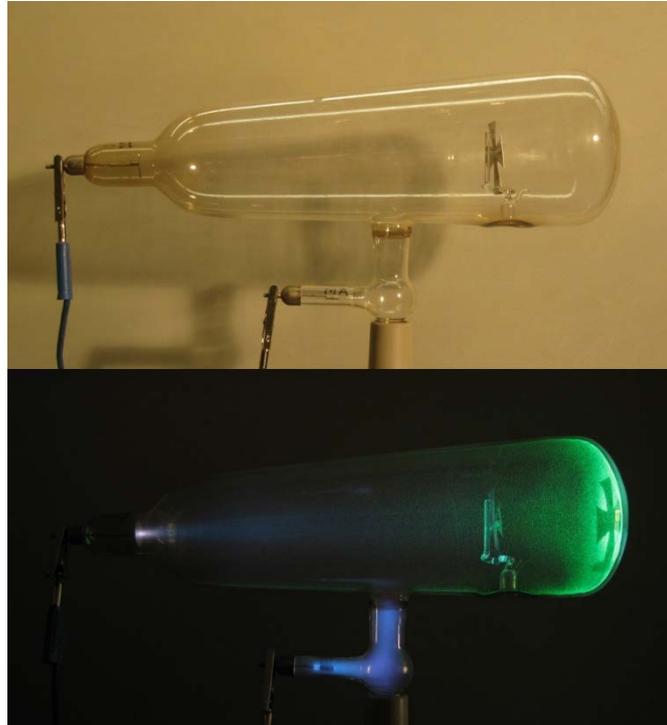


Figure I.1. Le tube de Crookes en 1869[11]

Le chimiste américain Irving Langmuir, lauréat du prix Nobel (en 1932), a utilisé le terme plasma pour la première fois pour décrire un gaz ionisé en 1927[12]. Langmuir a rappelé la

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

façon dont le plasma sanguin transporte les globules rouges et blancs par la façon dont un fluide électrisé transporte les électrons et les ions. Langmuir, avec son collègue Lewi Tonks, enquêtait sur la physique et la chimie des ampoules à filament de tungstène, en vue de trouver un moyen d'allonger considérablement la durée de vie du filament (objectif qu'il a finalement atteint). Au cours de ce processus, il a développé la théorie des gaines de plasma - les couches limites qui se forment entre les plasmas ionisés et les surfaces solides [13].

En peu de temps, ils ont réalisé que le plasma est en fait un état très courant pour la matière. En effet, les plasmas sont la phase la plus courante de la matière. Certaines estimations suggèrent que jusqu'à 99% de la matière dans tout l'univers visible est du plasma. [14,15] Essentiellement, toute la lumière visible de l'espace provient d'étoiles et du soleil, qui sont des plasmas avec une température telle qu'ils rayonnent fortement aux longueurs d'onde visibles. Cependant, la majeure partie de la matière ordinaire (ou baryonique, c'est une matière constituée des particules comme électrons, proton, neutron..etc, dont tous les particules connues et observées selon ses propriétés [16]) dans l'univers se trouve dans le milieu intergalactique (signifié des agencements de matière située en dehors des galaxies [17]), qui est également un plasma, dont sa température beaucoup plus élevée, de sorte qu'il rayonne principalement sous forme de rayons X. Le consensus scientifique international déclare qu'environ 96% de la densité énergétique totale de l'univers n'est pas du plasma ou toute autre forme de matière ordinaire, mais une combinaison d'énergie sombre d'une matière sombre froide. Puisque l'espace entre les étoiles est rempli d'un plasma, quoique très clairsemé (voir milieu interstellaire et espace intergalactique [18]). L'essentiel que le volume de l'univers est constitué d'un plasma (voir plasmas astrophysiques [19]).

Dans le système solaire, la planète Jupiter représente la majeure partie du non-plasma, seulement environ 0,1% de la masse et 10-15% du volume dans l'orbite de Pluton (c'est une planète naine, c'est la deuxième planète en ce qui concerne la masse et la plus volumineuse connue dans notre système solaire, et aussi le neuvième plus gros objet orbitant directement autour de notre soleil [20]). Le célèbre Hannes Alfvén physicien du plasma a également noté que les très petits grains se comportent également comme des ions et font partie du plasma qu'en raison de leur charge électrique, (voir les plasmas poussiéreux [21]) et décrit le comportement des électrons ainsi que des noyaux atomiques ionisés dans la région environnante du plasma. Que chacun de ces noyaux est suspendu dans une mer mobile d'électrons tous simplement.

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

En physique et en chimie, un plasma est l'un des quatre principaux états de la matière. Le plasma généralement définit comme un gaz ionisé, mais il est généralement considéré comme le quatrième état de matière distinct contrairement aux gaz en raison de ses propriétés uniques. "Ionisé" signifie qu'au moins un électron est plus libre de se déplacer et n'est pas lié à l'atome ou une molécule [22].

Dans trois états de la matière, solide, liquide et gazeux, l'interaction électrique maintient les électrons négatifs et les noyaux atomiques positifs à proximité par la force du coulomb. Dans le quatrième état de la matière, un plasma, les charges électriques se déplacent indépendamment, leur énergie étant trop grande pour que les atomes stables se forment. Par exemple, à la température de la surface du soleil, tous les atomes ont au moins un électron manquant tandis qu'à des températures profondes à l'intérieur du soleil, même les atomes les plus massifs ont tous leurs électrons dépouillés. Les atomes sont entièrement ionisés [23]. Les grandes boucles vues à la surface du soleil sont composées de plasma s'écoulant le long de faisceaux de champs magnétiques. Ces charges électriques libres rendent le plasma électriquement conducteur de sorte qu'il réagit fortement aux champs électromagnétiques [24].

I.2. Généralités sur les plasmas

I.2.1 Introduction

Au moment des Grecs, l'homme savait que le plasma était un constituant fondamental de la matière. Cependant, sa composition les échappe en laboratoire. C'est en 1870 que le physicien anglais, Sir William Crookes, a pu former un nouveau type de plasma à partir d'un arc électrique dans un gaz, mais il n'a pas compris cet état.

Avec cette découverte, les scientifiques ont eu l'opportunité d'étudier des phénomènes inexplicables, de sorte que le début du 20ème siècle a vu un important progrès sur la décharge à haute pression – comme par exemple : Les arcs - et la basse pression comme les lampes à plasma [25].

Le nom officiel du mot plasma n'a cependant pas eu lieu jusqu'en 1928, donné par le physicien Américain Irving Langmuir, en raison de sa similitude avec le plasma sanguin. Il a étudié les ampoules au tungstène pour prolonger leur durée de vie et a développé une théorie des gaines de plasma, les couches limites. Après la deuxième guerre mondiale, les scientifiques ont constaté qu'il pourrait y avoir des moyens de contrôler les réactions de fusion pour produire de l'énergie du soleil, la solution ultime pour la production d'énergie. Cela a donné un gros coup

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

de pouce à la recherche sur les plasmas avec des implications majeures dans plusieurs domaines. Notre meilleure compréhension des plasmas s'est considérablement améliorée grâce aux applications multiples des plasmas et au besoin de comprendre les propriétés physiques et chimiques de cet état. En 1955, plus récemment, des travaux ont été entrepris pour étudier les interactions entre le plasma et les surfaces, ce qui a conduit à un traitement des surfaces mécaniques en microélectronique par le biais de plasmas [26].

Nous pouvons donc dire que la recherche dans le domaine du plasma est toujours un axe actif dans les domaines de l'astrophysique, et de la fusion ainsi que dans les applications industrielles [27].

1.2.2. Définition

Le plasma est un état de matière qui est souvent considéré comme un sous-ensemble de gaz, mais les deux états (gaz, plasma) se comportent très différemment, ils n'ont pas de forme ou de volume fixe et sont moins denses que les solides ou les liquides. Mais, contrairement aux gaz ordinaires, les plasmas sont constitués d'atomes dans lesquels certains ou tous les électrons ont été éliminés et les noyaux chargés positivement ou négativement, appelés ions, errent librement [28].

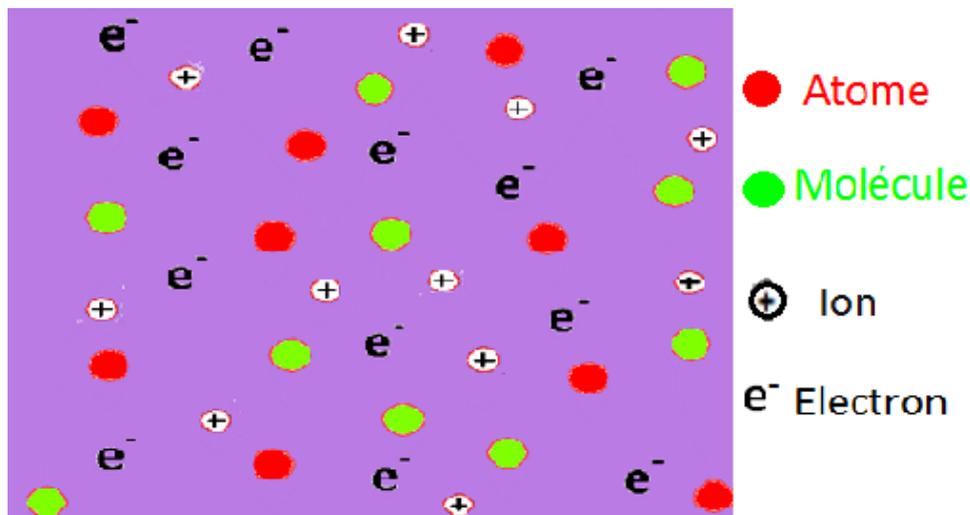


Figure I.2. Les constitutions d'un plasma

"Un gaz est composé de molécules neutres et d'atomes", C'est-à-dire que le nombre d'électrons chargés négativement est égal au nombre de protons chargés positivement.

"Le plasma est un gaz chargé, avec de fortes interactions Coulomb (ou électrostatiques). Les atomes ou les molécules peuvent acquérir une charge électrique positive ou négative lorsqu'ils gagnent ou perdent des électrons. Ce processus s'appelle phénomène d'ionisation [29].

Il existe deux forment des plasmas naturels et les plasmas artificiels ;

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

I.2.3. Plasmas naturels

S'appellent aussi plasmas spatiaux mis à part ces plasmas créés en laboratoires (plasmas artificiels), il existe des plasmas naturels. Dans le voisinage de la terre, on peut mentionner les éclairs, les aurores boréales ou l'ionosphère. Dans l'espace, les environnements ou les intérieurs stellaires constituent d'autres exemples de plasmas présents dans l'univers [30]. Le soleil, par exemple, génère un plasma très conducteur, le vent solaire, qui progresse à quelques centaines de km/s dans l'espace interplanétaire. Ou le vent solaire rencontre le champ magnétique terrestre, il subit une déviation et génère une onde de choc. Face au soleil, le champ se trouve comprimé, alors qu'il est étiré sous forme d'une longue queue magnétique du côté opposé [31].



Foudres [32]



Aurores Polaires [33]



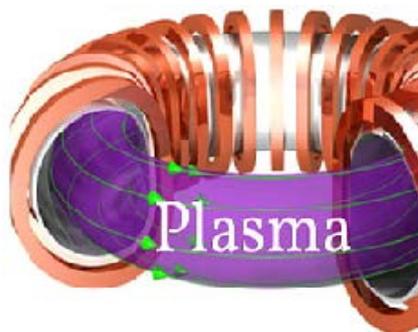
Anatomie d'une comète [34]

I.2.4. Les plasmas artificiels

C'est des plasmas créés par l'homme en laboratoire sont généralement faiblement ionisés. Étant donné leur faible densité, leurs propriétés physiques (grande compressibilité, énergie interne et pression proportionnelle à la température absolue, écoulements, ondes acoustiques, etc.) sont analogues à celles des gaz neutres, tandis que leurs propriétés électromagnétiques (conductivité électrique, indice de réfraction, etc.) sont différentes dues à la présence d'électrons libres [35,36].



Macro fin du stylo laser de plasma supprimant le visage de l'homme âgé moyen [37]



Principe de fonctionnement d'un Tokamak [38]



Lampe à plasma Néon en verre [39]

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

I.3. Les différents types des plasmas

I.3.1. Introduction

On distingue deux types de plasmas: plasma froids et plasma chauds

Le mouvement des particules chargées et des particules neutres dans le plasma peut être dominé par deux types de collisions ;

❑ Soit par les collisions entre les particules chargées, si le plasma est fortement ou complètement ionisé



❑ Soit par les collisions entre les particules neutres, si c'est un plasma faiblement ionisé.



En général, les plasmas sont de bons conducteurs d'électricité grâce à leur densité très forte d'électrons libres dans le milieu.

Nous pouvons aussi séparer les plasmas selon qu'ils sont considérés comme plasmas chauds ou plasmas froids [40].

I.3.2. Les plasmas froids

Aussi appelé « plasma non thermique », 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 qui ont acquis assez d'énergie pour effectuer des réactions (essentiellement chimiques). Il est très faiblement ionisé (10^{-7} à 10^{-2} ions par espèce neutre) et donc constitué essentiellement d'atomes et de molécules neutres [41].

Dans les plasmas froids, les ions n'ont pas atteint d'équilibre thermodynamique. Leur température reste équivalente à celle des neutres (comprise entre 300K à 2500 K) alors que celle des électrons est très supérieure (environ 10^4 à 10^5 K soit une dizaine d'électron-Volts) [42].

Ces plasmas froids sont utilisés dans l'industrie par exemple pour fabriquer des micros ou nano-objets, en microélectronique, pour la propulsion spatiale, l'éclairage basse consommation, la stérilisation et le traitement de l'eau et de l'air [43].

I.3.3. Les plasmas chauds

Ou encore « plasma thermique », dans lesquels les ions sont également énergétiques pour influencer le comportement du plasma. Le plasma chaud est totalement ionisé, formé uniquement d'ions et d'électrons dont la température peut atteindre plusieurs dizaines de millions de degrés Celsius [44].

Les plasmas chauds sont à l'équilibre thermodynamique (ou en sont proches), c'est-à-dire que

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

les espèces neutres comme les espèces chargées sont caractérisées par une seule température, exprimée par l'égalité entre $T_g \approx T_i \approx T_e$, (la température de gaz (T_g), Température d'ions T_i , Température électrons (T_e)) et inférieure à environ 10^4 K.

Il est caractérisé par un 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 [45]

I.4. Obtention du plasma

I.4.1. Augmentation de la température

La transformation d'un état gazeux en un état de plasma (qui s'appelle gaz ionisé) ne s'effectue pas à une pression donnée et une température constante, avec une chaleur latente (la chaleur latente c'est une quantité de chaleur qu'il faut fournir à une matière pour quelle puisse changer de son état physique), comme pour les autres états de la matière; mais il s'agit d'une transformation progressive. Lorsqu'un gaz est suffisamment chauffé à certain degré Celsius, son énergie d'ionisation est de quelques électron-volts [46]. La température nécessaire pour transformer le gaz à un plasma est donc celle à partir de laquelle l'énergie thermique, qui peut être estimée par le produit $k_B T$ (k_B : c'est la constante de Boltzmann, T : température) atteint cet ordre de grandeur, c'est-à-dire lorsque $k_B T \approx 1$ eV, soit une température égale à 11 000 K) [47]. Les électrons des couches extérieures de l'atome peuvent être arrachés (ou quittés l'atome) lors des collisions entre électron-particules, les noyaux et les électrons se déplacent indépendamment dans le milieu et forment un mélange globalement neutre « plasma ».

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

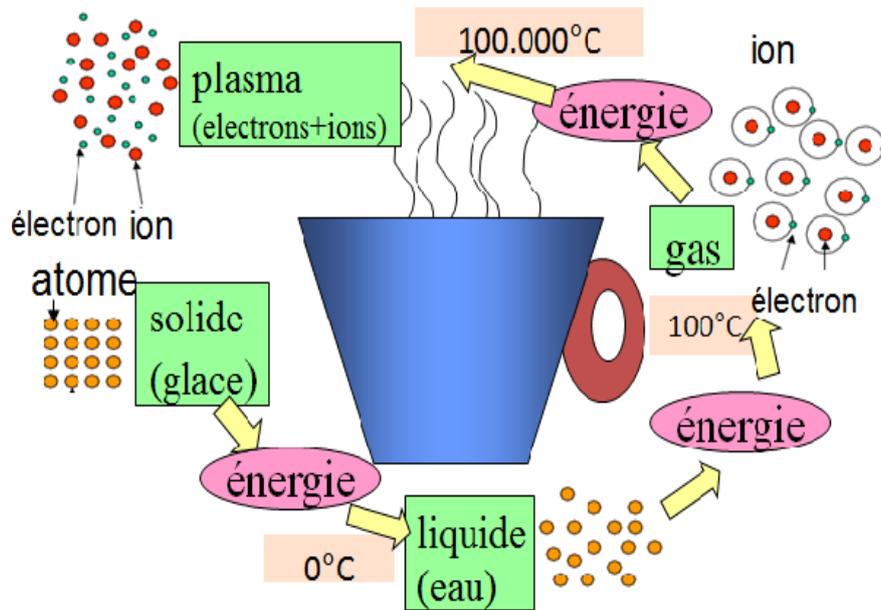


Figure I.3. Échelle de température pour les quatre matières [48]

I.4.2. Décharge électrique

La décharge électrique c'est un système fermé composé de trois éléments essentiels [49]:

- L'enceinte qui englobe tout le système
- Le volume gazeux dans lequel se produit la décharge électrique,
- Les électrodes entre lesquelles on applique un champ électrique, ce qui permet le passage d'un courant électrique dans le gaz.

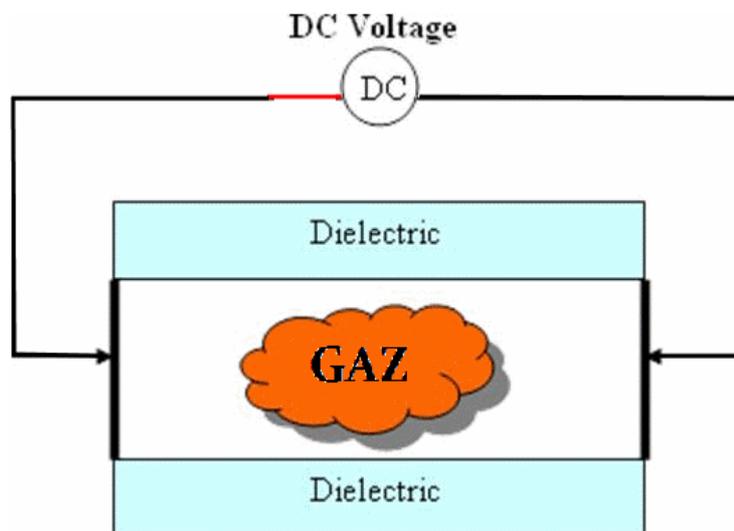


Figure I.4. Décharge Electrique [50]

Lorsqu'on applique une différence de potentiel dans une décharge électrique, le courant traverse le gaz qui se trouve au milieu, il dépose une partie de son énergie en excitant, et ionisant les molécules et les atomes de ce gaz cela nous permet de passer de l'état gazeux à l'état plasma [50].

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

I.5. Pourquoi étudions-nous la physique des plasmas?

La physique des plasmas est très importante dans notre vie surtout avec la progression rapide des applications de cet état de la matière et aussi qu'il y a une vérité que nous ne pouvons pas négliger que notre univers est formé de 99% de plasma ce pourcentage peut apparaître bizarre pour des personnes qui n'ont jamais entendu le mot plasma, alors que sur Terre nous trouvons pas on réalité le plasma sauf dans les phénomènes naturels comme les arcs électrique ou la foudre, ainsi que les aurores boréales, qu'il est facile de penser qu'il y a quelque chose de magique derrière tous ces phénomènes [51].

En astrophysique comme les étoiles, les nébuleuses, et le milieu interstellaire sont composés de plasma, environnement planétaire : la magnétosphère est dense en plasma.

L'étude des plasmas est essentielle pour faire progresser le développement technologique à des fins pratiques telles que le développement des instruments médicaux, les lampes, ainsi que les réacteurs à fusion (Tokamak) [52].

Les applications technologiques des plasmas joueront un rôle progressif dans la physique et la recherche du 21e siècle. Les études de physique des plasmas font des progrès passionnants dans la recherche sur l'énergie de fusion, qui pourrait être la clé pour que l'humanité produise une électricité abondante, sûre et sans carbone. La recherche sur le plasma conduit à de nouvelles connaissances approfondies sur le fonctionnement interne du Soleil et d'autres étoiles, et sur des objets astrophysiques fascinants tels que les étoiles à neutrons et les trous noirs. L'étude du plasma permet de prévoir la météo spatiale, la purification de l'eau et même les traitements médicaux, la fusion thermonucléaire, entre les noyaux légers (comme par exemple le deutérium et le tritium) a lieu à des températures très grande de l'ordre de 10^8 K°. A cette grande température, les gaz sont complètement ionisés et ils sont à l'état de plasma [53].

I.6. Comment les plasmas sont-ils utilisés?

Les scientifiques et les chercheurs utilisent des plasmas depuis de nombreuses décennies. Des exemples quotidiens de plasmas incluent des plasmas dans des tubes au néon, des étincelles électriques et le filament de plasma dans un éclair. C'est la base de certains des phénomènes les plus spectaculaires de la nature. L'étincelle violente de la foudre, les aurores boréales lumineuses fantomatiques, l'interaction cosmique des couleurs dans une nébuleuse et même la luminosité brûlante au cœur de chaque étoile ont toute leur origine dans le plasma [54]. En fait, les plasmas sont la forme de matière la plus répandue dans l'univers ! La lueur intense et surnaturelle de Plasma semble presque surnaturelle. Cependant, les plasmas

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

contiennent des concepts physiques sous-jacents. Un plasma est un gaz qui est chauffé au point que les particules de gaz individuelles se séparent en une collection de particules chargées positivement et négativement. La lueur distincte d'un plasma est créée par la recombinaison occasionnelle de charges positives et négatives qui produit une émission de lumière avec une couleur déterminée uniquement par la chimie des gaz [55].

Le plasma est utilisé pour des applications biomédicales, le nettoyage de la pollution le soudage, plasma de dépôt et gravure et la stérilisation d'instruments médicaux, la purification de l'eau contaminée et le traitement des déchets nocifs, l'éclairage des maisons. Une compréhension très claire de la science du plasma est essentielle pour la recherche sur l'énergie de fusion [56].

Les propriétés du plasma sont très différentes de celles d'un gaz normal. Par exemple, un plasma est électriquement conducteur ; son mouvement peut être influencé par des champs électriques et magnétiques. A côté de l'étude des propriétés du plasma, signalons que les méthodes expérimentales et numérique et aussi théoriques utilisées en physique des plasmas sont communes à d'autres branches de la physique comme le domaine chimique ainsi que l'électronique et aussi l'informatique..etc. Un domaine important est l'étude des propriétés des faisceaux d'électrons et d'ions et de la propagation des ondes dans un tel milieu. Il y a aussi plasma de dépôt et gravure comme les microprocesseurs et autre composants, aussi on trouve le plasma dans les technologies des couches minces, et d'autre domaine comme l'optique ainsi la médecine et la Biologie aussi ou pour l'ajout de couche de protections en métallurgie. Implantation ionique utilisés dans l'industrie des matériaux, permettent de modifier les propriétés de matériaux immergés dans un plasma [57].

I.7. Quels sont les phénomènes que nous pouvons étudier en physique des plasmas ?

La physique des plasmas est une étude fluide de particules chargées interagissant avec des champs électriques et magnétiques auto-cohérents. Il s'agit d'une discipline de recherche fondamentale qui a de nombreux domaines d'application différents et qui approfondit les concepts fondamentaux de plusieurs branches de la physique comme (physique statistique, mécanique des fluides, physique quantique, physique atomique, , chimie physique, etc.) pour s'adapter aux problèmes complexe par nature de l'étude d'un ensemble disparate de particules chargées et non chargées soumises à divers champs électrique et magnétique de force. La branche chimie y tient également une part importante de la physique des plasmas dans les collisions et les réactions chimiques [58]. L'espace et l'astrophysique, la fusion

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

contrôlée, physique des accélérateurs et stockage de faisceaux, ainsi que l'étude des ondes dans les plasmas, et aussi l'étude des phénomènes de transport des particules chargées comme les ions et électrons, ainsi que les particules neutres comme les atomes et les molécules mais également la conductibilité électrique et la conductibilité thermique. La recherche fondamentale en physique des plasmas se concentre sur la recherche de processus fondamentaux qui se produisent dans le plasma - la thermodynamique des plasmas, les études de microgravité. Ces études incluent également le développement de nouvelles sources de plasma et de nouveaux outils de diagnostic in-situ et optique [59].

I.8. Application des plasmas

- traitement de matériaux :
 - projection plasma,
 - dépôt de couches minces (1 μm), intermédiaire (1 μm -100 μm) ou épaisse (>100 μm).
 - traitement de surface des métaux et polymères,
- environnement :
 - traitement des effluents polluants gazeux ou liquides,
 - vitrification et traitement de déchets (amiante, REFIOM...),
 - traitement de l'eau,
 - destruction des bactéries,
 - neutralisation des odeurs,
- aéronautique :
 - traitement de surface,
 - propulsion,
 - rentrée atmosphérique,
- soudage et découpe des métaux,
- source de chaleur pour les fours (fours verriers, hauts-fourneaux...),
- sources d'éclairage domestique ou scientifique,
 - disjoncteurs de centrales électriques : problèmes d'érosion des contacteurs liés à la formation d'arc électrique.

CHAPITRE I : Généralité sur les Plasmas

I.9. Questions de compréhension

Exercice d'entraînement : Mettez Faux ou Vrai, on corrigeant les phrases fausses :

1. Les plasmas sont de bons conducteurs d'électricité grâce à leur forte densité d'électrons libres.
.....
2. Les ions libres sont des espèces énergétiques dans les plasmas froids.
.....
3. La matière qui constitue l'environnement des planètes et du Soleil est essentiellement constituée d'atomes et molécules.
.....
4. La somme totale des charges est nulle dans un volume de plasma.
.....
5. La matière qui constitue l'environnement des planètes et du Soleil est essentiellement constituée d'atomes et radicaux libres ?
.....
6. Dans un plasma, on mesure la température par le C°
.....
7. Les plasmas artificiels créés en laboratoire sont généralement des plasmas hors équilibre thermodynamique
.....
8. Dans un plasma froid, les électrons sont chauds et les ions froids
.....

Chapitre II : Différentes caractéristiques des plasmas

II.1. Caractéristiques typiques de plasmas

Le plasma est un état de la matière qui est souvent considéré comme un sous-ensemble de gaz, mais les deux états se comportent très différemment. Comme les gaz, les plasmas n'ont ni forme ni volume fixes et sont moins denses que les solides ou les liquides. Mais contrairement aux gaz ordinaires, les plasmas sont constitués d'atomes et des molécules dans lesquels certains ou tous les électrons ont été éliminés de ces atomes et les noyaux chargés positivement, appelés ions positifs, se déplacent librement dans le milieu [60].

Un gaz est composé de molécules neutres et d'atomes", a déclaré Xuedong Hu, professeur de physique à l'Université de Buffalo. Autrement dit, le nombre d'électrons chargés négativement est égal au nombre de protons chargés positivement [61].

Le plasma est un gaz chargé, avec de fortes interactions coulombiennes [ou électrostatiques] ». Les atomes ou les molécules peuvent acquérir une charge électrique positive ou négative lorsqu'ils gagnent ou perdent des électrons. Ce processus est appelé ionisation [62].

Les conditions des densités et des températures dominant au sein de différents milieux de plasma naturels ou créés par l'homme sont très disparates. Une façon de s'en persuader est de regarder la valeur que prennent ces deux paramètres pour certains plasmas.

On décrit un plasma en spécifiant **la densité ionique et électronique**. Nous définirons la densité comme le nombre d'électrons ou le nombre des ions par unité de volume, soit n_e densité d'électrons. Et la densité d'ionique n_i (si les ions ont une charge $+Ze$), la condition de neutralité de charge dans le plasma s'écrit de la façon suivante [63]

$$n_e e = n_i Z e$$

- e est la charge d'électrons, et si Z vaut 1 nous avons $n_i = n_e$

Une autre quantité importante est la **température T**. Là il nous faudra distinguer entre la température électronique T_e et la température ionique T_i bien que les deux densités d'électrons et d'ions soient dans le milieu. Il est évident qu'à l'équilibre ces deux densités sont égales.

- Les plasmas de laboratoire ont pour les paramètres suivants [64]

Densité : $n_e = n_i = 10^{14} - 10^{17}$ particules/m³

Température : 0.1 eV à une dizaine d'eV

(1 eV \approx 11600° K)

CHAPITRE II : Différentes caractéristiques des Plasmas

- Les plasmas pour la fusion de confinement magnétique ont une densité de l'ordre de $10^{19} - 10^{20}$ particules/m³. Les températures sont de 10 keV à 15 keV, de l'ordre de 174 MK (mégakelvins)

II.2. Degré d'ionisation

L'état d'ionisation d'un plasma est lié à sa température T et sa densité n [65]

- Pour un atome A quelconque dans un plasma, une collision ionisante est du type
 $e + A(\text{Atom}) \rightarrow e + A^+(\text{ion}) + e$
- A l'équilibre, le plasma contient donc n_e électrons, n_i ions et n_0 c'est densité des neutres par unité de volume.
- En général, le gaz est macroscopiquement neutre, les densités sont égales
 $n_e = n_i = n_0$
Cette neutralité est la conséquence des forces électrostatiques très intenses qui apparaissent dès que l'on a : $n_e \neq n_i$
- Pour un plasma globalement neutre:

La valeur du degré d'ionisation dans les divers type des gaz ionisés varie de l'ordre de 10^{-10} par exemple jusqu'à 1, nous classerons d'une façon provisoire, qui sera justifiée ultérieurement; les gaz ionisés en deux familles [66]:

- Gaz faiblement ionisés : $\delta < 10^{-4}$ (plasma froid).
- Gaz fortement ionisés : $\delta > 10^{-4}$ (plasma chaud)
- Gaz complètement ionisé : $\delta = 1$
- Quand le degré d'ionisation est égal à 1 ; la densité des molécules neutres est nulle ; De plus, dans un plasma dont la température est supérieure à 1 eV, on dit que le gaz est totalement ionisé. Si on chauffe un gaz à cette température, l'énergie moyenne ($= 3K_B T/2$) peut devenir égale à l'énergie d'ionisation E_i .
- Le degré d'ionisation, δ est défini par l'équation suivante [67]

$$\delta = \frac{n_e}{n_0 + n_e}$$

Ou : n_e, n_i densité des électrons, ions respectivement
 n_0 densité des neutres

CHAPITRE II : Différentes caractéristiques des Plasmas

II.3. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen (λ) est la distance qu'une particule (comme électron, ion, atome, etc.) du plasma traverse entre deux collisions (deux chocs successifs) et, due à la nature statistique des collisions, il a une distribution spécifique. Il peut généralement être décrit par l'équation suivante [68] :

$$\lambda = \frac{\overline{v_{e,i}}}{\nu_{e,i}} = \frac{1}{N\pi(r_1 + r_2)^2} = \frac{1}{N\sigma}$$

Où $\overline{v_{e,i}}$ est la vitesse moyenne de l'électron ou ion, $\nu_{e,i}$ est le taux de collision d'électrons ou d'ions.

r_1, r_2 sont les rayons des particules en collisions ou (diamètre de la particule bombardé) ;

N est la densité du nombre de la particule (nombre de particules par unité de volume).

σ : Section efficace de collision = $\pi(r_1 + r_2)^2$

C'est pourquoi les plasmas se font généralement à basse pression, en abaissant la pression, on diminue la densité N , on a donc un libre parcours moyen plus grand. Cela permet aux particules d'avoir plus de temps pour être accéléré par le champ électrique entre les collisions et ainsi fournir un plus grand transfert d'énergie lors de la collision ce qui facilite l'ionisation et ainsi l'obtention d'un état plasma stable [69].

II.4. Longueur de Debye *De*

En physique des plasmas, la longueur de Debye est définie comme une distance caractéristique sur laquelle les ions et les électrons peuvent être séparés dans un plasma, et est égale au rapport de la vitesse thermique des électrons par la fréquence du plasma [70]. Le chimiste Peter Debye, a prouvé que les électrons écrantent le champ électrostatique dans un plasma ou un autre conducteur. Autrement dit, aussi que la longueur de Debye est la distance au-delà de laquelle une séparation significative des charges positive ou négative peut avoir lieu [71].

La neutralité électrique dans un milieu de plasmas est seulement vraie de façon macroscopique. Le champ électrique de chaque particule interagit avec les charges électriques des particules proches. Cette longueur définit le volume (c'est la sphère de Debye) dans laquelle la règle de neutralité peut être négligée. Cette longueur peut être généralement approximé par l'équation suivante :

On a vu qu'un plasma est un milieu dans lequel les densités d'électrons et d'ions sont suffisamment grandes pour que les forces électrique associées à ces charges positives ou

CHAPITRE II : Différentes caractéristiques des Plasmas

négatives maintiennent une neutralité électrique macroscopique de ce milieu. Un gaz ionisé est considéré comme un plasma si seulement sa longueur de Debye est beaucoup plus petite que les dimensions physiques du plasma et si le nombre de particules dans la sphère de Debye est plus grand que l'unité. Un milieu plasma peut supporter aussi une non-neutralité électrique mais uniquement sur des dimensions dont l'ordre de grandeur est fixé par la longueur de Debye (λ_D) [72]. Cela nous conduit à comprendre que la longueur de Debye est plus faible que la densité de plasma qui est grande, cette longueur croît avec la température des particules chargées (électron, ou ions).

La longueur de Debye est une mesure de la distance dans le plasma où le potentiel d'une électrode ou d'une sonde est observé. Elle peut être exprimée par l'équation de l'énergie potentielle à la distance x

Le champ électrique représenté par l'équation suivante

$$\vec{\nabla} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \Rightarrow \frac{dE}{dx} = -\frac{qn_e}{\epsilon_0} \Rightarrow dE = -\frac{qn_e}{\epsilon_0} dx \quad (\text{Eq.II.1})$$

On fait l'intégrale de l'équation (Eq.II.1) pour trouver l'équation du champ électrique (Eq.II.2) dans la direction de x

$$E = \frac{qn_e}{\epsilon_0} x \quad (\text{Eq.II.2})$$

n_e indique la densité électronique, ϵ_0 permittivité du vide

$$\text{L'énergie potentiel : } \vec{F} = -\nabla E_p = -qE \quad (\text{Eq.II.3})$$

On remplace l'équation du champ électrique (Eq.II.2) dans l'équation (Eq.II.3)

$$E_p = \frac{q^2 n_e}{2\epsilon_0} x^2 \quad (\text{Eq.II.4})$$

L'énergie potentielle dans les plasmas

$$E_p = \frac{1}{2} k_B T \quad (\text{Eq.II.5})$$

Si on fait l'égalité entre l'équation (Eq.II.4) et l'équation (Eq.II.5) de l'énergie potentielle, on arrive à déterminer la longueur de Debye représenté par la distance x du trajet des électrons ou des ions [73]:

Pour les électrons et les ions

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e q_e^2}} \quad \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_i}{n_i q_i^2}}$$

Où ϵ_0 est la permittivité de vide, K_B est la constante de Boltzmann et q est la charge de l'électron, ainsi que T , n c'est la Température et densité ((nombre d'électrons ou ions par unité de volume)).

CHAPITRE II : Différentes caractéristiques des Plasmas

Une expression similaire pour la longueur de Debye des ions peut être écrite avec les quantités d'ions appropriées. Normalement, les électrons ont tendance à se rassembler autour d'un potentiel positif, donc la longueur de Debye des électrons sera importante dans ces conditions, et vice versa pour les ions. Souvent la longueur de Debye des électrons égale à la longueur de Debye des ions [74].

$$\lambda_{De} = \lambda_{Di}$$

Typiquement, la longueur de Debye dans un plasma à basse pression de l'ordre ($\sim 300\text{mTorr}$) est autour de 1 mm et le nombre d'électrons dans la sphère de Debye entre 10^4 à 10^7 électrons.

On considère un plasma composé d'une espèce ionique monochargée et d'électrons, et on suppose que les ions sont immobiles. A l'équilibre, la neutralité électrique s'exprime par : $\bar{n}_i = \bar{n}_e$, où le symbole '-' exprime une grandeur moyenne. Les électrons sont attirés par les ions, mais repoussés par les électrons. La conséquence de cela est une augmentation de concentration d'électrons autour des ions qui va avoir dans le milieu, au moins à grande distance, de neutraliser le champ créé par l'ion positif ; c'est l'effet d'écrantage de Debye [75].

II.5. Fréquence du plasma

La demande d'un comportement collectif dynamique peut être quantifiée par la fréquence plasma. Le mouvement collectif le plus simple est l'oscillation des électrons (rapides) contre le fond ionique (supposé au repos). Le déplacement d'un nuage d'électrons (voir Fig. 1.3) crée un champ électrique

$$E = en_e\delta/\epsilon_0$$

où δ est le déplacement et donc aussi l'épaisseur de la tôle. L'équation du mouvement de la feuille d'électrons est

$$M \frac{d^2}{dt^2} = -QE$$

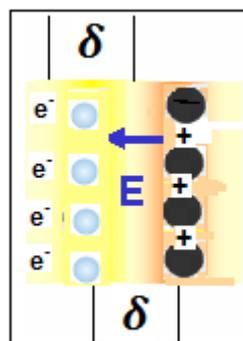


Figure II.1. Déplacement d'une nappe d'électrons contre le fond ionique

CHAPITRE II : Différentes caractéristiques des Plasmas

Ou $M = n_e \delta m_e$ avec m_e est la masse d'électron, et la charge par unité de surface $Q = n_e \delta e$, on introduit l'équation du champ électrique, nous arrivons à une équation d'oscillation avec la pulsation

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

ω_{pe} est appelée la fréquence du plasma (pour les électrons).

Le comportement collectif des plasmas se manifeste lorsqu'on écarte le plasma de l'équilibre pour lequel les densités des particules chargées sont spatialement homogènes. Le milieu retourne alors à l'équilibre en oscillant à la fréquence plasma électronique. La pulsation plasma électronique s'écrit, si l'on ne considère pas les collisions.

L'oscillation collective des électrons ne doit pas être entravée par des collisions avec les particules lourdes. Si leur fréquence angulaire moyenne de collision est désignée par ω_c

$$\omega_{pe} \gg \omega_c$$

Cette équation peut être formulée comme une condition d'un comportement collectif dynamique

II.6. Propriétés des plasmas

L'étude des propriétés physiques et surtout électrodynamiques du plasma constitue aujourd'hui l'un des domaines de recherche les plus vastes et les plus difficiles de la physique. Des galaxies spirales à la fusion contrôlée, cet état méconnu de la matière, l'état fondamental, s'avère de plus en plus important pour expliquer la dynamique de l'univers et exploiter le monde matériel pour le plus grand résultat technologique. Diverses méthodes ont été développées par des méthodes expérimentales et numériques comme par exemple des mesures d'ions par spectrométrie de masse (Matsuda et al., 1983 ; Robertson et al., 1983)[76,77], les mesures radicaux par spectroscopie d'absorption (Anderson et al., 1999)[78] ou d'émission optique, des mesures de densités électroniques et de champs électriques par sondes. En particulier, les radicaux neutres et non émetteurs (par exemple, les radicaux dans l'état fondamental électronique) devraient être présents en abondance dans un plasma hors d'équilibre et sont devenus mesurables récemment par (Motlagh and Moore, 1998, Mi et Bonham, 1998, Sugai et al., 1995 ; Cosby, 1993 ;) [79-82].

Le plasma est l'état d'énergie le plus élevé de la matière. Il se compose d'une collection d'électrons libres, d'ions positifs et de particules neutres. Bien qu'il soit étroitement lié à la phase gazeuse en ce sens qu'il n'a pas de forme ou de volume défini, il diffère de plusieurs

CHAPITRE II : Différentes caractéristiques des Plasmas

manières. Pour comprendre les propriétés du plasma, il est important de détecter les électrons, les ions, les neutres et les autres espèces actives présentés dans un plasma et de mesurer leurs densités ainsi que leurs températures, la courbe suivante décrit les propriétés de quelques plasmas en fonction de la température mesurée en (K) et la densité en (m^{-3}).

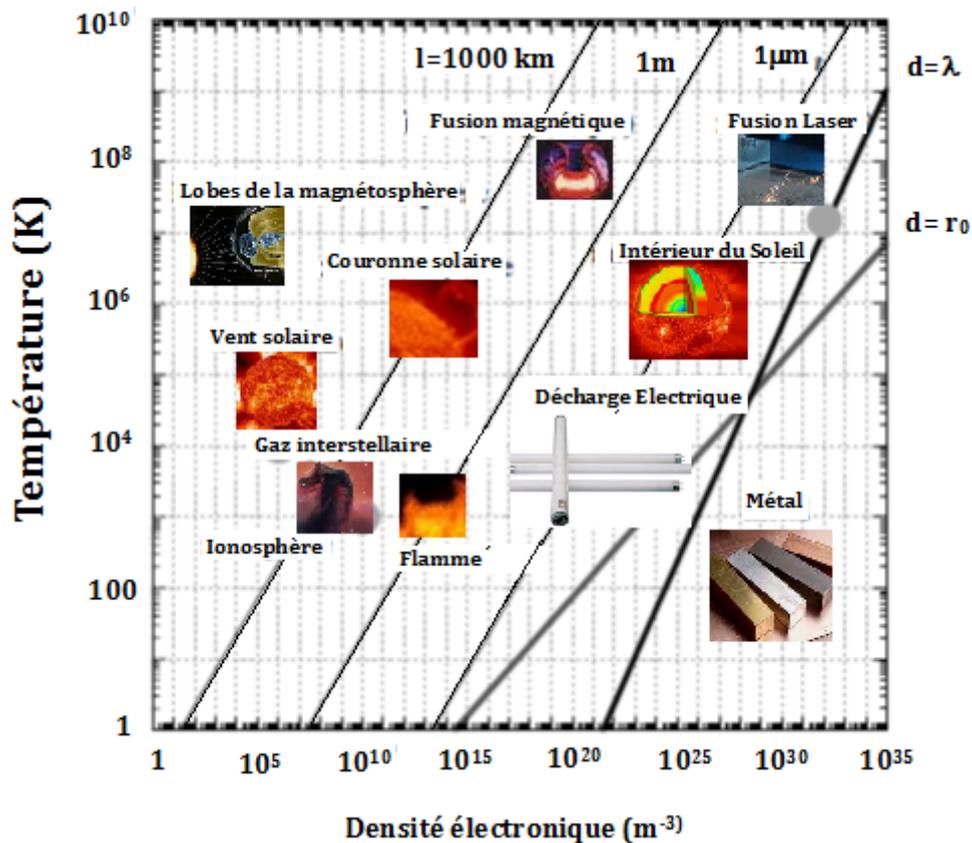


Figure II.2. Ordre de grandeur des températures et des densités de quelques plasmas [83]

II.6.1. Température du plasma

La température du plasma est définie comme la moyenne des énergies de translations des particules chargées et non chargées dans la décharge. Étant donné la différence de masses qui existe entre les électrons et les espèces lourdes, ces deux particules sont souvent considérées comme étant deux systèmes chacun dans leur propre équilibre thermodynamique. C'est pourquoi, lorsqu'on parle de plasma, on entend souvent parler de plusieurs températures (électronique, ionique, gaz) qui peuvent être toutes différentes. La température électronique est souvent considérée comme la plus importante pour déterminer et démontrer les phénomènes dans le plasma puisqu'ils sont les agents les plus actifs pour l'ionisation du gaz et aussi la création des radicaux. En général, dans les plasmas froids on a $T_e \gg T_i > T_n$, où T_e est la température électronique, T_i la température ionique et T_n la température des neutres, proche de la température ambiante [84].

CHAPITRE II : Différentes caractéristiques des Plasmas

II.6.2. Densité du plasma

La densité de plasma fait référence à la concentration ou au nombre de particules de gaz ionisé dans un volume donné. Ceci est également parfois utilisé pour discuter du pourcentage de gaz dans un volume qui est à l'état ionisé. Les champs électriques qui génèrent des plasmas donnent leurs énergies aux électrons, qui vont s'échauffer, et ensuite transférée leurs énergie aux ions, et aux autres particules lourdes (atome, molécule) par collision [85].

Étant donné que la densité du plasma peut varier, les propriétés du plasma varient en fonction de sa densité. Même un gaz faiblement ionisé avec une très faible densité de plasma est toujours considéré comme un plasma et présente les caractéristiques du plasma. Le plasma produit dans l'industrie est généralement c'est du plasma froid, ce qui signifie qu'il est créé à des températures plus basses et une densité de plasma plus faible ; généralement de moins de 1% ou environ cent millions d'électrons par centimètre cube. Le plasma chaud, qui est le type associé au plasma naturel ou à l'astrophysique, est complètement ou totalement ionisé a une densité de plasma très élevée d'environ un billion d'électrons par centimètre cube.

A basse pression, la densité du plasma est généralement basse et donc le taux de collision est faible. Même si le taux de collision est suffisant pour maintenir une distribution thermique entre les électrons, ils seront dits découplés des particules lourdes. Ceci dépend toutefois du taux de transfert d'énergie en eV par collision. Par exemple dans un plasma de fusion et si les électrons et les ions sont bien confinés on peut avoir une égalité entre la température électronique et ionique $T_i = T_e$.

Par contre dans les plasmas à basse pression comme les lampes on peut avoir une température électronique dextrement supérieure à la température ionique $T_e \gg T_i$ [86].

Les plasmas sont généralement caractérisés par leurs températures et aussi leurs densités. Le produit nT , densité-température, dépend de la puissance injectée et du confinement du plasma.

CHAPITRE II : Différentes caractéristiques des Plasmas

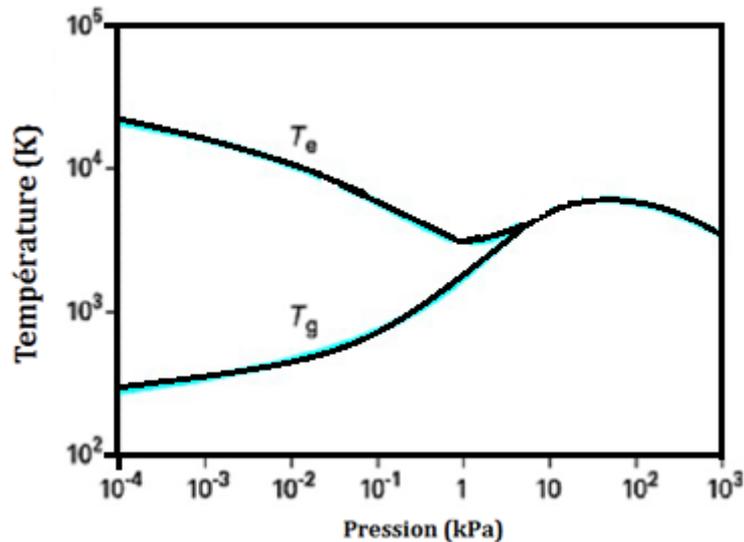


Figure II.3 : Températures des constituants de plasma en fonction de la pression [87]

II.6.3. Distribution d'énergie des électrons

Les électrons libres sont les espèces énergétiques dans les plasmas. Ils obtiennent l'énergie du champ électrique beaucoup plus rapidement que les ions et lorsqu'on considère seulement les collisions élastiques, on peut les considérer thermiquement isolés des atomes et molécules par leurs différences de masses. De cette façon, les électrons accumulent assez d'énergie cinétique pour effectuer des collisions inélastiques et produire l'ionisation nécessaire pour soutenir la décharge. Les classes typiques de réactions dans le volume du plasma comme l'excitation, l'ionisation et la dissociation par impact d'électrons qui sont également les précurseurs de plusieurs autres réactions très importantes impliquant strictement des particules lourdes dans le plasma telles que l'ionisation ou l'excitation métastable induite, les réactions ion-molécule et les associations de radicaux. Ainsi, les réactions mettant en cause les électrons libres sont les plus déterminantes pour contrôler la composition des espèces qui arrivent sur le substrat (les électrodes) [88].

CHAPITRE II : Différentes caractéristiques des Plasmas

II.7. Questions de compréhension

1. Questions : Mettez Faux ou Vrai, on corrigeant les phrases fausses :

1. Dans un plasma, on mesure la température par °C
2. Les plasmas émettent de la lumière par un rayonnement visible.
3. Un plasma à basse pression la température électronique égale la température du gaz
4. La longueur de Debye est l'échelle temporelle au-delà de laquelle les effets coulombiens d'une particule chargée sont écrantés

Exercice 1:

Dans un plasma la longueur de Debye et le nombre de particules dans une sphère de Debye. Donnez l'expression de la longueur de Debye avec définition de chaque terme?

Exercice 2:

Un gaz ionisé est **subi** plusieurs collisions, les rayons des particules en collisions r et r_1 égal respectivement 10 cm, 12 cm. La densité du nombre de la particule (nombres de particules par unité de volume) $N=10^{+2} \text{ cm}^{-3}$.

-Calculer le libre parcours moyen (l) ? Que signifie ce libre moyen ?

Chapitre III : Décharge Electrique

III.1. Décharge électrique dans les gaz

III.1.1. Introduction

Les gaz sont des isolants de l'électricité (mauvais conducteurs d'électricité) car les molécules n'ont pas de particules de charge libre pour la migration dans ces conditions. A pression atmosphérique normale, et si on établit une différence de potentiel entre deux électrodes plane et parallèle placées à quelques cm l'une de l'autre, la conduction électrique démarre sous forme d'étincelles. Le passage du courant électrique est appelé décharge électrique dans les gaz [89]. La décharge d'électricité à travers les gaz peut être systématiquement étudiée à l'aide du tube à décharge illustré ci-dessous. Une décharge électrique est la libération et la transmission d'électricité dans un champ électrique appliqué à travers du milieu gazeux. Les propriétés des décharges électriques dans les gaz sont étudiées dans le cadre d'améliorer la compréhension des phénomènes dans les gaz ainsi que le développement des applications de plasma comme l'éclairage et les équipements électriques à haute tension [90].

Sous des conditions normales de pression, température et de tension, un gaz est parfaitement isolant. Si ce gaz est placé entre deux électrodes planes et parallèle entre lesquelles on applique une tension supérieur ou égale à la tension de claquage spécifique au gaz utilisé, le courant d'ionisation produit, peut croître jusqu'à rendre le gaz parfaitement conducteur. Cela se manifeste par l'apparition d'un canal ionisé qui relie l'anode à la cathode et provoque une chute de tension: c'est le claquage électrique du milieu gazeux. Cette transition d'un état isolant à un état conducteur peut être d'une part provoquée et exploitée dans plusieurs domaines de l'industrie (traitement de surface, industrie de la micro-électronique, dispositifs de dépollution,...). En tout état de cause, on aura besoin de comprendre le développement de cette décharge afin de la maîtriser et de mieux l'utiliser dans un cas, et de l'empêcher dans l'autre. Ces interactions entre les particules du plasma dépendent directement des paramètres extérieurs de la décharge, Ainsi le temps de transition et les étapes précédentes [91].

Le claquage est influencé par des paramètres tels que la tension appliquée, la pression, la température, la géométrie des électrodes ainsi que l'état de pré-ionisation du gaz. De nombreuses études ont été faites pour effectivement trouver des lois qui régissent le développement de cette décharge sous l'influence de tel ou tel paramètre [92]. Il était bien sûr préférable dans une première phase de recherche, d'avoir les paramètres de la décharge sous

CHAPITRE III : Décharge Electrique

leur forme la plus simple pour faciliter l'interprétation des mécanismes. Ainsi la plupart de ces études concernaient des dispositifs à champ uniforme.

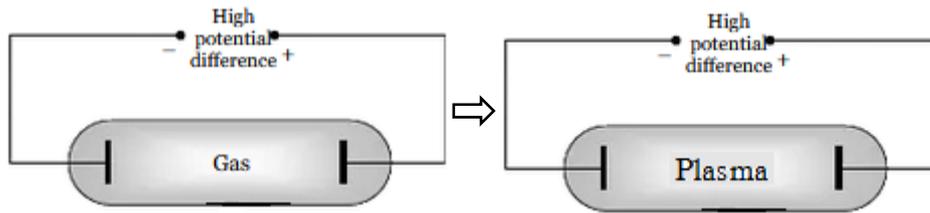


Figure III.1. Tube de décharge électrique [93]

III.2. Mécanismes de décharge dans les gaz

Une **décharge électrique** est un canal conducteur se formant, sous certaines conditions, entre deux électrodes, à travers un milieu normalement isolant [94].

Divers phénomènes se produisent entre deux électrodes séparées par un intervalle de gaz et soumises à une différence de potentiel.

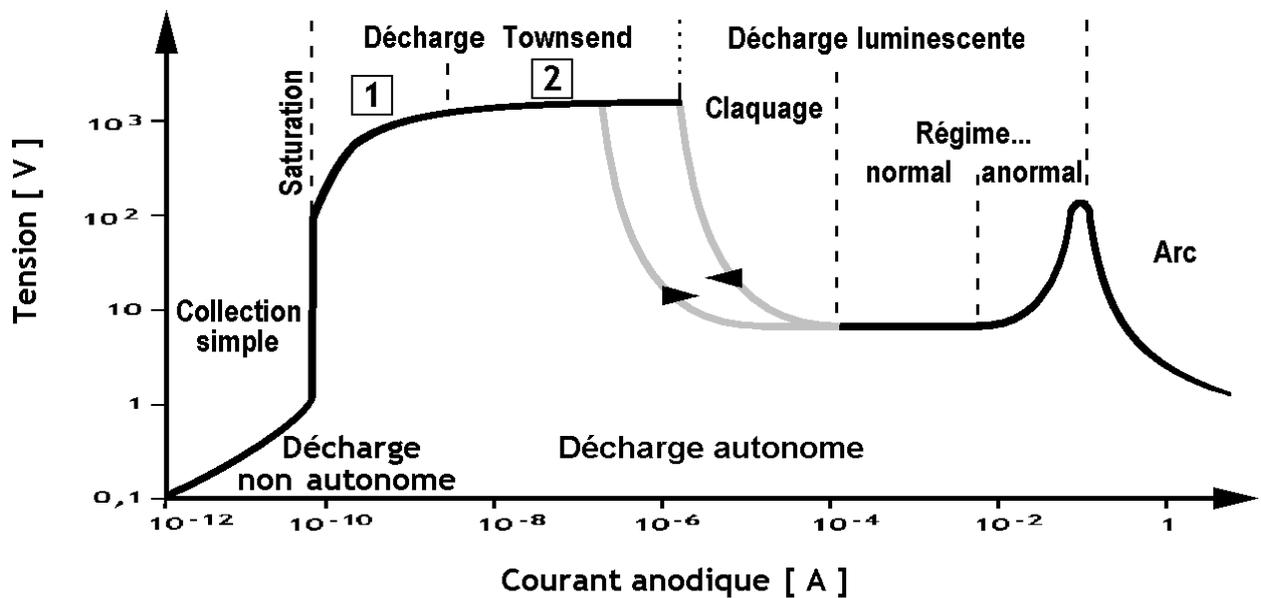


Figure III.2. Caractéristique courant-tension pour une décharge électrique entre deux électrodes planes parallèle [95]

CHAPITRE III : Décharge Electrique

III.2.1. Définition

Une décharge électrique est divisée en deux types de décharge : décharge non autonome et la décharge autonome [96].

- ✓ La décharge est dite *non autonome* lorsque l'émission secondaire des électrons doit être provoquée par une quantité d'énergie thermique comme par exemple une cathode chauffée ou par le phénomène d'irradiation. La décharge non autonome s'arrête si l'agent ionisant extérieur est absent.

Dans certaines configurations de décharge électrique, il se peut que l'irradiation naturelle par exemple les rayons Ultraviolet UV ou les rayons cosmiques (spatiaux) suffise à obtenir la décharge non autonome.

- ✓ La décharge est dite autonome est maintenu malgré qu'on a une absence de l'agent ionisant extérieur. Cette décharge est aussi appelée une décharge indépendante.

La décharge électrique autonome est contient deux décharges importantes : décharge luminescente qui englobe aussi la décharge sombre de Townsend et la décharge d'arc.

La décharge luminescente est une décharge autonome dans laquelle la plupart des porteurs de charge (négative ou positive) sont des électrons produits par l'émission secondaire ou des ions produit par le phénomène de multiplication électronique ou d'émission électronique primaire.

- **L'émission électronique primaire** consiste en une émission thermoélectronique [97] ou une émission par effet de champ électrique ainsi que par photoémission.
- ✦ La photoémission : Dans un métal, les électrons se déplacent librement. La photoémission c'est une technique utilisée dans le domaine de spectroscopie basée sur le bombardement d'une surface métallique par une onde électromagnétique comme les photons, s'appelle l'effet photoélectrique, La photoémission permet de mesurer les vitesses des électrons. Un photon à rayons X est incident sur l'échantillon et éjecte soit un électron de base, soit un électron de valence [98,99]
- ✓ Si nous mesurons l'énergie cinétique des électrons émis, nous pouvons déterminer l'énergie de liaison des électrons
- ✓ En spectroscopie de photoémission résolue en angle (ARPES), nous mesurons l'impulsion des électrons de la bande de valence émis, ce qui donne la dispersion de la bande de valence et les surfaces de Fermi

CHAPITRE III : Décharge Electrique

- ✓ Dans la photoémission intégrée à l'angle, nous intégrons sur l'impulsion des électrons de la bande de valence émis et obtenons la densité de la bande de valence des états consiste à bombarder un échantillon avec des électrons.
- ✦ Une émission thermoélectronique ou thermoionique : L'émission thermo-électronique est un effet secondaire lié à la présence de gaz dans un ampoule, et dû à des réactions chimiques entre la cathode incandescente et un gaz. Cette opinion se répandait surtout en Allemagne, où de très nombreux scientifique étudié cette idée par différentes expériences, non seulement l'émission thermo-électronique mais aussi l'émission photo-électrique [100]. En 1914, beaucoup des travaux on était faites par Richardson avait un succès très remarquable sur la théorie électronique des métaux. En 1901, Richardson [101] a montré que ceci est dû à l'émission de corpuscules chargés négativement, identifiés depuis comme étant des électrons. Il a obtenu le prix Nobel de physique pour les travaux d'émission thermoionique en 1928 en anglais « bulk properties » [102].
- ✦ Une émission de champ électrique : c'est une émission par effet de champ électrique, lorsque la surface de la cathode conductrice est portée à un potentiel suffisamment négatif, on observe une émission qui ne dépend pas de la température, et qui peut être expliquée par la pénétration des électrons à travers une barrière de potentiel d'un matériau en mécanique quantique [103].
- **L'émission électronique secondaire** : cette émission viens après l'émission primaire des électrons consiste en une émission électronique (des électrons secondaires) due au bombardement ionique de la surface émettrice (cathode) en anglais secondary electron emission SEE [104].

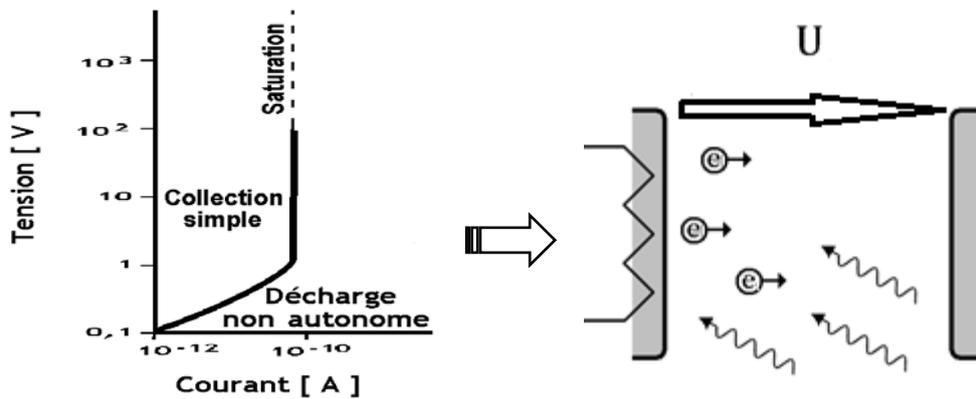
Le changement d'un état isolant (gaz) à un état conducteur (plasma), passe par le phénomène de claquage électrique qui s'appelle le phénomène de Paschen et qui entre dans la décharge de Townsend, pour que des électrons quittent la cathode dans la décharge de sombre de Townsend, il faut qu'ils reçoivent suffisamment d'énergie pour franchir la barrière énergétique d'un matériau que constitue la frontière avec le milieu extérieur [105].

La décharge de l'*arc électrique* est une décharge à fort courant.

III.2.2. Décharge de collection simple

Dans cette région le courant augmente avec l'augmentation de la tension puis se sature autour de la centaine de pico-ampères ($=10^{-10}$ A)

CHAPITRE III : Décharge Electrique



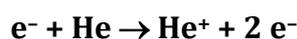
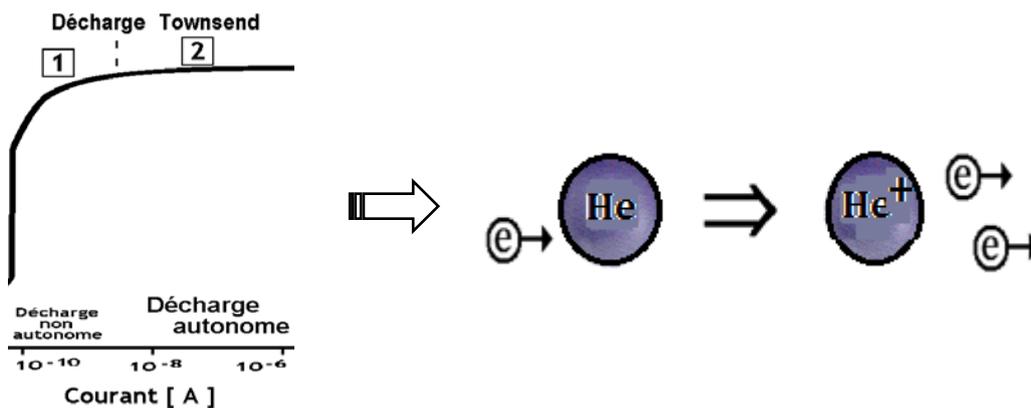
Soit un gaz entre deux électrodes soumises à une différence de potentiel U. En l'absence de production d'électrons, aucun courant ne circule dans l'enceinte. Mais si, par exemple, la cathode est chauffée ou s'il y a un rayonnement (par exemple UV) qui provoque une ionisation du gaz, alors un courant I commence à circuler, selon la loi suivante de type [106]:

$$I = U^\theta$$

Avec $\theta = 1,5 \sim 2$ (selon la pression du gaz).

Le courant électrique dans la décharge est limité par la quantité d'électrons produits par unité de temps. Ce type de décharge est invisible

III.2.3. Décharge avec multiplication électronique



Le phénomène décrit ici, est principalement valable dans les gaz rares comme l'hélium, krypton, néon ainsi que xénon et l'argon qu'on appelle aussi gaz nobles.

Dans cette région l'énergie des électrons accélérés devient suffisante pour ioniser les atomes de gaz, et provoque une multiplication électronique disponibles pour contribuer au courant d'anodique. On a alors une avalanche exponentielle d'électrons [107].

CHAPITRE III : Décharge Electrique

III.3. Aspects fondamentaux de décharge de Townsend

III.3.1. Historique

Le claquage électrique dans les gaz a été intensivement étudié pendant plus de centaine années et des diverses manifestations des décharges électrique a été avancé parallèlement pour une meilleure compréhension des processus fondamentaux de la physique des plasmas.

En 1889, Paschen a exécuté des expériences étudiant la différence potentielle minimum qui était nécessaire pour créer une étincelle entre deux électrodes plane et parallèle dans un tube de verre [108]. Il a remarqué que cette tension dépendre de la pression et le type de gaz, dans le tube de verre, ainsi que la distance entre les deux électrodes, d .

La tension minimale de Paschen de claquage était une fonction du produit $P.d$ (pression et la distance inter-électrode. Cette figure montre la tension de claquage connu sous le nom courbe de Paschen.

Les courbes de Paschen pourraient être mesurées théoriquement ou expérimentalement, et même numériquement mais les processus fondamentaux causant le claquage, n'ont pas été clairement compris. 20 ans après, exactement en 1909, Townsend a proposé une théorie qui explique les phénomènes observés de claquage de gaz [109].

La théorie de Townsend a été basée sur une description des processus observé à l'échelle microscopiques comme l'ionisation des atomes par impact d'électron, et la multiplication de charge négative dans les avalanches d'électrons, ainsi que l'émission d'électron secondaire à la cathode par bombardement des ions [110].

Dans nos jours, la théorie de Townsend est couramment utilisée pour décrire le claquage des gaz dans les décharges à basse pression. Entre les années 1930 à 1940, des nouvelles observations de claquage de gaz dans des conditions expérimentales spécifiques ont montré des mécanismes qui n'étaient pas en accord avec la théorie de Townsend. En particulier, les décharges aux hautes pressions qui sont expliqués par la théorie de streamers connu sous le nom de claquage des flammes (en anglais streamer breakdown), cette théorie a été développée par Loeb [111], Meek [95] et Raether [112], ou les effets de charge de l'espace à l'intérieur des avalanches d'électronique ont été pris en considération, et le plasma arrive à son but prévu.

Les décharges de streamer sont étudiées aussi expérimentalement et théoriquement, par exemple par Garamoon et al. [113-116].

Dans beaucoup d'applications de plasma non seulement d'intérêt fondamental, le claquage est le sujet de recherche très important et. Par exemple, aux applications d'allumage qui étudié

CHAPITRE III : Décharge Electrique

les lampes à décharges d'intensité élevée [117-119], aussi les lampes fluorescentes [120,121], et les écrans d'affichage à plasma PAP [122,123], les purifications des eaux [124, 125]

III.3.2. Mécanisme du claquage

Les gaz sont des excellents isolateurs à une température et pression normal, la conduction est de l'ordre de 10^{-10} A/cm². Cette conduction de courant provient l'ionisation d'air par les rayons cosmique. À des champs électriques très grands, les particules chargées comme les électrons et les ions peuvent gagner une énergie suffisante entre les collisions pour causer l'ionisation sur l'impact avec les molécules neutres. Dans une collision élastique, un électron perd peu d'énergie et accumule rapidement son énergie cinétique qui est assurée par un champ électrique externe. D'autre part, pendant la collision élastique, une grande partie de son énergie cinétique est transformée en énergie potentielle en ionisant la molécule heurtée par l'électron. L'ionisation par impact d'électron en appliquant un champ électrique très fort ce processus important mené au « *claquage électrique* » [126].

III.3.3. Décharge de Townsend

La décharge de Townsend porte le nom de physicien John Sealy Townsend, qui a découvert le mécanisme d'ionisation fondamentale dans les gaz par son travail en 1909 a proposé une théorie qui pourrait expliquer le phénomène de claquage ou le passage d'un gaz à un plasma, caractérisé par un très faible courant entre 0,1 nA à 100 nA [127].

L'avalanche électronique de Townsend est un processus d'ionisation de gaz où les électrons libres sortant de la cathode sont accélérés par un champ électrique, se heurtent à des atomes ou molécules de gaz. Le résultat est une augmentation de nombres d'électron dans le milieu multiplication d'avalanche qui permet la conduction électrique à travers le gaz. La décharge nécessite une source d'électrons libres sortant de la cathode et un champ électrique très intense; Sans ces deux conditions, le phénomène ne se produit pas.

Cette décharge est caractérisée par une croissance quasi-verticale du courant pour une valeur de tension appelée tension de claquage ou disruptive. Cette croissance correspond au passage d'un régime neutre à un régime conducteur où la multiplication électronique est principalement gouvernée l'ionisation par impact d'électrons sur les atomes et les molécules neutres du gaz où l'importance de la multiplication est assurée l'augmentation du flux d'électrons extraits par bombardement ionique de la cathode (2ème régime de Townsend). Dans la décharge de Townsend, la charge d'espace générée par le gaz ionisé est faible et le champ électrique reste égal au champ de Laplacien [128].

CHAPITRE III : Décharge Electrique

« Effet d'avalanche dans les décharges électrique d'un gaz soumis à des rayonnements électromagnétique ionisants entre deux électrodes planes et parallèles. L'événement d'ionisation original libère un électron, et chaque collision inélastique libère un autre électron, donc deux électrons émergent de chaque collision soutenir la multiplication des électrons qui s'appelle l'avalanche électronique » [129].

Des travaux récents ont montré que la Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique (DTPA) est compatible avec les procédés de traitement de surface des matériaux comme, par exemple, l'activation de surfaces polymères ou le dépôt de couches minces [130].

III.3.3.1. Premier coefficient de Townsend

Townsend a présenté un coefficient α connu sous le nom du premier coefficient d'ionisation de Townsend qui définit le nombre d'électrons produits par unité de longueur dans la direction du champ électrique et cela pour expliquer l'élévation exponentielle du courant électrique [131].

Considérant un condensateur (électrodes) plat et parallèle séparé par une distance interélectrode d , ayant au milieu un gaz isolant, comme montré dans schéma suivant

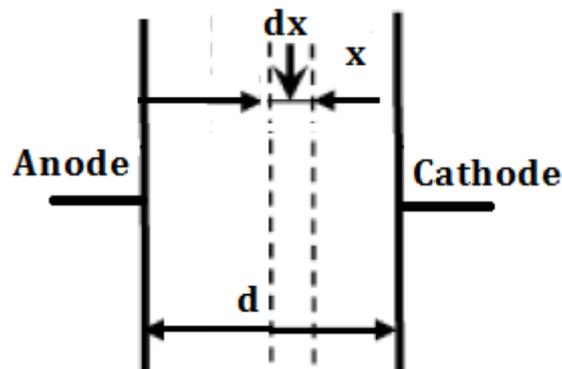


Figure III.3. Condensateurs plat et parallèle

Un état d'équilibre existe, au début car aucun champ électrique n'est installé entre les condensateurs (électrodes), entre l'état d'électron et génération d'ion positive due aux processus d'ionisation (multiplication). Si on applique un champ électrique élevé, l'état d'équilibre change. La variation du courant électrique en fonction de la tension a été expliquée par Townsend, il a constaté que le courant augmente au début proportionnellement avec la tension puis il reste constant, à I_c qui correspond au courant de saturation.

A des tensions plus élevées, le courant augmente exponentiellement. Cette variation du courant électrique en fonction de la tension est montrée sur la figure III.4 suivante :

CHAPITRE III : Décharge Electrique

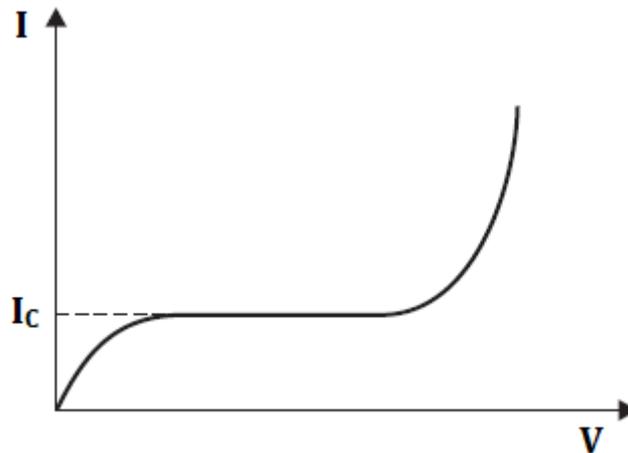


Figure III.4. Variation du courant en fonction de la tension [132]

L'augmentation exponentielle du courant est due au phénomène de collision produit dans le milieu. D'après l'équation qui relie le champ électrique et la tension, on a $E = V/d$. À mesure que le champ augmente avec l'augmentation de la tension et par conséquent les électrons sont accélérés entre les collisions qui se produisent ceux-ci acquièrent une énergie cinétique des électrons très grande.

Pour expliquer l'augmentation exponentielle du courant, Townsend a présenté un coefficient α connu sous le nom de *premier coefficient de l'ionisation de Townsend* qui définit le nombre d'électrons produits par unité de volume dans la direction du champ électrique [133].

Laissons n_0 être le nombre d'électrons laissant à la cathode, et quand ceux-ci se sont déplacés par une distance x de la cathode (voir la figure III.3), le nombre d'électrons devient n . On peut le définir par une série des équations suivantes :

$$dn = \alpha n dx \rightarrow dn/n = \alpha dx$$

$$\ln n = \alpha x + C \text{ à } x = 0, \text{ le } n = n_0,$$

on arrive à $\ln n_0 = C$, ou C : c'est une constante

$$\ln n = \alpha x + \ln n_0 \quad \ln n/n_0 = \alpha x$$

Si le $x=d$, $n = n_0 \exp(\alpha \cdot d)$

Le phénomène de l'avalanche électronique conduit à l'équation suivante entre le courant électrique émis par la cathode, I_c , et le courant électrique obtenu à l'anode I_A [134]:

$$I_A = I_c \exp(\alpha \cdot d)$$

α est le coefficient d'ionisation ou le premier coefficient de Townsend (mesuré en cm^{-3}), $\exp(\alpha \cdot d)$ est le nombre d'électrons effectués par électron primaire de la cathode vers l'anode dans une unité de volume.

Ce coefficient peut être relié au libre parcours moyen par l'équation suivante :

CHAPITRE III : Décharge Electrique

$$\alpha = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

ou λ est le libre parcours moyen des électrons.

La tension de seuil de l'avalanche, U_s , est proportionnelle au produit $P.d$ (pression du gaz et distance interélectrode). $U_s \propto P.d$

Une approximation de ce coefficient de Townsend en fonction du champ électrique E/P dans le cas d'un gaz pur est donnée par la relation suivante [135]:

$$\alpha = PC \exp\left(-\frac{D}{(E/P)^r}\right) \quad \text{Equ.III.1}$$

C, D : ce sont des constantes expérimentales dépendantes de la composition du gaz.

r est un constant égal à 1 dans les gaz moléculaire, et $r=0.5$ dans les gaz rares.

Le coefficient d'ionisation dans un gaz purs dépend de champ électrique réduit E/P , montré dans l'équation précédente.

Dans le cas d'un mélange gazeux, on peut calculer le coefficient d'ionisation de la façon suivante. Si on a un mélange gazeux de deux gaz par exemple le coefficient α_M du mélange égal à la somme des deux coefficients d'ionisation des deux gaz 1 et gaz 2 [136] :

$$\alpha_M = \alpha_1 + \alpha_2$$

Si le coefficient ne dépend pas de la position x , et que le coefficient d'ionisation n'est pas constant entre deux électrodes pour un gaz pur, dans ce cas la multiplication électronique M s'écrit :

$$M = \exp \int_0^d \alpha(x) dx$$

Ce qui donne, la condition d'auto-entretien $\exp \int_0^d \alpha(x) dx = 1 + \frac{1}{\gamma}$

CHAPITRE III : Décharge Electrique

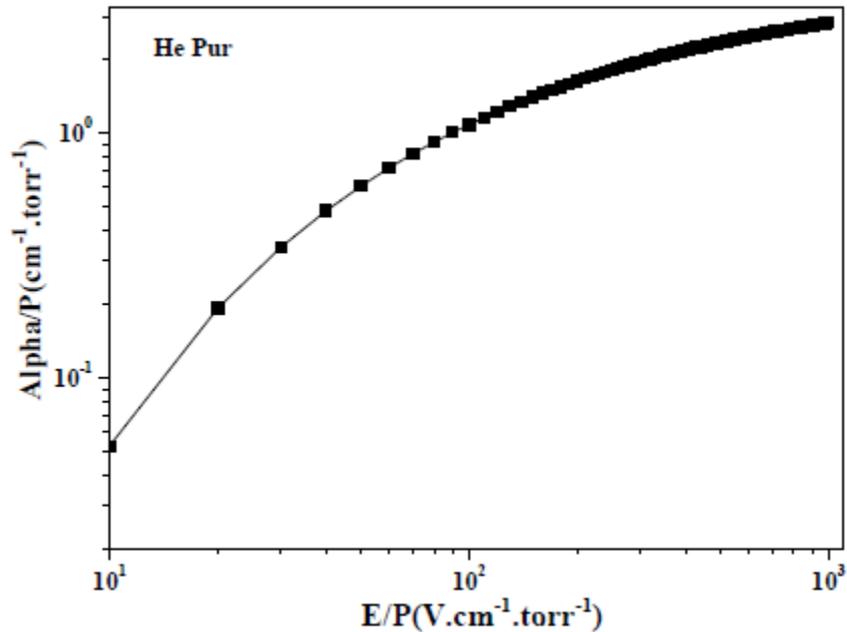


Figure III.5. Coefficient d'ionisation réduit en fonction du champ réduit E/P pour l'hélium pur, calculé par l'équation Equ.III.1 [63]

La figure III.5, montre l'élévation exponentiel de ce coefficient α en fonction E/P. A faible champ le coefficient est très faible, mais à haute valeur du champ électrique E/P ce coefficient augmente, il devient plus stable à E/P égale à 1000 V.cm⁻¹.torr⁻¹.

III.3.3.2. Deuxième coefficient de Townsend (coefficient d'émission secondaire)

Townsend dans ses premières recherches n'avait observé que le courant qui se trouve entre deux condensateurs a augmenté plus rapidement avec l'augmentation de la tension par rapport à celle donnée par l'équation ci-dessus.

$$I_A = I_C \exp(\alpha \cdot d) \leftrightarrow \ln \frac{I_A}{I_C} = \alpha \cdot d$$

Pour expliquer ce départ, Townsend a proposé qu'une deuxième théorie puisse affecter le courant électrique. Il a déduit que le courant additionnel doit être dû à la présence des ions positifs et des photons. Les ions positifs bombardant la cathode et libéreront des électrons secondaire par effet de collision. Les photons libéreront aussi des électrons après collision entre les molécules de gaz et la cathode après impact de photon [137]

Le phénomène de la décharge *auto-entretien* dans la décharge, nous donne la possibilité de libérer des électrons de la cathode par bombardement d'ion positif.

Ou le n_0 est le nombre des électrons primaires libérés de la cathode par l'augmentation du champ électrique, le nombre d'électrons n_s est libéré par le bombardement ionique de la cathode, ainsi que n est le nombre d'électrons arrivant à l'anode.

CHAPITRE III : Décharge Electrique

Le deuxième coefficient de Townsend appelé aussi le coefficient d'émission secondaire « second coefficient de Townsend », γ , défini le nombre d'électrons secondaires libéré de la cathode par un ion positif d'incident, alors [138]

$$n = (n_0 + n_s) \exp(\alpha \cdot d)$$

Le nombre total des électrons libérés par les ions positifs de la cathode est $n_0 + n_s$ et le nombre d'électrons qui arrivent à l'anode sont n , le nombre d'électrons libérés dans le milieu est égal à $n - (n_0 + n_s)$.

Nous proposons, que chaque ion positif frappe la cathode libère un coefficient d'électrons γ de la cathode.

Les électrons secondaires libéré de la cathode contribuent à la croissance plus rapide du courant dans l'espace gazeux, les mécanismes importants de l'émission secondaire sont classifiés en tant que ci-dessous [139]

- ❖ *Impact des ions positifs sur la cathode*
- ❖ *Impact des Métastables sur la cathode*
- ❖ *Action Photoélectrique*

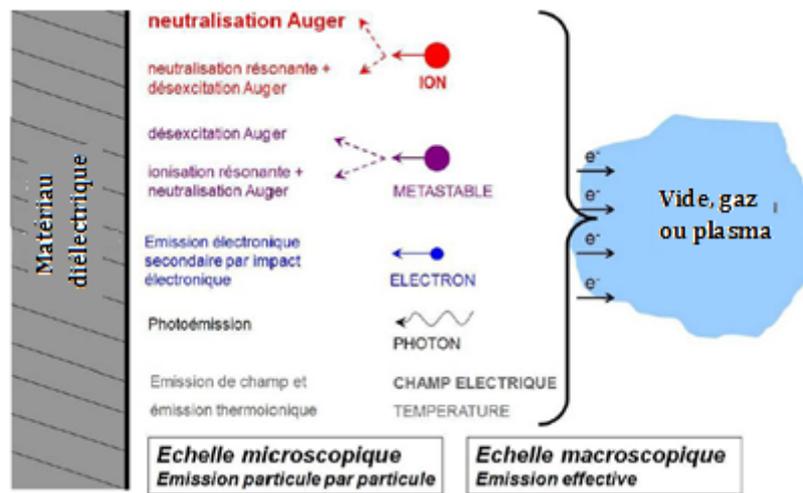


Figure III.6. Les différents mécanismes d'émission secondaire [140]

III.3.4. Condition d'auto-entretien

Le critère d'auto-entretien explique d'une manière différente la condition que lorsque le courant circule, il maintient une population d'électrons et d'ions libres cette décharge soit auto-entretenu en anglais s'appelle self-sustaining.

Supposons que nous sommes dans le cas idéal, les électrodes soumises à une source de tension externe. Si l'on se place dans la direction du champ électrique E axiale (OX), la densité de courant électronique $J_e(x)$, peut s'écrire de la façon suivante [141]

CHAPITRE III : Décharge Electrique

$$J_e(x) = J_e(0) \cdot \exp\left(\int_0^x \alpha(x) dx\right)$$

Si on fait l'hypothèse que le coefficient d'ionisation α constant ne dépend pas de la position x , le courant $J_e(x)$ s'écrit :

$$J_e(x) = J_e(0) \cdot \exp(\alpha x)$$

Ou $J_e(0)$ est la densité de courant cathodique électronique. Si on considère que ce courant est non-seulement dû à la source externe (densité J_{sat}) mais dû aussi au bombardement ionique positifs à la cathode [142] :

$$J_e(0) = J_{sat} + \gamma \times J_p(0)$$

Ou $J_p(0)$ est la densité de courant ionique à la cathode. La densité de courant électronique s'écrit :

$$J_e(x) = [J_{sat} + \gamma \times J_p(0)] \times \exp(\alpha \cdot x)$$

Comme le courant total est constant dans la décharge auto-entretien

$$J_{tot}(x) = Cte \equiv J_e(x) + J_p(x)$$

$$J_{tot}(0)_{cathode} = J_{tot}(d)_{anode}$$

$J_e(0) + J_p(0) = J_e(d) + J_p(d) = J_e(d)$ parce que le courant ionique au point de l'anode est nul $J_p(d) = 0$

Si on utilise les équations précédentes, on peut arriver

$$J_{sat} + (\gamma + 1) \times J_p(0) = (J_{sat} + \gamma \times J_p(0)) \times \exp(\alpha \cdot d)$$

$$J_p(0) = J_{sat} \times \frac{\exp(\alpha \cdot d) - 1}{1 - \gamma (\exp(\alpha \cdot d) - 1)}$$

Ce qui nous donne le courant total de la décharge [143]

$$J_{tot} = J_{sat} \times \frac{\exp(\alpha \cdot d)}{1 - \gamma (\exp(\alpha \cdot d) - 1)}$$

Pour que la décharge soit auto-entretenu, et le courant total ne soit pas nul ($J_{tot} \neq 0$ même si on arrête la source externe $J_{sat} = 0$).

Cela signifie que le dénominateur égal à zéro [144] :

$$1 - \gamma (\exp(\alpha \cdot d) - 1) = 0$$

Cette relation peut encore s'écrit, en appelant M la multiplication électronique $M \equiv \exp(\alpha d)$, ou le nombre d'électrons arrivant à l'anode si un électron secondaire est émis à la cathode, on remplaçant M par sa relation [145] :

$$M = 1 + \frac{1}{\gamma}$$

CHAPITRE III : Décharge Electrique

Cette relation est la condition d'auto-entretien ou self-soustaining, pour une décharge homogène

$$\alpha \cdot d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad \text{Eq.III.2}$$

Le coefficient α dépend du champ électrique réduit E/P , on peut déduire la valeur minimale du champ appliqué entre les électrodes pour conclure la tension de claquage. Ce champ électrique [146]

$$E/P=V/(P.d).$$

Si on un mélange de N gaz caractérisés par les deux coefficients de Townsend α et γ cette relation d'auto-entretien s'écrit :

$$M = e^{\sum_{i=1}^N \alpha_i} = 1 + \frac{\sum_{i=1}^N \alpha_i}{\sum_{i=1}^N \alpha_i \times \gamma_i}$$

Le coefficient d'ionisation α_i dépend de la position x entre les deux électrodes. La multiplication électronique s'écrit de la façon suivante :

$$M = e^{\int_0^d \alpha(x) dx} \Rightarrow e^{\int_0^d \alpha(x) dx} = 1 + \frac{1}{\gamma}$$

D'après l'équation du coefficient d'ionisation présenté précédemment Eq.III.1, et l'équation d'auto-entretien Eq.III.2, ainsi que l'équation du champ électrique [147] :

$$V_b = \frac{B \cdot P \cdot d}{\ln[\ln(1+1/\gamma)]} \quad \text{Eq.III.3}$$

Cette relation Eq.III.3, représente la loi de Paschen, ou la tension de claquage (Breakdown voltage) mesuré en Volt. D'après cette équation, on peut déduire la tension de claquage minimale

$$V_{bmin} = \left| \frac{-B^2}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) e^2 \right|$$

CHAPITRE III : Décharge Electrique

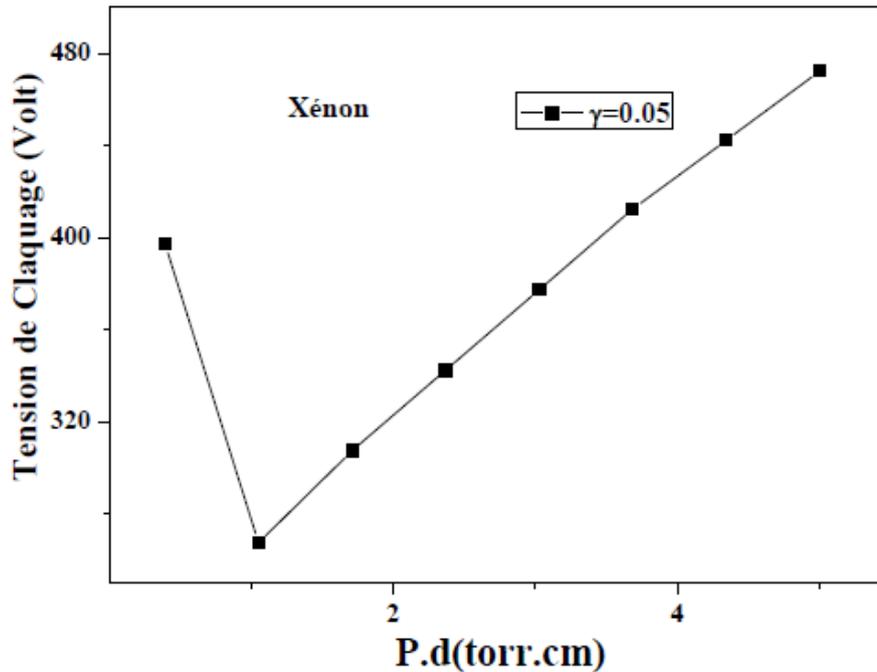


Figure III.7. Courbe de Paschen calculée par le modèle fluide 2D pour xénon pur. Le gamma est pris égal à 0.05 [148].

La figure III.7, représente la tension de claquage en fonction de produit pression distance interélectrode pour le gaz xénon avec un coefficient d'émission secondaire constant égal à 0.05, qui correspond le matériau MgO, on remarque que la tension de claquage est élevée à faibles et fortes valeurs du produit $P.d$. Dans un cas, on a isolation par la haute pression et le libre parcours moyen est faible. L'autre cas il y a isolation par le vide et il n'y a pas assez de particules dans le gaz pour établir l'avalanche [149]. 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 ».

III.3.5. Claquage de Streamer

Raether [150] en 1940 a proposé un critère sur le claquage de streamer pour l'air, lorsque le produit « pression.distance inter-électrodes » devient supérieur à 1000 torr .cm on peut s'attendre à un claquage de type « streamer » à haute pression et aussi un claquage de type Townsend à basse pression selon la figure III.8, cette courbe propose une limite entre les deux types de claquage dans l'air représente la sur-tension appliquée en fonction du produit $P.d$.

Si le produit pression distance interélectrode ($P.d > 1000$ torr.cm ou sur-tension élevés), le claquage observé est trop rapide pour être expliqué par un mécanisme d'avalanches

CHAPITRE III : Décharge Electrique

électroniques successives assistées par l'émission d'électrons secondaires à la cathode {Rog-28}. Cette émission secondaire due à l'impact des ions à la cathode n'est pas possible car le temps de propagation de l'avalanche primaire est beaucoup plus rapide que le temps de transit des ions à la cathode [151].

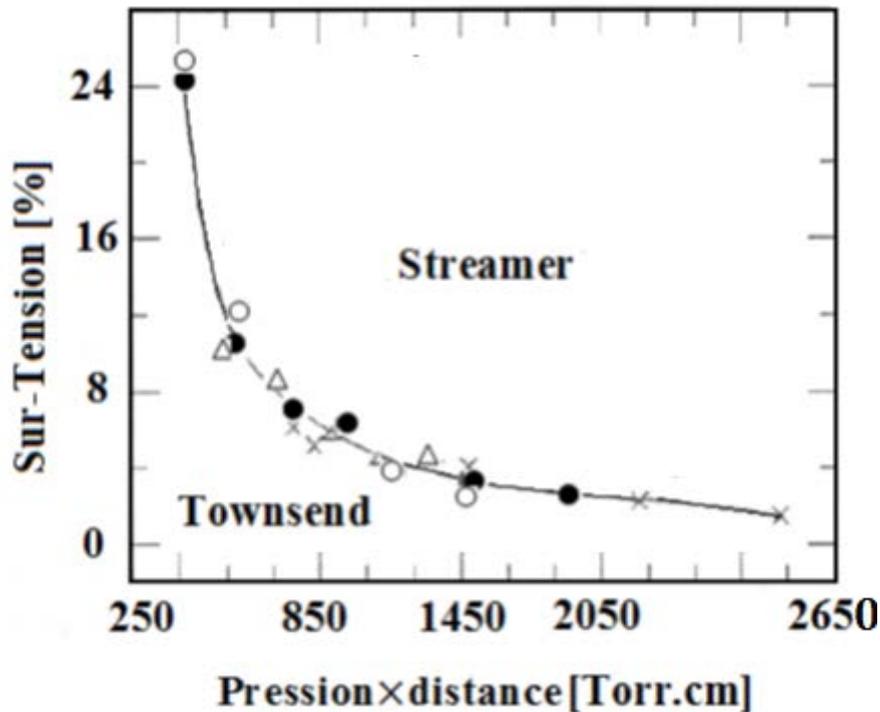


Figure III.8. Représentation de deux décharges Townsend et streamer en fonction de produit P.d [152]

Une des caractéristiques essentielles du claquage de Townsend est que le champ de charges d'espace d'une seule avalanche électronique ne modifie pas le champ électrique appliqué dans l'espace inter-électrodes. Cependant, quand le nombre d'électrons dans l'avalanche électronique dépasse un seuil critique s'appelle N_{cr} est de l'ordre $\sim 10^8$ avant d'atteindre l'anode, l'accumulation de charges d'espaces locales multiplie un mécanisme de claquage complètement différent du claquage de Townsend.

Le critère de Meek définit ce seuil par la relation suivante [95]

$$\exp(\alpha \cdot d) \leq N_{cr}$$

Le claquage de streamer est beaucoup plus rapide que le claquage de Townsend, le temps est de l'ordre ($\sim 10^{-9}$ s) et résulte en un fin canal de décharge, constituant un filament. Le claquage de streamer passe par trois étapes essentielles :

CHAPITRE III : Décharge Electrique

a. Avalanche primaire

Dans la décharge de streamer, une avalanche primaire très intense se forme et croît rapidement en entre les deux électrodes (cathode et anode).

Les charges d'espace forment une sorte de dipôle au sein même de l'avalanche : le sont en tête d'avalanche alors que les ions positifs restent en queue.

Le champ de charges d'espace résultant va distordre localement le champ appliqué. Puis, la croissance rapide de l'avalanche et son amplification lui permettent d'atteindre une taille telle que le champ de ces charges d'espace va devenir aussi important que le champ appliqué. A ce moment, le nombre d'électrons atteint son seuil critique, $N_{cr} \approx 10^8$. Ce champ s'additionne au champ appliqué et une zone faiblement ionisée peut alors se créer. Lorsque l'avalanche atteint l'anode, il ne reste plus que les charges d'espace positives de la queue de l'avalanche dans l'espace inter-électrodes. Le champ est formé par ces charges ioniques et leur image à l'anode [153].

b. Transition avalanche - « streamer » et propagation

Lorsque l'avalanche primaire rejoint l'anode, au moment où son amplification est maximum et où la zone faiblement ionisée se crée, le « streamer » va se former. Il va ensuite se propager et croître de l'anode vers la cathode. Cette croissance est causée par des avalanches secondaires qui se créent au voisinage de la tête du « streamer » [154].

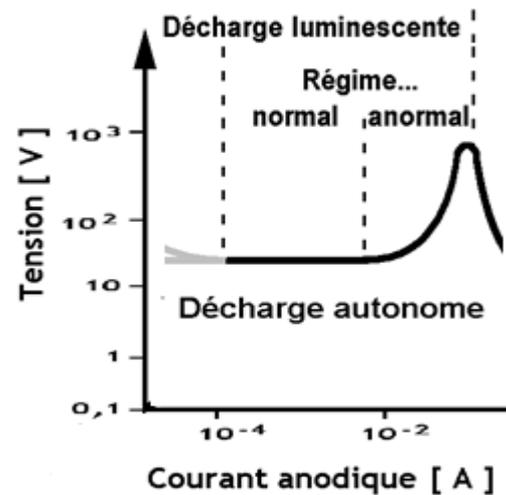
c. Etablissement d'un canal de décharge

Une fois que le « streamer » a rejoint l'anode, la phase de claquage est terminée et un filament, mince canal de décharge partiellement ionisé, se forme. Dans une DBD, la présence du diélectrique empêche la transition du filament à l'arc (canal hautement ionisé), figure I.18 (a), et limite sa durée de vie à une dizaine de nanosecondes [155].

III.4. La décharge luminescente

Une décharge luminescente est un plasma formé lorsque la tension appliquée au milieu dépasse la tension de claquage et provoque des phénomènes d'excitation et désexcitation par le passage d'un courant électrique et de tension allant de 10 volts à plusieurs kilovolts à travers un gaz à basse pression, tel que l'argon ou un autre gaz noble. Les premiers appareils basés sur ce phénomène est le tube de Crookes.

Une décharge luminescente s'appelle en anglais « *Glow discharge* », est fréquemment utilisée pour les lampes de néons et de xénon, aussi utilisé pour éliminer la contamination de surface et augmenter l'énergie de surface des biomatériaux etc... [156].



III.4.1. Création d'une décharge luminescente

La décharge luminescente suit la décharge de Townsend, après augmentation du courant électrique et la réduction de la résistance utilisée ou aussi par l'augmentation de la force électromotrice, ϵ , à partir d'une certaine valeur du courant de l'ordre de 10⁻³ A, la tension entre les électrodes diminue, et on arrive à une décharge luminescente, déterminée par l'apparition de certaines régions lumineuses diffuses.

Dans l'espace inter-électrodes entre la cathode et l'anode s'établit un arrangement de régions différentes caractérisées par la distribution spatiale de l'intensité lumineuse, de la densité d'espèces chargées, du courant de décharge ainsi que le potentiel et le champ électrique [157]. La figure III.9, montre que les trois régions principales dans la décharge luminescente.

-La décharge luminescente à l'état stationnaire consiste en plusieurs zones lumineuses de couleurs et d'intensités différentes, qui sont séparées aussi par des zones sombres. Cette structure est la conséquence de la cinétique électronique dans la distribution du champ qui existe dans l'espace gazeux.

CHAPITRE III : Décharge Electrique

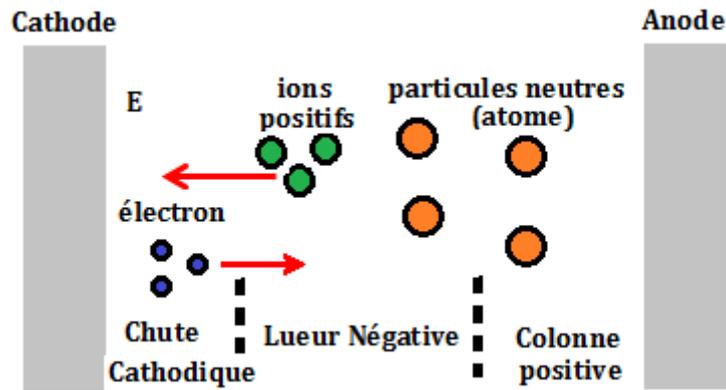


Figure III.9. Schéma représentatif des trois régions principales dans la décharge lumineuse

III.4.2. Les principales régions de la décharge lumineuse :

Les différents phénomènes qui se déroulent lors d'une décharge lumineuse, est caractérisé par des plusieurs zones qui existent entre les différents paramètres, voir la figure III.10. La décharge lumineuse en courant continu a été historiquement importante, à la fois dans les applications de plasmas faiblement ionisés et dans l'étude des propriétés du milieu plasma.

On commençant de gauche vers la droite ou de la cathode vers l'anode, car les électrons sortant de la cathode vont provoquer le phénomène d'ionisation et excitation....etc. Il ressort clairement des nombreuses régions claires et sombres identifiées sur la figure III.10.

La région de la cathode, La lueur négative, L'espace sombre de Faraday, La colonne positive, La région de l'anode.

CHAPITRE III : Décharge Electrique

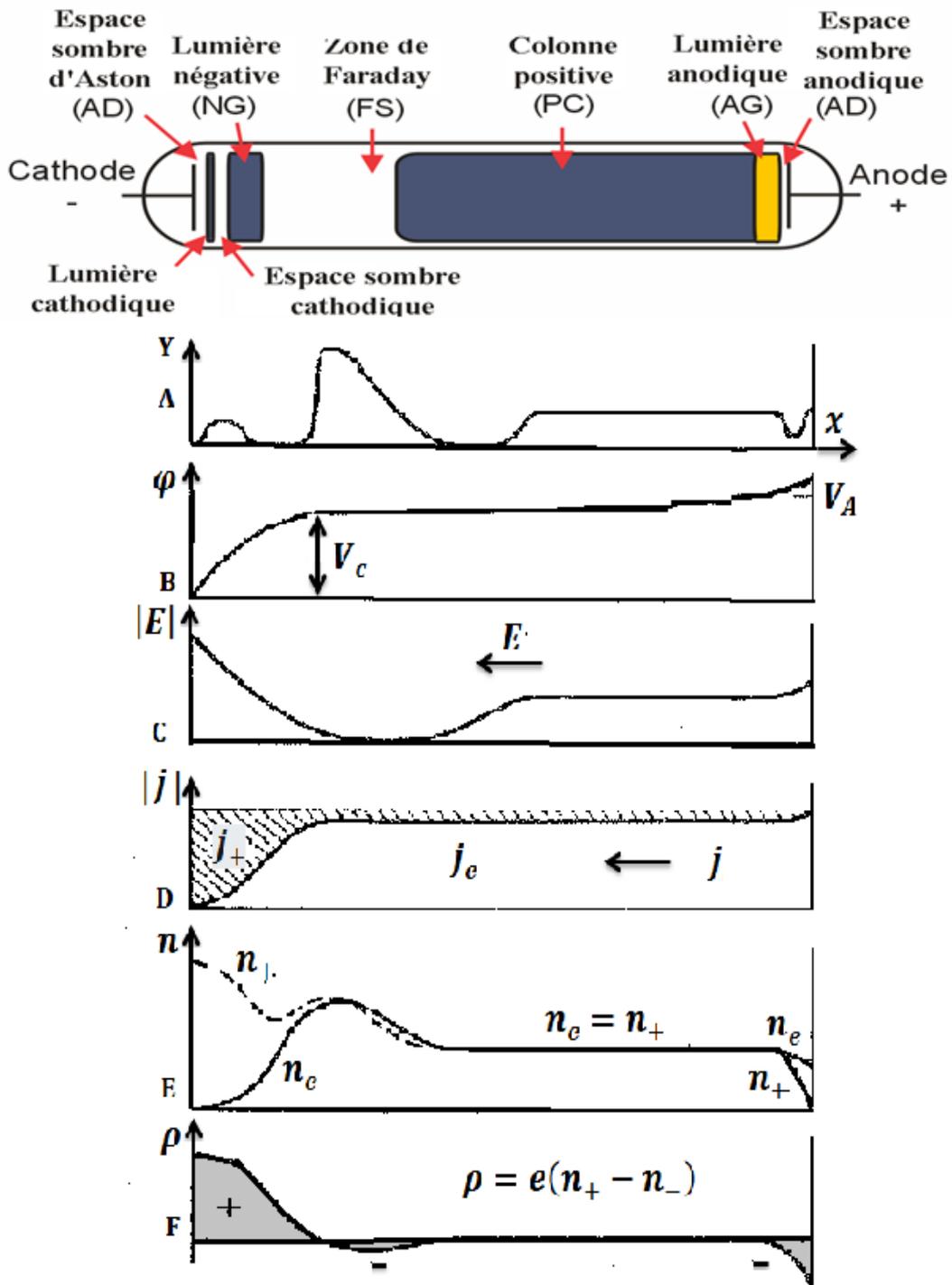


Figure III.10. Différents régions de Glow décharge, A : intensité lumineuse, B : Potentiel φ , C : Champ électrique E, D : densité du courant électronique J_e , ionique J_+ , E : densité des particules chargées (n_+ ions, n_e électrons), F : Charge d'espace $\rho = e(n_+ - n_-)$ [158]

CHAPITRE III : Décharge Electrique

L'Aston Dark Space (AD) : cette région est très mince proche de la cathode. Le champ électrique dans cette région est très fort en accélérant l'électron loin de la cathode. L'espace sombre Aston a une charge spatiale négative à cause de l'augmentation de la densité des électrons, ce qui signifie que les électrons sont plus nombreux que d'autres particules comme les ions positifs. Les électrons sont accélérés mais ils n'ont pas assez d'énergie pour exciter ou ioniser les atomes et les molécules de gaz, il apparaît par conséquent sombre [159].

Lueur cathodique : cette région se trouve à côté de l'espace sombre d'Aston, où l'énergie des électrons est un peu plus grande que la 1^{ère} zone pour effectuer l'excitation des atomes neutres par le phénomène de collision. La lueur cathodique masque parfois l'espace sombre d'Aston et s'approche très profondément de la cathode, cette région a une densité ionique proportionnellement élevée. La longueur de la lumière de cette zone dépend premièrement du gaz utilisé et la température de milieu et aussi la pression [160].

L'espace sombre cathodique (Crooks, Hittorf) : est une zone qui comparativement sombre de faible luminosité, à un champ électrique très fort, une charge d'espace positive et une densité des ions très élevée. Elle dépend de la tension appliquée et aussi la pression. Dans cette région, les électrons sont accélérés par le champ électrique. Les ions positifs sont accélérés vers la cathode. Ils provoquent l'émission d'électrons secondaires. Ces électrons seront accélérés et provoqueront la création de nouveaux ions par collision avec les particules neutres. La différence de potentiel entre les deux électrodes est traversée par une région étroite entourant la cathode. Par conséquent, on l'appelle «chute de cathode» [161].

Le négatif Glow (NG) : c'est une région lumineuse entre l'espace sombre de Crookes et l'espace sombre de Faraday dans un tube à vide, se produisant lorsque la pression est basse. Ou l'intensité est la plus brillante de toute la décharge luminescente. La densité d'électron à grande vitesse près de la cathode conduit rapidement à une lueur brillante de cathode dans laquelle se produisent des collisions inélastiques une ionisation et une excitation très intenses. Les électrons transportent presque tout le courant dans la région de lueur négative [162].

LN est principalement générée par les électrons lents, mais d'autres processus jouent un rôle important. Lueur négative est la région où les processus de collision sont très grands et les plus excitants et les processus ionisants de collision se produisent en raison de la forte densité pour les particules chargées positives négatives et positives dans cette zone. Le champ électrique doit décroître rapidement à la fin de cette région, là où se produit la transition vers

CHAPITRE III : Décharge Electrique

la colonne positive. Cependant les vitesses élevées des électrons doivent être dissipées par des collisions élastiques et inélastiques avant l'équilibre. Par conséquent, cette région est la source de lumière utilisée dans décharge luminescente et permet d'acquérir la plupart des informations théoriques et analytiques. Les charges spatiales négatives et positives sont égales entre elles, ce qui nous donne une neutralité électrique des charges. À la fin de la lueur négative. Cela se fait dans un processus assez compliqué dans lequel les électrons perdent d'abord presque toute leur énergie, puis sont réaccélérés dans un champ faible sur approximativement un libre parcours moyen (l'espace sombre de Faraday). C'est le début de la prochaine région sombre [163].

L'espace sombre de Faraday (FS) cette région se trouve entre la lueur négative et la colonne positive. Les électrons ont perdu leurs énergie lors de leur passage dans la lueur négative, pour cela sont faible dans cette région et les ions se trouvent à grand distance des électrons. La charge d'espace nette est très faible, et le champ électrique est petit [164].

La colonne positive (PC) Le plasma dans cette zone est axialement uniforme est maintenu par la puissance intégrée sur la section efficace, qui équilibre la perte d'énergie par paire électron-ion créée, qui, dans le modèle axialement uniforme, est supposée radiale. Cette région prend l'espace le plus grand lumineuse qui prolonge la lumière négative de l'anode. Les électrons ont réacquérir plus d'énergie pour effectuer l'ionisation dans le milieu. Ils perdent une partie de leurs énergies lors de plusieurs collisions avec les molécules neutre par diffusion élastique électron-neutre, et la création paire électron-ion créée allant à l'excitation (la lueur) et sont accéléré plus lentement qu'à la fin de la région sombre. Le champ électrique est peu faible pour maintenir la colonne positive. Comme la longueur du tube à décharge augmente à pression constante, les structures de la cathode ne changent pas de taille. C'est la colonne positive qui s'allonge pour former une région lumineuse longue et uniforme. L'uniformité peut facilement être perturbée [165].

La lueur anodique (AG) : La vitesse de dérive des électrons dans le champ électrique faible de la colonne positive est typiquement inférieure à leur vitesse thermique pour cela elle est légèrement plus brillante que la colonne positive. Cela nécessite un champ électrique retardateur au voisinage de l'anode pour empêcher le courant d'électrons thermique complet d'atteindre l'anode. Cependant, l'anode elle-même doit clairement être positive par rapport à la colonne positive pour maintenir le courant. Le résultat est une double couche, qui est

CHAPITRE III : Décharge Electrique

également observée dans divers autres types de décharges, essentiellement pour la même raison. Étant donné que la chute de tension totale dans cette région est faible et joue peu de rôle dans la dynamique globale, est la limite de la gaine anodique [166].

L'espace sombre Anodique (AD) on appelle aussi la gaine anodique c'est l'espace entre l'anode et sa lumière elle-même. Il a une densité de charge spatiale négative nette due aux électrons qui se déplacent vers l'anode, car les électrons sont plus rapides. Dans cette zone Le champ électrique est plus élevé que dans la colonne positive.

III.5. Décharge arc

III.5.1. Historique

Petrov en 1802 a observé entre deux électrodes de carbone dans l'air, l'arc électrique, et aussi indépendamment par Davy en 1808. L'arc électrique est l'un des types de décharge électrique stationnaire et autonome dans les gaz. Cette décharge est très intense à courant très élevé et lumineux dans son nom est "décharge d'arc" en anglais « electric arc ». Il existe deux principaux types de procédés à arc plasma : le fondoir à arc plasma (ou CC) et la torche à plasma [167].

En 1800, Sir Humphry Davy a découvert l'arc électrique à impulsions courtes [168]. Il a décrit le phénomène dans un article publié dans le Journal of Natural Philosophy, Chemistry and the Arts de William Nicholson, en 1801[169]. Selon la science moderne, la description de Davy était une étincelle plutôt qu'un arc [170]. La même année, Davy a démontré l'effet, devant la Royal Society, en transmettant un courant électrique à travers deux tiges de carbone qui se touchaient, puis en les écartant sur une courte distance. La démonstration a produit un arc "faible", difficilement distinguable d'une étincelle soutenue, entre des pointes de charbon de bois. La Société a souscrit à une batterie plus puissante de 1 000 plaques et, il a démontré l'arc à grande échelle en 1808 [171]. Il est crédité d'avoir nommé l'arc électrique. Il l'a appelé un arc parce qu'il prend la forme d'un arc naturel vers le haut lorsque la distance entre les électrodes n'est pas petite [172]. Cela est dû à la force de flottabilité sur le gaz chaud.

En 1802, le premier arc continu a été découvert indépendamment et décrit en 1803 [173] comme un "fluide spécial aux propriétés électriques", par Vasily V. Petrov, un scientifique russe qui a fait de l'expérience d'une batterie cuivre-zinc composée de 4200 disques [174].

À la fin du XIXe siècle, l'éclairage à un arc électrique était largement utilisé pour l'éclairage public. La tendance des arcs électriques à scintiller et à siffler était un problème majeur dans cette période. Hertha Marks Ayrton a écrit une série d'articles pour l'électricité en 1895, expliquant que ces phénomènes étaient le résultat de l'oxygène entrant en contact avec les

CHAPITRE III : Décharge Electrique

tiges de carbone utilisées pour créer l'arc. En 1899, elle a été la première femme à déduire son propre article avant l'Institution of Electrical Engineers (IEE). Son article nommait "*Le sifflement de l'arc électrique*". Ayrton a été élue la première femme membre de l'Institution of Electrical Engineers (IEE), après un peu de temps. Elle a été admise la femme de l'IEE en 1958 [175]. Elle a voulu présenter un article devant la Royal Society, mais elle n'a pas été autorisée en parce que tous simplement c'est une femme. "Le mécanisme de l'arc électrique" a été lu à sa place par John Perry en 1901.

III.5.2. Définition

Arc électrique, c'est une forme de décharge électrique, on applique un courant électrique continu à haute densité entre deux conducteurs séparés dans un gaz ou une vapeur avec une différence de potentiel relativement faible, ou tension, entre les conducteurs. La lumière et la chaleur à haute intensité des arcs sont utilisées dans le soudage, dans les lampes à arc au carbone et les fours à arc qui fonctionnent à la pression d'air ordinaire, et dans les lampes à arc au sodium et au mercure à basse pression [176].

Un arc entre deux électrodes peut être initié par ionisation et décharge luminescente, lorsque le courant à travers les électrodes est augmenté. La tension de claquage de l'espace entre les électrodes est une fonction combinée de la pression, de la distance entre les électrodes et du type de gaz entourant les électrodes. Lorsqu'un arc démarre, sa tension aux bornes est bien inférieure à celle d'une décharge luminescente et le courant est plus élevé. Un arc dans les gaz proches de la pression atmosphérique se caractérise par une émission de lumière visible, une densité de courant élevée et une température élevée. Un arc se distingue d'une décharge luminescente en partie par les températures similaires des électrons et des ions positifs ; dans une décharge luminescente, les ions sont beaucoup plus froids que les électrons [177].

« Dans l'arc électrique la cathode devient chaude »

CHAPITRE III : Décharge Electrique

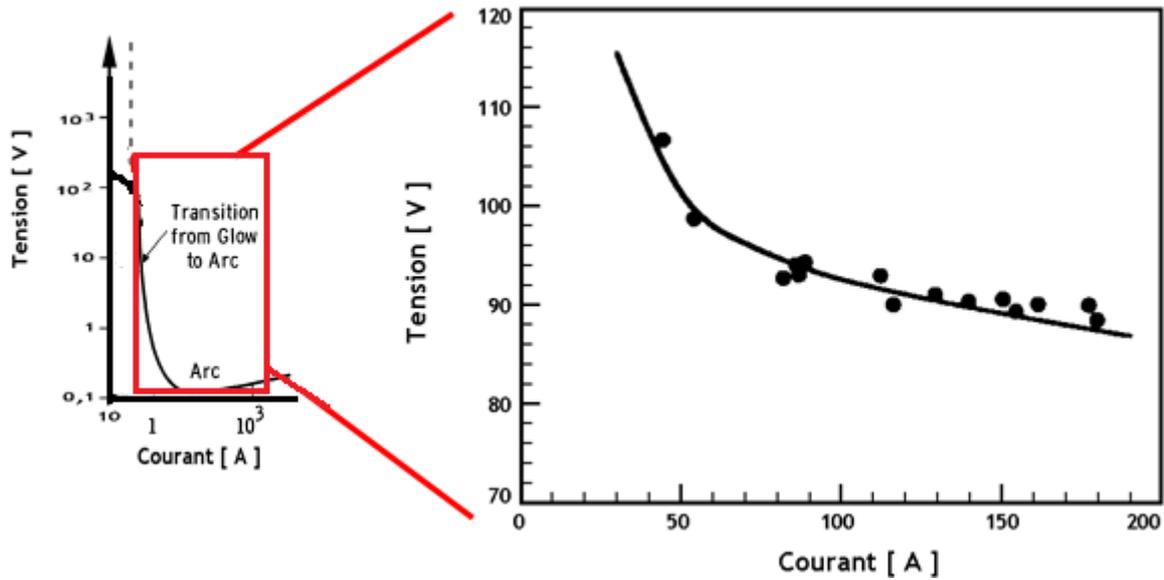


Figure III.12. Caractéristique courant I –tension U d’un arc dans l’azote à pression 2,2 atm, entre des électrodes en cuivre distantes de 3 mm [178].

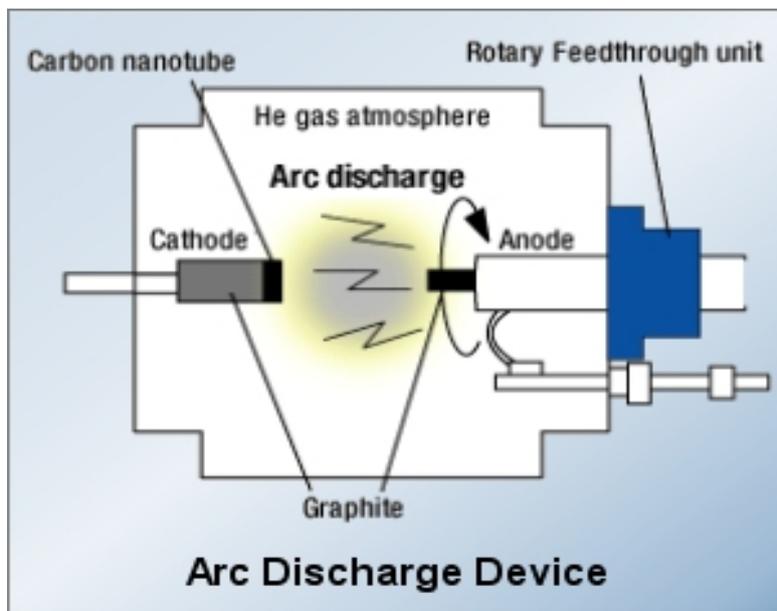


Figure III.11. Décharge d’arc entre deux électrodes [176]

III.5.3. Formation d’une décharge à arc

La formation d’un arc est précédée d’un court processus transitoire dans l’espace entre les électrodes (l’espace gazeux). La durée du processus transitoire (temps de stabilisation de la décharge) est habituellement d’environ 10 à 10⁻⁴ secondes, en fonction de la pression et du type de gaz, de la largeur de l’espace de décharge et de l’état des surfaces des électrodes.

Allumage à l’arc de Paschen Breakdown, C’est la seule manière "naturelle" par laquelle un espace peut être comblé par un arc. En revenant à la figure 1, on suppose que l’alimentation a à la fois une tension plus élevée que le point le plus élevé de la courbe (qui est parfois le pic

CHAPITRE III : Décharge Electrique

entre la lueur et l'arc plutôt que la chute de tension de décharge à l'obscurité) et une puissance suffisante pour le maintien de l'arc. Cette affirmation suffit à démontrer que les exigences ne sont généralement pas satisfaites, notamment dans les applications industrielles de l'arc [179].

En supposant que cela soit fait, le développement de l'arc est simple.

La tension nécessaire au claquage de Paschen est, en principe, celle nécessaire au maintien de la décharge noire (puisque dans celle-ci les phénomènes de charge d'espace sont encore négligeables). Si l'alimentation électrique le permet, le courant augmente rapidement ; des phénomènes de charge d'espace apparaissent ; les décharges passent rapidement par les différentes étapes de la décharge luminescente ; la tension augmente à nouveau jusqu'à ce que les conditions de génération spontanée (c'est une exception par rapport à notre règle générale) d'une tache cathodique soient réunies, et la décharge passe en régime d'arc. Tous les détails de la courbe de la figure III.11 peuvent être suivis si un oscilloscope rapide est utilisé.

En évaluant les chances qu'un tel phénomène se produise dans une installation industrielle, il convient de garder à l'esprit que la tension la plus élevée ne doit être maintenue que pendant un très bref instant, et que des surtensions très brèves résultant de propriétés particulières des installations de commutation peuvent très bien faire le travail dans certains cas. Une autre caractéristique importante est qu'il existe certains types de décharges, par exemple les décharges à haute pression dans les gaz rares avec des cathodes métalliques, pour lesquelles le pic entre les régimes de luminescence et d'arc n'est pas très net [180].

III.5.4. Plasma d'un arc:

L'espace de décharge d'un arc électrique est rempli d'un plasma qui se compose d'électrons, d'ions et d'atomes neutres et excités et de molécules du gaz. Lorsque le claquage se produit par émission de champ, la loi de Paschen devient sans objet, car un mécanisme supplémentaire et très efficace (dans les conditions pertinentes) de production d'électrons entre en scène.

Trois mécanismes de panne technologiquement différents, mais physiquement identiques, semblent exister [181] :

a) Un claquage attribuable à l'émission de champ a été rapportée par plusieurs effets lorsque des électrodes sont mises en contact pour être ensuite séparées avec l'idée de générer un arc. Il a été observé que le claquage se produit un peu avant que les électrodes ne soient effectivement en contact, la tension nécessaire pour qu'un tel claquage soit observé n'a rien à voir avec la valeur de la tension de Paschen et peut descendre jusqu'à 15 volts alors que le

CHAPITRE III : Décharge Electrique

temps de développement de ce la pré-décharge est aussi courte est de l'ordre de 10^{-8} s. Si les électrodes sont retirées après un bref temps, l'existence de cette pré-décharge peut faciliter le développement d'un arc.

(b) Le même claquage électrique, peut également se produire avec des électrodes statiques (la difficulté évidente étant de les rapprocher suffisamment sans se toucher). Le phénomène a été observé à la fois dans un gaz et dans le vide aussi, dans les deux cas, un certain courant, de l'ordre de milliampères, est d'abord atteint, probablement, d'une émission de champ pur, après quoi soit le gaz existant commence à être significativement ionisé, le cas échéant, tandis que la libération de gaz ou de vapeur par les électrodes (l'anode) sous bombardement d'électrons se produit pour fournir le milieu ionisé.

Lorsqu'un arc est déclenché par un mécanisme à émission de champ, il existe encore, en général, une étape intermédiaire entre l'émission de champ pur et la décharge d'arc, correspondant plus ou moins à la décharge luminescente. Dans les circonstances, cependant, la chute de tension cathodique est, la plupart du temps, considérablement inférieure à celle des luminescences normales avec le même métal et le même gaz et à peine supérieure aux chutes d'arc normales [182].

III.5.5. Applications de l'arc électrique

La décharge de l'arc est largement utilisée pour la génération cathodique de points par chauffage, la fusion de métaux dans des fours à arc, utiliser d'un semi-conducteur, Il s'agit d'un type d'amorceur à arc bien connu et important sur le plan industriel, basé sur une idée relativement ancienne de Slepian, Jets de vapeur, c'est aussi une importance industrielle, dans les sources lumineuses à décharge de gaz, aussi pour la soudure électrique et comme source de plasma dans des plasmotrons ou cristaux liquides techniquement adressés au plasma, est une technologie d'affichage de télévision couleur. Différentes formes de décharge d'arc se produisent dans des convertisseurs de courant remplis de gaz et de vide (redresseurs de courant à mercure et interrupteurs électriques à gaz et à vide). Une décharge d'arc avec préchauffage artificiel de la cathode est utilisée dans les lampes fluorescentes, les redresseurs de décharge, les thyratrons, les sources d'ions et les sources de faisceau d'électrons [183].

CHAPITRE III : Décharge Electrique

III.6. Questions de compréhension

Exercice 1:

Un gaz ionisé est **subi** plusieurs collisions, les rayons des particules en collisions r_1 et r_2 égal respectivement 14 cm, 10 cm. La densité du nombre de la particule (nombres de particules par unité de volume) $N=10^{+3} \text{ cm}^{-3}$

1. Calculer le libre parcours moyen (l) ? Que signifie ce libre moyen ?
2. Calculer le premier coefficient d'ionisation de Townsend ?

Si on a un coefficient d'émission secondaire pour un gaz néon égal à 0.5, et une distance inter-électrode égale à 0.5 cm. Ce gaz est transformé en plasma sous les conditions suivantes

$$P = 100 \text{ torr}$$

$$A=8.2 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$$

$$B=17 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-0.5} \cdot \text{torr}^{-0.5}$$

3. Calculer la tension de claquage de ce gaz dans l'état pure ?

Question:

- a. Quelles sont les trois éléments d'un système électrique ?
- b. Donnez les deux phénomènes la décharge de Townsend ?
- c. La décharge de Townsend c'est une décharge sombre ou lumineuse?
- d. Que représente le coefficient d'émission secondaire γ ?

Chapitre IV : Phénomène de collision

IV.1. Phénomène des collisions dans les plasmas

IV.1.1. Introduction

Dans cette section, nous introduisons d'abord le phénomène de collision ainsi que les types de collision puis nous présentons le concept de sections efficaces atomiques, qui définissent les collisions entre les particules de plasma chargées et les atomes dans les décharges gazeuses.

L'analyse des phénomènes de collision joue un rôle central dans presque toutes les recherches sur la structure de la matière à l'échelle microscopique. En fait, la plupart de nos informations détaillées sur l'interaction entre les particules sont obtenues à partir d'expériences de diffusion. Il n'est pas surprenant que la théorie de la diffusion soit enseignée dans tous les cours de mécanique quantique, puis de nouveau en physique nucléaire, physique atomique, etc. Ce qui est surprenant, c'est qu'il existe si peu de livres sur la théorie des collisions.

Le terme collision est à prendre au sens large, il n'y a pas forcément contact physique entre les corps (interaction répulsive). On utilisera néanmoins indifféremment les mots collision ou choc. Ce qui est intéressant n'est pas l'interaction qui produit la collision : on considèrera que celle-ci se produit à **courte portée** et pendant un temps très court. Premièrement nous devons savoir la nature de cette interaction ainsi que les caractéristiques des corps avant et après collision. On considèrera pour ce qui suit que la masse des corps est constante et que leur nombre ne varie pas [184].

IV.2. Types de collision

IV.2.1. Collision dans un gaz neutre

Dans un gaz neutre, les collisions sont responsables de la dynamique globale du système gazeux, et puisque les particules sont neutres, ces collisions sont à **courte portée** et indiquées sans approximation lourde, on prend l'exemple « des boules de billard »:

Les deux sphères entrant en collision sont exactement impénétrables. Il y a collision si les centres des deux molécules (sphères) concernées (chacune de rayon r_1 et l'autre de r_2) sont menés à une distance inférieure à $r_1 + r_2$. La section efficace de collision est purement géométrique, ou section efficace représenter l'équation suivante [185]:

$$\sigma = \Pi (r_1 + r_2)^2$$

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

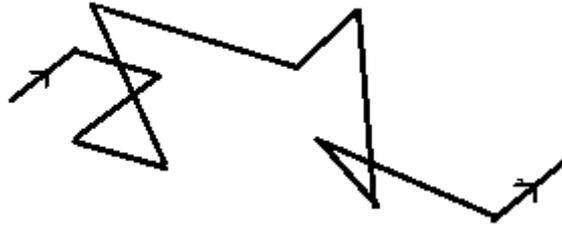


Figure IV.1. Trajectoire d'une particule dans un gaz neutre

IV.2.2. Collision dans un gaz ionisé (les plasmas)

Dans un plasma, contrairement aux gaz neutres les interactions sont à courte portée et à longue portée interviennent à la fois. Ou les interactions électromagnétiques vont changer radicalement la dynamique des particules, puisque le champ électrique crée par une charge décroît par un facteur de $1/r^2$ et intervient sur de grandes distances. Les trajectoires des particules ressemblent à celle qui est représentée dans le gaz la figure IV.1 : sauf que les lignes droit brisées sont présentés par des lignes courbées au voisinage de centres diffuseurs. On prend l'exemple d'un électron, s'il passe auprès d'un ion, il sera fortement dévié et la courbe de sa trajectoire sera très forte. On parle d'interaction binaire proche. Par contre, s'il passe loin d'un ion, la courbure sera faible. On parle d'interaction binaire lointaine [186]



Figure IV.2. Trajectoire d'une particule chargée dans un plasma

IV.3. Collisions binaires entre particules chargées

Masse réduite pour les collisions binaires : Deux particules en interaction ont des forces

Par exemple :

F_{12} c'est la force de particule 1 sur la particule 2.

F_{21} c'est la force de particule 2 sur la particule 1.

D'après la 3^{ème} loi de Newton [187], $F_{12} = -F_{21}$.

Équations de mouvement :

$$m_1 \ddot{r}_1 = F_{12} \quad ; \quad m_2 \ddot{r}_2 = F_{21}$$

On combine ces deux équations, et obtient $\ddot{r}_1 - \ddot{r}_2 = F_{12} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)$

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

$$\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \frac{d^2}{dt^2} (r_1 - r_2) = F_{12}$$

Si F_{12} ne dépend que du vecteur différence $r_1 - r_2$, alors cette équation est identique à l'équation d'une particule de "Masse Réduite" $m_r \equiv [(m_1 m_2) / (m_1 + m_2)]$ se déplaçant à la position $r \equiv r_1 - r_2$, par rapport à un centre de force est fixe : $m_r \ddot{r} = F_{12}(r)$

C'est l'équation que nous analysons, mais en réalité la particule 2 bouge. Et nous devons le reconnaître lors de l'interprétation mathématique [188].

Si F_{21} et $r_1 - r_2$ sont toujours parallèles, alors une forme générale de la trajectoire peut s'écrire comme une intégrale.

La force coulombienne se présenter par cette équation

$$F_{12} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \frac{r}{r^3}$$

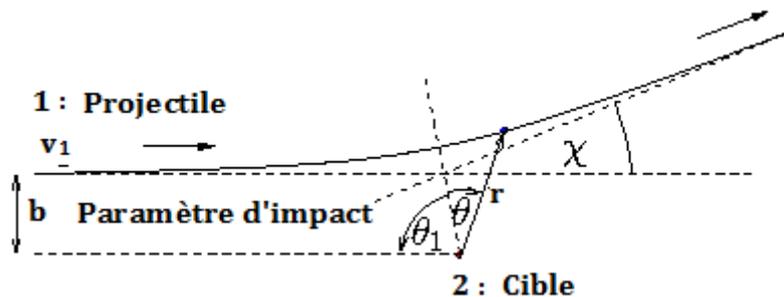


Figure IV.3. Géométrie de l'orbite de collision [189]

La solution de ce problème de Newton est [190] :

Le moment cinétique est conservé

$$m_r r^2 \dot{\theta} = \text{const} = m_r b v_1, (\theta : \text{Le sens des aiguilles d'une montre à partir de la symétrie})$$

On remplace $u \equiv 1/r$ alors $\dot{\theta} = [(b v_1) / r^2] = u^2 b v_1$

$$\text{Aussi } \dot{r} = \frac{d}{dt} \frac{1}{u} = -\frac{1}{u^2} \frac{du}{d\theta} \dot{\theta} = -b v_1 \frac{du}{d\theta}$$

$$\ddot{r} = -b v_1 \frac{d^2 u}{d\theta^2} \dot{\theta} = -(b v_1)^2 u^2 \frac{d^2 u}{d\theta^2}$$

L'accélération radiale devient

$$\ddot{r} - r \dot{\theta}^2 = -(b v_1)^2 u^2 \left(\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u \right) = \frac{F_{12}}{m_r}$$

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u = -\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{m_r (b v_1)^2}$$

Cette équation d'orbite à une solution élémentaire

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

$$u \equiv \frac{1}{r} = C \cos\theta - \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 m_r} \frac{1}{(bv_1)^2}$$

Le terme $\sin\theta$ est absent par symétrie. L'autre constante d'intégration, C, doit être déterminée par la condition initiale. À l'angle initial (lointain), $\theta_1, u_1 = [1/\infty] = 0$. Donc

$$0 = C \cos\theta_1 - \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 m_r} \frac{1}{(bv_1)^2}$$

Alors

$$\begin{aligned} \dot{r}_1 &= -v_1 = -bv_1 \left. \frac{du}{d\theta} \right|_1 = +bv_1 C \sin\theta_1 \\ \tan\theta_1 &= \frac{\sin\theta_1}{\cos\theta_1} = \frac{-1/Cb}{\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 m_r} \frac{1}{(bv_1)^2} / C} = -\frac{b}{b_{90}} \\ b_{90} &\equiv \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 m_r v_1^2} \end{aligned}$$

Remarquez que $\tan\theta_1 = -1$ quand $b = b_{90}$. C'est quand $\theta_1 = -45^\circ$ et $\chi = 90^\circ$. Donc la particule émerge à 90° par rapport à la direction initiale quand

$b = b_{90}$ "Paramètre d'impact à 90° "

$$C = -\frac{1}{b} \cos\theta_1 = -\frac{1}{b} \left(1 + \frac{b_{90}^2}{b^2} \right)^{1/2}$$

IV.4. Echange d'énergie et quantité de mouvement

Equation de conservation et identification des variables

Soit deux particules A et B dont nous connaissons, a priori, avec m_a, m_b est les masse des particules A, B, les vitesses V_a et V_b avant collision, \hat{V}_a, \hat{V}_b sont les vitesses des particules A, B après collision, une force extérieure n'agit pendant le temps que dure la collision, ainsi que $\Delta\epsilon$ est l'énergie libérée après collision il y a une conservation de la quantité de Mouvement (Mvt) (Eq.IV.1) et de l'énergie totale (Eq.IV.2) [191]:

$$P \cong P_a + P_b = m_a V_a + m_b V_b = m_a \hat{V}_a + m_b \hat{V}_b \cong \hat{P} \quad (\text{Eq.IV.1})$$

$$m_a \frac{v_a^2}{2} + m_b \frac{v_b^2}{2} = m_a \frac{v_a'^2}{2} + m_b \frac{v_b'^2}{2} + \Delta\epsilon \quad (\text{Eq.IV.2})$$

Si : $\Delta\epsilon=0$ pour les collisions élastiques

$\Delta\epsilon>0$ pour les collisions de 1^{ère} espèce : excitation et ionisation

$\Delta\epsilon<0$ pour les collisions de 2^{ème} espèce : désexcitation superélastique

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

IV.5. Les caractéristiques de collision

- ✓ On parle de collisions lorsque deux particules animées d'un mouvement rectiligne change de direction et reprennent un mouvement rectiligne après
- ✓ Une section efficace peut être définie pour tous les types de Collisions dans les plasmas
- ✓ Dans le cas le plus simple d'une collision d'électron avec un atome neutre on peut distinguer deux types de collisions [192] :

* les collisions élastiques: les deux particules gardent leur identité et l'atome reste dans le même état d'énergie

* les collisions inélastiques : l'atome et l'électron change d'état d'énergie, excitation, ionisation, recombinaison.

IV.6. Rôle de collisions dans les plasmas

On conclue que

Collisions = Interaction entre particules \Rightarrow **Transfert de quantité de mouvement (\mathbf{p}) de transfert d'énergie (ε)** [193]

- Maintien du plasma (production de paires $e-\oplus$, transfert d'énergie du E aux e)
- Production de différentes espèces (la cinétique dans les plasmas)
- Coefficients de transport (coefficient d'ionisation, attachement..etc)
- Établir un équilibre thermodynamique au sein d'un type de population (rappel plasma à ETL ou plasma HETL)
- Probabilité de collision : caractérisée par un coefficient de réaction

$$k_{\alpha\beta} = \langle \sigma(\varepsilon) | w_{\alpha} - w_{\beta} | \rangle \quad (\text{Moyenne statistique / fdee (fonction de$$

distribution d'énergie électronique))

- σ = **Section efficace de collision** (fonction de la nature du *type d'interaction*)
 \Downarrow
- ν = **Fréquence de collisions (libre parcours, temps entre les collisions)**
 \Downarrow
- dn/dt = **Taux de réaction (Production des espèces / Pertes des espèces)**

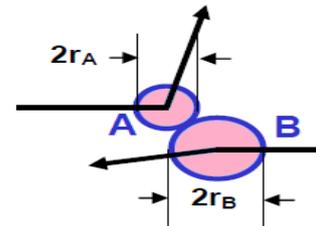
CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

IV.7. Section Efficace

La probabilité qu'un électron frappe un atome par exemple peut être décrite par une quantité géométrique, la section transversale d'une sphère atomique supposée. Une telle image classique de particules fines frappant une cible est également valable en mécanique quantique lorsque la longueur d'onde de Broglie de l'électron est petite par rapport à la taille de l'atome. Les collisions entre atomes, ou entre un ion et un atome, peut souvent être approximée par des collisions de deux boules de billard de rayons r_1 et r_2 . Le concept de la section transversale suppose que le projectile est ponctuel et que la cible se voit attribuer la section efficace. Ainsi, une collision entre boules de billard est définie par la somme des rayons de collision [194]:

$$\sigma = \pi (r_1 + r_2)^2$$

Figure IV.4. Collision des deux particules neutre A et B, avec des rayons atomique respectivement r_A et r_B



Les sections efficaces transversales sont typiquement dans la gamme $(2...5) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$

La situation réelle des collisions électron-atome est plus complexe. Le fait que la section efficace des collisions élastiques d'électrons dans l'argon par exemple présente un minimum aux petites énergies (effet Ramsauer) peut être compris comme un phénomène d'interférence lorsque la longueur d'onde de Broglie de l'électron correspond à la taille de l'atome. La section efficace totale de collision pour les électrons dans les gaz nobles Ar, Kr et Xe [65] est représentée sur la figure IV.6.

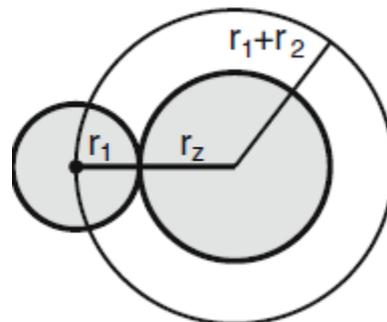


Figure IV.5. Collision entre deux sphères de rayon r_1 et r_2 . La collision est décrite par une particule ponctuelle frappant une section efficace [195]

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

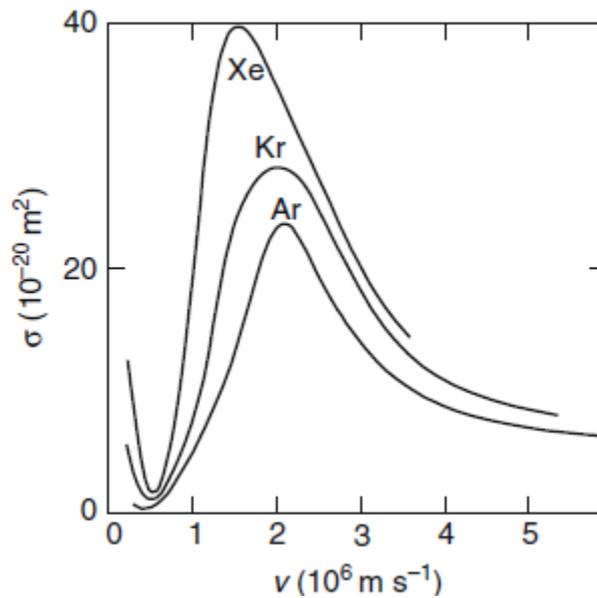


Figure. IV.6. Section efficace totale pour les collisions d'électrons avec des atomes de gaz rares. A basse énergie, les atomes montrent ce que l'on appelle le minimum de Ramsauer aux petites énergies de collision (Données tirées de [184])

Exemple :

Pour une particule en mouvement dans un ensemble de particules identiques ou différentes de densité atomique n , le nombre moyen de processus de collision dans un intervalle de longueur de trajet Δs est donné par [196]

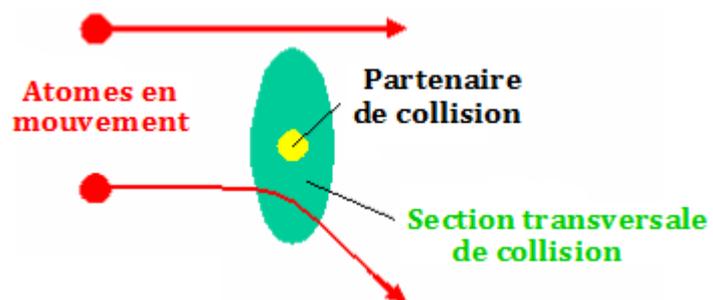
$$\Delta N_c = n\sigma\Delta s \quad (\text{Eq.IV.3})$$

où σ désigne la section efficace de collision (Figure IV.7).

À partir de là, le temps de collision moyen pour une particule de vitesse v est

Définition de la section efficace de collision :

Figure IV.7. Une particule en mouvement frappant un partenaire de collision dans la zone σ est déviée, sinon pas



Une collision en moyenne définit la longueur du libre parcours moyen de collision

$$\lambda_c = \frac{1}{n\sigma} \quad (\text{Eq.IV.4})$$

À partir de là, le temps de collision moyen pour une particule de vitesse v est

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

$$t_c = \frac{\lambda_c}{v} = \frac{1}{n v \sigma} \quad (\text{Eq.IV.5})$$

Si la particule en mouvement appartient à un ensemble avec une distribution de vitesses, le produit $v\sigma$ doit être moyenné sur la distribution de vitesses, car la section efficace dépend généralement de la vitesse. Il en résulte le "coefficient de taux" de collision [197]

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\int v^3 \sigma(v) f(v) dv}{\int v^2 f(v) dv} \quad (\text{Eq.IV.6})$$

La fréquence de collision devient alors

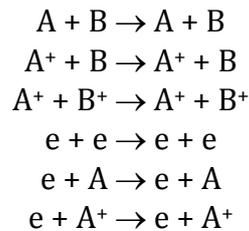
$$v_c = n \langle \sigma v \rangle \quad (\text{Eq.IV.7})$$

IV.8. Collisions élastiques

IV.8.1. Introduction

Élastiques : ou $\epsilon_c = \epsilon_c'$

On donne des exemples des réactions chimiques qui se produisent dans une décharge électrique entre les particules (chargées et non chargées)



Dans l'approximation la plus simple, les collisions entre les particules chargées et les particules neutres dans un plasma peuvent être expliquées comme une collision élastique binaire. Dans la plupart des plasmas, l'interaction à plusieurs corps peut être négligée en raison des grandes longueurs de libres parcours moyens, comme, par exemple, par rapport aux collisions atomiques dans un solide [198].

Le problème de diffusion à deux corps pour un potentiel d'interaction à symétrie sphérique donné $V(r)$ est réduit à un problème de diffusion à un corps par transformation du système de laboratoire (SL) en système de centre de masse (SCM) (Figure IV.8).

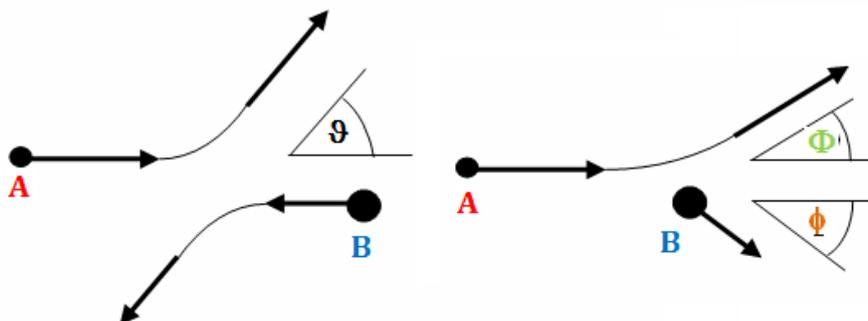


Figure VI.8. Collision binaire élastique d'une particule en mouvement A avec une particule B au repos avant la collision, le système du centre de masse (à gauche) et le système du laboratoire (à droite).

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

L'équation de mouvement résultante dans le SCM donne une cinématique de diffusion à une seule particule [191]

$$\mu \frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} = -\vec{\nabla} V(R), \quad \vec{R} = \vec{R}_1 - \vec{R}_2 \quad (\text{Eq.IV.8})$$

Avec la masse réduite (m_A et m_B désignent la masse du projectile et de la cible respectivement)

$$\mu = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} \quad (\text{Eq.IV.9})$$

L'énergie dans le système SMC, étant disponible pour la collision, est donnée par

$$E_c = \frac{m_B}{m_A + m_B} E \quad (\text{Eq.IV.10})$$

Avec E c'est l'énergie du projectile dans le SL. Dans les collisions d'électrons avec des particules lourdes, SL et SMC sont pratiquement identiques.

La conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie donne les transformations des angles de diffusion asymptotiques entre SMC et SL pour une collision élastique (pour les définitions, voir Figure VI.8) [199]

$$\tan \Phi = \frac{\sin \vartheta}{\frac{m_A}{m_B} + \cos \vartheta}, \quad \phi = \frac{\pi - \vartheta}{2} \quad (\text{Eq.IV.11})$$

Et pour une transformation inverse

$$\vartheta = \Phi + \arcsin \left(\frac{m_A}{m_B} \sin \Phi \right) \quad (\text{Eq.IV.12})$$

Le transfert d'énergie vers l'atome cible ("recul") (en SL) est donné par

$$T = \gamma E \sin^2 \vartheta / 2 \quad (\text{Eq.IV.13})$$

Avec le facteur de transfert d'énergie

$$\gamma = \frac{4m_A m_B}{(m_A + m_B)^2} \quad (\text{Eq.IV.14})$$

A partir de là, l'énergie du projectile (SL) après la collision devient

$$\dot{E} = E - T = E \left(1 - \frac{4m_A m_B}{(m_A + m_B)^2} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \right) \quad (\text{Eq.IV.15})$$

Ou après transformation en SL selon (Eq.IV.11)

$$\dot{E} = E \left(\frac{m_A}{m_A + m_B} \right)^2 \left(\cos \Phi \pm \sqrt{\left(\frac{m_2}{m_1} \right)^2 - \sin^2 \Phi} \right)^2 \quad (\text{Eq.IV.16})$$

Pour les collisions dans un plasma à une espèce au moins, soit $m_A = m_B$ (collisions électron-électron, neutre-neutre et ion-neutre) soit $m_A \ll m_B$ (collisions avec des électrons et des ions ou des neutres). Dans ces cas, seul le signe positif dans l'équation précédente (Eq.IV.16) est valide.

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

IV.8.2. Section efficace différentielle

La figure IV.9, montre une particule en mouvement entrant asymptotiquement dans un anneau avec le rayon du paramètre d'impact p , sera déviée avec un angle de déviation polaire correspondant θ . La section transversale partielle, c'est-à-dire la surface de l'anneau [200].

$$d\sigma = 2\pi p dp \quad (\text{Eq.IV.17})$$

Correspond à un angle solide de (coordonnées polaires, symétrie axiale)

$$d\omega = 2\pi \sin\vartheta d\vartheta \quad (\text{Eq.IV.18})$$

En combinant les équations (Eq.IV.17) et (Eq.IV.18) donnent la section efficace différentielle SMC

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{p}{\sin\vartheta} \left| \frac{dp}{d\vartheta} \right| \quad (\text{Eq.IV.19})$$

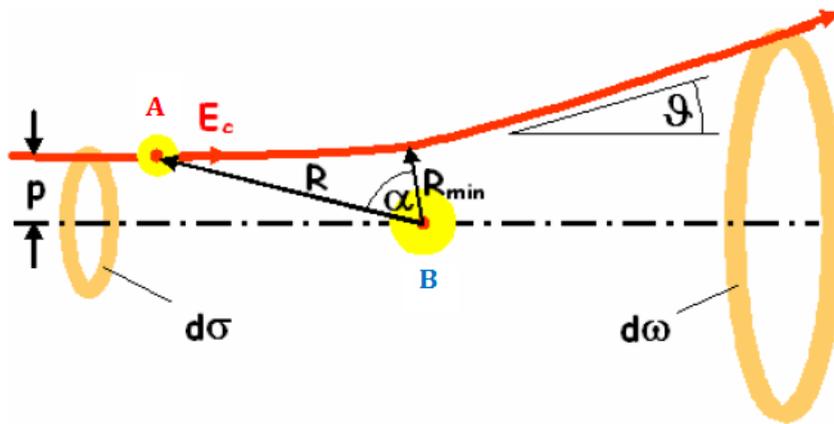


Figure IV.9. Trajectoire d'une particule diffusée A avec le paramètre d'impact p et l'angle de déviation ϑ [191].

L'équation (Eq.IV.19) nécessite une relation connue entre ϑ et p . Ceci est donné pour la diffusion classique par "l'intégrale de trajectoire classique", qui résulte de la conservation de l'énergie et du moment cinétique

$$\vartheta = \pi - 2p \int_0^{R_{min}^{-1}} \frac{d\left(\frac{1}{R}\right)}{\sqrt{1 - \frac{V(R)}{E_c} - \frac{p^2}{R^2}}} \quad (\text{Eq.IV.20})$$

En équation (Eq.IV.20), R_{min} désigne la distance d'approche minimale et s'obtient en fixant le dénominateur de l'intégrant à 0.

IV.8.3. Transfert de quantité de mouvement

Dans les calculs de transport, la probabilité de diffusion pourrait être moins intéressante que le transfert de quantité de mouvement lors de la collision. Après la collision avec l'impulsion initiale p_0 , l'impulsion restante dans la direction d'origine du mouvement est (Figure IV.10) [201].

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

$$p_0 - \Delta p_0 = p_0 \cos \vartheta \quad (\text{Eq.IV.21})$$

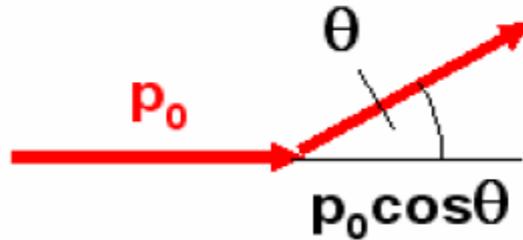


Figure IV.10. Transfert de quantité MVT. Notez que la longueur du vecteur impulsion reste constante après diffusion élastique dans le SMC.

Ainsi, le transfert de quantité de mouvement relatif est

$$\frac{\Delta p_0}{p_0} = 1 - \cos \vartheta \quad (\text{Eq.IV.22})$$

et la section efficace de transfert de quantité de mouvement différentiel devient

$$\frac{d\sigma_{MT}}{dw} = \frac{d\sigma}{dw} (1 - \cos \vartheta) \quad (\text{Eq.IV.23})$$

$$\sigma_{MT} = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{dw} (1 - \cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta \quad (\text{Eq.IV.24})$$

IV.8.4. Collisions coulombiennes

Les collisions entre particules chargées jouent un rôle important dans les plasmas entièrement ionisés.

Là, la diffusion des électrons par les ions est responsable de la résistivité d'un plasma chaud. Les collisions entre électrons ne modifient pas la quantité de mouvement totale du gaz d'électrons et n'affectent donc pas la conductivité. Cependant, ils déterminent la diffusion électronique classique [202].

La trajectoire d'un électron dans le champ d'un ion isolé est représentée sur la figure IV.11. Le paramètre d'impact b est supposé inférieur à la longueur de Debye, ce qui justifie l'approximation par une force de Coulomb.

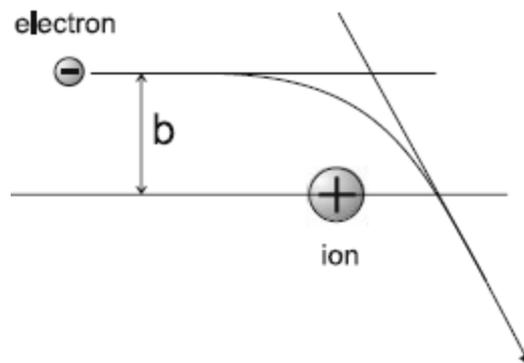


Figure. IV.11. Géométrie d'une collision électron-ion [202]

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

Pour deux charges ponctuelles q_1 et q_2 à distance R , le potentiel d'interaction de Coulomb se représente par l'équation suivante [203]:

$$V_c(R) = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (\text{Eq.IV.25})$$

En insérant ceci dans l'équation (Eq.IV.20) et intégration des rendements

$$\tan \frac{\vartheta}{2} = \frac{b}{2p} \quad (\text{Eq.IV.26})$$

Avec le "diamètre de collision" (la distance minimale d'approche lors d'une collision centrale de deux charges de signe égal - voir équation (Eq.IV.25)

$$b = \frac{q_A q_B}{4\pi\epsilon_0 E_c} \quad (\text{Eq.IV.27})$$

Selon l'équation (Eq.IV.19), la section efficace de diffusion différentielle de **Rutherford** se traduit alors par

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \left(\frac{b}{4 \sin^2(\vartheta/2)} \right)^2 \quad (\text{Eq.IV.28})$$

Ainsi, la section efficace de Rutherford est à l'échelle $1/E^2$ et favorise fortement les collisions avant.

La section efficace totale, telle qu'obtient par l'intégration sur l'angle solide, diverge en raison de la plage infinie du potentiel de Coulomb. (Cependant, il convient de noter que la section efficace de transfert de quantité de mouvement, équation (Eq.IV.24), est finie). Par conséquent, pour une estimation d'une section efficace totale pour les "déviations significatives", on peut utiliser la section efficace pour tous les événements avec un angle de diffusion supérieur à 90° (tous les événements de rétrodiffusion dans le CMS) comme une estimation, qui se traduit par l'équation suivante

$$\sigma(90^\circ) = \frac{\pi}{4} b^2 \quad (\text{Eq.IV.29})$$

En raison des fortes caractéristiques vers l'avant de la diffusion de Rutherford, la plupart des collisions incluses dans l'équation (Eq.IV.25) avec des angles de diffusion proches de 90° .

Alternativement à cet événement de diffusion unique, tous les angles de diffusion peuvent également être atteints par une séquence d'événements de diffusion à angle faible ("diffusion multiple") (Figure. IV.12) [204].

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision



Figure IV.12. Un angle de diffusion de 90° par une seule collision (à gauche) ou une séquence de collisions à petit angle (à droite)[204].

Équation (Eq.IV.22) se lit pour de petits angles de diffusion

$$\mathcal{G} = \frac{b}{p} \quad (\text{Eq.IV.30})$$

Simultanément, la transformation CMS-LS (équation (Eq.IV.11)) devient

$$\Phi = \frac{m_B}{m_A + m_B} \mathcal{G} \quad (\text{Eq.IV.31})$$

En combinant les équations. (Eq.IV.10), (Eq.IV.27), (Eq.IV.30) et (Eq.IV.31) démontrent que l'équation (Eq.IV.30) peut maintenant être appliqué au système de laboratoire, c'est-à-dire

$$\Phi = \frac{B}{p} \quad (\text{Eq.IV.32})$$

Où B est le diamètre de collision défini avec l'énergie du laboratoire. Par conséquent, la diffusion consécutive aux petits angles dans le LS peut être traitée sans transformation.

Comme l'angle de déviation moyen est de 0 en raison de la symétrie cylindrique, la variance de l'angle de diffusion pour un seul événement de diffusion est donnée par [205, 206]

$$\langle (\Phi - \langle \Phi \rangle)^2 \rangle = \langle \Phi^2 \rangle = \frac{1}{\pi p_{\max}^2} \int_{p_{\min}}^{p_{\max}} \frac{B^2}{p^2} 2\pi p dp = 2 \frac{B^2}{p_{\max}^2} \log \frac{p_{\max}}{p_{\min}} \quad (\text{Eq.IV.33})$$

Puisque $p_{\min} \ll p_{\max}$. Le paramètre d'impact maximal est identifié avec la longueur de Debye, car les charges sont complètement masquées à l'extérieur de la sphère de Debye. Avec $p_{\min} = B$, le logarithme dans l'équation (Eq.IV.33) devient le « **logarithme dit de Coulomb** »

$$\log A = \log \frac{\lambda_D}{B} \quad (\text{Eq.IV.34})$$

Pour N_c collisions dans une longueur de trajet s, les variances individuelles s'additionnent, ce qui donne une variance totale selon l'équation (Eq.IV.3)

$$\langle (\Phi(N_c))^2 \rangle = N_c \langle \Phi^2 \rangle = \langle \Phi^2 \rangle \pi p_{\max}^2 ns \quad (\text{Eq.IV.35})$$

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

Car la section efficace totale de la collision unique est πp_{max}^2 . En variante, le processus de diffusion multiple peut également être considéré comme un événement de diffusion unique. Toujours selon l'équation (Eq.IV.3), sa section efficace est

$$\sigma_{ms} = \frac{1}{ns} \quad (\text{Eq.IV.36})$$

En résultat

$$\frac{\sigma_{ms}}{\pi p_{max}^2} = \frac{\langle \Phi^2 \rangle}{\langle (\Phi(N_c))^2 \rangle} \quad (\text{Eq.IV.37})$$

Nous évaluons à nouveau pour une diffusion multiple à 90° avec

$$\langle (\Phi(N_c))^2 \rangle = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \quad (\text{Eq.IV.38})$$

En combinant les équations (Eq.IV.33), (Eq.IV.34), (Eq.IV.37) et (Eq.IV.38) donnent

$$\sigma_{ms}(90^\circ) = \frac{8}{\pi} B^2 \log \Lambda \quad (\text{Eq.IV.39})$$

En comparant avec l'équation (Eq.IV.29) qui donne le rapport entre les sections efficaces de diffusion multiple aux sections efficaces de diffusion unique

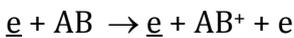
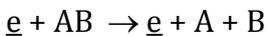
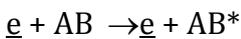
$$\frac{\sigma_{ms}(90^\circ)}{\sigma(90^\circ)} = \frac{32}{\pi^2} \left(\frac{m_B}{m_A+m_B}\right)^2 \log \Lambda \quad (\text{Eq.IV.40})$$

$\log \Lambda \approx 10$ est une bonne approximation du logarithme de Coulomb dans de nombreux plasmas. Ainsi, la diffusion coulombienne dans un plasma est largement déterminée par une diffusion multiple plutôt que par une diffusion unique [207].

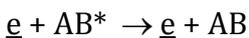
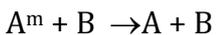
IV.9. Collisions inélastiques

IV.9.1 Introduction

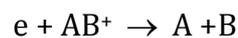
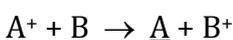
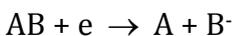
C.Inélastiques de première espèce : $\varepsilon_c = \varepsilon_c' + \Delta\varepsilon > 0$



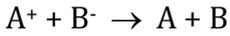
C.Super - élastiques (2^{ème} espèce) : $\varepsilon_c = \varepsilon_c' + \Delta\varepsilon < 0$



Autres collisions inélastiques



CHAPITRE IV : Phénomène de Collision



La physique des plasmas et la spectroscopie des atomes est un vaste domaine, et nous n'en donnons ici qu'un bref résumé. Pour un traitement plus approfondi, nous devons consulter des manuels tels que Bransden et Joachain (1983) [208] et Thorne (1988) [209]. Les atomes sont constitués d'un ou plusieurs électrons liés à un noyau positif lourd. Dans une description classique, les électrons se déplacent sur des orbites circulaires dont les rayons a sont déterminés par l'équilibre entre les forces électrostatiques vers l'intérieur et centrifuges vers l'extérieur. Pour l'atome d'hydrogène, la force vers l'intérieur est la force de Coulomb du proton, conduisant à l'équilibre des forces :

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a^2} = \frac{mv^2}{a} \quad (\text{Eq.IV.41})$$

D'après l'équation (Eq.IV.41), tous les rayons (et les vitesses correspondantes) sont possibles. Une description quantique limite les orbites à celles dont le moment cinétique est un multiple entier de \hbar .

$$mva = n\hbar \quad (\text{Eq.IV.42})$$

Où $n \geq 1$ est un entier appelé le nombre quantique principal, et $\hbar = h/2\pi$, avec la constante de Planck $h \approx 6.626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$. La résolution de l'équation (Eq.IV.41) et l'équation (Eq.IV.42) donne les rayons quantifiés [210].

$$a_n = n^2 a_0 \quad (\text{Eq.IV.43})$$

Ou, pour le niveau le plus bas ($n=1$)

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2 m} \approx 5.29 \times 10^{-11} \text{ m} \quad (\text{Eq.IV.44})$$

L'équation (Eq.IV.44), représente le rayon de Bohr, la vitesse est :

$$v_n = \frac{v_{at}}{n} \quad (\text{Eq.IV.45})$$

$$v_{at} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar} \approx 2.19 \times 10^6 \text{ m/s} \quad (\text{Eq.IV.46})$$

Est la vitesse des électrons dans la première orbite de Bohr. L'échelle de temps atomique caractéristique représenté par

$$t_{at} = \frac{a_0}{v_{at}} \approx 2.42 \times 10^{-17} \text{ s} \quad (\text{Eq.IV.47})$$

L'énergie électronique W_n est la somme de l'énergie cinétique et potentielle

$$W_n = \frac{1}{2} m v_n^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a_n} \quad (\text{Eq.IV.48})$$

En définissant $W_n = e\mathcal{E}_n(V)$, on obtient

$$\mathcal{E}_n = \frac{\mathcal{E}_{at}}{n^2} \quad (\text{Eq.IV.49})$$

Ou

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

$$\mathcal{E}_{at} = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar} \right)^2 \approx 13.61 \text{ V} \quad (\text{Eq.IV.50})$$

L'équation (Eq.IV.50), est le potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène dans son état d'énergie le plus bas ($n=1$).

Pour un atome à plusieurs électrons, un électron de valence voit une certaine charge positive efficace $Z_{eff} e$. Ceci conduit à un rayon pour la première orbite de Bohr $a_{eff} = a_0/Z_{eff}$ et à un potentiel d'ionisation $\mathcal{E}_{iz} = Z_{eff}^2 \mathcal{E}_{at}$. Lorsque nous combinons ces expressions, le rayon d'un atome se trouve à l'échelle de

$$a_{eff} \approx a_0 \left(\frac{\mathcal{E}_{at}}{\mathcal{E}_{iz}} \right)^{1/2} \quad (\text{Eq.IV.51})$$

\mathcal{E}_{at} est calculé par l'équation (Eq.IV.50)

Cette description, bien que qualitativement correcte, est incomplète. La mécanique quantique spécifie l'état de chaque électron dans un atome en termes de quatre nombres quantiques, n, l, m_l et m_s (n, l et m_l sont des entiers), avec les restrictions $l + 1 \leq n, |m_l| \leq l$, et avec $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Les nombres quantiques l et m_l spécifient le moment cinétique orbital total et sa composante dans une direction particulière ; le nombre quantique m_s spécifie la direction du spin de l'électron.

Pour le modèle précédent, l'énergie de chaque niveau ne dépend que de n . Par les restrictions sur l, m_l et m_s , il existe $2n^2$ états électroniques ayant la même énergie \mathcal{E}_n .

On dit que le niveau d'énergie \mathcal{E}_n est de dégénérescence $2n^2$. Pour un atome avec plus d'un électron, l'équilibre des forces comprend non seulement la force attractive du noyau, mais aussi les forces répulsives des autres électrons. Dans le modèle de champ central, chaque électron se déplace sous l'influence d'un potentiel à symétrie sphérique qui inclut les effets moyens de tous les autres électrons. Cela rompt la dégénérescence de sorte que l'énergie est fonction à la fois de n et de l . La figure IV.13 montre un diagramme de niveau d'énergie typique avec les différentes valeurs de l déplacées vers la droite. Pour des raisons historiques, les électrons ayant $l=0, 1, 2$ et 3 sont appelés électrons s, p, d et f , respectivement [211].

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

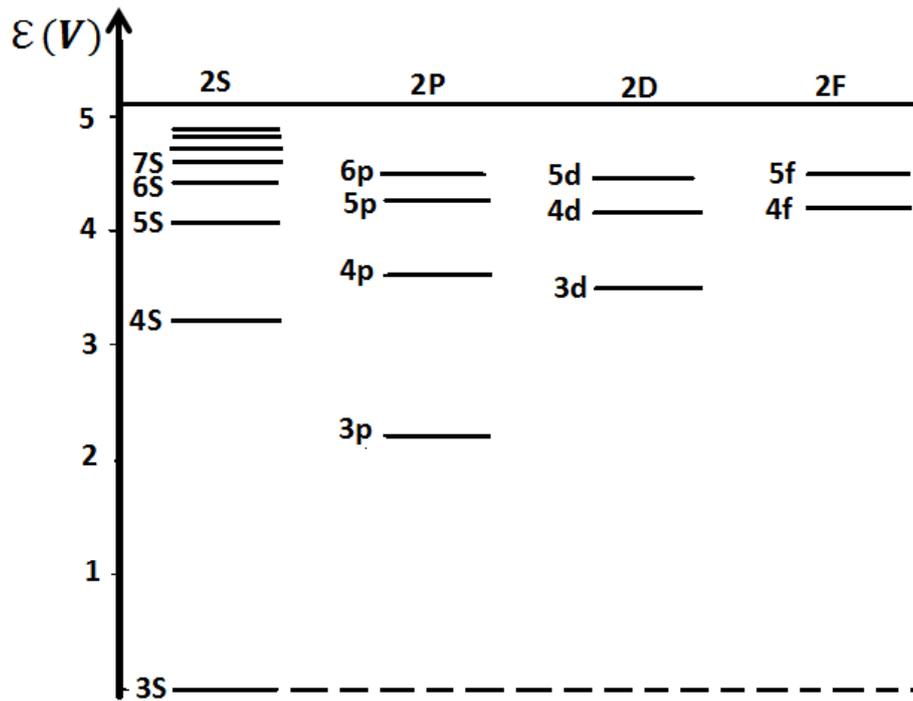
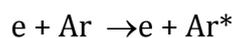
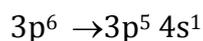


Figure IV.13. Niveaux d'énergie atomique pour le modèle de champ central d'un atome, montrant la dépendance des niveaux d'énergie sur les nombres quantiques n et l ; les niveaux d'énergie sont indiqués pour le sodium, sans la structure fine (d'après Thorne, 1988)[209].

Le principe d'exclusion de Pauli [212] stipule que deux électrons ne peuvent pas avoir le même état. Par conséquent, des atomes stables sont construits en plaçant des électrons dans les états disponibles par ordre d'énergie croissante. Par exemple, les configurations électroniques des états d'énergie la plus basse (états fondamentaux) de l'hydrogène, de l'oxygène et de l'argon sont $1s$, $1s^2 2s^2 2p^4$ et $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$. Dans cette notation, les valeurs de n et l spécifient une sous-couche d'électrons donnée, et l'exposant indique le nombre d'électrons dans chaque sous-couche, qui contient un maximum de $2(2l+1)$ électrons. Les électrons de la bande de valence, qui sont ceux de la dernière sous-couche (généralement sont incomplète), déterminent le comportement collisionnel et autre des atomes. Par exemple, une collision d'électrons avec un atome d'argon peut exciter l'atome à un niveau d'énergie plus élevé.



Correspondant à un changement d'état



Pour les électrons de la bande de valence.

Pour les éléments légers par exemple (environ $Z \leq 40$ (électrons)), les niveaux d'énergie sont généralement rangés par les valeurs du moment cinétique orbital et de spin autorisé L et S pour la somme de tous les électrons de valence. Les niveaux avec différentes valeurs L sont

CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

appelés niveaux S , P , D et F pour $L = 0, 1, 2$ et 3 , par analogie avec la terminologie à un seul électron. La valeur entière ou demi-entière de S est indiquée par un exposant $2S+1$, la multiplicité, placé à gauche de la valeur L . La dégénérescence (nombre d'états) pour un niveau avec L et S donnés est $(2L+1)(2S+1)$. Une partie de la dégénérescence est généralement éliminée par de faibles interactions magnétiques entre le spin et les mouvements orbitaux, donnant lieu à de petites divisions supplémentaires des niveaux d'énergie dégénérés, la structure dite fine. Ceci est spécifié par un nombre quantique J pour la somme du moment cinétique orbital et de spin total, qui peut avoir une valeur entière ou demi-entière, et qui est écrit en indice à droite de la valeur L . La dégénérescence restante pour chaque niveau avec un L , S et J donné est $2J+1$. Les niveaux d'énergie de l'état fondamental de l'hydrogène, de l'oxygène et de l'argon par exemple dans cette notation sont $2S_{1/2}$, $3P_2$ et $1S_0$, respectivement. Pour les atomes lourds, à peu près $Z \geq 40$ (*électron*), les valeurs L et S ne sont plus des nombres quantiques significatifs, et les valeurs n et J seules, ainsi que les valeurs j des électrons individuels, peuvent être utilisées pour spécifier un niveau [213].

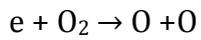
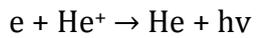
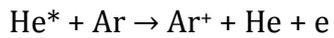
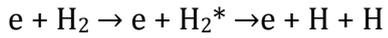
CHAPITRE IV : Phénomène de Collision

IV.10. Questions de compréhension

Questions : Mettez Faux ou Vrai, on corrigeant les phrases fausses

1. Cette réaction $e + AB \rightarrow e + AB^*$, représente une collision élastique dans un plasma.
2. Dans un plasma complètement ionisé, les collisions entre les électrons et les neutres sont les plus important.

Exercice: Mentionner le processus qui a eu lieu pour chaque équation:



Chapitre V : Théorie cinétique des plasmas

V.1. Équation de BOLTZMANN

V.1.1. Les termes dérivés

Les plasmas d'équilibre sont bien décrits en utilisant la mécanique statistique. L'état dynamique d'un système est représenté par un point dans l'espace des phases à $6N$ dimensions, défini par le vecteur $(r ; v)$, où r représente la position des particules dans la décharge et v indique la vitesse de ces particules. L'hypothèse principale de la mécanique statistique est que les variables observées macroscopiquement du système sont en relation, parmi toutes les combinaisons imaginables de positions et de vitesses, avec les états dynamiques les plus probables. Ce dernier peut généralement être trouvé en résolvant l'équation de Liouville [214], qui stipule que le volume d'un ensemble donné de points dans l'espace des phases est constant tout au long du mouvement de ces points. Une solution générale à l'équation de Liouville suppose la connaissance précise de tous les mouvements des particules, c'est-à-dire le maximum d'informations que l'on peut espérer avoir du système [215].

Cependant, il est souvent inutile d'avoir une description aussi détaillée du système et dans de nombreux cas, il suffit d'avoir des informations sur la fonction de distribution de particules du système $f(r; w; t)$, définie comme

$$f(r, v, t) \equiv \frac{dN_p}{dr dv} \quad (\text{Eq.V.1})$$

où dN_p est le nombre de particules à l'intérieur du volume d'espace de phase à six dimensions $dr dv$. Continuité dans l'espace des phases : Nous suivrons le mouvement d'un électron individuel et traitons à la place des changements dans un ensemble d'électrons défini en donnant le nombre d^6N d'électrons dans un volume d^3r d'espace de configuration et d^3v d'espace de vitesse. Ce nombre définit une fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ par [216] :

$$d^6N = f d^3r d^3v \quad (\text{Eq.V.2})$$

L'intégration sur l'espace des vitesses donne la densité de particules (atomique).

$$n(\vec{x}, t) = \int f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{Eq.V.3})$$

Une fonction de distribution spéciale de la vitesse (ou de l'énergie cinétique) est la distribution maxwellienne.

Pour une représentation 2D simplifiée de l'espace des phases (Figure V.1), nous considérons le développement d'un élément de volume avec le temps. Pendant le pas de temps dt , la position varie en fonction de la vitesse v et de la force F .

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

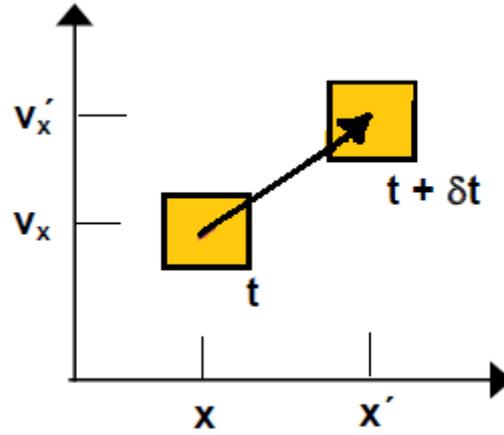


Figure V.1. Déplacement d'un élément de volume dans l'espace des phases pendant un incrément de temps δt .

$$\dot{x} = x + v_x \delta t \quad \dot{v}_x = v_x + \frac{F}{m} \delta t \quad (\text{Eq.V.3})$$

Sans perte ou génération de particules, le nombre de particules dans l'élément de volume reste constant

$$f(\dot{x}, \dot{v}_x, \dot{t}) d\dot{x} d\dot{v}_x = f(x, v_x, t) dx dv_x \quad (\text{Eq.V.4})$$

Le déterminant de Jacobi se présente de la façon suivant :

$$\frac{d\dot{x}d\dot{v}_x}{dx dv_x} = \begin{vmatrix} 1 & \delta t \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = 1 \quad (\text{Eq.V.5})$$

La fonction de distribution reste constante dans le temps (retour à l'espace des phases 6D)

$$\frac{d}{dt} f(\vec{x}, \vec{v}, t) = 0 \quad (\text{Eq.V.6})$$

Le théorème de Liouville [214]. Avec les dérivées partielles, cela correspond à

$$\frac{df}{dt} = \frac{df}{dt} + \frac{df}{d\vec{x}} \frac{d\vec{x}}{dt} + \frac{df}{d\vec{v}} \frac{d\vec{v}}{dt} = 0 \quad (\text{Eq.V.7})$$

L'équation de Vlasov [217] résulte par l'équation (Eq.V.8)

$$\frac{df}{dt} + \vec{v} \frac{df}{d\vec{x}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{df}{d\vec{v}} = 0 \quad (\text{Eq.V.8})$$

Cette équation décrit le développement de particules libres sans interaction. En général, les collisions doivent être prises en compte, ce qui modifiera le différentiel de temps total de f . Ceci est incorporé dans l'équation de Boltzmann suivante par un terme de collision, qui inclut tous les changements temporels de f dus aux collisions [218] :

$$\frac{df}{dt} + \vec{v} \frac{df}{d\vec{x}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{df}{d\vec{v}} = \left(\frac{df}{dt} \right)_{Coll} \quad (\text{Eq.V.9})$$

La dépendance à la vitesse de f peut être séparée par la définition des moments, laissant une série de n-ièmes moments qui ne dépendent que de l'emplacement.

$$f^n(\vec{x}, t) = \int v^n f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{Eq.V.10})$$

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

En particulier, le moment zéro est la densité selon l'équation (Eq.4.2), et le premier moment divisé par le zéro-ième moment est la vitesse moyenne

$$\langle v \rangle = \frac{\int v f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3v}{\int f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3v} = \frac{1}{n} \int v f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{Eq.V.11})$$

Il définit également un courant de particules dans l'espace des phases dont la composante dans l'espace de configuration est donnée par

$$\vec{\gamma} = \vec{v} f \quad (\text{Eq.V.12})$$

et dont la composante dans l'espace des vitesses est déterminée par les forces appliquées

$$\vec{g} = (\vec{a} + \vec{w}_b \times \vec{v}) f \quad (\text{Eq.V.13})$$

Pour les forces continues, on aurait l'équation de continuité

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}_r \vec{\gamma} + \text{div}_v \vec{g} = 0 \quad (\text{Eq.V.14})$$

Mais les collisions ont pour effet d'enlever un électron d'un élément de l'espace des vitesses et de le remplacer dans un autre, voire d'en créer un nouveau dans le cas de l'ionisation. On y pourvoit en écrivant [219]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div}_r \vec{\gamma} + \text{div}_v \vec{g} = B(t) \quad (\text{Eq.V.15})$$

C'est l'équation de Boltzmann.

Où B est une intégrale qui définit par le terme $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$, ce terme est la variation de la fonction f suite aux collisions produit dans le milieu, c'est-à-dire la redistribution des électrons et aussi des ions dans un espace de vitesses.

V.2. Modèles fluides

Un modèle fluide c'est un modèle de décharge dans lequel le transport des particules chargées est décrit et résolu à l'aide des valeurs moyennes pour certains paramètres du plasma de décharge.

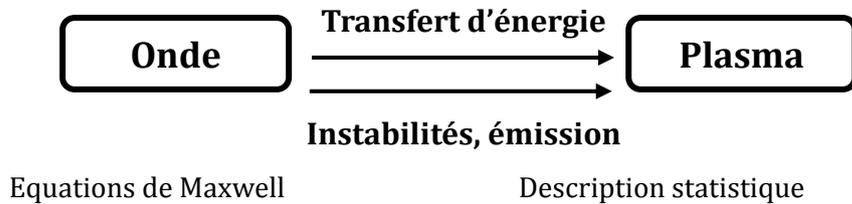
En principe, la cinétique des électrons et des ions dans un gaz faiblement ionisé peut être décrite à l'aide de l'équation de Boltzmann.

L'équation de Boltzmann représenté dans les paragraphes précédents (Eq.V.9), c'est une équation de continuité dans un espace des phases (r; v), qui détermine la fonction de distribution des particules f(r; v; t), à chaque position et vitesse (r; v) et à l'instant t, sous l'effet processus et de forces de collision avec les molécules de gaz [220].

La solution de l'équation de Boltzmann multidimensionnelle et dépendante du temps constitue une fonction numérique extrêmement difficile et coûteuse en temps, qui fournit une description cinétique avec un tel détail souvent inutile pour les applications. De plus, la

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

solution auto-cohérente de l'équation de Boltzmann des particules chargées devrait impliquer aussi le couplage de l'équation de Poisson [221] représenté par l'équation (Eq.V), pour un champ de charge d'espace auto-cohérent, ce qui complique davantage ce problème.



Pour résoudre ce problème, on suppose que les principales caractéristiques du plasma sont bien décrites en termes de propriétés moyennes : densité des particules, vitesse moyenne, énergie moyenne, etc. Dans ce cas on remplace l'équation de Boltzmann des particules par certaines équations moyennes (appelées les moments de l'équation de Boltzmann [222], qui correspondent à une suite infinie d'équations hydrodynamiques. Le développement de ces modèles fluides contient deux hypothèses principales

1. La première hypothèse concerne la troncature de la série infinie d'équations hydrodynamiques générées à partir de l'équation de Boltzmann, en supposant que deux ou trois moments pour les électrons (équations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie) et deux moments pour les ions (équations de masse et de quantité de mouvement) sont généralement suffisant pour obtenir une description raisonnable.

2. La deuxième hypothèse concerne la clôture de l'ensemble sélectionné d'équations de moment et nécessite des hypothèses supplémentaires. Le problème est double.

Premièrement, la troncature de la hiérarchie des équations implique une troncature également des paramètres calculés. Dans les modèles plasmas à basse température en anglais (Low temperature plasmas **LTP**), il est habituel d'adopter l'approximation dite de petite anisotropie qui correspond à supposer que les vitesses thermiques des particules dominant sur leurs vitesses de dérive, introduisant ainsi une relation supplémentaire sur les flux de plasma.

Deuxièmement, le système d'équations des moments contient des intégrales sur la fonction de distribution de particules inconnue, qui peuvent être interprétées physiquement comme les paramètres de transport des particules et les coefficients de vitesse. Par conséquent, pour calculer ces intégrales, il est nécessaire de faire des hypothèses sur la fonction de distribution des particules, ce qui est particulièrement délicat pour les électrons. Dans les plasmas **rf**, les

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

électrons ne sont pas à l'équilibre thermodynamique local **LTP** en raison de l'échange d'énergie inefficace entre les électrons qui sont légers et les particules lourds comme les neutres, ce qui signifie que la fonction EDF s'écarte de sa forme Maxwellienne.

De nos jours, il existe un accord général sur le fait que les modèles fluides doivent inclure les équations de continuité et de transfert d'impulsion pour les électrons et les ions, l'équation de transport d'énergie moyenne des électrons et aussi l'équation de Poisson, et que le problème doit être résolu de manière autocohérente soit en unidimensionnel 1D [223] ou 2D [224].

Cependant, concernant les conditions de fermeture du problème, on peut distinguer deux approximations différentes pour le calcul de la fonction EDF

- ✓ L'approximation du champ local en anglais the *local field approximation* (LFA)
- ✓ L'approximation de l'énergie moyenne locale en anglais the *local mean energy approximation* (LEA).

Le **LFA** suppose que les paramètres de transport d'électrons (electron transport parameters) (**eTP**) et les coefficients de taux d'électrons (electron rate coefficients)(**eRC**), calculés à une position r et un temps donnés, sont une fonction exclusive du champ électrique réduit local (**local reduced electric field**) $E(r; t)=N$, où E est l'amplitude du champ électrique et N est la densité du gaz. En d'autres termes, l'EDF à $(r; t)$ est supposé être le même qui existerait dans un champ électrique réduit uniforme égal à $E(r; t)=N$, et cet équilibre avec le champ électrique local implique que l'énergie gagnée par les électrons du champ électrique est localement compensée par leurs pertes d'énergie dues aux collisions. L'idée originale derrière cette approximation [225] était d'utiliser pour les données **eTP** des expériences dc Townsend avec **eRC** calculé pour différentes valeurs $E(r; t)=N$. Les **eRC** ont été obtenues par intégration de la section efficace électronique correspondante sur un EDF local, calculée à partir de la solution à l'homogène (espace et indépendant du temps) Équation de Boltzmann électronique (EBE).

Modèles de décharge antérieurs tels que [226-228] ont utilisé cette approximation pour assurer la fermeture du système d'équations. Cependant, l'hypothèse échoue normalement dans les régions de gaine (où les électrons ne sont pas en équilibre avec le champ électrique) conduisant à une sur/augmentation de l'**eTP** près des parois de décharge. En général, le problème a été évité en imposant une **eTP** constante dans la région de la gaine comme solution pratique.

Le LEA considère l'**eTP** et l'**eRC** à $(r; t)$ comme une fonction exclusive de l'énergie moyenne des électrons calculée à partir de l'équation du bilan énergétique dans le modèle fluide. Concrètement, les coefficients électroniques sont obtenus à partir d'un EDF local (calculé en

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

résolvant l'EBE homogène), qui est maintenant considéré comme une fonction de l'énergie moyenne (locale) des électrons. Bien qu'inexacte, cette approche est capable de supprimer les variations non physiques de l'eTP dans les régions de la gaine, obtenues lorsque le LFA est adopté.

Souvent, les équations de transport dans les modèles de fluides sont encore simplifiées en adoptant l'approximation de dérive-diffusion (DDA), qui écrit les flux de particules chargées comme la somme d'une dérive plus un terme de diffusion, en ignorant tous les autres termes [229].

L'avantage remarquable des modèles fluides, qui jusqu'à présent ne peuvent être remis en cause par des modèles statistiques équivalents dimensionnels, est leur convergence rapide. Des temps d'exécution de quelques heures fournissent des résultats fiables et, par conséquent, les simulations utilisant des codes fluides sont de loin la méthode la plus couramment utilisée dans l'analyse de la LTP pour le traitement des matériaux.

Cependant, les modèles fluides ne peuvent pas fournir les fonctions de distribution des espèces mais seulement des moyennes sur les distributions. Ce manque de détails (par exemple, la distribution d'énergie des ions frappant dans la tranche est indisponible) est souvent compensé par des codes hybrides. Sous réserve d'un ensemble d'hypothèses, qui se reflètent à la fois dans la précision et la validité finales, les modèles fluides doivent être confrontés à des mesures expérimentales et les résultats des modèles statistiques correspondants doivent être considérés comme une référence. Le modèle fluide décrit le transport d'électrons en utilisant la continuité, le transfert d'impulsion et l'équation d'énergie moyenne obtenue à partir des moments d'ordre zéro, premier et second de l'équation de Boltzmann (écrit sous l'approximation à deux termes). Ces équations s'écrivent comme suit :

V.2.1. Equation de continuité

Le moment le plus bas de l'équation de Boltzmann est obtenu en intégrant tous les termes de l'équation de Boltzmann (Eq.V.15) sur l'espace des vitesses. L'intégration donne l'équation de continuité macroscopique [230]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nv) = \frac{\delta n}{\delta t} \quad (\text{Eq.V.16})$$

Le terme $\frac{\delta n}{\delta t}$ concerne la création et la destruction de particules dans des processus cinétiques comme l'ionisation et la recombinaison, et il peut être écrit comme $\frac{\delta n}{\delta t} \equiv n\nu$, où ν/N est le coefficient du taux de création net de particules.

L'équation (Eq.V.16) décrit physiquement la conservation des particules. Si l'équation (Eq.V.16)

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

est intégré sur un volume ν délimité par une surface fermée S , indique que le nombre net de particules générées par seconde dans V , soit traverse la surface S , et augmente le nombre de particules dans le volume ν .

Pour les décharges courantes à basse pression en régime permanent, l'ionisation est généralement par collisions électron-neutre.

V.2.2. Equation de quantité de mouvement

Pour obtenir l'équation de quantité de mouvement, un premier moment est formé en multipliant l'équation de Boltzmann par ν et en intégrant sur la vitesse. Les détails sont compliqués et impliquent l'évaluation d'éléments tenseurs. Le calcul peut être trouvé dans la plupart des textes de théorie du plasma, par exemple, Krall et Trivelpiece [231]. Le résultat est

$$mn \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = qn(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \mathbf{\Pi} + f|_c \quad (\text{Eq.V.17})$$

Le côté gauche est la densité de masse de l'espèce multipliée par la dérivée convective de la vitesse moyenne, représentant la densité de masse multipliée par l'accélération. La dérivée convective a deux termes : le premier terme $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$ représente une accélération due à un \mathbf{u} variant explicitement dans le temps ; le deuxième terme « inertiel » $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$ représente une accélération même pour un écoulement de fluide stationnaire $\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$ ayant un \mathbf{u} variable dans l'espace.

Par exemple, si $\mathbf{u} = \hat{x}u_x(x)$ augmente selon x , alors le fluide accélère selon x . Ce second terme est non linéaire en \mathbf{u} et peut souvent être négligé dans l'analyse du débit.

La masse multipliée par l'accélération est influencée, du côté droit, par les forces corporelles, le premier terme étant les densités de force électrique et magnétique. Le deuxième terme est la densité de force due à la divergence du tenseur de pression, qui résulte de l'intégration sur les vitesses.

V.2.3. Equation d'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est obtenue en multipliant l'équation de Boltzmann par $\frac{1}{2}mv^2$ et en intégrant sur la vitesse. L'intégration et quelques autres manipulations donnent [232] :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2}p \right) + \nabla \cdot \frac{3}{2}(p \cdot \mathbf{u}) + p \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \mathbf{q} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2}p \right) \Big|_c \quad (\text{Eq.V.18})$$

Voici $\frac{3}{2}p$ la densité d'énergie thermique (J/m^3), $\frac{3}{2}p\mathbf{u}$ est le flux d'énergie thermique macroscopique (W/m^2), représentant le flux de la densité d'énergie thermique à la vitesse du fluide \mathbf{u} , $p \nabla \cdot \mathbf{u}$ (W/m^3) donne le chauffage ou refroidissement du fluide dû à la compression ou

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

à l'expansion de son volume, q est le vecteur de flux de chaleur (W/m^2), qui donne le flux d'énergie thermique microscopique, et le terme de collision comprend tous les processus de collision qui modifient l'énergie thermique densité. Ceux-ci incluent l'ionisation, l'excitation, la diffusion élastique et le chauffage par friction (ohmique). L'équation est généralement fermée en fixant $q=0$ ou en laissant $q = -k_T \nabla T$, où k_T est la conductivité thermique.

Pour la plupart des décharges en régime permanent, le flux d'énergie thermique macroscopique est équilibré par rapport aux processus de collision, ce qui donne l'équation plus simple.

V.2.4. Equation de Poisson

Le traitement auto-cohérent du transport de particules chargées dans les décharges électrique est assuré en couplant l'ensemble d'équations ci-dessus avec l'équation de Poisson. Le champ électrique dépend fortement à la fois de la tension externe appliquée et de la séparation interne des particules chargées. Le champ électrique s'écrit [233] :

$$E(r, z, t) = -\nabla_{r,z} V(r, z, t) \quad (\text{Eq.V.19})$$

$V(r, z, t)$ est le potentiel correspondant dans la décharge calculé à l'aide de l'équation de Poisson (en supposant des ions à charge unique)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (\sum_p n_p - \sum_n n_n - n_e) \quad (\text{Eq.V.20})$$

Où ϵ_0 est la permittivité du vide, cette équation relie le potentiel aux charges d'espace

V.3. Oscillations du plasma

V.3.1. Introduction

Les ondes sonores et les ondes lumineuses diffèrent par leur mode d'oscillation, qui est transversal à la direction de propagation de la lumière et le long de la propagation du son. Dans la matière solide, des ondes de « cisaillement » transversales et des ondes de « compression » longitudinales peuvent même coexister à la même fréquence. Cependant, la vitesse de propagation différente de ces deux "modes" donne aux deux ondes une longueur d'onde différente à la même fréquence. Les gaz ordinaires ne peuvent supporter que des ondes de compression longitudinales, car il n'y a pas de force de cisaillement de restauration. Les plasmas ont une plus grande variété de modes d'onde que la matière ordinaire car les plasmas combinent les aspects d'un gaz avec des forces électromagnétiques.

De plus, l'intrication du mouvement des particules avec les champs magnétiques conduit à des types d'ondes inconnus dans d'autres domaines de la physique. L'appareil mathématique est

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

maintenu aussi simple que possible. Des aspects importants, comme l'amortissement de Landau et les ondes d'Alfvén [234] ou les ondes non linéaires [235], ont dû être omis en hommage à l'espace limité. Le nouveau domaine des plasmas poussiéreux [236], qui conduit à de nombreux autres modes, comme les ondes acoustiques de poussière, les ondes de réseau [237].

Il existe un certain nombre d'excellents manuels sur les ondes plasma qui donnent un aperçu général [238-240], se concentrent sur les plasmas froids [241] ou sur les effets cinétiques [242], qui sont recommandés au lecteur pour des études plus approfondies.

Cet équilibre peut être, à tout moment rompu par un excès de charge électrique positive ou négative. Le plasma tend alors à revenir à son équilibre initial: cette perturbation engendre des phénomènes d'oscillation pendulaire autour de son état d'équilibre: oscillations électroniques du plasma. Ces oscillations sont principalement dues aux électrons beaucoup plus mobiles que les ions. La fréquence de ces oscillations électroniques est :

- ✓ Les écarts microscopiques par rapport à la quasi-neutralité dans un plasma entraînent des oscillations de plasma (ou de Langmuir). Elles représentent la forme la plus simple des oscillations dans un plasma, et elles sont un exemple évident du comportement collectif des plasmas. L'équation du mouvement d'une gaine de plasma plane en approximation linéaire relie le champ électrique de charge d'espace E à la séparation x des électrons des ions et décrit donc des oscillations de Langmuir non amorties avec leur fréquence de plasma d'électrons

$$\text{Pour les électrons : } f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} \Rightarrow \omega_{pe} = \left(\frac{n_{e0} q_e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (\text{Eq.V.21})$$

$$\text{Pour les ions : } \omega_{pi} = \left(\frac{n_{i0} Z^2 q_e^2}{m_i \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (\text{Eq.V.22})$$

Elles ont été observées pour la première fois par F. M. Penning et détaillées par L. Tonks et I. Langmuir [243].

Ce problème s'étudie de manière quantitative, en posant les équations générales d'une oscillation de charge électronique avec les hypothèses ci-dessous:

- ✦ Les ions sont immobiles
- ✦ Les collisions sont négligeables
- ✦ L'agitation thermique est négligeable

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

- ✦ Les oscillations sont de faible amplitude
- ✦ Il n'y a pas de champs électriques ou magnétiques extérieurs

On peut donc écrire les équations hydrodynamiques des électrons [244]:

- Équation de conservation des particules :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_e \vec{v}_e = 0 \quad (\text{Eq.V.23})$$

- Équation de conservation de la quantité de mouvement

$$n_e m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_e \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}_e = n_e q_e \vec{E} \quad (\text{Eq.V.24})$$

Compte tenu des hypothèses ci-dessus, dans cette dernière équation, on a négligé les termes de pression cinétique et de collisions; n_e devient

$$n_e(\vec{r}, t) = n_{e0} + n_{e1}(\vec{r}, t) \quad (\text{Eq.V.25})$$

où n_{e1} est une petite perturbation

En considérant également, $\vec{v}_e = \vec{v}_{e0}$ et $\vec{E}_1 = \vec{E}$ comme étant des petites perturbations d'ordre 1 et ω une fréquence connue, cette équation ci-dessus se décompose en 2 équations complexes [245]:

$$\begin{cases} -i\omega n_{e1} + n_{e0} \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_{e1} = 0 \\ -i\omega n_{e0} + m_e \vec{v}_{e1} = n_{e0} e \vec{E}_1 \end{cases} \quad (\text{Eq.V.26})$$

En tenant compte de la neutralité du plasma dans un milieu uniforme ($n_{e0}q_e + n_{i0}q_i = 0$), on en déduit:

$$\vec{v}_{e1} = \frac{-q_e}{i\omega m_e} \vec{E}_1 \quad (\text{Eq.V.27})$$

$$n_{e1} = \frac{n_{e0}q_e}{\omega^2 m_e} \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1 \quad (\text{Eq.V.28})$$

On fait introduire l'équation (Eq.V.20) de la fréquence du plasma

$$(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1)(1 - \omega_{pe}^2/\omega^2) = 0 \quad (\text{Eq.V.29})$$

Après avoir linéarité ces équations pour de petites perturbations, aboutissant a un système d'équations aux dérivées partielles, ce système se réduit à un système linéaire admettant des solutions que si son déterminant est nul.

$$D(\omega, \vec{k}) = 0 \quad (\text{Eq.V.30})$$

Elle est appelée équation de dispersion du plasma.

CHAPITRE V : Théorie Cinétique des plasmas

Toutefois, les oscillations dépendent, aussi, de l'agitation thermique; on remplace la relation $\omega = \omega_p$ dans l'équation de dispersion par la relation de *Bohm-Gross*.

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{Te}^2 \quad (\text{Eq.V.31})$$

où k est le nombre d'onde et $v_{Te} = \sqrt{kT_e/m_e}$, vitesse moyenne d'agitation thermique électronique.

Ce résultat montre que les oscillations de plasma se propagent à une vitesse de phase plus grande que la vitesse d'agitation thermique.

V.4. Ondes électromagnétiques

V.4.1. Introduction

Un plasma est un gaz totalement ou partiellement ionisé, constitué d'un ensemble de particules chargés (ions, d'électrons) et des particules neutres comme (atomes ou des molécules).

Les deux caractéristiques principales d'un plasma sont la densité électronique n_e et la température T_e . Les plasmas sont de très bons conducteurs et très abondants dans notre univers ainsi que les plasmas artificiels comme [246]:

- le Soleil, ainsi que le vent solaire, qui constitué de protons et d'électrons émis par le Soleil.
- Les nébuleuses interstellaires.
- l'ionosphère, et aussi une couche de l'atmosphère qui comprise entre 100 à 600 km d'altitude, ou la densité égale à 10^{12}m^{-3} et une température égale à 1200K.
- La couronne solaire, c'est une couche du Soleil s'étendant au-delà de la photosphère.
- Le plasma à l'intérieur d'un tokamak,
- Les plasmas de la décharge électrique comme les lampes et les écrans. Dans ce type d'application les électrons ionise les atomes ou les molécules du gaz et provoque des transitions entre les niveaux électroniques.
- La physique des plasmas est très vaste comme domaine on le trouve dans différents applications, la physique des plasmas relève de la dynamique des fluides et l'électromagnétisme.

Annexe

Questions : Cochez les bonnes réponses :

1. Le premier physicien qui a découvert le plasma c'est :

- Irving Langmuir Sir William Crookes Friedrich Paschen

2. Un plasma est un milieu

- électriquement chargé électriquement neutre

3. On a un plasma froid, si le degré d'ionisation δ

- $\delta = 1$ $\delta > 1$ $\delta < 1$

4. Si on a une température de 1000 °k, cela convertit à combien d'énergie en eV ?

- $\approx 10^7$ $\approx 10^4$ $\approx 10^5$

5. La quasi-neutralité est :

- la somme totale des charges est non nulle dans un volume macroscopique
 la somme totale des charges est nulle dans un volume macroscopique

6. Pour que les électrons quittent la cathode, il faut qu'ils reçoivent

- de l'énergie des ions d'un champ magnétique

7. Dans un plasma froid

- les électrons sont chauds et les ions sont froids.
 les ions sont chauds et les électrons sont froids

8. Dans un plasma chaud

- la densité des molécules neutres faibles devant la densité d'électrons et d'ions
 la densité des électrons et des ions fortes devant la densité de molécules neutres
 la densité des électrons et des ions égales à la densité de molécules neutres

9. Les plasmas artificiels créés par l'homme sont

- généralement faiblement ionisés
 généralement fortement ionisés
 généralement des plasmas à l'équilibre thermodynamique

ANNEXE

10. Dans un plasma complètement ionisé, on a des collisions

- entre les électrons et les neutres
- entre les ions et les neutres
- entre les électrons et les ions

Exercice 1

1. Décrire les processus de conversion d'énergie par plasmas ?
2. Expliquez le principe de décharges électrique pour la production des photons UV ?

Exercice 2

Un «plasma-gain » occupe initialement un espace d'une distance de 0 à x ($x \leq 0$). Lorsqu'on laisse les électrons se déplacent, ils ont la possibilité d'occuper un espace situé à $x > 0$ de la frontière initiale, avec le phénomène de l'agitation thermique. Si on suppose qu'un nuage électronique se déplace d'une distance x , on a formation d'un champ E au bord du plasma.

- 1) Représentez l'expression du champ électrique ?
- 2) Donnez l'équation de l'énergie potentielle du plasma à la distance x ?
- 3) Pour quelle valeur de x , l'énergie potentielle égale à l'énergie thermique $E_p = 1/2 K_B T$?

Exercice 3

1. Expliquez pourquoi le coefficient d'émission secondaire γ n'égal pas à 1 ?
2. Quelle sont les deux phénomènes de Townsend dans la décharge électrique ?
3. Que représente le minimum de Paschen (ou le minimum de la tension de claquage) ?

Bibliographies

Bibliographies

- [1] K Charrada et al J. Phys. D: Appl. Phys. 29 2432, 1996.
- [2] B. Larouci, S. Bendella, A. Belasri, Proceedings du 6ème Colloque International de Rhéologie & ses Applications -USTO-MB, 27-28 Novembre 2011.
- [3] Shaukat Mahmood, Nek M. Shaikh, M.A. Kalyar, M. Rafiq, N.K. Piracha, M.A. Baig, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Volume 110, Issue 17, 2009.
- [4] P. Gururani, P. Bhatnagar, B. Bisht, *et al.* Cold plasma technology: advanced and sustainable approach for wastewater treatment. *Environ Sci Pollut Res* **28**, 65062–65082, 2021. <https://doi.org/10.1007/s11356-021-16741-x>
- [5] Moisan, Michel, Barbeau, Jean, Crevier, Marie-Charlotte, Pelletier, Jacques, Philip, Nicolas and Saoudi, Bachir. "Plasma sterilization. Methods and mechanisms" *Pure and Applied Chemistry*, vol. 74, no. 3, pp. 349-358, 2002. <https://doi.org/10.1351/pac200274030349>
- [6] S. Lerouge, M.R. Wertheimer, & L. Yahia, Plasma Sterilization: A Review of Parameters, Mechanisms, and Limitations. *Plasmas and Polymers* **6**, 175–188, 2001. <https://doi.org/10.1023/A:1013196629791>
- [7] G.Belmont, L. Rezeau, C. Riconda, et A. Zaslavsky, Introduction à la physique des plasmas, Amazon Livre 240 pages-juillet 2018.
- [8] W.P. Allis, Motions of ions and electrons, in *Handbuch der Physik*, Ed. S. Flügge (Springer, Berlin), Vol. XXI, p. 383, 1956.
- [9] L. Stenflo, *J. Nucl. Energy, C Plasma Phys.* **8**, 665, 1966
- [10] <https://www.history.com/this-day-in-history/jj-thomson-announces-discovery-of-electrons>
- [11] W. Crookes, « *On radiant matter* », Book, Lectures delivered before the British Association for the Advancement of Science, 1879.
- [12] A.Piel, Plasma Physics: An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010
- [13] B. Held, Cold plasma Physics Masson, Paris, 1994.
- [14] Plasma Naturel, Un site Web éducatif écrit par David P. Stern et Mauricio Peredo, 2001 <http://www.phy6.org/Education/FIntro.html#ix>
- [15] A. Von Engel, R. Seeliger, M. Steenbeck, *Z. Phys.*, 85, 144, 1933.
- [16] Physique des plasmas

Bibliographies

https://fr.wikipedia.org/wiki/Physique_des_plasmas

- [17] Neil F. Comins, *Discovering the Essential Universe*, 4^e éd., W. H. Freeman and Company, p. 382, 2009.
- [18] F. Boulanger, P. Cox, et A. P. Jones, « Course 7: Dust in the Interstellar Medium » *Infrared Space Astronomy, Today and Tomorrow*: 251, volume 70 p., F. Casoli, J. Lequeux et F. David, 2000.
- [19] Claudio Chiuderi, Marco Velli, *Basics of Plasma Astrophysics*, Book Springer-Verlag Italia, 2014.
- [20] JP Fritz, « Pourquoi Pluton est (toujours) une planète » *Chroniques de l'espace-temps, L'Obs*, 23 septembre 2014.
- [21] André Melzer, *Physics of Dusty Plasmas*, book, Springer Cham, 2019.
- [22] P.M. Bellan, *Fundamentals of Plasma Physics*, Pasadena, California, 2004.
- [23] Thierry Lehner, *L'état de plasma - Le feu de l'univers*, Book, Vuibert, 2004.
- [24] J. Howard, *Introduction to Plasma Physics C17*, Plasma Research, Laboratory Research School of Physical Sciences And Engineering (Australian National University), 2002.
- [25] Jean-Marcel Rax, Bernard Bigot, *Physique des plasmas Cours et applications*, Livre Collection Sciences Sup, Dunod, 9782100527878, 2005.
- [26] *Physique des plasmas*
<https://www.techno-science.net/glossaire-definition/Physique-des-plasmas-page-2.html>
- [27] L. Stenflo, *J. Nucl. Energy, C Plasma Phys.* 8, 665, 1966.
- [28] S. Flugge, *Gas Discharge II*, volume XXII, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen Heidelberg, 1956
- [29] Yuri P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, Dr. John E. Allen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1991
- [30] Declan A. Diver, *A Plasma Formulary for Physics, Technology and Astrophysics*, Wiley-VCH Verlag Berlin GmbH, Berlin (Federal Republic of Germany), 2001
- [31] Arnold Hanslmeier, *The Sun and space weather*, Dordrecht, Springer, coll. « Astrophysics and space science library » (n° 347), 2007
- [32] <https://www.linternaute.com/actualite/societe/1226029-25-phenomenes-que-la-science-ne-parvient-pas-a-expliquer/1226191-foudre-en-boule>
- [33] <https://sciencepost.fr/quest-quune-aurore-boreale-pulsante/>
- [34] *Anatomy of a comet Sun (106 km) Ion Tail Dust Tail Head Dust*
<https://image3.slideserve.com/5494433/anatomy-of-a-comet-l.jpg>
- [35] Jean-Luc Raimbault, *Introduction à la physique des plasmas*, laboratoire de physique

Bibliographies

des plasmas, 2012

- [36] Peter A. Sturrock, plasma physics, an introduction to the theory of astrophysical, center for space science and astrophysics, Sianford University 1999.
- [37] PLASMA PEN
https://www.nf-diffusion.com/dermatologue/pdf/plasmapen_xr/ID18_Manuel.pdf
- [38] Tokamak : les principes du confinement magnétique
<https://www.futura-sciences.com/sciences/dossiers/physique-iter-fusion-nucleaire-confinement-magnetique-923/page/7/>
- [39] Plasma Lamp
<https://science-labs.com/comment-fonctionne-une-lampe-plasma/>
- [40] Marc Vandamme, Éric Robert, Stéphanie Lerondel, Jean-Michel Pouvesle et Alain Le Pape, Les plasmas non thermiques, Med Sci (Paris) ; 28 : 154–156, 2012.
- [41] Gregory Fridman, Gary Friedman, Alexander Gutsol et Anatoly B. Shekhter, « Applied Plasma Medicine », Plasma Processes and Polymers, vol. 5, no 6, 2008
- [42] Jiashu Lin, La formation et le transport des particules dans le plasma froid, thèse de doctorat en Physique des plasmas, Orléans, France, 2020.
- [43] M. Turner, Chapter 2 - Physics of Cold Plasma, Cold Plasma in Food and Agriculture Fundamentals and Applications, Pages 17-51, 2016.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-801365-6.00002-0>
- [44] Martin Koppe, Les plasmas froids réchauffent l'innovation, 2016.
<https://lejournal.cnrs.fr/articles/les-plasmas-froids-rechauffent-linnovation>
- [45] La lettre scientifique de l'École Polytechnique N° 12 JUIN 2010.
*Auteur du livre: L'univers des plasmas "Pascal BRADU"
- [46] Shalom Elizer and Yaffa Elizer, the fourth state of mater, an introduction to plasma science. (second edition), IOP "institute of physics publishing bristol and philadelphia, 2001.
- [47] R. J. Bickerton, Introduction to High Temperature Plasma Physics Source: Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 300, No. 1456, pp. 475-488, Apr. 23, 1981.
- [48] Cours plasma
<https://elearning.univ-usto.dz/course/view.php?id=210>
- [49] J. S. Townsend., « Electricity in Gases », Book, Clarendon Press, Oxford (1915)
- [50] Jean-Marcel Rax, Recherches et enjeux en physique des plasmas, la physique au XXI E siècle, la jaune et la rouge – avril 2005.

Bibliographies

- [51] Shivani Saxena, international journal of pharmacy & life sciences role of plasma physics in service to society, int. j. of pharm. & life sci. (ijpls), vol. 2, issue 12, 1328-1330, 2011.
- [52] Yves Martin, Ambrogio Fasoli, La fusion nucléaire de la génération d'étoiles sur terre à la production d'électricité, technologie Stromerzeugung, Bulletin 4 / 2014.
- [53] Helmenstine, Anne Marie, Ph.D. "What Is Plasma Used For, and What Is It Made Of?" ThoughtCo, Aug. 26, 2020. [thoughtco.com/what-is-plasma-608345](https://www.thoughtco.com/what-is-plasma-608345)
- [54] ROBERT H. EATHER, Majestic Lights: The Aurora in Science, History, and the Arts (1980), is a broad treatment of the aurora, with numerous illustrations. An accessible account of research on the solar plasma is given in ROBERT IRION, "Our Tortured Star," New Scientist, 162(2184): 44-48, 1999.
- [55] R. Paul Drake, High-Energy-Density Physics: Fundamentals, Inertial Fusion, and Experimental Astrophysics, Berlin, Springer Science & Business Media, 534 p. (ISBN 978-3-540-29314-9, 2006.
- [56] Lewi Tonks, « The birth of *plasma* », American Journal of Physics, vol. 35, n9, p. 857-858, 1967.
DOI 10.1119/1.1974266, Bibcode 1967AmJPh..35..857T
- [57] M. G. Kong, G. Kroesen, G. Morfill et T. Nosenko, « Plasma medicine: an introductory review », New Journal of Physics, vol. 11, no 11, 2009.
- [58] Mathieu Colin. Etude de quelques problèmes issus de la physique des plasmas et de la mécanique des fluides. Equations aux dérivées partielles [math.AP]. HABILITATION, Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2012.
- [59] Philippe Savoini, Introduction à la physique des plasmas, 1er avril 2009.
https://www.lpp.polytechnique.fr/IMG/pdf/Cours_Intro_Plasma_M1_WEB.pdf
- [60] J. M. Rax, Physique des Plasmas, Dunod, Paris 2005.
- [61] Archit Dhingra, Xuedong Hu, Mario F Borunda et al J. Phys.: Condens. Matter 34 441501, 2022.
DOI 10.1088/1361-648X/ac8c11
- [62] J. L. Delcroix et A. Bers, Physique des Plasmas, Inter Editions et CNRS Editions (1994).
- [63] Fatiha GHALEB, Calcul de la courbe de Paschen et la tension de claquage pour les décharges à gaz rare, Doctorat Es-Science, Université USTOMB, Algérie, 2013.
- [64] Pierre Fauchais, Techniques de l'Ingénieur, Gaz ionisé et plasmas 2000.

Bibliographies

- [65] Claude CORMEZANO, Etude des propriétés des plasmas denses au moyen d'ondes électromagnétiques de très haute fréquence (ondes lumineuses), deuxième Thèse, Rapport CEA-R3125, centre d'étude nucléaires de Saclay, Université Paris France, 1966.
- [66] Mameri Roza, Etude Théorique de la formation des gaines électrostatiques dans un plasma froid, mémoire de Master, Université Bouira, Algérie, 2019.
- [67] S. Mazevet, Introduction à la physique des ` plasmas cours 2: collisions dans les plasmas, Orsay, p1/12, Septembre 2009.
<http://hebergement.u-psud.fr/m2apim/cours/cours%20APIM-2/cours2.pdf>
- [68] G. Livadiotis, AIP Advances 9, 105307 (2019); doi: 10.1063/1.5125714
- [69] Parks, George K., Physics of Space Plasmas (2nd Ed.) 2004.
- [70] Michael C. Kelley, Chapter 7 - Electric Field Measurement Techniques, The Earth's Electric Field Elsevier Pages 187-214, 2014.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-397886-8.00007-7>
- [71] W. B. Thompson, An Introduction to Plasma Physics (Addison-Wesley Publishing Co, Reading, MA), pp. 86–95, 1962.
- [72] R.J. Goldston and P.H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics* (Institute of Physics Publ., Bristol 1995)
- [73] Julien PEYROUX, simulations numériques de l'équation de Vlasov a l'aide d'outils parallèles, Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I, 2005.
- [74] T. F. Stratton, "X-Ray Spectroscopy," in *Plasma Diagnostic Techniques*, R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, Eds. (Academic Press, New York, 1965).
- [75] Cheuk-Yin Wong, *Introduction to High-energy Heavy-ion Collisions*, World Scientific Publishing Co. Pte.Ltd, London, 1994.
- [76] A. Matsuda, Formation kinetics and control of microcrystallite in $\mu\text{c-Si:H}$ from glow discharge plasma. *Journal of non-crystalline Solids*, 59, 767-774, 1983.
- [77] P. K. Robertson, , & Campanella, R. G. Interpretation of cone penetration tests. Part I: Sand. *Canadian geotechnical journal*, 20(4), 718-733, 1983.
- [78] H. L. Anderson, Building molecular wires from the colours of life: conjugated porphyrin oligomers. *Chemical Communications*, (23), 2323-2330, 1999.
- [79] S. Motlagh, J. H. Moore, Cross sections for radicals from electron impact on methane and fluoroalkanes. *The Journal of chemical physics*, 109(2), 432-438, 1998.
- [80] Mi, L, R. A. Bonham, Electron-ion coincidence measurements: The neutral dissociation cross section for CF 4. *The Journal of chemical physics*, 108(5), 1910-1914,

Bibliographies

1998.

- [81] H. Sugai, K. Nakamura, Y. Hikosaka, M. Nakamura, Diagnostics and control of radicals in an inductively coupled etching reactor. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 13(3), 887-893, 1995.
- [82] P. C. Cosby, Electron-impact dissociation of nitrogen. *The Journal of chemical physics*, 98(12), 9544-9553, 1993.
- [83] L. Rezeau et G. Belmont QUELQUES PROPRIETES DES PLASMAS, 5 janvier 2007.
<https://www.lpp.polytechnique.fr>
- [84] Lucie Bres. Interaction entre un plasma froid à la pression atmosphérique et des surfaces thermoplastiques industrielles : application à l'activation de surface. *Plasmas*. Université Paul Sabatier -Toulouse III, 2017. Français. NNT: 2017TOU30273.
- [85] U. Kogelschatz, "Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications," *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 23, no. 1, pp. 1-46, 2003.
- [86] A. Pointu, J. Perrin, and J. Jolly, "Plasmas froids de décharge - Applications et diagnostic," in *Techniques de l'ingénieur*, D2835, 1997.
- [87] Schutze, A. & Jeong, James & Babayan, Steven & Park, Jaeyoung & Selwyn, Gary & Hicks, Robert. the Atmospheric-Pressure Plasma Jet: A Review and Comparison to Other Plasma Sources. *Plasma Science, IEEE Transactions on*. 26. 1685 - 1694. 10.1109/27.747887, 1999.
- [88] Claude Casari, Distribution des énergies électroniques dans un plasma faiblement ionisé, *Rapport CEA-R 3165*, 1967
- [89] F.Ghaleb, S. Bendella and A. Belasri, Calculation of the breakdown voltage in an electrical discharge at high pressure, *SIPP'2011 / UKM Ouargla / 13 - 15 February/Février 2011*.
<https://dspace.univ-ouargla.dz/jspui/bitstream/123456789/3619/1/F%20GHALEB.pdf>
- [90] J.M. Rax., « Physique des plasmas (Sciences Sup) », Book, Editions Dunod, 2005.
- [91] T. Dufour., « Modélisation et Diagnostics de Décharges à Barrières Diélectriques pour Ecran à Plasma », Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, 2009.
- [92] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning., the Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure, *Rev. Mod. Phys.*, 12(2), 87-174, 1940.
- [93] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé, and P. Ségur., « Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere », *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47(12B), B577-B588, 2005.

Bibliographies

- [94] Pierre BRISTEAU, étude de l'ionisation totale par les particules, dans les gaz purs et les mélanges gazeux contenant des atomes métastables, en fonction de la température, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay France 1969.
- [95] J. M. Meek and J. D. Craggs, Electrical Breakdown of gases. Clarendon Press, Oxford, 1953.
- [96] F.F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Plenum, New York, 1990.
- [97] F. Wolfers, L'émission thermo-électronique. J. Phys. Theor. Appl., 9 (1), pp.95-114, 1919. [ff10.1051/jphystap:01919009009501f](https://doi.org/10.1051/jphystap:01919009009501f)
- [98] B. Hassanain and M. Schvellinger, Diagnostics of plasma photoemission at strong coupling, Phys. Rev. D 85, 086007, 2012
- [99] E. Dieulesaint, Ph. Defranould. Diode à plasma permettant la conversion thermoionique. J. Phys. Phys. Appl., 24 (S10), pp.173-182, 1963. [ff10.1051/jphysap:019630024010017300](https://doi.org/10.1051/jphysap:019630024010017300).
- [100] R. Boutoudj « Conception Technologique et Modélisations de Réseaux de Micro pointes à Emission par Effet de Champ Sur Matériau GaAs », Thèse de Doctorat, Univ, Lille, 2002.
- [101] S. Vacquié, « Arc Electrique ». Technique de l'Ingénieur, D2870, P 1-27. 2000.
- [102] G. Auday, P. Guillot, and J. Galy., « Secondary emission of dielectric used in plasma panels», J. App. Phys., 88 (8): 4871-4874, 2000.
- [103] Stephen M. Rossnagel, Jerome J. Cuomo and William D. Westwood, Handbook of Plasma Processing Technology Fundamentals, Etching, Deposition, and Surface Interactions, Book, Noyes Publication USA, 1990.
- [104] L. Pekker and N. Hussary Victor, Boundary Conditions at the Walls with Thermionic Electron Emission in Two Temperature Modeling of "Thermal" Plasmas Technologies, West Lebanon, NH 03781, USA] 2015.
<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1501/1501.00504.pdf>
- [105] A. Autricque, S. A. Khrapak, L. Couëdel, N. Fedorczak, C. Arnas, J.-M. Layet, and C. Grisolia, Electron collection and thermionic emission from a spherical dust grain in the spacecharge limited regime, Physics of Plasmas 25, 063701, 2018.
DOI: 10.1063/1.5032153.
- [106] J.A. Bittencourt., « fundamentals of plasma physics », Book, Pergamon Press, 1986.
- [107] N. Naudé, Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur : Modèle et Expérience, thèse

Bibliographies

- de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005.
- [108]F. Paschen, « Über die zum Funkenübergang in Luft, Wassersto und Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz », Wied. Anal. Phys. Chem., 37, 69-96, 1889
- [109]A.A. Kruithof., « Townsend's Ionization Coefficients for Neon Argon, Krypton and Xenon », Physica. 7, 519-540, 1940.
- [110]J.S.E. Townsend., « Electrons in Gases », Book, London: Hutchinson's, 1947.
- [111]L.B. Loeb and J.M. Meek., « The mechanism of spark discharge in air at atmospheric pressure. I », J. Appl. Phys., 11:438–447, 1940.
- [112]H. Raether., « Die Entwicklung der Elektronenlawine in den Funkenkanal », Z. Phys. 112(7-8): 464-489, 1939.
- [113]A.A. Garamoon, A. Samir, F.F. Elakshar, and E.F. Kotp., « Electrical characteristics of a DC glow discharge ». Plasma Sources Sci. Technol., 12(3):417–420, 2003.
- [114]M.M. Pejovic, B.J. Mijovic, and Dj.A. Bosan., « Memory curves in the rare gases », J. Phys. D: Appl. Phys., 16(8):L149–L151, 1983.
- [115]V.Lj. Markovic, Z.Lj. Petrovic, and M.M. Pejovic., « Modelling of charged particle decay in nitrogen afterglow », Plasma Sources Sci. Technol, 6(2):240–246, 1997.
- [116]M.M. Pejovic, N.T. Nestic, and M.M. Pejovic., « Analysis of low-pressure dc breakdown in nitrogen between two spherical iron electrodes », Phys. Plasmas, 13:022108, 2006.
- [117]M. Baeva, X. Luo, B. Pfelzer, J.H. Schäfer, J. Uhlenbusch, and Z. Zhang., «Experimental study of pulsed microwave discharges in nitrogen», Plasma Sources Sci. Technol., 8(1):142–150, 1999.
- [118]M. Radmilovic-Radjenovic, J.K. Lee, F. Iza, and G.Y. Park., « Particle-in-cell simulation of gas breakdown in microgaps », J. Phys. D: Appl. Phys., 38(6):950–954, 2005.
- [119]M. Akram., « The evolution of spark discharges in gases: II. Numerical solution of one dimensional models », J. Phys. D: Appl. Phys., 29(8): 2137–2147, 1996.
- [120]U. Ebert, C. Montijn, T.M.P. Briels, W. Hundsdorfer, B. Meulenbroek, A. Rocco, and E.M. van Veldhuizen., « *The multiscale nature of streamers* », Plasma Sources Sci. Technol., 15(2):S118–S129, 2006.
- [121]HU, Yuanan et CHENG, Hefa. Mercury risk from fluorescent lamps in China: current status and future perspective. Environment International, vol. 44, p. 141-150, 2012.
- [122]S. Le Moing., « *Mise en évidence, par modélisation numérique, des mécanismes fondamentaux caractérisant le fonctionnement d'une décharge lumineuse contrôlée*

Bibliographies

- par barrières diélectriques établie à la pression atmosphérique d'azote* », Thèse de doctorat, université Paul Sabatier, Toulouse, 2000.
- [123]S.M. Starikovskaia, N.B. Anikin, S.V. Pancheshnyi, D.V. Zatsepin, and A.Yu. Starikovskii, « *Pulsed breakdown at high overvoltage: development propagation and energy branching* », *Plasma Sources Sci. Technol*, 10(2):344–355, 2001.
- [124]N.B. Anikin, S.M. Starikovskaia, and A.Yu. Starikovskii, « *Polarity effect of applied pulse voltage on development of uniform nanosecond gas breakdown*», *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 35(21):2785–2794 (2002).
- [125]Nora SAVAGE, et DIALLO, Mamadou S. Nanomaterials and water purification: opportunities and challenges. *Journal of Nanoparticle research*, 2005, vol. 7, p. 331-342.
- [126]BALIGA, B. Jayant et BALIGA, B. Jayant. Breakdown voltage. *Fundamentals of Power Semiconductor Devices*, 2019, p. 89-170.
- [127]L.M. Chanin, G.D. Rork., « *Experimental Determinations of the First Townsend Ionization Coefficient in Helium* », *Phys; Rev.*, 133, A1005-1009 (1964).
- [128]Michael A. Lieberman, Allan J. Lichtenberg, Principles of plasma discharges and materials processing, Book John Wiley et Sons, 1994
- [129]J.M. Meek and J.D.Craggs., « *Electrical Breakdown of Gases* », Book, Wiley, New York, 1978
- [130]I. Enache., « *Etude Expérimentale et Modélisation du Transfert de Matière dans des Décharges de Townsend a Pression Atmosphérique en Mélange HMDSO-N₂O-N₂ et SIH₄-N₂O-N₂*», Thèse de doctorat, l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2007.
- [131]A. Fridman and L. A. Kennedy, Plasma Physics and Engineering. Taylor and Francis, 2004.
- [132]L.C.Wadhwa., « *High Voltage Engineering* », second edition, Book published by New Age International (P) Ltd, New Delhi, 2007.
- [133]A. Hamani., « *Modélisation multidimensionnelle des décharges froides haute pression pour l'application aux dispositifs de dépollution des gaz d'échappement* », Thèse de doctorat N° D'ordre 2392, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1996
- [134]S. Howard Voldman., « *ESD Physics and Devices*», Book, Editor J. Wiley and Sons, 15 nov 2004.
- [135]G. FRANCIS, Ionization Phenomena in Gases - Butterworths Scientific Publications - London, 1960.
- [136]M. Abdel-Salam and H. Anis., « *Hight-Voltage Enginnering* », Book, Technology & Industrial Arts, Editor M. Dekker, 2001.

Bibliographies

- [137]G.G. Raju., « *Dielectric in electric fields* », Book, published by Marcel Dekker, Inc, New York, 2003.
- [138]LYE, Robert G. et DEKKER, A. J. Theory of secondary emission. *Physical Review*, vol. 107, no 4, p. 977, 1957.
- [139]Auguste Righi. Sur quelques phénomènes dus aux rencontres entre électrons, ions, atomes et molécules. *J. Phys. Theor. Appl.*, 1908, 7 (1), pp.589-617.
- [140]Benjamin EISMAN 2011 et Renaud Gueroult, Etude d'une source d'ions obtenue par excitation et accélération à partir d'une source plasma filaire, *Physique des plasmas [physics.plasm-ph]*. Ecole Polytechnique X, 2011.
<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-0064682>
- [141]G. A. Baranov, A. A. Kuchinsky, A. G. Maslennikov & V. P. Tomashevich Conditions of self-sustained volume discharge formation and their influence on its glow stability, *Plasma Devices and Operations*, 3:4, 343-351, 1994.
DOI: [10.1080/10519999408225564](https://doi.org/10.1080/10519999408225564)]
- [142]A.V. Phelps., « *Abnormal glow discharges in Ar: experiments and models* », *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 329–343, 2001.
- [143]E. Badareu, I. Popescu., « *Gaz ionisés-Décharges électriques dans les gaz* », book, Editions Dunod, 1965.
- [144]R. Bartnikas, E. J. McMahon., « *Engineering Dielectrics* », ASTM International, 1 juin 1979.
- [145]G. Auday, P. Guillot, and J. Galy and H. Brunet., « *Experimental study of the effective secondary emission coefficient for rare gases and copper electrodes* », *J.Appl. phys*, 83 (11): 5917-5921, 1998
- [146]J. J.Cuomo, Stephen M. Rossnagel, William. D. Westwood., « *Handbook of Plasma Processing Technology* », Book, Editeur William Andrew Inc, 1990.
- [147]G.R. Govinda Raju et R. Hackam., « *Note on Paschen Law and the Similarity Theorem at the Minimum Breakdown Voltage* », *IEEE Transactions on Plasma Sciences PS-2*, p. 63-65, 1974.
- [148]F. Ghaleb, W. Benstâali, A. Belasri., « *Calculation of breakdown voltage in plasma display panels*», *Materials Science and Engineering C* 28: 791–794, 2008.
- [149]Y. Bourek., « *Détermination des Conditions d'Ionisation Caractérisant le Seuil de Claquage de l'Air par la logique Floue*», Thèse de magister, Université de Batna, (2005).
- [150]H. Raether., « *Zum Aufbau von Gasentladungen* », *Rev. Mod. Phys.*, 28(47-48), 729-752, 1940.

Bibliographies

- [151]J. M. Meek., « *A theory of Spark Discharge* », *Naturwissenschaften*, 57, 722-728, 1940.
- [152]Y. D. Korolev and G. A. Mesyats., « *Physics of Pulsed Breakdown in Gases* », URO Press, Yekatarinburg, 1998.
- [153]D. AMIR AID, Etude de Streamer cathodique et anodique dans un plasma haute pression, thèse de doctorat, Université USTOMB, Algérie, 2010.
- [154]Sander Nijdam¹, Jannis Teunissen and Ute Ebert, *Plasma Sources Sci. Technol.* 29 103001 (49pp), 2020.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abaa05>
- [155]N.L. Aleksandrov, E.M. Bazelyan, and V.A. Vasil'ev., « The effect of low direct voltage on streamer breakdown in long non-uniform air gaps », *J. Phys.D: Appl. Phys.*, 36(17): 2089–2095, 2003.
- [156]H. Capdeville., « *Mesures et Modélisation des Décharges Luminescentes a Basses Pressions : Comportement Electrique et Pulvérisation des Electrodes* », Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2007.
- [157]Chapman, B., *Glow Discharge Processes Sputtering and Plasma Etching*. New York: John Wiley and Sons, 1980.
- [158]Elisa Barisone. *La décharge lumineuse comme outil analytique. Influence du taux d'émission d'électrons secondaires sur ses caractéristiques*, Sciences de l'ingénieur, Université Paul Sabatier - Toulouse III, France, 2011.
- [159]J. C. Hubinois, *Adaptation d'un spectromètre d'émission optique à décharge lumineuse radiofréquence (RF-GD-OES) pour l'analyse des éléments légers (carbone, azote, oxygène et hydrogène) dans les solides-Intégration en boîtes à gants pour l'analyse des matériaux nucléaires*, Université de Bourgogne, 2001.
- [160]Lydie Salsac & Thomas Nelis, This article is based on the master works of Lydie Salsac and Anouar Kanzari. Both have gained their master degree at INSTN, Saclay, France, after performing their master work at EMPA Material Science and Technology, Thun, Switzerland, 17 October 2006
- [161]M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, by. ISBN 0-471-72001-1, John Wiley & Sons, Inc, 2005.
- [162]A.N. Bhoj and M.J. Kushner., « *Avalanche processes in an idealized lamp: II. Modelling of breakdown in Ar/Xe electric discharges* », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 37(18): 2510–2526 2004.
- [163]U. Kortshagen, , and L. D. Tsendin, eds, *Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges*, Plenum, New York, 1998.

Bibliographies

- [164] A. Von Engel, Ionized Gases (Clarendon, Oxford), 1965.
- [165] V.Yu. Baranov, A.A. Vedenov, V.G. Nizyev : Teplofiz. Vysok, Temperature 10, 1156, 1972.
- [166] G. A. WOOLSEY, R. M. REYNOLDS, W. B. MONTGOMERY & K. G. EMELEUS, The negative glow and Faraday dark space in near-normal neon discharges†, International Journal of Electronics, 26:6, 505-517, 1969.
DOI: [10.1080/00207216908938180](https://doi.org/10.1080/00207216908938180)
- [167] F Fang1, J Futter, A Markwitz and J Kennedy, the arc discharge method, Published IOP Publishing Ltd, 26 May 2009
- [168] A. Anders "Tracking down the origin of arc plasma science-II. early continuous discharges" (PDF). IEEE Transactions on Plasma Science. 31 (5): 1060–9, 2003.
DOI: 10.1109/TPS.2003.815477.
- [169] Ayrton, Hertha Electric Arc (CLASSIC REPRINT). S.I: FORGOTTEN BOOKS. p. 94, 2015. ISBN 978-1330187593.
- [170] The Electric Arc, by Hertha Ayrton, page 20
- [171] Luckiesh, Matthew "Artificial light, its influence upon civilization". Nature. 107 (2694):112, 1920. Bibcode:1921Natur.107..486.
DOI: 10.1038/107486b0.
- [172] Davy, Humphry, Elements of Chemical Philosophy. p. 85. ISBN 978-0-217-88947-6. This is the likely origin of the term "arc", 1812.
- [173] A.M. Howatson. "An Introduction to Gas Discharges". Plasma Sources Science and Technology. 9 (4): 47–101, 1965.
- [174] Michel MOISAN et Jacques PELLETIER, physique des plasmas collisionnels application aux décharges haute fréquence, ISBN 2-86883-822-7 EDP Sciences, l'Université Joseph Fourier de Grenoble, France 2006.
- [175] Ali Jawad Mansour. Caractérisation expérimentale d'un plasma d'arc électrique en vue du contrôle de la synthèse des nanotubes de carbone monoparois. Physique, université Paul Sabatier Toulouse 3, 2007.
- [176] Cyril BAUDRY, Contribution à la modélisation instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma, Thèse de doctorat, université de Limoges France 2003.
- [177] Jean-Claude Guichard, La soudure à l'arc électrique Des principes aux applications, Eyrolles, 2013

Bibliographies

- [178] Jose Gonzalez-Aguilar et al., *A Theoretical Study of a Cutting Air Plasma Torch*, IEEE Transactions on plasma science, vol. 27, no. 1, février 1999, p. 264.
- [179] G. Kesaev, *Cathode Processes in the Mercury Arc* (translated from Russian), p. 30, Consultants Bureau, 1964.
- [180] Max F. Hoyaux, *Arc Physics, Applied Physics and Engineering 8*, Publisher: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Year: 1968
- [181] Edwin J. Houston and A.E. Kennelly, *Electric arc lighting*, second edition, Enlarged, New York electrical World and Engineer, 1902.
- [182] J. Coulombe, L. Meunier, « Importance of High Local Cathode Spot Pressure on the Attachment of Thermal Arcs on Cold Cathodes », IEEE Trans. Plasma Sci, Vol. 2905-2910, 1997.
- [183] C. Delalondre, « Modélisation Aérodynamique d'Arcs Electriques à Forte Intensité avec Prise en Compte du Déséquilibre Thermodynamique Local et du Transfert Thermique à la cathode », Thèse de Doctorat, Univ. Rouen, 1990.
- [184] R.B. Brode, Rev. Mod. Phys. **5**, 257, 1933
- [185] R. Rejoub, B.G. Lindsay, R.F. Stebbings, Phys. Rev. A **65**, 042713, 2002
- [186] M. Gryziński. Theoretical description of collisions in plasma: classical methods. Journal de Physique Colloques, 40 (C7), pp.C7-171-C7-177, 1979.
- [187] Patrick Cornille, Review of the application of Newton's third law in physics Article in Progress in Energy and Combustion Science · April 1998
DOI: 10.1016/S0360-1285(98)00019-7
- [188] BUNGE, M., *Quantum Theory and Reality*, Berlin-Heidelberg-New York-Springer-Verlag, 1967.
- [189] M. GRYZSKI, and OKOPINSKA, Abstr. of VIII ZCPEAC, vol. 11, Beograd p. 635, 1973.
- [190] R. Hippler, S. Pfau, M. Schmidt and K.H. Schoenbach (Eds.), *Low Temperature Plasma Physics* (Wiley-VCH, Berlin 2001)
- [191] Wolfhard Möller, *Fundamentals of Plasma Physics*, Resume, University of Technology Dresden Issue: Summer 2006.
- [192] E. W. McDaniel, Werner Lindinger, Tilmann D. Märk, Franz Howorka (eds.), *Swarms of Ions and Electrons in Gases*, Publisher: Springer-Verlag Wien, 1984
- [193] B. H. Bransden, *Atomic Collision Theory*, Book, W.A. Benjamin, New York, 1970.
- [194] Marvin L. Goldberger, Kenneth M. Watson, *Collision Theory*, John Wiley et Sons, Inc New York, 1964
- [195] F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics* (Plenum Press, New York 1974)

Bibliographies

- [196]L. Spitzer, R. Harm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953)
- [197]C.K. Birdsall and A.B. Langdon, Plasma Physics Via Computer Simulation (Institute of Physics Publ., Bristol 1991)
- [198]D.E. Post and R. Behrisch (Eds.), Physics of Plasma Wall Interactions in Controlled Fusion (NATO ASI Series B, Vol. 131, Plenum Press, New York 1986)
- [199]S. Glasstone und R.H. Loveberg, Kontrollierte Thermonukleare Reaktionen (Verlag Karl Thiemig KG, München 1964)
- [200]K. Miramoto, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (Springer, Berlin 2005)
- [201]R.E.H. Clark and D.H. Reiter, Nuclear Fusion Research: Understanding Plasma-Surface Interactions (Springer, Berlin 2005)
- [202]C. Signorini, S. Skorka, P. Spolaore, A. Vitturi, Lecture Notes in Physics, Springer, Year: 1989.
- [203]J. Gabor Kalman, J. Martin Rommel and Krastan Blagoev, Strongly Coupled Coulomb Systems, Kluwer Academic Publishers, New York, 2002.
- [204]P. Gibbon, Introduction to Plasma Physics, Published by CERN in the Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration, Geneva, Switzerland, 23–29 November 2014, edited by B. Holzer, CERN-2016-001 (CERN, Geneva, 2016)
- <http://dx.doi.org/10.5170/CERN-2016-001.51>
- [205]H.B. Pedersen, M.J. Jensen, D. Kella, H.T. Schmidt, L. Vejby-Christensen, L.H. Andersen, in: Abstract of XX-th International Conference on Physics of Electronic and Atomic Collisions (Aumayer, F., Winter, H.P., eds.), p. MO165, 1997.
- [206]G.A. Pavlov, Transport Processes in Plasmas with Strong Coulomb Interaction, Gordon and Breach Science Publishers 2000
- [207]T. Tanabe, I. Katayama, H. Kamegaya, K. Chida, T. Watanabe, Y. Araki, M. Yoshizawa, Y. Haruyama, M. Saito, T. Honma, K. Hosono, K. Hatanaka, K. Noda : Phys. Rev. A **54** 4069, 1996.
- [208]B.H. Bransden and C.J. Joachain, Physics of atoms and molecules, Longman Group Limited, 1983.
- [209]Anne P. Thorne, Spectrophysics, second edition, Published by Chapman and Hall, New York, 1988.
- [210]M. Steidl, D. Hathiramani, G. Hofmann, M. Stenke, E. Völpel, R. Salzborn, in: Abstract of XIX-th International Conference on Physics of Electronic and Atomic Collisions (Mitchell, J.B.A., McConkey, J.W., Brion, C.E., eds.), p.564, 1995.

Bibliographies

- [211]Richard Fitzpatrick, Introduction to plasma physics, PHY 380L, University of Texas at Austin, 1998
- [212]McEvoy, Joe and Zarate, Oscar. "Le principe d'exclusion de Pauli". La théorie quantique en images, Les Ulis: EDP Sciences, pp. 99-102,2014.
<https://doi.org/10.1051/978-2-7598-1697-2.c057>
- [213]Umran S. Inan, Marek Gołkowski, Principles of Plasma Physics for Engineers and Scientists, Cambridge University Press, 2011.
- [214]Marc Dvorak, Liouville's Theorem, PHGN 505 Report, Colorado School Etats-Unis, December 2, 2011.
- [215]R. L. Liboff, Introduction to the theory of kinetics equations, John Wiley & Sons, Inc., 1969.
- [216]Aurel Salaba, Fluid model for charged particle transport in capacitively coupled radio-frequency discharges, Université technique de Lisbonne, Portugal, octobre 2003
- [217]Aurore Back. Etude théorique et numérique des équations de Vlasov-Maxwell dans le formalisme covariant.. Modélisation et simulation. Université de Strasbourg France, 2011. ffNNT : 2011STRA6108.
- [218]M. Brambilla, Kinetic Theory of Plasma Waves [Clarendon Press, Oxford,1998
- [219]C. Cercignani, The Boltzmann equation and fluid dynamics, Handbook of mathematical fluid dynamics, Vol. I, North-Holland, Amsterdam, 2002, pp. 1–69, DOI 10.1016/S1874- 5792(02)80003-9. MR1942464.
- [220]GF1 Bertsch, H Kruse, and S Das Gupta. "Boltzmann equation for heavy ion collisions". In: Physical Review C 29.2, p. 673, 1984.
- [221]P. Degond, S. Jaffard, F. Poupaud and P.A. Raviart, The Child-Langmuir asymptotics of the Vlasov-Poisson equation for cylindrically or spherically symmetric diodes, part 1: statement of the problem and basic estimates, Math. Methods Appl. Sci.19, 287–312, 1996.
- [222]].-L. Delcroix and A. Bers, Physique des plasmas, InterEditions et CNRS Editions, 1994.
- [223]].-P. Boeuf, "Numerical model of rf glow discharges", *Phys. Rev. A* **36** (6) 2782, 1987
- [224]G. J. Nienhuis, Plasma models for silicon deposition, Ph.D. thesis, Utrecht University , 1998.
- [225]A. D. Richards, B. E. Thompson and H. H. Sawin, "Continuum modeling of argon radio frequency glow discharge", *Appl. Phys. Lett.* **50** (9)492, 1987.
- [226]D. B. Graves, "Fluid model simulations of a 13.56 MHz rf discharge: Time and space dependence of rates of electron impact excitation", *J. Appl. Phys.* **62**, 88, 1987.

Bibliographies

- [227]E. Gogolides, J. P. Nicolai and H. H. Sawin, "Comparison of experimental measurements and model predictions for radio-frequency Ar and SF₆ discharges", *J. Vac. Sci. Technol. A* **7**, 1001,1989.
- [228]J. D. P. Passchier and W. J. Goedheer, "Relaxation phenomena after laser-induced photodetachment in electronegative rf discharges", *J. Appl. Phys.* **73** (3) 1073, 1993.
- [229]D. B. Graves and K. F. Jensen, "A continuum model of DC and RF discharges", *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-14** (2) 78, 1986.
- [230]C. Li, W. J.M. Brok, and al., « Deviations from the Local Field Approximation in Negative Streamer Heads », *J. Appl. Phys.* **101** 123305, 2007.
- [231]Krall, N. A., and A. W. Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics*, McGraw-Hill, New York. 1973.
- [232] T.J.M. BOYD, J.J. SANDERSON, *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press, New York, 2003
- [233] W. Benstaali and A. Belasri., « Discharge Efficiency Improvement in PDP Cell via a 1-D PIC/MCC Method », *IEEE Transactions on Plasma Science*, (39) 6: 1460, 2011.
- [234]M. BORDENAVE A. RIGAL Solution numérique de l'équation des ondes d'Alfven avec un terme de dissipation par résistance *Revue française d'informatique et de recherche opérationnelle, série rouge, tome 3, no 3, p. 85-97, 1969.*
- [235]T. B. Benjamin, J. L. Bona, and J. J. Mahony. Model equations for long waves in nonlinear dispersive systems. *Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A*, **272**(1220):47–78, 1972.
- [236]Yan PENG, Synthèse et caractérisation de poussières carbonées dans une décharge radiofréquence, thèse doctorat, université Nancy-1, France, 2009.
- [237]F. Silva, K. Hassouni, S. Béchu, *Plasma Micro-onde: Sources et couplage*, Journées du 10ème anniversaire et 2ème Journée Francophone, Toulouse 24 au 27 mai 2011.
- [238]T. H. Stix: *The theory of plasma waves* **22**, 39 (Mc Graw-Hill, New York) 1962.
- [239]T. H. Stix: *Waves in plasmas* (AIP, New York), 1992.
- [240]D. G. Swanson: *Plasma waves* (Academic Press, Boston, 1989.
- [241]H. G. Booker: *Cold plasma waves* (Martinus Nijhoff, Dordrecht), 1984.
- [242]M. Brambilla: *Kinetic theory of plasma waves* (Clarendon Press, Oxford), 1998.
- [243]Langmuir, Irving."Surface Motion of Water Induced by Wind." *Science* **87** (2250): 119-23, 1938.
- [244]Jean-Luc RAIMBAULT, Roch SMETS, modelisations fluides des plasmas, master "plasmas : de l'espace au laboratoire", Cours 2013-2014.

Bibliographies

- [245]Jonathan Ferreira, introduction aux plasmas magnetises Magneto-hydrodynamique, Master 1 de Physique Universit'e Joseph Fourier 2`eme ann'ee de Magist`ere de Physique, Cours 2010-2011.
- [246]R. Dumont, Polycopié: A. Bécoulet, Ondes dans les Plasmas partie1, Interaction onde / plasma: Bases physiques, Ecole d'été Plasmas Chauds - Cadarache - 03-04/2004.