

### I.1. Introduction

L'étude des décharges électriques ou plasma de décharge trouve des applications dans des disciplines aussi variées en physique qu'en ingénierie électrique [1].

Elle suscite un intérêt grandissant ces dernières années pour répondre au besoin technologique de la société moderne [2]. Cependant, malgré l'ancienneté des premières études datant de plus d'un siècle [3], ce type d'étude reste d'actualité, étant donné que de nouveaux modèles de décharges ont vu le jour ce qui rend leurs précédents obsolètes [1]. Nous abordons en premier lieu un bref historique, afin de positionner notre étude dans le temps puis nous donnerons quelques définitions usuelles, afin de se familiariser avec le vocabulaire de la discipline de la physique des décharges. Ensuite, nous rappellerons les différents paramètres et processus physiques qui interviennent au sein des décharges électriques et qui permettent ainsi de les classer et nous terminerons par les avantages des décharges électriques.

### I.2. Aspect historique

Les décharges à barrière diélectriques (DBD) ont été utilisées industriellement pour la première fois par l'entreprise Siemens en 1857 pour la synthèse de l'ozone. L'ozone produit était utilisé pour le traitement de l'eau [4]. Les DBD, également appelées « décharges silencieuses » (« silent discharge ») permettent de produire une quantité importante d'ozone par rapport aux décharges en régime d'arc [5].

En 1932, Buss [6] décrit le caractère élémentaire de cette décharge dans l'air à travers les premiers clichés photographiques. Dans les années septante, les premières simulations et recherches sur les DBD permettent d'élargir le champ d'application de ces décharges à la modification de surface, à la déposition assistée par plasma, aux lasers puis, plus tard, aux écrans plats. Il faut attendre 1988 pour découvrir l'existence d'un régime de DBD homogène à la pression atmosphérique grâce aux recherches des japonais *Kanazawa et al* [7].

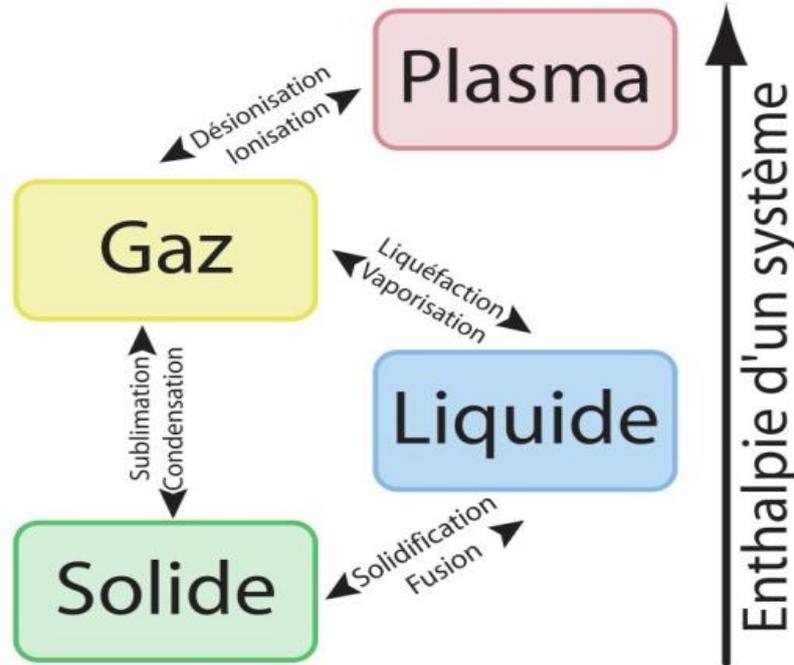
Depuis, de nombreuses recherches ont été menées afin de comprendre les phénomènes physiques régissant les DBD [8][9].

### I.3. Définitions

Généralement, les gaz sont considérés comme des isolants parfaits car ils ne contiennent qu'une concentration infime de porteurs de charge. Si les gaz sont soumis à un champ électrique, le courant qui peut apparaître est typiquement de l'ordre du femto ampère, ceci pour des dizaines de kilovolts appliqués sur quelques centimètres d'air.

Lorsqu'un champ électrique d'amplitude suffisante est appliqué, un courant nettement plus important est détecté, c'est la décharge électrique qui peut conduire au claquage.

**I.3.1. Plasma** Un plasma appelé aussi le quatrième état de la matière après les trois états conventionnels : solide, gaz et liquide Figure (I-1), est un milieu faiblement ionisé contenant des électrons libres, des ions positifs et éventuellement des ions négatifs, et globalement neutre. Ils se composent d'un grand nombre d'espèces chimiques : Radicaux, molécules, ions, électrons, atomes et photons[10].



**Figure I-1 :Les différents états et principaux changements d'états de la matière[11]**

Selon les valeurs de températures et/ou de degré d'ionisation les plasmas peuvent être classés en deux grandes catégories : les plasmas thermiques et les plasmas non thermiques hors équilibre.

*Les plasmas thermiques* (ou chauds) présentent une température électronique qui est proche de celle du gaz, de 5000 à 50 000 °K. Ces plasmas sont dits à l'équilibre thermodynamique. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs et les torches à plasmas (utilisées en industrie pour la découpe et la soudure) sont des exemples de ce type de plasma.

*Les plasmas non thermiques* (ou froids) sont caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique. La température du gaz est dans ce cas proche de la température ambiante alors que celle des électrons (jusqu'à  $10^4$ °K) est suffisante pour permettre un taux élevé de collisions inélastiques [12].

*Les plasmas hors équilibre* se présentent sous différentes formes telles que la décharge luminescente, couronne ou encore les décharges à barrière diélectrique (DBD) [13].

**I.3.2. La décharge luminescente** est une décharge obtenue le plus souvent à basse pression (moins de  $10\text{ mbar}$ ), entre deux électrodes planes. Les électrons produits dans ce type de décharge sont fortement énergétiques. Les atomes neutres excités ainsi que les molécules génèrent une luminescence typique (comme dans les tubes fluorescents).

Toute fois, les décharges luminescentes ou ce que l'on appelle aussi les décharges *glow*, ne sont pas adaptées pour la synthèse chimique. Notons que des décharges luminescentes à pression atmosphérique ont été développées très récemment.

**I.3.3. La décharge couronne** est une décharge non homogène, générée à pression atmosphérique dans un système d'électrodes fortement dissymétriques (exemple : système pointe- plan). En effet, lors de la décharge, l'électrode de faible rayon de courbure soumise à une haute tension est le siège d'un fort champ électrique, qui constitue le facteur clé dans l'ionisation des espèces neutres présentes dans le gaz.

**I.3.4. La décharge à barrière diélectrique** ou ce qu'on appelle aussi la décharge silencieuse, combine le large volume d'excitation de la décharge *glow* avec les caractéristiques haute pression de la couronne. Dans ce type de décharges, un diélectrique couvre l'une des électrodes. La surface entière de l'électrode devient effective pour les réactions chimiques. La DBD est initiée en chaque point du gap. Les charges ainsi cumulées sur le diélectrique forment un champ électrique qui s'oppose au champ appliqué et permet d'interrompre le courant pendant quelques nanosecondes. La durée du pulse de courant dépend de la pression, des propriétés du gaz et de la nature du matériau diélectrique [5].

**I.4. Phénomènes de collisions** Il existe deux grands types de collision entre ces éléments.

**I.4.1. Collision élastiques** qui ne participent pas directement à l'activation du gaz, mais qui sont responsables de la conduction et de la diffusion de la chaleur.

**I.4.2. Collision inélastiques** qui sont responsables de changements au niveau de l'énergie interne des molécules, de la nature des particules (ionisation, dissociation, attachement électronique,...etc.), en fonction de l'énergie cinétique des électrons.

On distingue alors les phénomènes[14] :

#### **I.4.2.1. Excitation**

Lorsqu'un atome a absorbé suffisamment d'énergie pour qu'un de ses électrons (en général, le plus éloigné du noyau) passe à un niveau d'énergie plus supérieur, on dit que cet atome (ou cette molécule) a été excité.

Excitation par les électrons :



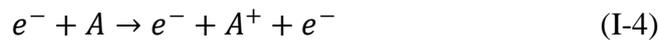
Excitation par les ions ou les atomes



### I.4.2.2. Ionisation

Lorsqu'un atome (ou une molécule) a absorbé suffisamment d'énergie pour qu'un de ses électrons s'échappe à l'infini, on dit que cet atome (ou cette molécule) a été ionisé.

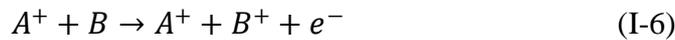
Ionisation par les électrons :



Ionisation par les photons :



Ionisation par les ions, atomes ou molécules:



### I.4.2.3. Photo ionisation

Les électrons peuvent être créés par photo ionisation. En effet des photons vont être libérés lors de la désexcitation des molécules suivant les mécanismes suivants :



Ces photons sont susceptibles d'être absorbés par des molécules neutres qui se séparent alors en un cation et un électron.



Ces électrons peuvent à leur tour engendrer des avalanches électroniques.

#### I.4.2.4.Recombinaison

C'est le phénomène d'attachement de particules lors d'une rencontre entre ion positif et électron ou entre ion positif et ion négatif. Les ions peuvent être atomiques ou moléculaires.

L'attachement direct des électrons sur les atomes neutres est un cas particulier de la recombinaison :



Recombinaison ion-ion : On connaît trois types de recombinaison ion-ion :

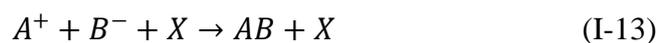
✓ La recombinaison radiative :



✓ La recombinaison mutuelle (échange de charge sans constitution de molécule) :



✓ La recombinaison à trois corps (X est en général, un atome ou une molécule)



#### I.4.2.5.Echange de charge

C'est une capture d'électron par A et une perte d'électron pour B.



#### I.4.2.6.Détachement

C'est le phénomène qui se produit lorsqu'un ion perd son électron supplémentaire.

#### I.4.2.7.Dissociation

La dissociation d'une molécule en deux ou plusieurs constituants est un phénomène assez probable car l'énergie nécessaire pour la réaliser est rarement supérieure à 10 eV.

### I.5. Paramètres physiques d'un plasma

Les paramètres physiques qui caractérisent le plasma sont: le libre parcours moyen, la longueur de Debye, la densité et la distribution d'énergie des électrons et Taux d'ionisation et Fréquence du plasma, la température du plasma.

### I.5.1. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen ( $\gamma$ ) est la distance qu'une particule (électron, ion, neutre, etc.) traverse entre deux collisions. A cause de la nature statistique des collisions, il a une distribution spécifique.

Il est décrit en général par l'équation suivante [14].

$$\gamma = \frac{1}{\pi N(r_1 + r_2)} \quad (\text{I-15})$$

Avec :

$r_1, r_2$  : Sont les rayons des particules en collisions.

$N$  est la densité de particules (nombres de particules par unité de volume).

### I.5.2. Longueur de Debye

La longueur de Debye  $\lambda_D$  définit la longueur à partir de laquelle le champ électrique Coulombien issue d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules désignées opposées dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante [15] :

$$\lambda_D = \left( \frac{2\varepsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-16})$$

### I.5.3. Densité électronique

La densité électronique  $n_e$  est le nombre d'électrons libres par unités de volume ( $cm^{-3}$ ) [16].

### I.5.4. Taux d'ionisation

Le taux d'ionisations  $\tau_i$  représente le rapport du nombre d'électrons libre  $n_e$  sur le nombre de particules totales ( $n_e + N$ ), où  $N$  est le nombre de particules neutres par unité de volume. Le taux d'ionisation est alors donné par [16]:

$$\tau_i = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (\text{I-17})$$

On parle de gaz faiblement ionisée lorsque  $\tau_i < 10^{-4}$  (principales interactions de type collisions électrons-neutres) et de gaz fortement ionisés lorsque  $\tau_i > 10^{-4}$  (interactions de type collisions électrons-électrons ou électrons-ions) [17].

### I.5.5. Fréquence du plasma

Le comportement collectif des plasmas se manifeste lorsqu'on écarte le plasma de l'équilibre. 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, avec  $n_e$  la densité électronique et  $m_e$  la masse de l'électron [15].

$$\omega_e = \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (\text{I-18})$$

### I.5.6. Température du plasma

La température du plasma est définie comme la moyenne des énergies de translation des particules dans la décharge. Étant donné la différence de masses qui existe entre les électrons et les espèces lourdes, ces deux populations 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 le paramètre le plus important pour déterminer et démontrer les phénomènes dans le plasma. En général,  $T_e \gg T_i > T_n$ , où  $T_e$  est la température électronique,  $T_i$  la température ionique et  $T_n$  la température des neutres, proche de la température ambiante [17] .

Ces paramètres physiques définissent le milieu de décharge, qui dépend des éléments suivants:

- ✓ Nature du gaz ;
- ✓ Pression et température du gaz ;
- ✓ Tension appliquée (responsable de l'intensité du champ électrique) ;
- ✓ Géométrie des électrodes (responsable de la forme des lignes de champ).

### I.6. Avalanche électronique

Si l'on considère un diélectrique gazeux contenu entre deux électrodes, Les deux électrodes sont connectées à un générateur de tension continue.

Un électron « germe », accéléré par le champ électrique appliqué, acquiert une énergie qui peut suffire, à partir d'une certaine valeur de champ électrique, à ioniser par collision une particule neutre du gaz. Les nouveaux électrons créés vont participer à leur tour au mécanisme d'ionisation des molécules neutres, produisant ainsi une multiplication ou avalanche électronique.

Le phénomène d'avalanche électronique est présenté sur la figure (I-2) :

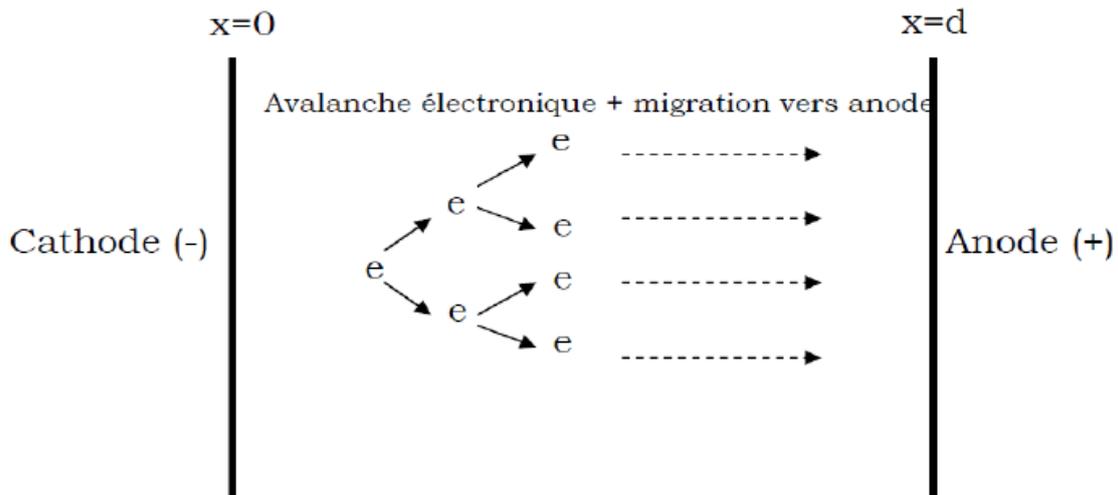


Figure I-2 : Schéma d'une avalanche électronique.

Townsend a proposé en 1914 l'introduction d'un coefficient d'ionisation « $\alpha$ » appelé premier coefficient de Townsend en vue de traduire mathématiquement ce phénomène d'ionisation. Ce coefficient dépend du champ réduit « $\frac{E}{N}$ » (avec  $N$  désignant la densité du gaz) et de « $\frac{1}{\alpha}$ » qui représente le libre parcours moyen d'un électron entre deux collisions ionisantes. L'apparition d'un électron primaire au niveau de la cathode se traduit par l'arrivée de « $exp(\alpha d)$ » électrons au niveau de l'anode. Ce processus est appelé *avalanche électronique*. Ceci est illustré sur la figure( I-3)[18].

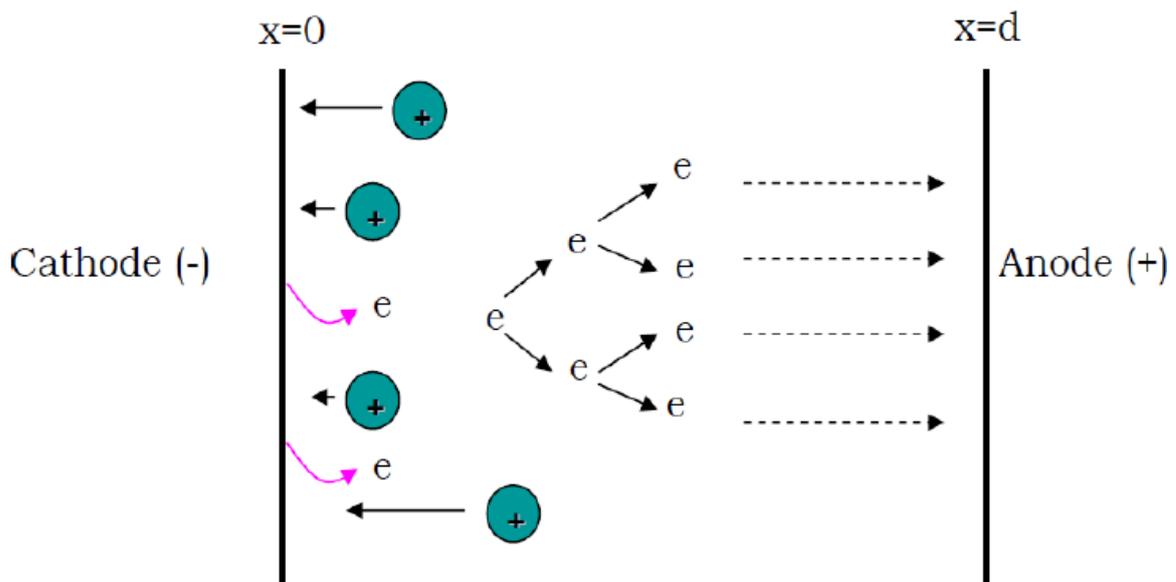


Figure I-3 : Processus de multiplication électronique initié par un électron germe.

La relation de Townsend s'écrit alors :

$$I = I_0 \exp(\alpha d) \tag{I-19}$$

Avec :

$I$  : Courant (A).

$I_0$  : Courant initial dû aux électrons primaires (A).

$d$  : Distance inter électrodes (m).

$\alpha$  : Premier coefficient de Townsend ( $m^{-1}$ ).

En dehors de ce mécanisme de multiplication des électrons proposé par Townsend, des électrons secondaires peuvent être émis par impact d'ions positifs « $M^+$ » sur la cathode ou par impact de photons émis par désexcitation radiative après impact électronique. La probabilité de produire ainsi des électrons secondaires se traduit par le critère d'auto-entretien de la décharge, où la condition d'apparition d'une décharge disruptive autonome (claquage) s'écrit[18] :

$$\gamma \cdot (\exp^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (\text{I-20})$$

Avec :

$\gamma$  : Coefficient d'ionisation secondaire (2<sup>ème</sup> coefficient de Townsend)

Comme ce mécanisme est consommateur d'électrons, il est considéré comme compétitif du mécanisme d'ionisation. Pour prendre en compte ce phénomène, il convient alors d'introduire dans la relation de Townsend une probabilité d'attachement d'électrons « $\eta$ » :

$$I = I_0 \cdot e^{(\alpha - \eta) \cdot d} \quad (\text{I-21})$$

Le critère d'auto-entretien de la décharge s'écrit donc :

$$\gamma \cdot (\exp^{(\alpha - \eta) \cdot d} - 1) = 1 \quad (\text{I-22})$$

Et par conséquent on a [46] :

- Si  $\gamma \cdot \exp^{\alpha d} < 1$ : la décharge est dite non autonome car elle ne peut se maintenir d'elle-même par le fait des mécanismes secondaires si l'apport d'électrons créés par une source extérieure est interrompu.
- Si  $\gamma \cdot \exp^{\alpha d} = 1$ : le nombre d'ions créés par l'avalanche primaire est un moyen juste suffisant à maintenir la décharge par bombardement de la cathode. La décharge est autonome, c'est-à-dire qu'elle peut se maintenir en l'absence d'une source extérieure de production de charges. Ce critère définit donc la tension d'amorçage.
- Si  $\gamma \cdot \exp^{\alpha d} > 1$ : le processus des avalanches successives est cumulatif et le courant de décharge croît d'autant plus rapidement que « $\exp^{\alpha d}$ » dépasse l'unité.

### I.6.1. Limite du critère de Townsend

Le mécanisme d'avalanche décrit par Townsend ne conserve sa validité que pour des valeurs de produits « $p \cdot d$ » inférieures à  $200 \text{ torr}$ . Au-delà, l'expérimentation montre qu'il se produit des phénomènes peu compatibles avec le mécanisme d'avalanche de Townsend [30].

A partir de l'instant où le critère de Townsend est satisfait, un temps minimum est nécessaire pour que puissent apparaître les mécanismes secondaires d'ionisation. Il est imposé par le transit des ions positifs vers la cathode sous l'effet du champ électrique. Or, à des pressions voisines d'un bar, les temps mesurés sont de l'ordre du centième de ceux que nécessite le transit des ions positifs, en raison de leur fiabilité quand la pression augmente. A cet égard, le domaine de validité du modèle pourrait être étendu par l'intervention d'autres mécanismes tels le bombardement de la cathode par des photons émis au sein de l'avalanche primaire.

La densité du courant de décharge croît avec la pression, la faible mobilité des ions positifs crée alors une concentration de la charge d'espace qui modifie le champ appliqué initialement, et donc la valeur du coefficient « $\alpha$ ». On peut alors réécrire le critère de Townsend sous la forme plus générale :

$$\gamma(\exp(\alpha d) - 1) = 1 \quad (\text{I-23})$$

On ne peut expliquer cependant que la constitution de la cathode, par l'intermédiaire du coefficient  $\gamma$ , n'ait plus d'influence sur la tension d'amorçage pour les grandes valeurs du produit « $p \cdot d$ ». Cette indépendance est particulièrement évidente dans le cas de la décharge couronne près d'une pointe positive, mais elle est confirmée en champ homogène par l'observation du streamer ou dard se développant à partir de l'anode ou dans l'espace inter-électrodes.

### I.7. Loi de Paschen

La recherche de la tension d'amorçage en champ homogène dans des gaz ou des mélanges gazeux a fait l'objet de nombreuses expérimentations. Les courbes donnent généralement la tension d'amorçage  $V_s$  en ordonnée et le produit « $pd$ » en abscisse. On a vu précédemment avec l'étude de la décharge de Townsend que  $V_s$  pouvait s'exprimer comme une fonction implicite de « $p \cdot d$ », cette fonction étant donnée par la connaissance des premier et second coefficients d'ionisation de Townsend. Pratiquement cette fonction a été déterminée expérimentalement dans des gaz purs, ou des mélanges gazeux, généralement à de faibles pressions et des distances de quelques millimètres ou centimètres.

Il existe une relation qui lie la valeur de cette tension de claquage  $V_s$  à la pression ( $p$ ) du gaz et à la distance inter-électrodes : la loi de Paschen.

Dans Figure I-4, sont représentées les courbes de Paschen obtenues respectivement dans le cas de l'air et de l'hélium ainsi que celles obtenues dans le cas d'autres gaz [19].

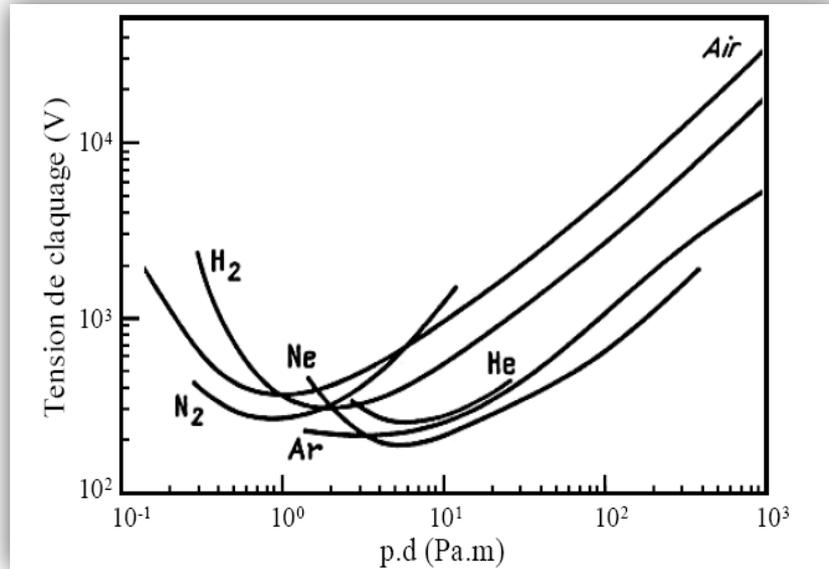


Figure I-4. Loi de Paschen pour différents gaz [20].

Ces courbes montrent que  $V_s$  a un minimum unique, pour une valeur:  $pd = (pd)_{min}$

Si l'on augmente le produit ( $p.d$ ), un électron accéléré par le champ électrique aura une probabilité plus grande de rencontrer une molécule du gaz, mais l'énergie moyenne acquise entre deux collisions étant plus faible, la probabilité d'obtenir une collision ionisante diminue, à moins d'augmenter la tension. Si ( $p.d$ ) est inférieur à  $(p.d)_{min}$ , la tension d'amorçage croît également par diminution du nombre de collisions.

### I.8. Claquage de type streamer

Vers 1940, Craggs, Meek et Raether ont établi une théorie des streamers (ou théorie des décharges filamenteuses) complétée après par de nombreuses approches à caractère essentiellement expérimental. Une avalanche initiée par un électron multiplie exponentiellement le nombre d'électrons en tête de cette avalanche. Ces électrons diffusent et la longueur de l'avalanche s'étend, entraînant une croissance du champ électrique induit par la charge d'espace. Pour une certaine valeur critique de cette longueur, le champ électrique induit devient comparable au champ électrique extérieurement appliqué. Dès lors, l'avalanche électronique se transforme en streamer.

Le mécanisme se déroule en 3 phases [21]:

#### *Phase 1*

Une avalanche électronique primaire est provoquée par un électron primaire qui se trouve près de la cathode. La vitesse des électrons étant 100 fois environ supérieure à celle des ions,

l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière elle une charge d'espace positive.

Les ions positifs forment dans le gaz une charge d'espace positive tandis que l'anode absorbe les électrons. Le champ  $E_c$  de cette charge est maximal en tête d'avalanche (figure I-5.a) [22].

#### Phase 2

Des électrons secondaires sont créés par photo-ionisation autour de la charge d'espace. Ces électrons provoquent en tête d'avalanche de petites avalanches secondaires figure (I-5.b). Le champ de la charge d'espace renforce le champ entre la tête de l'avalanche et la cathode et crée également une composante radiale.

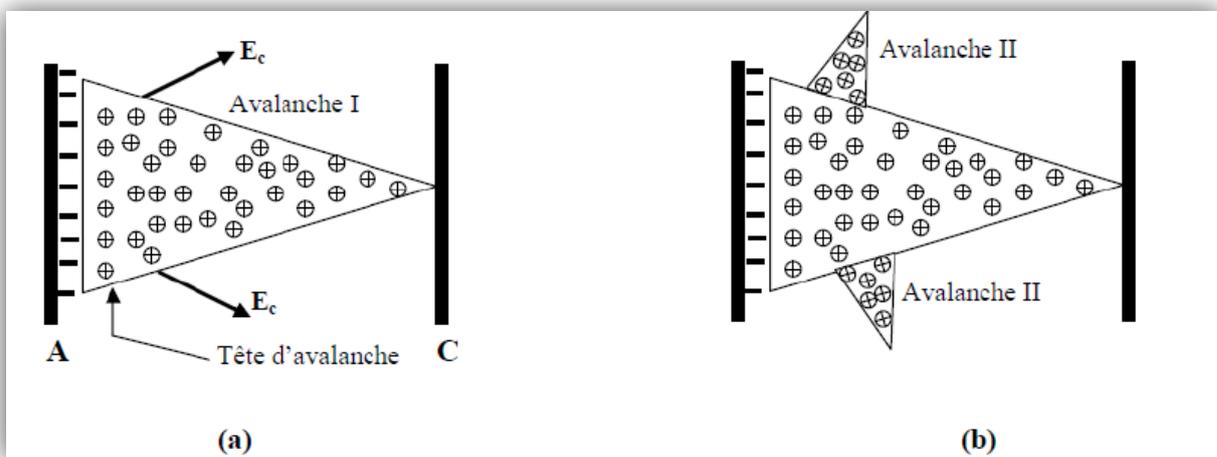


Figure I-5: Phases 1 et 2 de la formation du streamer.

#### Phase 3

La charge d'espace augmente en volume et devient un streamer. De nouvelles avalanches secondaires viennent s'ajouter à l'avalanche primaire et le streamer progresse figure (I-7.c).

Quand il touche la cathode, le claquage se produit figure (I-7.d).

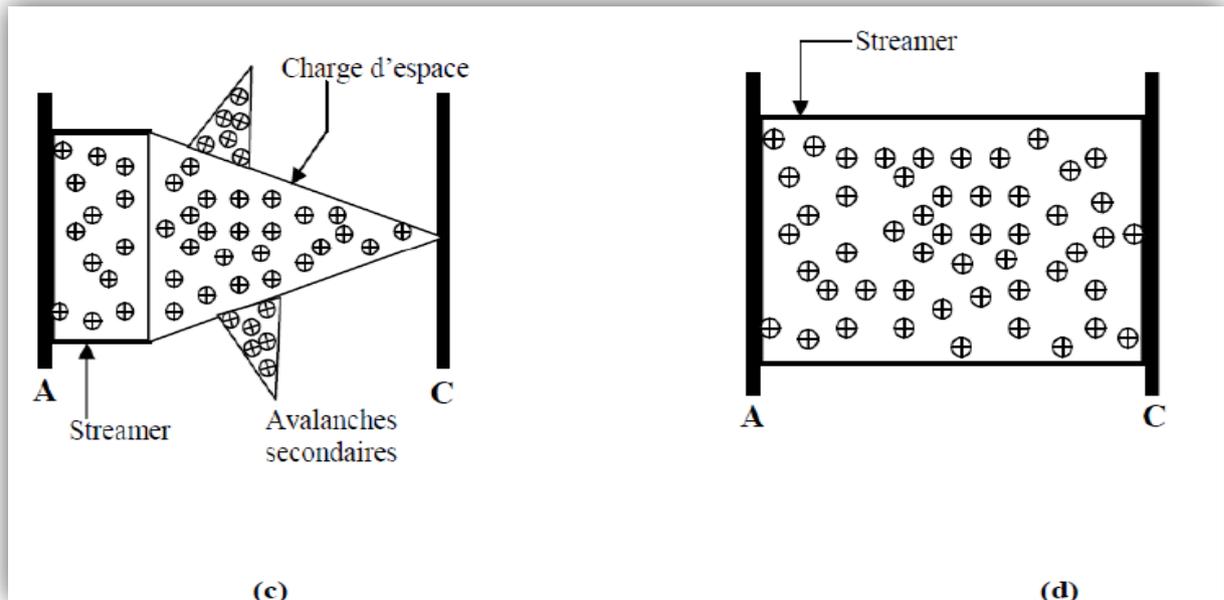


Figure I-6: Phase 3 de la formation du streamer.

Il existe deux types de streamers :

### I.8.1. Le streamer positif

Le streamer positif (Anodique) se dirige de l'anode vers la cathode, dans le sens opposé au mouvement des électrons. La charge nette dans la tête du streamer est élevée et positive.

La propagation du streamer est gouvernée par le champ électrique élevé qui résulte de cette charge. Les électrons qui se trouvent à proximité de la tête contribuent à la propagation de la manière suivante : ils neutralisent la charge d'espace positive et donc le champ électrique correspondant ; ensuite ils laissent les ions positifs derrière eux lorsqu'ils continuent leur dérive. Ce processus est répété tout au long de la distance parcourue par le streamer.

La vitesse de propagation à la pression atmosphérique dans l'air est très grande (des valeurs autour de  $10^8 \text{ cm s}^{-1}$  soit 1% de la vitesse de la lumière dans le vide).

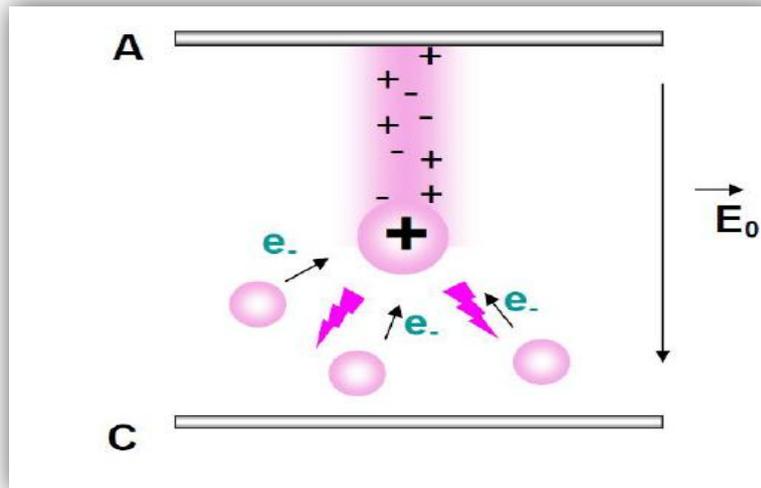


Figure I-7:Streamer positif.

### I.8.2.Le streamer négatif

Le mécanisme de propagation est le même que celui qui vient d'être énoncé à la différence près que cette fois les électrons se propagent naturellement dans le sens de propagation du streamer.

Il faut noter que dans ce cas une propagation sans émission de photons est possible. Les électrons de la tête du streamer sont accélérés dans le très fort gradient de charge d'espace et vont ensuite être piégés électro statiquement par les ions positifs formant un canal de plasma quasi neutre le canal du streamer.

### I.9.Différents régimes de la décharge

La figure (I-8) représente la caractéristique classique courant – tension de la décharge dans un gaz à basse pression. Cette courbe fait apparaître plusieurs domaines correspondant aux différents régimes de fonctionnement résumés ci-dessous en partant d'une décharge non autonome jusqu'au claquage du gaz se traduisant par un arc électrique qui correspond aux courants les plus forts.

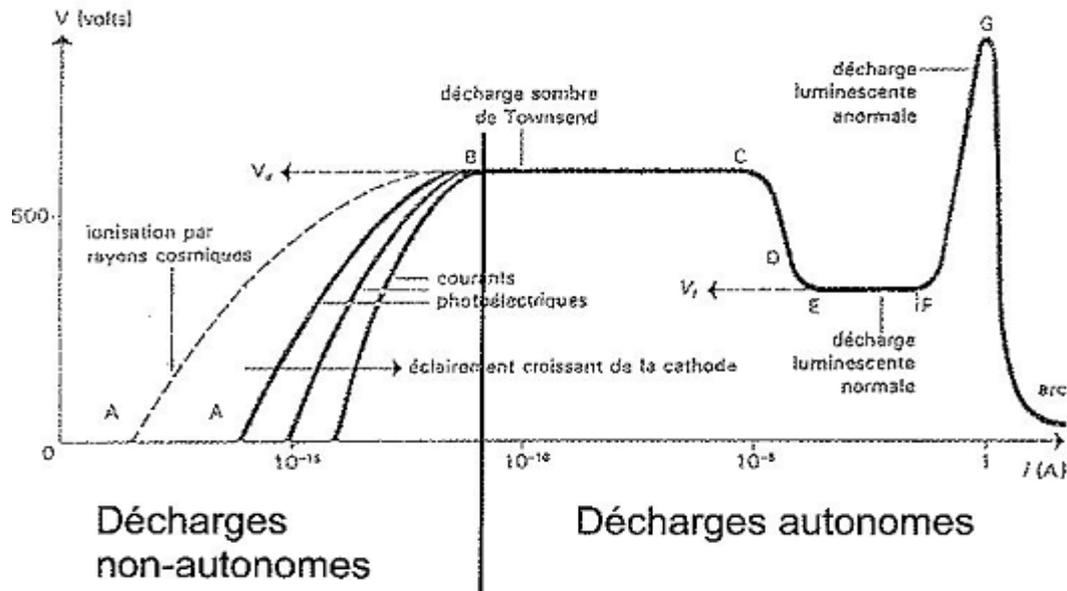


Figure I-8: Caractéristique courant-tension d'une décharge à électrodes planes et parallèles

**(AB)** : Décharge non autonome

**(BC)** : Décharge de Townsend

**(CD)** : Décharge lumineuse subnormale

**(EF)** : Décharge lumineuse normale

**(FG)** : Décharge lumineuse anormale

**(G→)** : Transition à l'arc électrique

### I.9.1. Régime de non autonomie (AB)

En réalité, cette zone (AB), située au début de la caractéristique  $V(i)$  de la figure (I-8), est composée de trois régions différentes. Si l'on applique une tension continue et croissante  $V$  aux bornes des électrodes, on produit un déplacement de charges. Pour des faibles valeurs de  $V$ , on peut considérer que le champ électrique appliqué est homogène et qu'il s'écrit :

$$E = \frac{V}{d}$$

Où :  $d$  est la distance inter-électrodes.

Sous l'action du champ électrique, les électrons apparaissant de manière occasionnelle au niveau de la cathode, sont entraînés vers l'anode sans forcément l'atteindre (recombinaison, etc.). La fraction des électrons perdus en chemin est d'autant plus faible que leur vitesse est grande et donc que le champ est fort. Par conséquent le courant électrique  $i$ , dans le circuit alimentant la décharge est déterminé par le nombre de particules chargées arrivant aux électrodes par seconde, croît avec la tension  $V$ . A partir d'une certaine valeur de cette tension, pratiquement toutes les particules chargées (électrons et ions) et créées dans le gaz atteignent les électrodes. Le courant atteint une valeur de saturation et ne dépend plus de  $V$ . Ce courant

est déterminé par le taux de création de charges due aux sources extérieures. La décharge est ainsi « *non autonome* »[23].

### I.9.2. Régime Décharge de Townsend (BC) [10]

Le mécanisme de la décharge de Townsend est caractérisé par un grand nombre d'avalanches d'électrons successives qui proviennent de la génération secondaire d'électrons conduisant au claquage de Townsend où le champ de la charge d'espace dû aux mouvements différentiels entre les électrons et les ions positifs est supposé faible comme il peut être complètement négligeable; c'est-à-dire, le nombre d'électrons dans l'avalanche est inférieur à une certaine valeur critique. Cette décharge sera autonome en appliquant aux électrodes une tension égale à la tension de claquage  $V_s$ . Cette tension assure la production stationnaire des électrons éjectés de la cathode et poussés vers l'anode. Dans ce cas on a  $V(i) = V_s = \text{constante}$  et Cette situation correspond au segment BC de la figure (I-8). Cette décharge est appelée décharge *sombre de Townsend*.

### I.9.3. Régime Décharge luminescente (CDEFG)

La décharge luminescente est une décharge autonome avec une cathode froide émettant des électrons due généralement au bombardement par des ions positifs. Cette décharge est caractérisée par une grande charge d'espace positive formant une couche à la cathode, avec un champ intense à la surface et une chute considérable de tension de 100-400V (ou plus). Cette chute est nommée "*la chute cathodique*", et l'épaisseur de la couche de chute cathodique est inversement proportionnelle à la densité (pression) du gaz. Si la distance inter électrode est suffisamment grande, une région de plasma électriquement neutre caractérisée par un champ assez faible est formée entre la couche cathodique et l'anode. La partie relativement homogène s'appelle la colonne positive, elle est séparée de l'anode par la zone anodique[24] Si l'on augmente le courant d'une décharge de Townsend, la tension  $V$  entre les électrodes diminue à partir d'une certaine valeur du courant et il finit par s'établir une décharge luminescente, caractérisée par l'apparition de plusieurs zones lumineuses diffuses. Les différents régimes de la décharge luminescente occupent tout le domaine CDEFG de la caractéristique tension-courant de la figure (I-8) [25].

### I.9.4. Régime d'Arc électrique

La décharge d'arc est une décharge autonome caractérisée par une faible chute cathodique

Si le courant augmente de façon notable, La petite chute cathodique résulte des mécanismes d'émissions cathodiques qui sont capable de fournir un courant important d'électrons égal à

peu près au courant totale de la décharge [26]. Les effets thermiques (le gaz est fortement chauffé, les électrodes également) à la cathode deviennent importants et il apparaît une abondante émission thermoélectronique (échauffement de la cathode) à cet endroit. La tension aux bornes des électrodes diminue, le courant peut alors augmenter de façon importante : c'est *le régime d'arc* [27].

### I.10. Principe de la décharge à barrière diélectrique

Le principe de fonctionnement de la décharge à barrière diélectrique est illustré sur la figure (I-9). Avec l'application de la tension sur les électrodes, le claquage du gaz conduit à la formation d'un canal conducteur, le passage du courant induit une accumulation de charges sur la surface de la barrière diélectrique et donc une tension à ses bornes. Dans ce cas le diélectrique est considéré comme isolant d'un condensateur dont les armatures sont d'un côté la décharge et de l'autre côté l'électrode. Si l'augmentation, au fur et à mesure du développement de la décharge, est plus rapide que l'augmentation de la tension d'alimentation, elle cause une chute de la tension appliquée sur le gaz, ce qui conduit à l'extinction de la décharge. Ainsi, quelle que soit la taille et la distribution spatiale des décharges, elles sont bloquées bien avant d'atteindre un degré d'ionisation suffisant pour échauffer la cathode et conduire à l'arc.

Le rôle principale du diélectrique est de limiter la charge déposée sur les électrodes afin que la décharge ne devienne un arc comme cela peut arriver entre deux électrodes métalliques à pression atmosphérique[28] .

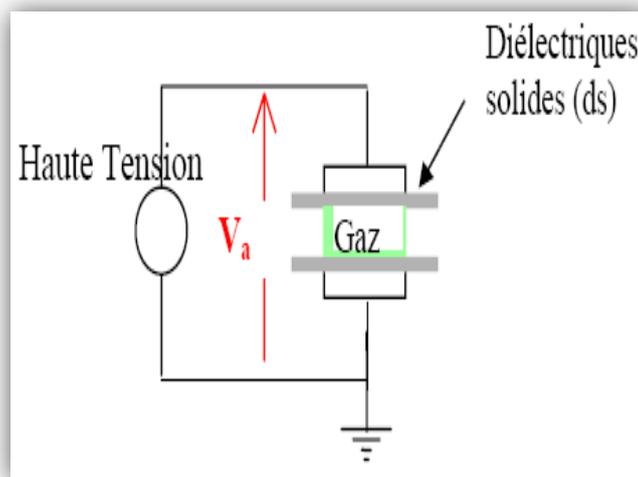


Figure I-9 :Exemple de configuration de DBD avec deux diélectriques solides[29].

### I.11.Caractéristiques d'une décharge à barrière diélectrique DBD

La décharge à barrière diélectrique est caractérisée par :

- Sa pression de travail élevée (autour de la pression atmosphérique).
- La tension appliquée aux bornes des deux électrodes est de l'ordre de quelque  $kV$ .
- La fréquence d'excitation est de l'ordre du  $kHz$ .
- La décharge est contrôlée par une barrière diélectrique qui rend la décharge de courte durée et une répartition de charges telle que les micros décharges soient rares.
- La distance entre les électrodes est de l'ordre de quelque millimètre[30].voire la figure (I-10).

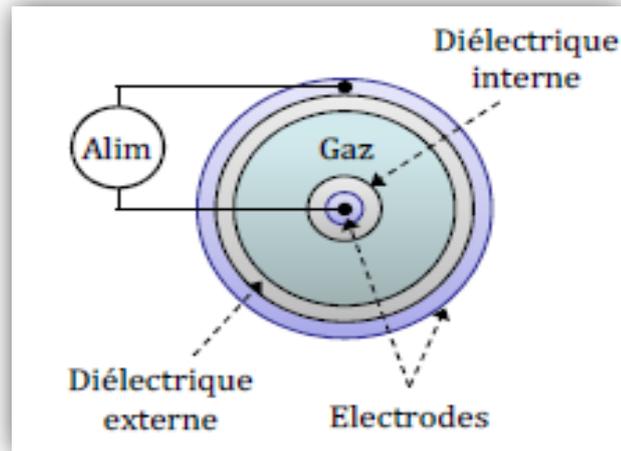


Figure I.10 Caractéristique électrique d'une DBD à deux barrières diélectriques[31].

### I.12. Différentes configurations d'une DBD

Le terme DBD regroupe toutes les configurations de décharges pour lesquelles un courant transite entre deux électrodes métalliques séparées par un gaz et par au moins une couche d'un matériau isolant. Les configurations classiques des réacteurs DBD sont cylindriques ou planes comme schématisé sur la figure(I-11) où l'on distingue également les DBD surfaciques[32].

L'espace inter-électrodes, pour les configurations planes et cylindriques, peut varier de 0.1 à 5 mm, selon la configuration et le domaine d'application. Le diélectrique agit comme l'isolant d'un condensateur dont les armatures sont d'un côté la décharge et de l'autre l'électrode métallique. Ainsi, les décharges de ce type ne peuvent fonctionner que par l'application d'une tension alternative [33].

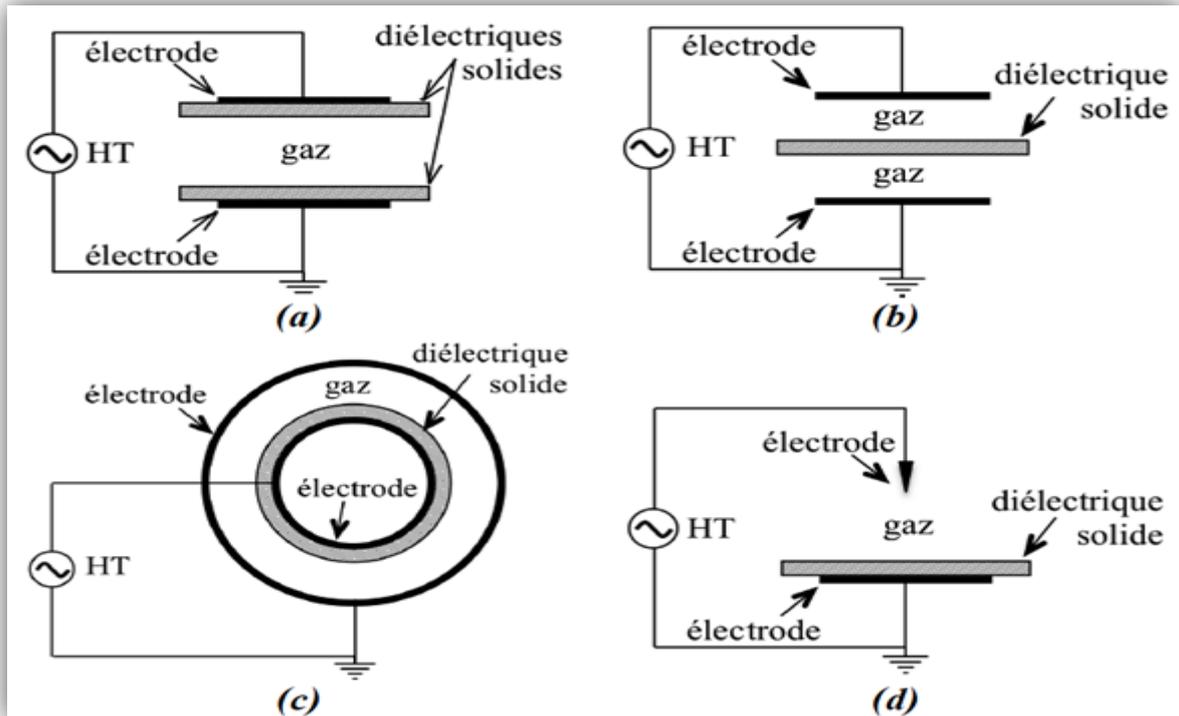


Figure I-11 : Différentes configurations de Décharges à Barrières Diélectriques (DBD) [17].

Habituellement, les décharges à barrière diélectrique opèrent dans un mode filamentaire : des micro-décharges d'environ 100  $\mu\text{m}$  de diamètre sont distribuées de façon aléatoire sur la surface de l'électrode. Toutefois sous certaines conditions bien spécifiques, il est possible d'obtenir une décharge homogène, pour laquelle un seul canal de conduction se forme entre les deux électrodes. L'homogénéité de la décharge aura une grande importance pour les applications de traitement de surface si l'on souhaite obtenir un traitement uniforme (à condition que le traitement soit réalisé dans la décharge)[34].

### I.13. La décharge à barrière diélectrique volumique

Dans une décharge électrique, la création importante de charges d'espace peut conduire à la formation d'arcs électriques ce qui limite l'utilisation de ce type de décharge. Afin d'éviter le passage à l'arc, on recouvre une des électrodes avec un matériau isolant ou diélectrique. On parle alors d'une décharge à barrière diélectrique ou DBD Figure (I-12). L'utilisation d'une barrière diélectrique va offrir des possibilités d'utilisation beaucoup plus larges que pour une simple décharge DBD.

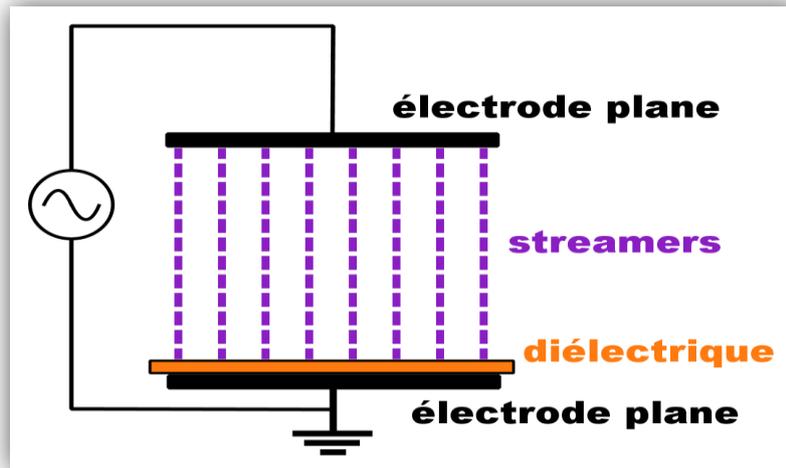


Figure I-12 : Schématisation d'une DBD volumique de type plan-plan[35].

On utilise ce type de décharge le plus souvent en configuration plan-plan Figure (I-12) de façon à augmenter le nombre de streamers dans l'espace inter-électrode et donc d'accroître le volume global du plasma. Par ailleurs, une tension alternative est souvent utilisée avec ce type de décharge de façon à annihiler, au début de chaque alternance, l'accumulation des charges présentes à la surface du diélectrique.

De manière générale, on qualifie la DBD volumique de décharge silencieuse car son niveau sonore est beaucoup plus faible que dans le cas où des arcs électriques sont produits. Le diélectrique se comporte comme un condensateur monté en série avec le plasma, entraînant ainsi la formation d'un grand nombre de micro-décharge [35]. Chacune d'entre elles correspond à la propagation d'un streamer dans l'espace inter-électrode. Chaque micro-décharge induit un pic de courant dans ce cas de figure(I-12), ce qui donne un caractère impulsif au courant de décharge mentionné dans leur étude que les caractéristiques des décharges silencieuses dépendent de la nature et de la pression du gaz utilisé[36].

#### I.14. La décharge à barrière diélectrique surfacique

Comme la DBD volumique, un matériau diélectrique est placé entre les deux électrodes, cependant, elles sont disposées asymétriquement de part et d'autre du diélectrique. Le gaz n'est donc plus présent entre les deux électrodes mais sur chacun des côtés Figure (I-13). De plus, la proximité des électrodes permet d'abaisser considérablement la tension d'amorçage du plasma[37]. C'est cette configuration qui confère à ce type de décharge un intérêt tout particulier pour le contrôle d'écoulement : l'orientation du champ électrique va permettre aux particules chargées de se déplacer parallèlement à la surface du diélectrique. Grâce au mouvement de ces particules, un écoulement d'air de quelques  $m.s^{-1}$  va être induit

tangentiellement à la surface du diélectrique : cet écoulement est appelé vent ionique[38].

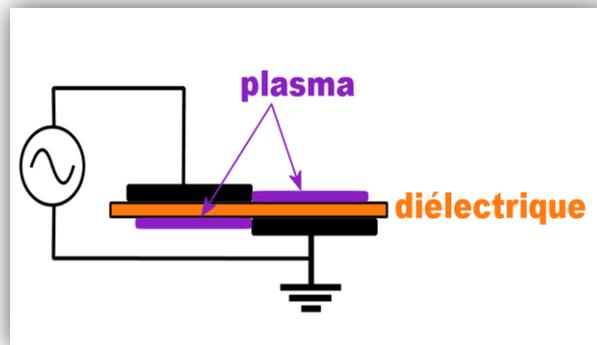


Figure I-13: Schématisation d'une DBD surfacique[39].

### I.15.Applications de la décharge à Barrière Diélectrique

Les applications de la décharge électrique ont existé pendant plus d'une centaine d'années, à partir du premier dépoussiéreur électrostatique de Lodge[40]. Depuis lors, la décharge a été intensivement employée dans plusieurs produits commerciaux et gagne d'attention pour l'usage dans d'autres applications[27] :

#### I.15.1.Production d'ozone

L'ozone sert essentiellement au traitement de l'eau, en éliminant les bactéries, les virus et les odeurs désagréables. La production d'ozone «  $O_3$  » à pression atmosphérique, est réalisée à partir de l'air, de l'oxygène (moléculaire à son état fondamental) «  $O_2$  », ou d'autres mélanges gazeux composés d'oxygène et d'azote «  $N_2$  » (moléculaire à son état fondamental).[41] La figure (I-12). Présente le schéma de principe d'un ozoniseur alimenté en oxygène. Ici la DBD est constituée de deux barrières diélectriques coaxiales, la décharge est effectuée dans le volume par lequel le gaz circule. Le courant électrique va convertir une partie du gaz entrant en ozone [18].

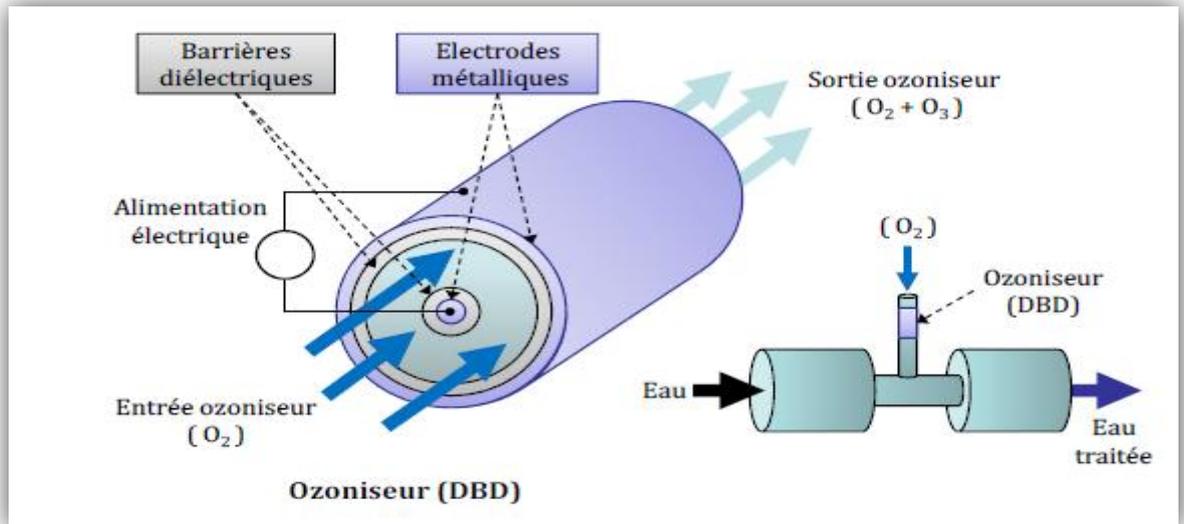


Figure I-12 : Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau[42].

### I.15.2 .Traitement de surfaces

Grace à la caractéristique « homogène » des DBD, elles sont utilisées dans la modification de surfaces ; un exemple est le traitement des plastiques, pour leur permettre de coller facilement ou d'être réceptifs à l'encre d'impression [43]. La DBD peut être facilement introduite dans le processus industriel de production de papier, en effectuant la décharge entre un rouleau qui fait tourner le papier et une électrode (parfois plusieurs) recouverte par un diélectrique, comme le montre la figure(I-13)[44] :

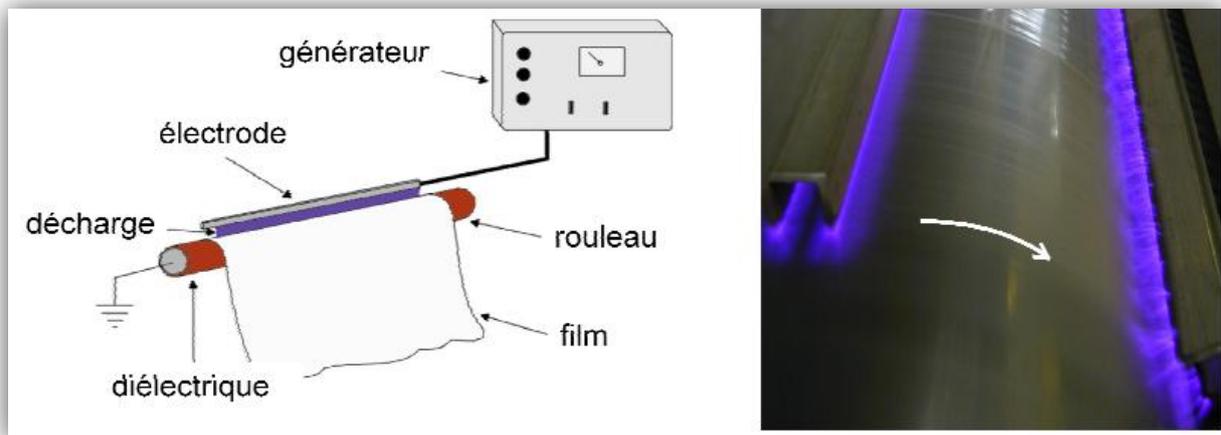


Figure I.13 Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques[45].

### I.15.3.Eclairage et écrans à plasma

Le contact entre l'électrode et le gaz dans les lampes, est la principale source de contamination du gaz et d'érosion des électrodes ; la DBD est une bonne solution à ce problème, et permet d'augmenter la durée de vie des lampes de nouvelle génération [46].Elles permettent aussi l'élimination du mercure, qui est un élément dangereux pour la santé [47].En

ce qui concerne l'éclairage, les lampes à DBD, ont également l'avantage de pouvoir produire un rayonnement homogène à travers la surface des électrodes[48]; cette propriété est exploitée pour les lampes d'éclairage de fond dans les écrans LCD.

Les lampes DBD fluorescentes (en réalité il s'agit de lampes phosphorescentes) sont utilisées pour produire les pixels dans les écrans à plasma [49]elles ont une structure et un principe de fonctionnement similaire à celui des excilampes, qui seront présentées au paragraphe suivant. Elles sont de plus dotées d'un revêtement de poudre phosphorescente à l'intérieur de la paroi externe. La décharge dans le gaz conduit à la production de photons dans la région UV ; ces photons entrent en collision avec la substance phosphorescente, générant ainsi de la lumière visible.

Dans ces lampes DBD, le diélectrique externe (et parfois l'électrode externe qui est transparente) filtre l'UV, ne permettant que le passage de la couleur correspondante à une longueur d'onde visible. Cette longueur d'onde peut être choisie avec la substance fluorescente, ce qui est exploité dans la construction des écrans plats pour la télévision.

Un écran plat est constitué par un grand nombre de cellules ou « pixels » (par exemple 1280 en largeur par  $10^{24}$  en hauteur), chacune constituée par trois mini-lampes phosphorescentes, l'une rayonnant dans le rouge, l'autre dans le vert et la troisième dans le bleu. La configuration de la cellule peut être avec des électrodes parallèles ou coplanaires, comme le montre la figure (I-14).

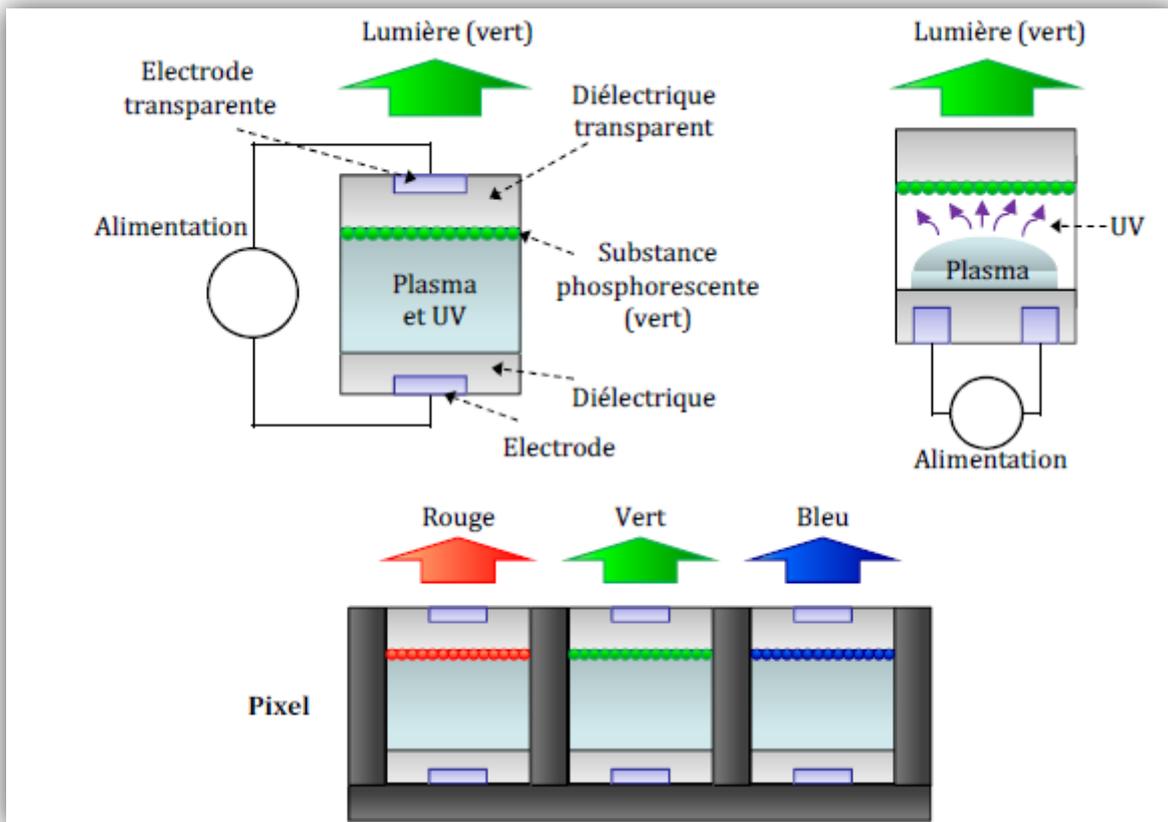


Figure I.14 : La DBD dans les écrans plats à plasma. DBD à électrodes parallèles (gauche). DBD à électrodes coplanaires (droite). Cellule élémentaire ou pixel (bas) [50].

Dans la réalité, chaque cellule est construite de manière beaucoup plus complexe, entre autres, avec un revêtement de  $MgO$  sur les électrodes. Ce matériau protège les diélectriques du bombardement ionique et augmente le coefficient d'émission secondaire, de telle sorte que la tension de claquage diminue. La tonalité finale de la couleur pour chaque DBD est obtenue, par le nombre de décharges effectuées pendant un cycle de rafraîchissement de l'écran.

#### I.15.4. Des excilampes

Les excilampes utilisées exclusivement dans la génération des UV, ont normalement une géométrie coaxiale, similaire à celle de la figure (I-15), avec le mélange gazeux enfermé entre les deux barrières diélectriques. Néanmoins, d'autres configurations de DBD sont possibles, comme les DBD planaires ou celles avec un seul diélectrique [51],[52]. La figure (I-15) présente plusieurs configurations d'excilampes.

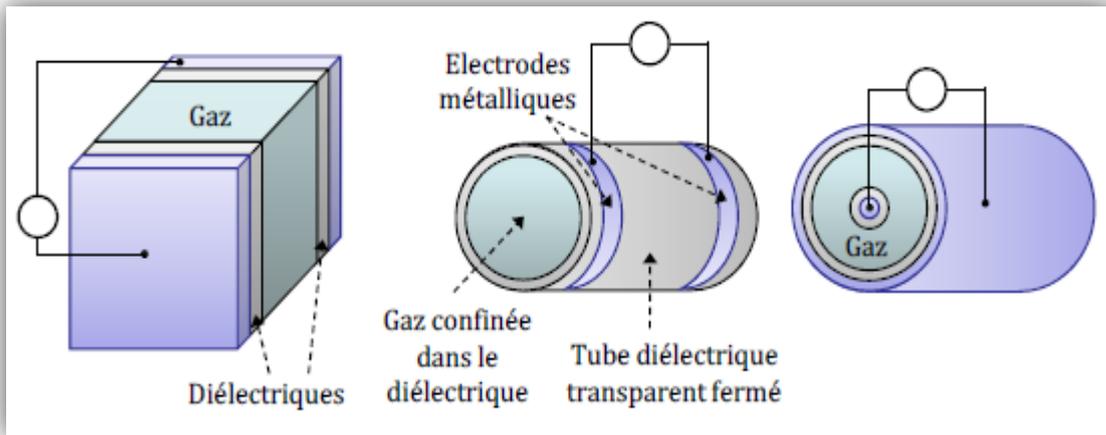


Figure I.15 : Différentes configurations des excilampes pour le rayonnement UV. De gauche à droite, configuration planaire, un seul cylindre diélectrique et géométrie coaxiale.

Toutes ces configurations empêchent le contact direct entre le gaz et les électrodes. Ceci contribue à augmenter leur durée de vie ; dans le cas contraire, le gaz est contaminé avec les impuretés issues de l'érosion des électrodes [50]. La figure ( I-16) nous montre que suivant le sens souhaité du rayonnement, une des électrodes est transparente (ou en forme de filet). Egalement, le choix du diélectrique est important, car il peut filtrer de façon indésirable la longueur d'onde émise à l'intérieur du gaz ; le plus souvent du verre de silice est utilisé (constante diélectrique égal à 4).

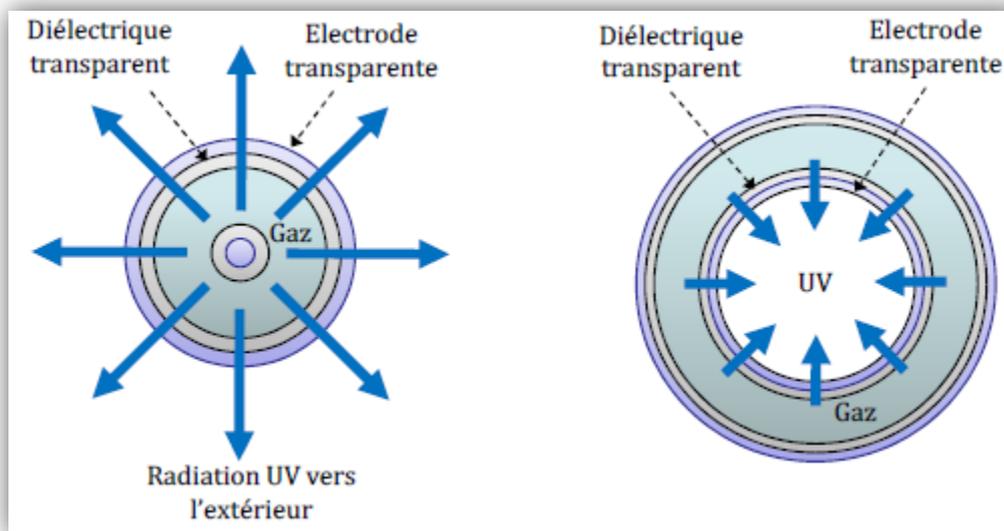


Figure 1.16 : Vue frontale d'une DBD coaxiale. Rayonnement UV vers l'extérieur et vers l'intérieur de la lampe.

**I.16. Conclusion**

Dans ce chapitre introductif, on a donné un aperçu général sur les décharges électrique où nous avons entamé les différentes définitions de plasmas , décharge couronne et de la décharge à barrière diélectrique ensuite nous avons évoqué les paramètres physiques qui caractérisent un plasma après nous avons donné le principe de la décharge à barrière diélectrique, ensuite nous avons présenté la caractéristique courant-tension et nous avons terminé ce chapitre par différents d'application de la décharge à barrière diélectrique.

Dans le chapitre suivant on a présenté une description des différents modèles possibles de décharge électrique haute pression. Ensuite, on a introduit le modèle fluide qui s'appuie sur les équations de conservation hydrodynamiques pour décrire la décharge électrique.