

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

UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DU GENIE ELECTRIQUE ET D' INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D' ELECTROTECHNIQUE

Mémoire de Fin d'Etudes de MASTER PROFESSIONNEL

Domaine : Sciences et Technologies

Filière : Génie Electrique

Spécialité : **Electrotechnique Industrielle**

Présenté par

SADI Aziz
SLIMANI Boualem

Thème

Effet de la pression sur la tension de claquage d'un intervalle d'air

Mémoire soutenu publiquement le 12/07/2017. Devant le jury composé de :

M Salah HADDAD
Professeur, UMMTO, Président

Mme Ferroudja BITAM-MEGHERBI
Professeur, UMMTO, Encadreur

M M'hand MEKIOUS
MAA, UMMTO, Co-Encadreur

M Mohamed IMACHE
MAA, UMMTO, Examineur

Melle Rahma KACHENOURA
MCB, UMMTO, Examinatrice

Remerciements

Le présent travail est effectué au laboratoire haute tension de l'Université Mouloud Mammeri sous la Direction de Mme **BITAM-MEGHERBI Ferroudja** et de Monsieur **MEKIOUS M'hand**. Nous tenons à leur exprimer notre profonde gratitude pour leur patience et disponibilité, ainsi que pour leurs conseils précieux et leurs encouragements ce qui permis de mener à terme ce travail.

Nous tenons à remercier Mr **HADDAD Salah**, Professeur à l'UMMTO pour avoir accepté de présider ce jury.

Nos vifs remerciements vont à Mr **IMACHE Mohamed**, MAA à l'UMMTO pour avoir accepté de juger ce travail.

Nos remerciements vont également à Melle **KACHENOURA Rahma**, MCB à l'UMMTO pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et d'avoir accepté de faire partie du jury

Nous tenons également à remercier les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire.

Sommaire

<i>Introduction générale</i>	01
<i>Chapitre I. Généralités sur les décharges électriques dans les gaz</i>	
I.1 Introduction.....	02
I.2 Aspect historique.....	02
I.3 Notion sur les gaz.....	02
I.3.1 Mouvement des particules dans les gaz.....	02
I.3.2 Pression de gaz.....	03
I.3.3 Energie cinétique des gaz.....	03
I.3.4 Notion de section efficace et libre parcours moyen.....	04
I.3.5 Collision.....	04
I.4 Les différents processus d'ionisation.....	04
I.4.1 Ionisation par collision.....	04
I.4.2 Ionisation par double impact d'électron.....	04
I.4.3 Photo-ionisation.....	04
I.4.4 Ionisation thermique.....	05
I.4.5 Excitation.....	05
I.4.6 Recombinaison	05
I.4.7 Attachement.....	06
I.5 Electrons primaires.....	06
I.6 Régimes de la décharge.....	06
I.7 Décharge électrique dans les gaz.....	07
I.7.1 Avalanche électronique.....	08
I.7.2 Mécanisme de Townsend.....	08
I.7.2.1 Critère de décharge de Townsend.....	08

I.7.2.2 Limite de mécanisme de Townsend.....	10
I.7.3 Mécanisme des streamers.....	10
I.8 Loi de Paschen.....	12
I.8.1 Facteurs d'influence.....	16
I.8.1.1 Le conditionnement.....	16
I.8.1.2 La vitesse d'accroissement de la tension.....	16
I.8.1.3 La cadence de répétition des essais	17
I.9 Conclusion.....	17
Chapitre II. Théorie sur le champ électrique	
II.1 Introduction.....	18
II.2 Notion sur le champ électrique.....	18
II.3 Définitions le champ électrique.....	18
II.4 Les lignes de champ électrique.....	19
II.5 Classification de champ électrique.....	19
II.6 L'importance de l'étude de champ électrique en haute tension.....	20
II.7 Le mouvement d'une particule chargée dans un champ électrique.....	20
II.8 Champ électrique disruptif.....	21
II.9 Uniformité du champ électrique.....	21
II.10 Différents montages dans les conditions atmosphériques normales.....	22
II.10.1 Système plan-plan dans l'air.....	22
II.10.2 Système sphères concentriques.....	23
II.10.3 Système sphère-plan.....	23
II.10.4 Système sphère-sphère.....	24
II.10.5 Système cylindre parallèle à un plan.	25
II.10.6 Système de deux cylindres concentriques.....	25
II.10.7 Système de deux cylindres parallèles.....	26
II.10.8 Système de deux cylindres croisés.....	26

II.10.9 Système d'électrodes pointe-plan.....	27
II.10.10 Système pointe-pointe.....	27
II.11 Optimisation de la configuration des électrodes.....	28
II.11.1 Facteur de Schwaiger.....	28
II.11.1.1 L'éclateur à sphères	28
II.11.1.2 L'éclateur pointe-plan.....	29
II.11.2 Electrodes de Rogowski.....	29
II.13 Conclusion	31

Chapitre III Résultats expérimentaux et discussion

III.1 Introduction.....	32
III. 2 Banc d'essais.....	32
III.2.1 Pupitre de commande.....	32
III.2.2 Transformateur d'essai.....	32
III.2.3 Appareils de protection.....	32
III.2.4 Pompe à vide	33
III.2.5 Tube à décharge.....	34
III.3 Résultats et commentaires.....	34
III.3.1 La tension de claquage pour les électrodes hémisphériques et sphériques.....	35
III.3.2 Influence de la pression sur la tension de claquage.....	36
III.3.3 Influence de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage.....	37
III.3.4 Tension disruptive en fonction du produit (p.d).....	38
III.4 Conclusion.....	42
<i>Conclusion générale.....</i>	43

Références bibliographiques

Avec l'avènement des mini, micro, et nanotechnologies dans l'ère du « tout électrique », le domaine du génie électrique reste l'un des principaux domaines scientifiques qui réclament actuellement de plus en plus d'investigations. En effet, la majorité des technologies, actuelles et futures, utilisées dans nos sociétés est dépendante de l'énergie électrique. On conçoit alors que la fiabilité des systèmes électriques, quelles que soient les contraintes auxquelles ils sont soumis, fasse l'objet de nombreux travaux de recherche.

L'étude des décharges électriques dans les intervalles d'air présente un grand intérêt du point de vue industriel, afin de faire face aux problèmes liés à l'isolation et à la protection des réseaux de transport et de distribution de l'énergie (ligne HT, transformateurs, appareils de coupure, etc).

La compréhension des phénomènes physiques intervenant lors des décharges permet d'expliquer les mécanismes fondamentaux qui régissent la propagation de la décharge dans les gaz.

Pour commencer cette étude, nous présenterons dans le premier chapitre quelques généralités sur les décharges dans les gaz.

Le deuxième chapitre est consacré principalement à la description du champ électrique

La partie expérimentale est présentée dans le troisième chapitre. Dans ce chapitre, nous décrirons le dispositif expérimental utilisé dans cette étude pour analyser et caractériser la décharge électrique dans un intervalle d'air, et nous essayerons d'étudier l'influence de la pression et de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage.

Enfin, dans la conclusion, nous dégagerons les résultats essentiels de cette étude ainsi que les perspectives qui en découlent.

I.1 Introduction

L'étude des décharges électriques dans les intervalles d'air présente un grand intérêt du point de vue industriel, et la compréhension des phénomènes physiques intervenant lors des décharges permet d'expliquer les mécanismes fondamentaux qui régissent la propagation de la décharge dans les gaz.

Dans ce chapitre, nous donnerons les différents mécanismes des décharges dans les gaz (théorie de Townsend et théorie des streamers) pour bien comprendre le phénomène et le principe de claquage.

I.2 Aspect historique

L'étude scientifique des décharges électriques a commencé au 18^{ème} siècle par l'observation expérimentale d'étincelles produites par des générateurs électrostatiques et des éclairs d'orages. Ensuite, l'invention de piles suffisamment puissantes a permis à V.V. Petrov de produire le premier arc électrique en 1803 dans l'air. Humphrey Davy en fit ensuite l'étude. Mais ce fut Michael Faraday qui, entre 1831 et 1835, découvrit et commença l'étude des décharges luminescentes en utilisant des tubes contenant des gaz à une pression de l'ordre de 100 Pa sous 1000 Volts. Par la suite, à la fin du 19^{ème} siècle et au début du 20^{ème}, la physique des décharges électriques dans les gaz a permis à la physique atomique de faire ses premiers progrès avec les travaux de William Crookes et de Thomson, avec en particulier la mise en évidence du rôle fondamental des électrons dans la décharge et la mesure du rapport e/m . Vers 1900, un élève de Thomson, Townsend, réalisa la première modélisation d'une décharge, correspondant au cas de la décharge luminescente en champ uniforme. Langmuir travailla aussi sur ces décharges et introduisit le concept du plasma. Au cours du 20^{ème} siècle, on passa à l'exploration des décharges électriques en fonction de la fréquence, tandis que la modélisation progressait en raison du développement d'applications de plus en plus nombreuses des décharges [1].

I.3 Notions sur les gaz

I.3.1 Mouvement des particules dans le gaz

Le mouvement des particules dans le gaz est libre, contrairement au solide qui est une masse compacte car les particules sont reliées entre elles par des liaisons cristallines fortes [2].

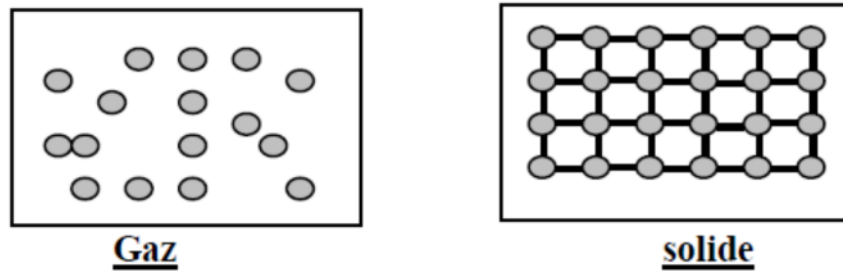


Figure I.1 Mouvement des particules dans un gaz un solide [2]

I.3.2 Pression du gaz

La pression P est proportionnelle à la densité atomique δ

δ : nombre d'atomes /unité de volume

λ : libre parcours moyen (l.p.m): distance séparant deux particules voisines [2].

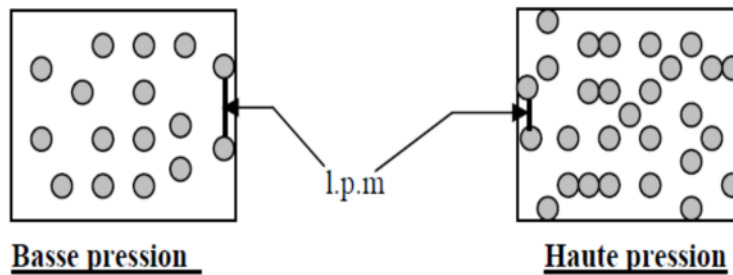


Figure I.2 Effet de la pression sur les particules

I.3.3 Energie cinétique des gaz

Un gaz est un ensemble de particules uniformément réparties, dont les vitesses n'ont aucune direction privilégiée (distribution isotrope). L'énergie de chaque particule peut être stockée sous différentes formes, énergie de translation dans le cas d'un atome, énergie de rotation et de vibration dans le cas d'une molécule, par exemple dans le cas simple d'un atome en translation, son énergie est égale à [8]:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}BT \quad (\text{I.1})$$

Où :

m : est la masse de la particule

B : est la constante de Boltzmann ($B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K)

T : est la température thermodynamique

v : est la vitesse moyenne de la particule

I.3.4 Notion de section efficace et libre parcours moyen

Le *libre parcours moyen* λ (lpm) correspond à la distance moyenne parcourue par une particule entre deux collisions. Il dépend de la vitesse des particules, ainsi que de la probabilité de collision [4].

I.3.5 Collision

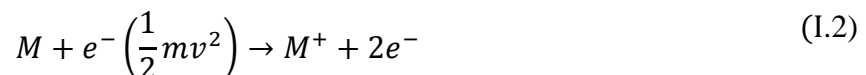
En l'absence de champ électrique, les particules de gaz sont soumises à l'agitation thermique, et subissent une multitude de chocs. Ces chocs ont pour cause des agents extérieurs tels que la radioactivité terrestre et atmosphérique ainsi que les différents rayonnements cosmiques.

Lorsque les particules initialement séparées par une distance d et au cours leur mouvement, ces dernières s'approchent les unes des autres, elles commencent à interagir, quelque changement mesurable se produit, à cause de l'interaction, on dit qu'une collision a eu lieu. L'interaction entre les particules neutres est due à la déformation de leur nuage électronique, ce qui entraîne d'abord une force attractive, puis fortement répulsive du fait des noyaux positifs. Du fait de cette interaction, les particules sont déviées de leurs trajectoires initiales.

I.4 Les différents processus d'ionisation

I.4.1 Ionisation par collision

Lorsque l'énergie cinétique d'un électron ($\frac{1}{2}mv^2$), en collision élastique avec une molécule peut se produire comme suit [8] :



I.4.2 Ionisation par double impact d'électron

Une molécule de gaz, déjà excitée lors d'un précédent choc, peut être ionisée par collision avec un électron relativement lent (de faible énergie cinétique). Cette molécule nécessitera une énergie moindre pour être ionisée



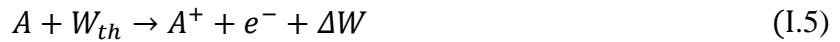
I.4.3 Photo-ionisation

La photo-ionisation correspond à l'absorption d'un photon ultra violet UV. Un photon de fréquence ν , suffisamment énergétique peut exciter ou même ioniser une particule neutre suivant le principe :



I.4.4 Ionisation thermique

Lorsqu'un gaz est porté à une température élevée (supérieure à 1500 °K), l'atome est ionisé grâce à l'énergie thermique absorbée W_{th} [2]



L'ionisation thermique est rencontrée dans les gaz à haute pression. Elle ne se produit pas au cours d'un seul choc, mais après plusieurs chocs successifs.

I.4.5 Excitation

Dans le cas où l'énergie transférée pendant la collision entre l'électron primaire et la molécule neutre est faible, il n'y aura pas possibilité d'ionisation. Toutefois, la molécule se retrouve dans un état excité M^* qui consiste en un déplacement de l'électron de son orbitale fondamentale (ou de repos) vers l'orbitale suivante.

La molécule excitée A^* est un atome qui a absorbé et emmagasine une énergie. Lorsque l'énergie cinétique est légèrement inférieure à W_i la molécule va être excitée [8].



Cette molécule excitée peut retrouver son état fondamental en libérant un photon d'énergie $h\nu$. Chaque type de gaz possède une valeur propre de l'énergie d'excitation W_{ex} :

$$W_{ex} = e V_{ex}$$

V_{ex} : Potentiel d'excitation



La constante de Planck $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ J.s

I.4.6 Recombinaison

En l'absence de champ électrique, les électrons et les ions à l'intérieur d'une enceinte fermée ne peuvent disparaître que par l'intermédiaire de trois mécanismes (attachement, excitation et recombinaison).

La recombinaison est le phénomène d'attachement de particules lorsqu'un ion positif ou négatif rencontre un électron comme suit [3] :



Ou bien lorsque deux ions de signes contraires se rencontrent donne :



Le taux des recombinaisons ion-ion est généralement beaucoup plus élevé que celui des recombinaisons électrons-ion, ce qui est dû à la faible mobilité des ions positifs. Les phénomènes de recombinaison sont en général négligés dans le calcul des paramètres des décharges électriques.

I.4.7 Attachement

L'attachement électronique qui est le phénomène se produisant quand un électron rentre en collision avec un atome ou une molécule de gaz neutre pour former un ion négatif stable [5].

L'attachement d'électrons est un processus important qui dépend de l'énergie et de la nature du gaz. Les gaz atomiques ou moléculaires, ayant cette tendance sont ceux qui possèdent un ou deux électrons dans leur couche externe et ils sont appelés *gaz électronégatifs*. Le processus d'attachement est suivi de l'émission de photon et de libération d'une énergie cinétique E_c et d'une énergie d'affinité E_a [4].



I.5 Electrons primaires

Il est tout à fait bien connu qu'aucune décharge électrique ne peut s'initier dans l'air sans la présence d'au moins un électron dans le volume de gaz couvrant l'espace inter-électrodes. Ces électrons, présents au tout début de la décharge sont communément appelés électrons germes ou encore électrons primaires. Ils permettent d'initier la première avalanche électronique sans laquelle aucun type de décharge ne peut prendre forme encore moins se maintenir. Ils peuvent être produits par radiation cosmique, par les sources naturelles d'ionisation, par les charges résiduelles issues des décharges précédentes ou encore par détachement des ions négatifs par effet de champ [6].

I.6 Régimes de la décharge

Pour un gaz donné dans le dispositif de la figure I.3, différents régimes sont observés en fonction de la tension appliquée V .

Décharge non autonome : caractérisée par de faibles courants, ce type de décharge n'est pas capable de s'auto-entretenir. Le phénomène d'avalanche électronique n'est pas suffisamment efficace et un apport externe d'électron, le plus souvent par photon ionisation, est nécessaire.

Décharge de Townsend : il s'agit du premier régime de décharge dit auto-entretenu ou autonome. Suffisamment d'électrons sont produits par le bombardement ionique à la cathode pour que la décharge ne repose plus sur aucune autre source que le champ extérieur.

Les densités électroniques sont faibles et les effets résultants de la charge d'espace sont négligeables.

Décharge luminescente : ce type de décharge fonctionne selon les mêmes mécanismes que la décharge de Townsend mais caractérisé par de forts effets de la charge d'espace sous l'effet du champ électrique, les électrons se déplacent très rapidement et laissent les ions derrière eux. La décharge n'est plus alors dirigée par le champ extérieur mais par le champ généré par la charge d'espace même si la tension appliquée nécessaire à l'entretien de la décharge diminue.

Régime d'arc : ce régime appelé régime disruptif, présente une très faible tension de maintien et de grandes intensités de courant. De ce fait toute l'énergie passe par un canal préférentiel dans l'espace inter-électrodes. Il s'en suit des effets thermiques importants. Aussi bien dans le gaz que sur les électrodes. Les arcs électriques peuvent être naturels, comme la foudre, ou générés de façon industrielle pour la soudure à l'arc par exemple. Le maintien de ce régime nécessite un matériel adapté, pouvant supporter de fortes chaleurs et des courants très intenses [6].

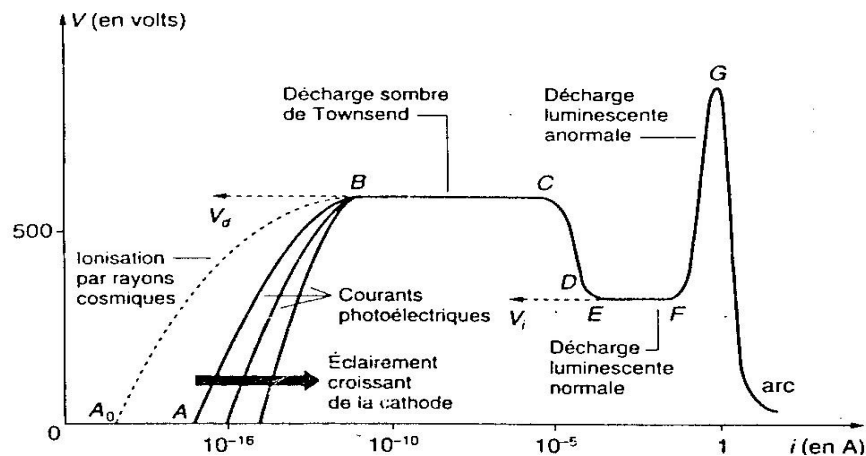


Figure I.3 Caractérisation courant-tension d'une décharge électrique [7]

I.7 Décharges électriques dans les gaz

Théoriquement un gaz est un isolant parfait puisqu'il ne contient que des atomes ou des molécules neutres [15].

La décharge est produite dans un gaz au moment où le champ électrique dépasse la valeur seuil nécessaire à l'amorçage de la décharge.

Les mécanismes de décharge connus dans un gaz sont [8]:

- Mécanisme de Townsend ;
- Mécanisme de streamer.

I.7.1 Avalanche électronique

Sous l'effet du champ électrique généré par les électrodes, les électrons initialement présents dans le système se mettent à dériver de la cathode vers l'anode et entrent en collision avec les particules neutres du gaz. Si l'énergie cinétique qu'un électron acquiert entre deux collisions est suffisante, alors, il est capable d'ioniser un atome neutre en arrachant un des électrons de son nuage électronique. L'électron initial et le nouvel électron sont alors de nouveau accélérés sous l'effet de champ et le phénomène se reproduit à nouveau. Cet enchainement est appelé *avalanche électronique* et son efficacité dépend du libre parcours moyen (lpm) des particules, de la distance inter-électrodes et de la tension appliquée. En présence d'un gaz électronégatifs, le processus d'attachement électronique s'oppose à ce phénomène [6].

I.7.2 Mécanisme de Townsend

La théorie de Townsend est basée sur la multiplication électronique du gaz, sous l'effet d'un champ électrique homogène, un ou plusieurs électron germe peuvent acquérir une énergie suffisante pour ioniser les molécules rencontrées au cours de leur trajet vers l'anode. Lors de chaque collision ionisante, il se forme alors un ion positif et un électron nouveau. cet électron créé sera à son tour susceptible d'ioniser les molécules du gaz.

Le phénomène de multiplication des charges dans le gaz est caractérisé par un facteur d'ionisation α (premier coefficient de Townsend).

α : représente le nombre moyen de paires (ion-électron) formées par un seul électron sur parcours de 1 cm. Il dépend de :

- La nature de gaz
- La pression de gaz
- L'intensité du champ électrique

I.7.2.1 Critère de décharge de Townsend

Dans ce qui suit, on établira le critère de décharge de Townsend.

Soit N_1 le nombre total d'électrons arrachés de la cathode en une seconde :

$$N_1 = N_0 + N_s \quad (\text{I.11})$$

N_0 : nombre d'électrons arrachés par l'agent ionisant extérieur.

N_s : nombre d'électrons arrachés par l'émission secondaire.

Le nombre d'électrons arrivant sur l'anode sera :

$$N_x = N_1 e^{(\alpha d)} \quad (\text{I.12})$$

Donc le nombre d'électrons nouvellement formés dans l'avalanche est :

$$N_x - N_1 = N_1 [e^{(\alpha d)} - 1]$$

Le nombre d'ions positifs produits dans l'avalanche sera le même :

$$N_s = \gamma N_1 [e^{(\alpha d)} - 1]$$

Le nombre total d'électrons émis par la cathode est :

$$N_1 = N_0 - \gamma N_1 [e^{(\alpha d)} - 1] \quad (\text{I.13})$$

Ou :

$$N_1 = \frac{N_0}{1 - \gamma [e^{(\alpha d)} - 1]}$$

On obtient finalement la relation donnant le nombre d'électrons tombant sur l'anode en une seconde :

$$N_x = \frac{N_0 e^{(\alpha d)}}{1 - \gamma [e^{(\alpha d)} - 1]}$$

Et le courant i peut s'écrire :

$$i = \frac{i_0 e^{(\alpha d)}}{1 - \gamma [e^{(\alpha d)} - 1]} \quad (\text{I.14})$$

Quand la tension U croit, les valeurs de α et γ augmentent et pour $U = U_c$, la condition suivante qui constitue le critère de Townsend sera réalisée :

$$\gamma [e^{(\alpha d)} - 1] = 1$$

Comme le terme $e^{(\alpha d)} \gg 1$, le critère peut s'écrire :

$$\gamma e^{\alpha d} = 1 \quad (\text{I.15})$$

- $\gamma e^{\alpha d} = 1$

Cette équation est le critère de Townsend pour la formation de l'étincelle, on prenant son logarithme [6]:

$$\alpha d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (\text{I.16})$$

Le nombre de paires électron-ion produites dans l'espace inter-électrodes par l'avalanche électronique est suffisamment grand. En bombardant la cathode, les ions positifs produisent des électrons secondaires, il s'ensuit le processus d'avalanche. La décharge est dite autonome.

- $\gamma e^{\alpha d} > 1$

L'ionisation se produite par les avalanches successives est cumulative. Plus $\gamma e^{\alpha d}$ est grand plus la décharge étincelle se développe rapidement.

- $\gamma e^{\alpha d} < 1$

Le courant n'est pas maintenu (décharge non autonome).

I.7.2 Limites de la théorie de Townsend

Dans le cas des distances inter-électrodes de plus d'un centimètre et des pressions proches de la pression atmosphérique, le modèle de Townsend ne peut pas expliquer les temps de développement de la décharge mesurés (10^{-9} à 10^{-7} s). Ces temps étant beaucoup plus courts que ceux nécessaires à l'apparition d'effets secondaires à la cathode conditionnant le passage des décharges non autonomes (10^{-5} à 10^{-4} s). Cette théorie ne peut également pas expliquer le fait que la tension disruptive ne dépende pas du type de matériau composant la cathode. Par conséquent, l'émission d'électrons par bombardement des ions positifs, qui est conditionnée par la valeur du second coefficient de Townsend, n'est pas un mécanisme essentiel dans ce type de décharge [15].

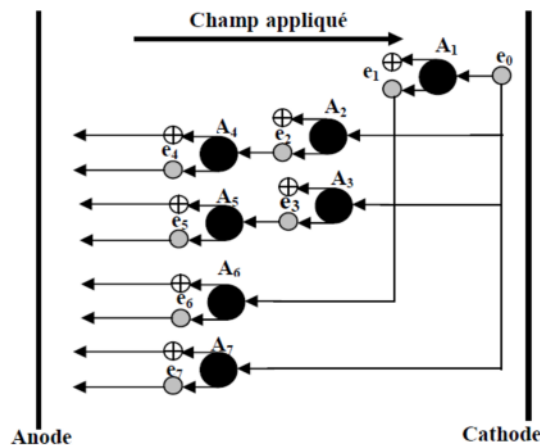


Figure I.4 Représentation du mécanisme de Townsend [2]

I.7.3 Mécanisme des streamers

La théorie sur les streamers a été développée suite aux travaux de Loeb, Meek et Raether en 1940. Les nombreuses expériences menées par le groupe de Raether sur des décharges planes et de Loeb sur des décharges couronnes ont mis en évidence en l'occurrence, avant la phase de claquage (formation d'une étincelle), de pulses de courant ayant des durées largement inférieures au temps caractéristique de dérive des électrons et des ions. Ces pulses de courant durent en général moins d'une centaine de nano-secondes, ont des intensités de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de milliampères et sont accompagnés d'une émission lumineuse moins intense que celle caractérisant les étincelles. Cette émission dessine un canal ayant un rayon de l'ordre d'une centaine de microns qu'on appellera micro-décharge.

Dans le cas de décharges couronnes fortement asymétriques, ces phénomènes lumineux ont également été observés dans des zones où le champ Laplacien est quasi-nul. La

présence de ces pulses indique l'occurrence d'un phénomène permettant d'entretenir une ionisation importante même en absence de champ électrique Laplacien significatif. Cette ionisation ne pouvait donc être entretenue que par un champ de charge d'espace. Le problème qui se posait dès lors concernait la source de la charge d'espace. La réponse à cette question a été encore une fois amenée par les expérimentateurs. Ces derniers ont en effet clairement montré soit par des analyses de courant, des visualisations en chambre de Wilson, ou à l'aide de diagnostics par caméra streak que la production de ces micro-décharges était toujours précédée par la formation et le développement d'avalanches. Dans le cas d'électrodes fortement asymétriques, ces phénomènes d'avalanche avaient lieu au voisinage de l'électrode à forte courbure où le champ Laplacien est significatif.

A partir de ces observations il a été possible de proposer un autre mécanisme de claquage dans les décharges à haute pression. Le scénario stipule que le claquage commence d'abord par la formation d'une avalanche. Celle-ci va se développer jusqu'à ce que son champ de charge d'espace devienne plus important que le champ Laplacien. A partir de cet instant c'est le champ de charge d'espace qui pilote la dynamique de la décharge. On obtient une onde d'ionisation qui se propage sous l'effet de son propre champ de charge d'espace. C'est cette onde d'ionisation qu'on appelle *streamer*.

Le mécanisme se déroule comme suit :

Phase 1 : un électron primaire se trouvant près de la cathode provoque une avalanche électronique primaire. 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 électrons sont absorbés par l'anode, tandis que les ions positifs formant dans le gaz une charge d'espace positive. Le champ E_c de cette charge est maximal en tête d'avalanche [11].

Charge d'espace :

Les électrons plus rapides sont absorbés par l'anode, tandis que les ions positifs lourds et plus lents forment entre les électrodes un ensemble de charges qu'on appelle charge d'espace.

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. 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 [11].

Origine des électrons secondaires :

La tête d'avalanche est le siège d'une importante activité (collision entre électrons et ions positifs) qui est source de photons qui sont absorbés par le gaz environnant. En particulier, les molécules d'azote excitées peuvent émettre des photons ayant une énergie supérieure à 13 eV qui est suffisante pour ioniser les molécules d'oxygène dont l'énergie d'ionisation n'est que de 12.2 eV [11] [5].

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. Quand il touche la cathode, à ce moment se produit le claquage [11].

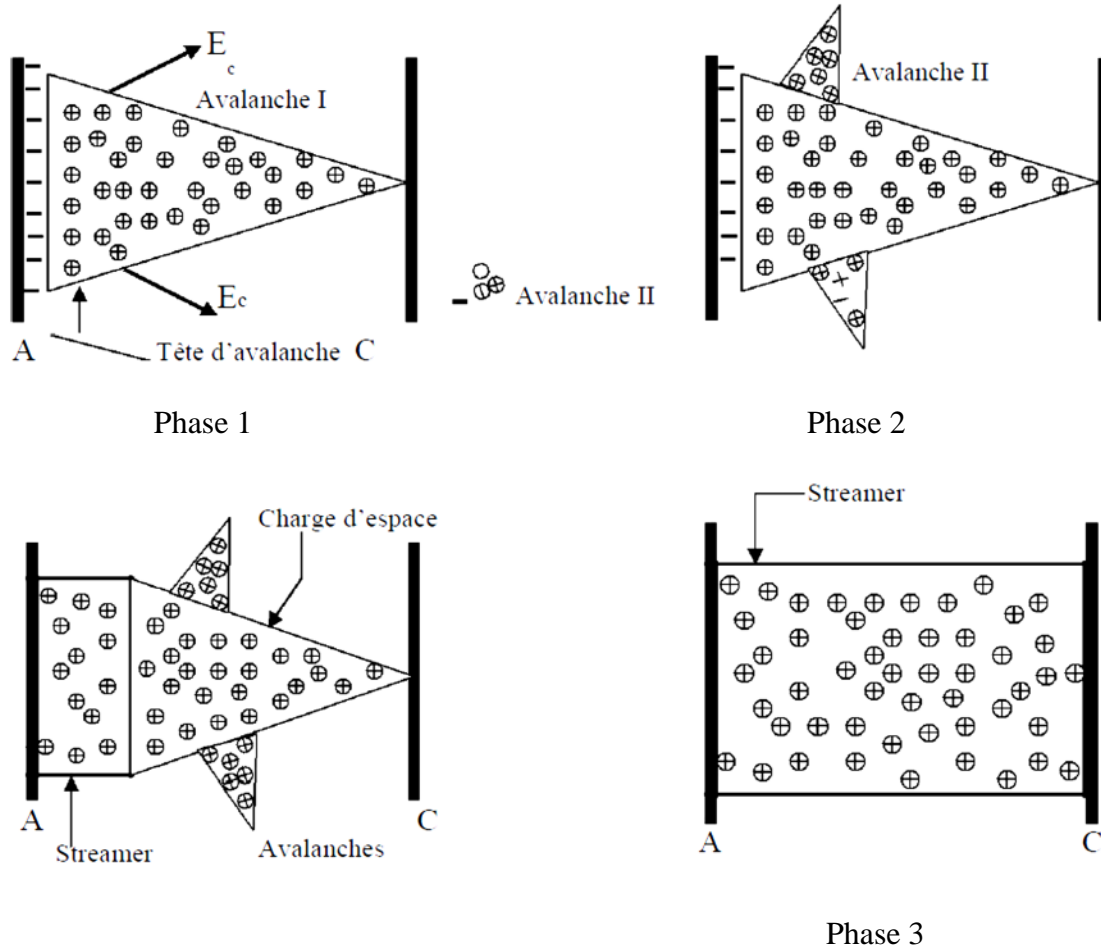


Figure I.5 Différentes étapes de développement d'un streamer.

I.8 Loi de Paschen

$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ permet d'évaluation de la tension U_c de claquage de l'espace inter-électrodes d par l'utilisation de valeurs appropriées de $\frac{\alpha}{p}$ et γ correspondant aux valeurs $\frac{E}{p}$ lorsque le courant est trop faible pour endommager la cathode ainsi que les distorsions de charge d'espace sont minimum, c'est-à-dire :

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$$

$$e^{f\left(\frac{E}{p}\right) \cdot p \cdot d} = \frac{1}{\gamma} + 1 \quad (I.17)$$

$$f\left(\frac{E}{p}\right) \cdot p \cdot d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) = K \quad (\text{I.18})$$

En champ uniforme : $E = \frac{U_c}{d}$

On aura alors : $f\left(\frac{U_c}{p \cdot d}\right) \cdot p \cdot d = K$

$$e^{f\left(\frac{E}{p}\right) \cdot p \cdot d} = \frac{1}{\gamma} + 1 \quad (\text{I.18})$$

$$U_c = F(p \cdot d)$$

Cela montre que la tension de claquage U_c en champ uniforme est une fonction unique du produit de la pression p du gaz la distance d inter-électrodes.

Une expression analytique donnant le potentiel de claquage peut être obtenue en utilisant l'expression générale de $\frac{\alpha}{p}$.

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-Bp/E}$$

$$e^{f\left(\frac{E}{p}\right) \cdot p \cdot d} = \frac{1}{\gamma} + 1 \quad (\text{I.19})$$

Les constantes A et B constituent les données de base pour étudier les processus d'ionisation dans les décharges électriques

$$\alpha = p \cdot A e^{-Bp/E} = p A e^{-Bpd/U_c} \quad (\text{I.20})$$

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{e^{Bpd/U_c}}{pA} \quad (\text{I.21})$$

$$d \cdot \frac{1}{\alpha d} = \frac{e^{Bpd/U_c}}{pA} \quad (\text{I.22})$$

Comme : $\alpha d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)$

$$d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \cdot \frac{e^{Bpd/U_c}}{pA} \quad (\text{I.23})$$

$$\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) = K$$

$$d = K \cdot \frac{e^{Bpd/U_c}}{pA} \quad (I.24)$$

Afin d'obtenir la tension minimum de claquage U_{cmin} , nous réorganisons, l'expression ci-dessus [6] :

$$U_c = F(pd)$$

$$\frac{Apd}{K} = e^{Bpd/U_c} \quad (I.25)$$

$$\ln\left(\frac{Apd}{K}\right) = \frac{Bpd}{U_c}$$

$$U_c = \frac{Bpd}{\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)} \quad (I.26)$$

En dérivant U_c par rapport à $p \cdot d$

$$\frac{dU_c}{d(pd)} = \frac{\ln\left(\frac{Apd}{K}\right) \cdot B - Bpd \cdot \frac{K}{Apd} \cdot \frac{A}{K}}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]^2} = \frac{B \cdot \ln\left(\frac{Apd}{K}\right)}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]^2} - \frac{B}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]^2} \quad (I.27)$$

$$\frac{1}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]} = \frac{1}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]^2} \quad (I.28)$$

$$\ln\left(\frac{Apd}{K}\right) = 1 \quad (I.29)$$

Donc :

$$\frac{Apd}{K} = 1 \quad (I.30)$$

$$(pd)_{min} = K \cdot \frac{e}{A} \quad (I.31)$$

D'où :

$$U_{cmin} = \frac{B(pd)_{min}}{A \cdot \ln\left(\frac{A(pd)_{min}}{K}\right)} = \frac{BKe}{A} \quad (I.32)$$

Finalement :

$$U_{cmin} = 2.718 \cdot \frac{B}{A} \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (I.33)$$

Connaissant les constantes A, B et γ , on peut déterminer $(pd)_{min}$ et U_{cmin} . Cependant, dans la pratique, ces valeurs sont obtenues par des mesures et les valeurs de certains des gaz sont données dans le tableau I.1 [6].

Gaz	$(pd)_{min}(\text{torr.cm})$	$V_{cmin}(V)$	$A(\text{torr}^{-1}.\text{cm}^{-1})$	$B(V/\text{torr.cm})$
Air	0.55	352	15	365
Azote	0.65	240	12	342
Hydrogène	1.05	230	5	130
CO ₂	0.57	420	20	466
O ₂	0.7	450	8.8	275
Néon	4.0	245	4	100
Hélium	4.0	155	3	34

Tableau I.1 Valeurs des constantes A et B des principaux gaz [6]

$$\frac{\alpha}{p} = c \left[\left(\frac{E}{p} \right) - \left(\frac{E}{p} \right)_c \right]^2 \quad (I.34)$$

$$\frac{K}{pd} = c \left[\left(\frac{E}{p} \right) - \left(\frac{E}{p} \right)_c \right]^2 \quad (I.35)$$

Ou :

$$\frac{E}{p} = \left(\frac{E}{p} \right)_c + \sqrt{\frac{K/C}{pd}} \quad (I.36)$$

Donc

$$U_c = \left(\frac{E}{p} \right)_c pd + \sqrt{\frac{K}{C}} \sqrt{pd} \quad (I.37)$$

E_c et $\frac{K}{C}$ sont déterminées par Sohst et Schroder pour le champ uniforme à $p = 1 \text{ bar}$; 20°C ; $E_c = 24.36 \text{ kV/cm}$; $(K/C) = 45.16 \text{ kV}^2$ [9].

$$U_c = 6.72\sqrt{pd} + 24.36(pd) \quad [kV] \quad (I.38)$$

Cette équation est utilisée pour un champ uniforme et une valeur de produit pd varie de 10^{-2} à 5.10^2 (bar cm).

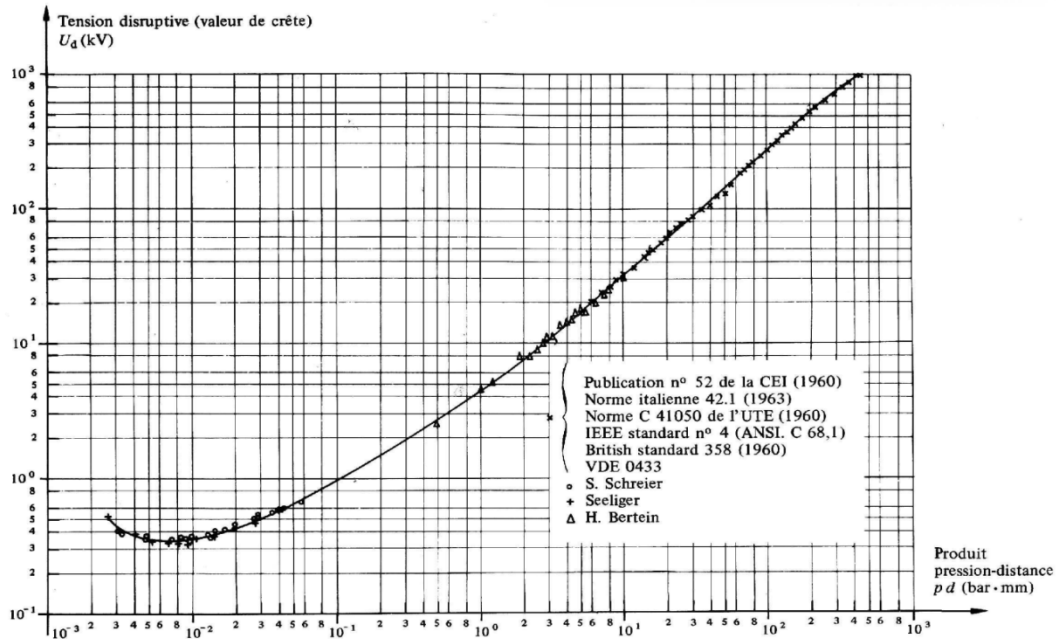


Figure I.6 Courbe de Paschen pour l'air

I.8.1 Facteurs d'influence

Les constantes qui interviennent dans la loi de Paschen (en particulier la constante k) dépendent principalement :

- de la forme des électrodes;
- des conditions atmosphériques (correction de pression, de température et de l'humidité);
- de la nature de la tension appliquée (continue, fréquence de la tension alternative,...).

Par ailleurs, on constate que les conditions dans lesquelles se déroule le test de claquage influencent également le résultat. Les principaux paramètres qui jouent un rôle sont :

I.8.1.1 Le conditionnement

Lorsqu'on répète à plusieurs reprises une expérience de claquage, on constate souvent que la tension nécessaire pour provoquer la rupture diélectrique augmente au fur et à mesure des essais. On l'explique par le fait que les premières décharges nettoient les électrodes, c'est-à-dire détruisent les poussières ou les impuretés qui se trouvaient initialement à la surface.

I.8.1.2 La vitesse d'accroissement de la tension

L'expérience montre que la tension à laquelle le claquage survient est d'autant plus élevée que sa vitesse d'accroissement est plus grande. Cela peut s'expliquer par le temps de relaxation de la charge d'espace qui se forme entre les électrodes.

I.8.1.3 La cadence de répétition des essais

L'expérience montre également que la tension à laquelle le claquage survient est plus basse lorsque les essais sont répétés à une cadence plus rapide.

La raison en est qu'après un premier claquage, des ions subsistent dans l'intervalle inter-électrode pendant un certain temps, favorisant le claquage suivant.

I.9 Conclusion

Ce premier chapitre a fait l'objet d'une étude générale sur les décharges dans les gaz, et nous avons essayé d'exposer les différents processus élémentaires liés à cette décharge. Nous résumons la décharge dans l'air en deux théories : la théorie de Townsend pour des faibles pressions et la théorie des streamers pour des pressions élevées.

II.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, plusieurs notions ont été présentées sur les gaz, et cela dans un seul but, parce qu'il y a une relation conventionnelle entre le champ électrique et les gaz. Comme dans tous les cas de décharge, lorsque ce champ électrique augmente, le gaz crée des charges ; le déplacement de ces charges génère un courant. Ce courant qui influence d'une façon directe sur la décharge, l'engendre de claquage.

Ce chapitre sera consacré à l'étude du champ électrique, principalement, le *champ électrique uniforme*. L'objectif est de comprendre ce phénomène du champ électrique, à savoir comment l'engendrer, sa direction, le mouvement des particules chargées et d'autres phénomènes.

II.2 Notion sur le champ électrique

Aujourd'hui, on utilise d'une façon naturelle et très commune la notion de champ électrique, cette notion de champ a été introduite par les physiciens pour tenter d'expliquer comment deux objets peuvent interagir à distance, sans que rien ne les relie. A la fois la loi de la gravitation universelle de Newton et la loi de Coulomb en électrostatique, impliquent une telle interaction à distance. Il n'y a pas de fil qui relie la terre au soleil; celui-ci exerce son attraction à distance. De même, deux charges électriques s'attirent ou se repoussent dans le vide sans que rien ne les relie, sans aucun support matériel. Pour tenter d'expliquer cela, Michael Faraday a introduit la notion de champ électrique. Si une charge Q_1 a un effet à distance sur une charge Q_2 qui se trouve éloignée, c'est parce que la charge Q_1 met tout l'espace qui l'entoure dans un état particulier : la charge Q_1 , de part sa présence, produit en tout point de l'espace qui l'entoure, un champ électrique et c'est l'interaction de ce champ électrique avec la charge Q_2 qui produit la force que cette dernière ressent. Cette notion de champ s'est révélée très utile et très pratique. Elle a pu être utilisée pour décrire d'autres forces fondamentales que la force électrique et elle permet de décrire les phénomènes de manière élégante [12].

II.3 Définitions le champ électrique :

Pour définir le champ électrique en un point de l'espace ,on y place une petite charge d'essai positive q et on regarde la force de coulomb F qui s'exerce sur elle ,due à la présence des charges électrique environnantes qui créent le champ électrique .Le champ électrique en ce point est définit comme la force par unité de charge [12].

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad q > 0 \quad (\text{II. 1})$$

La charge d'essai doit être petite pour qu'on puisse faire l'hypothèse qu'elle ne perturbe pas elle-même le champ électrique environnant.

A une distance r d'une charge ponctuelle Q , le champ électrique aussi est donné par la loi de Coulomb comme suit [12] :

$$F = \frac{qQ}{r^2} \quad (\text{II. 2})$$

et

$$E = \frac{F}{q} = K \frac{Q}{r^2} \quad (\text{II. 3})$$

A partir de cette loi, on peut déduire que le champ électrique une grandeur vectorielle. L'unité de ce dernier est newton par coulomb (N/C) [13].

Avec :

$$\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m (Permittivité du vide)}$$

$$K = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ m/(F.rd) (Constante de proportionnalité)}$$

II.4 Les lignes de champ électrique

Considérant le champ électrique créé par une charge ponctuelle positive q , le champ en un point quelconque peut être représenté par une flèche dessinée à l'échelle. Comme elle montre la figure II.1 les flèches représentant le champ créé en quelques points par deux charges ponctuelle égales et opposées. L'utilisation de flèche de longueurs et d'orientation diverses risquant de porter à confusion lorsque plusieurs charges sont présentes le champ électrique par des lignes de force continues. Ces lignes partent d'une charge positive et se dirigent vers une charge négative [13].

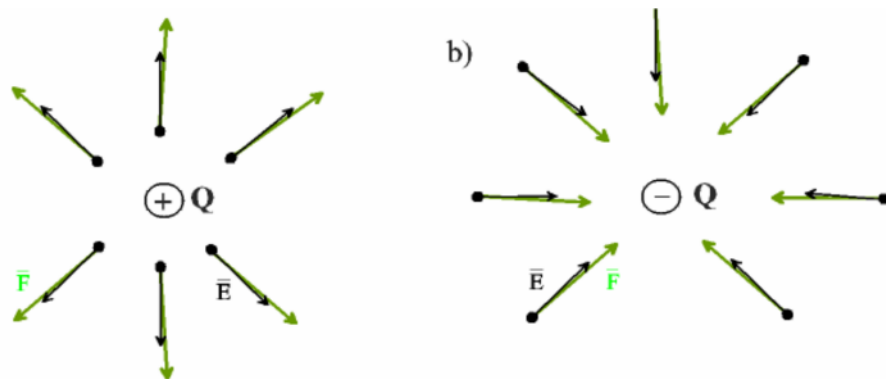


Figure II.1 : Représentation des lignes du champ

II.5 Classification de champ électrique

Suivant la fréquence de la haute tension qui les génère, les champs électriques peuvent être comme suit [14] :

- Stationnaire (hautes tensions continues) ;
- Quasi stationnaires (haute tension à fréquence industrielle de 50Hz ou 60 Hz) ;

- Transitoires (hautes tensions de choc).

II.6 L'importance de l'étude de champ électrique en haute tension

Les champs électriques élevés constituent :

- Une contrainte pour le matériel électrique ;
- Un danger pour le matériel d'exploitation des postes, des lignes et des laboratoires à haute tension.

Pour l'isolateur (par exemple : diélectrique des condensateurs) ou les systèmes d'isolation (par isolateurs, éclateurs et parafoudres d'une ligne aérienne) les valeurs locales du champ électrique sont déterminantes pour la fiabilité et la durée de vie du matériau considéré.

Il résulte que la mesure ou le calcul le plus précis possible de la valeur du champ électrique ont une grande importance pratique dans le domaine des hautes tensions.

Ces dernières années, les méthodes numériques qui font appel à l'ordinateur ont permis un progrès sensible des méthodes de calcul des champs électrique et par conséquent un dimensionnement plus précis du matériel électrique [14].

II.7 Le mouvement d'une particule chargée dans un champ électrique

Lorsqu'on désire étudier le mouvement d'une particule de charge q et de masse m dans un champ électrique E , il suffit tout simplement d'appliquer la 2^{ème} loi de Newton $\vec{F} = m\vec{a}$, et d'exprimer le fait que la force est celle due au champ électrique, $\vec{F} = q\vec{E}$, ce qui donne [16] :

$$q\vec{E} = m\vec{a} \quad (\text{II. 4})$$

Ou encore :

$$\vec{a} = \frac{q}{m}\vec{E} \quad (\text{II. 5})$$

Lorsqu'une particule chargée est plongée dans un champ électrique uniforme. E_y , elle subit alors une accélération constante a_y , ainsi, les équations du mouvement de la particule se résument aux équations du mouvement rectiligne uniformément accéléré. Si la particule se déplace en deux dimensions, la forme de la trajectoire sera une parabole [16].

$$E_x = 0 \quad (\text{II. 6})$$

$$E_y = \text{constant} \quad (\text{II. 7})$$

$$E_y = \text{constant} \quad a_x = 0, \quad a_y = \frac{qE_y}{m} \quad (\text{II. 8})$$

$$x(t) = x_0 + v_{x0}t \quad (\text{II. 9})$$

$$v_y(t) = v_{y0} + a_y t \quad (\text{II. 10})$$

$$y(t) = y_0 + v_{y0}t + \frac{1}{2}a_y t^2 \quad (\text{II. 11})$$

$$v_y^2(x) = v_{y0}^2 + 2a_y(y - y_0) \quad (\text{II. 12})$$

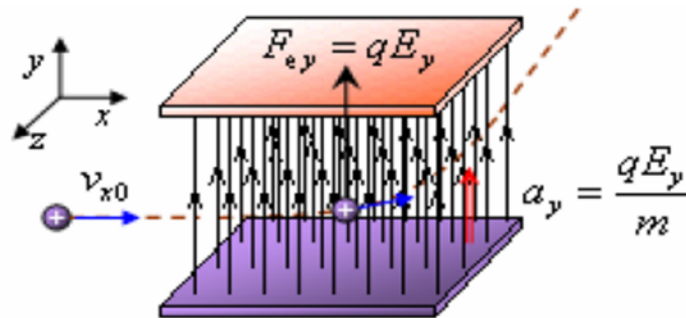


Figure II.2 : L'accélération des charges dans un champ uniforme [16]

II.8 Champ électrique disruptif

La matière est influencée par le champ électrique puisqu'elle est composée d'atomes, chacun d'eux est constitué essentiellement d'un noyau et d'électrons. Pour devenir disruptif, le champ électrique doit au minimum atteindre l'intensité nécessaire pour arracher les électrons aux atomes et entretenir un effet d'avalanche. Mais ce n'est pas une condition suffisante. L'amorçage de la décharge produite par l'avalanche au voisinage d'une électrode doit pouvoir se propager jusqu'à l'autre électrode. Si l'avalanche se propage jusqu'à l'autre électrode, il y a apparition d'une étincelle entre les électrodes et on dit qu'il y a rupture diélectrique, ou claquage, ou bien encore amorçage de l'isolation. La valeur du champ électrique disruptif n'est pas une valeur constante pour un même matériau. Elle dépend principalement de la forme d'onde de la tension appliquée, c'est-à-dire de la variation du champ électrique dans le temps principalement de la forme d'onde de la tension appliquée, c'est-à-dire de la variation du champ électrique [17].

II.9 Uniformité du champ électrique

La nature du champ électrique a une influence sur la propagation d'une décharge, donc sur la valeur du champ électrique disruptif, ainsi :

- Dans un champ électrique uniforme, la différence entre la valeur du champ électrique correspondant au seuil de l'avalanche et celle du champ électrique disruptif est faible puisque les électrons sont accélérés uniformément tout au long de l'intervalle.
- Dans un champ électrique non uniforme :
 - Lorsqu'une pointe est portée à une tension de polarité négative (la cathode), on dit que le champ à proximité de celle-ci est divergent. Les électrons partent à proximité de la pointe, l'avalanche qui avait débuté près de la pointe peut

s'éteindre en s'éloignant. L'écart entre le champ électrique permettant d'initialiser une avalanche et le champ disruptif est donc plus élevé.

- Lorsqu'une pointe est portée à une tension de polarité positive (l'anode), on dit que le champ à proximité de celle-ci est convergent. Les électrons, partent de l'électrode négative et convergent vers la pointe de polarité positive [17].

II.10 Différents montages dans les conditions atmosphériques normales

La référence est le champ électrique entre deux plaques parallèles, facile à calculer. Quelle que soit la forme des électrodes, c'est cette valeur de champ qui est maximum. Le problème consiste alors à trouver la relation entre le champ E et la tension U pour les différentes formes et dimension de montage [18].

$$E=f(u,r,d)$$

Où :

- u : tension appliquée ;
- r : rayon de courbure ou des sphères ;
- d : distance minimum entre les électrodes.

Ensuite, on déduit la valeur maximum de la tension « u » applicable connaissant les rayons de courbure et les distances. On ne donne que les formes les plus courantes, les autres peuvent être déduites par extrapolation, ou essais.

II.10.1 Système plan- plan dans l'air

C'est un système de deux électrodes planes, et la figure (II.3) montre les paramètres permettant de calculer $E = U/d$. Une formule empirique de la tension de claquage dans l'air est donnée par la formule de Stephenson [18] :

$$U_{\max} = 24,22 \cdot d + 6,08 \cdot \sqrt{d} \quad (\text{II. 13})$$

$$E_{\max} = 24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}} \quad (\text{kV/cm}) \quad (\text{II. 14})$$

d en cm et U en kV

Dans ce cas, il s'agit d'une tension ou un champ maximum. Le cas des plaques parallèles donnerait une tension de claquage bien inférieure à cause des effets de bord, et pour éviter ça, il faut courber les plaques parallèles à leurs extrémités pour aller à une tension de claquage plus élevée.

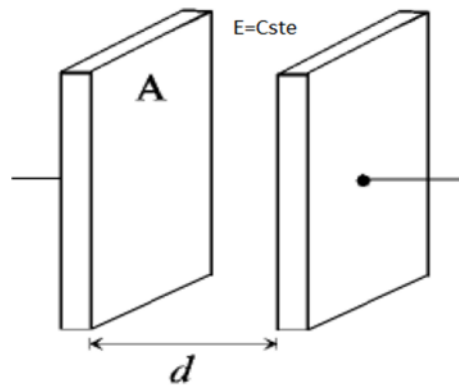


Figure II.3 : Système plan- plan.

II.10.2 Système sphères concentriques

C'est un système qui est composé deux sphères l'une dans l'autre, l'équation qui donne la relation entre champ et tension est comme suit [18] :

$$E = \frac{U}{(R - r)} \frac{R}{r} \quad (\text{II. 15})$$

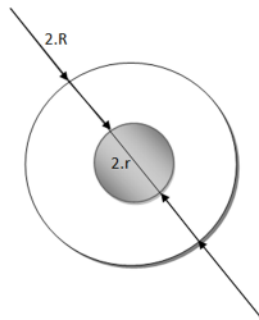


Figure II.4 : Système deux sphères concentriques

II.10.3 Système sphère- plan

Pour le système sphère-plan, la relation entre le champ et la tension est donnée par :

$$E = 0,9 \frac{U}{d} \cdot \frac{r + d}{r} \quad (\text{II. 16})$$

Le champ maximum est celui apparaissant au point de la sphère la plus proche du plan. Et la formule qui permet de calculer la tension maximum applicable est [18] :

$$U_{max} = 1,1 \cdot \frac{U}{d} \left(24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}} \right) \quad (\text{II. 17})$$

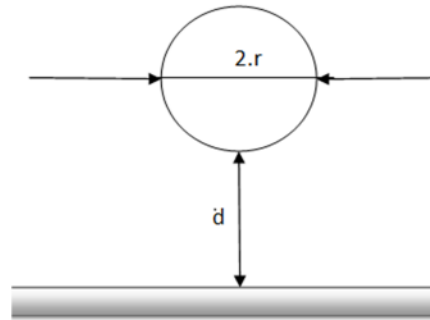


Figure II.5 : Système sphère-plan

Remarque :

- Cette formule est assez bien vérifiée pour $2.r \gg d$;
- Pour r très petit par rapport à d , elle devient pessimiste, il est pratiquement possible de doubler la tension par rapport à la théorie ;
- Pour r très petit par rapport à d , et d très grand la formule du plaques parallèle qui est préférable.

II.10.4 Système sphère-sphère

La relation entre champ et tension est donnée par :

$$E = 0,9 \frac{U}{d} \frac{r + d/2}{r} \quad (\text{II. 18})$$

Correspondant à une tension maximum [18]:

$$U_{max} = 1,1 \cdot \frac{r \cdot d}{r + d/2} \left(24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}} \right) \quad (\text{II. 19})$$

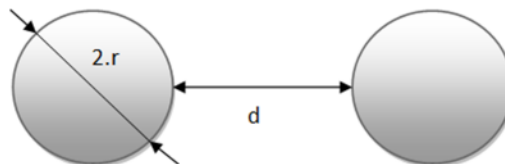


Figure II.6 : Système sphère-sphère identiques

II.10.5 Système cylindre parallèle à un plan

Dans ce système, il est très important que les extrémités du cylindre soient arrondies par exemple en forme d'ellipse. Si le plan est de petite dimension, il a également la forme des électrodes d'éclateur.

La relation entre le champ et la tension est :

$$E = \frac{0,9U}{r} \frac{1}{2,3 \log \frac{r+d}{r}} = U \cdot f1(r, d) \quad (\text{II. 20})$$

La tension maximum dans ce système est :

$$U_{max} = \left(24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}} \right) \cdot \frac{1}{f1(r, d)} \quad (\text{II. 21})$$

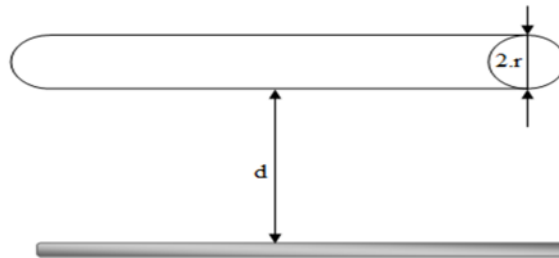


Figure II.7 : Système cylindre parallèle à un plan

II.10.6 Système de deux cylindres concentriques

Dans ce système, il faut donner des formes arrondies aux extrémités des cylindres. Ce montage est utilisé pour représenter une ligne coaxiale, c'est-à-dire qu'il doit conserver l'adaptation. Les formes doivent permettre de conserver le rapport R/r. De toute façon, aux extrémités il apparaît des problèmes de connexions et la formule qui donne la relation entre champ et tension est [18]:

$$E = 0,9 \frac{U}{r} \frac{1}{2,3 \cdot \log \frac{R}{r}} = U \cdot f2(r, d) \quad (\text{II. 22})$$

Ce qui concerne la tension maximum est :

$$U_{max} = E_{max} \cdot f2(r, d) \quad (\text{II. 23})$$

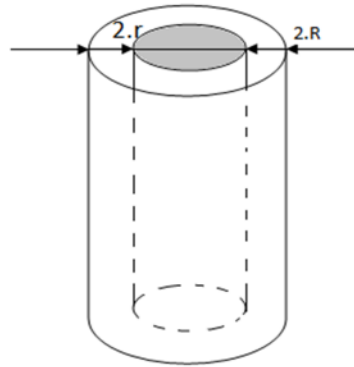


Figure II.8 : Système de deux cylindres concentriques

II.10.7 Système de deux cylindres parallèles

La relation entre champ et tension est donné :

$$E = 0,9 \frac{U}{d} \frac{1}{4,6 \log \frac{r+d}{r}} = U \cdot f_3(r, d) \quad (\text{II. 24})$$

La tension maximum est :

$$U_{max} = (24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}}) \cdot \frac{1}{f_3(r, d)} \quad (\text{II. 25})$$

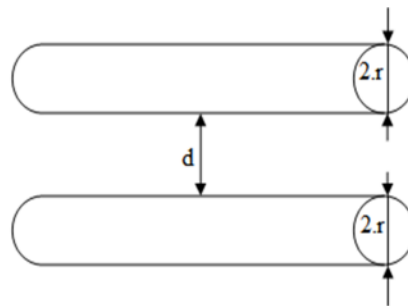


Figure II.8 : Système de deux cylindres parallèles

II.10.8 Système de deux cylindres croisés

Ce système constitué deux cylindres croisés l'un par rapport à l'autre, le maximum de champ se produit au point de distance la plus courte. La relation qui relie le champ et la tension est [18]:

$$E = 0,9 \frac{U}{r} \frac{1}{4,6 \cdot \log \frac{r + \frac{d}{2}}{r}} \quad (\text{II. 26})$$

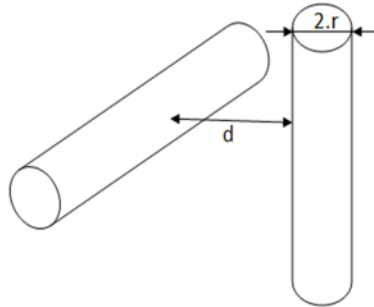


Figure II.9 : Système de deux cylindres croisés

II.10.9 Système d'électrodes pointe - plan

La configuration pointe –plan est utilisée pour se placer dans les conditions de champ non uniforme. L'expression du champ axial en approximation hyperboloïde, le champ en tout point de la pointe le long de son axe est donné par [18] :

$$E(x) = \frac{2U}{\ln\left(\frac{4d}{r}\right)} \frac{d}{d(2x+r) - x^2} \quad (\text{II. 27})$$

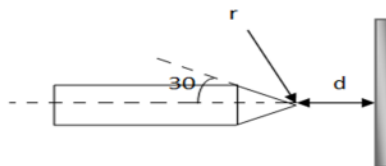


Figure II.10 : Système pointe - plan

Avec :

- r : rayon de courbure de la pointe ;
- d : distance inter-électrodes.

Les pointes utilisées ont généralement un angle d'ouverture $\alpha = 30^\circ$

II.10.10 Système pointe-pointe

C'est un système composé de deux pointes de forme conique, séparées par une distance d. Le champ électrique au niveau de ce système peut être donné par l'expression suivante [18]:

$$E(x) = \frac{U}{\ln\left(\cotg \frac{\alpha}{4}\right)} \frac{\cos \frac{\alpha}{2}}{d \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \quad (\text{II. 28})$$

Pour toutes les électrodes ayant un angle d'ouverture de 30° , le champ électrique vaut :

$$E \approx 7,11 \frac{U}{d} \quad (\text{II. 29})$$

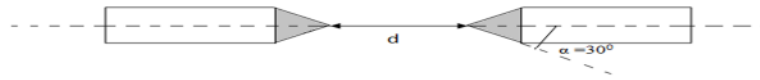


Figure II.9 : Système pointe-pointe

II.11 Optimisation de la configuration des électrodes

II.11.1 Facteur de Schwaiger

Le facteur de Schwaiger caractérise un intervalle isolant, situé entre deux conducteurs susceptibles d'être portés à des potentiels différents. Il est défini comme le rapport entre champ homogène E_h et le champ maximal E_{max} [19].

E_h est le champ que l'on aurait si les électrodes étaient planes, infinies et séparées par une petite distance d existant entre les conducteurs : $E_h = \Delta U/d$.

E_{max} est la valeur du champ en un point de l'intervalle où elle atteint un maximum absolu.

Le rapport entre ces deux valeurs est appelé facteur de Schwaiger :

$$\eta = \frac{E_h}{E_{max}} \frac{U/d}{E_{max}} = \frac{U}{E_{max}d} \quad (\text{II. 30})$$

II.11.1.1 L'éclateur à sphères

Ce type d'éclateur, formé de deux sphères de même diamètre, est utilisé comme référence pour l'étalonnage des instruments de mesure des hautes tensions

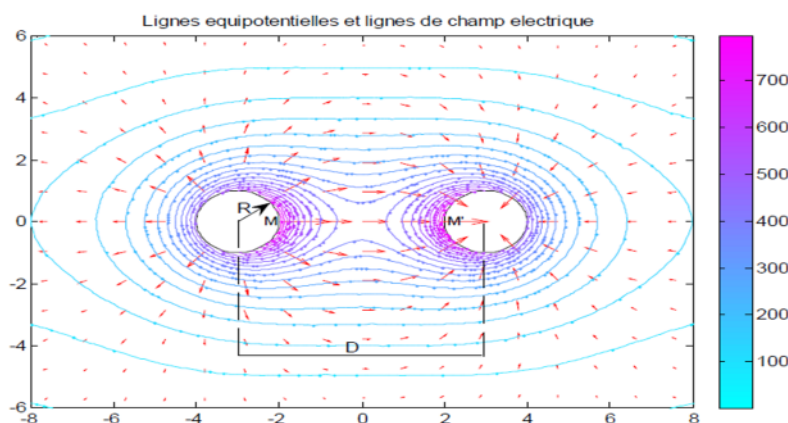


Figure II.10 : Lignes de champ et équipotentiels dans l'éclateur à sphères [3]

Lorsque les sphères sont portées à des potentiels différents, le champ électrique est maximal aux points M et M'. Le facteur de Schwaiger de l'intervalle est donné par la relation approchée [19]:

$$\eta \approx \frac{1}{0,45} \frac{R}{D} \quad (\text{II. 31})$$

Pour : $D > 3R$

II.11.1.2 L'éclateur pointe- plan

L'éclateur pointe-plan (électrode conique située en face d'une électrode plane) est souvent utilisé pour la mesure des tensions continue. Le champ n'y est évidemment pas uniforme. De plus, la non uniformité dépend du rayon de courbure de la pointe qui ne peut évidemment pas être considérée comme « parfaitement pointue » (car le champ y serait infini).

Des modèles de pointe hyperbolique ont souvent été étudiés du fait qu'ils présentent le (seul) mérite de donner lieu à une solution analytique [19] :

$$\eta = \sin \frac{\gamma}{2} \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} \cdot \ln \left(\cotg \frac{\gamma}{2} \right) \quad (\text{II. 32})$$

Avec :

γ : Angle formé par les asymptotes de l'hyperboloïde.

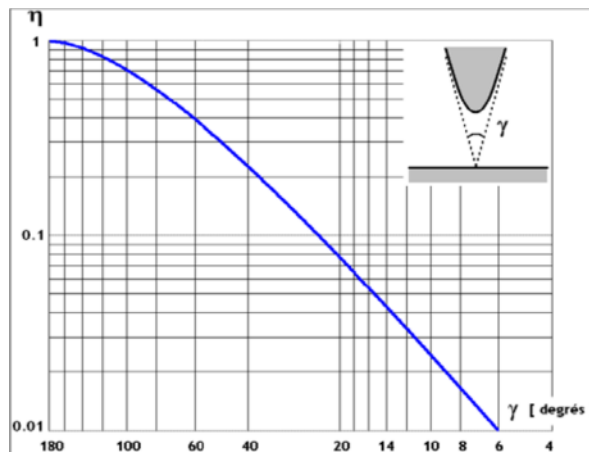
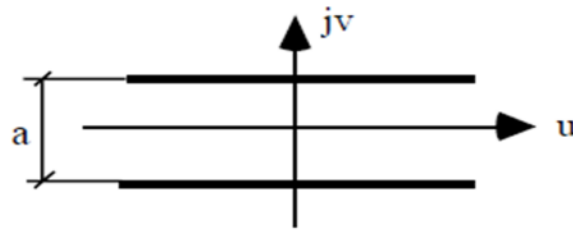


Figure II.11 : Evolution du facteur de Schwaiger en fonction de γ

II.11.2 Electrodes de Rogowski

Si le champ est perpendiculaire et uniforme entre deux plaques, ce n'est plus le cas dans les bords, on peut s'affranchir de ce problème en utilisant le profil que Rogowski obtient au moyen de la transformation conforme suivante [19]:

Plan complexe $w=u+jv$



On admet que le champ est uniforme dans le plan w , puis on transforme tous les points dans le plan $z=x+jy$ au moyen de la formule suivantes :

$$z = \frac{a}{\pi} (w + 1 + e^w) \quad (\text{II. 33})$$

En séparant les parties réelles et imaginaires, on obtient :

$$x = \frac{a}{\pi} (u + 1 + e^u \cos v) \quad (\text{II. 34})$$

$$y = \frac{a}{\pi} (v + e^u \sin v) \quad (\text{II. 35})$$

Le résultat apparaît ainsi :

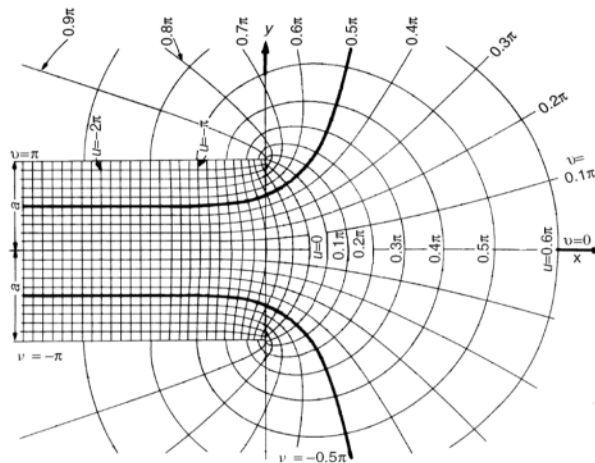


Figure II.12 : Electrodes équipotielles $v \leq \frac{\pi}{2}$

En utilisant le théorème des images et sa réciproque, on en conclut que l'on peut obtenir un champ quasi uniforme dans une certaine zone, en inférieure à sa valeur uniforme en dehors de la zone, à l'aide d'électrode de dimensions finies, pour autant que ces électrodes aient la forme d'une équipotentielle correspondante à $v \leq \frac{\pi}{2}$ [19].

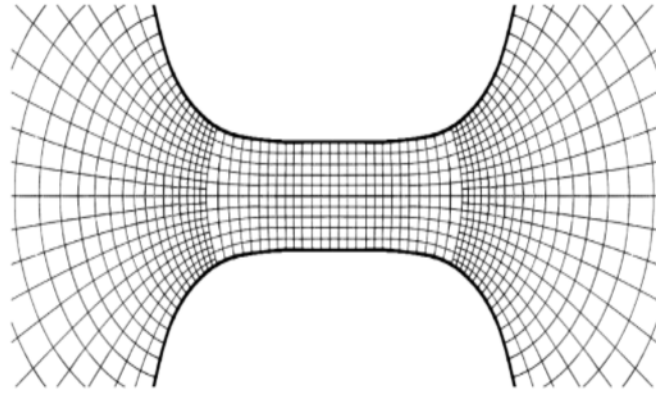


Figure II.13 : Profile de Rogowsky

II.13 Conclusion

D'après la recherche bibliographique, le gaz devient conducteur lors de l'application d'un champ électrique fort. Pour cela dans ce second chapitre nous avons étudié le champ électrique qui est le paramètre le plus important, parce qu'il est responsable de la production des décharges électriques (création des particules chargées).

III.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les résultats expérimentaux des essais réalisés au laboratoire de haute tension de l'université de Tizi-Ouzou. Nous décrivons d'abord les dispositifs expérimentaux utilisés dans notre étude puis nous représentons les résultats de ces essais.

III.2 Banc d'essai

III.2.1 Pupitre de commande

Le pupitre (figure III.1) est alimenté sous une tension de 220V, il contient principalement les dispositifs de sécurité et de coupure et un autotransformateur permettant la variation manuelle de la tension d'essai.

Dans ce pupitre de commande un diviseur de tension de rapport 1000 y est inséré, ce qui permet une lecture directe de la valeur de la tension.

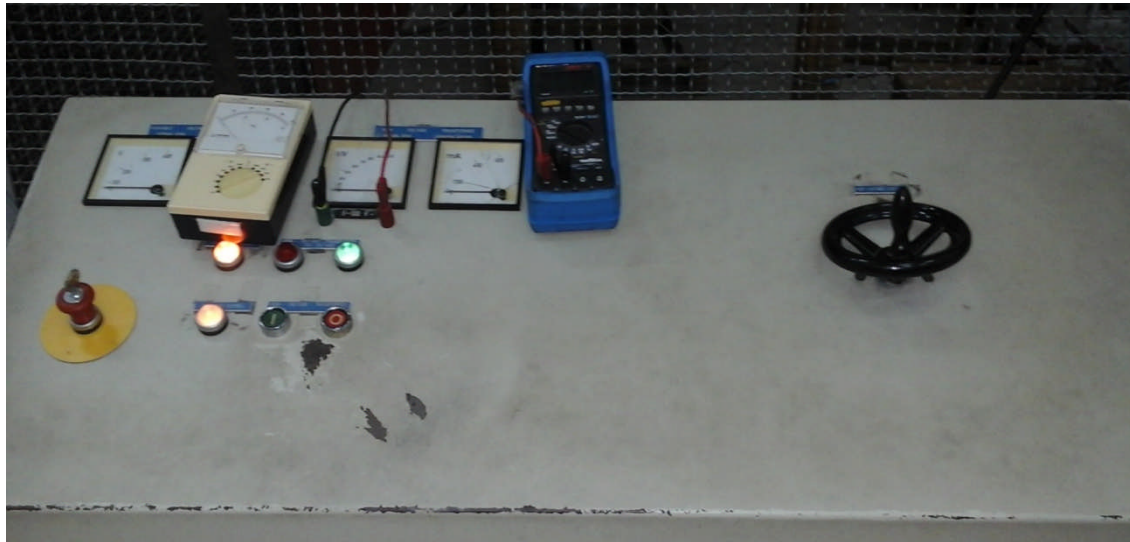


Figure III.1 Pupitre de commande

III.2.2 Transformateur d'essai

Nous avons utilisé un transformateur d'essai (figure III.2) conçu et isolé pour générer de la haute tension. Ce transformateur permet de délivrer une tension au secondaire allant jusqu'à 100 kV

III.2.3 Appareils de protection

L'application de la tension à l'objet d'essai se fait à partir du pupitre de commande, de l'extérieur de la plate-forme d'essai protégée par une cage de Faraday. Le transformateur et son régulateur sont protégés. Ces protections sont liées avec le circuit de la bobine du

contacteur principal, ce qui donne une protection suffisante contre les surcharges du transformateur et les courants de court-circuit.



Figure III.2 Transformateur d'essai

III.2.4 Pompe à vide

La pompe à vide (figure III.3) est alimentée sous une tension de 220 V, elle est utilisée pour vider l'air de l'intérieur du tube à décharge, permettant ainsi une variation de la pression.



Figure III.3 Pompe à vide et dispositif de mesure de la pression

III.2.5 Tube à décharge

Le tube à décharge (figure III.4) est une enceinte fermée, étanche avec deux porte-électrodes dont la distance est réglée avec un pas de 0,1 mm. Dans le cadre de ce mémoire, nous avons travaillé avec des électrodes sphériques et hémisphériques de 10 cm de diamètre. On peut faire varier la pression à l'intérieur de ce tube à l'aide de la pompe à vide.

On branche un capteur de pression avec le tube pour mesurer la pression à l'intérieur de ce tube.

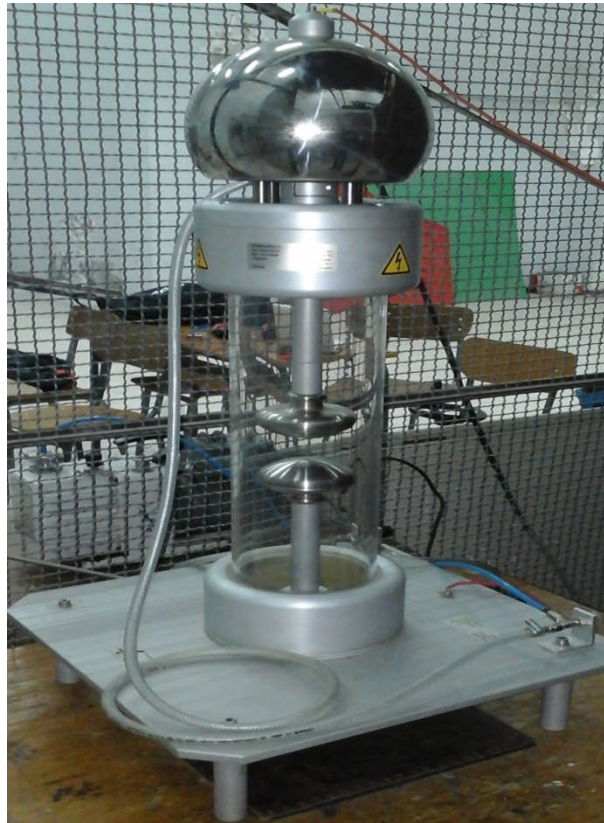


Figure III.4 Tube à décharge

III.3 Résultats et commentaires

Dans le cadre de ce travail, nous avons fait une série d'essais pour mettre en évidence les paramètres influant sur la tension de claquage d'un intervalle d'air.

Nous avons fait quatre types d'essais :

1. L'effet de la forme des électrodes (hémisphériques ou sphériques) sur la tension de claquage ;
2. Effet de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage ;
3. Effet de la pression sur la tension de claquage ;
4. La tension de claquage en fonction du produit (p.d) de la pression et de la distance entre les deux électrodes.

III.3.1 La tension de claquage pour les électrodes hémisphériques et sphériques

Ces essais sont réalisés en utilisant des électrodes hémisphériques (figure III.5), et des électrodes sphériques (figure III.6) ayant les mêmes diamètres de 10 cm. La tension de claquage est la moyenne de 5 essais.

Dans un premier temps, pour des électrodes hémisphériques, nous avons varié la distance inter-électrodes de 5 à 35 mm par un pas de 5 mm (tableau III.1) ; le même procédé est appliqué pour les électrodes sphériques (tableau III.2).

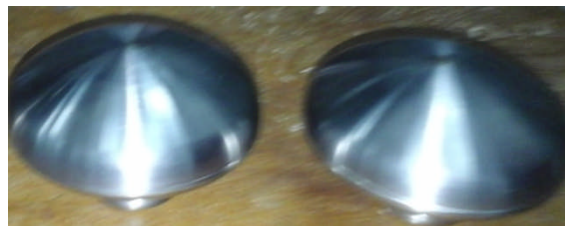


Figure III.5 Electrodes hémisphériques



Figure III.6 Electrodes sphériques

Tableau III.1 Tension de claquage pour des électrodes hémisphériques

d (mm)	5	10	15	20	25	30	35
U_c (kV _{eff})	09,70	19,00	27,44	36,29	44,35	53,22	60,78
U_c (kV)	13,71	26,87	38,80	51,32	62,72	72,26	85,95

Tableau III.2 Tension de claquage pour des électrodes sphériques

d (mm)	5	10	15	20	25	30	35
U_c (kV _{eff})	08,85	18,85	27,41	36,40	44,59	53,25	61,24
U_c (kV)	12,51	26,65	38,76	51,47	63,05	75,30	86,60

On voit clairement que dans ce cas, le type d'électrodes (sphérique ou hémisphérique) qu'il n'y a pas d'influence sur la tension de claquage (figure III.7).

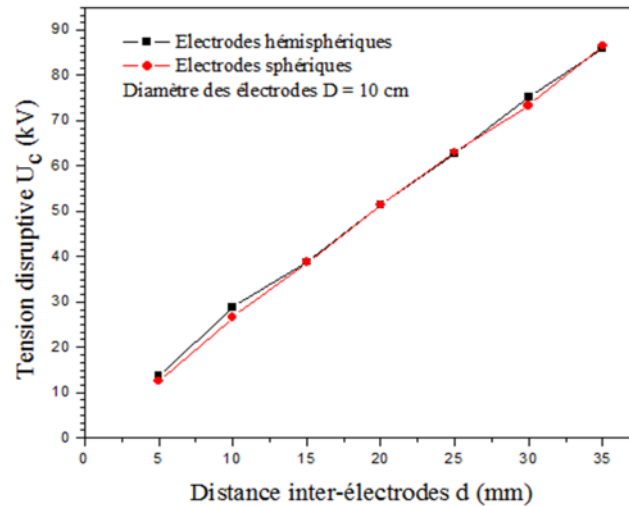


Figure III.7 Tension de claquage pour des électrodes sphériques et hémisphériques

La figure III.8 montre que le champ électrique est pratiquement constant en fonction de la distance inter-électrodes pour les deux types d'électrodes, c'est un champ électrique uniforme.

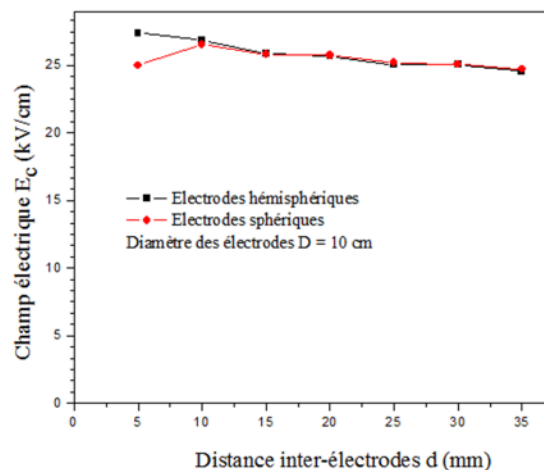


Figure III.8 Champ électrique pour des électrodes sphériques et hémisphériques

III.3.2 Influence de la pression sur la tension de claquage

Dans le cas de cette série d'essais, nous avons mis en évidence, pour une distance inter-électrodes de 3 cm, l'effet de la pression sur la tension de claquage.

Cette série d'essais consiste à faire varier la pression de 1000 à 100 hPa, la figure III.9 montre que la tension de claquage augmente avec l'augmentation de la pression.

On peut donc conclure que la pression influe sur la tension de claquage.

Tableau III.3 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 3cm

$p(\text{hPa})$	1000	900	800	700	600	500	400	300	200	100
$U_c(\text{kV}_{\text{eff}})$	52,90	47,34	43,15	38,31	33,25	28,35	23,67	18,36	13,08	07,07
$U_c(\text{kV})$	74,81	66,94	61,02	54,17	47,02	40,03	33,47	25,96	18,49	09,99

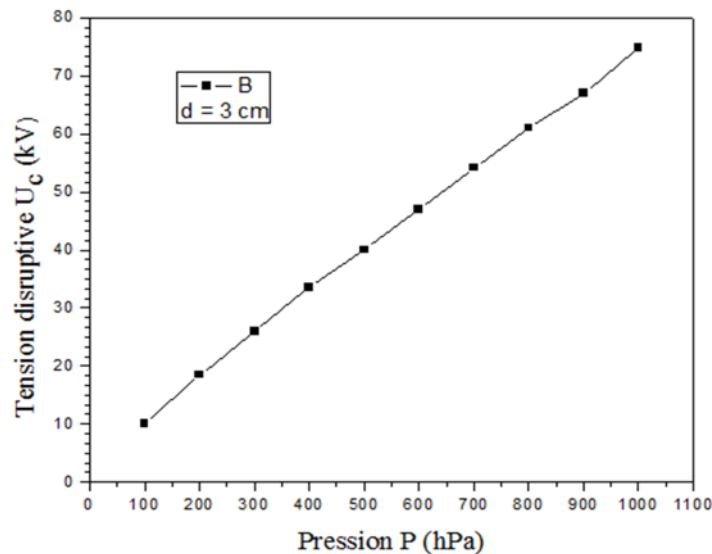


Figure III.9 Evolution de la Tension de claquage en fonction de la pression pour une distance inter-électrodes de 3cm

III.3.3 Influence de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage

Dans cette série d'essais, nous avons voulu mettre en évidence, pour une pression donnée, l'effet de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage.

La première série d'essais consiste à faire varier la pression de 100 à 1000 hPa par un pas de 100 hPa pour une distance inter-électrodes de 1cm (tableau III.3), la deuxième série pour une distance de 2 cm (tableau III.4) et la troisième pour une distance de 3cm (tableau III.5).

La figure III.10, montre clairement l'effet de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage, plus la distance inter-électrodes est grande, plus la tension de claquage est grande.

Tableau III.3 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 1 cm
 $d = 1 \text{ cm}$

$p(\text{hPa})$	1000	900	800	700	600	500	400	300	200	100
$U_c(\text{kV}_{ef})$	20,14	17,80	15,89	14,29	12,40	10,68	08,68	06,93	04,98	02,81
$U_c(\text{kV})$	28,48	25,17	22,48	20,21	17,54	15,11	12,27	09,80	07,05	03,97

Tableau III.4 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 2 cm
 $d = 2 \text{ cm}$

$p(\text{hPa})$	1000	900	800	700	600	500	400	300	200	100
$U_c(\text{kV}_{ef})$	38,25	33,96	29,99	26,48	23,16	19,83	15,61	12,61	08,67	05,04
$U_c(\text{kV})$	54,09	48,02	42,40	37,44	32,75	28,04	22,07	17,83	12,26	07,13

Tableau III.5 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 3 cm
 $d = 3 \text{ cm}$

$p(\text{hPa})$	1000	900	800	700	600	500	400	300	200	100
$U_c(\text{kV}_{ef})$	53,39	48,31	43,37	38,35	33,23	28,1	23,44	18,39	12,97	07,11
$U_c(\text{kV})$	75,51	68,31	61,32	54,24	46,99	39,73	33,15	26,01	18,33	10,05

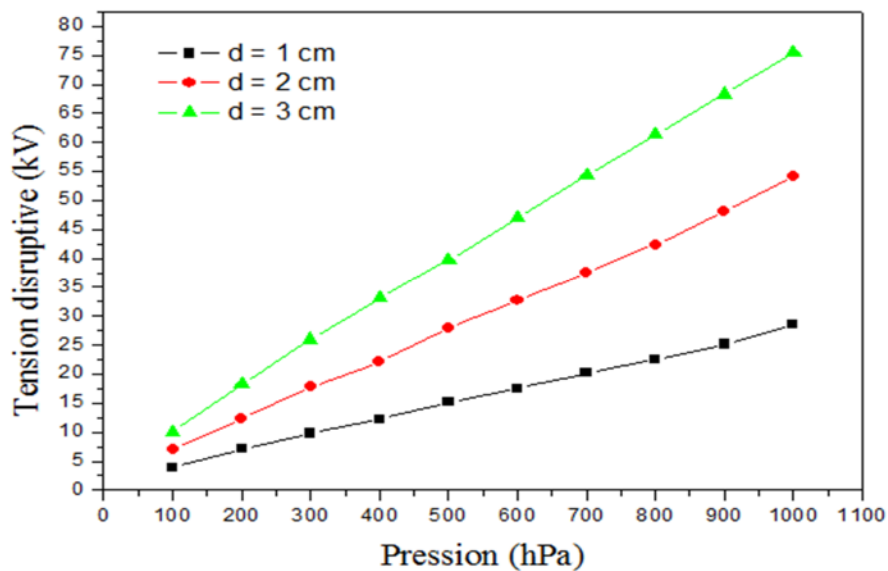


Figure III.10 Caractéristique tension de claquage-pression pour $d=1, 2$ et 3 cm

III.3.4 Tension disruptive en fonction du produit pression.distance (p.d)

La figure III.11 représente la variation de la tension disruptive en fonction du produit (pd). Des mesures ont été effectuées pour plusieurs valeurs de produit (pd) qui s'étend de 3.10^{-3} à $3,5.10^1$ bar.mm.

Cette courbe montre que la tension de claquage U_c présente un minimum. Avant ce minimum, la tension de claquage diminue quand le produit (pd) diminue. Après le minimum, la tension de claquage augmente avec l'augmentation du produit (pd).

Nous avons également calculé la tension de claquage U_{ccal} en utilisant la formule proposée par Sohst et Schroder (I.38) pour le champ uniforme à une pression $p = 1$ bar et une température de 20°C ;

$$U_c = 6.72\sqrt{pd} + 24.36(pd) \quad [kV]$$

Le produit (p.d), pour cette expression s'exprime en **bar.cm**

Il est à noter que cette expression est utilisée pour un champ uniforme et une valeur du produit pd variant de 10^{-2} à 5.10^2 (bar.cm).

La figure III.11 représente les photographies des différentes étapes de la décharge en basse pression.

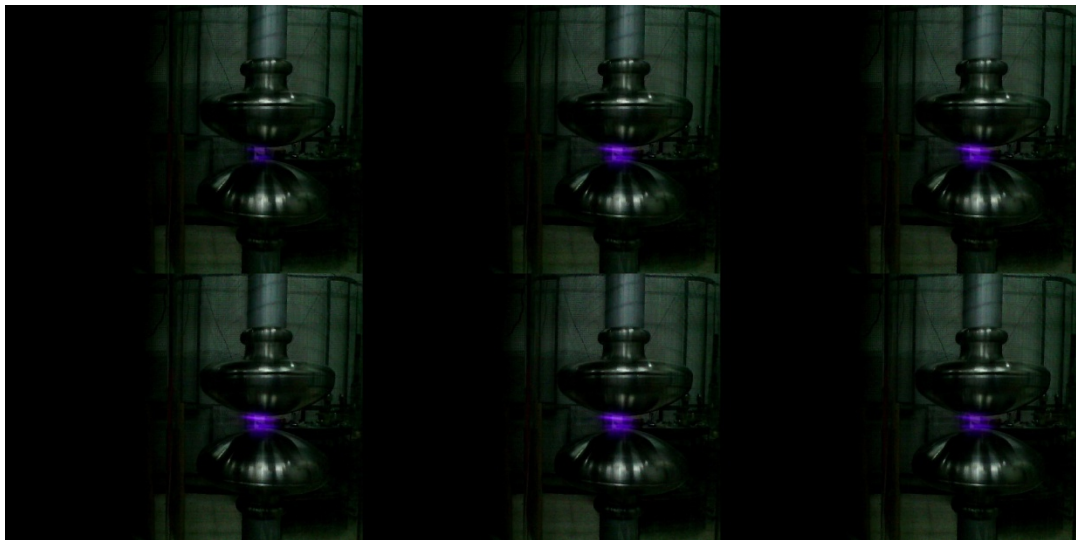
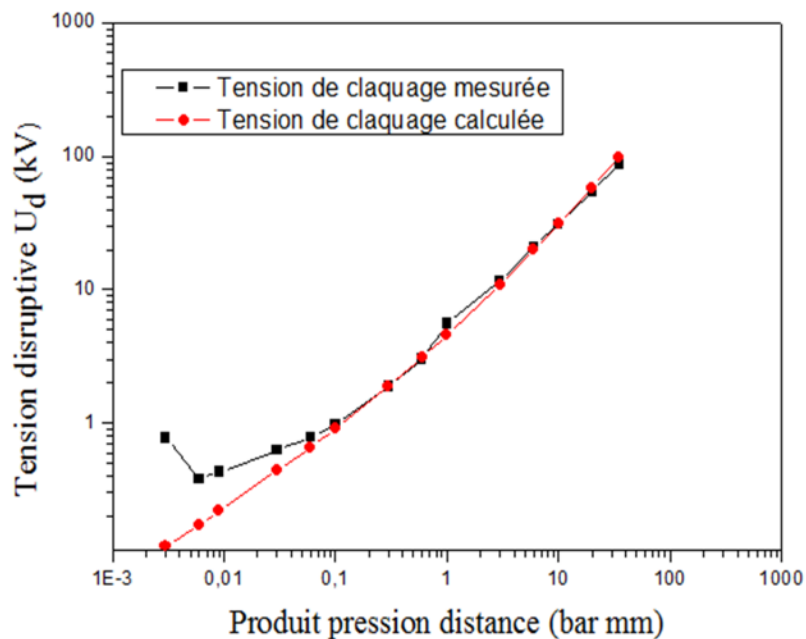


Figure III.11 Photographies des différentes étapes de claquage en basse pression

Tableau III.6 Tension de claquage en fonction du produit pression.distance (p.d)

$p.d(\text{bar} \cdot \text{mm})$	$U_c(\text{kV}_{\text{eff}})$	$U_{\text{cmes}}(\text{kV})$	$U_{\text{ccat}}(\text{kV})$
$3,5 \cdot 10^1$	61,20	86,55	97,83
$2 \cdot 10^1$	38,08	53,85	58,22
10^1	21,94	31,02	31,08
$6 \cdot 10^0$	14,88	21,04	19,82
$3 \cdot 10^0$	08,17	11,55	10,98
10^0	03,95	05,58	04,56
$6 \cdot 10^{-1}$	02,13	03,01	03,10
$3 \cdot 10^{-1}$	01,33	01,88	01,89
10^{-1}	0,69	0,97	0,91
$6 \cdot 10^{-2}$	0,56	0,79	0,66
$3 \cdot 10^{-2}$	0,44	0,62	0,44
$9 \cdot 10^{-3}$	0,31	0,44	0,22
$6 \cdot 10^{-3}$	0,27	0,38	0,17
$3 \cdot 10^{-3}$	0,55	0,77	0,13

Figure III.11 Tension de claquage en fonction de produit pd

La figure III.12 représente la courbe de Paschen pour l'air en échelles logarithmiques pour une température de 20 °C sur laquelle nous avons introduit les points que nous avons obtenus expérimentalement. Pour les basses pressions, nous avons noté un léger écart, cela est probablement dû à la différence de température, car nos essais ont été faits à la température de 24 °C, et que dans ce cas, nous ne pouvons pas faire une correction de densité de l'air.

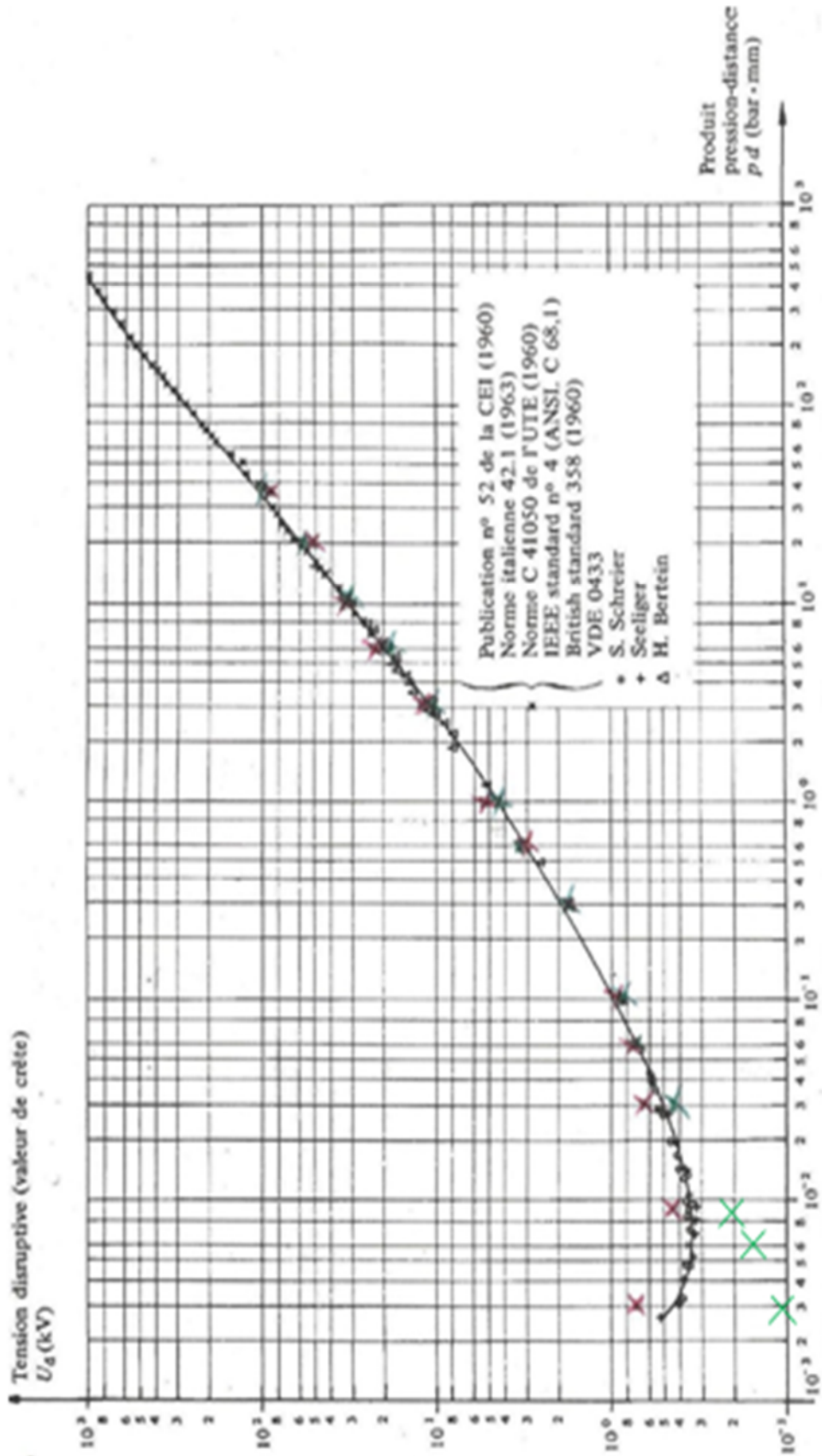


Figure III.13 Courbe de Paschen pour l'air en échelles logarithmiques, température 20°C

Sur la figure III.12, on remarque que la tension de claquage est élevée à faibles et fortes valeurs du produit $P.d$. Dans un cas, on a une 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. Au minimum de la courbe, nous avons un équilibre entre la production d'électrons par émission secondaire et les pertes d'électrons par diffusion ou par l'absorption de l'anode.

III Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats obtenus pour les différents essais. Cette étude nous a permis de distinguer l'influence de la pression et de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage. Nous avons également étudié l'influence du produit (pd) sur l'évolution de la tension de claquage.

Dans ce travail, nous avons essayé de faire une étude assez détaillée sur les décharges électriques dans un intervalle d'air, et d'approfondir la compréhension des mécanismes de décharge dans les gaz, ainsi sur l'influence de la pression et de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage.

La recherche bibliographique sur les décharges électriques dans les petits intervalles nous a permis de voir que l'évolution du claquage électrique est caractérisée par deux mécanismes fondamentaux : collision de Townsend et l'évolution des avalanches électriques (Streamers) qui expliquent le claquage sous différentes conditions (pression, ...etc).

La série d'essais nous a permis de recueillir les principales conclusions suivantes :

- Le type d'électrode utilisé (sphérique ou hémisphérique) n'a pas d'influence sur la tension de claquage ;
- La tension de claquage augmente avec la distance inter-électrodes.
- La pression influe sur la tension de claquage ;
- La tension de claquage en fonction de produit pression.distance inter-électrodes (p.d) présente un minimum. Ce correspond à un équilibre entre la production d'électrons par émission secondaire et les pertes d'électrons par diffusion ou par l'absorption de l'anode.

Références bibliographiques

- [1] <http://dSPACE.univtlemcen.dz/bitstream/112/1024/8/CHAPITREI.pdf>
- [2] **A.Tilmatine** « Cours phénomène d'ionisation dans le gaz », Université Djilali Liabès.
- [3] **D. Benyoucef**, « Cours technique de la haute tension », Université Hassiba Benbouali de Chlef, 2013.
- [4] **L.Zeghichi**, « Etude D'une Décharge Electrique par la Méthode De Monte Carlo », Mémoire de Magister, l'Université de Batna, 2010.
- [5] **M.A. Handala**, « Etude de la décharge de surface sous tension alternative 50Hz-Effet sur une interface isolante air / solide », Thèse de Doctorat d'état de l'UMMTO, 2007.
- [6] **M.Mekious**, « Diélectriques et isolation électrique », photocopié de cours Master I, 2015.
- [7] **O.Hennane**, « Etude de l'influence de la charge d'espace sur la dynamique des particules neutres dans une décharge pointe plan », Mémoire de Magister, université de Tlemcen, 2012.
- [8] **A.Brahmia et A.Saci**, « Etude de l'influence de la barrière isolante sur la rigidité diélectrique de l'air » Mémoire de Master, université de Ouargla, 2013.
- [9] **E.Kuffel, W.S.Zaengl et J.Kuffel**, « High voltage engineering: Fundamentals », Newnes edition, second edition, 2000.
- [10] **A.Tilmatine**, « Mécanisme de claquage des isolants gazeux », l'Université Djilali Liabès.
- [11] **M.Debit**, « Etude des phénomènes de préclaquage à l'interface d'une isolation mixte solide/gaz », Mémoire de Magister, UMMTO, 2012.
- [12] <http://www.iihe.ac.be/~cvdvelde/Info/Cours/ChapV.pdf>
- [13] **M.Mekious**, « Techniques de la haute tension », Photocopié de cours master II Réseaux électriques, 2015.
- [14] **M.Aguet et M.Lanoz** « Traité d'électricité : Haute tension », Volume 22, Décembre 2001
- [15] **F.Sadaoui**, « Comparaison des caractéristiques électriques et optiques des décharges glissantes sur différents types d'isolateurs dans le CO₂, le SF₆ et le N₂ et leurs mélanges à différentes pressions. », Thèse de Doctorat, Ecole centrale de Lyon, 2013
- [16] **M.Séguin et J.Descheneau**, « Electricité et magnétisme », Edition Eyrolles, Janvier 2010.

- [17] **A.Sabot, J.michaud**, « Lignes et postes : choix et coordination d'isolements »
Technique de l'ingénieur, traité Génie électrique D 4750, 1997.
- [18] **J.D Stepeson**, « Corona and spark discharge in gases», Journal IEE, 1933
- [19] **J.François**, « Cours de haute tension », Ecole d'ingénieurs du canton de Vaud,
Octobre 2000.

Sommaire

Introduction générale

Chapitre I

*Généralités sur les décharges
électriques dans les gaz*

Chapitre II
Théorie sur le champ
électrique

Chapitre III
Résultats expérimentaux et
discussion

Conclusion générale

Références bibliographiques