

Introduction :

Dans ce premier chapitre, on a vu qu'il est de l'importance de donner un bref aperçu historique sur la science des plasmas et les différents succès menés par des chercheurs ; que depuis son apparition, leur but ne cesse de se développer et dévoiler les lacunes et les confusions. Son origine, et sous l'effet des forces extérieures de natures diverses, fait des gaz des milieux en état d'ionisation ; et des phénomènes complexes se produisent, appelés décharges dans les gaz.

I- Le quatrième état de la matière :

Si nous connaissons depuis longtemps les états liquide et solide de la matière, le troisième état, l'état gazeux, qui nous permet entre autres de respirer, a été mis en évidence il y a seulement quelques siècles. En effet, l'existence des gaz ne fut découverte qu'au début du XVII^e siècle par le chimiste flamand Jan Baptist Van Helmont, qui observa des substances volatiles produites par le feu. Puis l'anglais Robert Boyle énonça la première loi physique des gaz, il y a plus de trois cents ans. Deux siècles allaient encore s'écouler avant qu'on ne prenne conscience de l'existence, jusqu'alors insoupçonnée, d'un quatrième état de la matière, le plasma. Or, cet état devait se révéler être le plus répandu à l'échelle de l'Univers.

A l'époque de la Grèce Antique, déjà, le modèle standard de la matière qu'avait conçu Empédocle était bâti sur quatre éléments : la terre, l'eau, l'air et le feu, n'est donc pas si surprenant. Ce feu des temps anciens, avant qu'il ne soit domestiqué par l'homme, était créé naturellement par la foudre, que l'on sait aujourd'hui être l'une des manifestations de l'état plasmique.

A ses débuts, l'histoire des plasmas se confond en partie avec celle de l'électricité, et notamment de l'arc électrique, en développement au début du XIX^e siècle. Lorsqu'il soumet, en 1811, deux électrodes en charbon de bois

légèrement éloignées à une différence de potentiel électrique, Humphry Davy observe l'apparition d'une étincelle brillante se maintenant dans l'air, tel un éclair de foudre. En fait, on le comprendra plus tard, cet arc électrique, comme le nomme Davy, ne s'amorce et ne se perpétue qu'à travers le plasma auquel il a donné naissance. Les expériences menées à l'air s'avérant trop brèves du fait de la combustion rapide des charbons, Davy invente ce que l'on peut qualifier à posteriori de premier dispositif à plasma, connu sous le nom d'œuf électrique de Davy, qui fonctionne à basse pression, grâce à l'emploi d'une machine pneumatique. Cependant, le vide atteint demeure alors médiocre. Plus tard, le perfectionnement des technologies du vide permet d'effectuer et d'interpréter de nombreuses expériences de décharges électriques dans les gaz, bien en dessous de la pression atmosphérique. Grâce à ces expériences, des phénomènes nouveaux allaient se révéler à nous. Il faudra pourtant attendre les progrès réalisés en physique atomique au début de ce siècle pour disposer des bases nécessaires à la prise de conscience de l'existence d'un quatrième état de la matière et à la compréhension de sa vraie nature, riche et complexe [1].

Nous nous proposons maintenant de parcourir l'histoire de cette science des plasmas, qui a aujourd'hui atteint sa pleine maturité. Remontons à ses prémices, que l'on peut dater du milieu du XVIII^e siècle. Tout commença par l'observation de belles et étranges lueurs naissant dans des tubes remplis de gaz, dans lesquels on déchargeait un condensateur : les décharges lumineuses dans les gaz étaient nées.

II- La naissance de la science des plasmas :

II-1- De drôles d'effets lumineux :

Dès le début du XVIII^e siècle, lorsque l'on su utiliser des machines pneumatiques et électriques, on observa des phénomènes lumineux très variés produits par le passage de l'électricité à travers de l'air plus ou moins raréfié, puis à travers différents gaz. Mais c'est en 1797 que la première

réaction de laboratoire de chimie des plasmas est obtenue, quand Joseph Henry et John Dalton synthétisent de l'acétylène via une décharge capacitive dans du méthane.

En 1832, le célèbre scientifique Michael Faraday développe les lois de l'électrolyse et suggère que l'électricité peut produire des ions dans la matière. Pour étudier les transformations chimiques induites par des décharges électriques, il réalise aussi des expériences de décharges à basse pression dans des récipients en verre, en forme d'œuf. Dès 1840, Léon Foucault, approfondissant les idées de Davy, met au point la première lampe à arc électrique, amorcée entre deux électrodes de carbone, réalisant ainsi la première application lumineuse de ce que l'on appellera plus tard, les plasmas.

C'est vers 1850, après l'invention de nouvelles pompes à mercures et des progrès réalisés dans la soudure du verre au métal qui a permis à l'allemand Geissler de produire des vides plus poussés, jusqu'à (0.1 torr)

(1.atm=1013.mbar=760.torr), dans des tubes en verre munis d'électrodes métalliques à chaque extrémité. D'autre part, les bobines de Ruhmkorff ont permis d'obtenir des étincelles plus puissantes que les anciennes machines électrostatiques. Basées sur le système à induction de Faraday, elles peuvent convertir les faibles tensions fournies par une batterie en une tension beaucoup plus élevée.

Dès qu'une certaine tension électrique minimale est appliquée, on observe de superbes effets lumineux à l'intérieur et sur les parois du tube, qui varient selon la nature du gaz et la forme du récipient ,s'étendant de l'électrode négative (la cathode) à l'électrode positive (l'anode).L'apparition de ces stries lumineuses, lueurs sinueuses, scintillations et phosphorescences, allait exciter l'imagination de nombreux autres chercheurs de plus en plus convaincus que derrière la beauté, la variété de ces phénomènes spectaculaires, se cachait un moyen d'accéder aux secrets de l'électricité.

En 1852, William Grove observe un autre phénomène : il remarque la présence sur l'anode et les parois du tube : une couche métallique de même

nature que le matériau constitutif de la cathode. A priori, la cathode semblait avoir été pulvérisée, engendrant des particules transportées dans le milieu et venant se condenser sous forme de mince couche. On allait vite saisir tout l'intérêt technologique de ce processus de pulvérisation cathodique, grâce auquel on put, par exemple, recouvrir des miroirs dès 1877, des matrices de phonographes dès 1930, et actuellement, des disques optiques.

II-2 - L'apparition du plasma :

Si les premières grandes découvertes inhérentes à la physique des décharges dans les gaz avaient germé dans les esprits de chercheurs anglais, allemands et scandinaves, c'est à un chimiste américain travaillant chez General Electric, Irving Langmuir, que l'on doit l'utilisation du mot plasma en 1928 pour décrire des phénomènes de gaz ionisés. Dès 1923, avec son collègue Levy Tonks, Langmuir observe le mouvement d'oscillation collective d'un nuage d'électrons pendant une décharge dans le mercure à basse pression. Ce nuage, brillant et ondulant comme une substance gélatineuse, lui fait alors penser à un plasma sanguin. En fait, pour Langmuir, le plasma désigne essentiellement la zone centrale globalement neutre de la décharge, la colonne positive, et non les régions où le champ électrique est élevé, qui forment des gaines autour des électrodes figure (I-4).

Les deux chercheurs réussissent ensuite à décrire le mouvement des électrons dans le plasma en combinant les lois de la dynamique des fluides et de l'électromagnétisme, le plasma étant un fluide électriquement chargé, fortement influencé par les interactions coulombiennes entre ions et électrons et par la présence de champs magnétiques externes ou auto induits.

Ainsi, les comportements physiques des plasmas s'avèrent très particuliers. Contrairement aux gaz neutres très souvent isolants, ils sont, du fait de la présence de charges électriques libres, de bons conducteurs électriques, parfois meilleurs que certains métaux. Les courants électriques qui peuvent circuler

facilement dans les plasmas génèrent aussi des champs magnétiques, ce qui explique que la matière de l'univers se trouve largement magnétisée. Les forces coulombiennes à longue portée, s'exerçant entre les composantes chargées du plasma, lui confèrent son comportement collectif, chaque particule interagissant (faiblement) avec beaucoup d'autres. Parfois, l'effet des forces coulombiennes sur le mouvement des particules peut largement surpasser celui des collisions, et le plasma est dit alors non collisionnel. Les ions, plus lourds que les électrons, peuvent être considérés comme relativement immobiles, formant une sorte de fond continu chargé positivement. Ainsi, si l'on détruit la neutralité moyenne du milieu en déplaçant une partie des électrons, ceux-ci vont subir une force de rappel vers leur position d'origine proportionnelle à la distance, ce qui tend à rétablir la neutralité. Le plasma réagit donc comme un élastique, et demeure ainsi macroscopiquement neutre. Du fait de leur inertie, les électrons vont en fait osciller de part et d'autre de leur position d'équilibre produisant les oscillations longitudinales qu'avait observées Langmuir. Ces électrons oscillent ensemble sur place selon une fréquence propre caractéristique dite fréquence plasma qui ne dépend que de la densité moyenne des électrons suivant la formule en Hertz ; $\nu \approx 9000\sqrt{n_e}$, où la densité est en cm^{-3} . Du fait de ces petites oscillations qui l'affectent en permanence, le plasma n'est donc pas électriquement neutre si on le regarde à une échelle microscopique.

Un autre paramètre fondamental du plasma est sa plus petite longueur caractéristique, dite longueur de Debye, du nom du physicien néerlandais Petrus Debye. Cherchant à interpréter les expériences de Faraday, il développa en 1923 la théorie de la dissociation des électrolytes et des ions en solution (on y rencontre des interactions coulombiennes analogues à celles d'un plasma). Cette longueur traduit le fait qu'un ion positif ne peut pas attirer un électron, quelle que soit la distance (r) les séparant, comme le veut la loi de Coulomb en $(1/r^2)$. Un nuage d'électrons peut en effet s'interposer entre eux, faire écran et affaiblir leur interaction mutuelle.

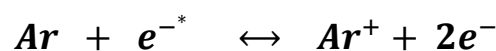
III-Ionisation thermique d'un gaz :

L'ionisation se comporte comme une roue d'inertie : une forte augmentation de l'enthalpie entraîne un relativement faible accroissement de la température par contre elle se traduit par une forte augmentation de la vitesse

Lorsqu'on chauffe un gaz à une température (T) suffisamment élevée (de l'ordre de $10^4 K$), l'énergie moyenne ($3kT/2$) de translation de ses molécules peut devenir du même ordre que leur énergie d'ionisation (E_i); dans ces conditions, lorsque deux molécules entrent en collision, il peut y avoir ionisation de l'une d'entre elles.

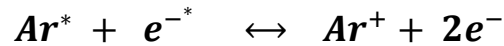
Si le gaz est en équilibre thermodynamique, l'ionisation par collisions est contrebalancée par des processus de recombinaison entre électrons et ions et il en résulte que les trois variables (α), (n) et (T) ne sont pas indépendantes : l'ionisation est déterminée par la pression et la température ; on dit alors que le gaz est en état d'équilibre d'ionisation thermique. Les propriétés de cet équilibre sont décrites dans le cas simple d'un gaz monoatomique par une formule établie en 1920 par l'astrophysicien M.N. Saha [2].

Le plasma s'allume selon un principe relativement simple. On accélère une charge libre initiale à l'aide d'un champ électrique. Si la charge est suffisamment accélérée, elle peut, lors d'une collision avec un atome du gaz, créer une nouvelle charge qui sera à son tour accélérée. Une avalanche est ainsi générée qui permet l'allumage du plasma.

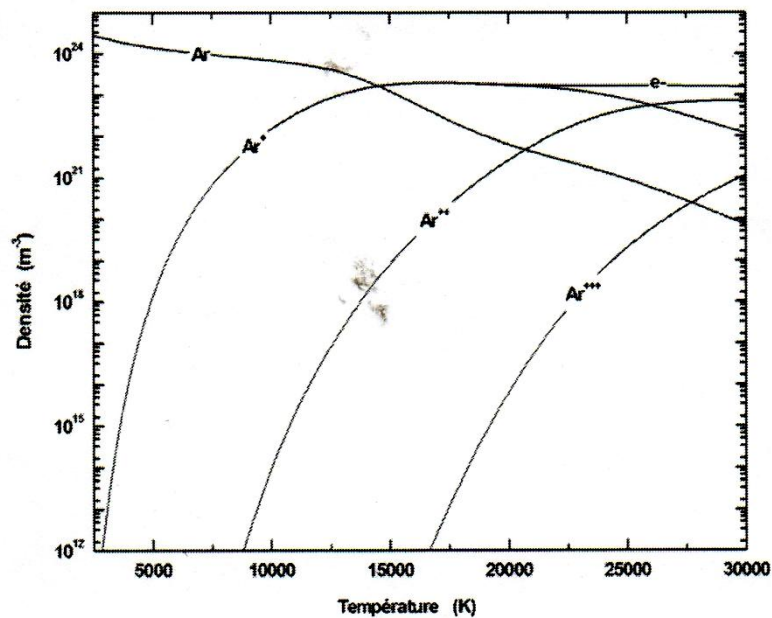


Le symbole (*) désigne l'énergie cinétique de l'électron accéléré par le champ. Dans le cas de l'argon, le niveau d'ionisation est situé à 15,75 eV au dessus du niveau fondamental de l'atome. Dans un plasma à pression atmosphérique, les collisions sont trop nombreuses pour que les électrons atteignent de telles énergies. L'ionisation est en fait réalisée par étape. Les atomes d'argon sont d'abord excités par les électrons jusqu'aux premiers niveaux, qui sont métastables (11,55eV et 11,72eV). Ces niveaux ne se désexcitent pas

spontanément par rayonnement et ils peuvent être stables assez longtemps pour que l'atome excité subisse une nouvelle collision avec un électron :



On parle d'ionisation en échelle. Ce type de mécanisme est caractéristique des gaz rares. Le problème principal lié à l'allumage du plasma est d'accélérer suffisamment la charge initiale pour enclencher l'avalanche.



Figure(I-1) : Ionisation thermique de l'argon pour $P=1 \text{ atm}$. X_a concentration relative de l'espèce a , T température en 10^3 K .

A des températures plus élevées, les atomes du gaz peuvent d'ailleurs s'ioniser plusieurs fois. La figure (I-1) montre en fonction de (T) les concentrations relatives : X_{Ar} , X_{Ar^+} , $X_{\text{Ar}^{++}}$, ... des diverses espèces d'ions dans l'argon en équilibre à la pression atmosphérique (on appelle concentration relative de l'espèce j la quantité $X_j = n_j / \sum n_j$). On voit que le gaz est ionisé à 90% vers 16000K et doublement ionisé vers 28000K.

IV-Degré d'ionisation :

Dans leur état normal, les gaz sont des isolants électriques. Cela tient au fait qu'ils ne contiennent pas de particules chargées libres, mais seulement des molécules neutres. Cependant, si on leur applique des champs électriques assez intenses, ils deviennent conducteurs ; les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de décharges dans les gaz et sont dus à l'apparition d'électrons et d'ions libres.

Le résultat d'une décharge dans un gaz est donc la production d'un gaz ionisé contenant par exemple (n_e) électrons, (n_i) ions positifs et (n_0) neutres : atomes ou molécules par unité de volume. La haute atmosphère terrestre, les atmosphères stellaires et nébuleuses sont également constituées de gaz ionisés ; en général, le gaz est macroscopiquement neutre. On a alors :

$$n_e = n_i = n$$

Cette neutralité est la conséquence des forces électrostatiques très intenses qui apparaissent dès que l'on a :

$$n_e \neq n_i$$

Le degré d'ionisation d'un gaz est défini par le rapport :

$$\alpha = \frac{n}{n_0 + n} \quad (I - 1)$$

Où (n_0) est la densité (nombre de particules par unité de volume) des neutres et (n) celle des électrons(ou des ions positifs). La valeur du degré d'ionisation dans les divers types de gaz ionisés varie en pratique depuis des valeurs très faibles, de l'ordre de (10^{-10}), par exemple, jusqu'à (1). On peut classer les gaz ionisés en deux grandes familles selon le degré d'ionisation, en prenant comme critère la nature des interactions dominantes :

- Les gaz faiblement ionisés dans lesquels la fréquence des collisions (v_{eo}) entre les électrons et les neutres est supérieure aux deux fréquences de collisions ($v_{ee} \approx v_{ei}$) des électrons entre eux ou avec les ions.

Cette inégalité ($v_{eo} > v_{ee}, v_{ei}$) correspond à des degrés d'ionisation (α) inférieurs à une valeur critique (α_0).

- Les gaz fortement ionisée dans lesquels on a au contraire ($v_{eo} < v_{ee}, v_{ei}$); qui correspondent à des degrés d'ionisation ($\alpha > \alpha_0$).

Le calcul du degré d'ionisation critique (α_0) doit se faire à partir de la théorie cinétique des gaz ionisés qui permet de donner des définitions précises des fréquences de collision et de calculer leurs valeurs. Celles-ci peuvent se mettre sous la forme :

$$\nu_{e-\epsilon} = n_{\epsilon} \sigma_{e-\epsilon} \nu_e \quad (I - 2)$$

Où ν_e est la vitesse des électrons considérés, n_{ϵ} la densité des particules cible (ϵ) et $\sigma_{e-\epsilon}$ la section efficace (en général fonction de ν_e) pour les collisions

($e - \epsilon$)

Il suffit donc : de degrés d'ionisation très faibles pour que le gaz soit dans la famille des "fortement ionisés". Ce paradoxe tient au fait que le potentiel d'interaction coulombienne entre deux particules chargées est à très longue portée (faible décroissance avec la distance $\sim 1/r$) de sorte que les sections efficaces d'interaction correspondantes sont supérieures de plusieurs ordres de grandeur aux sections efficaces électron-neutre.

Quand le degré d'ionisation est égal à l'unité, la densité des molécules neutres est nulle ; on dit que le gaz est totalement ionisé, ou encore qu'il constitue un plasma. Ce nom rappelle que le milieu peut alors être le support d'oscillations de charge d'espace, qu'on appelle "oscillations de plasma", et qui ressemblent à des vibrations d'un milieu gélatineux. En fait, on désigne maintenant souvent sous le nom de plasma n'importe quel gaz ionisé.

V- Décharges électriques dans les gaz :

Si le champ électrique appliqué à un gaz est suffisamment intense, celui-ci devient plus ou moins conducteur et les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de décharge dans les gaz : ils sont dus à l'apparition d'électrons et d'ions libres [3].

V-1-Décharges en courant continu à basse pression :

Un tube à décharge classique est constitué d'un tube de verre de quelques centimètres de diamètre, muni à ses extrémités de deux électrodes planes distantes de (d) et rempli d'un gaz sous une pression de l'ordre de

(1. Torr). Au moyen du circuit représenté sur la figure (I-2), on peut appliquer entre les deux électrodes une différence de potentiel continue (V).

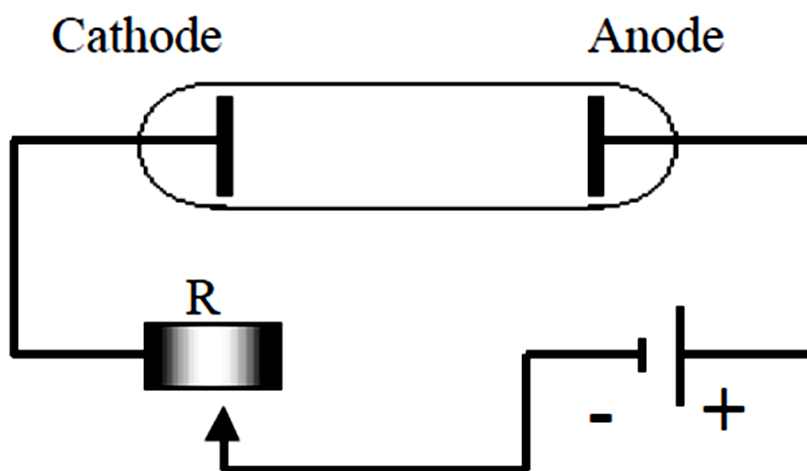


Figure (I-2): Circuit d'alimentation d'un tube à décharge en courant continu.

Si (V) est assez élevée, on observe un courant (i) dans le tube qui devient d'ailleurs plus ou moins lumineux. En agissant sur la *f.e.m.* (V_0) du générateur et sur la résistance de charge (R), on peut faire varier (i), depuis des valeurs très faibles de l'ordre de ($10^{-18}A$), jusqu'à des valeurs de quelques dizaines d'ampères. A chacune des valeurs de (i) correspond une valeur de (V); la courbe sur la figure (I-3) obtenue, en portant (i) en abscisse et (V) en ordonnée est appelée la caractéristique (i, V) du tube (coordonnées logarithmiques pour i) ; elle fait apparaître divers régimes de décharges que nous allons décrire plus bas.

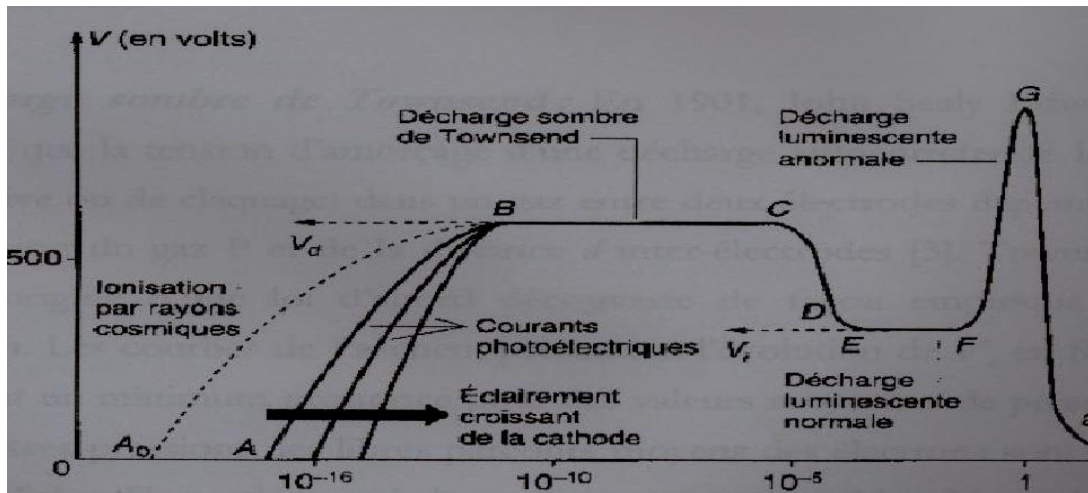


Figure (I-3) : Régimes de décharge en courant continu. Néon, électrodes en Cu de 10 cm^2 , $p=1 \text{ torr}$, $d=50 \text{ cm}$

Si on diminue encore plus la pression dans le tube, jusqu'à quelques centièmes de Torr, la lumière violacée semble disparaître totalement en s'éloignant de la cathode tandis qu'une lueur verdâtre illumine les parois du tube. Cette lueur est due à un rayonnement de fluorescence du verre excité par des électrons. A (0.01 Torr), l'intérieur du tube devient presque totalement obscur : espace obscur de Crookes, voir figure (I-4). A (0.001 Torr), la phosphorescence des parois s'estompe et c'est le noir complet.

V-1-1- Décharges non autonomes :

Aux courants très faibles, la décharge ne se produit que s'il existe une source extérieure produisant des charges électriques dans le gaz. Si la cathode est dans l'obscurité, l'agent d'ionisation extérieur est constitué par les rayons cosmiques : Figure (I-3), branche AB . Si la cathode est éclairée par de la lumière contenant des rayons ultraviolets, les courants obtenus sont plus intenses : branche $A'B$ et croissent avec l'éclairement de la cathode. Ils sont dus à l'émission photoélectrique de la cathode. Dans les deux cas, si l'on supprime l'action de l'agent extérieur (blindage du tube, arrêt de l'éclairement), on constate que le courant disparaît ; la décharge ne s'entretient pas par elle-même : on dit qu'elle est non autonome.

V-1-2- Décharge sombre de Townsend :

En 1901, John Sealy Edward Townsend montre que la tension d'amorçage d'une décharge auto-entretenu (V_d) (tension dite disruptive ou de claquage) dans un gaz entre deux électrodes dépend du produit de la pression du gaz (P) et de la distance (d) inter-électrodes [4]. Townsend expliquait ainsi l'origine d'une loi d'abord découverte de façon empirique par Friedrich Paschen. Les courbes de Paschen, présentant l'évolution de (V_d) en fonction de ($P.d$), accusent un minimum prononcé pour des valeurs moyennes de pression à (d) donné. Aux basses pressions, les libres parcours moyens des électrons sont très longs et la probabilité qu'ils participent à des collisions est très faible : (V_d) est donc élevé. Aux fortes pressions, les libres parcours moyens deviennent si courts que les électrons ne peuvent acquérir une grande énergie entre deux collisions successives : la probabilité d'ionisation est là aussi faible. Ou en d'autres termes, pour une certaine valeur optimale ($P.d$)_m de ce produit, le potentiel disruptif passe par un minimum (V_m) (minimum de Paschen). On peut expliquer qualitativement l'existence de ce minimum en disant : qu'aux faibles valeurs de ($P.d$), il n'y a pas assez de molécules dans le tube pour que l'ionisation soit importante et qu'aux fortes valeurs de ($P.d$), la présence d'un trop grand nombre de molécules empêche les électrons d'atteindre des énergies suffisantes pour produire l'ionisation. On distingue aujourd'hui à droite du minimum de ($P.d$) les décharges dites : classiques s'établissant entre les parties des électrodes les plus rapprochées. A gauche, tant que la pression dépasse (10Pa), la décharge s'établit le long des distances les plus grandes entre les électrodes (on parle de pseudo-décharges).

Si on s'intéresse à la figure (I-3), on remarque qu'en s'approchant du point (B), de petites variations de (V) correspondent à des accroissements très importants de (i); dans cette région on montre que le courant est de la forme :

$$i = i_0 \left(\frac{e^{\beta d}}{1 - \gamma(e^{\beta d} - 1)} \right) \quad (I - 3)$$

Dans cette formule, (i_0) représente le courant dû aux sources extérieures, le facteur (β) décrit un effet de multiplication des électrons dans le gaz par les collisions ionisantes électron-molécule, le facteur (γ) décrit divers effets secondaires de production de nouveaux électrons (exemple émission d'électrons secondaires due au bombardement de la cathode par les ions produits dans le gaz). Les coefficients de Townsend $(\beta$ et $\gamma)$ décrivent un cycle de deux réactions en chaîne. Lorsque le rendement de ce cycle est égal à l'unité, le dénominateur de l'équation (I-3) s'annule (condition de claquage), la décharge devient autonome et le courant n'est plus limité que par le circuit extérieur. La valeur (V_d) correspondante est « le potentiel disruptif ». Tant que l'on n'atteint pas le point (C) sur la figure (I-3), les densités électroniques restent toutefois relativement faibles ; il en résulte que les phénomènes de charge d'espace sont négligeables et que la luminosité du gaz reste faible : Décharge sombre de Townsend.

V-1-3- Décharges luminescentes :

Si l'on augmente le courant, on constate que le tube devient assez lumineux et que le potentiel (V) décroît. La luminosité n'est pas homogène, voir figure (I-4). Cela tient au fait que les effets de charge d'espace sont maintenant importants : le champ électrique entre les électrodes n'est plus uniforme ; il est concentré au voisinage de la cathode ; ce réarrangement du champ le rend plus efficace pour l'ionisation, d'où la diminution de (V) . Après les régions de transition $(C D E)$, on atteint le palier $(E F)$ qui correspond à la décharge luminescente dite : décharge luminescente normale.

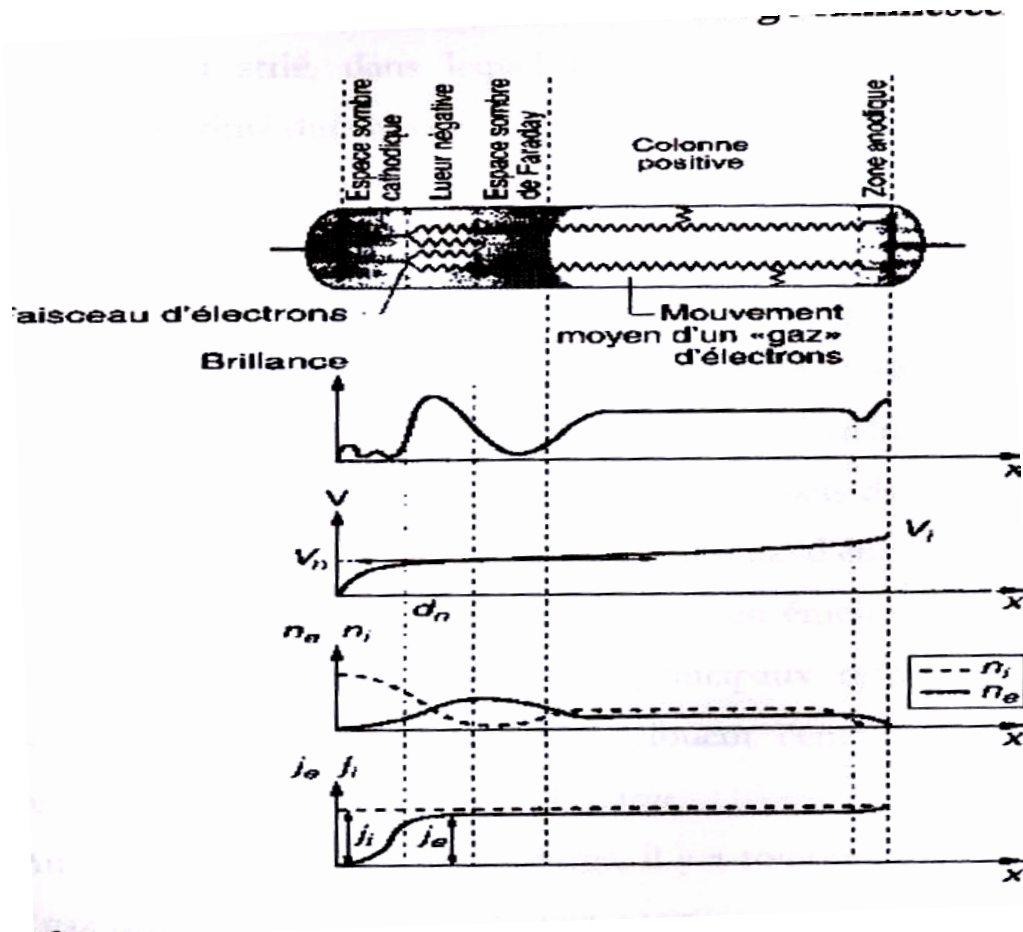


Figure (I-4) : Régions et mécanismes dominants dans une décharge luminescente.

Les propriétés de ces décharges luminescentes sont résumées sur la figure (I-4), qui montre la répartition, le long du tube, de la brillance, du potentiel (V), des densités électroniques et ioniques (n_e) et (n_i) et des densités de courant correspondantes (J_e) et (J_i).

La chute de potentiel et l'entretien de la décharge se produisent principalement dans la région cathodique qui est caractérisée par les paramètres (V_n : chute de potentiel cathodique normale) et (d_n : longueur de l'espace cathodique normal).

De la cathode à l'anode, on peut observer essentiellement trois zones de couleurs et de tailles différentes. La cathode semble enveloppée d'une gaine bleue, dite : lueur négative, puis vient une région sombre de quelques

centimètres de long, appelée espace sombre de Faraday. Elle est suivie par une longue colonne lumineuse rouge orangé striée, s'étendant jusqu'à la proximité de l'anode : c'est la colonne positive. En fait, à proximité de la cathode, on trouve un espace sombre cathodique où se répartit la chute de potentiel électrique et règne un fort champ électrique, espace qui se décompose lui-même en trois zones : l'espace d'Aston, mince, obscur et strié, dans lequel les électrons sont peu nombreux et peu énergétiques, est situé directement au contact de la cathode. Puis apparaît une gaine cathodique mince et lumineuse, précédant l'espace de Crookes-Hittorf, d'apparence sombre.

Comment expliquer cette succession de zones présentes dans le tube ?

Il s'agit en fait de régions de plasma quasi neutres séparées par des zones non neutres où les champs électriques varient rapidement, formant des gaines électriques. Elles sont directement liées à des processus dans lesquels des électrons vont ioniser et exciter des atomes à des niveaux d'énergie élevés. Ces atomes retournent par la suite à leur état fondamental en émettant un rayonnement. Les électrons, très légers, sont en effet les principaux responsables des transferts internes d'énergie dans le gaz : ils redistribuent l'énergie acquise via le champ extérieur appliqué et entretiennent la décharge.

Au commencement d'une décharge, il y a toujours quelques électrons libres dans le gaz dus à l'ionisation par rayons cosmiques ou à la radioactivité naturelle. Dès qu'on applique une tension entre les électrodes, un processus de multiplication de ces charges s'active, créant de nombreux couples ions-électrons. Les ions sont attirés par la cathode et accélérés. La grande différence de masse et de vitesse entre les ions et les électrons a pour conséquence un excès d'ions et donc une charge d'espace nette positive, la gaine cathodique, où il apparaît peu de collisions. Puis les ions vont arracher des électrons secondaires à la cathode, qui sont accélérés dans la gaine cathodique vers l'anode et entrent en collision avec les nombreux ions

présents. Leur recombinaison lumineuse crée la lueur négative, partie la plus brillante de la décharge, aussi épaisse que l'espace sombre cathodique, et où règne un champ électrique quasi nul. Les électrons ont perdu leur énergie cinétique lors des chocs et ne peuvent plus exciter ou ioniser les atomes, d'où l'existence de l'espace sombre de Faraday, mais en sortant de cette zone, ils ont récupéré suffisamment d'énergie pour pouvoir à nouveau le faire. Leur action produit alors une colonne lumineuse qui couvre la plus grande partie de la longueur du tube. Cette colonne, un peu moins lumineuse que la lueur négative, est un plasma quasi neutre qui épouse la forme du tube.

Si l'on augmente le courant dans une décharge luminescente normale, toute la surface de la cathode est utilisée et on pénètre avec l'arc : la branche (FG), figure (I-3) dite : décharge luminescente anormale caractérisé par une augmentation rapide de (V).

V-1-4-Régime d'arc :

Si l'on augmente encore le courant, (V) recommence à décroître et, après une région de transition, on atteint le régime d'arc. Ce régime peut prendre des formes diverses, mais il est toujours caractérisé par l'apparition d'effets thermiques importants : le gaz est fortement chauffé, les électrodes également, la cathode peut émettre des électrons par effet thermo-ionique. La tension devient très basse (quelques dizaines de volts) et le courant n'est en général limité que par la résistance de charge. Un tube fonctionnant en régime d'arc devra être en général robuste et sérieusement refroidi. Cet arc peut être divisé en trois parties : la colonne d'arc, électriquement neutre, présente un faible champ électrique ainsi qu'une forte température et joue un rôle important dans le chauffage du gaz alors que les régions de la cathode et de l'anode sont riches en particules chargées, et présentent des champs électriques et des gradients de températures très élevés.

En effet il s'agit d'une décharge à forte densité de courant pour laquelle les processus thermiques sont dominants. Ils existent pour les conditions suivantes:

- une pression de l'ordre de la pression atmosphérique;
- une intensité de l'ordre de quelques Ampères.

Les propriétés thermiques (température élevée du milieu) et chimiques (conditions idéales pour certaines réactions) des arcs leur donnent de multiples applications.

V-1-5- Amorçage de l'arc électrique :

Il existe trois grandes méthodes pour amorcer un arc électrique:

- a. Transition continue,
- b. Contact,
- c. Surtension.

a. Transition continue :

Le système est au départ dans un état de décharge luminescente. La cathode est recouverte par le plasma de décharge. Si on augmente l'intensité, la tension d'extraction des électrons augmente et la température s'élève. L'émission thermo-électronique devient majoritaire. On arrive ainsi, d'une manière continue, à passer d'une décharge luminescente à un arc électrique (Le cas décrit dans le paragraphe ci dessus)

b. Contact :

Il est possible (c'est une méthode fréquente), de déclencher l'arc par contact. On considère deux pastilles de métal traversées par un courant suffisant. Lorsqu'on les sépare, grâce aux irrégularités de la surface, le courant passe par un contact très fin; la température s'élève par effet joule jusqu'à la fusion du métal. On a donc un filet de métal fondu très fin par lequel passe tout le courant. Lors de la rupture du pont fondu, on est dans les conditions de formation d'un arc électrique.

c. Surtension :

Lorsque la tension dépasse la tension de claquage, une étincelle apparaît. On obtient alors un arc par phénomène d'avalanche.

V-1-6-Erosion des électrodes :

A ce niveau, nous ne manquerons pas de signaler le phénomène d'érosion des Électrodes. Pour la cathode, elle s'usait assez rapidement, faisant chuter la tension d'arc de quelques volts alors que l'anode présente une usure plus lente et moins régulière. Cette dernière, est sensible aux conditions de fonctionnement (nombre de redémarrages et à la façon dont ceux-ci sont effectués). Cette usure est préjudiciable pour le transfert de quantités de mouvement et d'énergie plasma-particules, car ceux-ci dépendent entre autres de l'enthalpie du plasma, c'est-à-dire de la puissance dissipée pour un débit de gaz plasmagène donné.

En effet, les densités de courant ont des valeurs élevées au niveau des électrodes. L'énergie est suffisante pour dégrader de manière significative la surface des électrodes. Cette érosion est due majoritairement à l'éjection de gouttelettes de métal fondu .Il existe des formules empiriques selon les types d'arcs qui donnent la vitesse de l'érosion des électrodes en fonction de l'intensité dans le circuit.

Dans l'industrie, l'érosion des électrodes impose le remplacement régulier de celles-ci.

V-2- Décharges en courant continu à haute pression :

Lorsque dans un tube à décharge le produit ($P.d$) est supérieur à (500 Torr.cm), les propriétés de la décharge sont profondément modifiées. Les modifications portent essentiellement sur le régime de Townsend et sur la décharge luminescente, tandis que les arcs à haute pression ne diffèrent pas essentiellement des arcs à basse pression. Enfin, dans de nombreux cas, on voit apparaître les décharges filamenteuses appelées étincelles : il s'agit de régimes essentiellement transitoires qui conduisent à l'amorçage d'un arc si le générateur est assez puissant. Les

décharges à haute pression ont été analysées beaucoup plus récemment que les décharges à basse pression car certains des processus fondamentaux qui s'y produisent se font à une échelle spatiale ou temporelle difficile à observer (gainés cathodiques ayant des épaisseurs de l'ordre du micron, constantes de temps de l'ordre de la nanoseconde).

Conclusion :

Au dessous d'une certaine température, la concentration en particules chargées dans les plasmas est faible par rapport à celles des espèces neutres. Lorsque la température augmente, leur concentration croît et des propriétés spécifiques à cet état plasma apparaissent.