

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

UNIVERSITE MOULOU D MAMMERI DE TIZI-OUZOU



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

**Mémoire de Fin d'Etudes
de MASTER ACADEMIQUE**
Domaine : **Sciences et Technologies**
Filière : **Génie Electrique**
Spécialité : **Réseaux électriques**

Présenté par
Tarek BRAHIMI
Ali TAMTAM

Thème
**Etude de la tension de claquage d'un
intervalle d'air en champ uniforme**

Mémoire soutenu publiquement le 23/09/2018. devant le jury composé de :

Mr Salah HADDAD
Professeur, UMMTO, Président

Mr M'hand MEKIOUS
MAA, UMMTO, Encadreur

Mr Mustapha MOUDOUD
MCA, UMMTO, Examineur

Mme Ferroudja. BITAM-MEGHERBI
Professeur, UMMTO, Examinatrice

Remerciements

Le présent travail est effectué au laboratoire haute tension de l'Université Mouloud Mammeri sous la Direction de **Mr M'hand MEKIOUS** Nous tenons à exprimer vivement notre profonde gratitude à notre promoteur pour l'aide, le suivi et l'intérêt qu'il n'a cessé de nous apporter jusqu' à l'achèvement de notre travail.

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

Nos vifs remerciements vont **Mr Mustapha MOUDOUD**, MCA à l'UMMTO, pour avoir accepté de juger ce travail.

Nos remerciements vont également à **Mme Ferroudja. BITAM-MEGHERBI**, Professeur, à l'UMMTO pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et d'avoir accepté de faire partie du jury.

En fin nos chaleureux remerciements vont également à tous le corps professorat et administrateurs de la faculté de génie électrique & informatique et du l'université MOULOUD MAMMERI de TIZIOUZOU.

A' tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à notre formation.

Sommaire

Introduction générale 0
Erreur ! Signet non défini.

Chapitre I: Généralités sur les décharges électriques dans les gaz

I.1	Introduction	02
I.2	Aspect historique	02
I.3	Isolants gazeux	02
I.3.1	Propriétés particulières des Isolants gazeux	03
I.3.2	Les principaux isolants gazeux	03
I.3.3	Hexafluorure de soufre (SF ₆)	03
I.4	Décharge électrique dans les gaz	04
I.5	Electrons primaires	05
I.6	Ionisation, recombinaison et attachement électronique	05
I.7	Mécanismes de formation des décharges électriques	06
I.7.1	les décharges à basse pression	06
I.7.1.1	Mécanisme de l'avalanche électronique	06
I.7.1.2	Régimes de la décharge	07
I.7.2	Premier coefficient de Townsend α	08
I.7.3	Second coefficient de Townsend γ	09
I.7.4	Mécanisme de Townsend	11
I.7.5	Décharge de Townsend dans les gaz électronégatifs	12
I.8	Loi de paschen	13
I.9	Décharge par streamer	17
I.9.1	Limite de la théorie de Townsend	17
I.9.2	Théorie des streamers	17
I.10	Effet couronne	20
I.11	Conclusion	21

Chapitre II: Théorie sur le champ électrique

II.1	Introduction	22
II.2	Définition de champs électrique	22
II.3	Sens et unité de champ électrique E	23

II.4	Champ d'un ensemble de charges	23
II.5	Les différentes formes d'électrodes usuelles et l'influence de champ E.....	23
II.5.1	Système plan-plan.....	25
II.5.1.1	Système plan parfait	25
II.5.1.2	Système plan-plan pratique	25
II.5.1.3	Système des électrodes à profil du Rogowski.....	26
II.5.2	Système sphère conductrice portée	26
II.5.3	Système sphère concentrique	27
II.5.4	Système Cylindres concentriques	28
II.5.5	Cas de deux conducteurs parallèles	30
II.5.6	Système d'électrodes conducteur plan ou terre	31
II.5.7	Système d'électrodes pointe-plan	32
II.5.8	Système d'électrodes pointe-pointe	32
II.5.9	Système de deux d'électrodes sphériques.....	33
II.5.10	Système de deux électrodes sphère-plan.....	33
II.5.11	Système de deux Cylindres concentrique	34
II.5.12	Système de deux Cylindres parallèle	35
II.5.13	Système de deux Cylindres croisés.....	36
II.6	Optimisation de la configuration des électrodes.....	36
II.6.1	Facteur de schwaiger.....	36
II.6.1.1	Eclateur à sphère	37
II.6.1.2	Eclateur pointe-plan	37
II.6.2	Electrodes de Rgowski.....	39
II.6.3	Répartition du champ.....	40
II.7	Conclusion	42
 <i>Chapitre III: Etude expérimentale et discussion des résultats</i>		
III.1	Introduction	43
III.2	Les dispositifs expérimentaux utilisés.....	43
III.2.1	Pupitre de commande	43
III.2.2	Tube à décharge.....	44
III.2.3	Transformateur d'essai	44
III.2.4	Appareils de protection.....	45
III.2.5	Pompe à vide	45

III.3 Résultats et commentaires	46
III.3.1 Tension de claquage pour les électrodes sphériques	46
III.3.2 Influence de la pression et la distance inter-électrodes sur la tension de claquage ...	49
III.3.3 Tension disruptive en fonction du produit pression.distance (p.d).....	51
III.4 conclusion.....	54
Conclusion générale	55
Références bibliographiques	56

Résumé

L'étude des phénomènes de décharges électrique dans les gaz est en particulier dans l'air présente un grand intérêt du point de vue industriel, et font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques.

Cette étude a pour objectif d'une caractérisation électrique des tensions de claquage afin de dimensionner, concevoir et optimiser les appareillages haute tension.

Les résultats obtenus montrent que la pression et la distance inter-électrodes influent sur la tension de claquage.

Mot clés : Champ électrique uniforme, décharge électrique, loi de Paschen, mécanisme de Townsend, Streamers.

Introduction générale

Le développement des installations de production, de transport et de transformation d'énergie électrique, pour des réseaux électriques fiables doit répondre aux besoins exprimés par les consommateurs en respectant les normes.

La mesure de la tension et du champ électrique sont des éléments indispensables pour les systèmes d'isolation de haute tension et cela malgré les performances du calcul numérique avancé qui ne permet que très difficilement d'estimer la distribution du champ électrique perturbé par la présence des décharges électriques dans les gaz. En fait, la distribution de ces décharges dépend des facteurs physiques mal connus tels que la mobilité des particules chargées et aussi du taux d'ionisation des molécules gazeuses. Par conséquent, il est nécessaire de mesurer très précisément les tensions de claquage pour obtenir plus d'efficacité et de fiabilité des opérations sur les systèmes à haute tension.

L'étude des phénomènes de décharges électriques dans les gaz est en particulier dans l'air, présentent un grand intérêt du point de vue industriel, afin de faire face aux problèmes liés à l'isolation et à la protection des réseaux électriques.

La présente étude porte sur le comportement de la décharge dans l'air en fonction de la pression dans le but d'une caractérisation électrique de tension de claquage, ce qui permettra de dimensionner, concevoir et optimiser des équipements haute tension du point de vue technique et économique.

Nous avons jugé utile de répartir notre étude en trois chapitres principaux.

Le premier chapitre porte sur les généralités des décharges électriques dans les gaz.

Le deuxième chapitre sera consacré principalement aux théories des champs électriques.

Le troisième chapitre est fera l'objet de la partie expérimentale. Nous y décrirons les moyens expérimentaux exploités dans cette étude afin d'analyser et de caractériser la tension de claquage en champ uniforme, et de montrer l'influence de la pression et la distance inter-électrode sur celle-ci.

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

Chapitre I

*Généralités sur les décharges
électriques dans les gaz*

I.1 Introduction

Les gaz constituent un des éléments de base de l'isolation à haute tension des matériels électriques. Le gaz le plus abondant et le plus utilisé de tout les temps dans l'isolation électrique (lignes aériennes, électrostatique...) est l'air. Cependant, d'autres gaz tels que l'azote (N_2), le dioxyde de carbone (CO_2) et surtout l'hexafluorure (SF_6) connaissent, depuis plus de trois décennies, un succès grandissant dans le domaine des systèmes haute tension (postes blindés, câbles à isolation gazeuse,...). Leur utilisation a permis d'améliorer la fiabilité des systèmes et d'en réduire leurs poids et dimensions.

En pratique un isolant n'est jamais parfait car il contient toujours, un certain nombre de charges libres dues aux rayonnements cosmique et solaire et de la radioactivité naturelle, ce qui fait qu'à l'application d'un champ électrique, ces charges se déplacent, donc un courant électrique apparait. Ce dernier dépend du champ électrique appliqué et si on dépasse un certain seuil, le gaz présentera une conductivité due à des collisions entre particules et ce phénomène se développe pour provoquer une décharge électrique, c'est ce que nous allons essayer d'expliquer dans ce chapitre.

I.2 Aspect historique

L'étude des décharges électriques a commence 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 V. Par la suite, 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, 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 Isolants gazeux

Dans les conditions normales, un des meilleurs isolants connus est l'air qui nous entoure. Ses caractéristiques thermiques sont supérieures à celles des porcelaines; il peut aussi agir comme agent de refroidissement et ne coûte absolument rien [2].

I.3.1 Propriétés particulières des Isolants gazeux

Ces isolants gazeux ayant des propriétés particulières :

- Rigidité diélectrique variable suivant la nature de gaz,
- Permittivité faible,
- Phénomène d'ionisation des gaz,
- Légers et inflammables.

I.3.2 Les principaux gaz isolants

Les principaux isolants gazeux sont :

- l'air atmosphérique,
- L'azote,
- Gaz rares,
- L'hydrogène,
- L'hexafluorure de soufre (SF_6) l'un des gaz les plus utilisés.

I.3.3 Hexafluorure de soufre (SF_6)

Le SF_6 est largement utilisé dans la technologie moyenne tension et haute tension (disjoncteurs, sous-stations de transformation) depuis 1960. Avec une densité de 4,75 par rapport à l'air, il est l'un des gaz les plus lourds qui existent. Il est commercialisé généralement sous forme liquéfiée, sous une pression d'environ 2,2 MPa.

D'importants progrès ont été réalisés dans l'optimisation des installations au SF_6 , Cela s'est traduit par une forte diminution de la quantité de gaz nécessaire : ainsi, les quantités de SF_6 introduites dans les installations à haute tension (supérieure à 100 kV) ont diminué de 70% environ, entre 1970 et 2000. Il en résulte un avantage économique mais aussi une réduction appréciable des fuites.

En technologie électrique, l'intérêt du SF_6 est qu'il supporte des champs électriques uniformes 2,5 fois supérieurs ceux que l'on peut appliquer dans l'air, à pression atmosphérique (0,1 MPa). Et dans les champs non uniformes, ce rapport atteint 5 fois à 0,2 MPa. Ainsi, les distances d'isolement, et que la taille des équipements isolés au SF_6 , s'en trouvent considérablement réduites, par rapport à leurs homologues isolés à l'air.

En outre, sa chaleur spécifique est 3,7 fois supérieure à celle de l'air, ce qui limite significativement l'échauffement des équipements.

L'hexafluorure de soufre pur n'est pas toxique. En revanche, la fabrication de ce gaz laisse parfois subsister d'autres composés de soufre (SF_4 , SF_2 , S_2F_2 , S_2F_{10}) dont certains peuvent être toxiques. D'autres impuretés sont susceptibles de nuire à la qualité diélectrique du gaz.

La norme CEI 60376, Spécifications de la qualité technique de l'hexafluorure de soufre (SF_6) pour utilisation dans les appareils électriques, spécifie les niveaux suivants pour les impuretés admissibles au moment de la livraison [2].

Air	2 g/kg
Huile minérale	10 mg/kg
CF ₄	2,4 mg/kg
H ₂ O	25 mg/kg
Impureté totale	0,3 % vol

Tableau I.1 Spécification de la pureté pour le SF_6 utilisé dans les dispositifs haute tension (CEI 60376)

I.4 Décharges électriques dans les gaz

Une décharge s'oppose toujours à l'existence des charges libres soit à la surface du conducteur ou dans le volume de diélectrique (isolant).

Dans le cas des gaz, ces charges libres sont produites soit par un facteur ionisant extérieur tel que les rayons électromagnétiques, chaleur, etc...

Le cas d'une décharge dite non autonome ou sans l'intervention de ces facteurs, et la décharge alors est dite autonome est d'un champ uniforme ou non uniforme [3].

- **Cas particulier**

Dans la classification des décharges sont fondée sur les caractéristiques courant-tension, on y distingue les décharges luminescentes à basse pression et les décharges couronne à basse et haute pression [4].

Dans tous les cas, les décharges sont interprétées sur une base de deux modèles :

- Le premier modèle concerne des décharge a long rayon d'action faisant intervenir l'intervalle de décharge tout entier **c'est la décharge de Townsend.**
- Le second modèle, mis au point pour expliquer la rapidité des phénomènes concerne les décharge a court rayon d'action **c'est la décharge par streamers.**

Il est tout à fait bien connu qu'aucune décharge électrique ne peut s'initier dans l'air sans la présence au moins d'un électron libre dans le volume de gaz couvrant l'espace inter-électrodes. Qui sont appelés communément *électrons germes* ou électrons primaires [4].

I.5 Electrons primaires

Ce sont des électrons qui 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 résiduelles issues des décharges précédentes ou encore par détachement des ions négatifs par effet de champs [5].

I.6 Ionisation, recombinaison et attachement électronique

L'existence d'une décharge électrique résulte du passage d'un courant dans le diélectrique gazeux et donc de la possibilité de créer des particules chargées, essentiellement des électrons à partir des atomes ou molécules neutres du gaz. Les principaux mécanismes régissant la génération des porteurs de charge dans les gaz sont: Les mécanismes d'ionisation, tendant à augmenter leur densité et les mécanismes de recombinaison et d'attachement, tendant à les réduire [4] [5].

Le procédé principal d'ionisation résulte des impacts d'énergie élevée entre les électrons et les atomes.



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



L'attachement électronique est d'autant plus important que la molécule présente une plus grande affinité électronique. Le processus d'attachement des électrons est le suivant :



B^* : atome excité par l'énergie libérée lors de l'attachement de l'électron avec l'atome A

La recombinaison a été beaucoup moins étudiée que son processus inverse, l'ionisation. Cependant elle reste d'une importance fondamentale pour la bonne compréhension des mécanismes de développement de la décharge et tout particulièrement pour ceux de sa phase d'extinction. La recombinaison est la neutralisation d'un ion positif par capture d'un électron ou d'ion négatif suivant le schéma ci-dessous [6].



I.7 Mécanismes de formation des décharges électriques

I.7.1 Les décharges à basse pression

Les premières études sur les mécanismes d'initiation de décharges ont été menées par Townsend. Le dispositif étudié est composé de deux électrodes métalliques planes soumises à une tension continue V et séparées par une distance d (figure I.1). Le dispositif est placé dans une enceinte fermée, contenant un gaz dont la pression p est de l'ordre du Torr [4] [12]. Avec ($1 \text{ Torr} = 1 \text{ mm Hg} = 132 \text{ Pa} = 1,32 \cdot 10^{-3} \text{ atm}$).

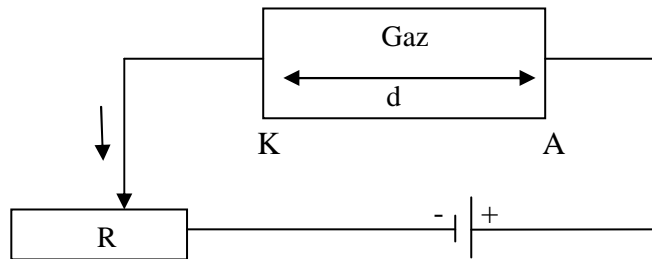


Figure I.1 Dispositif de référence étudié par Townsend [4]

I.7.1.1 Mécanisme de l'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 collisions 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 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 du champ et le phénomène se reproduit à nouveau. Cet enchaînement 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 électronégatif, le processus d'attachement électronique s'oppose à ce phénomène [6].

I.7.1.2 Régimes de la décharge

Pour un gaz donné dans le dispositif, 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 un apport externe d'électrons, le plus souvent par photo 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 [4].

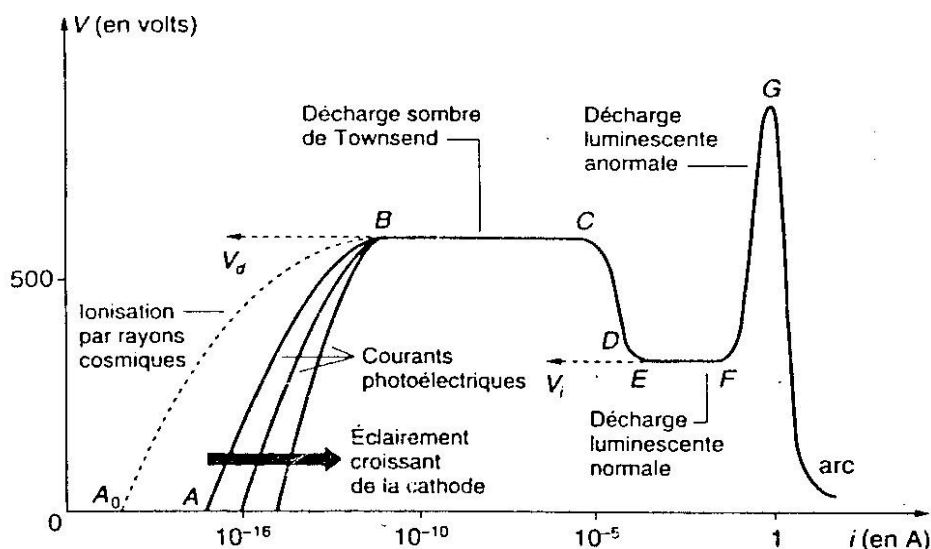


Figure I.2 Caractérisation courant-tension d'une décharge électrique [1].

I.7.2 Premier coefficient de Townsend α

Considérons un gaz sous pression p mis entre deux électrodes métalliques planes séparées par une distance d comme le montre la figure (I.3). Si aucun champ électrique n'est appliqué, alors un équilibre est établi entre les électrons et les molécules du gaz. Cet équilibre est perturbé lorsqu'on applique un champ électrique E . Les électrons libres produits à la cathode se dirigent vers l'anode. Ils sont accélérés par le champ électrique. Lorsqu'ils acquièrent une énergie suffisante pour l'ionisation, il se produit de nouveaux électrons [12].

1 électron \rightarrow 2 électrons \rightarrow 4 électrons \rightarrow 8 électrons \rightarrow ...

Townsend a étudié la variation du courant en fonction de la tension appliquée, il a trouvé que le courant augmente en augmentant la tension et reste constant à I_0 qui correspond au courant de saturation. A des grandes valeurs de la tension appliquée, la variation suit une loi exponentielle. La variation du courant est représentée dans la figure(I.4).

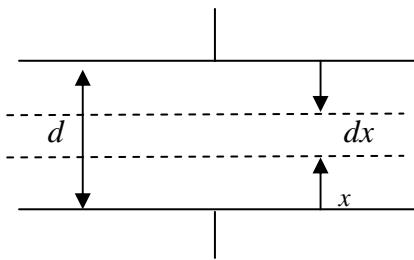


Figure I.3 Schéma représentatif de l'intervalle inter-électrodes [4]

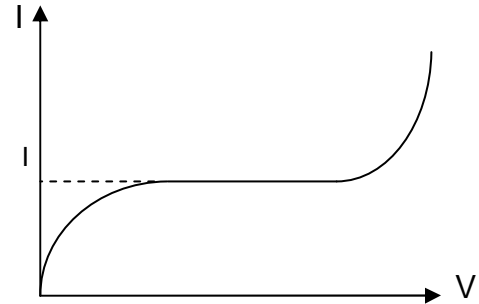


Figure I.4 Variation du courant en fonction de la tension [4]

Pour mieux comprendre le mécanisme de multiplication des électrons Townsend a introduit un coefficient α dit *premier coefficient de Townsend* qui représente le nombre de paires électron-ion produites par un électron par unité de longueur [6].

Si n_0 est le nombre d'électrons émis par la cathode par unité de temps et n_x le nombre d'électrons traversant le plan d'abscisse x par unité de temps et d la distance inter-électrodes, l'augmentation de ce nombre sous l'effet de chocs ionisants sur un parcours dx , en admettant d constant (Figure I.4), s'écrira :

$$dn_x = \alpha n_x dx \quad (\text{I.6})$$

$$\frac{dn_x}{n_x} = \alpha dx$$

$$\int \frac{dn_x}{n_x} = \alpha \int dx$$

$$\ln n_x = \alpha x + A$$

Sachant que l'origine des abscisses se trouve à la cathode :

$$n_x(x=0) = n_0$$

$$\text{Ln } n_x = \alpha x + \text{Ln } n_0 \quad \Longrightarrow \quad \text{Ln} \left(\frac{n_x}{n_0} \right) = \alpha x$$

Si d est la distance inter électrode, le nombre d'électrons n arrivant sur l'anode est :

$$n = n_0 e^{\alpha d} \quad (\text{I.7})$$

Et le courant par unité de temps

$$I = n e^- = e^- n_0 e^{\alpha d} \quad (\text{I.8})$$

Ou encore

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (\text{I.9})$$

Avec $I_0 = n_0 e^-$:

Le courant émis par la cathode sous l'effet du rayonnement extérieur ; e^- étant la charge élémentaire d'un électron ($-1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb).

Le coefficient d'ionisation α dépend de l'état dans lequel se trouve le gaz ainsi que l'énergie des électrons. En d'autres termes, α dépend de l'intensité du champ électrique E , l'état du gaz étant déterminé par sa pression et sa température qui restent pratiquement constantes lors de l'ionisation par les électrons car le transfert d'énergie vers le gaz est trop faible [7].

I.7.3 Second coefficient de Townsend γ

En effet, en plus du phénomène d'amplification, un phénomène de régénération est nécessaire à l'entretien d'une décharge dans un volume fini car les charges sont ultimement collectées à l'anode et à la cathode. Ce phénomène de régénération existe et est décrit par le *deuxième coefficient de Townsend* γ [4] [7].

Considérons une décharge entre une cathode et une anode, lorsque un ion arrive sur la cathode il peut expulser un électron secondaire par conversion de ses énergies cinétique et potentiel, le nombre d'électrons secondaires pour un ion incident définit le coefficient γ (Figure I.5).

$$\gamma \equiv \frac{\text{Nombre d'électrons secondaires}}{\text{Nombre d'ions incidents}}$$

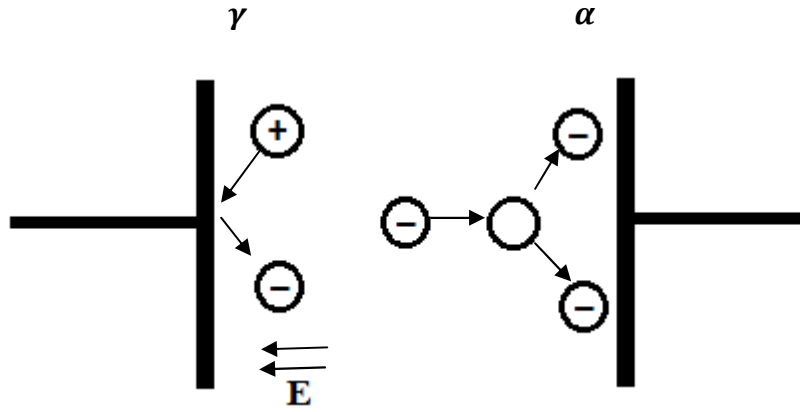


Figure I.5 Processus d'émission et d'ionisation dans une décharge électrique

Soient :

n_0 : Le nombre d'électrons émis par le processus primaire à partir de la cathode (à $x = 0$) par seconde. En d'autres termes, n_0 électrons initiaux développant une avalanche dans champ uniforme à la cathode.

n'_0 : le nombre d'électrons secondaires produits à la cathode par seconde.

n''_0 : le nombre total d'électrons quittant la cathode par seconde.

ainsi:

$$n''_0 = n_0 + n'_0 \quad (\text{I.10})$$

Chaque électron quittant la cathode fait en moyenne $(e^{\alpha d} - 1)$ collisions dans l'espace inter-électrodes. Le nombre total de collision ionisantes par seconde sera $n''_0(e^{\alpha d} - 1)$.

Par définition, γ est le nombre d'électrons secondaires produits en moyenne à la cathode par collisions ionisantes dans l'espace inter électrodes, puis,

$$n'_0 = n''_0 \gamma (e^{\alpha d} - 1) \quad (\text{I.11})$$

En remplaçant (I.11) dans (I.10), on aura :

$$n''_0 = n_0 + n''_0 \gamma (e^{\alpha d} - 1) \quad (\text{I.12})$$

Ou :

$$n''_0 = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{I.13})$$

D'après l'équation (I.7) le nombre d'électrons arrivant sur l'anode est donné par :

$$n = n''_0 e^{\alpha d} \quad (\text{I.14})$$

$$n = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{I.15})$$

Dans les conditions de régime permanent, le courant total dans l'espace inter électrodes peut donc être donné par,

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (\text{I.16})$$

I.7.4 Mécanisme de Townsend

Mathématiquement la condition de décharge autonome pour un gaz donné à température constant est exprimée par l'annulation du dénominateur dans l'expression du courant I (I.16) est :

$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 0 \quad \Longrightarrow \quad \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$$

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

$$\gamma e^{\alpha d} = 1 \quad (\text{I.17})$$

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

Cette équation est le critère de Townsend pour la formation de l'étincelle, on prenant son logarithme [4]:

$$\alpha d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (\text{I.18})$$

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 produisant des électrons secondaires, il s'ensuit le processus d'avalanche. La décharge est dite *autonome*.

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

L'ionisation produite par les avalanches successive 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.7.5 Décharge de Townsend dans les gaz électronégatifs

En chimie, l'électronégativité d'un élément est une grandeur qui caractérise sa capacité à attirer les électrons lors de la formation d'une liaison chimique avec un autre élément.

Certains gaz isolants tels que l'hexafluorure de soufre (SF_6) ont les mêmes propriétés que le gaz électronégatifs simples (F_2 , Cl_2) qui se situent sur la 7^{ème} colonne du tableau périodique de Mendeleïev et à qui, par conséquent, il manque un électron sur la couche extérieure pour se saturer [2].

Les gaz électronégatifs sont ionisés difficilement, ils ont plutôt tendance à capter des électrons libres. De ce fait, le développement d'une avalanche électronique nécessite un champ électrique élevé. Ce qui explique que la rigidité diélectrique du SF_6 est plus élevée que celle des gaz no électropositifs [7].

Le SF_6 peut piéger un électron par attachement de deux façons différentes :



Le phénomène d'attachement est très important dans les gaz électronégatifs, il est nécessaire de tenir compte du coefficient dit d'attachement η qui est le nombre d'électrons captés (qui se lient à un des atomes) par unité de longueur [8].

La condition de décharges autonomes selon le mécanisme de Townsend est donnée par :

$$\gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} [e^{(\alpha - \eta)d} - 1] = 1 \quad (I.21)$$

Dans les gaz électronégatifs, une partie des électrons n'atteint pas l'anode : elle est capturée.

- Si $\alpha > \eta$, l'ionisation l'emporte sur l'attachement.
- Si $\alpha < \eta$, l'attachement l'emporte sur l'ionisation.
- $\alpha = \eta$, correspond à une limite pour E/P appelée $(E/P)_{\text{limite}}$ pour laquelle il n'y aura pas de claquage.

I.8 Loi de paschen

La tension d'alimentation minimale pour déclencher la décharge est appelée tension du claquage. Il existe une relation qui lie la valeur de cette tension du claquage à la pression du gaz et de la distance inter-électrode : la loi de Paschen [10].

Le critère de Townsend $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ permet l'évaluation de la tension U_c de claquage de l'espace inter-électrodes d par l'utilisation de valeurs appropriées de α/p et γ correspondant aux valeurs 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 :

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

$$e^{f\left(\frac{E}{p}\right) \cdot p \cdot d} = \frac{1}{\gamma} + 1 \quad (\text{I.22})$$

$$f\left(\frac{E}{p}\right) \cdot p \cdot d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) = K \quad (\text{I.23})$$

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

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

$$U_c = F(pd) \quad (\text{I.24})$$

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

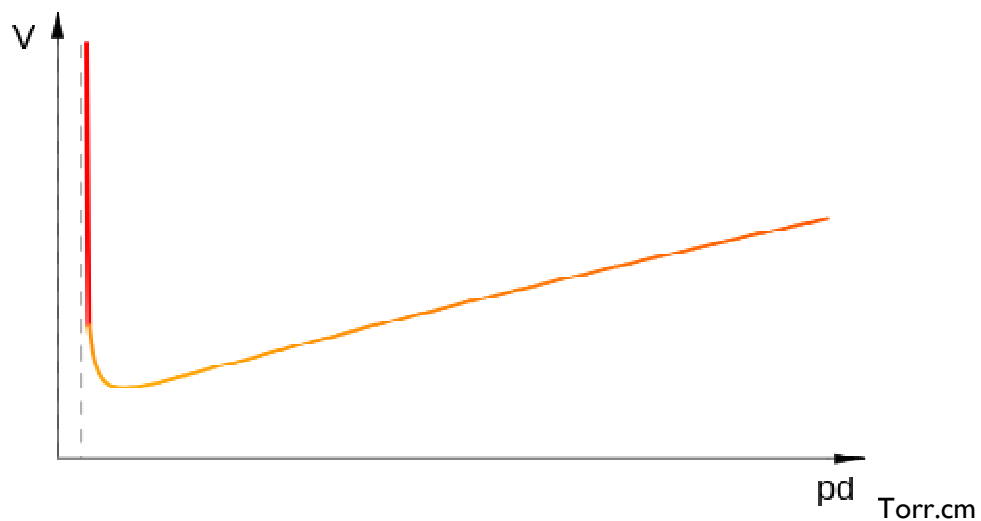


Figure I.6 Courbe de paschen

Une expression analytique donnant le potentiel de claquage peut être obtenue en utilisant l'expression générale de α / p .

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{p} &= Ae^{-Bp/E} \\ e^{f\left(\frac{E}{p}\right).p.d} &= \frac{1}{\gamma} + 1 \end{aligned} \quad (\text{I.25})$$

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

$$\alpha = p.Ae^{-Bp/E} = pAe^{-Bpd/U_c} \quad (\text{I.26})$$

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{e^{Bpd/U_c}}{pA} \quad (\text{I.27})$$

$$d.\frac{1}{\alpha d} = \frac{e^{Bpd/U_c}}{pA} \quad (\text{I.28})$$

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

$$d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \cdot \frac{e^{Bpd/U_c}}{pA} \quad (\text{I.29})$$

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

$$d = K \cdot \frac{e^{Bpd/U_c}}{pA} \quad (\text{I.30})$$

Afin d'obtenir la tension minimum de claquage U_{cmin} , nous réorganisons l'expression ci-dessus [4]: $U_c = F(pd)$

$$\frac{Apd}{K} = e^{Bpd/U_c} \quad (\text{I.31})$$

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

$$U_c = \frac{Bpd}{\ln\left(\frac{Apd}{k}\right)} \quad (\text{I.32})$$

En dérivant U_c par rapport à $p.d$

$$\frac{dU_c}{d(pd)} = \frac{\ln\left(\frac{Apd}{K}\right).B - Bpd \cdot \frac{K}{Apd} \cdot \frac{A}{K}}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]^2} = \frac{B \cdot \ln\left(\frac{Apd}{K}\right)}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]^2} - \frac{B}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]^2} \quad (I.33)$$

$$\frac{1}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]} = \frac{1}{[\ln\left(\frac{Apd}{K}\right)]^2} \quad (I.34)$$

$$\ln\left(\frac{Apd}{K}\right) = 1 \quad (I.35)$$

Donc :

$$\frac{Apd}{K} = e \quad (I.36)$$

$$(pd)_{min} = K \cdot \frac{e}{A} \quad (I.37)$$

D'où :

$$U_{cmin} = \frac{B(pd)_{min}}{\ln\left(\frac{A(pd)_{min}}{K}\right)} = \frac{BKe}{A} \quad (I.38)$$

Finalement :

$$U_{cmin} = 2.718 \cdot \frac{B}{A} \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (I.39)$$

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 [4].

Gaz	$(pd)_{min}$ (torr.cm)	V_{cmin} (V)	A (torr ⁻¹ .cm ⁻¹)	B (V/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	0,5	450	8,8	275
Néon	4,0	245	4	100
Hélium	4,0	155	3	34

Tableau I.2 Valeurs des constantes A et B des principaux gaz [4]

$$\frac{\alpha}{p} = c \left[\left(\frac{E}{p} \right) - \left(\frac{E}{p} \right)_c \right]^2 \quad (\text{I.40})$$

$$\frac{K}{pd} = c \left[\left(\frac{E}{p} \right) - \left(\frac{E}{p} \right)_c \right]^2 \quad (\text{I.41})$$

Ou :

$$\frac{E}{p} = \left(\frac{E}{p} \right)_c + \sqrt{\frac{K/C}{pd}} \quad (\text{I.42})$$

Donc

$$U_c = \left(\frac{E}{p} \right)_c pd + \sqrt{\frac{K}{C}} \sqrt{pd} \quad (\text{I.43})$$

E_c et $\frac{K}{C}$ sont déterminées par Sohst et Schroder pour le champ uniforme à $p=1\text{bar}$; 20°C ;

$E_c = 24.36 \text{ kV/cm}$; $(K/C) = 45.16 \text{ kV}^2$ [10].

$$U_c = 6.72\sqrt{pd} + 24.36(pd) \quad [\text{kV}] \quad (\text{I.44})$$

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

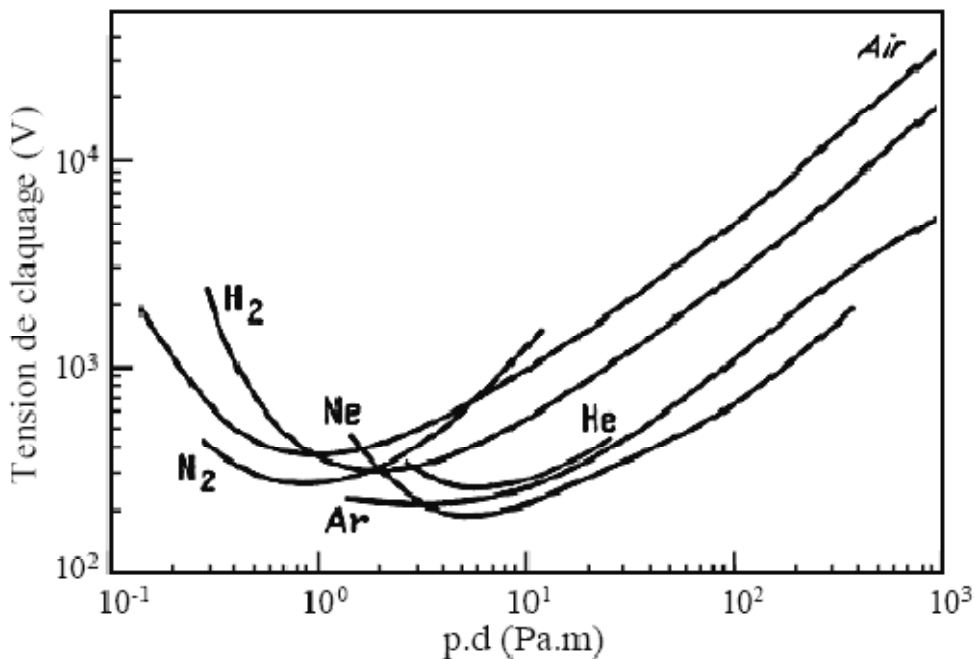


Figure I.7 Courbes de Paschen pour différents gaz

Les mécanismes de décharge intervenant dans ce cas seront expliqués par la suite par la théorie des streamers.

I.9 Décharge par streamer

I.9.1 Limite de la théorie de Townsend

Dans la théorie de Townsend, les processus d'émission cathodique jouent un rôle fondamental dans l'amorçage de la décharge autonome. Cette théorie ne tient pas compte de la charge d'espace due à la différence de mobilité des électrons. Cette charge d'espace provoque une distorsion importante du champ électrique particulièrement à des pressions supérieures ou égales à la pression atmosphérique. La théorie de Townsend ne peut expliquer cependant les temps de développement de la décharge mesurés (10^{-9} à 10^{-7} s) dans le cas d'intervalles inter électrode importants ($a > 1\text{cm}$) et des pressions proches de l'atmosphère. Ces temps sont beaucoup plus faibles que ceux nécessaires à l'apparition d'effets secondaires à la cathode conditionnant le passage des décharges non autonomes en autonome (10^{-5} à 10^{-4} s). Aussi, la tension d'apparition de l'étincelle dans les grands intervalles ne dépend pas du matériau de la cathode contrairement à ce qui est prévu par la théorie de Townsend [4].

I.9.2 Théorie des streamers

Vers 1940, Craggs, Meek et Raether ont établi une théorie des streamers (ou théorie des décharges filamenteires) complétées après par de nombreuses approches à caractères essentiellement expérimental [4] [11].

La figure I.8 représente la distribution des électrons et des ions dans une avalanche électronique

- Au niveau de l'anode, on voit que E se superpose à un champ local de même sens créé entre l'anode et la charge négative on est alors en présence d'un champ E_1 supérieur à E .
- Entre les charges positives et négative, le champ local créé s'oppose à E , d'où le champ résultant inférieur à E .
- Au niveau de la cathode, le champ local se superpose à E . il en résulte un champ E_3 supérieur à E .

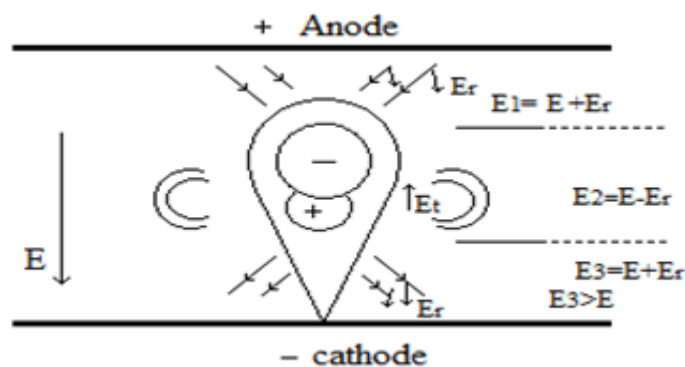


Figure I.8 Influence de la charge d'espace sur l'intensité du champ créé entre deux électrodes

- **Version de Loeb et Meek**

Loeb et Meek estiment le champ de charge d'espace E_r (champ radial) pour un streamer positif par la formule suivante [4] [7]:

$$E_r \approx 5,27 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\alpha e^{\alpha x}}{\left(\frac{x}{p}\right)^2} \quad [\text{V/m}] \quad (\text{I.45})$$

Le claquage se produit lorsque $E_r = E$ pour $x=d$

La formation des avalanches s'explique par le phénomène de photo-ionisation se produisant à l'intérieur de l'avalanche primaire. Les électrons accélérés par le champ électrique excitent par collisions des molécules neutres. Les électrons ainsi produits se situant au voisinage de l'avalanche primaire, créeront une nouvelle avalanche, appelée avalanche secondaire toujours par le même phénomène de multiplication électronique [11].

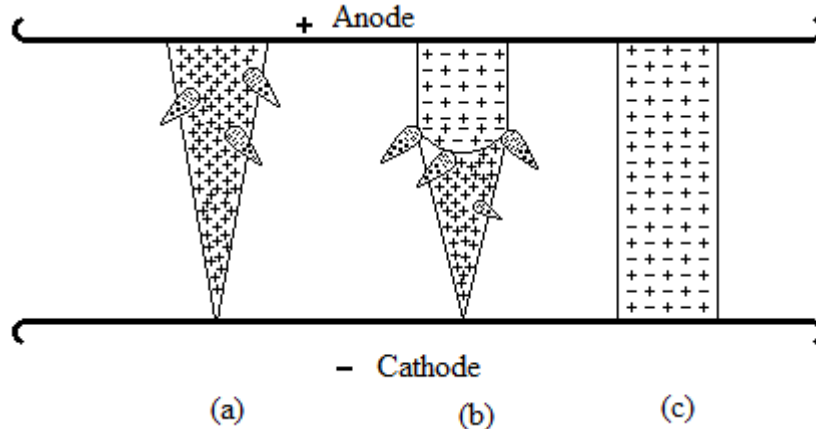


Figure I.9 schéma de développement d'un streamer

L'apparition du streamer est sous l'aspect d'un étroit filament lumineux provoqué par les photons en tête du streamer. Cependant, les photo-électrons sont produits non seulement en tête du streamer en direction du champ maximal, mais aussi dans une direction radiale par rapport à son avancement.

- **Version de Raether**

La grande vitesse à laquelle se produit la décharge est due au fait que le streamer est conduit par plusieurs avalanches qui se développent simultanément entre les deux électrodes.

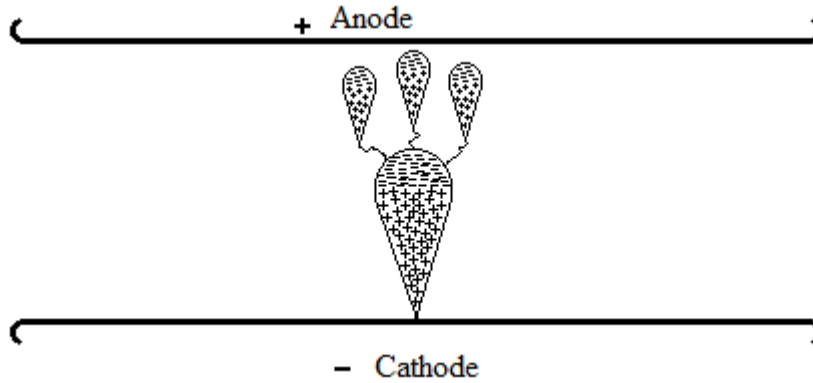


Figure I.10 Développement d'un streamer négatif comme il a été envisagé par Raether

Raether a observé que lorsque la concentration de charge excède 10^8 électrons, le champ électrique se déforme à cause du champ de la charge d'espace et une décharge en forme de streamer (ou canal) apparaît :

$$n_0 e^{\alpha x_c} \approx 10^8 \quad (\text{I.46})$$

Pour une avalanche initiée par un électron ($n_0=1$), en champ uniforme, cela correspond à :

$$\alpha x_c \approx \alpha d_c = \ln 10^8 = 18.4 \quad (\text{I.47})$$

Où x_c est la longueur de l'avalanche quand elle atteint sa taille critique.

Raether, après des investigations expérimentales a développé une relation empirique pour le critère de décharge :

$$\alpha x_c = 17.7 + \ln x_c + \ln \frac{E_r}{E} \quad (\text{I.48})$$

E_r : champ radial dû à la charge d'espace

E : champ appliqué

La décharge électrique passe de l'avalanche au streamer quand $E_r \approx E$ (E_r du même ordre de grandeur que le champ appliqué E); on obtient alors

$$\alpha x_c = 17.7 + \ln x_c \quad (\text{I.49})$$

Pour un champ uniforme, la tension de claquage par streamer est obtenue quand l'avalanche court-circuite les deux électrodes, l'équation (I.44) peut être réécrite [4]:

$$\alpha d = 17.7 + \ln d \quad (\text{I.50})$$

Quand la distance critique $x_c > d$, la décharge par streamer est impossible.

I.10 Effet couronne

L'effet couronne est lié à l'apparition d'avalanche électronique localisées au voisinage immédiat des conducteurs soumis à une haute tension. Dès que le champ électrique à la surface du conducteur devient suffisamment grand (supérieur au champ d'ionisation de l'air, $\approx 30 \text{ kV/cm}$), l'air s'ionise et forme autour du conducteur une couronne lumineuse [12].

La lumière de la décharge couronne n'est visible que sur les lignes THT ($U \geq 400 \text{ kV}$), lorsqu'il fait sombre [6].

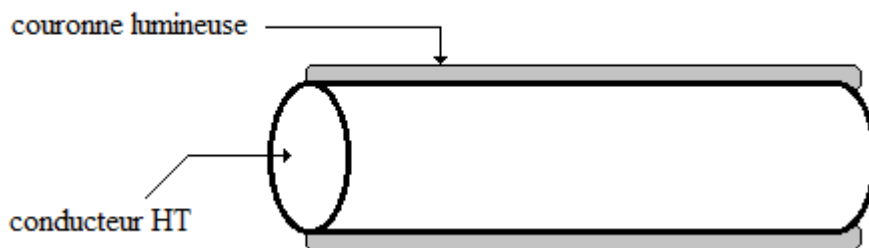


Figure I.11 couronne lumineuse autour du conducteur HT

Le phénomène d'effet couronne est à l'origine de quatre types de manifestations gênantes :

- Les pertes par effet couronne,
- Les perturbations radioélectriques,
- bruit et vibrations des conducteurs,
- Le phénomène de corrosion dans l'air dû à la présence d'ozone (O_3).

I.11 Conclusion

Ce premier chapitre a fait l'objet d'une étude générale sur les décharges électriques 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.
- La théorie des streamers pour des pressions élevées.

Chapitre II
Théorie sur le champ
électrique

II.1 Introduction :

L'étude des champs électriques est très importante dans l'ingénierie haute tension ou la technique de haute tension

En effet, plus la tension est élevée, des techniques très recommandées dans le transport de l'énergie électrique, plus des distances d'isolation nécessaires sont plus importantes et le matériel encombrant donc onéreux. Il faut utiliser à mieux les systèmes d'isolation dans le but de réduire la taille (forme) des équipements électriques, mais sans pour autant en diminuer la qualité ; donc un champ électrique très élevé signifie inévitablement une durée de vie moindre et un manque flagrant de fiabilité à tous ces effets. Des travaux de recherche sont déjà menés afin de solutionner à ces phénomènes. Pour mieux adapter des équipements (Appareils) en haute tension en adéquation à ces champs élevés en taille et en qualité.

II.2 Définition de champ électrique

Le champ est une grandeur physique qui exerce une force électrique sur une particule chargée.

A première vue, il peut sembler que le champ électrique n'a pas de signification mathématique; en l'occurrence un vecteur qui permet de calculer facilement ces forces, mais le champ électrique a deux autres caractéristiques importantes.

D'une part il sert à éliminer le concept d'action à distance, c'est l'entité qui de proche en proche transmet l'interaction d'une charge à une autre. Le champ électrique, a d'autre part, véritablement une signification physique, car il possède de l'énergie et de l'impulsion [6].

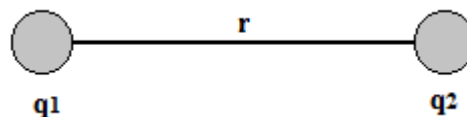


Figure II.1 Distance entre deux charges électriques

$$F_{12} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon r^2} = q_2 E_1 \quad (\text{II.1})$$

Avec $E_1 = \frac{q_1}{4\pi\epsilon r^2}$ c'est le champ électrique créé par q_1

De même sachant que :

$$F_{21} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon r^2} = q_1 E_2 \quad (\text{II.2})$$

La grandeur $E_2 = \frac{q_2}{4\pi\epsilon r^2}$ est l'expression du champ électrique créé par q_2

II.3 Sens et unité du champ électrique E

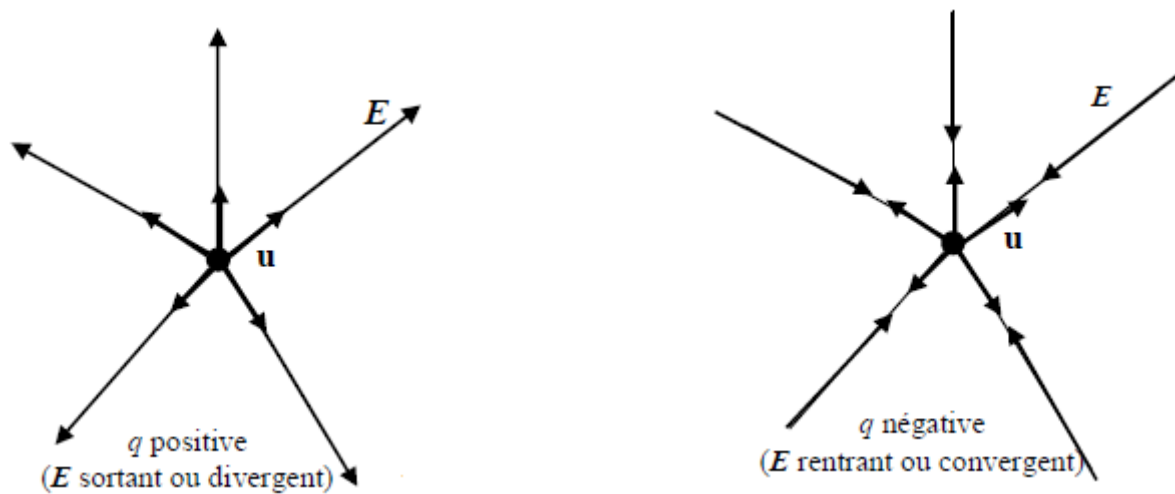


Figure II.2 Le champ électrique est un vecteur [14]

Comme par définition nous avons $E = F / q$, donc $[E] = [N] / [C]$

En général on utilise une autre unité :

Vu que $E = -dU / dx$, alors $[E] = [V] / [m]$

II.4 Champ d'un ensemble de charges

Le champ électrique produit par un ensemble de charges ponctuelles est égal à la somme vectorielle des champs produits par toutes les charges [15].

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i^2} \vec{u}_i \quad (\text{II.3})$$

II.5 Les différentes formes d'électrodes usuelles et l'influence de champ E

Rappel: la loi de circulation de champ électrique indique.

$$\vec{E} d\vec{l} = -dU \quad (\text{II.4})$$

Avec E : champ électrique

U : Potentiel

$d\vec{l}$: Élément de longueur

Donc le champ électrique E est donné par la formule suivante :

$$\vec{E} = \frac{U}{d} \quad (\text{II.5})$$

d est la distance inter-électrodes ou distance séparant les deux électrodes.

La nature des matériaux utilisés pour la fabrication de ces électrodes ont une grande importance sur le champ de claquage ou de disruptif [15].

Donc chaque matériau admet un champ maximum dont le dépassement provoque le claquage. Aussi la loi de conservation des charges et ainsi que celle de déplacement électrique D :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{II.6})$$

Avec ε_r est la permittivité relative du matériau et $\varepsilon_0 = 8,854.10^{-12}$ F/m permittivité de vide.

Pour les systèmes usuels simples; le champ électrique peut être calculé pour la plupart des cas en utilisant le théorème de Gauss et la méthode des images électriques pour certains.

Le théorème de Gauss il est sauvent nécessaire; il exprime le fait que le flux total du déplacement électrique à travers une surface fermée est égal à la charge totale contenue à l'intérieur du volume considéré.

$$\phi = \oiint_S \vec{D} \cdot \vec{dS} = \iiint_{\vartheta} \delta ch. d\vartheta = \sum_{\vartheta} q \quad (\text{II.7})$$

Avec δ_{ch} densité de charge dans le volume ϑ (c/m^3)

Donc on pourrait exprimer le théorème de Gauss autrement [15]:

Le flux sortant d'une surface fermée contenant des charges électriques est égal à la somme algébrique des charges intérieures à cette surface sur ε_0 .

$$\phi = \oiint_S \vec{E} \cdot \vec{dS} = \frac{\sum q_i}{\varepsilon_0} \quad (\text{II.8})$$

La loi correspondante est la première équation de Maxwell $div \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

II.5.1 Système plan-plan

II.5.1.1 Système plan parfait

C'est un système de deux électrodes planes infiniment grandes sans effet de bords :

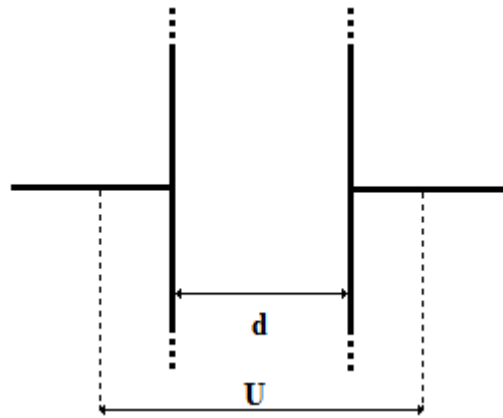


Figure II.3 Système plan-plan idéal : électrodes supposées infinies

$$E = \frac{U}{d} = \text{cste}$$

Avec une formule empirique de stephensen

$$U_{\max} = 24,22 d + 6,08\delta\sqrt{d} \quad (\text{kV}) \quad (\text{II.9})$$

Donc :

$$E_{\max} = 24,22 + \frac{6,08\delta}{\sqrt{d}} \quad (\text{kV/cm}) \quad (\text{II.10})$$

II.5.1.2 Système plan-plan pratique

Pour un tel système; le champ n'est pas uniforme au niveau des bords des électrodes. Donc le champ électrique dans ce cas est plus intense.

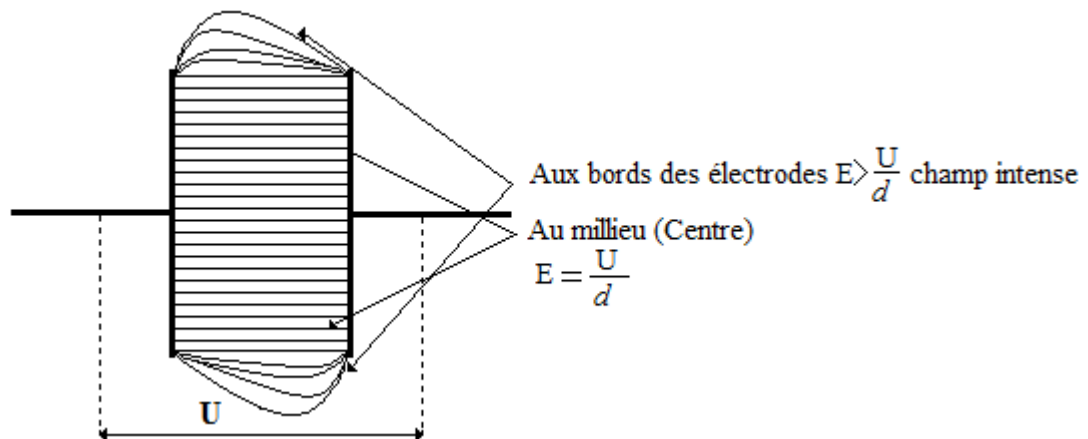


Figure II.4 Système plan-plan réel [15]

II.5.1.3 Système d'électrodes à profil du Rogowski

Ce profil a pour le but de réduire les effets des bords des électrodes des planes; on les arrondit en leurs donnant un rayon de courbure bien déterminé.

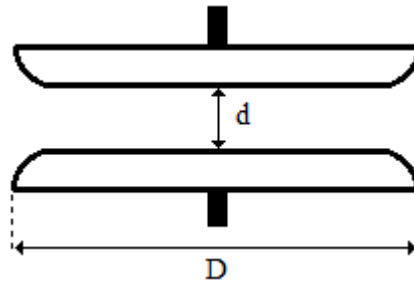


Figure II.5 Système d'électrodes à profil de Rogowski

L'état de surface des électrodes joue aussi un grand rôle. La surface doit être lisse car les aspérités au niveau de la surface peuvent augmenter localement le champ électrique. Supposons qu'il existe une sphère de petite dimension à la surface d'une électrode (Figure II.6) ce qui correspond à des surfaces non polies; donc le champ sur la sphère prend une valeur très élevée [16].

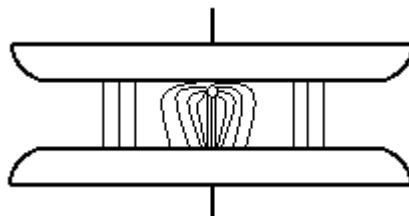


Figure II.6 Champ électrique sur une particule conductrice sphérique à la surface

Au niveau de la sphère le champ devient intense et peut atteindre une valeur de $3U/d$.

II.5.2 Système sphère conductrice portée

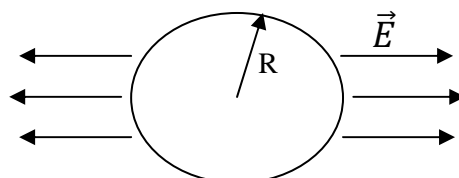


Figure II.7 Sphère conductrice portée à un potentiel U

Champ électrique pour $r \geq R$

Après l'application de théorème de Gauss :

$$\oint E dS = \frac{\sum q_i}{\epsilon_0} \quad (\text{II.11})$$

$$E \cdot S = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad \text{Avec } S=4\pi r^2$$

Donc on remplace S par $4\pi r^2$

$$E \cdot 4\pi r^2 = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (\text{II.12})$$

Avec aussi $q=C.U$ (II.13)

$$U = \int E dr \quad (\text{II.14})$$

Le champ électrique pour une sphère conductrice est donné par la formule suivante [15]:

$$E(r) = \frac{U \cdot R}{r^2} \quad (\text{II.15})$$

Le champ Max dans ce cas pour $R=r$ est trouvé comme suit :

$$E(R) = E_{max} = \frac{U}{R} \quad (\text{II.16})$$

II.5.3 Système sphère concentrique

Est un système très utilisé pour fabrication des armatures des condensateurs

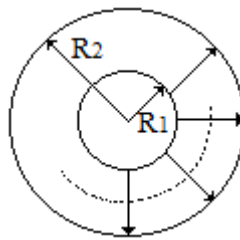


Figure II.8 Sphère concentrique

Si on applique le théorème de Gauss

$$\oint E dS = \sum \frac{q_i}{\epsilon_0} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (\text{II.17})$$

$$E(r) \cdot S = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (\text{II.18})$$

$$E(r) \cdot 4\pi r^2 = \frac{Q}{\epsilon_0} \rightarrow E(r) = \frac{Q}{4\pi r^2 \epsilon_0} \quad (\text{II.19})$$

$$-dU = \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (\text{II.20})$$

$$\int_{v_1}^{v_2} -dU = \int_{R_1}^{R_2} E \cdot d\vec{l} \quad (\text{II.21})$$

$$-U \Big|_{v_1}^{v_2} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r^2} \quad (\text{II.22})$$

$$V_1 - V_2 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{-1}{r} \right]_{R_1}^{R_2} \quad (\text{II.23})$$

$$U = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left[-\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_1} \right]$$

$$U = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right] \quad (\text{II.24})$$

$$U = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{R_2 - R_1}{R_1 \cdot R_2} \right] \quad (\text{II.25})$$

On pose $d = R_2 - R_1$

Donc

$$U = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{d}{R_1 \cdot R_2} \right]$$

$$Q = \frac{4\pi\epsilon_0 R_1 R_2 U}{d} \quad (\text{II.26})$$

D'où

$$E(r) = \frac{4\pi\epsilon_0 R_1 R_2 U}{4\pi\epsilon_0 r^2 [R_2 - R_1]} \quad (\text{II.27})$$

Pour $r_1 \leq r \leq r_2$:

$$E(r) = U \frac{R_1 R_2}{r^2 [R_2 - R_1]} \quad (\text{II.28})$$

Champ maximum ($r=R_1$):

$$E_{\max} = E(R_1) = \frac{U \cdot R_2}{d R_1} \quad (\text{II.29})$$

II.5.4 Système Cylindres concentriques

C'est le cas d'un câble électrique pour $r < r_1 \rightarrow E=0$, le champ à l'intérieur d'un conducteur est nul.

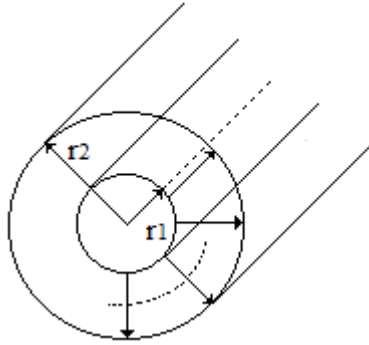


Figure II.9 Système de deux cylindres concentriques

En applique le théorème de Gauss

$$\oiint E dS = \sum \frac{q_i}{\epsilon_0} = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

$$E(r) \cdot S = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

$$E(r) \cdot 2\pi r l = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (\text{II.30})$$

$$E(r) = \frac{Q}{2\pi r l \epsilon_0} \quad (\text{II.31})$$

$$-dU = \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

$$\int_{v_1}^{v_2} -dU = \int_{r_1}^{r_2} E \cdot d\vec{l}$$

$$-U \Big|_{v_1}^{v_2} = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} \quad (\text{II.32})$$

$$V_1 - V_2 = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln r \Big|_{r_1}^{r_2} \quad (\text{II.33})$$

$$V_1 - V_2 = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} (\ln r_2 - \ln r_1) \quad (\text{II.34})$$

$$U = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (\text{II.35})$$

$$Q = \frac{U 2\pi\epsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (\text{II.36})$$

D'où

$$E(r) = \frac{\frac{U 2\pi\epsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}}{2\pi r l \epsilon_0} \quad (\text{II.37})$$

Donc pour $r_1 \leq r \leq r_2$:

$$E(r) = \frac{U}{r \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (\text{II.38})$$

Champ maximum ($r = r_1$) :

$$E_{\max} = E(r_1) = \frac{U}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (\text{II.39})$$

Remarque

Pour les autres cas, c'est-à-dire des électrodes de différentes configurations précédentes le champ en tout point(x) le long de son axe de symétrie peut être exprimé par la transformation de cordonnés suivante [15]:

$$E(x) = \frac{U}{\text{Ln}(\frac{F}{f})} \frac{1}{x+f} \quad (\text{II.40})$$

Avec F et f sont des dimensions lies à la forme des électrodes.

II.5.5 Cas de deux conducteurs parallèles

On considère une ligne biphasée constituée de deux conducteurs cylindriques d'axes parallèles de même rayon (r) est isolée de tout corps. On suppose que $d \gg r$. Cela nous permettra de considérer que la charge est répartie uniformément à la surface de chacun des conducteurs.

Le champ électrique E en un point quelconque x situe sur le plan des axes de deux conducteurs est donné par la formule suivante [15] :

$$E(x) = \frac{U}{2\text{Ln} \frac{d+r}{r}} \left[\frac{1}{x} + \frac{1}{d+2r-x} \right] \quad (\text{II.41})$$

Avec $U = V_1 - V_2$

Le champ est maximum pour $x=r$

$$E_{\max} = \frac{U}{2\text{Ln} \frac{d+r}{r}} \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{d+r} \right] \quad (\text{II.42})$$

Comme $d \gg r$:

$$E_{\max} = \frac{U}{2r\text{Ln} \frac{d}{r}} \quad (\text{II.43})$$

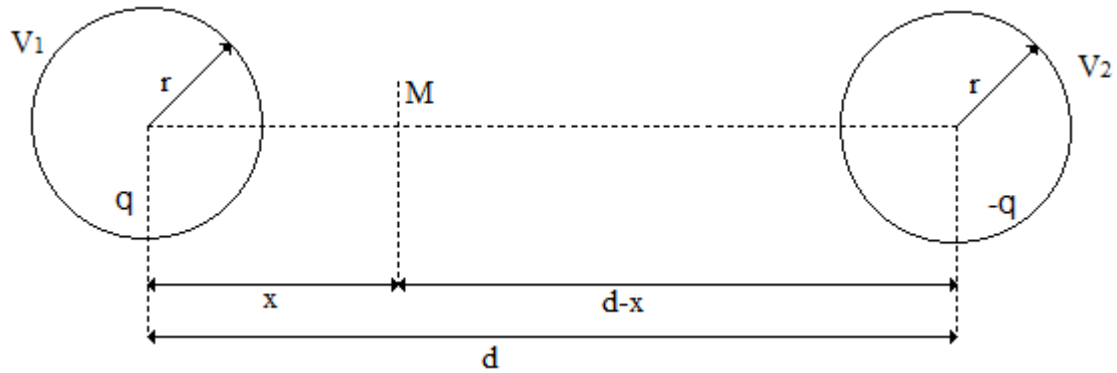


Figure II.10 Ligne bifilaire

II.5.6 Système d'électrodes conducteur plan ou terre

On suppose que $h \gg r$ pour pouvoir considérer que la charge électrique s'est repartit uniformément sur le conducteur.

Le champ dans le plan AB ou' il est maximum (passant par l'axe du conducteur et perpendiculaire au sol) :

$E(x)$ est donné par la formule suivante [15]:

$$E(x) = \frac{U}{2Ln\frac{2h-r}{r}} \left[\frac{1}{x} + \frac{1}{2h-x} \right] \tag{II.44}$$

Cette formule peut être établie en utilisant la méthode des images électrique. Le champ maximum pour $(x = r)$:

$$E_{\max} = E(r) = \frac{U}{rLn\frac{2h}{r}} \tag{II.45}$$

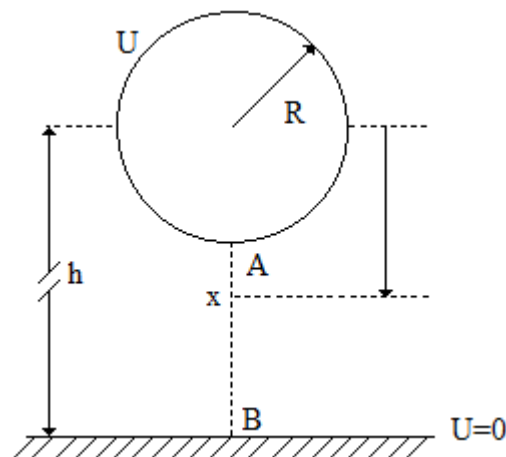


Figure II.11 Système conducteur-terre

II.5.7 Système d'électrodes pointe-plan

Pour une pointe de forme conique se terminant par un paraboloïde, le champ en tout point le long de son axe est donné par [17]:

$$E(x) = \frac{2U}{\ln\left(\frac{4d}{r}\right)} \frac{d}{d(2x+r)-x^2} \quad (\text{II.46})$$

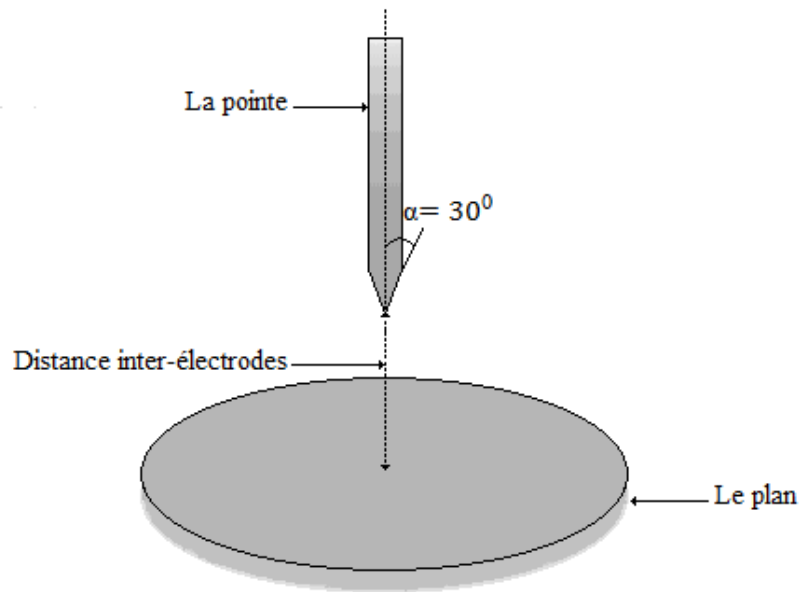


Figure II.12 Système pointe-plan

II.5.8 Système d'électrodes pointe-pointe

C'est un système composé deux pointes de forme conique, séparée par une distance d . Le champ électrique au niveau des pointes peut être approximé par l'expression suivante [15] [17].

$$E(x) = \frac{U}{\ln(\cotg\frac{\alpha}{4})} \frac{\cos\frac{\alpha}{2}}{d \cdot \sin^2\frac{\alpha}{2}} \quad (\text{II.47})$$

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

$$E \approx 7,11 \frac{U}{d} \quad (\text{II.48})$$

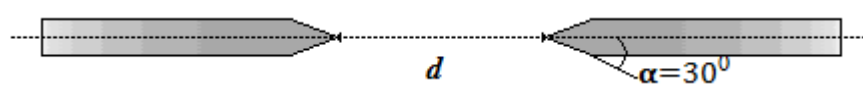


Figure II.13 Système pointe-pointe

II.5.9 Système de deux d'électrodes sphériques

Pour un tel système, le champ électrique n'est pas facile à calculer, nous pouvons le caractériser par la relation suivante [15]:

$$E_{max} = E(r) = \beta \frac{U}{d} \quad , \quad \text{avec } \beta = f\left(\frac{d}{r}\right) \quad (\text{II.49})$$

Ou par la relation entre le champ et la tension qui est donnée comme suit :

$$E = 0,9 \frac{U}{d} \frac{R + \frac{d}{2}}{R} \quad (\text{II.50})$$

Pour une tension
$$U_d = 1,1 \frac{R \cdot d}{R + \frac{d}{2}} \left(24,22 + \frac{6,08\delta}{\sqrt{d}} \right) \quad (\text{II.51})$$

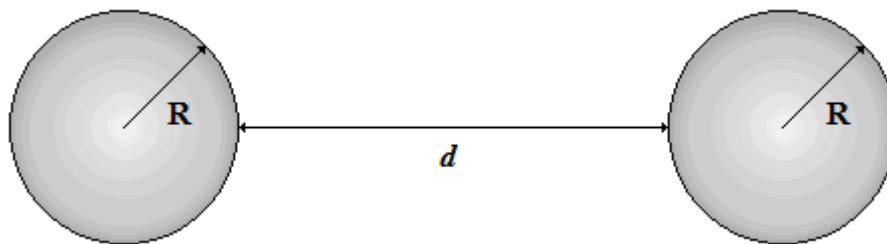


Figure II.14 Système sphère-sphère

II.5.10 Système sphère-plan

Pour ce système; la relation entre le champ électrique et la tension est donnée par la formule [18]:

$$E = 0,9 \frac{U}{d} \frac{R + d}{R} \quad (\text{II.52})$$

Quant au champ maximum ; et celui apparaissant au point de la sphère la plus proche du plan. Donc la formule qui permet de déterminer la tension maximum applicable est :

$$U_{max} = 1,1 \frac{U}{d} \left(24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}} \right) \quad (\text{II.53})$$

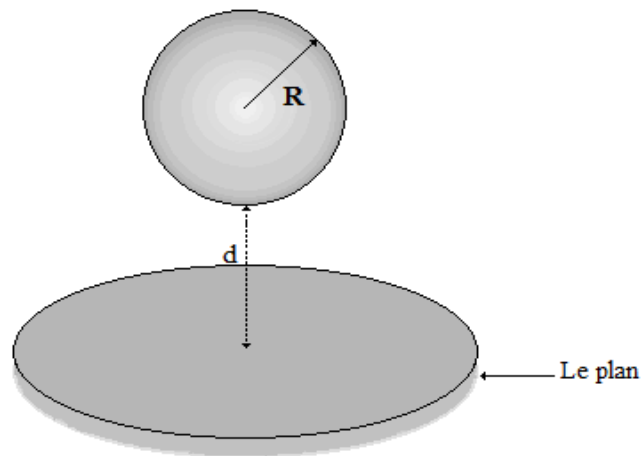


Figure II.15 Système sphère-plan

Remarque

Cette formule est assez bien vérifiée pour $2R \gg d$

- Pour R très petit devant d , il devient pessimiste est pratiquement possible de doubler la tension par rapport à la théorie.
- Pour R très petit devant d et d très grand, la formule des plaques parallèles est préférable.

II.5.11 Système de deux Cylindres concentrique

Dans ce système. Il faut donner des formes arrondies aux extrémités des cylindres. Ce montage est utilisé dans la fabrication des câbles coaxiaux, c'est-à-dire qu'il doit conserver l'adaptation. Les formes doivent permettre de conserver le rapport R/r aux extrémités. Il apparait des problèmes de connexion. Contrairement aux expressions théoriques II.38 et II.39, il existe une formule empirique donnant l'expression du champ électrique par rapport à la tension [18]:

$$E = 0,9 \frac{U}{r} \frac{1}{2,3 \ln \frac{R}{r}} = U f_2(r,d) \quad (\text{II.54})$$

Donc

$$U_{\max} = E_{\max} \cdot f_2(r,d) \quad (\text{II.55})$$

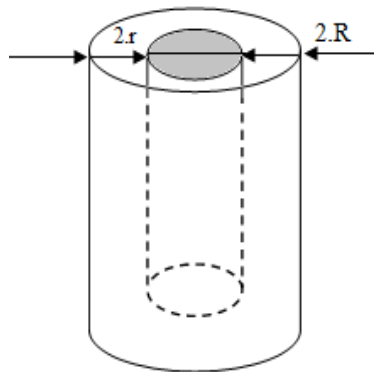


Figure II.16 Système de deux Cylindres concentriques

II.5.12 Système de deux Cylindres parallèle

Pour ce cas de figure la formule liée le champ électrique par rapport a la tension est donnée comme suit :

$$E=0,9 \frac{U}{d} \frac{1}{4,6Ln \frac{r+d}{r}} \quad (\text{II.56})$$

Avec

$$U_{\max} = \left(24,22 + \frac{6,08}{\sqrt{d}} \frac{1}{r \cdot d} \right) \quad (\text{II.57})$$

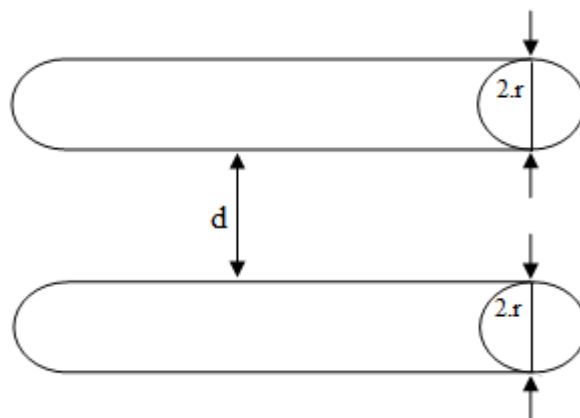


Figure II.17 Système de deux Cylindres parallèles

II.5.13 Système de deux cylindres croisés

Dans ce système constitué de deux cylindres croisés l'un par rapport à l'autre, le maximum de champ qui se produit au point de la distance la plus courte est donné par l'expression suivante [15] :

$$E = 0,9 \frac{U}{r} \frac{1}{4,6Ln \frac{r+\frac{d}{2}}{r}} \quad (\text{II.58})$$

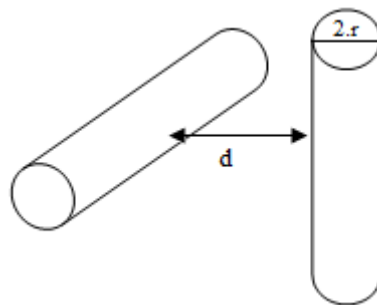


Figure II.18 Système de deux cylindres croisé

II.6 Optimisation de la configuration des électrodes

II.6.1 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 le 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 la plus 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.

$$\eta = \frac{E_h}{E_{max}} = \frac{U}{d \cdot E_{max}} \quad (\text{II.59})$$

Le champ maximal n'est pas défini localement par le rayon de courbure : il dépend de l'ensemble de la géométrie du système. Il en va donc de même pour le facteur de Schwaiger.

II.6.1.1 Eclateur à sphère

Ce type d'éclateur, formé de deux sphères de même diamètre, peut en principe être utilisé directement pour mesurer une tension: soient deux objets entre lesquels existe une certaine différence de potentiel. Si on connecte ces objets aux deux pôles d'un éclateur (suffisamment écarté), rien ne se passe. Ensuite, on rapproche les deux sphères de l'éclateur jusqu'à ce qu'une étincelle éclate ; l'écartement atteint à ce moment permet de connaître la valeur de la tension.

L'éclateur est utilisé comme référence pour l'étalonnage des instruments de mesure des hautes tensions.

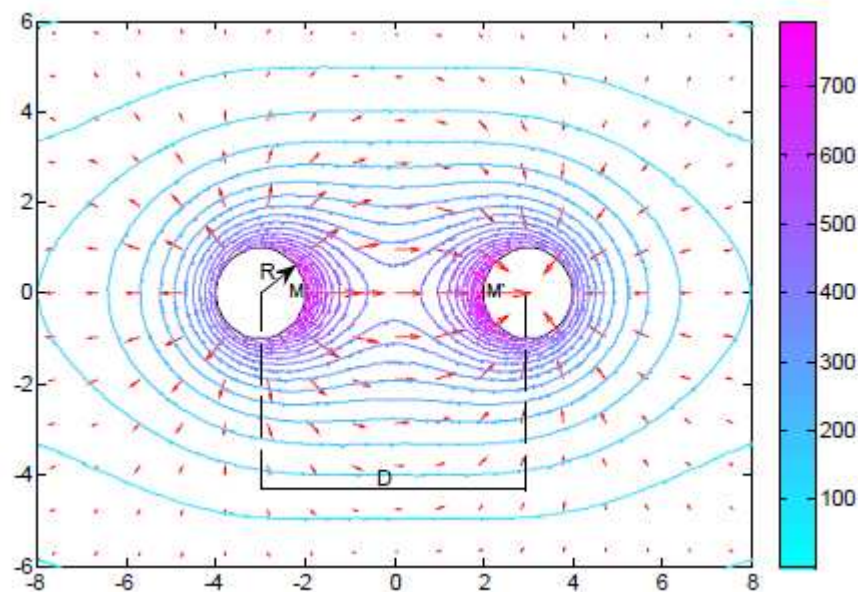


Figure II.15 Ligne de champ et équipotentiels dans l'éclateur à sphères [2]

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 [15].

$$\eta = \frac{1}{0,45} \frac{R}{D} \quad (\text{II.60})$$

Pour : $D > 3R$

II.6.1.2 Eclateur pointe-plan

L'éclateur pointe-plaque (électrode conique située en face d'une électrode plane) est souvent utilisé pour la mesure des tensions continues. 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).

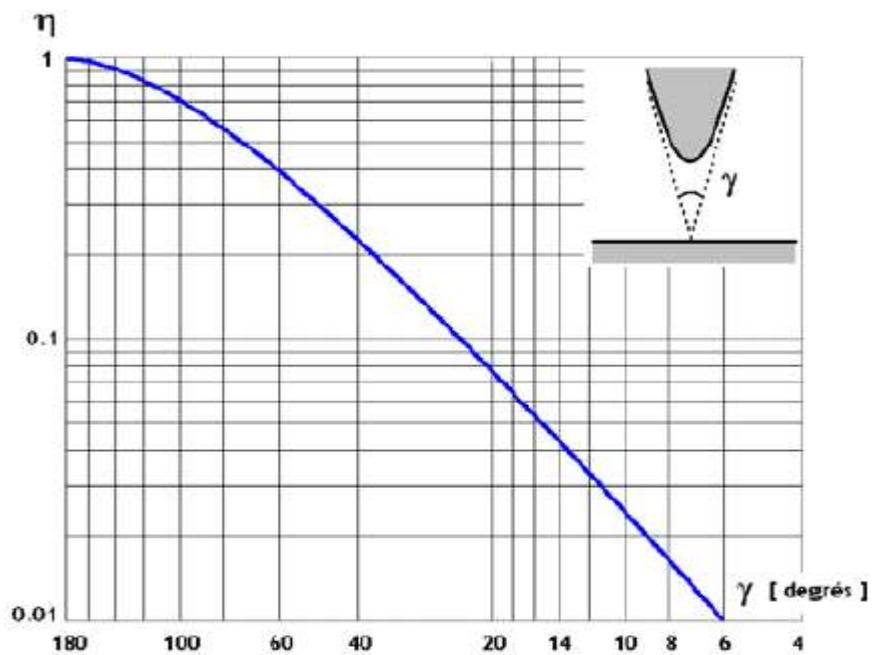


Figure II.16 Evolution du facteur de Schwaiger en fonction de γ

Des modèles de pointe hyperbolique ont souvent été étudiés du fait qu'ils présentent le (seul) mérite de donner lieu à une solution analytique [2].

$$\eta = \sin \frac{\gamma}{2} \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} \cdot \ln(\operatorname{cotg} \frac{\gamma}{2}) \tag{II.63}$$

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

La figure suivante montre les lignes équipotentielles et le champ électrique dans le cas d'une pointe plan, la pointe est soumise à une tension de 1000 V

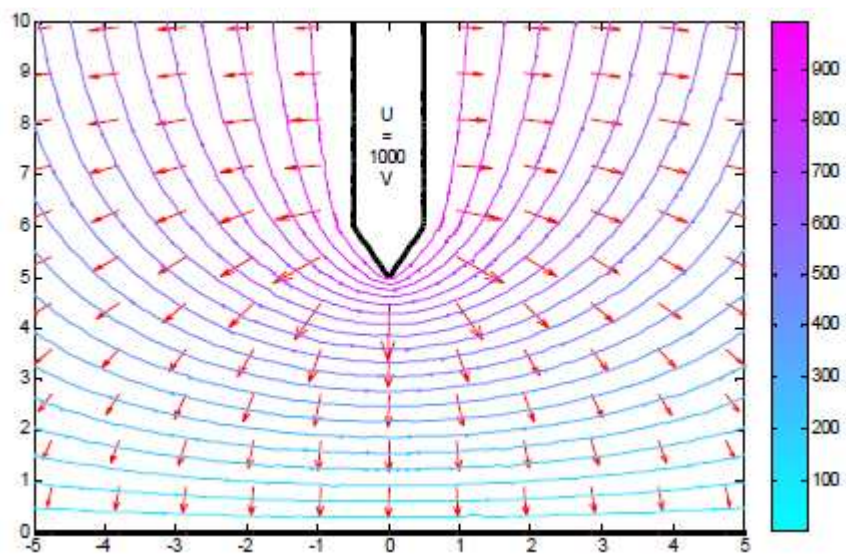
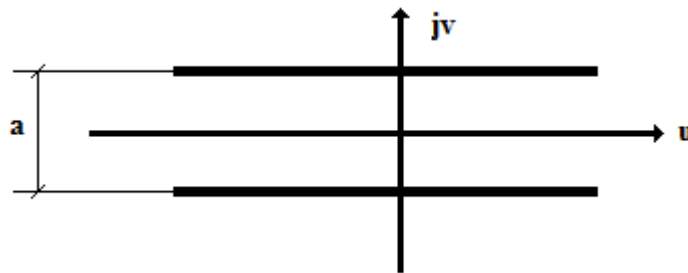


Figure II.17 Ligne équipotentielle et champ électrique

II.6.2 Electrodes de Rogowski

Si un 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:

$$z = \frac{a}{\pi} (w + 1 + e^w) \tag{II.64}$$

En séparant les parties réelles et imaginaires, on obtient :

$$x = \frac{a}{\pi} (u + 1 + e^u \cos v) \tag{II.65}$$

$$y = \frac{a}{\pi} (v + e^u \sin v) \tag{II.66}$$

Le résultat apparaît ainsi :

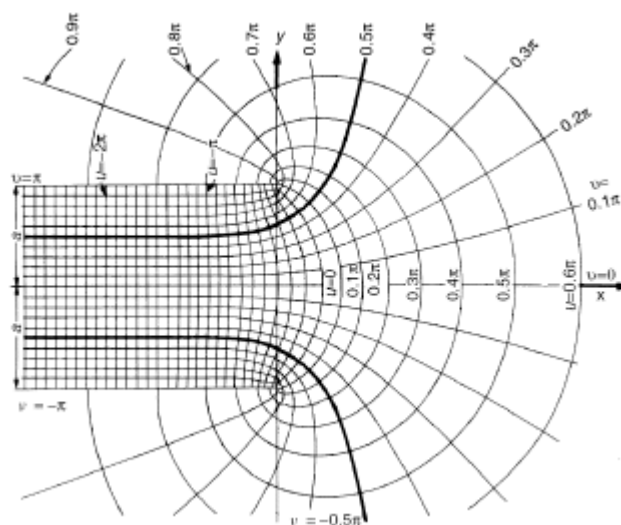


Figure II.18 Electrodes équipotentielles $v \leq \frac{\pi}{2}$

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, et inférieur à sa valeur uniforme en dehors de la zone, à l'aide d'électrodes de dimensions finies, pour autant que ces électrodes aient la forme d'une équipotentielle correspondant à $v \leq \frac{\pi}{2}$ [15].

Walter Rogowski (1881-1947) fut le premier à proposer d'utiliser des électrodes correspondant à $v = \pi/2$ et $v = -\pi/2$:

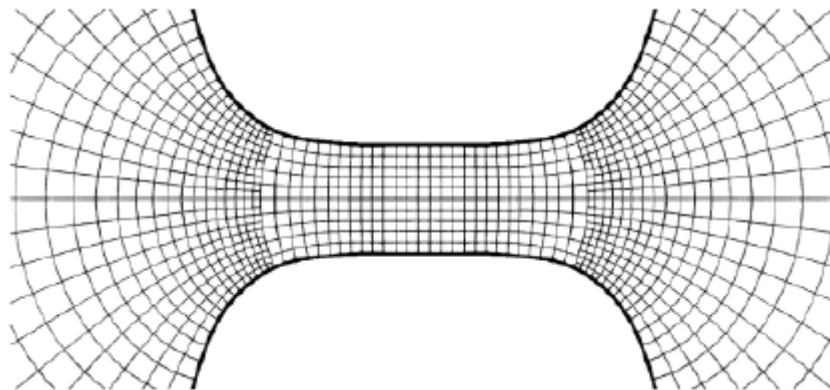


Figure II.19 Profile de Rogowski

On constate que le champ décroît régulièrement dans les bords. La forme peut changer dès que le champ atteint des valeurs suffisamment faibles.

Ce profil est utilisé pour les plaques d'essai des isolants et les écrans, entre autres.

II.6.3 Répartition du champ

Admettons une région composée de deux diélectriques soumis à un champ uniforme.

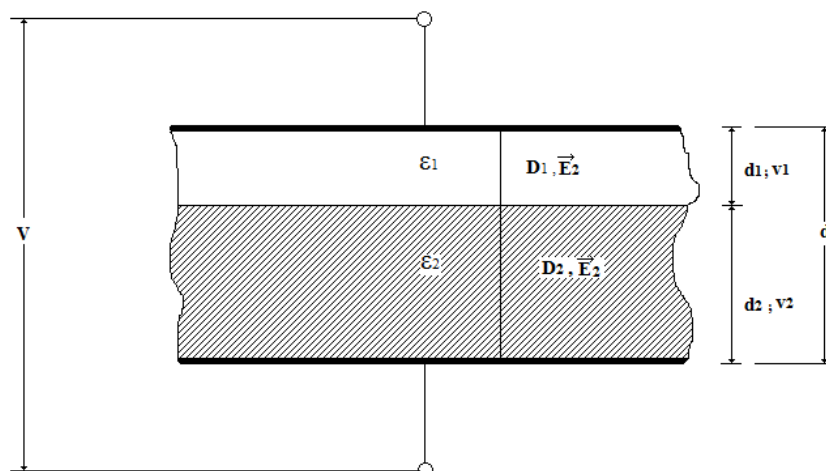


Figure II.20 Deux diélectriques dans un champ uniforme

Cette configuration représente deux capacités en série dont les caractéristiques sont ε_1, d_1 pour le premier diélectrique et ε_2, d_2 pour le second. Le déplacement électrique $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ est identique pour les deux couches [20].

On considérant qu'aucune charge libre ne s'est encore fixée à l'interface ($\sigma = 0$), on peut écrire :

$$\varepsilon_1 E_1 - \varepsilon_2 E_2 = 0 \quad (\text{II.67})$$

D'autre part, la différence de potentiel aux bornes du système est :

$$U = E_1 d_1 + E_2 d_2 \quad (\text{II.68})$$

La résolution des deux équations donne les valeurs de chaque champ par rapport à la tension totale en fonction des ε et d :

$$E_1 = U \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 d_1 + \varepsilon_1 d_2} = \frac{U}{d_1 + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cdot d_2} \quad (\text{II.69})$$

$$E_2 = U \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2 d_1 + \varepsilon_1 d_2} = \frac{U}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cdot d_1 + d_2} \quad (\text{II.70})$$

Le dénominateur représente une distance équivalente. L'influence des différents paramètres peut être examinée et la conclusion la plus importante est la suivante : plus une couche devient fine et que son ε_r devient faible, plus le champ dans cette couche devient important.

C'est par exemple le cas d'une couche d'air entre conducteur et isolant pour un câble, entre l'isolant et la gaine métallique, ou encore une couche d'air dans un connecteur HT.

En respectant cependant quelques conditions d'épaisseur et d' ε pas trop différents, on trouve une utilisation intéressante de ce procédé dans les câbles, leurs extrémités et jonctions, dans les bornes de traversées et les capacités.

L'utilisation de diélectriques différents est souvent nécessaire pour des raisons constructives mécaniques.

L'utilisation de diélectriques d' ε différents peut s'avérer utile pour la répartition du champ, mais peut aussi s'avérer très dangereuse si mal contrôlée ou si un résultat involontaire.

II.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons passé en revue les différentes configurations d'électrodes utilisées dans les équipements électriques.

Ce qui explique aussi, que la forme des électrodes a une grande influence dans la répartition des champs électriques. Le facteur de Schweiger nous renseigne sur le rendement de la configuration utilisée. Les électrodes à profil de Rogowski permettent de remédier aux effets de bords et de munir tous les appareils haute tension plus à la grandeur de rayon de courbure avec des Anneaux de répartition de champ.

Chapitre III

Etude expérimentale et discussion des résultats

III.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons comparer dans un premier temps, les résultats de calcul analytique du champ électrique au champ électrique mesuré dans un intervalle d'air. Une étude expérimentale pour tracer la courbe de Pashen a été aussi menée dans le cadre ce ce travail

L'étude s'est portée sur deux électrodes sphériques de 10 cm de diamètre. Les essais se sont déroulés au laboratoire de haute tension dans des conditions atmosphérique affichées et relevées durant nos essais qui sont des facteurs déterminants la correction des résultats obtenus.

III.2 Les dispositifs expérimentaux utilisés

III.2.1 Pupitre de commande

Le pupitre (Figure III.1) est alimenté sous une tension de 220 V, 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 1000V est inséré, ce qui permet une lecture directe de la valeur de la tension.



Figure III.1 Pupitre de commande

III.2.2 Tube à décharge

Le tube à décharge (Figure III.2) est une enceinte fermée, étanche avec deux porte-électrodes dont la distance est réglée avec un pas de 0,1 mm. Dans cette partie expérimentale nous avons travaillé avec des électrodes sphériques 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.2 Tube à décharge

III.2.3 Transformateur d'essai

Nous avons utilisé un transformateur d'essai (Figure III.3) conçu et isolé pour générer de la haute tension. Ce transformateur permet de délivrer une tension au secondaire allant jusqu'à 100 kV.



Figure III.3 Transformateur d'essai

III.2.4 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.4 Cage Faraday de laboratoire haute tension

III.2.5 Pompe à vide

La pompe à vide (Figure III.5) est alimentée sous une tension de 220V, elle est utilisée pour vider l'air de l'intérieur du tube à décharge, permettant ainsi une variation de la pression.



Figure III.5 Pompe à vide et dispositif de mesure de la pression

III.3 Résultats et commentaires

Dans notre étude, 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 trois types d'essais :

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

III.3.1 Tension de claquage pour les électrodes sphériques

Ces essais sont réalisés en utilisant des électrodes sphériques ayant les mêmes diamètres de 10cm. La tension de claquage est la moyenne de 5 essais.

Pour des électrodes sphériques, nous avons varié la distance inter-électrodes de 5 à 35 mm par un pas de 5mm (tableau III.1)



Figure III.6 Electrodes sphériques

$T = 22,9\text{ }^{\circ}\text{C}$; P : pression atmosphérique = 997 hPa avec

$$U_{dc}(kV_{eff}) = \frac{U_d(kV_{eff})}{\delta} \quad (\text{III.1})$$

δ : La densité relative de l'air

$$\delta = \frac{P}{P_0} \cdot \frac{273+t_0}{273+t} = \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} = \frac{293P}{1013T} \quad (\text{III.2})$$

$$U_{dc}(kV) = U_{dc}(kV_{eff}) \cdot \sqrt{2} \quad (III.3)$$

$$E_{dc}(kV/cm) = \frac{U_{dc}(kV)}{d(cm)} \quad (III.4)$$

$$t = 22,9^\circ\text{C} \quad P = 997 \text{ hPa}, \quad \delta = 0,974$$

d (mm)	5	10	15	20	25	30	35
U_d (kV _{eff})	10,60	20,56	29,36	37,31	45,72	54,20	62,52
U_{dc} (kV _{eff})	10,88	21,10	30,14	38,30	46,94	55,64	64,18
U_{dc} (kV)	15,38	29,83	42,62	54,16	66,38	78,60	90,76
E_{dc} (kV/cm)	30,76	29,83	28,41	27,08	26,55	26,20	25,93

Tableau III.2 Tension de claquage pour des électrodes sphériques mesurée

Pour le système sphère-sphère la relation entre champ et tension (II.50)

$$E = 0,9 \frac{U}{d} \frac{R + \frac{d}{2}}{R}$$

Correspondant à une tension maximum (II.51)

$$U_d = 1,1 \frac{R \cdot d}{R + \frac{d}{2}} \cdot U_{max}$$

Avec la formule empirique de Stephenson.

$$U_{max} = 24,22 \cdot d + 6,08\delta\sqrt{d}$$

Donc

$$U_d = 1,1 \frac{R \cdot d}{R + \frac{d}{2}} \left(24,22 + \frac{6,08\delta}{\sqrt{d}} \right)$$

$$t = 22,9^\circ\text{C}, \quad P = 997 \text{ hPa}, \quad \delta = 0,974$$

d (mm)	5	10	15	20	25	30	35
U_c (kV)	17,07	30,14	41,68	52,08	61,52	70,16	78,09
E_c (kV/cm)	32,26	29,83	28,75	28,12	27,68	27,36	27,10

Tableau III.3 Tension de claquage pour des électrodes sphériques (calculée)

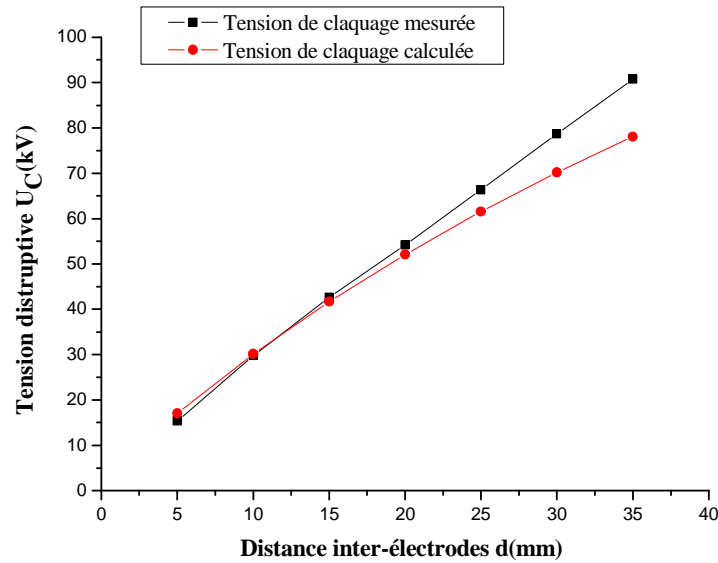


Figure III.7 Tension de claquage pour des électrodes sphériques calculée et mesurée.

On constate clairement que les résultats obtenus dans ce cas, mesurée et calculée des électrodes sphériques sont pratiquement plus proches sauf les trois derniers résultats, un phénomène dû à la pollution marqué sur la surface des sphères et les conditions atmosphériques qui ont aussi un effet sur la tension disruptive, car elles modifient la configuration de la courbe. Et on remarque que la tension de claquage augmente en fonction de la distance inter-électrodes (figure III.7).

La figure III.8 montre que le champ électrique mesuré et calculé est pratiquement plus proches et on constat que le champ reste constant en fonction de la distance inter-électrodes, c'est un champ électrique uniforme.

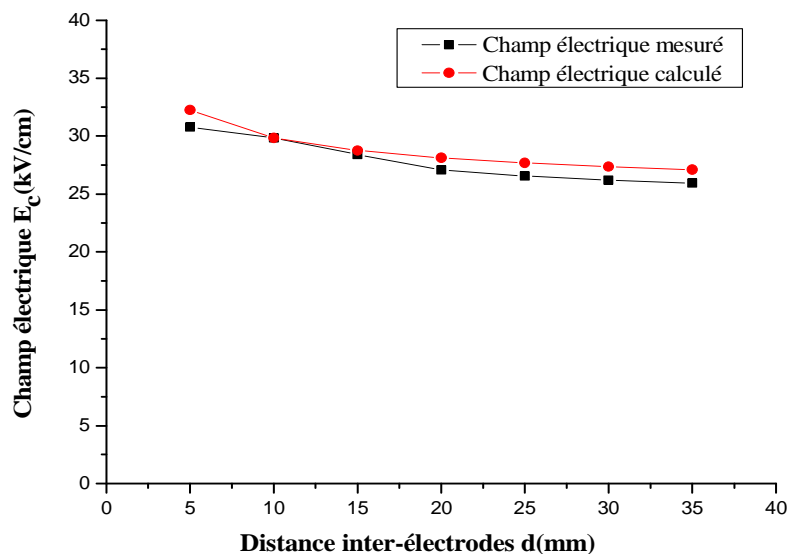


Figure III 8 Champ électrique calculé et mesuré pour des électrodes sphériques

On conclue que la tension de claquage augmente en fonction de la distance inter-électrodes (sphériques) par contre le champ électrique marque une diminution légère mais reste pratiquement constant en variation de la distance inter-électrodes.

III.3.2 Influence de la pression et la distance inter-électrodes sur la tension de claquage

Dans cette série d'essais, nous avons voulu mettre en évidence, en variant la pression de 200 à 1000 hPa par un pas de 200 hPa pour les différentes distances inter-électrodes de 5 à 35 mm par un pas de 5mm, l'effet de la pression et la distance inter-électrodes sur la tension de claquage.

- Pour une distance de 5 mm

$P(\text{hPa})$	200	400	600	800	1000
$U_{dc}(\text{kV}_{\text{eff}})$	2,59	4,33	6,07	8,45	10,20
$U_{dc}(\text{kV})$	3,66	6,12	8,58	11,95	14,42

Tableau III.3 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 5 mm

- Pour une distance de 10 mm

$P(\text{hPa})$	200	400	600	800	1000
$U_{dc}(\text{kV}_{\text{eff}})$	4,16	8,67	11,62	15,99	19,87
$U_{dc}(\text{kV})$	5,88	12,26	16,43	22,61	28,10

Tableau III.4 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 10 mm

- Pour une distance de 15 mm

$P(\text{hPa})$	200	400	600	800	1000
$U_{dc}(\text{kV}_{\text{eff}})$	5,29	11,72	17,40	23,92	27,55
$U_{dc}(\text{kV})$	7,48	16,57	24,60	33,82	38,96

Tableau III.5 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 15 mm

- Pour une distance de 20 mm

$P(\text{hPa})$	200	400	600	800	1000
$U_{dc}(\text{kV}_{\text{eff}})$	8,52	15,47	21,73	30,45	37,16
$U_{dc}(\text{kV})$	12,04	21,87	30,73	43,06	52,55

Tableau III.6 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 20 mm

- Pour une distance de 25 mm

$P(\text{hPa})$	200	400	600	800	1000
$U_{dc}(\text{kV}_{\text{eff}})$	10,10	18,67	27,48	37,01	45,02
$U_{dc}(\text{kV})$	14,28	26,40	38,86	52,34	63,66

Tableau III.7 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 25 mm

- Pour une distance de 30 mm

$P(\text{hPa})$	200	400	600	800	1000
$U_{dc}(\text{kV}_{\text{eff}})$	12,75	24,48	33,47	43,97	45,09
$U_{dc}(\text{kV})$	18,03	34,61	47,33	62,18	76,49

Tableau III.8 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 30 mm

- Pour une distance de 35 mm

$P(\text{hPa})$	200	400	600	800	1000
$U_{dc}(\text{kV}_{\text{eff}})$	15,00	27,93	38,29	48,68	62,39
$U_{dc}(\text{kV})$	21,21	39,49	54,15	68,84	88,23

Tableau III.9 Tension de claquage pour une distance inter-électrodes de 35mm

La figure III.9, montre clairement l'effet de la pression et la distance inter-électrodes sur la tension de claquage.

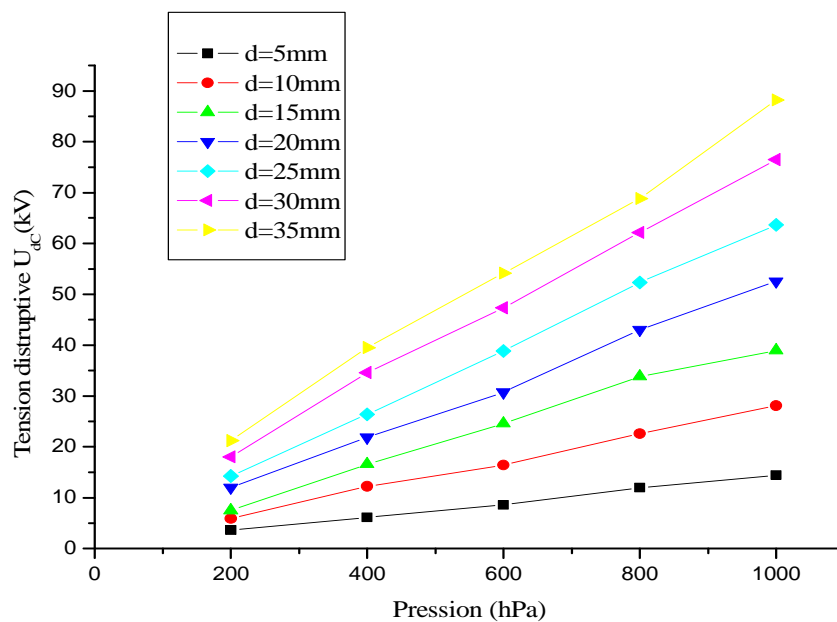


Figure III.9 Caractéristique tension claquage pour les différentes distances en fonction de la pression

On peut donc conclure que la pression influe sur la tension de claquage plus la pression augmente plus la tension de claquage est grande et le champ électrique devient moins intense, et de même pour la distance inter-électrodes est grande, plus la tension de claquage est grande (l'effet de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage est approuvée).

III.3.3 Tension disruptive en fonction du produit pression.distance (p.d)

Dans cette série d'essais, nous avons voulu mettre en évidence, la variation de la tension disruptive en fonction du produit (p.d).

Des Mesures ont été effectuées pour plusieurs valeurs de produit (p.d) qui s'étend de 2.10^{-2} à $3,5.10^1$ bar.mm.

Nous avons également calculé la tension de claquage U_{dcal} en utilisant la formule proposée par Sohst et Schroder (I.44) pour le champ uniforme à une pression $p = 1$ bar et une température de 20°C .

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

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

$d(\text{mm})$	$p(\text{m. bar})$	$p. d(\text{bar. mm})$	$U_{dc}(\text{kV}_{eff})$	$U_{dcmes}(\text{kV})$	$U_{dcal}(\text{kV})$
35	1000	$3,5.10^1$	60,58	85,41	97,83
30	1000	3.10^1	54,07	76,23	84,71
25	1000	$2,5.10^1$	45,59	64,28	71,52
20	1000	$2,0.10^1$	37,91	53,45	58,22
15	1000	$1,5.10^1$	29,66	41,82	44,77
10	1000	1.10^1	19,82	27,94	31,08
8	1000	8.10^0	17,23	24,29	25,49
4	1000	4.10^0	09,08	13,80	13,99
1	1000	10^0	3,42	4,82	4,55
7	100	7.10^{-1}	2,11	2,97	3,47
4	100	4.10^{-1}	1,38	1,94	2,31
1	100	10^{-1}	0,41	0,57	0,91
4	20	8.10^{-2}	034	0,47	0,79
3	20	6.10^{-2}	0,32	0,45	0,66
2	20	4.10^{-2}	0,18	0,25	0,51
1	20	2.10^{-2}	0,21	0,30	0,35

Tableau III.10 Tension de claquage en fonction du produit pression.distance (p.d)

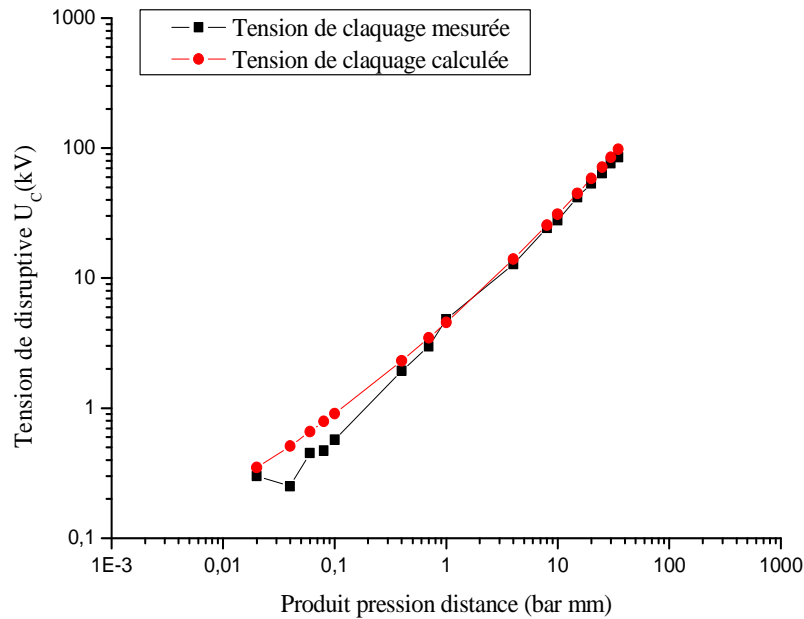


Figure III.10 Caractéristique tension de claquage en fonction de produit pd

La figure III.10 Montre que la tension de claquage U_c en champ uniforme est une fonction unique du produit ($p.d$) de la pression de gaz et la distance inter électrodes; et cette tension disruptive présente un minimum, avant le minimum la tension de claquage diminue en diminution de produit ($p.d$) et après le minimum la tension de claquage augmente avec augmentation de produit ($p.d$).

La figure III.11 représente la courbe de Paschen pour l'air en échelles logarithmiques pour une température de 20⁰C 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, et dans ce cas ne pouvons pas faire une correction de densité de l'air.

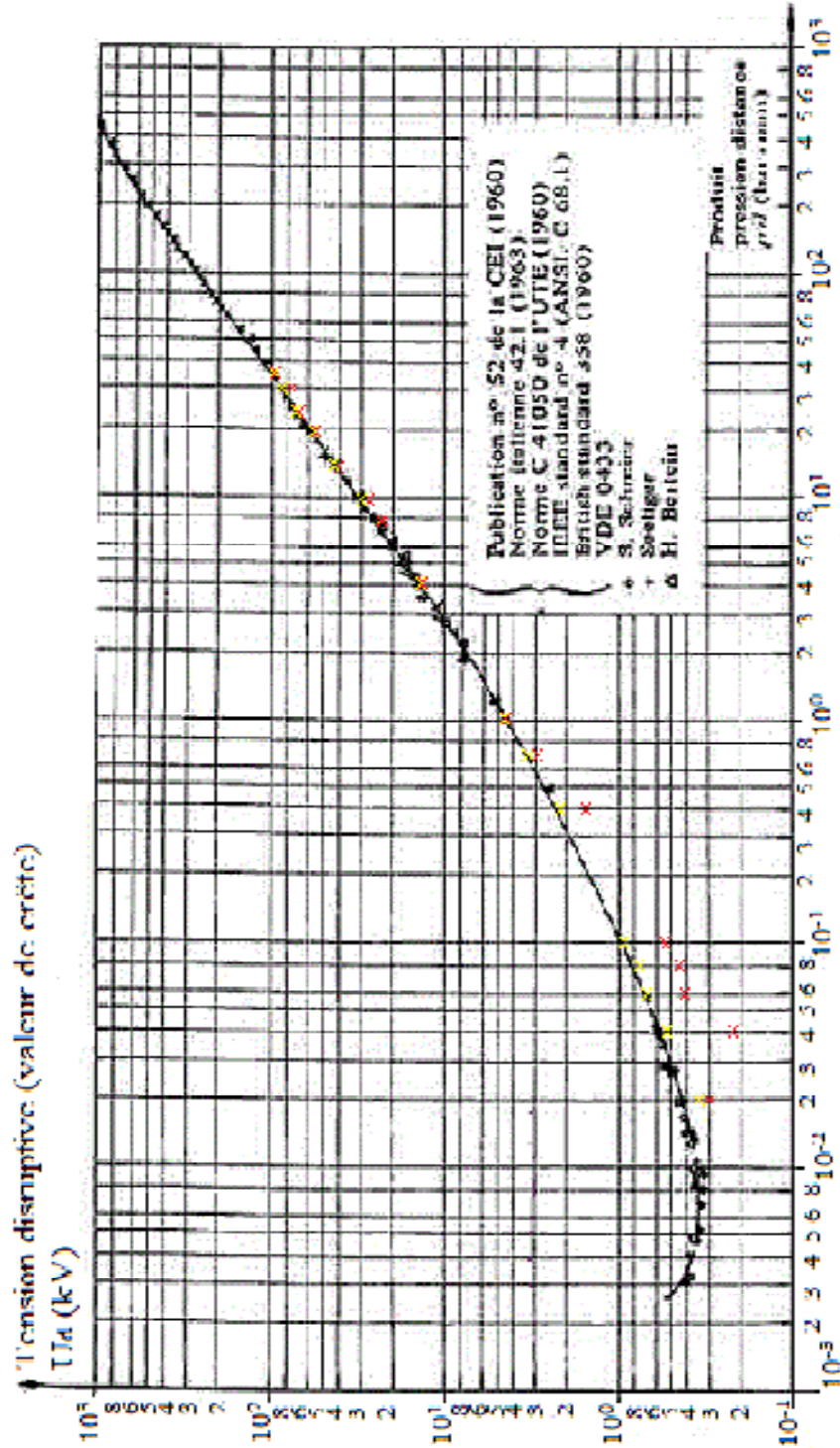


Figure III.11 Courbe de Paschen pour l'air en échelles logarithmique, température 20°C

La figure III.11, on remarque que la tension disruptive est élevée à faibles et à fortes valeurs de produit (p.d) donc dans un cas on a une isolation par haute pression le libre parcours est faible et de l'autre cas il y a l'isolation par le vide donc avec peu de particules dans le gaz pour établir l'avalanche et entre les deux aux moyenne valeurs la tension de claquage passe par optimum appelé minimum de paschen nous avons un équilibre entre la production d'électrons par émission secondaire et la perte d'électrons par absorption de l'Anode.

III.4 conclusion

Dans cette partie expérimentale nous avons effectué une multitude de mesures de la tension de claquage sur un tube de décharge avec des électrodes sphériques.

D'après les résultats obtenus des essais effectués on a distingué que la forme des électrodes pratiquement n'a pas une grande influence sur la tension de claquage et que l'influence se fait de plus en plus sentir au fur et à mesure que la pression diminue; de même pour la distance inter-électrodes.

La tension d'amorçage est d'autant plus faible que la surface des électrodes est oxydée (polluée).

Nous avons également étudié l'influence de produit (p.d) de la pression de gaz et la distance inter électrodes sur l'évolution de la tension de claquage.

Conclusion générale

Le but de notre travail est porté sur l'étude des décharges électriques dans l'intervalle d'air sous l'effet de la pression, leurs intérêts dans les milieux industriels, pour optimiser et de dimensionner les équipements électriques conformément aux normes définies par le CEI du point de vue sécurité et fonctionnalité.

Par ailleurs nous avons distingué que le champ électrique est le paramètre influent sur la tension de claquage qui responsable des décharges électriques, la maîtrise de sa distribution (répartition) est en rapport direct avec la géométrie de nos système d'électrodes en fonction de leurs domaines d'application et dans quelles conditions climatique ou' elles seront installées, pour cela nous avons donné une grande importance pour mieux comprendre des mécanismes de décharge dans les gaz et en particulier l'Air qui est disponible est non couteux, et ainsi l'influence de la pression et de la distance inter-électrodes sur la tension de claquage.

Aussi l'étude théorique sur les décharges électriques dans les gaz en particulier l'air dans les petits intervalles (loi de paschen) qui est valable uniquement pour les isolants gazeux, nous a permis de voir l'évolution de claquage électrique qui est caractérisé par deux mécanismes fondamentaux (collision de Townsend et l'évolution des avalanches électrique(Streamer)).

Les séries d'essais que on a effectuées nous ont permis de conclure que:

- La nature des électrodes utilisées a de l'influence au fur à mesure sur la tension de claquage (après oxydation).
- La tension de claquage augmente avec la distance inter-électrodes et de même pour la pression.
- Quant à 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 des électrons par émission secondaire et perte des électrons par absorption de l'anode.

Références bibliographiques

- [1] **A.Sadi, B.Slimani**, «Effet de la pression sur la tension de claquage d'un intervalle d'air», Mémoire de Master, UMMTO, 2017.
- [2] **D.Benyoucef**, « Cours technique de la haute tension », Université Hassiba Benbouali de Chlef, 2013.
- [3] **M.L.Coulibaly**, « Caractérisation des décharges électriques se propageant aux interfaces gaz / solide – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale »,Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2009.
- [4] **M.Mekiou**, « Diélectriques et isolation électrique », polycopié de cours Master I, 2015.
- [5] **M.E.Belhiteche**, « Etude de la dégradation d'un solide isolant soumis aux décharge de surface», Mémoire de Magister, UMMTO, 2010.
- [6] **A.Tilmatine**, « Cours phénomène d'ionisation dans le gaz », Université Djilali liabès.
- [7] **D.Saad**, « Effet de la décharge couronne sur les surfaces isolantes et les surfaces métalliques », Mémoire de Magister, UMMTO, 2011.
- [8] **M.Debit**, « Etude des phénomènes de préclaquage à l'interface d'une isolation mixte solide/gaz », Mémoire de Magister, UMMTO, 2012.
- [9] **L.Zeghichi**, « Etude D'une Décharge Electrique par la Méthode De Monte Carlo », Mémoire de Magister, Université de Batna, 2010.
- [10] **E.Kuffel, W.S.Zaengl et J.Kuffel**, «High voltage engineering: fundamentals », Newnes edition, second edition, 2000.
- [11] **J.H.Rakotonandrana**, « Modélisation de la décharge négative dans les grands intervalles d'air – Application à la foudre », Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2013.
- [12] **T.Bedjaoui, N.Medjekdoud**, « Caractérisation de la décharge couronne dans un système à configuration », Mémoire de master, l'Université de A. Mira – Bejaia.
- [13] **K.Hamoimeche**, « Etude de l'interaction entre une barrière de papier et une décharge couronne en géométrie point-plan », Mémoire de Magister, UMMTO, 2011.

- [14] **K.Bassem**, « Modélisation du champ électrique modifié par la charge d'espace injectée », Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2006.
- [15] **M.Mekious**, « Techniques de la haute tension », polycopié de cours Master II Réseaux électrique.
- [16] **A.Sabot, J.michaud**, «Lignes et postes : choix et coordination d'isollements» Technique de l'ingénieur, traité Génie électrique D4750, 1997.
- [17] **A.BOUHADBA**, «Etude de la production de l'ozone et du traitement des molécules No_x dans le mélange N_2/O_2 par décharge électrique pulsée», Mémoire de Magister, Université d'Oran (USTO-MB), 2015.
- [18] **J.D Stepheson**, «Corona and spark discharge in gazes», journal IEE, 1993.
- [19] **J.François**, «Cours de haute tension », Ecole d'ingénieurs du canton de vaud, octobre 2000.
- [20] **M.Fotin**, «Contribution au développement d'un capteur optique de champ électrique», Memoire presente a l'Université du Québec à Chicoutimi comme exigence partielle de la Maîtrise en Ingénierie, 2002.