



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abderrahmane Mira de Bejaia
Faculté de Technologies
Département de Génie Electrique

Mémoire de fin de cycle

En vue de l'obtention du diplôme de master en Electrotechnique,
Option: Réseaux Electriques

Thème

**Application de quelques méthodes
statistiques pour la détermination de la
rigidité diélectrique**

Réalisé par :

Mr. HELLAL Farid
Mr. OULAGHA Amazigh

Devant le jury composé de :

President: Mr. A. RAHMANI
Examineur: M^{me}. A. BENDAHMANE
Encadreurs: Mr. A. LAIFAOU
Mr. M. HERZINE

Promotion : 2013/2014

Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été effectué dans le cadre du projet de Master, sous la direction de Mr A. LAIFAOUI et Mr M. HERZINE, qu'on tient à adresser nos plus vifs remerciements pour nous avoir aidés à diriger cette étude. On leurs exprime également notre sincère gratitude pour la confiance qu'ils nous ont témoignés tout au long de ce travail.

On remercie également les membres du juré d'avoir accepté d'évalué notre travail.

Enfin, nos remerciements pour tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la concrétisation de ce mémoire.

Dédicaces

Aux êtres les plus chères, mes parents qui étaient toujours à mes côtés et m'ont toujours soutenu tout au long de ces longues années d'études. En signe de reconnaissance, qu'ils se trouvent ici, l'expression de ma profonde gratitude pour tout ce qu'ils ont consenti d'efforts et de moyens pour me voir réussir dans mes études.

A mes frères.

A mes grandes mères, mes oncles, mes tantes, mes cousins et mes cousines.

Enfin à tous mes amis avec qui j'ai partagé beaucoup de moments inoubliables (Naim, Tarik, Nabil, Lyes, Hakou, Ahcene, Yasmina, Nadjat, et surtout, Dida qui m'a toujours soutenu) et à tous ceux que je n'ai pas pu citer.

Farid.

Dédicaces

Aux êtres les plus chères, mes parents, mes frères et sœurs et ma bienne aimer Nassima, qui ont étaient toujours à mes côtés et m'ont toujours soutenu tout au long de ces longues années d'études. En signe de reconnaissance, qu'ils se trouvent ici, l'expression de ma profonde gratitude pour tout ce qu'ils ont consenti d'efforts et de moyens pour me voir réussir dans mes études.

A tous mes amis de la RUTO : Bakli, Alilou, Hossine, Afcene, Dahim et Massi, avec lesquels j'ai partagé beaucoup de moments inoubliables.

Amazigh.

Table des matières

Table des matières.....	i
Liste des figures.....	ii
Liste des tableaux.....	iii
Introduction générale.....	1

CHAPITRE I : MECANISMES DE LA RUPTURE DIELECTRIQUE DES LES ISOLANTS ELECTRIQUES

I. Introduction.....	3
II. Diélectrique, nature et définition.....	3
III. Isolants gazeux et air atmosphérique.....	3
A. Décharge électrique dans les gaz.....	4
1. Décharges non autonomes sans multiplication de charges.....	4
2. Décharges non autonomes avec multiplication de charges.....	6
3. Décharges autonomes.....	7
4. Décharge de Townsend.....	8
5. Décharge luminescent.....	8
6. Décharge à haute pression (décharge d'arc).....	8
7. Effet de l'émission d'électrons secondaires.....	9
B. Critère de claquage de Townsend.....	10
C. Théorie du streamer.....	11
IV. Isolants solides.....	12
A. Présentation du papier Presspahn.....	14
B. Mécanismes de claquage dans les isolants solides.....	15
1. Claquage thermique.....	15
2. Claquage d'origine électronique.....	17
3. Claquage intrinsèque.....	17
4. Claquage associé au volume libre.....	18
5. Claquage par avalanche.....	19
6. Claquage électromécanique.....	19

V. Isolants liquides.....	21
A. Formation d'ions dans un isolant liquide.....	22
B. La conduction aux champs électriques élevés	23
C. Effet du champ électrique sur les équilibres de dissociation et sur l'injection aux électrodes (Onsager).....	24
VI. Conclusion	27

**CHAPITRE II : MODELES STATISTIQUES APPROPRIES A LA
CARACTERISATION DE LA RUPTURE DIELECTRIQUE**

I. Introduction.....	28
II. Analyse statistique.....	28
A. Modèles statistiques appropriés à la rupture diélectrique	28
1. Modèle statistique de Weibull	29
2. Modèle de loi normale	29
3. La loi log-normale	29
4. Loi de Gumbel.....	30
5. Loi exponentielle	31
6. Loi gamma.....	31
7. Loi gamma généralisée.....	31
8. Loi logistique.....	32
9. Loi log-logistique	32
B. Méthodes de lissage linéaire	33
1. Principe de lissage linéaire par la méthode des moindres carrés	33
2. Lissage linéaire par la méthode du maximum de vraisemblance	35
C. Intervalles de confiance	35
D. Test d'adéquation.....	36
1. Test de khi-deux (χ^2)	37
2. Test de Kolmogorov-Smirnov	38
III. Conclusion	38

CHAPITRE III : PARTIE EXPERIMENTALE

I. Introduction.....	39
II. Dispositifs expérimentaux	39
III. Partie expérimentale.....	41
A. Les essais sur le papier presspahn.....	41
B. Les essais sur l'huile minérale Borak 22	42
C. Les essais sur l'air atmosphérique	43
IV. Résultats et discussions.....	43
A. Diagrammes de différentes méthodes	43
1. Diagrammes pour les essais sous tension alternative 50Hz	44
2. Diagrammes des essais sous tension continue de polarité positive	49
3. Diagrammes des essais sous tension continue de polarité négative.....	55
B. Résultats d'analyse statistique	60
C. Confrontation des résultats de tests d'adéquations	64
V.Conclusion.....	73
Conclusion générale.....	74

Références bibliographiques.

Liste des figures

Fig. I.1 : Dispositif permettant l'étude de la décharge de Townsend.....	5
Fig. I.2 : Caractéristiques d'une décharge gazeuse.....	7
Fig. I.3 : Décharge autonome et ionisation secondaire d'un gaz.....	8
Fig. I.4 : Dispositif expérimental permettant la mesure de la rigidité diélectrique d'un liquide	22
Fig. I.5 : Caractéristique I – E d'un diélectrique liquide.	24
Fig. I.6 : Energie d'un électron soumis au champ d'un noyau isolé..	25
Fig. I.7 : Représentation schématique de la double couche et distribution du potentiel à l'interface (N. Felici et coll. 1976)..	26
Fig. I.8 : Echelle relative d'oxydo-réduction de différents liquides... ..	27
Fig. III.1 : Schéma de dispositif des essais de claquage en tension alternative sinusoïdale. ..	40
Fig. III.2 : Schéma du dispositif des essais électriques pour la tension continue des deux polarités.	41
Fig. III.3 : Echantillons de presspahn au cours de conditionnement dans le dessiccateur.....	41
Fig. III.4 : Echantillon de presspahn au cours d'un essai de claquage.....	42
Fig. III.5 : Essai de claquage sur l'huile minérale (Borak 22).	42
Fig. III.6 : Essai de claquage sur l'air atmosphérique.	43
Fig. III.7 : Distribution exponentielle du 1 ^{er} ordre, tension alternative.....	44
Fig. III.8 : Distribution exponentielle du 2 ^{ième} ordre, tension alternative	44
Fig. III.9 : Distribution de loi gamma, tension alternative.....	45
Fig. III.10 : Distribution de loi Gamma Généralisée, tension alternative	45
Fig. III.11 : Distribution de loi Gumbel, tension alternative.	46
Fig. III.12 : Distribution de loi logistique, tension alternative.....	46
Fig. III.13 : Distribution de loi log - Logistique, tension alternative	47
Fig. III.14 : Distribution de loi log - Normale, tension alternative	47
Fig. III.15 : Distribution de loi normale, tension alternative	48

Fig. III.16 : Distribution de loi de Weibull à 2 paramètres, tension alternative.....	48
Fig. III.17 : Distribution de loi de Weibull à Trois paramètres, tension alternative	49
Fig. III.18 : Distribution de loi Exponentielle 1 ^{ier} ordre, tension continue de polarité positive	49
Fig. III.19 : Distribution de loi Exponentielle 2 ^{ème} ordre, tension continue de polarité positive	50
Fig. III.20 : Distribution de loi Gamma, tension continue de polarité positive.	50
Fig. III.21 : Distribution de loi Gamma Généralisée, tension continue de polarité positive...	51
Fig. III.22 : Distribution de loi Gumbel, tension continue de polarité positive	51
Fig. III.23 : Distribution de loi Logistique, tension continue de polarité positive.....	52
Fig. III.24 : Distribution de loi Log - Logistique, tension continue de polarité positive	52
Fig. III.25 : Distribution de loi Log - Normale, tension continue de polarité positive	53
Fig. III.26 : Distribution de loi Normale, tension continue de polarité positive	53
Fig. III.27 : Distribution de loi Weibull à deux paramètres, tension continue de polarité positive	54
Fig. III.28 : Distribution de loi Weibull à trois paramètres, tension continue de polarité positive	54
Fig. III.29 : Distribution de loi Exponentielle de 1 ^{re} ordre, tension continue de polarité négative	55
Fig. III.30 : Distribution de loi Exponentielle de 2 ^{ème} ordre, tension continue de polarité négative	55
Fig. III.31 : Distribution de loi Gamma, tension continue de polarité négative.....	56
Fig. III.32 : Distribution de loi Gamma Généralisée, tension continue de polarité négative..	56
Fig. III.33 : Distribution de loi Gumbel, tension continue de polarité négative	57
Fig. III.34 : Distribution de loi Logistique, tension continue de polarité négative	57
Fig. III.35 : Distribution de loi Log - Logistique, tension continue de polarité négative	58
Fig. III.36 : Distribution de loi Log - Normale, tension continue de polarité négative	58
Fig. III.37 : Distribution de loi Normale, tension continue de polarité négative	59

Fig. III.38 : Distribution de loi Weibull à deux paramètres, tension continue de polarité négative.	59
Fig. III.39 : Distribution de loi Weibull à trois paramètres, tension continue de polarité négative	60
Fig. III.40 : Test de Kolmogorov – Smirnov pour le Borak 22 en tension continue de polarité négative	64
Fig. III.41 : Test de Khi Deux pour le Borak 22 en tension continue de polarité négative	64
Fig. III.42 : Test de Kolmogorov - Smirnov pour le Presspahn en tension continue de polarité négative	65
Fig. III.43 : Test de Khi Deux pour le Presspahn en tension continue de polarité négative ...	65
Fig. III.44 : Test de Kolmogorov - Smirnov pour l’Air en tension continue de polarité négative	66
Fig. III.45 : Test de Khi Deux pour l’Air en tension continue de polarité négative	66
Fig. III.46 : Test de Kolmogorov – Smirnov pour le Borak 22 en tension continue de polarité positive	67
Fig. III.47 : Test de Khi Deux pour le Borak 22 en tension continue de polarité positive	67
Fig. III.48 : Test de Kolmogorov – Smirnov pour le Presspahn en tension continue de polarité positive.	68
Fig. III.49 : Test de Khi Deux pour le Presspahn en tension continue de polarité positive....	68
Fig. III.50 : Test de Kolmogorov – Smirnov pour l’Air en tension continue de polarité positive	69
Fig. III.51 : Test de Khi Deux pour l’Air en tension continue de polarité positive	69
Fig. III.52 : Test de Kolmogorov – Smirnov pour le Borak 22 en tension alternative	70
Fig. III.53 : Test de Khi Deux pour le Borak 22 en tension alternative.....	70
Fig. III.54 : Test de Kolmogorov – Smirnov pour le Presspahn en tension alternative.....	71
Fig. III.55 : Test de Khi Deux pour le Presspahn en tension alternative	71
Fig. III.56 : Test de Kolmogorov – Smirnov pour l’Air en tension alternative	72
Fig. III.57 : Test de Khi Deux pour l’Air en tension alternative.....	72

Liste des tableaux

Tableau III.01 : Paramètres et tests d'adéquations en tension alternative sinusoïdale (50 Hz)	61
Tableau III.02 : Paramètres et tests d'adéquations en tension continue de polarité positive	62
Tableau III.03 : Paramètres et tests d'adéquations en tension continue de polarité négative	63

INTRODUCTION

GENERALE

Introduction générale

Avec l'avènement des mini, micro et nano technologies dans l'ère de « tout électrique », le domaine de génie électrique demeure l'un des principaux domaines scientifiques qui réclame actuellement de plus en plus d'investigation. 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.

En outre, les matériaux, au sens large, ont joué un rôle prépondérant dans les progrès faits par les matériels électriques et les matériaux isolants sont parmi ceux dont le choix et l'emploi posent les problèmes les plus délicats à résoudre dans la conception, la réalisation et l'exploitation des systèmes électriques. Ces systèmes d'isolation peuvent être composés des trois états de la matière : solide, liquide et gazeux.

Malgré les différents avantages qu'offre l'utilisation de ces matériaux dans l'isolation électrique, l'expérience montre que pour de nombreuses raisons ces isolants ont des défaillances qu'ils soient utilisés sous champs continus ou alternatifs. Les caractéristiques diélectriques doivent répondre aux sollicitations maximales, à court et à long terme. La valeur du champ maximum juste avant un claquage définit la rigidité diélectrique d'un matériau, cette valeur est différente en tension alternative qu'en tension continue.

Les phénomènes de rupture sont complexes, aléatoire et peuvent être liés à divers mécanismes : thermique, électrique et électromécanique. La connaissance des valeurs de rupture diélectrique des isolants est un problème majeur pour déterminer la fiabilité des dispositifs électriques. Malheureusement, plusieurs échantillons identiques placés dans les mêmes conditions expérimentales ne fournissent pas une valeur unique du champ de rupture, mais une distribution de valeurs. Ce caractère statistique impose de tester un grand nombre d'échantillons identiques et de mener une analyse statistique sur la dispersion des champs de rupture afin d'en déduire éventuellement des lois de vieillissement.

Les enjeux sont importants et le travail présenté dans ce manuscrit vise une compréhension des phénomènes se rapportant à la dégradation de trois isolants à savoir l'air atmosphérique, l'huile Borak 22 et le papier presspahn sous champ électrique; que se soit en alternatif où en continu. Et c'est dans le but d'améliorer leur fiabilité qu'un nombre important

d'essais de rigidité ont été entrepris dans le laboratoire de haute tension. Ces travaux ont pour but de comprendre les défaillances en prenant en compte les contraintes d'utilisation, mais aussi de mener un traitement statistique sur les valeurs du champ de rupture mesuré.

Ce travail comprend trois chapitres et une conclusion. C'est dans le premier chapitre, que nous avons décrit les caractéristiques des trois types de diélectrique étudiés, ensuite nous avons donné les concepts physiques de base intervenant dans ces trois diélectriques tels des phénomènes et des mécanismes pré disruptifs rencontrés en présence d'un champ électrique.

Dans le deuxième chapitre, sera exposé une base théorique sur les statistiques de la rupture diélectrique ainsi que les principales lois utilisées en fiabilité, entre autre, l'application de ces modèles à la caractérisation de la rupture diélectrique.

Dans le dernier chapitre, nous avons décrit en premier lieu les dispositifs expérimentaux utilisés dans ce travail et en deuxième lieu, les résultats des mesures expérimentales obtenus ainsi que leurs interprétations.

Notre mémoire se termine par une conclusion générale et quelques perspectives.

Chapitre I

**MECANISMES DE LA RUPTURE DIELECTRIQUE DES
ISOLANTS ELECTRIQUES**

I. Introduction

La fonction d'isolation est primordiale du fait qu'elle est l'une des conditions fondamentales du fonctionnement des matériels de production, de transport et de distribution d'énergie électrique. Un matériau est diélectrique s'il ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique. Autrement dit, c'est un milieu qui ne peut pas conduire le courant électrique. À ce titre, on l'appelle parfois isolant électrique. Ces systèmes d'isolation peuvent être composés des trois états de la matière : solide, liquide et gazeux. Pendant l'application de champs électriques intenses, ces diélectriques sont sujet à des phénomènes électriques; ce qui conduit à des avaries dans les équipements où ils sont employés. Une meilleure connaissance de ces phénomènes peut aboutir, entre autre, à augmenter la fiabilité et la durée de vie de ces équipements.

Dans ce chapitre on va donner un aperçu théorique et des concepts physiques de base concernant les diélectriques de différentes natures ainsi que les phénomènes qui les accompagnent tels des phénomènes et des mécanismes pré disruptifs rencontrés en présence d'un champ.

II. Diélectrique, nature et définition

Un diélectrique est défini comme un milieu dans lequel les bandes de conduction et de valence sont séparées par une énergie supérieure à 5 eV. Le milieu matériel peut être constitué par un solide, un liquide ou un gaz. [1-3]

III. Isolants gazeux et air atmosphérique

Les principaux isolants gazeux sont : l'air atmosphérique, l'azote, gaz rares de l'air et l'hydrogène [1].

L'air atmosphérique est l'élément isolant naturel utilisé dans la plupart des installations, appareils et machines électriques dont il assume également le refroidissement. Il est aussi utilisé comme isolant dans les lignes aériennes de moyenne et de haute tension lors du transport d'énergie électrique mais aussi dans certains câbles coaxiaux à haute fréquence en télécommunication. Il est formé d'un mélange d'environ un volume d'oxygène pour quatre volumes d'azote, plus quelques fractions de gaz rares, de gaz carbonique et de vapeur d'eau.

Après claquage l'air reprend rapidement son pouvoir isolant initial, on dit qu'il est autorégénérateur.

Donc, 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. Cependant, à des températures élevées, l'air devient bon conducteur par suite du phénomène d'ionisation.

Cette isolation gazeuse ayant des propriétés particulières :

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

A. Décharge électrique dans les gaz

La décharge électrique est un phénomène physique se produisant dans les gaz lorsqu'on leur applique un champ électrique suffisamment intense. Ce gaz devient alors plus ou moins conducteur.

Les décharges dans les gaz sont dues à l'apparition d'électrons et d'ions libres. La production d'un état plasma dans un gaz se fait à travers l'ionisation des molécules du gaz par les électrons libres accélérés grâce au champ électrique. En l'absence d'un tel champ électrique, l'état de plasma disparaît car les particules chargées s'éliminent par recombinaison, diffusion sur les parois et par capture des électrons libres par les atomes ou molécules électronégatives. Les décharges électriques peuvent être classifiées suivant différents critères : la pression, la caractéristique courant-tension, la nature du gaz, la configuration des électrodes, ...etc. [1,2]

1. Décharges non autonomes sans multiplication de charges

On applique un champ statique à deux électrodes planes parallèles séparées par une distance d et baignant entièrement dans le vide ou un gaz (Fig. I.1).

Chauffons la cathode et appliquons une différence de potentiel V aux électrodes, suffisamment faible pour qu'il ne se produise pas de multiplication de charges ;

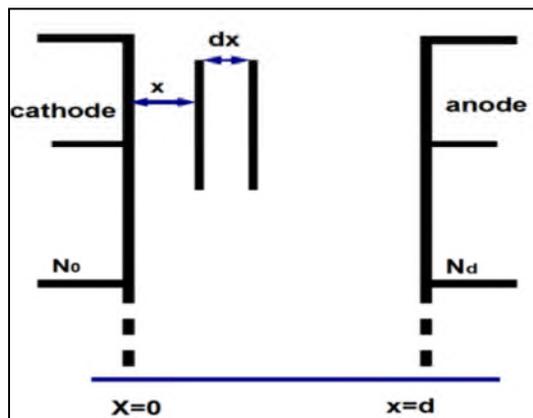


Fig. I.1. Dispositif permettant l'étude de la décharge de Townsend.

des électrons sont injectés dans le vide ou le gaz sans que de nouvelles charges soient créées, le courant peut être limité par une charge d'espace ; on a alors, dans le vide ou dans un gaz sous faible pression, la densité du courant j est donnée par la formule de Child (1911) [1].

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{m} \right)^{0.5} \frac{v^{1.5}}{d^2} \quad (1)$$

Elle est valable pour $j < j_s$; j_s est la densité de courant à la saturation. Le courant est limité par la charge d'espace due aux électrons.

Dans un gaz sous pression moyenne ou élevée ; le mouvement des électrons est freiné par la présence des molécules. En admettant qu'il n'y a pas création de nouvelles charges ; on peut calculer j de la même manière que pour une injection d'électrons dans un solide.

$$j = \frac{9}{8} \epsilon \mu \frac{v^2}{d^3} \quad (2)$$

Dans ces deux cas, les électrons émis à la cathode n'ont pas acquis assez d'énergie pour arracher un électron aux molécules du gaz.

Si V croit progressivement et j augmente puis tend vers une valeur de saturation (Fig. 2). Pour V assez grand, j recommence à croître (Von Schweidler, 1899) et (J.S.Townsend, 1901) ; pour expliquer cette augmentation de la densité de courant, il faut faire intervenir un autre phénomène : l'ionisation de gaz par les électrons primaires, elle apparaît lorsque V est égal ou supérieur au potentiel d'ionisation du gaz. Un électron est arraché de la couche

externe de l'atome ; accéléré par le champ électrique, il ionise à son tour d'autres atomes [1,3].

2. Décharges non autonomes avec multiplication de charges

En utilisant le dispositif expérimental du paragraphe précédent, irradiions la cathode avec un rayonnement ultra-violet, si l'on fait croître progressivement la tension, le courant mesuré augmente linéairement, reste constant sur un grand intervalle de tension à partir de V_{sat} , puis augmente jusqu'à la rupture diélectrique V_B (Fig. I.2) [1].

Notons que I_{sat} dépend de d , p et de la nature du gaz

Pour $E/P = \text{constant}$, E étant le champ électrique, il se produit avant le claquage un phénomène d'ionisation par collision.

Remarquons que E/P représente l'énergie moyenne gagnée par l'électron entre les collisions, en effet, $1/P$ est proportionnel à $1/N$, N étant le nombre de molécule du gaz par cm^3 , p la pression du gaz et λ le libre parcour moyen de l'électron dans un gaz dont les molécules ont un diamètre $2r$, vaut :

$$\lambda = \frac{1}{4\pi r^2 N} \quad (3)$$

Donc le libre parcours moyen varie proportionnellement à la température absolue et en raison inverse de la pression.

On fait également les hypothèses simplificatrices suivantes :

- A chaque collision, l'électron ionisant perd toute son énergie, la probabilité de l'ionisation par collision est l'unité dès que l'énergie cinétique de l'électron ionisant excède celle de l'énergie d'ionisation de l'atome gazeux.
- Irradiée, la cathode émet N_0 électrons par unité de temps, chaque photoélectron génère α électrons sur chaque unité de longueur de son parcours ; α est le coefficient d'ionisation primaire de Townsend. A une distance X de la cathode, supposons qu'il se soit formé N_X électrons ; ils vont générer dn_X électrons sur la distance dx (Fig. I.1) [1].

$$dn_X = n_X \alpha dx \quad (4)$$

En tenant compte qu'à $x = 0$, $n_x = n_0$.

$$n_x = n_0 e^{\alpha x} \quad (5)$$

Quant au nombre n_d d'électrons arrivant à l'anode ; il se déduit aussitôt que :

$$n_d = n_0 e^{\alpha d} \tag{6}$$

n_d Est une avalanche et la charge collecté par unité de temps vaut :

$$en_d = en_0 e^{\alpha d} \tag{7}$$

Le courant collecté à l'anode vaut:

$$i = i_0 e^{\alpha d} \tag{8}$$

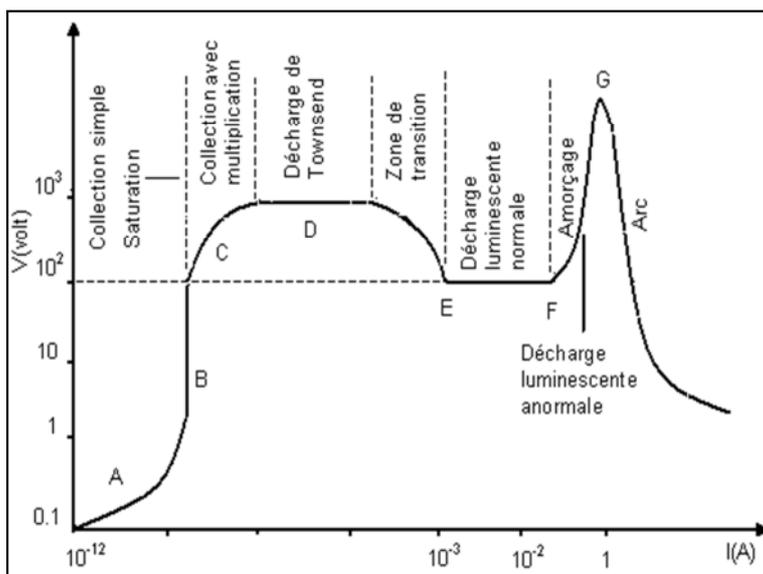


Fig. I.2. : Caractérisation d'une décharge gazeuse.

3. Décharges autonomes

Si l'on représente le courbe $\log(i/i_0) = f(d)$ dans l'expérience réalisé avec une irradiation de la cathode, il apparait une augmentation rapide de la pente à partir d'une certaine valeur de d , due à des phénomènes d'ionisation secondaire (Fig. I.3) [1-3]

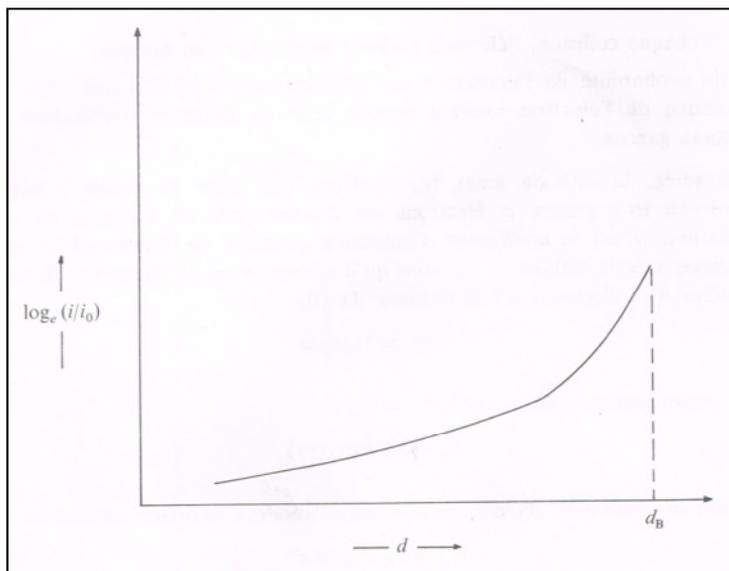


Fig. I.3 Décharge autonome et ionisation secondaire d'un gaz.

4. Décharge de Townsend

Comme on peut le voir sur la figure (Fig. I.2), cette décharge est caractérisé par une résistance interne dynamique $\frac{dv}{di} = 0$, Quel que soit la force électromotrice de la source, la différence de potentiel aux bornes de la décharge est fixe et constante. Elle est appelée tension d'amorçage statique V_s . La courbe de la figure (Fig. I.2) ne peut être décrite que si en fait varié le courant I. [4]

5. Décharge luminescent

Lorsque le courant de la décharge augmente la tension commence de décroître, cette partie constitue une zone de transition entre la décharge de Townsend et la $\frac{dv}{di} < 0$

La décharge luminescente est dite normale lorsque $\frac{dv}{di} = 0$ et anormale lorsque $\frac{dv}{di} > 0$, la décharge luminescente se caractérise par l'apparition de plusieurs zones luminescentes diffusées et par une différence de potentiel entre électrodes. [1-4]

6. Décharge à haute pression (décharge d'arc)

L'augmentation du courant de la décharge s'accompagne d'une augmentation d'une part de la densité du courant j et d'autre part de la gaine cathodique, les ions perdent leurs énergies par collision et ils en fournissent d'avantage à la cathode dont la température s'élève localement. L'émission thermoïonique de la cathode s'effectue à partie d'une région

très localisée, appelée spot cathodique. Lorsque cette émission devienne stable, la partie de la courbe $V = f(I)$ devienne négative. On est donc en régime d'arc. [4]

7. Effet de l'émission d'électrons secondaires

En effet, à la cathode, il se produit une émission d'électrons additionnels due à la présence d'ions positifs et à un effet photo-électrique produit par les molécules gazeuse excitées ; dans certains cas, les molécules neutres et métastables peuvent jouer un rôle [1].

L'émission d'électrons secondaires sous le choc des ions positifs est un phénomène de première importance qui est invoqué dans l'explication du mécanisme de l'entretien de la décharge.

Un ion positif, animé d'une énergie cinétique w_c , neutralise un électron de la cathode en libérant l'énergie d'ionisation w_i , cet électron est extrait du métal en absorbant une énergie w_e . L'énergie disponible est donc :

$$w_c + w_i - w_e \quad (9)$$

La condition nécessaire pour extraire un électron s'écrit :

$$w_c + w_i \geq 2w_e \quad (10)$$

Si le temps s'écoulant entre l'application de la tension et le claquage est de l'ordre de 10^{-6} s, seule la contribution des photons générés au sein du gaz peut conduire à une émission secondaire d'électrons. Les ions positifs sont trop lents pour atteindre la cathode dans ce laps de temps.

Supposons que N_x électrons à la distance x produisent non seulement $\alpha N_x dx$ mais également $w N_x dx$ nouveaux électrons à la cathode (Fig. I.1). Le nombre total d'électrons N'_0 émis à la cathode est alors [1]:

$$N'_0 = N_0 + \int_0^d w N_x dx \quad (11)$$

Or: $N_x = N'_0 e^{\alpha x} \quad (12)$

et
$$N'_0 = N_0 + \int_0^d w N'_0 e^{\alpha x} dx$$

$$= N_0 + \left(\frac{w}{\alpha}\right) N'_0 [e^{\alpha d} - 1] \quad (13)$$

$$\text{Où: } N_0 = N'_0 \left[1 - \left(\frac{w}{\alpha} \right) \{ e^{\alpha d} - 1 \} \right] \quad (14)$$

On a donc pour le nombre d'électrons à l'anode

$$N_d = N'_0 e^{\alpha d} \quad (15)$$

$$N_d = \frac{N_0 e^{\alpha d}}{\left[1 - \left(\frac{w}{\alpha} \right) \{ e^{\alpha d} - 1 \} \right]} \quad (16)$$

Par définition :

$$\frac{w}{\alpha} = \gamma \quad (\gamma \text{ est le deuxième coefficient d'ionisation}).$$

B. Critère de claquage de Townsend

Avant le claquage le courant i peut s'écrire :

$$i = \frac{i_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (17)$$

Pour une distance critique d_c , l'expression :

$$1 - \gamma (e^{\alpha d_c} - 1) = 0 \quad (18)$$

$$\gamma (e^{\alpha d_c} - 1) = 1 \quad (19)$$

Or comme : $e^{\alpha d_c} \gg 1$

On obtient : $\gamma e^{\alpha d_c} = 1$ (20)

Pour chaque valeur de E/P , on trouve une valeur de d_c et une tension de rupture diélectrique $v_c = E d_c$.

Ceci signifie également que [1]:

- une seule ionisation due à une cause extérieure peut générer un courant très intense. Ce dernier n'est limité que par la résistance de la source. La décharge est autonome.
- Si la cathode ou le gaz ne sont pas irradiés, l'apparition du premier électron est due uniquement au rayonnement naturel ambiant (cosmique, nucléaire, lumineux,...).en régime impulsif, le temps qui s'écoule entre l'application de V_c et l'apparition de l'électron germe est essentiellement aléatoire : il est appelé « temps statique ». Le temps qui s'écoule entre l'instant d'apparition du premier électron et l'établissement du régime permanent

s'appelle « temps formatif ». La somme de ces deux temps représente le « temps de retard ».

- Pour $V = V_c$ appelée tension de disruption ou de claquage, le critère de claquage s'écrit [1,4]:

$$\gamma e^{\alpha d_c} = 1 \quad (21)$$

Si E n'est plus uniforme entre les électrodes, α varie et le critère de claquage s'exprime par la relation :

$$\gamma(\exp \int_0^{d_c} (\alpha dx)) = 1 \quad (22)$$

Loi de Paschen

On a indiqué que $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$; de plus, $\gamma = \Phi\left(\frac{E}{p}\right)$

A partir du critère de rupture diélectrique proposé ci-dessus :

$$\gamma[\exp(\alpha d) - 1] = 1 \quad (23)$$

On peut montrer que :

$$V_c = f(pd)$$

V_c correspond à la distance critique d conduisant au claquage.

Dans le cas des gaz électronégatifs il est nécessaire d'utiliser le coefficient d'ionisation

$$\alpha' = \alpha - \eta \quad (24)$$

C. Théorie du streamer [1-4]

Une série d'observations expérimentales montrent que se produit des phénomènes peut compatibles avec le mécanisme, parmi ces observations :

- La décharge qui apparaît lors d'amorçage des gaz à des pressions et des tensions élevées est l'étincelle électrique qui se présente sous la forme discontinue de canaux lumineux étroits ramifiés et réguliers.
- Le potentiel d'amorçage ne dépend pas des matériaux constituant la cathode.

- Le claquage se produit d'un temps plus que celui nécessaire au transit des ions positifs à cause de leurs faible mobilité et que la pression est élevé. Dans le cas où la pression est très élevée ; la théorie de Townsend n'est pas valide.
- La vitesse des électrons étant environ cent fois supérieur à celle des ions positifs ; c'est la formation d'un streamer bipolaire ayant :
 - Une région (vers l'anode) à forte densité d'électrons ;
 - Une région (vers la cathode) à forte densité des ions positifs, et le champ électrique est fortement perturbé par ces charges d'espace. Si sa densité est importante un nouveau mécanisme est déclenché (le streamer) ; selon Meek, trois conditions sont exigées pour l'apparitions d'un streamer:
 - Production de photons très énergétiques en tête de l'avalanche principale;
 - Possibilité d'ionisation des molécules des gaz au voisinage de la tête de l'avalanche;
 - Charge d'espace suffisante en tête de l'avalanche principale pour que soit générées des avalanches secondaires adéquates dans le champ électrique renforcé.

La taille critique de l'avalanche qui donne naissance au streamer par plusieurs critères, Meek a conclu que l'avalanche peut se transformée en streamer si le champ des charges d'espace E_c des ions positifs est sensible au champ appliqué. Par contre Reuther postula que si le nombre de charges d'avalanche principale atteint 10^8 à 10^{10} électrons sous une pression atmosphérique, l'avalanche peut se transformer en streamer, le temps de développement de streamer est de 10^{-8} s, par contre celui prévu par Townsend est de l'ordre 10^{-5} s.

Reuther a établi un critère simple basé sur le fait que l'avalanche doit atteindre une taille critique pour que le streamer puisse se développer.

Il s'écrit simplement :

$$\int_0^{x_c} \alpha dx = \ln N_c \quad (25)$$

x_c représente la distance critique et le nombre critique d'électrons N_c est de l'ordre de 10^8 .

IV. Isolants solides

Au XIX^e siècle, les isolants solides se diversifient rapidement ; des composés minéraux tels que le verre, la porcelaine, le mica se révèlent, pour la plupart d'entre eux, irremplaçables.

Après la seconde guerre mondiale, les polymères synthétiques remplacent des composés organiques naturels comme le caoutchouc, la gutta-percha, les bitumes, l'ébonite, sans faire

disparaître le bois, les papiers et cartons à base de cellulose ; ces nouveaux polymères sont des thermoplastiques (polyéthylène, polypropylène, polyamide, polyimides...), des thermodurcissables (époxydes, polyesters...) et des élastomères (polyéthylène réticulé chimiquement, silicone...) [1,5].

Dès 1922, Wagner formule la première théorie du claquage ; lorsqu'il apparaît un « point chaud » dans un isolant, traduisant son incapacité à dissiper les calories produites par une augmentation de la conduction électrique et des pertes diélectriques, l'échauffement localisé, auto-extensif, provoque une destruction du matériau, puis le claquage s'ensuit.

A la même époque, on met en évidence les dégradations produites par l'effet cumulatif de décharges électriques apparaissant à l'intérieur d'occlusions gazeuses non éliminées des isolations de câbles par les traitements sous vide ; on parle rapidement du phénomène « d'ionisation » dont le premier modèle théorique est imaginé à partir des travaux de Gemant et Philipoff (1932) ; de nombreux laboratoires vont étudier ces phénomènes que l'on désigne aujourd'hui sous le terme de décharges partielles (Arman et Starr, 1936) (Austen, 1944), (Whitehead, 1951), (Mason, 1959) [1,5,6].

Parallèlement, pour expliquer des claquages survenant dans des temps très courts, surtout aux basses températures, des physiciens comme Von Hippel (1931 et 1932 et Frohlich (1937) ont élaboré des théories basées essentiellement sur les processus suivants : l'énergie du champ électrique est transmise au matériau par des électrons mobiles qui mettent en vibration les ions du réseau ; dès que l'énergie moyenne acquise par les électrons est supérieure à celle dissipée dans le réseau, le claquage peut se produire (Von Hippel, 1935). Mais, en 1937, Frohlich suggère qu'il ne faut pas s'intéresser au comportement moyen de tous les électrons, mais à ceux dont l'énergie est voisine du potentiel d'ionisation E_i du diélectrique. Ce dernier modèle sera perfectionné par Frohlich et Paranjape (1956) qui introduisent la possibilité d'un échange d'énergie entre électrons, en particulier, avec ceux fixés dans des pièges. Pour les diélectriques amorphes, Frohlich (1947) admet qu'au-dessous d'une température critique T_c , ce dernier effet est négligé, mais au-dessus de T_c , l'interaction entre électrodes domine ; dans ce cas, la rigidité diélectrique de l'isolant décroît au-dessus de la température critique. Les théories de Von Hippel et de Frohlich permettent d'évaluer la rigidité diélectrique intrinsèque d'un isolant (Laszlo, 1972) [1].

Puis Sietz (1949), s'inspirant du modèle de Townsend, calcule le nombre d'électrons présents dans une avalanche, soit 10^{12} électrons, qui sont considérés comme responsables de

la destruction de l'isolant. Il est évident que la charge d'espace positif créée par les collisions des électrons avec les atomes du matériau est peu mobile ; elle peut néanmoins contribuer à une injection d'électrons à la cathode par un effet de champ.

En 1954, Stark et Garton ont montrés que le claquage d'un film de polymère mince peut être obtenu par un effet électromécanique dû au champ électrique. Quant à Artbauer (1965), il a tenu compte de l'incidence du volume libre des polymères pour formuler une théorie [1].

Plus récemment, Budenstein (1980), en s'appuyant sur les nombreux résultats expérimentaux déjà publiés, privilégie le rôle joué par le canal gazeux qui se forme dans l'isolant et qu'est généré par une accumulation d'énergie résultant de divers processus tels que la polarisation, des ionisations par collisions, des piégeages de charges..., c'est ce canal gazeux et non le solide lui-même qui présente une conductivité élevée pendant le claquage et qui est le siège de « streamers » [1].

Il convient de signaler que d'autres théories plus anciennes comme celle de Rogowski (1924) basée sur une rupture mécanique du réseau de l'isolant ou celle de Zener (1934) analogue à un effet de champ interne c'est-à-dire correspondant au passage d'électrons mobiles de la bande de valence dans la bande de conduction par effet « tunnel » conduisent à des valeurs de rigidité diélectrique beaucoup trop élevées par rapport à celles mesurées.

Etant donné l'étendue importante du domaine d'application du papier, il existe un grand nombre de qualités à usage électrique, obtenues par divers processus de fabrication, et dont les propriétés sont choisies pour répondre aux contraintes imposées par la tenue en service de l'isolation à laquelle elle est destinée [1].

A. Présentation du papier Presspahn

Le papier presspahn est utilisé comme isolation entre les spires et entre couches de transformateurs. Il est employé aussi comme câbles de fermeture des moteurs, joints et pièces diverses.

Le papier a été déjà connu plusieurs siècles avant J.C. Il est utilisé par des Chinois à base de soie, et les Egyptiens ont employé les papyrus et les parchemins. C'est le Chinois J.C Tsai Lun qui a découvert pour la première fois, c'était en 105 après J.C, le procédé de fabrication [9].

A partir de 1920, les papiers et cartons kraft, fabriqués à partir d'une pâte de bois par le procédé au sulfate, vont progressivement s'imposer sans éliminer d'autres produits comme le papier « manille » à base de chanvre [10]. Actuellement les papiers sont largement utilisés dans l'industrie électrique.

Les papiers presspahn ou bien les cartons comprimés (pressboard) sont fabriqués à partir de 100% de la pâte de bois au sulfate. Ils sont constitués de plusieurs couches de feuilles minces, moulées, calandrées ou pressées à chaud. Cette construction permet d'obtenir des caractéristiques électriques et mécaniques optimales.

Les trois constituants principaux du papier sont : la cellulose, l'hémicellulose et la lignine.

La cellulose est un polymère naturel. Il est le principal constituant du papier. Il se présente sous forme de longues chaînes (100 nm environ). Chaque molécule se compose au commencement d'approximativement 1000 unités de répétition d'un monomère qui est très semblable au glucose [7].

B. Mécanismes de claquage dans les isolants solides

1. Claquage thermique

Une explication du phénomène de claquage thermique est donnée par Coelho et Aladenize [5,8]. Lorsqu'un courant traverse un matériau isolant, la conductivité augmente avec la température. Par suite la température s'élève, le courant augmente à son tour et ainsi de suite. Si la chaleur accumulée ne s'évacue pas suffisamment vite, le processus peut conduire à un emballement thermique, si ce qu'on appelle le claquage thermique. Ce type de claquage ne se produit jamais d'une manière homogène. En effet, la moindre augmentation locale de la température est auto-amplifiée par l'augmentation de la conductivité correspondante. Par la suite, une telle augmentation locale de la température inévitable en pratique provoque la création et la propagation d'un canal chaud conduisant à un claquage thermique ponctuel.

Un processus d'emballement thermique aboutissant à une rupture par fusion et/ou par évaporation est essentiellement causé par un phénomène d'injection et/ou de conduction de nature électronique [5,8].

Goffaux et Coelho [9] parlent d'interactions existantes entre les électrons mobiles, les électrons piégés dans les états de surface localisés (par exemple aux interfaces entre zones

amorphes et zones cristallines), et les ions mobiles résiduels ou créés par électrodissociation, ces interactions peuvent aboutir à la formation transitoire de canaux par lesquels l'énergie cumulée dans l'échantillon et éventuellement dans la source pourrait se dissiper et amorcer un claquage thermique.

Un matériau légèrement conducteur mais en mauvais contacte thermique avec le milieu ambiant pourra être détruit par un champ relativement faible de l'ordre de 0.05 MV/cm ou même moins, mais une telle rupture d'origine thermique est un processus lent qui peut prendre des heures et même des jours si la capacité calorifique de l'ensemble est élevée [10]. Bien que d'autres phénomènes puissent intervenir (ionisation par collision, injection d'électrons par la cathode,...), l'ionisation thermique reste la cause essentielle de la présence de charges libres [11]. L'existence d'un gradient de température et un champ électrique dans l'épaisseur d'un isolant provoque une polarisation par charge d'espace [11,12].

On distingue 2 cas [13] :

- la température augmente consécutivement à un échauffement par conduction électrique et cet effet s'accroît avec la tension : c'est la rupture thermique en régime permanent;
- la rupture apparaît par suite d'une instabilité thermique consécutive à un échauffement par conduction (qui peut être faible) non compensé par la diffusion thermique : c'est la rupture thermique en régime impulsionnel.

Le claquage intervient si rapidement que le processus de conduction joue un rôle négligeable. Si des polymères sont utilisés à hautes températures, leurs pertes diélectriques peuvent augmenter fortement et induire des claquages thermiques.

Le champ électrique de claquage qui permet d'amener la température T d'un matériau jusqu'à sa valeur critique T_{mc} se calcule en résolvant l'équation fondamentale traduisant le bilan énergétique :

$$C_v \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div} (K \text{ grad} T) = \sigma G^2 \quad (26)$$

avec:

C_v : Chaleur spécifique.

K : Conductivité thermique.

σ : Conductivité électrique.

G : Champ électrique appliqué.

t : Temps d'application du champ électrique.

Les termes σG^2 et $C_v \frac{\partial T}{\partial t}$ représentent respectivement l'apport d'énergie d'origine électrique et l'élévation de la température de l'échantillon en fonction du temps. La dissipation thermique de l'échantillon se traduit par le terme $\text{div}(K \text{ grad}T)$. On suppose qu'il n'y a pas d'accumulation de charges c'est-à-dire $\text{div}(\rho G) = 0$.

La résolution de cette équation donne la température en fonction du temps de claquage point de l'échantillon. Dans le cas d'un échantillon de grande surface, la tension critique de claquage est donnée par la relation suivante [14] :

$$V_{oc} \approx \left(\frac{8K_0 k T_0^2}{\sigma_0 W} \right)^{0,5} \exp\left(\frac{W}{2kT_0} \right) \quad (27)$$

avec : $W \gg kT$ et $T_{mc} > T_0$

Où :

W : énergie d'activation.

K : constante de Boltzmann.

σ_0 : Constante.

T_0 : Température ambiante.

K_0 : Conductivité thermique.

Une étude détaillée du claquage thermique des isolants solides a été faite par plusieurs chercheurs [8, 9, 13]. Quelques exemples ont été donnés par O'Dwyer et Beers [15].

2. Claquage d'origine électronique

Pour qu'un claquage purement électronique puisse survenir, une condition nécessaire mais non suffisante, est qu'il existe des électrons pouvant être accélérés et acquérir ainsi dans le champ une énergie comparable à l'énergie d'ionisation des atomes constitutifs (5 à 10 eV) [15].

Plusieurs théories ont été proposées pour expliquer ce gain d'énergie fourni aux électrons. On distingue le claquage intrinsèque, le claquage par avalanche et celui associé au volume libre.

3. Claquage intrinsèque

Lorsque le champ électrique appliqué à un matériau de telle manière que sa température reste pratiquement inchangée en maintenant ce champ pendant une courte durée

et on utilisant des électrodes permettant l'évacuation de la chaleur, on peut assister à un claquage brutal qui n'est pas précédé par une augmentation progressive de la température, c'est ce qu'on appelle le claquage intrinsèque [10].

La théorie de la rupture intrinsèque conduit à des valeurs du champ électrique pour lesquelles l'ionisation devient un facteur important. Cette théorie ne tient compte que des phénomènes en volume ; elle ignore l'influence des électrodes, le champ étant supposé uniforme. La théorie la plus connue est celle de Fröhlich [16].

Selon O 'Dwyer [14], le déclenchement d'un claquage intrinsèque dans un diélectrique soumis à un champ électrique G initialement uniforme passe par les étapes suivantes:

- pour $G > G_c$ (champ critique), un taux significatif de collisions ionisantes apparaît dans le diélectrique;
- ces collisions produisent des électrons relativement mobiles, et des trous de moindre mobilité. Dans leur déplacement vers la cathode, les trous créent une charge d'espace qui déforme le champ, le renforçant au niveau de la cathode et le diminuant près de l'anode;
- le taux de collisions ionisantes s'accroît donc près de la cathode, dont le courant d'émission électronique est augmenté par le renforcement local du champ;
- les conditions pour une évolution divergente du processus étant ainsi réunies, le diélectrique est détruit rapidement par une émission massive d'électrons provenant de la cathode elle-même (émission de champ) et du diélectrique qui l'entoure immédiatement.

4. Claquage associé au volume libre

Artbauer [17] est le premier à utiliser la notion du volume libre dans le claquage et ceci en considérant que les électrons peuvent acquérir suffisamment d'énergie avec le champ électrique en traversant le volume libre pour causer la rupture diélectrique. Dans son modèle, Artbauer considère des cavités sphériques de diamètre de quelques Angströms et une probabilité non nulle qu'à certains endroits où il y a accumulation de ces cavités permettant ainsi aux électrons accélérés par le champ d'y parcourir le plus de distance sans perte. La théorie s'applique aux polymères purement amorphes et permet de calculer la plus grande distance parcourue par les électrons qui ont provoqué le claquage.

La structure chimique (poids moléculaire, réticulation, additifs) et physique (cristallinité, taille des sphérolites, microvides, contraintes mécaniques) influent directement sur le claquage [18]. En ajoutant un plastifiant au polystyrène, il a été montré qu'il existe une bonne corrélation de la distance moyenne entre les chaînes de polymères avec la rigidité

diélectrique [19]. Au point de transition vitreuse, il se produit un réarrangement de la structure du polymère qui, en modifiant son volume libre, provoque une réduction de la rigidité diélectrique à température croissante. L'addition de copolymères contenant des pièges à électrons permet d'augmenter la rigidité diélectrique du polyéthylène [20]. Dans une certaine mesure, les impuretés chimiques peu ionisables et les défauts physiques de type dislocation jouent un rôle analogue de limitation du libre parcours électronique [8].

5. Claquage par avalanche

La théorie de la rupture par avalanche envisage le claquage comme la conséquence d'une augmentation régulière du nombre de porteurs créés par ionisation. L'origine de ces porteurs (injection des électrodes, génération dans le volume) est envisagée mais le champ électrique est considéré uniforme.

Coelho et Aladenize donnent une explication du processus [8]: lors de la collision ionisante avec un atome du matériau, l'électron incident peut céder, à l'atome assez d'énergie pour l'ioniser sans être piégé. L'atome se charge positivement en libérant un nouvel électron de sorte qu'on a alors 2 électrons libres qui peuvent acquérir dans le champ assez d'énergie pour provoquer chacun une nouvelle collision ionisante donc 2 électrons et ainsi de suite. Chaque électron libre accéléré produirait une avalanche exponentielle d'ions positifs fixes et un nuage d'électrons libres balayé par le champ. Toutefois, ce schéma est grossièrement inexact en phase condensée. En effet, la quasi-totalité des électrons libres dans un matériau condensé est incapable d'acquérir l'énergie ionisante dans un champ électrique qui les accélère car un couplage résonant les forces à échanger de l'énergie avec les vibrations thermiques ou (phonon) et avec les défauts du matériau dès que leur énergie est voisine de l'énergie de ces phonons (de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-2}$ eV à la température ambiante). Le claquage par avalanche est caractérisé par un seuil de 10^8 V/m nécessaire pour des collisions ionisantes puissent se produire et le processus qui en découle est rapide.

Après la i ème génération, on aura 2^i électrons entre la cathode et l'anode. D'après Seitz [21], le claquage n'a lieu qu'après 40 générations. En d'autres termes, le nombre d'électrons requis pour une avalanche destructive est $2^{40} = 10^{12}$, mais ce chiffre a été établi après plusieurs hypothèses. C'est ce que l'on appelle la théorie des 40 générations.

6. Claquage électromécanique

Stark et Garton [22] ont introduit l'hypothèse d'un claquage électromécanique dans le

polyéthylène, au-dessus de 50 °C. Ils ont montré que pour des films minces de 50µm, le claquage se produit à 5 MV/cm. A cette contrainte, la pression électrostatique a été évaluée à 26 kg/cm². La pression qui s'exerce sur le diélectrique lorsque les électrodes sont fixes, ou force de compression de Maxwell est de la forme [23]:

$$P = \frac{1}{2} \epsilon E_{\max}^2 \quad (28)$$

Où :

ϵ : permittivité du diélectrique.

E_{\max} : Valeur maximale du champ appliqué.

L'application d'une tension V à un échantillon d'épaisseur d_0 provoque l'apparition de forces de compression sur le matériau dues à l'attraction mutuelle des deux électrodes. Cette contrainte mécanique provoque une diminution de l'épaisseur ($d < d_0$) [22].

A l'équilibre, la compression d'origine électrique est compensée par la force plastique.

La valeur critique de l'épaisseur est donnée par l'expression [22]:

$$d_c = d_0 e^{-0.5} \quad (29)$$

Le champ réel de claquage est [19] :

$$G_c = \frac{V}{d_c} = \left(\frac{Y}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (30)$$

Où :

Y : Module de Young du matériau.

ϵ_r : Permittivité relative du diélectrique.

ϵ_0 : Permittivité du vide.

Le champ apparent expérimental vaut V/d_0 , soit :

$$G_{app} = \frac{V}{d_0} = \frac{G_c d_c}{d_0} = 0.606 \left(\frac{Y}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

Cette relation n'est valable que dans la zone élastique (zone de réversibilité) du matériau et d'une manière générale, le claquage se produit dans la zone plastique (zone de non réversibilité). Pour cela, on tient compte non plus du module d'Young mais aussi du seuil de plasticité du matériau [22].

V. Isolants liquides [1]

Les isolants liquides occupent une position dominante dans l'industrie électrique : leur succès tient en grande partie aux propriétés remarquables qu'ils confèrent aux isolations imprégnées. Leur introduction dans la technique des transformateurs remonte à 1887, avec le dépôt d'un brevet de G. Westinghouse, selon l'étude historique d'A. Von Imhof (1981).

Les huiles minérales ainsi que des produits de synthèse tel que les polychlorobiphényles (PCB) sont bien implantés dans le secteur des transformateurs de puissance. Mais, de nouveaux composés sont proposés comme substituts aux PCB. Pour imprégner les condensateurs de puissance, les huiles minérales, puis les PCB ont été largement utilisés ; depuis quelques années, ils sont progressivement remplacés par de nouveaux produits : le Néocaprâte de Benzyle (BNC), le Phénylxylyléthane (PXE), Monoisopropylbiphényle (MIPB), quant à l'huile de ricin, employée comme imprégnant dans les condensateurs de stockage d'énergie, elle ne semble pas menacée.

Par contre, dans l'appareillage (disjoncteurs, interrupteurs), les huiles minérales comme l'air sous pression cèdent la place au SF₆ et au vide; dans le domaine des câbles, les isolants extrudés massif à base de polyoléfinés se substituent au papier imprégné d'huile minérale, de Dodécylbenzène ou de Polybutène. Cependant, des isolations imprégnées dans lesquelles le papier « cellulose » a été remplacé en partie par un papier « polymère » sont expérimentés aux USA et au Japon.

Plus récemment, des gazes liquéfiées comme l'Azote, l'Hydrogène et l'Hélium ont été proposés comme isolants dans les matériels cryogéniques.

Dans les applications industrielles, on s'intéresse essentiellement aux phénomènes de claquage survenant en champs uniforme ou quasi uniforme ; les dispositifs permettant de déterminer la rigidité diélectrique des isolants liquides sont constitués par des électrodes polies en Cuivre, Laiton, Bronze ou en Acier inoxydable ; elles sont soit sphériques, soit en forme de calottes sphériques ; la distance interélectrodes est fixée à 2.5 mm (Fig. I.4). L'ensemble de dispositif et la procédure des essais sont décrits dans la norme NF C 27-221 (1974).

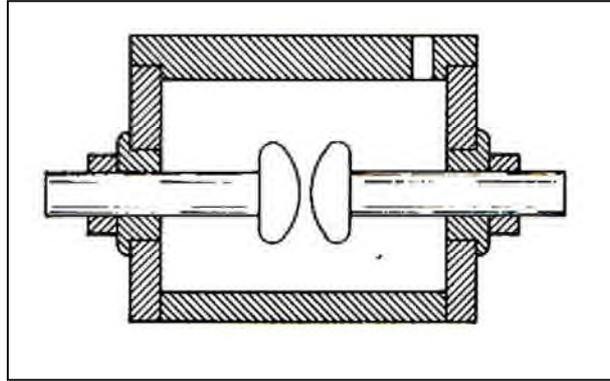


Fig. I.4 Dispositif expérimental permettant la mesure de la rigidité diélectrique d'un liquide.

A. Formation d'ions dans un isolant liquide [1]

Un liquide doit conserver ses propriétés isolantes afin d'éviter l'apparition de phénomènes de dégradation préjudiciables à la bonne tenue des matériaux solides qu'il imprègne. Ce sont les composés non polaires ou faiblement polaires qui se montrent les moins sensibles à une contamination par des substances étrangères dissoutes lors de leurs mises en œuvre, puis en service.

Si l'impureté est constituée par deux ions préexistants, elle est appelée ionophore. Par exemple, le cristal de chlorure de sodium (NaCl) est composé d'un arrangement régulier d'ions Na^+ et Cl^- . Dans ce cas, les propriétés du solvant – essentiellement la permittivité relative ϵ_r – sont responsables de la séparation de paires d'ions. La constante de dissociation K_D d'un soluté A^+B^- s'écrit :

$$K_D = \frac{|A^+| |B^-|}{|A^+B^-|} \quad (32)$$

Pour une réaction telle que : $A^+B^- \rightleftharpoons A^+ + B^-$

Avec $|A^+|$, $|B^-|$, $|A^+B^-|$ représentant la concentration des ions A^+ , B^- et du composé A^+B^- non dissocié.

En posant $\rho K_D = -\log K_D$, une relation a été établie et citée par Charlot et Tremillon (1963):

$$\rho K_D = \rho K_0 + \frac{0.43 Q_e^2}{kT} \frac{Z_1 Z_2}{r_1 + r_2} \frac{1}{\epsilon_r} \quad (33)$$

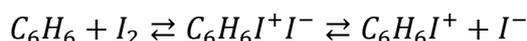
où Z_1 et Z_2 sont les valeurs absolues des charges respectives des deux ions, $r_1 + r_2$, la distance minimum d'approche des ions, ϵ_r la permittivité relative du liquide, Q_e , la charge de l'électron, K , la constante de boltzmann et ρK_0 , une constante.

Ceci montre que la permittivité relative ϵ_r exerce une forte influence sur K_D , donc sur la dissociation des ions ; les liquides isolants utilisés en électrotechnique ont des permittivités relatives comprises entre 2 et 6, à 20°C. En électrochimie, ils sont considérés comme des solvants peu dissociant.

Si l'impureté dissoute dans le liquide est formée par l'interaction d'un composé A avec un autre composé B , elle est dite ionogène. Dans ce cas, on a :



A^+B^- est appelé complexe par transfert des charges ; il y a également la formation d'un composé ionophore, et sa dissociation en ions. On peut citer, à titre d'exemple, l'association du benzène et de l'iode (Andrews et Keefer, 1964), (Rose, 1967), des PCB et de l'iode (R. Fournié, 1970) :



Tous ces équilibres de dissociation dépendent fortement de la température dont toute augmentation favorise l'accroissement du nombre d'ions participant aux phénomènes de conduction.

B. La conduction aux champs électriques élevés [1]

Influencé par les travaux sur la conduction des gaz soumis à un rayonnement ionisant, A. Nikuradse (1934) a imposé l'idée d'une caractéristique idéale courant – tension valable pour tous les liquides pure. Il distinguait trois zones bien différenciées, voire la figure (Fig. I.5).

Dans la zone 1 correspondant aux champs statiques faibles, il apparait un segment linéaire traduisant la présence d'une conduction ohmique : les impuretés dissoutes que les procédés de purification n'ont pas permis d'éliminer contribuent à assurer le passage du

courant. En effet, il est pratiquement impossible d'atteindre la conductibilité intrinsèque d'un liquide isolant comme l'a montré Brière (1964) ; cet auteur s'est rendu compte que la conductivité des liquides dépend du procédé de purification.

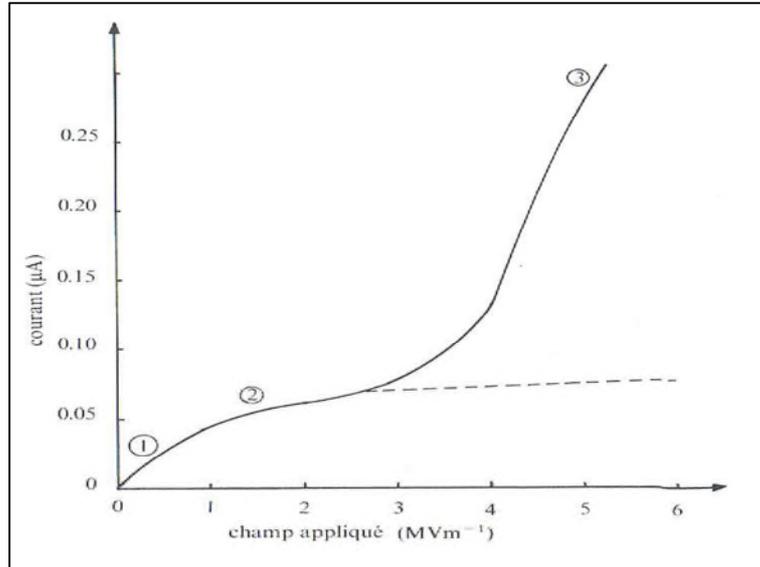


Fig. I.5 Caractéristique I – E d'un diélectrique liquide.

Aux champs moyens (zone 2), la conduction est contrôlée par les cinétiques de dissociation ionique. On observe généralement une décroissance de la pente de la caractéristique courant – tension pour les liquides peu polaires et même un plateau pour les liquides non polaires. Ceci est dû au fait que les équilibres de dissociation, une fois perturbés, sont restaurés après des temps très longs alors que dans l'eau, ils sont rétablis dans un temps très court (50μs).

C. Effet du champ électrique sur les équilibres de dissociation et sur l'injection aux électrodes (Onsager) [1]

Des porteurs de charges peuvent être créés sous l'action d'un champ électrique élevé E : la constante de dissociation K_D définie précédemment peut être modifiée (Onsager, 1934).

En désignant par $K_D(E)$, la nouvelle constante de dissociation, Onsager a établi la relation :

$$\frac{K_D(E)}{K_D} = F(b) = 1 + b + \frac{(2b)^2}{2!3!} + \frac{(2b)^3}{3!4!} + \dots \quad (34)$$

$$\text{Ou : } b = \frac{9.636E}{\epsilon_r T^2} \quad (35)$$

E est le champ électrique en V/cm

$$\text{Pour } b \geq 1, \text{ on a : } Fb \approx \left(\frac{2}{\pi}\right)^{0.5} (8b)^{-0.75} e^{(8b)^{0.5}}$$

Cette approximation correspond à la forme asymptotique de $F(b)$ aux champs élevés. En supposant que les ions des deux signes contribuent également au courant, la conductivité $\sigma(E)$ en fonction du champ E est donnée par :

$$\sigma(E) = \sigma_D [F(b)]^{0.5} \quad (36)$$

Pour $\epsilon_r = 2$ et pour un champ électrique de l'ordre de $10^5 V/cm$, Denat (1982) calcule que $[F(b)]^{0.5} = 37$ à $E = 3.10^5 V/cm$ et $[F(b)]^{0.5} = 370$ à $E = 6.10^5 V/cm$. L'effet du champ est donc très important, d'autant plus que la permittivité relative est plus faible (Durant et Fournié, 1970). Des théories basées sur une dissociation sous l'effet du champ électrique ont été également proposées par Plumley (1941) et Coelho et Bono (1960). Mais le champ électrique peut également provoquer un phénomène d'injection de charges au niveau d'une électrode ; il est dû à l'existence d'une couche d'ions fixés sur le métal à l'interface électrode-liquide. Ces ions sont soumis à l'influence de la force-image, voir la figure (Fig. I.6).

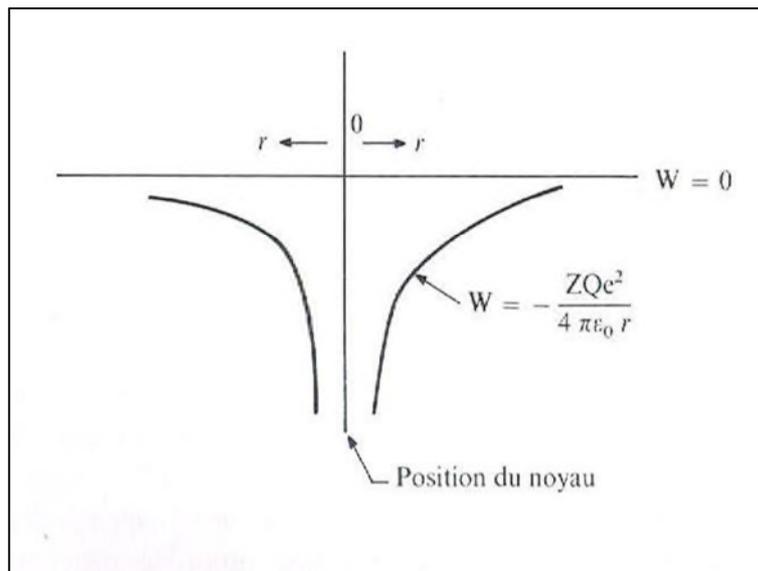


Fig. I.6 Energie d'un électron soumis au champ d'un noyau isolé.

Il se constitue ainsi une double couche qui est formée par les ions et leurs images électriques – condensateur dont la capacité est de l'ordre de $10\mu F/cm^2$ et la tension de l'ordre du volt – de telle sorte qu'une différence de potentiel comparable, appelée polarisation, existe entre l'électrode et le liquide, voir la figure (Fig. I.7).

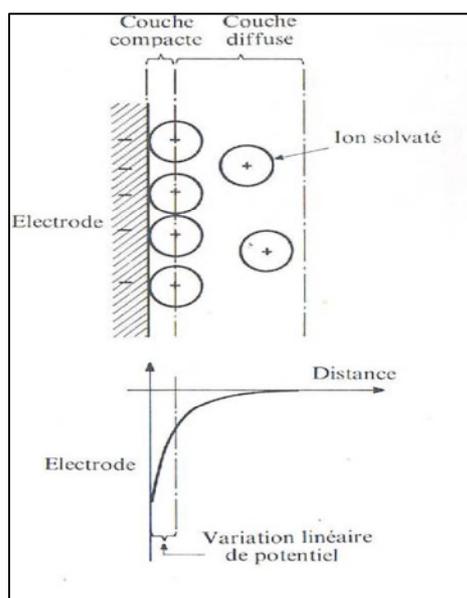


Fig. I.7 Représentation schématique de la double couche et distribution du potentiel à l'interface (N. Felici et coll. 1976).

Elle joue un rôle essentiel dans les transferts d'électrons entre le métal et la phase liquide. La polarisation croît avec la tension appliquée à l'électrode. Dès qu'elle atteint une valeur correspondant à l'oxydation-réduction d'une espèce neutre (liquide lui-même, eau, impureté,...), une injection de courant due à une réaction électrochimique peut se produire, voir la figure (Fig. I.8) (Felici, B. Gosse, J. P. Gosse (1976), Felici (1982)). Mais dans les liquides non polaires, très purs, les conditions ne sont pas favorables au développement d'une réaction électrochimique.

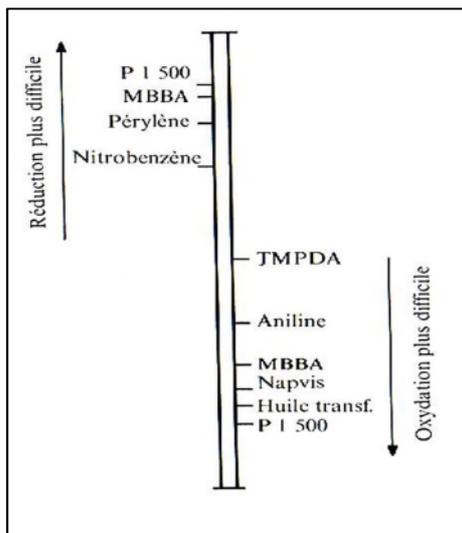


Fig. I.8 Echelle relative d’oxydo-réduction de différents liquides.

P 1500 (pyralène 1500) ; MBBA cristal liquide p-méthoxybenzylidène p-butylaniline ; NAPVIS 04P (Esso) ;TMPDA ; tétraméthylphénylènediamine (N. Filici et coll. 1976).

VI. Conclusion

Vu qu’on aura à travailler sur le borak 22, le presspahn et l’air atmosphérique, donc, on a présenté dans ce chapitre un aperçu théorique et des concepts physiques de base concernant les diélectriques de différentes natures. On a vu que le claquage est un phénomène qui résulte non seulement d’un effort directe du champ électrique sur le matériau, mais de la combinaison des effets d’origine thermique, mécanique, chimique,... qui entre en jeu dans la dégradation des matériaux.

Chapitre II

**MODELES STATISTIQUES APPROPRIES A LA
CARACTERISATION DE LA RUPTURE DIELECTRIQUE**

I. Introduction

La fiabilité est le problème majeur lors du dimensionnement de l'isolation des dispositifs électriques. La rupture est un phénomène aléatoire : pour des échantillons placés dans des conditions expérimentales identiques, on n'obtient pas une valeur unique du champ de rupture, mais une distribution de valeurs. Ce caractère statistique pourrait s'expliquer par l'existence d'hétérogénéités ou de défauts microscopiques locaux dans le matériau diélectrique. Il est donc nécessaire de tester un grand nombre d'échantillons identiques et de mener une analyse statistique sur la dispersion des champs de rupture afin d'en déduire éventuellement des lois de vieillissement. Une base théorique sur les statistiques de la rupture diélectrique a été rapportée dans la littérature.

Dans ce chapitre, nous présentons une base théorique sur les statistiques de la rupture diélectrique ainsi que les principales lois utilisées en fiabilité à savoir les lois: Exponentielle, de Weibull, de Gumbell, de valeurs extrêmes, Gamma, G-Gamma, Logistique, Loglogistique, Normale et Log-normale. Deux tests d'adéquation seront étudiés afin de tester l'ajustement et l'adaptation des différents modèles de lois entrepris vis-à-vis de ces distributions, ainsi que la méthode des intervalles de confiance qui permette d'encadrer la vraie valeur recherchée.

II. Analyse statistique

A. Modèles statistiques appropriés à la rupture diélectrique

La connaissance des valeurs de rupture diélectrique des isolants est un problème majeur pour déterminer la fiabilité des dispositifs électriques. Malheureusement, plusieurs échantillons identiques placés dans les mêmes conditions expérimentales ne fournissent pas une valeur unique du champ de rupture, mais une distribution de valeurs.

Ce caractère statistique impose de tester un grand nombre d'échantillons identiques et de mener une analyse statistique sur la dispersion des champs de rupture afin d'en déduire éventuellement des lois de vieillissement.

Les principales lois utilisées en fiabilité sont les lois: Exponentielle, de Weibull, de Gumbell, de valeurs extrêmes, Gamma, G-Gamma, Logistique, Loglogistique, Normale et Log-normale [5,24-26]. On peut se reporter utilement aux ouvrages de Nelson [27] et Lawless [28], qui fournissent toutes les informations pratiques concernant le traitement des données.

1. Modèle statistique de Weibull [25,29-33]

Le modèle statistique de Weibull ou loi de chaîne s'écrit :

$$P(X) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{X - \gamma}{\eta} \right)^\beta \right], X > 0 \quad (1)$$

$P(X)$: Probabilité de rupture et X : Variable aléatoire

η : Paramètre d'échelle, il est destiné à définir une valeur centrale caractéristique de la population étudiée. Ce paramètre correspond à une densité de probabilité maximale.

Pour $X = \eta$, $\text{LnLn} \frac{1}{1-P} = 0$, on déduit $P = \frac{1}{e} = 63,2\%$.

γ : Paramètre de localisation, indique une survie des échantillons mesuré entre 0 et η ou encore une probabilité de défaillance nulle pour des valeurs de $X < \gamma$. La grandeur γ apparaît comme un seuil en dessous duquel le phénomène régi par la variable X ne se produit plus.

β : Paramètre de forme et donne l'allure des courbes de Weibull; il représente la pente de la droite, c'est un nombre sans dimension.

Dans le cas $\gamma = 0$, le modèle de Weibull est dit à deux paramètres. Le formalisme de Weibull s'écrit :

$$P(X) = 1 - \exp \left[- \left(\frac{X}{\eta} \right)^\beta \right], X > 0 \quad (38)$$

2. Modèle de loi normale

Une variable aléatoire absolument continue (x) suit une loi normale de paramètres (μ, σ) si sa densité de probabilité est donnée par [34]:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - m}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (39)$$

(m) est l'espérance et sigma (σ) est l'écart-type.

3. La loi log-normale

En théorie des probabilités et statistique, une variable aléatoire (x) est dite suivre une loi log-normale de paramètres (μ) et (σ^2) si la variable $y = \ln(x)$ suit une loi normale d'espérance (μ) et de variance (σ^2) .

Cette loi est parfois également appelée loi de Galton.

Une variable peut être modélisée par une loi log-normale si elle est le résultat de la multiplication d'un grand nombre de petits facteurs indépendants [34].

La loi log-normale de paramètres (μ) et (σ) admet pour densité

$$f(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (40)$$

Pour $(x > 0)$, (μ) et (σ) sont la moyenne et l'écart type du logarithme de la variable (puisque par définition, le logarithme de la variable est distribué selon une loi normale de moyenne (μ) et d'écart-type (σ)).

4. Loi de Gumbel

En théorie des probabilités, la distribution de Gumbel ou loi de Gumbel, nommée d'après Émil Julius Gumbel, est une distribution de probabilité continue. Cette loi est un cas spécial de la loi d'extremum généralisée au même titre que la loi de Weibull ou la loi de Fréchet.

La distribution de Gumbel est une bonne approximation de la loi du maximum d'un échantillon de variables aléatoires indépendantes et de même loi, dès que cette loi appartient, précisément, au domaine d'attraction de la loi de Gumbel. Parmi les lois appartenant au domaine d'attraction de cette dernière, on compte la loi exponentielle [35].

La distribution de Gumbel peut, par exemple, servir à prévoir le niveau des crues d'un fleuve, si on possède le relevé des débits sur dix ans. Elle peut aussi servir à prédire la probabilité d'un événement critique, comme un tremblement de terre.

La fonction de répartition de la loi de Gumbel est :

$$F(x; \mu, \beta) = e^{-e^{-\frac{(\mu-x)}{\beta}}}, \quad x \in (-\infty; +\infty) \quad (41)$$

(μ) est un paramètre de position et $(\beta > 0)$ est le paramètre d'échelle.

La densité de probabilité est:

$$f(x; \mu, \beta) = \frac{\exp^{(-z)z}}{\beta} \quad (42)$$

Avec :

$$z = \exp\left[-\frac{x - \mu}{\beta}\right]$$

Cette loi est d'espérance $(\mu + \beta\gamma)$, de médiane $(\mu - \beta \ln(\ln 2))$ et de variance $(\frac{\pi^2}{6} \beta^2)$.

5. Loi exponentielle

Sa fonction de densité se présente sous cette forme [5]:

$$f(x) = \lambda e^{-\lambda x} \text{ Si } x \geq 0 \quad (43)$$

$$f(x) = 0 \text{ Si } x < 0 \quad (44)$$

Son espérance et ses paramètres de dispersion s'établissent comme suit :

$$E(x) = \sigma(x) = \frac{1}{\lambda}, \text{ et } V(x) = \frac{1}{\lambda^2}$$

Enfin, la médiane est $(E(x) \ln 2)$

6. Loi gamma [36]

L'expression de sa fonction de densité (continue) fait intervenir la fonction gamma. La version « généralisée » est la suivante, pour (α) et (β) réels strictement positifs.

$$f(x, k, \mu) = \frac{x^{k-1}}{\Gamma(k) \mu^k} e^{-\frac{x}{\mu}} \quad (45)$$

Pour $x > 0$, $\alpha = k$ et $\beta = \mu$;

$$f(x, \alpha, \beta) = \frac{1}{\beta^\alpha \Gamma(\alpha)} x^{\alpha-1} e^{-\frac{x}{\beta}} \quad (46)$$

$\Gamma(x)$ est la fonction gamma et (α) est un paramètre de forme (shape) généralement supérieur à 1, tandis que (β) est un paramètre d'échelle (scale). Sur d'autres documents on peut le trouver sur une expression différente de cette fonction, avec un paramètre d'échelle égal à $(\frac{1}{\beta})$.

L'espérance est égale à $(\alpha.\beta)$, la variance est $(\alpha.\beta^2)$ et le mode s'établit à $([\alpha - 1].\beta)$.

Lorsque (α) est un entier, la loi gamma est habituellement surnommée loi d'Erlang.

7. Loi gamma généralisée

La distribution gamma généralisée est une distribution de probabilité continue avec trois paramètres. Il s'agit d'une généralisation de la loi gamma à deux paramètres. Depuis de nombreuses distributions couramment utilisés pour les modèles paramétriques dans l'analyse de survie (tels que la distribution de Weibull et la distribution log-normale) sont des cas particuliers du gamma généralisée, il est parfois utilisé pour déterminer quel modèle paramétrique est approprié pour un ensemble de données. [36]

Paramétrages possibles de cette distribution sont parfois utilisés; par exemple avec la substitution $(\alpha = \frac{d}{p})$ [29]. En outre, un paramètre de décalage peut être ajouté, de sorte que le domaine de (x) commence à une valeur autre que zéro [37]. Si les restrictions sur les signes de (a) , (d) et (p) sont aussi levé (mais $(\alpha = \frac{d}{p} > 0)$), ce qui donne une distribution appelée la distribution Amoroso, après le mathématicien italien et économiste Luigi Amoroso qui l'a décrite en 1925[38].

8. Loi logistique [39,40]

En probabilité, la loi logistique de paramètre (μ) et $(s > 0)$ est une loi de probabilité dont la densité est:

$$f(x) = \frac{e^{-\frac{x-\mu}{s}}}{s \left(1 + e^{-\frac{x-\mu}{s}} \right)^2} \quad (47)$$

Son nom de loi logistique est issu du fait que sa fonction de répartition est une fonction logistique. Son espérance et sa variance sont données par les formules suivantes :

$$E(x) = \mu \quad \text{et} \quad V(x) = \frac{s^2 \pi^2}{3}$$

9. Loi log-logistique [39,40]

Dans la théorie des probabilités et en statistiques, la loi log-logistique (connue aussi comme la distribution de Fisk en économie) est une loi de probabilité continue pour une

variable aléatoire non-négative. Elle est utilisée dans l'étude de la durée de vie d'événement dont l'intensité augmente d'abord pour ensuite décroître, comme pour la mortalité dû au cancer après diagnostic ou traitement. Elle est aussi utilisée en hydrologie pour modéliser le débit d'un cours d'eau ou le niveau des précipitations, et en économie pour modéliser l'inégalité des revenus.

La loi log-logistique est la loi d'une variable aléatoire dont le logarithme est distribué selon une Loi logistique. Elle ressemble beaucoup à la loi log-normale, mais s'en distingue par des queues plus épaisses. Par ailleurs, sa fonction de répartition admet une expression explicite, contrairement à la log-normale.

Il existe différentes paramétrisations de la distribution. Celle choisie ici permet une interprétation raisonnable des paramètres et permet une expression simplifiée pour la fonction de répartition. Le paramètre ($\alpha > 0$) est un paramètre d'échelle et joue aussi le rôle de médiane de la distribution. Le paramètre ($\beta > 0$) est un paramètre de forme. La distribution est unimodale lorsque ($\beta > 1$) et sa dispersion décroît lorsque (β) augmente.

Pour ($x > 0$), ($\alpha > 0$), ($\beta > 0$), La densité de probabilité est:

$$f(x, \alpha, \beta) = \frac{\left(\frac{\beta}{\alpha}\right) \left(\frac{x}{\alpha}\right)^{-\beta-1}}{\left[1 + \left(\frac{x}{\alpha}\right)^{-\beta}\right]^2} \quad (48)$$

B. Méthodes de lissage linéaire

La représentation graphique des points expérimentaux peut être approchée par des polynômes de degré 1, 2 ou 3 [1,31-33]. Dans ce qui suit, nous développons les méthodes de lissage linéaire : méthodes des moindres carrés et celle du maximum de vraisemblance.

1. Principe de lissage linéaire par la méthode des moindres carrés [1]

Soit une loi définie par la probabilité cumulée de rupture :

$$P(G) = 1 - \exp - \left[\frac{G}{G_0}\right]^\alpha \quad (49)$$

Sa fonction de distribution est :

$$f(G) = \frac{dP(G)}{dG} = \frac{\alpha}{G_0} \left[\frac{G}{G_0}\right]^{\alpha-1} \exp - \left[\frac{G}{G_0}\right]^\alpha \quad (50)$$

Dans le cas, où le champ de seuil G_s est nul. On cherche une estimation de G_0 et α par régression linéaire sur les points de coordonnées :

$$X_i = \log G_i, Y_i = \log \text{Ln} \frac{1}{1-P_i} \quad (51)$$

Les points expérimentaux sont caractérisés par un numéro d'ordre i . il convient de trouver la valeur de G_s qui conduit au tracé linéaire représentant de façon optimale les points expérimentaux (X_i, Y_i) . Pour cela, on commence à donner à G_s une valeur arbitraire mais inférieure à celle du faible des champs de rupture observés [41]. En répétant le processus pour différentes valeurs données à G_s et en calculant chaque minimum M_c , on trace $M_c(G_s)$. Son minimum s'il existe, donne la valeur du champ seuil G_s à venir, il faut minimiser l'expression :

$$M_c = \sum_{i=1}^N [\text{LogLn} \frac{1}{1-P_i} - a \log G_i - b]^2 \quad (52)$$

Avec :

$\log \text{Ln} \frac{1}{1-P_i}$ Ordonnées des points expérimentaux
 $a \log G_i - b$ Polynôme de premier degré

$$M_c = \sum_{i=1}^N [\text{LogLn} \frac{1}{1-P_i} - a \log G_i - a \log G_0]^2 \quad (53)$$

On différencie par rapport aux coefficients de la droite, soit :

$$\frac{\partial M_c}{\partial a} = 0, \frac{\partial M_c}{\partial b} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial M_c}{\partial a} = 0, \frac{\partial M_c}{\partial \log G_0} = 0$$

Dans le cas général où $G_s \neq 0$, cette étape consiste à chercher la valeur du champ seuil qui contribue à linéariser les points expérimentaux dans une représentation à 3 paramètres.

On a:

$$P(G) = 1 - \exp - \left[\frac{G-G_s}{G_0-G_s} \right]^\alpha \quad (54)$$

$$\text{LogLn} \frac{1}{1-P} = \alpha \log(G - G_s) - \alpha \log(G_0 - G_s) \quad (55)$$

$$M_c = \sum_{i=1}^N [\text{LogLn} \frac{1}{1-P_i} - \alpha \log(G_i - G_s) - b]^2 \quad (56)$$

Avec:

$\log \text{Ln} \frac{1}{1-P_i}$ Ordonnées des points expérimentaux et $\alpha \log(G_i - G_s) - b$ Polynôme du premier degré.

On a:

$$M_c = \sum_{i=1}^N [\text{LogLn} \frac{1}{1-P_i} - \alpha \log(G_i - G_s) + \alpha \log(G_0 - G_s)]^2 \quad (57)$$

On différencie ensuite par rapport aux coefficients de la droite, soit:

$$\frac{\partial M_c}{\partial a} = 0, \frac{\partial M_c}{\partial b} = 0 \text{ et } \frac{\partial M_c}{\partial \alpha} = 0, \frac{\partial M_c}{\partial \log(G_0 - G_s)} = 0$$

Il est nécessaire de connaître la valeur de G_0 (choisi d'après le lissage polynomial de degré 3 des points expérimentaux dans une représentation à deux paramètres) et de minimiser la valeur de M_c pour chaque valeur donnée à G_s .

2. Lissage linéaire par la méthode du maximum de vraisemblance

La méthode du maximum de vraisemblance est une technique bien connue pour l'estimation des paramètres d'une distribution de probabilité. L'application de cette méthode pour l'estimation des paramètres de la loi de Weibull a été faite par Cohen [42]. On définit la fonction de vraisemblance L par :

$$L = \prod_{i=1}^N f(X_i) = \prod_{i=1}^N \frac{dP(X_i)}{dX} \quad (58)$$

Elle correspond à la probabilité d'avoir les valeurs de X_i , i de 1 à N , dans le même échantillon par application de la règle du produit des probabilités puisque les X_i sont indépendants.

C. Intervalles de confiance

Toute estimation des paramètres d'une population statistique diffère de la vraie valeur des mêmes paramètres de la population totale qui serait obtenue à partir d'une expérience comportant un nombre infiniment grand d'éprouvettes. La plus part des estimations ont recours à des méthodes graphiques ou de calcul et restent toujours approximatives. De plus, il est difficile de mesurer l'erreur imputable à de tels procédés, ce qui rend délicat l'analyse des résultats notamment dans le cas des essais comparatifs.

Le calcul des intervalles de confiance pour une distribution de Weibull est un problème très complexe qui a fait l'objet de nombreux travaux [43,44]. Des formules de calcul permettent de dériver ces intervalles pour les différents paramètres à partir de données tabulées. Ces tables sont dispersées dans les recueils statistiques. Stone et Van Heeswijk [45] ont calculé les différents paramètres de Weibull. Un logiciel de calcul a été développé par Stone [46].

Soit \hat{E} un estimateur d'un paramètre X dont on connaît la loi de probabilité pour chaque valeur de X . Étant donné une valeur X_0 de X , on peut déterminer un intervalle de probabilité de niveau $(1-p)$ pour \hat{E} , c'est-à-dire deux bornes a et b telles que :

$$P(E_1 < \hat{E} < E_2 / X = X_0) = 1 - p \quad (59)$$

Ces bornes dépendent évidemment de X_0 . On choisira dans la plupart des cas un intervalle de probabilité à risque symétrique.

Soit E la valeur observée de \hat{E} on adopte alors la règle suivantes :

Si E appartient à l'intervalle (E_1, E_2) , on conserve X_0 comme valeur possible de X .

Si E n'appartient pas à l'intervalle (E_1, E_2) , on élimine X_0 .

On répète cette opération pour toutes les valeurs du paramètre. On traduit graphiquement cette méthode dans un plan (X, \hat{E}) où l'on trace $E_1(X)$, $E_2(X)$

On dit que (a, b) est un intervalle de confiance de niveau $(1-p)$, avec p risque d'erreur maximum accepté. C'est un intervalle aléatoire car il dépend de E . on parle d'intervalle de confiance à $100(1-p)\%$, cela signifie que l'intervalle a $100(1-p)\%$ de chance de contenir la valeur réelle du paramètre, ou il existe un risque p pour qu'un point extérieur à cet intervalle

appartienne à la distribution. Un intervalle de confiance à 10% signifie que l'on a 10 chances sur 100 de voir un point extérieur à cet intervalle appartenir à la distribution ou fait intervenir un risque de 10% .

Les intervalles de confiance ne sont valables que pour des éprouvettes testées de façon identique [47,48].

D. Test d'adéquation

Ce test est couramment utilisé pour vérifier si un échantillon provient ou non d'une variable aléatoire de distribution connue. Les méthodes empiriques telles que l'étude de la forme de l'histogramme étaient peu satisfaisantes pour attester du bon choix d'une distribution. Pour tester l'ajustement d'une distribution observée à une distribution théorique, le test de khi-deux s'avère mieux adapté, mais n'est pas infaillible. Il convient donc de mieux mentionner ses limites d'utilisation. Le principe de ce test très classique est exposé dans les ouvrages de statistiques comme celui de Chapiro et de Pazzis [49] et repris dans d'autres travaux sur les isolants solides [50-52].

1. Test de khi-deux (χ^2) [5, 32, 33]

L'application de ce test est conditionnée par le nombre d'observation qui doit être supérieur ou égale à 50.

Pour ce test on utilise généralement des classes et dans chaque classe on doit obtenir un nombre d'observations supérieur ou égale à 5, l'intervalle de classe n'est pas forcément régulier.

Il est basé sur l'écart entre les valeurs observées et le modèle théorique.

Soit la fonction E suivante :

$$E = \sum_{i=1}^r \frac{(n_i - np_i)^2}{np_i} \quad (60)$$

p_i : Probabilité de se trouver dans la classe i

n_i : Nombre d'individus (d'observations) de la i^{ieme} classe

n : Nombre d'individus total de l'échantillon.

np_i : Nombre d'individus attend théoriquement dans la classe i

E Suit approximativement une loi χ^2 de ν degrés de liberté avec $\nu = r - k - 1$ ou k : nombre de paramètres estimé pour le modèle théorique.

Donc on peut écrire que:

$$P(E > \chi_{\nu, 1-\alpha}^2) = 1 - \alpha \quad (61)$$

Si $E > \chi_{\nu, 1-\alpha}^2$ on rejette l'hypothèse du modèle théorique choisi.

2. Test de Kolmogorov-Smirnov [32,33]

Aucune restriction n'est nécessaire pour l'application de ce test, cependant si , il est préférable de regrouper les valeurs en classe et utiliser le test de

Son principe consiste à comparer la fonction de répartition réelle de répartition des défaillances à la fonction de répartition théorique. C'est-à-dire on mesure l'écart point par point entre les deux fonctions ;

$$Dn_i = |f(t) - F(t)| \quad (62)$$

Où $f(t)$: fonction réelle, elle est obtenue par la méthode des rangs moyen $f(t) = \frac{i}{N+1}$

Ou par la méthode des rangs médian

$$f(t) = \frac{i - 0,3}{N + 0,4} \quad (63)$$

Et $F(t)$: fonction théorique

$$\text{Soit } Dn = \text{MAX} |f(t) - F(t)| \quad (64)$$

$$\text{et } P[\text{MAX} |f(t) - F(t)| < D_{n, \alpha}] = 1 - \alpha \quad (65)$$

La valeur de $D_{n, \alpha}$ est donnée par la table de Kolmogorov-Smirnov.

Si $D_n > D_{n, \alpha}$ on refuse l'hypothèse du modèle théorique.

III. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principales lois utilisées en fiabilité, ainsi que deux méthodes de lissage linéaire (méthode des moindres carrés et celle du maximum de vraisemblance).

Nous avons vu deux tests d'adéquation (test de Khi-deux et test de Kolmogorov-Smirnov), afin de tester l'ajustement et l'adaptation des différents modèles de lois entrepris vis-à-vis de ces distributions, et la méthode des intervalles de confiance qui permette d'encadrer la vraie valeur recherchée.

Chapitre III

PARTIE EXPERIMENTALE

I. Introduction

Ce chapitre est consacré aux travaux expérimentaux effectués au laboratoire de haute tension de l'université A. Mira de Bejaïa. Les essais ont été réalisés dans le but d'étudier la tenue diélectrique à court terme dit essais dynamiques, de trois types d'isolants, à savoir le papier presspahn, l'huile minérale Borak 22 et l'air atmosphérique gaz, sous tension alternative sinusoïdale 50 Hz, tension continue de polarité positive et tension continue de polarité négative.

Au cours de nos essais, l'amplitude de la tension croît avec une vitesse constante de 3 kV/s jusqu'au claquage.

Neuf lois de statistique seront utilisées pour le traitement des mesures obtenues, en plus des intervalles de confiances ; les résultats obtenus seront confrontés à deux tests d'adéquation.

II. Dispositifs expérimentaux

Pour la mesure de la tension de claquage, nous avons utilisé deux dispositifs schématisés dans les figures (Fig. III.1 et Fig. III.2), un pour les mesures sous tension alternative et l'autre pour les mesures sous tension continue.

Le schéma de la figure Fig. III.1, comprenant les éléments suivants :

- Une source de tension avec plusieurs vitesses de montée de la rampe.
- Un transformateur HT (T_{100}) $0.8/135 \text{ kV}$. Pouvant délivrer une tension allant de 0 à 100 kV pour des essais en tension alternative et de 0 à 135 kV en tension continue.
- Un diviseur de tension capacitif ($C_0 = 0,1 \mu\text{F}$ et $C_u = 41,4 \mu\text{F}$) pour les mesures en tension alternative. Par contre ceux de tension continue, nous utiliserons un diviseur de tension résistif.
- Un voltmètre de crête (V) AC/DC de type MU11, à affichage digital permettant la mesure, selon le montage électrique, des hautes tensions alternatives, ou continues.
- Une résistance de protection $R = 106 \text{ k}\Omega$ limitant le courant.
- Un bâti servant pour l'ensemble éprouvette et électrodes.

- Deux électrodes identiques, planes de géométrie cylindrique en cuivre et de 2 cm de diamètre; une connecté à la borne haute tension, l'autre à la terre.

Enfin, l'ensemble dispositif-échantillons sont entourés par une cage de protection.

Pour la mesure de la tension de claquage sous tension continue, nous avons utilisé le dispositif représenté par la Figure (Fig. III.2), comprenant les mêmes éléments que le dispositif précédent, sauf à la place du diviseur capacitif, on utilise un diviseur résistif associé à une diode de haute tension pour le lissage et un condensateur (voir la figure Fig. III.2). Le sens du montage de la diode, déterminera le type de la polarité de la tension.

- Avec:
- R_u : résistance basse tension;
 - R_0 : résistance haute tension ($R_0 = 250M\Omega$);
 - C : condensateur de lissage ($C=10nF$);
 - D_{HT} : diode de haute tension ($G270$).

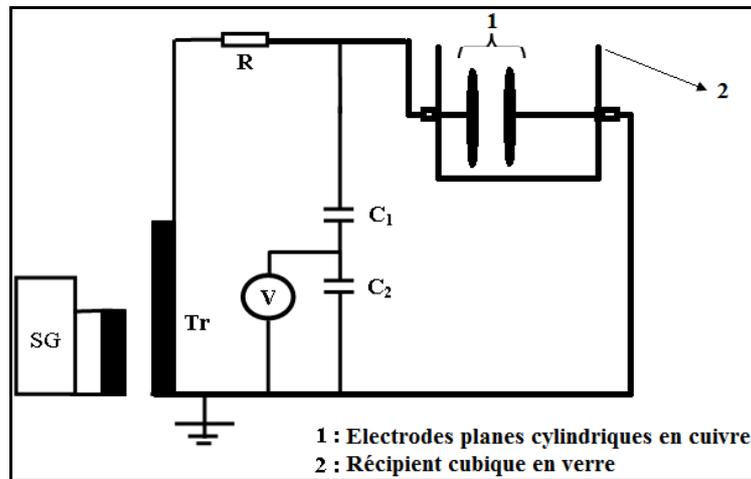


Fig. III.1 Schéma de dispositif des essais de claquage sous tension alternative sinusoïdale.

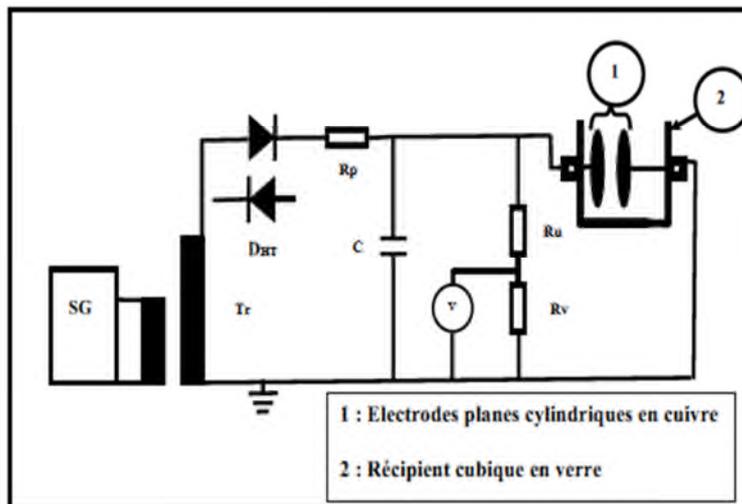


Fig. III.2 Schéma du dispositif des essais électriques sous tension continue.

III. Partie expérimentale

A. Les essais sur le papier presspahn

Avant les essais, le papier presspahn a été découpé en plaques carrés de 8cm chacune. Son épaisseur est de $0,5\text{mm}$. Pour faire disparaître la présence éventuelle d'humidité, les échantillons ont été conditionnés dans un dessiccateur avec du gel de silicone pendant au moins 24h, conformément à la norme DIN 53481/VDE 0303 [53], afin d'éliminer toute présence d'humidité.



Fig. III.3 Echantillons de presspahn au cours de conditionnement dans le dessiccateur.

Les essais consistent à placé à chaque essai un échantillon entre les deux électrodes sans laisser de vide (électrode - presspahn), et à soumettre l'échantillon considéré à une tension de vitesse de montée constante de $3kV/s$ jusqu'au claquage (Fig. III.4). Après la rupture nous relevons la valeur de la tension affichée sur le voltmètre de crête.

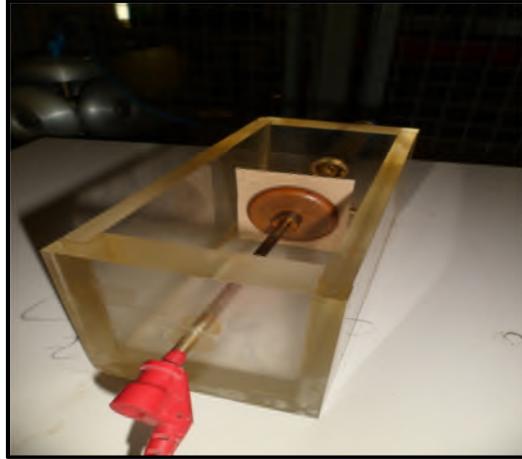


Fig. III.4 Echantillon de presspahn au cours d'un essai de claquage.

B. Les essais sur l'huile minérale Borak 22

Les essais ont été faites en réglant la distance inter - électrodes à $0.5cm$ et en remplissant le récipient de l'huile jusqu'à ce que les électrodes soit complètement émergées. Avant chacun de ses essais, on agite l'huile pour faire disparaître les bulles d'air résiduelles et les déchets carboniques résultants du claquage. Nous relevons ensuite, la tension de claquage à la fin de chaque essai. L'huile sera échangée après chaque 25 essai.

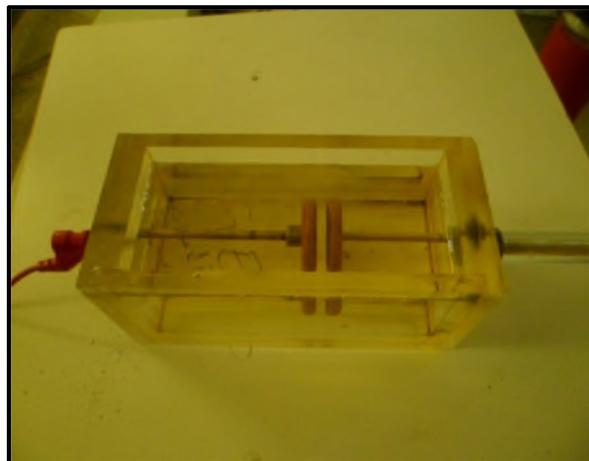


Fig. III.5 Essai de claquage sur l'huile minérale (Borak 22).

C. Les essais sur l'air atmosphérique

Pour une distance inter - électrodes de 1 cm, où les électrodes serrant isolées l'une par rapport à l'autre par l'air libre, on applique une tension croissante d'une vitesse constante de 3 kV/s jusqu'au claquage, puis on relève la tension de rupture (voir figure Fig. III.6). Les essais sont séparés l'un par rapport autre d'une durée minimale de 3 min .

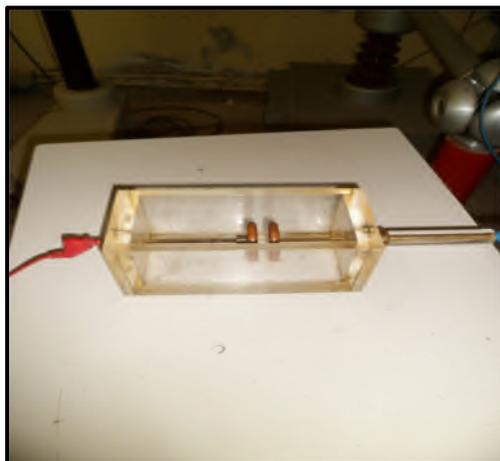


Fig. III.6 Essai de claquage sur l'air atmosphérique.

Remarque : Nous tenons à spécifier que pour les trois types de diélectriques étudiés, 50 essais sont réalisés pour chacune de tension appliquée.

IV. Résultats et discussions

A. Diagrammes de différentes méthodes

Une analyse statistique a été faite pour le traitement des valeurs de claquage en utilisant les différentes méthodes aux trois isolants et aux trois types de tensions appliquées.

Après avoir classé les tensions de claquage par ordre croissant, on a choisi la méthode des rangs médians, pour le traçage des différents diagrammes.

On a choisi la méthode du maximum de vraisemblance pour le lissage des points expérimentaux donc pour le calcul des différents paramètres des lois étudiées.

Nous avons considéré des intervalles de confiance à 90% où l'on prend un risque de 10% voir un point extérieur aux intervalles appartenir à la distribution.

Dans les figures (Fig. III.7) à (Fig. III.39) ; seront exposés les diagrammes pour

chacun de ces cas d'analyse.

1. Diagrammes pour les essais sous tension alternative 50Hz

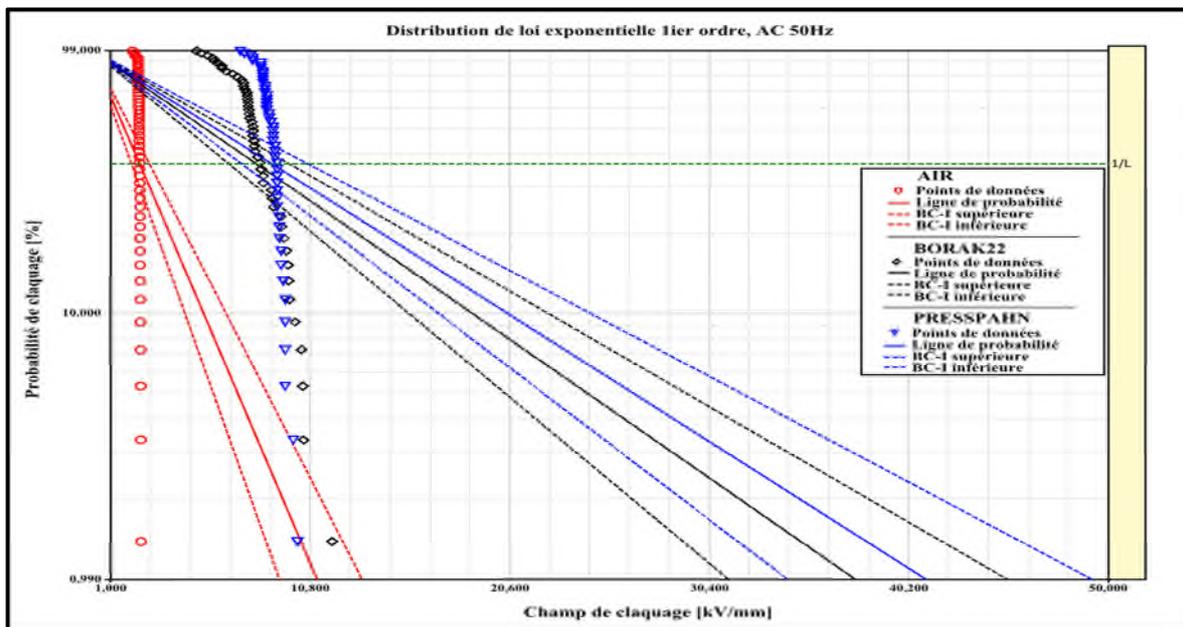


Fig. III.7 Distribution exponentielle du 1^{er} ordre, tension alternative.

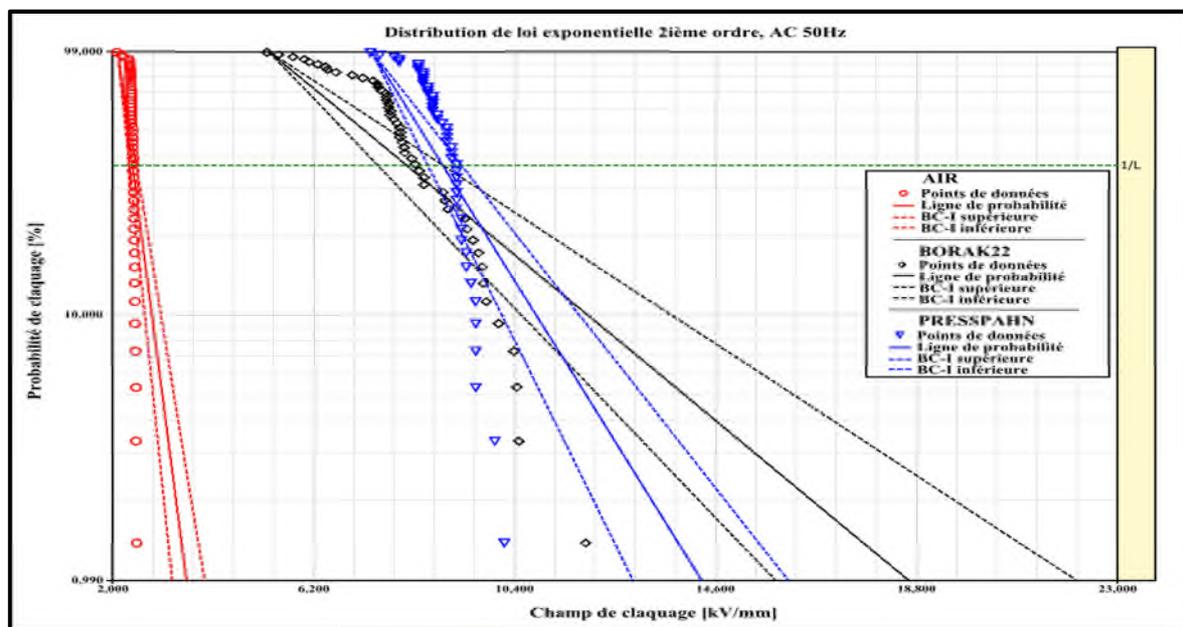


Fig. III.8 Distribution exponentielle du 2^{ème} ordre, tension alternative.

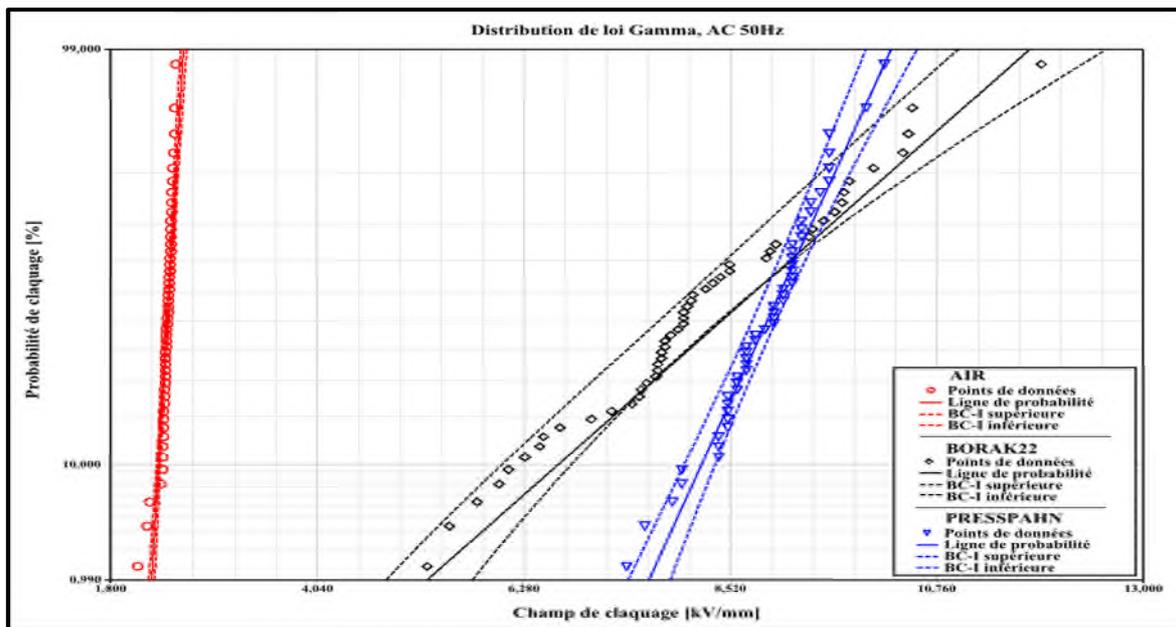


Fig. III.9 Distribution de loi gamma, tension alternative.

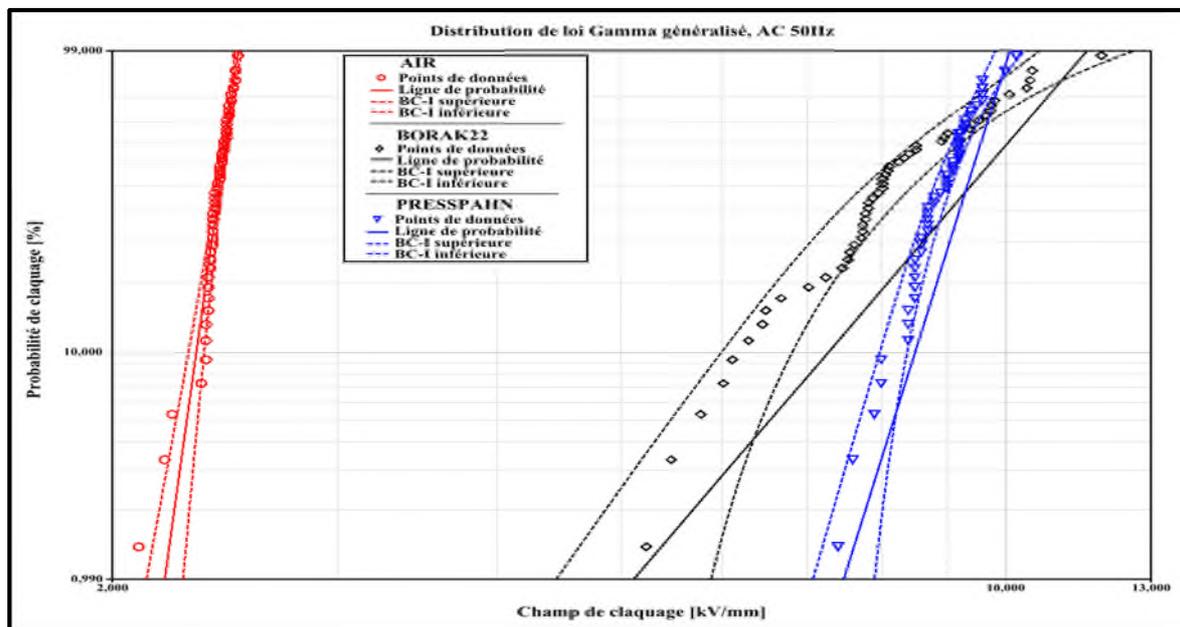


Fig. III.10 Distribution de loi Gamma Généralisée, tension alternative.

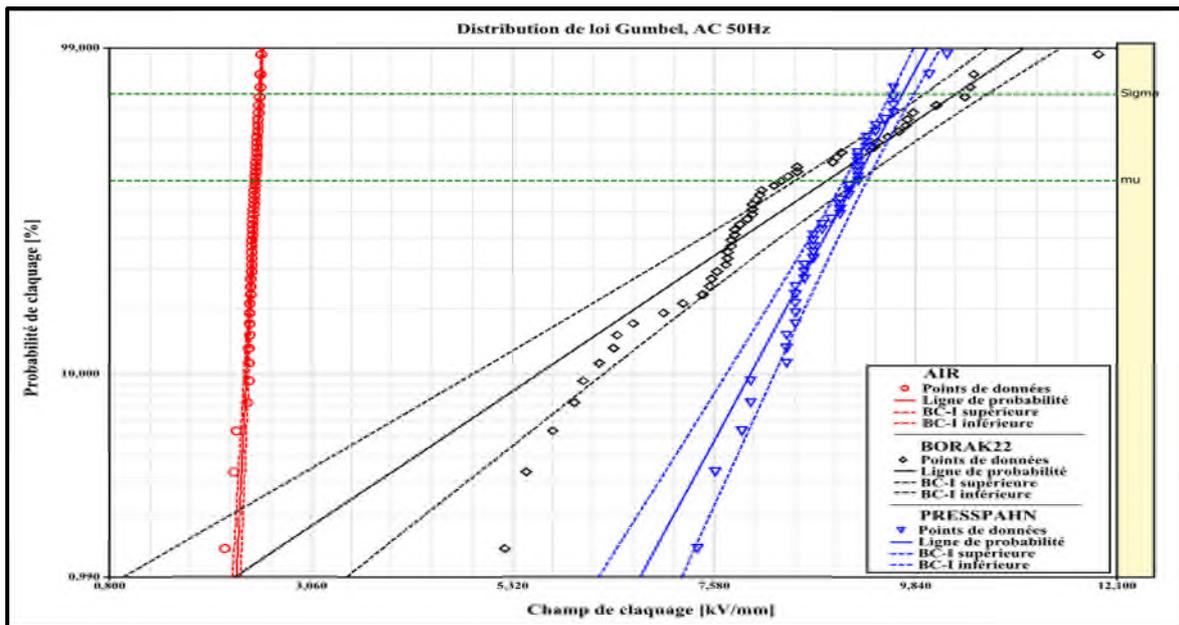


Fig. III.11 Distribution de loi Gumbel, tension alternative.

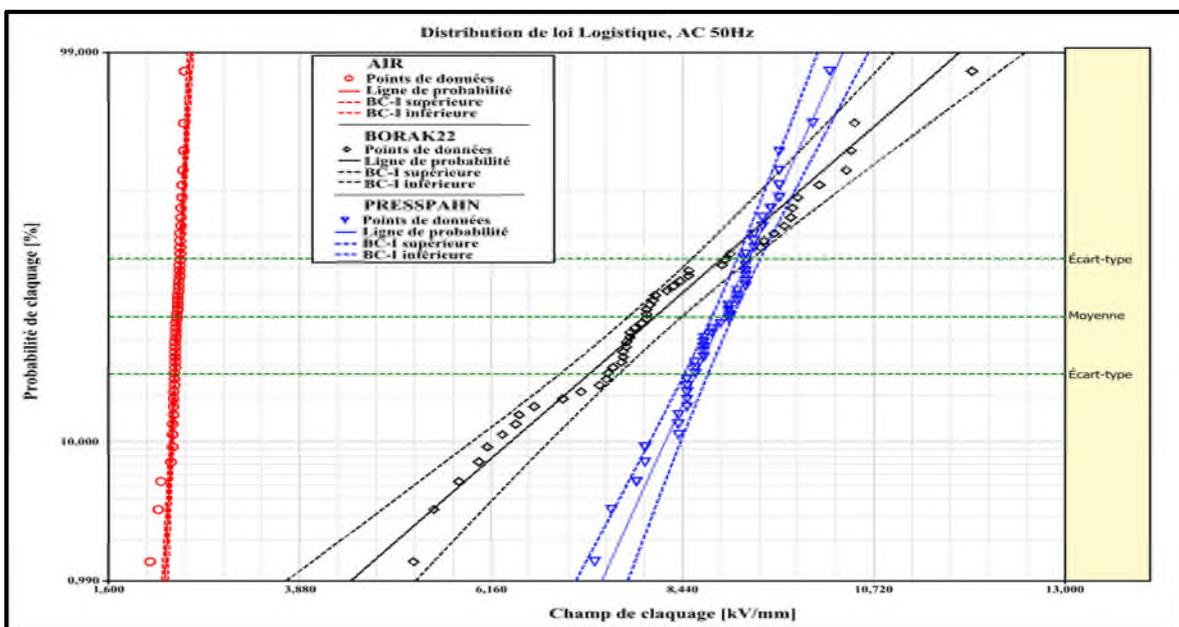


Fig. III.12 Distribution de loi logistique, tension alternative.

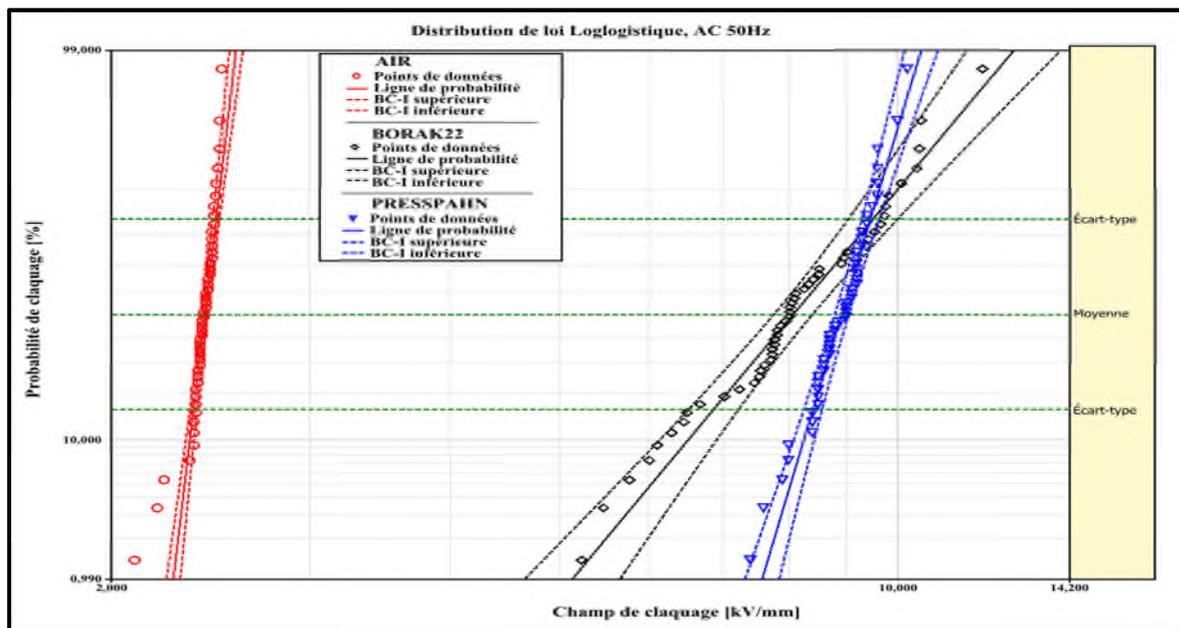


Fig. III.13 Distribution de loi log - Logistique, tension alternative.

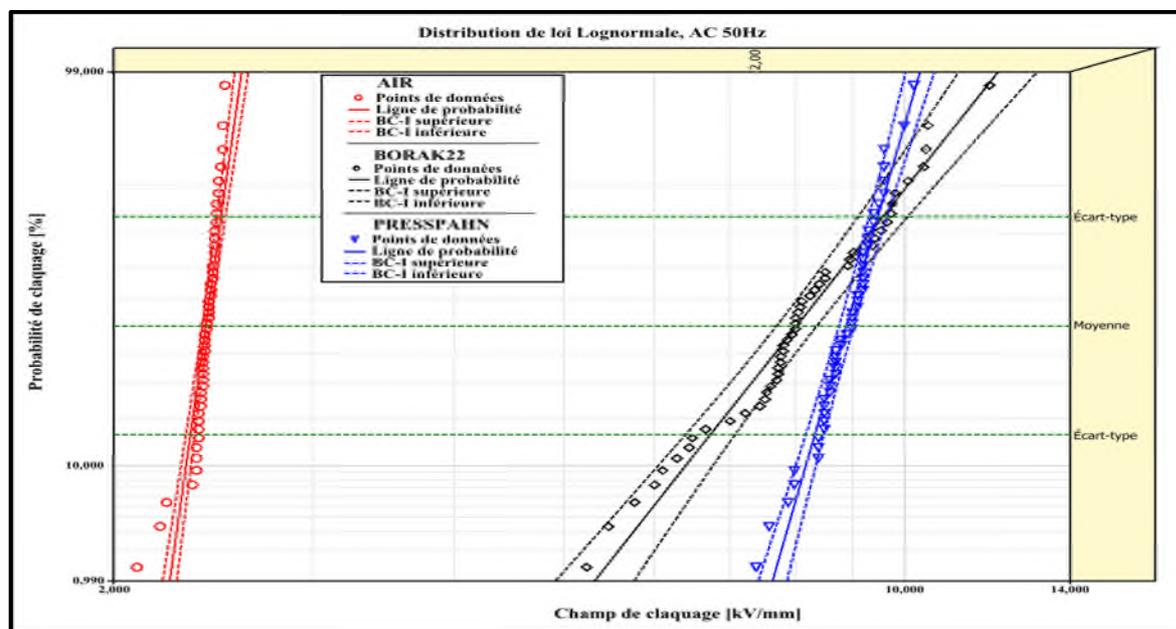


Fig. III.14 Distribution de loi log - Normale, tension alternative.

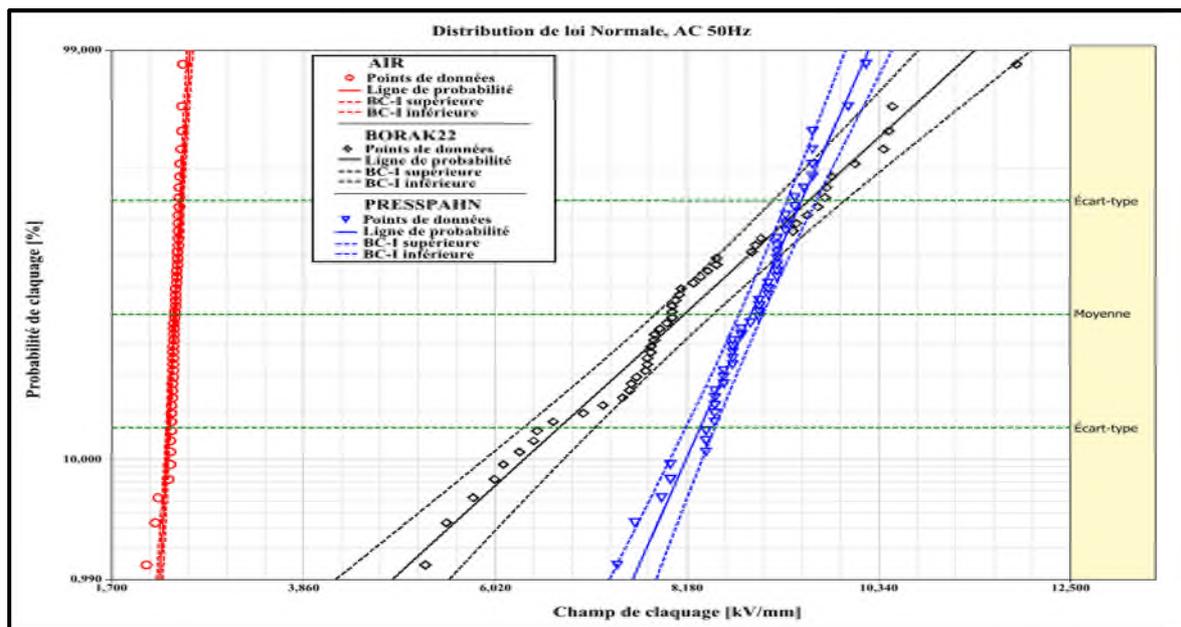


Fig. III.15 Distribution de loi normale, tension alternative.

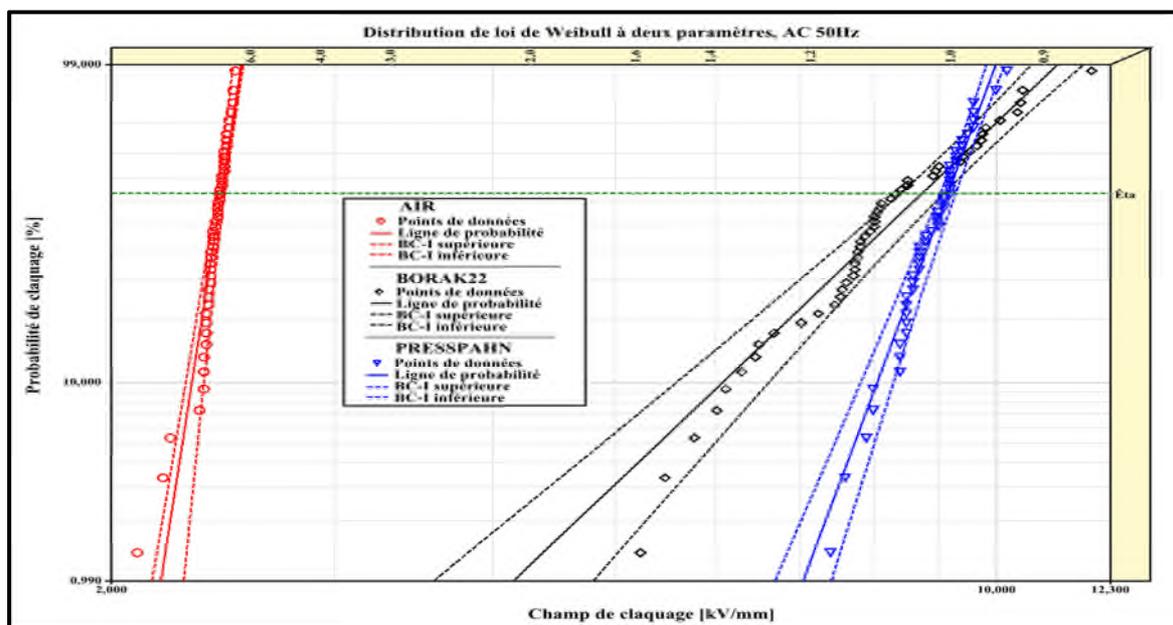


Fig. III.16 Distribution de loi de Weibull à 2 paramètres, tension alternative.

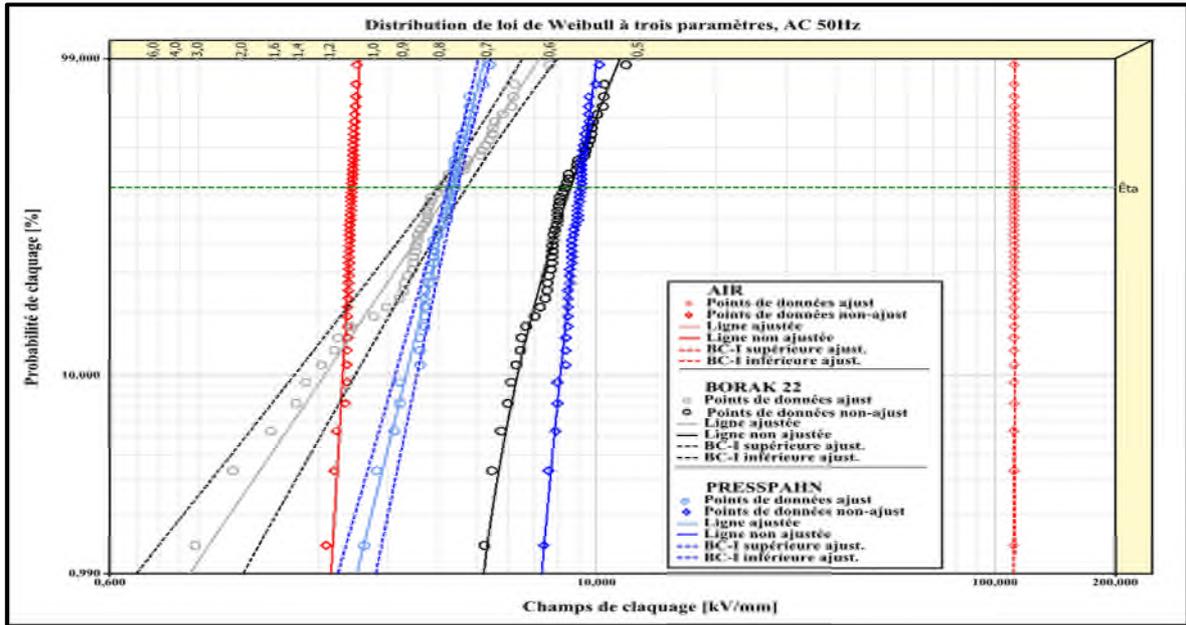


Fig. III.17 Distribution de loi de Weibull à Trois paramètres, tension alternative.

2. Diagrammes des essais sous tension continue de polarité positive

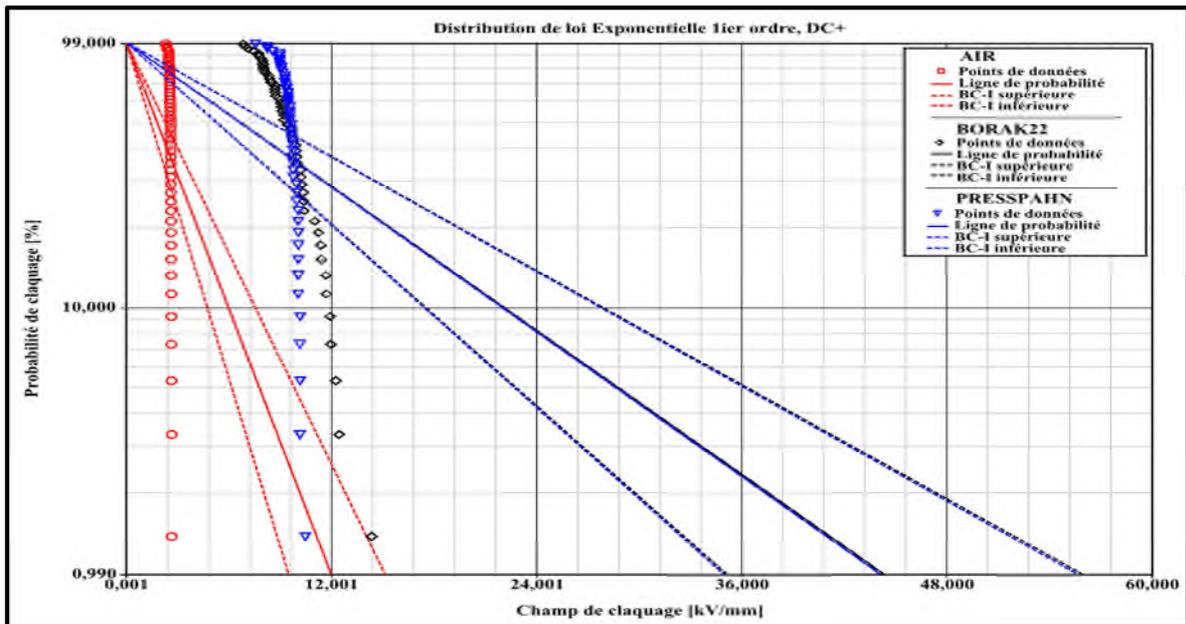


Fig. III.18 Distribution de loi Exponentielle 1^{er} ordre, tension continue de polarité positive.

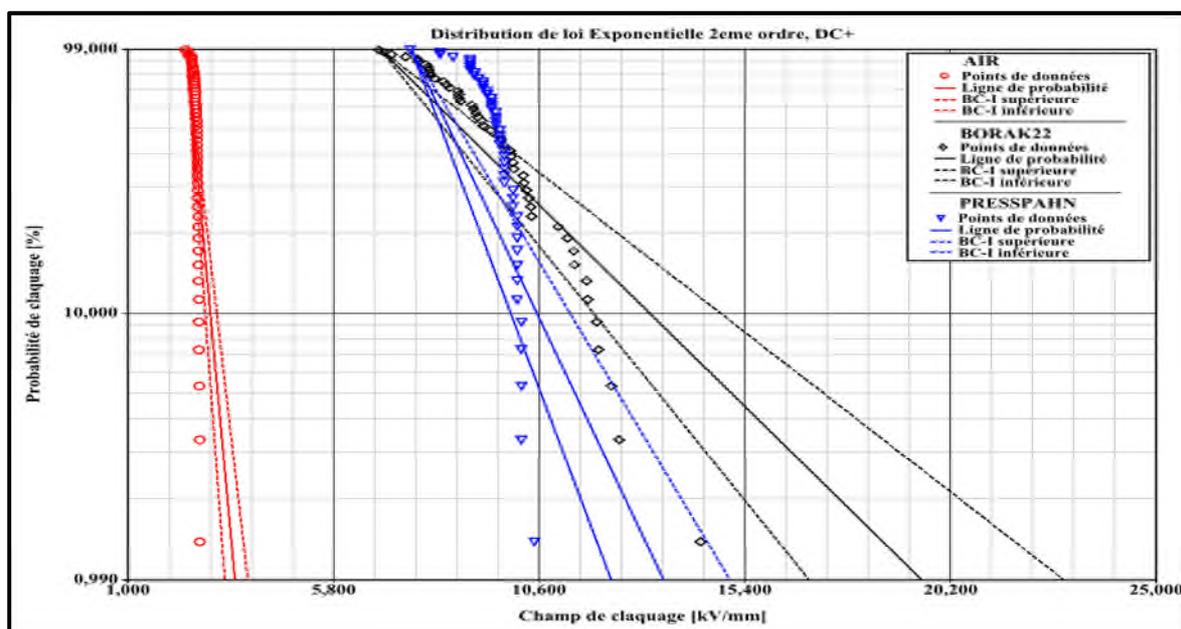


Fig. III.19 Distribution de loi Exponentielle 2^{ème} ordre, tension continue de polarité positive.

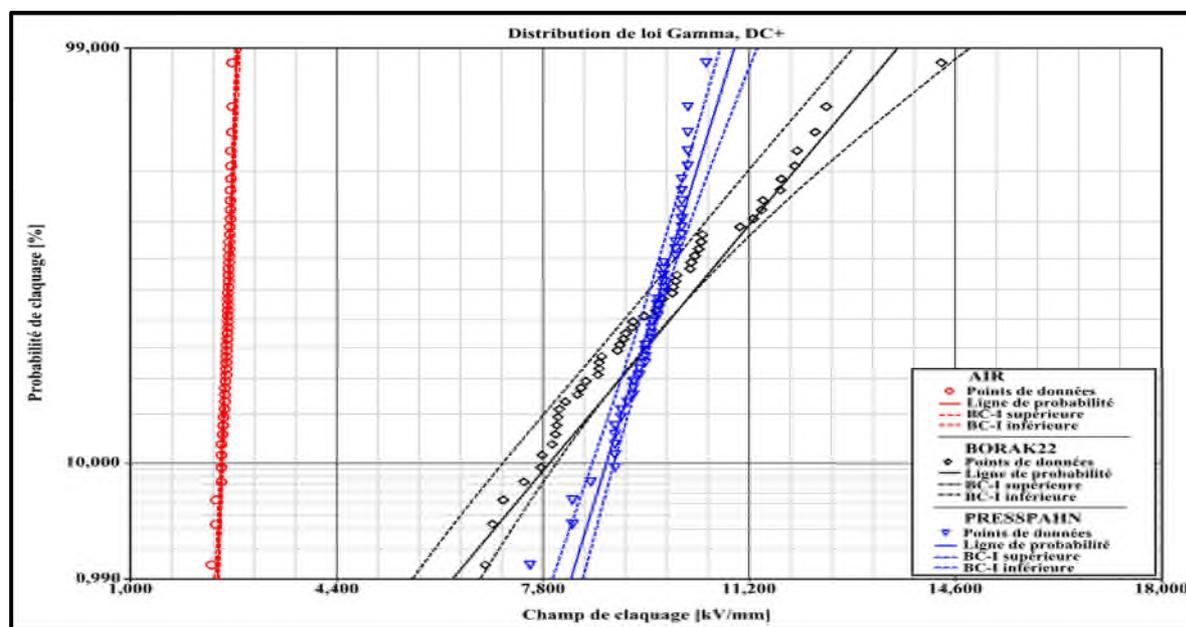


Fig. III.20 Distribution de loi Gamma, tension continue de polarité positive.

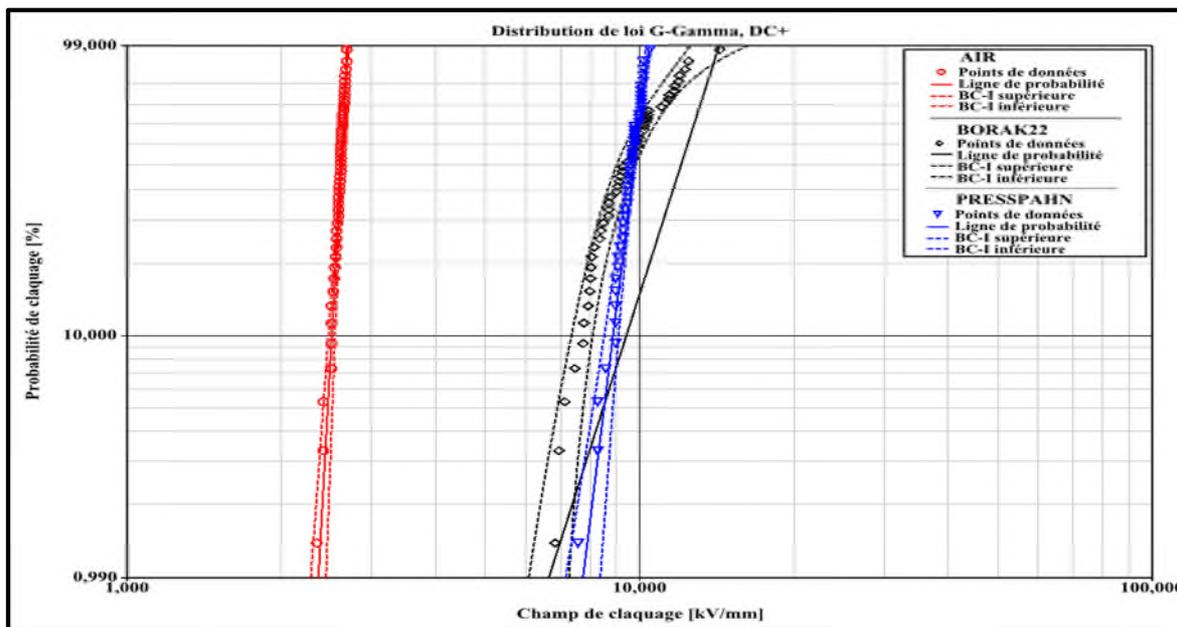


Fig. III.21 Distribution de loi Gamma Généralisée, tension continue de polarité positive.

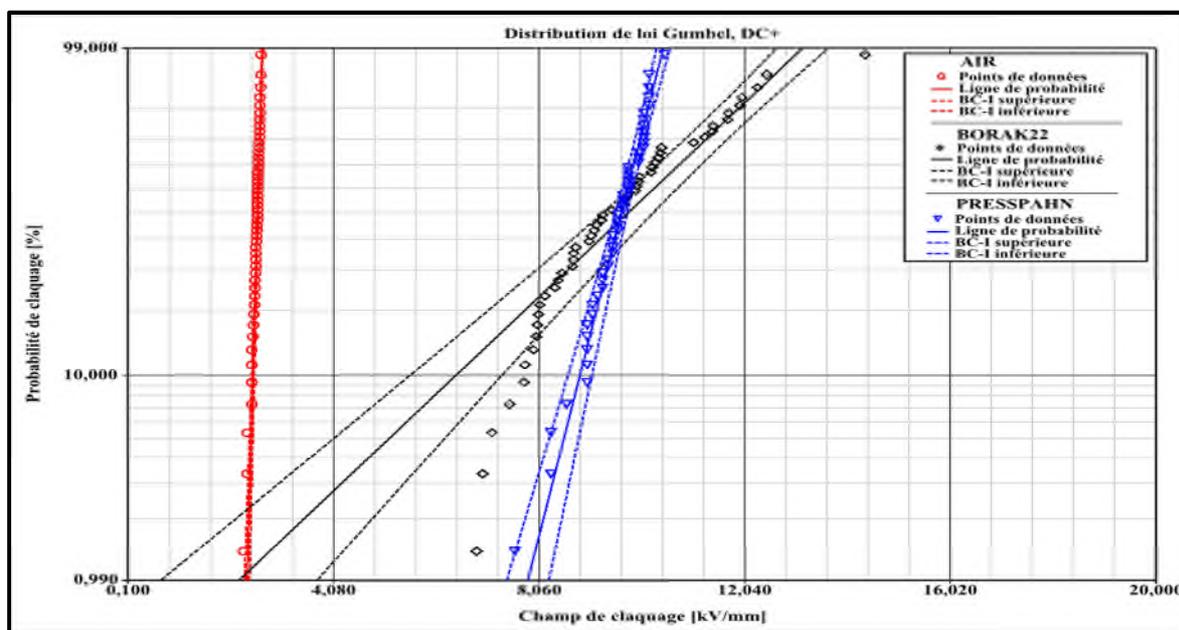


Fig. III.22 Distribution de loi Gumbel, tension continue de polarité positive.

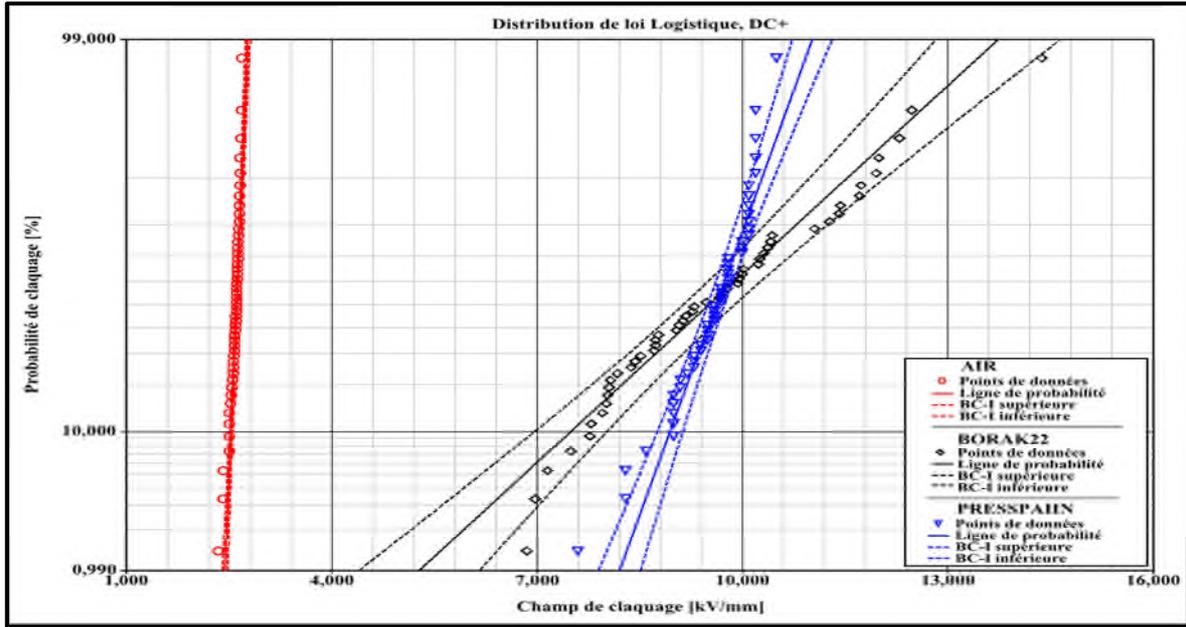


Fig. III.23 Distribution de loi Logistique, tension continue de polarité positive.

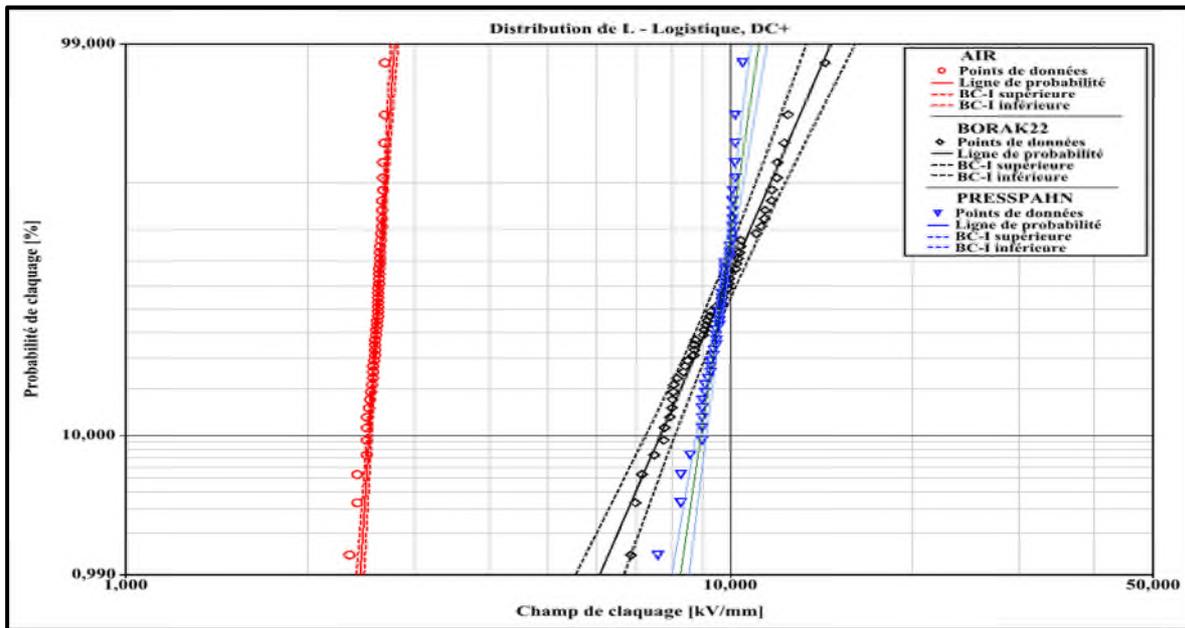


Fig. III.24 Distribution de loi Log - Logistique, tension continue de polarité positive.

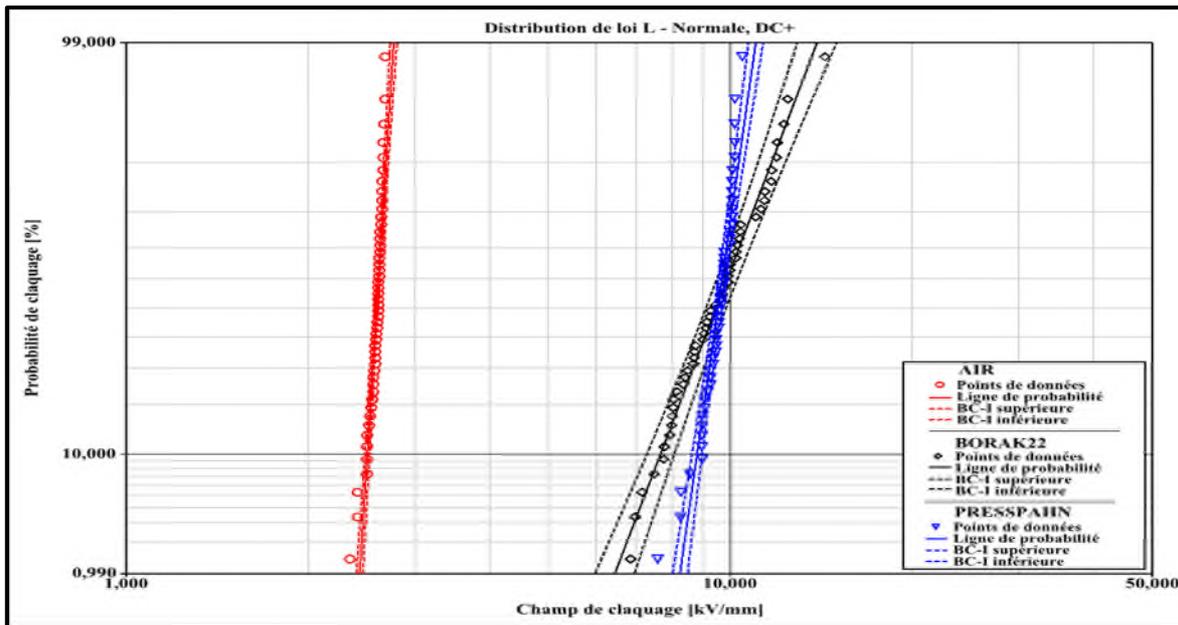


Fig. III.25 Distribution de loi Log - Normale, tension continue de polarité positive.

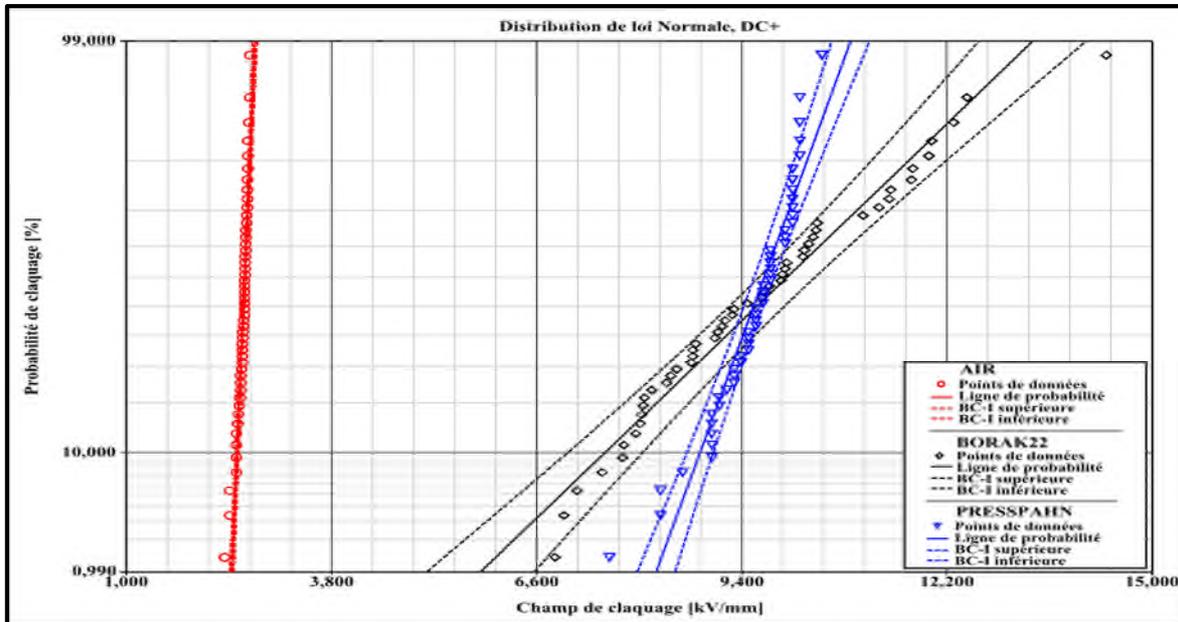


Fig. III.26 Distribution de loi Normale, tension continue de polarité positive.

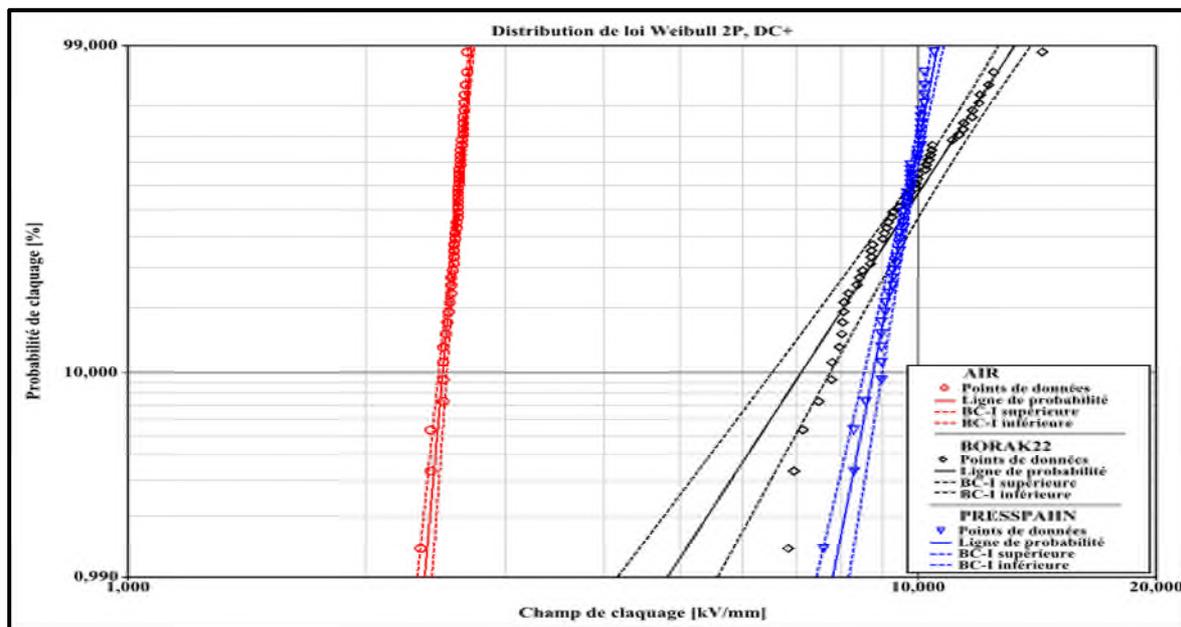


Fig. III.27 Distribution de loi Weibull à deux paramètres, tension continue de polarité positive.

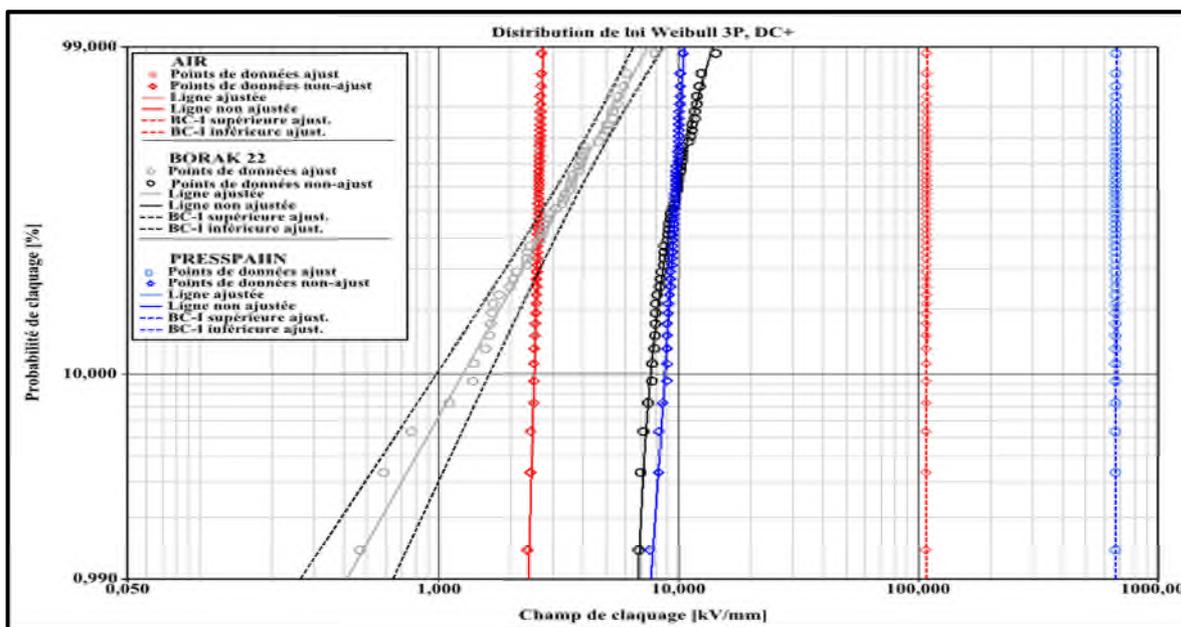


Fig. III.28 Distribution de loi Weibull à trois paramètres, tension continue de polarité positive.

3. Diagrammes des essais sous tension continue de polarité négative

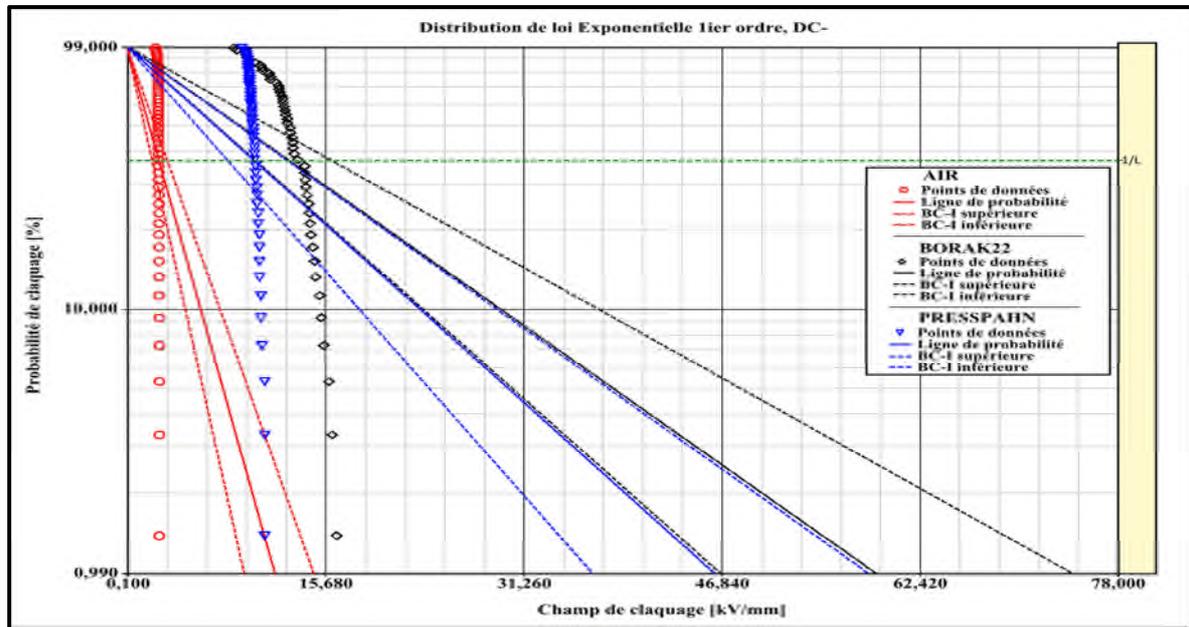


Fig. III.29 Distribution de loi Exponentielle de 1^{re} ordre, tension continue de polarité négative.

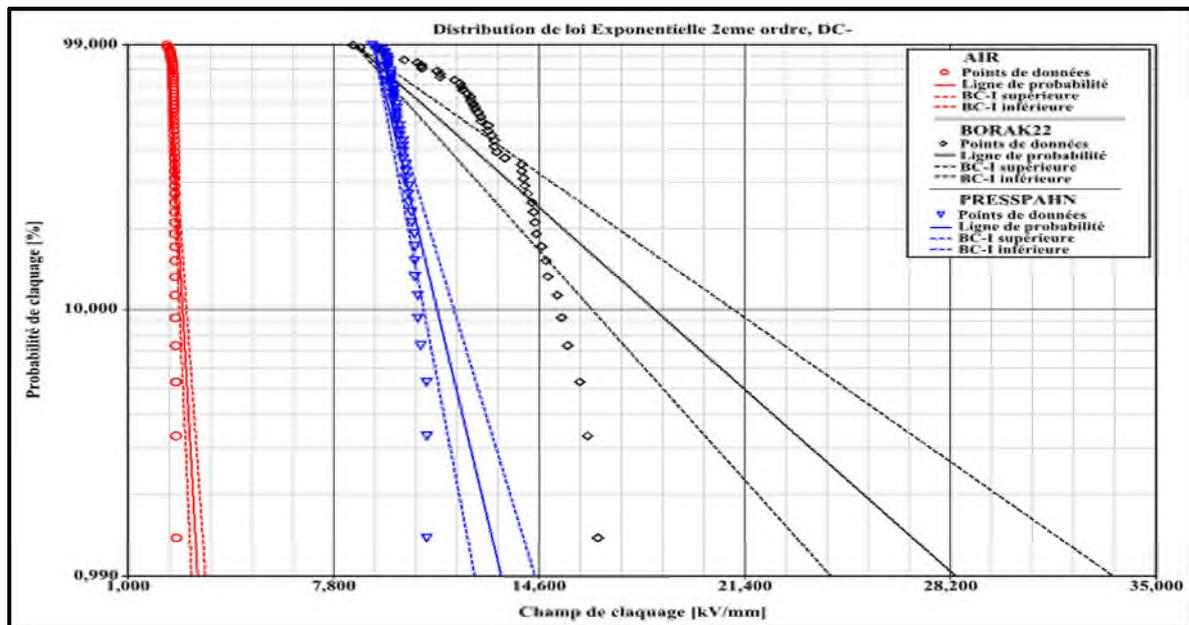


Fig. III.30 Distribution de loi Exponentielle de 2^{ème} ordre, tension continue de polarité négative.

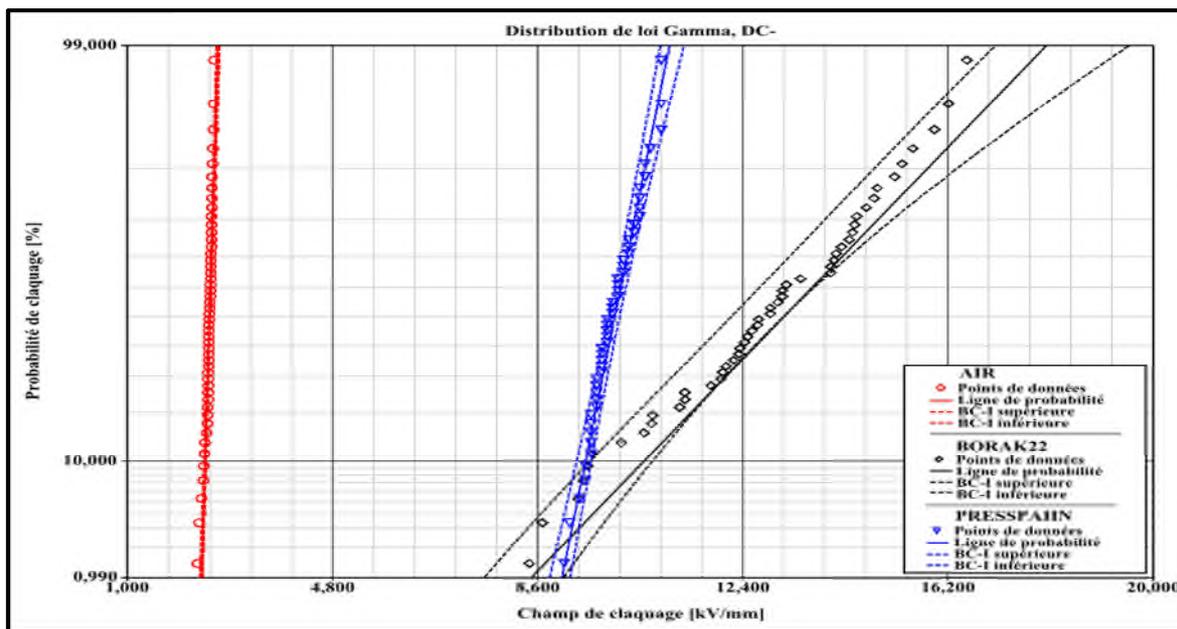


Fig. III.31 Distribution de loi Gamma, tension continue de polarité négative.

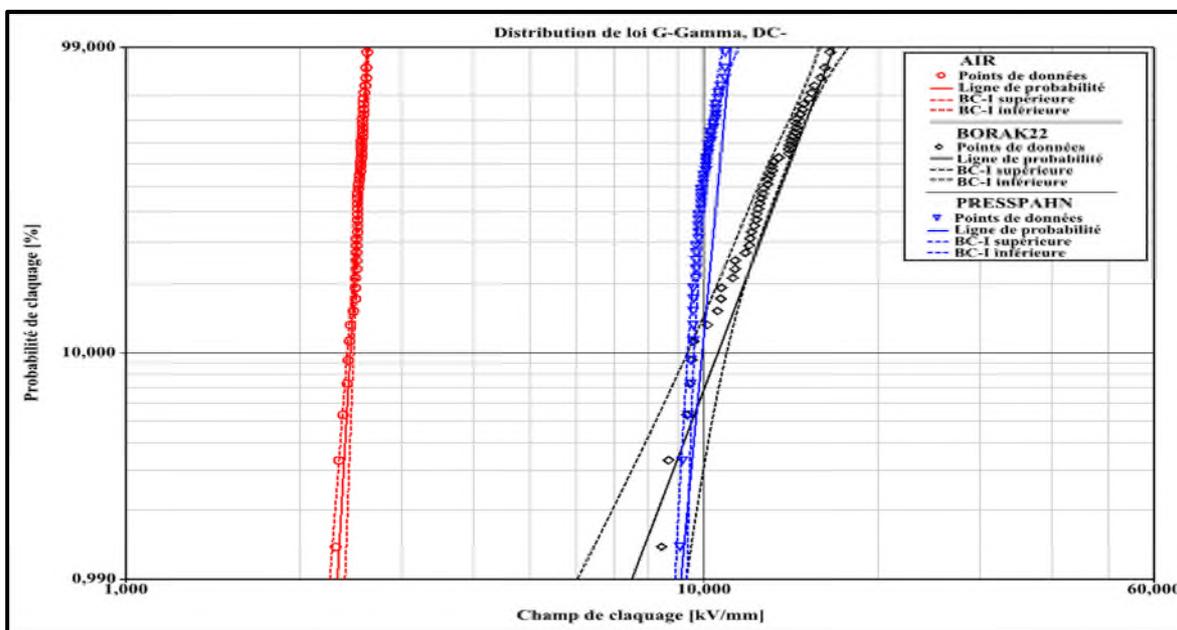


Fig. III.32 Distribution de loi Gamma Généralisée, tension continue de polarité négative.

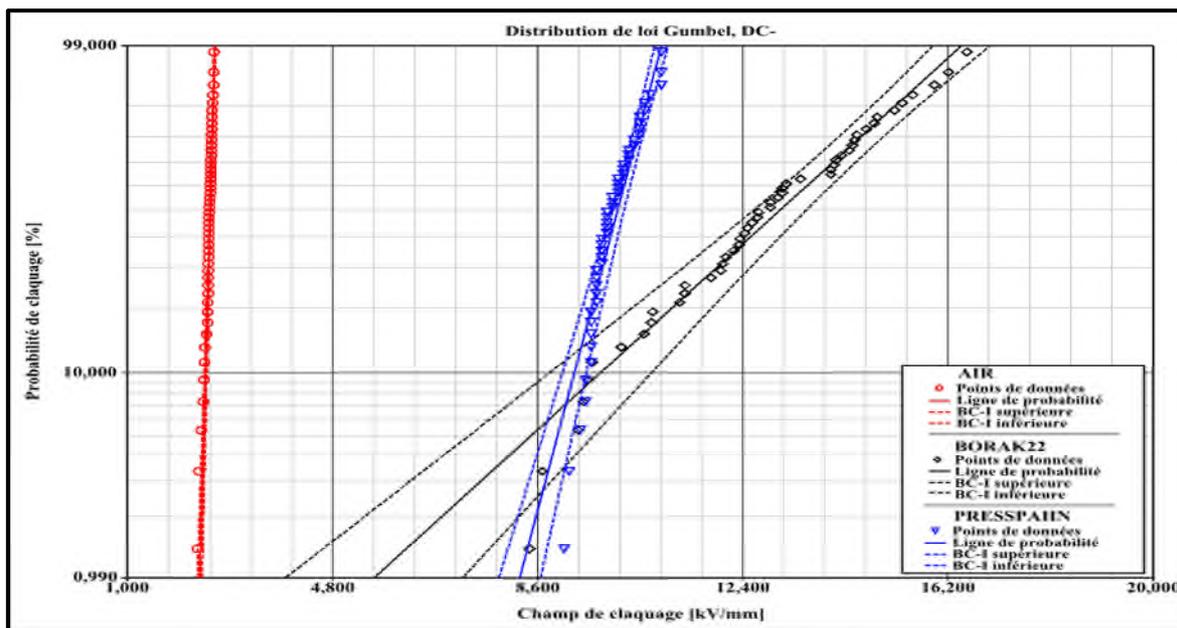


Fig. III.33 Distribution de loi Gumbel, tension continue de polarité négative.

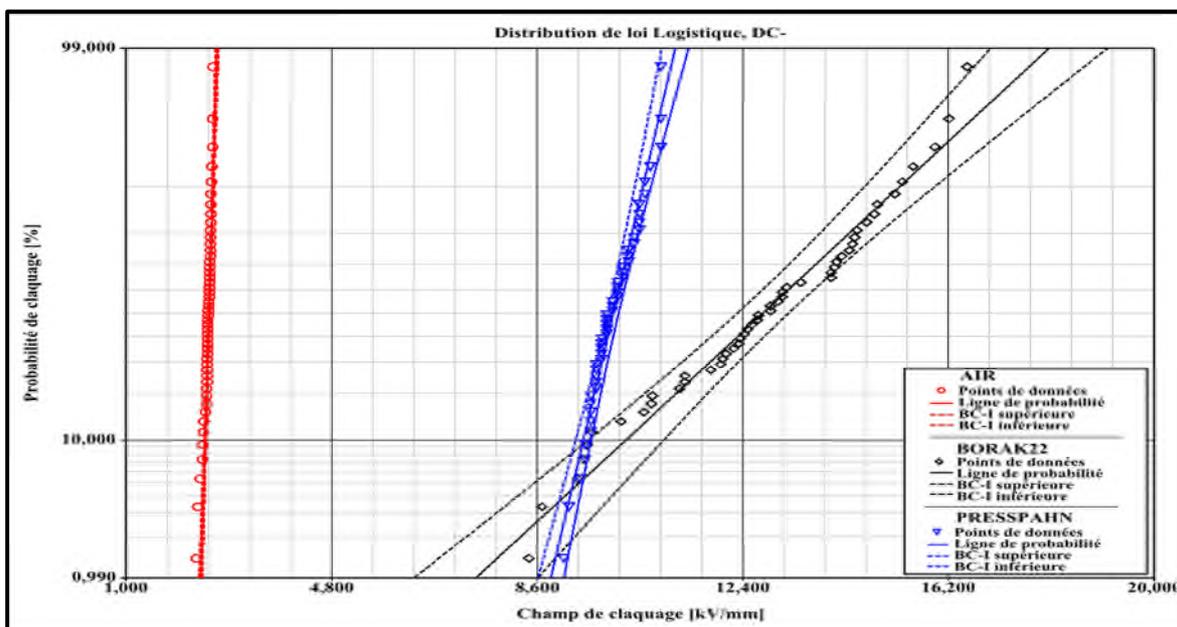


Fig. III.34 Distribution de loi Logistique, tension continue de polarité négative.

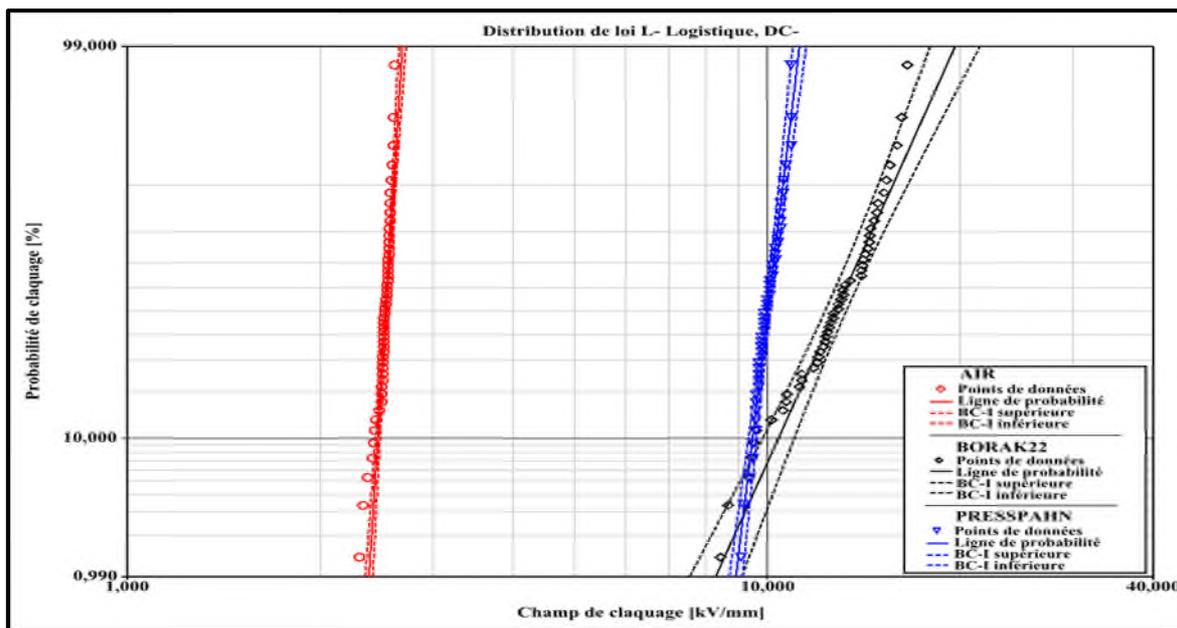


Fig. III.35 Distribution de loi Log - Logistique, tension continue de polarité négative.

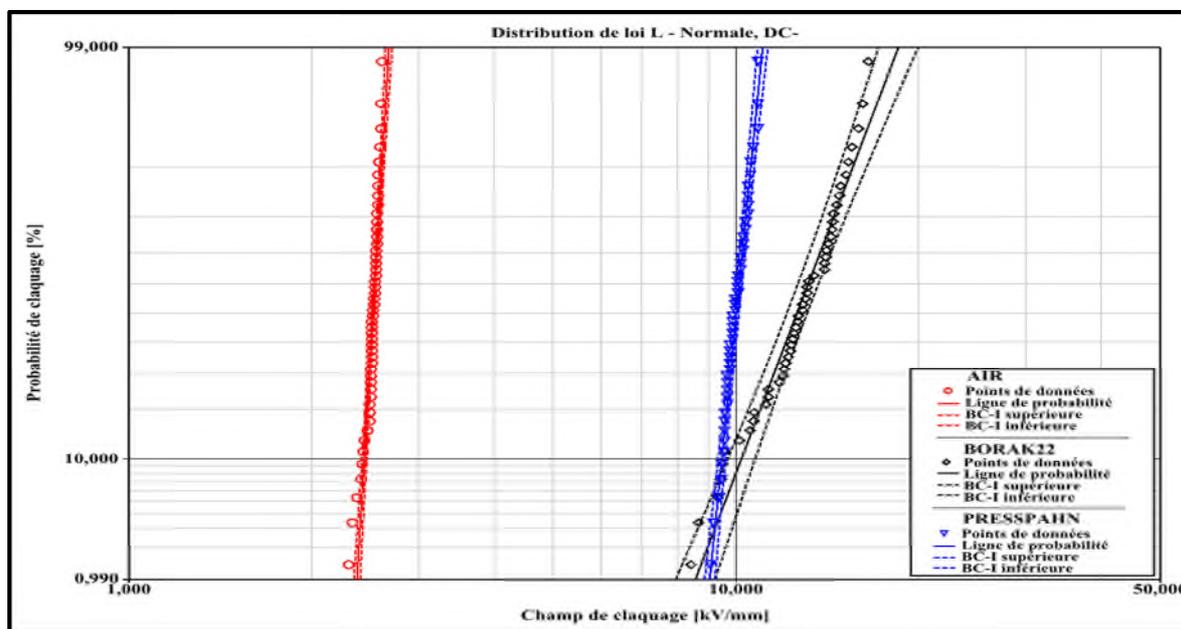


Fig. III.36 Distribution de loi Log - Normale, tension continue de polarité négative.

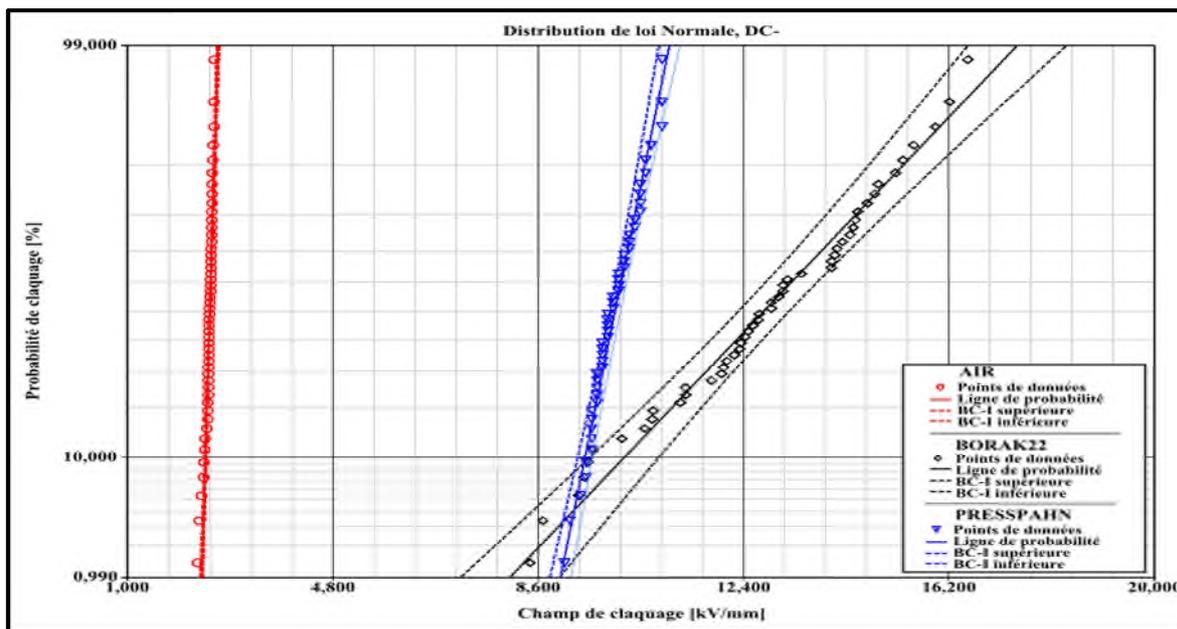


Fig. III. 37 Distribution de loi Normale, tension continue de polarité négative.

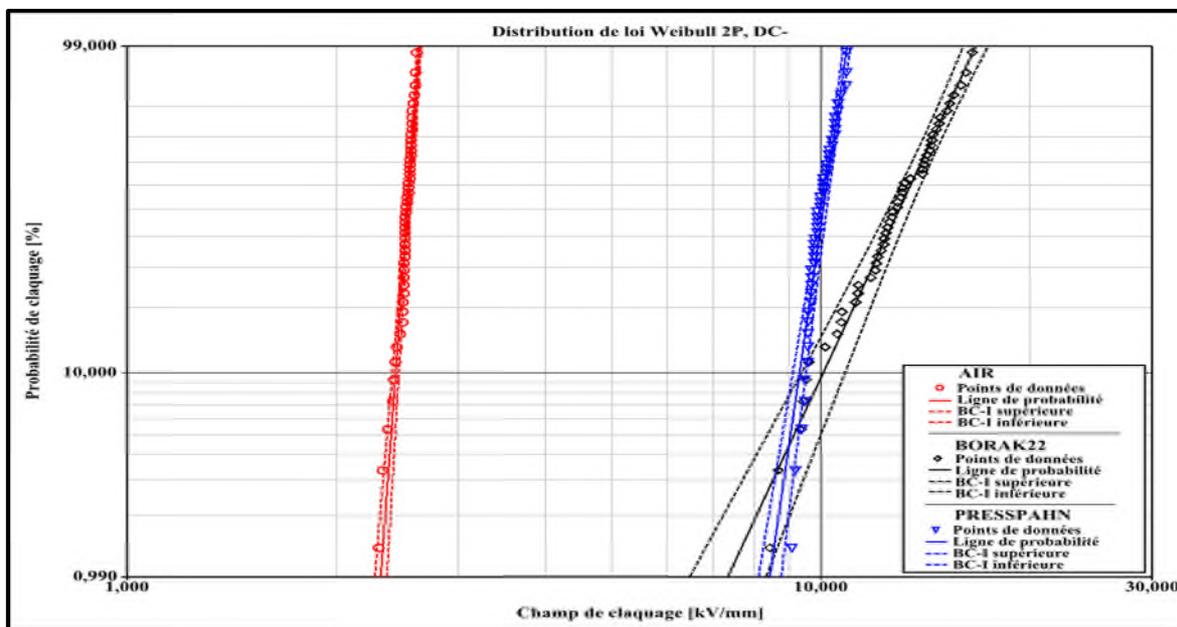


Fig. III.38 Distribution de loi Weibull à deux paramètres, tension continue de polarité négative.

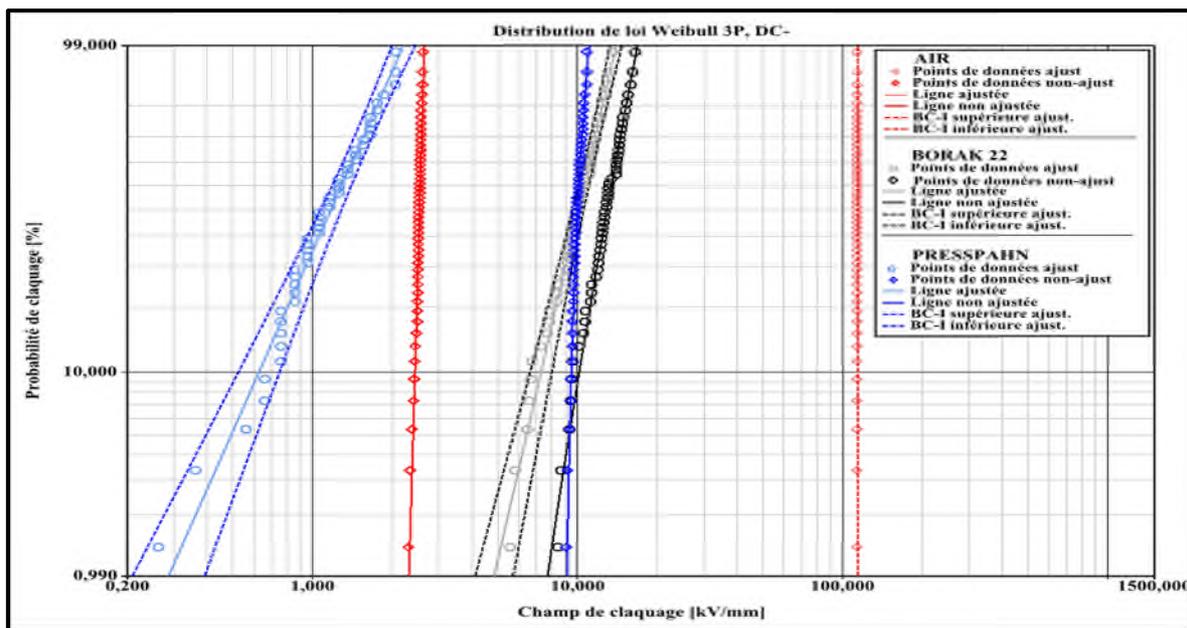


Fig. III.39 Distribution de loi Weibull à trois paramètres, tension continue de polarité négative.

B. Résultats d'analyse statistique

Dans les tableaux "Tab 1", "Tab 2" et "Tab 3", sont rassemblés les résultats des différentes méthodes statistiques utilisées, par rapport aux différentes tensions appliquées, ainsi que les résultats des deux tests d'adéquation.

Tab 1 : Paramètres et tests d'adéquations en tension alternative sinusoïdale 50 Hz.

Type de diélectrique		BORAK22			PRESSPAHN			AIR		
Type de loi utilisée	Paramètres de la loi	Valeurs des paramètres de la loi	Test de K-S $P(D_n < D_{n(i)})$	Test de X^2 $P(E < X^2_{n,i-1-\alpha})$	Valeurs des paramètres de la loi	Test de K-S $P(D_n < D_{n(i)})$	Test de X^2 $P(E < X^2_{n,i-1-\alpha})$	Valeurs des paramètres de la loi	Test de K-S $P(D_n < D_{n(i)})$	Test de X^2 $P(E < X^2_{n,i-1-\alpha})$
Weibull 2-P	Bêta Êta (kV/mm)	6.207 8.734	54.47%	0,22%	17.524 9.154	16,61%	0,10%	41.962 2.444	79,87%	1,69%
Weibull 3-P	Bêta Êta (kV/mm) Gamma (kV/mm)	3.034 4.352 4.254	26.63%	0,03%	8.317 4.353 4.783	10,75%	0,02%	1761.153 112.074 -109.626	86,50%	1,70%
Exponentielle-1	moyenne(kV/mm)	8.144	100%	99,94%	8.898	100%	100%	2.412	100%	100%
Exponentielle-2	moyenne (kV/mm) Gamma (kV/mm)	2.904 5.240	99.99%	26,01%	1.498 7.400	100%	66,56%	0.312 2.100	100%	97,38%
Log-normale	Log- moyenne (kV/mm) Log-écart-type	2.082 0.176 -87.790	45.07%	0,12%	2.184 0.064 -42.535	23,25%	0,04%	0.880 0.031 58.626	96,64%	7,14%
Normale	Moyenne (kV/mm) Écart-type (kV/mm)	8.144 1.408	27.89%	0,05%	8.898 0.571	11,38%	0,04%	2.412 0.073	94,89%	5,20%
G-Gamma	mu (kV/mm) Sigma Lambda	2.110 0.170 0.319	21.83%	0,02%	2.199 0.060 0.488	3,60%	0,01%	0.896 0.018 1.368	52,28%	0,13%
Gamma	mu (kV/mm) k	-1.417 33.578	100%	N/A	-3.331 248.810	100%	N/A	-6.088 1062.363	100%	N/A
Logistique	mu (kV/mm) Sigma (kV/mm)	8.117 0.789	19.02%	0,05%	8.917 0.313	12,99%	0,01%	2.421 0.033	13,68%	0,14%
Loglogistique	mu (kV/mm) Sigma	2.088 0.098	12.68%	0,03%	2.187 0.035	13,29%	0,01%	0.884 0.014	16,07%	0,17%
Gumbel	mu (kV/mm) Sigma (kV/mm)	8.854 1.442	74.66%	0,60%	9.169 0.525	25,90%	0,16%	2.441 0.047	40,17%	0,17%

Tab 2 : Paramètres et tests d'adéquations en tension continue de polarité positive.

Type de diélectrique		BORAK22			PRESSPAHN			AIR		
Type de loi utilisée	Paramètres de la loi	Valeurs des paramètres de la loi	Test de K-S $P(D_n \geq D_{n(a)})$	Test de X^2 $P(E < X^2_{n,1-\alpha})$	Valeurs des paramètres de la loi	Test de K-S $P(D_n \geq D_{n(a)})$	Test de X^2 $P(E < X^2_{n,1-\alpha})$	Valeurs des paramètres de la loi	Test de K-S $P(D_n \geq D_{n(a)})$	Test de X^2 $P(E < X^2_{n,1-\alpha})$
Weibull 2-P	Bêta Êta (kV/mm) VR	6,069 10,295 -97,478	38,32%	0,14%	20,028 9,811 -37,82	10,87%	0,05%	44,901 2,63 68,913	32,00%	0,07%
Weibull 3-P	Bêta Êta (kV/mm) Gamma (kV/mm) VR	2,118 3,631 6,39 -92,107	0,10%	0,00%	1425,16 670,708 -660,886 -37,398	6,14%	0,01%	1845,187 108,56 -105,928 68,894	22,99%	0,04%
Exponentielle-1	moyenne(kV/mm)	9,604 -163,107	100,00%	99,99%	9,558 -162,869	100%	100,00%	2,598 -97,741	100%	100,00%
Exponentielle-2	moyenne (kV/mm) Gamma (kV/mm) VR	2,744 6,86 -100,464	96,56%	9,74%	1,279 7,6 -88,851	100%	97,61%	0,248 2,35 19,676	100,00%	86,54%
Log-normale	Log-moyenne (kV/mm) Log-écart-type VR	2,249 0,165 -92,929	0,03%	0,01%	2,256 0,062 -44,219	57,45%	0,08%	0,954 0,028 60,939	82,42%	0,21%
Normale	Moyenne (kV/mm) Écart-type (kV/mm) VR	9,604 1,617 -94,488	4,26%	0,01%	9,558 0,57 -42,312	42,56%	0,08%	2,598 0,068 61,922	84,08%	0,07%
G-Gamma	mu (kV/mm) Sigma Lambda VR	2,229 0,162 -0,237 -92,749	0,03%	0,00%	2,29 0,19,77% 1,368 -36,805	19,77%	0,00%	0,972 0,015 1,709 71,591	2,59%	0,01%
Gamma	mu (kV/mm) k VR	-1,352 37,113 -93,252	100%	N/A	-3,351 272,734 -43,542	100%	N/A	-6,243 1337,202 61,297	100%	N/A
Logistique	mu (kV/mm) Sigma (kV/mm) VR	9,512 0,919 -95,0192	1,83%	0,01%	9,613 0,306 -40,964	25,70%	0,00%	2,607 0,036 64,633	50,32%	0,01%
Loglogistique	mu (kV/mm) Sigma VR	2,246 0,096 -94,009	0,40%	0,00%	2,262 0,033 -42,033	35,70%	0,00%	0,958 0,014 63,999	51,75%	0,01%
Gumbel	mu (kV/mm) Sigma (kV/mm) VR	10,442 1,777 -102,339	71,24%	1,17%	9,81 0,427 -36,95	23,61%	0,01%	2,628 0,048 70,508	33,16%	0,01%

Tab3 : Paramètres et tests d'adéquations en tension continue de polarité négative.

Type de diélectrique		BORAK22			PRESSPAHN			AIR		
Type de loi utilisée	Paramètres de la loi	Valeurs des paramètres de la loi	Test de K-S $P(D_n < D_{n,\alpha})$	Test de X^2 $P(E > X^2_{\alpha,1-\alpha})$	Valeurs des paramètres de la loi	Test de K-S $P(D_n < D_{n,\alpha})$	Test de X^2 $P(E > X^2_{\alpha,1-\alpha})$	Valeurs des paramètres de la loi	Test de K-S $P(D_n < D_{n,\alpha})$	Test de X^2 $P(E > X^2_{\alpha,1-\alpha})$
Weibull 2-P	Bêta Êta (kV/mm) VR	7,470 13,614 -104,834	2,60%	0,00%	23,957 10,23 -32,251	59,48%	0,15%	48,121 2,554 73,126	64,96%	0,34%
Weibull 3-P	Bêta Êta (kV/mm) Gamma (kV/mm) VR	5,804 10,711 2,865 -104,698	5,30%	0,00%	3,007 1,325 8,837 -28,084	17,86%	0,01%	2119,43 113,951 -111,395 72,963	64,55%	0,20%
Exponentielle-1	moyenne(kV/mm)	12,773 -177,366	100,00%	99,96%	10,02 -165,23	100%	100%	2,525 -96,3123	100%	100,00%
Exponentielle-2	moyenne (kV/mm) Gamma (kV/mm) VR	4,313 8,46 -123,08	99,89%	22,55%	0,92 9,1 -45,831	99,99%	46,52%	0,215 2,31 26,856	100,00%	81,96%
Log-normale	Log-moyenne (kV/mm) Log-écart-type VR	2,547 0,094 -107,739	15,88%	0,00%	2,304 0,043 -28,367	22,99%	0,01%	0,926 0,026 65,697	93,96%	1,08%
Normale	Moyenne (kV/mm) Écart-type (kV/mm) VR	12,773 2,014 -105,456	16,69%	0,01%	10,02 0,433 -28,577	31,45%	0,01%	2,525 0,064 66,632	92,24%	0,85%
G-Gamma	mu (kV/mm) Sigma Lambda VR	2,605 0,136 0,917 -104,817	4,59%	0,00%	2,3 0,042 -0,194 -28,243	12,01%	0,00%	0,94 0,017 1,327 74,415	34,62%	0,05%
Gamma	mu (kV/mm) k VR	-1,112 38,826 -106,404	100%	N/A	-4,004 549,517 -28,42	100%	N/A	-6,405 1527,23 66,02	100%	N/A
Logistique	mu (kV/mm) Sigma (kV/mm) VR	12,773 1,151 -106,618	34,13%	0,01%	10,003 0,25 -29,66	22,42%	0,01%	2,533 0,033 69,553	31,80%	0,04%
Loglogistique	mu (kV/mm) Sigma VR	2,547 0,094 -107,739	15,88%	0,00%	2,302 0,025 -29,467	18,39%	0,01%	0,929 0,013 68,978	35,33%	0,05%
Gumbel	mu (kV/mm) Sigma (kV/mm) VR	13,742 1,771 -105,934	14,35%	0,02%	10,239 0,428 -33,127	61,79%	0,23%	2,552 0,046 74,159	32,57%	0,07%

C. Confrontation des résultats de tests d'adéquations

Dans cette partie nous allons exposer les Histogrammes de comparaison entre les différentes lois de distribution employées et aussi la compatibilité des deux tests d'adéquations utilisés.

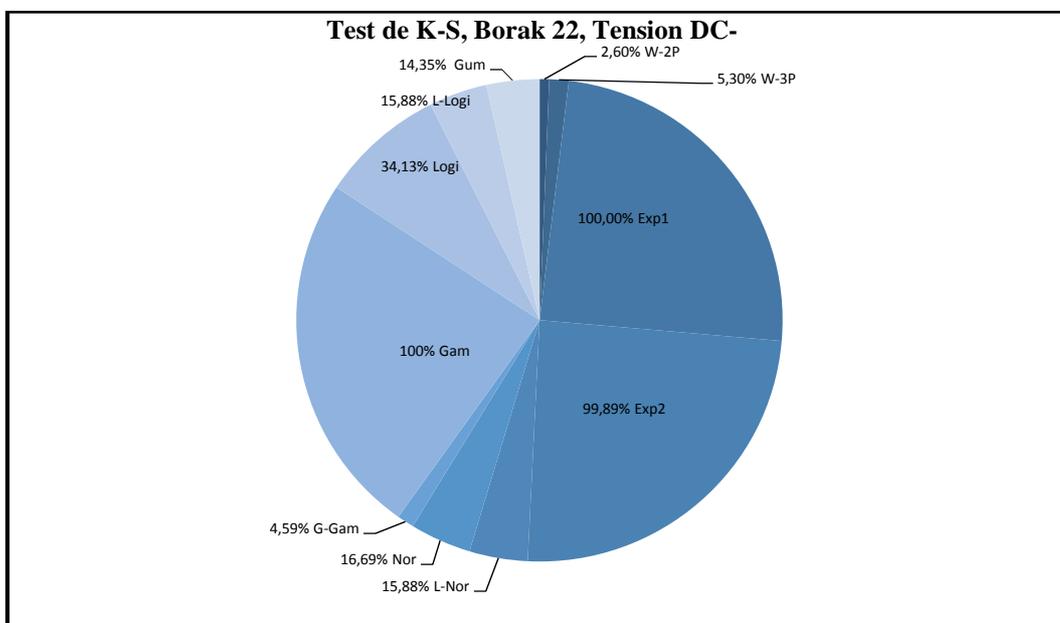


Fig. III.40 Test de Kolmogorov – Smirnov pour le borak 22 en tension continue de polarité négative.

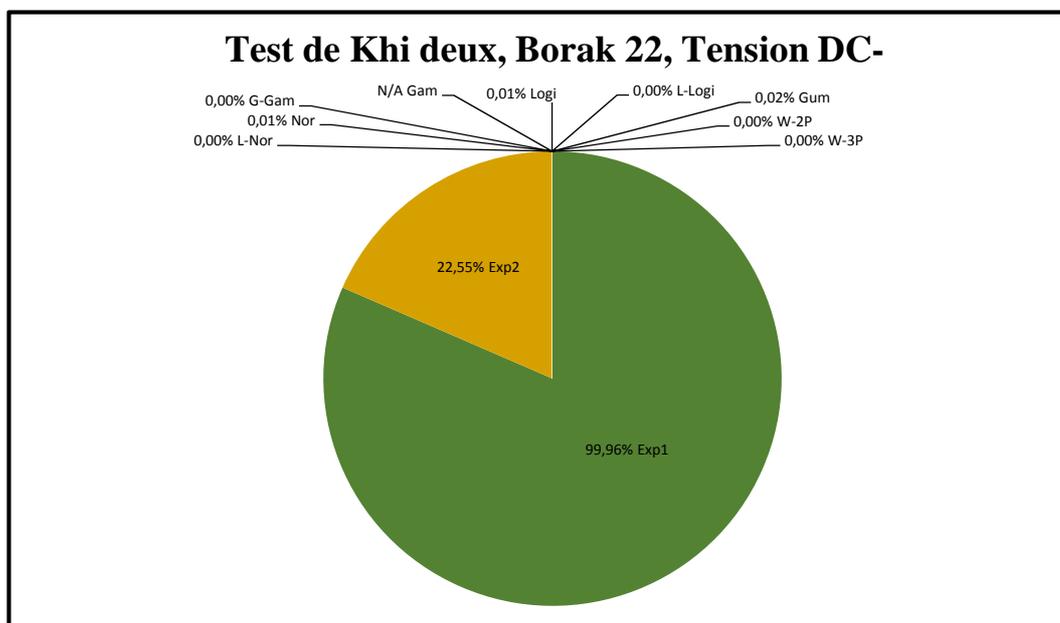


Fig. III.41 Test de Khi Deux pour le borak 22 en tension continue de polarité négative.

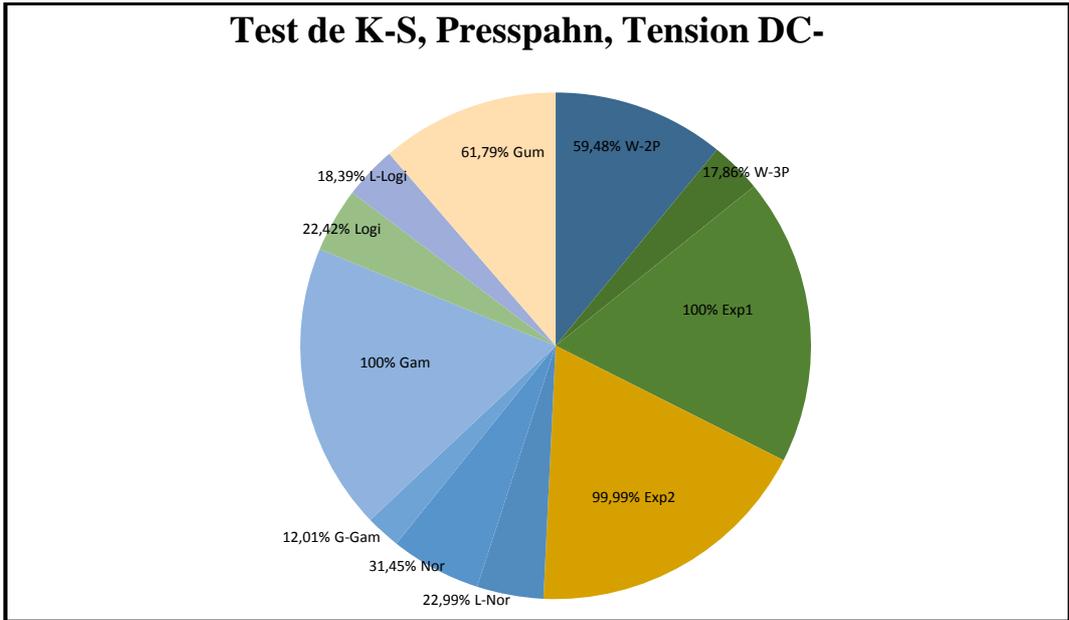


Fig. III.42 Test de Kolmogorov - Smirnov pour le presspahn en tension continue de polarité négative.

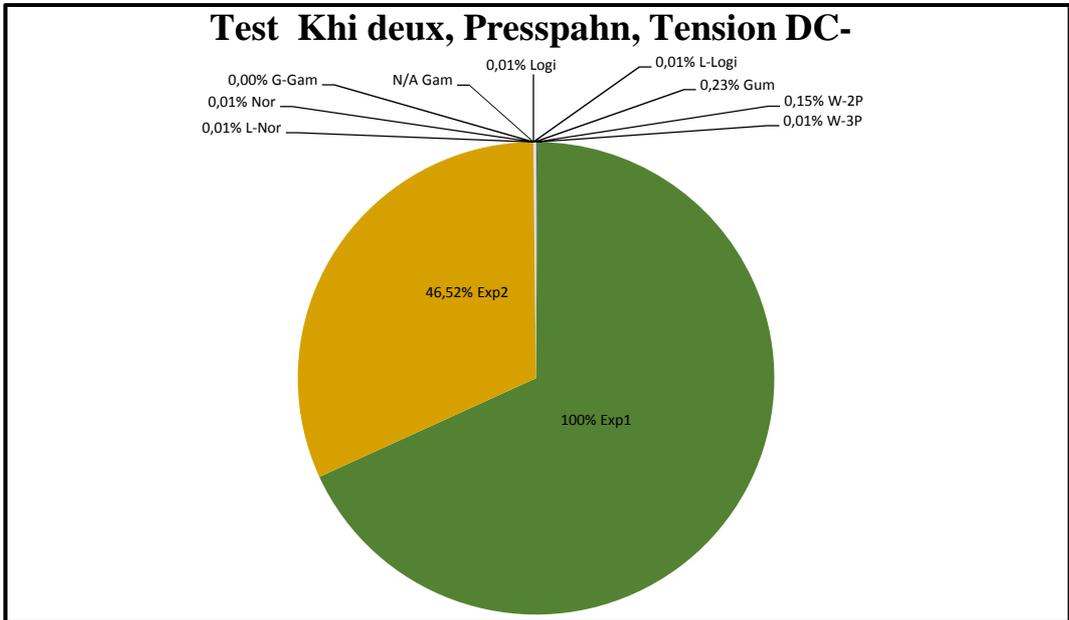


Fig. III.43 Test de Khi Deux pour le presspahn en tension continue de polarité négative.

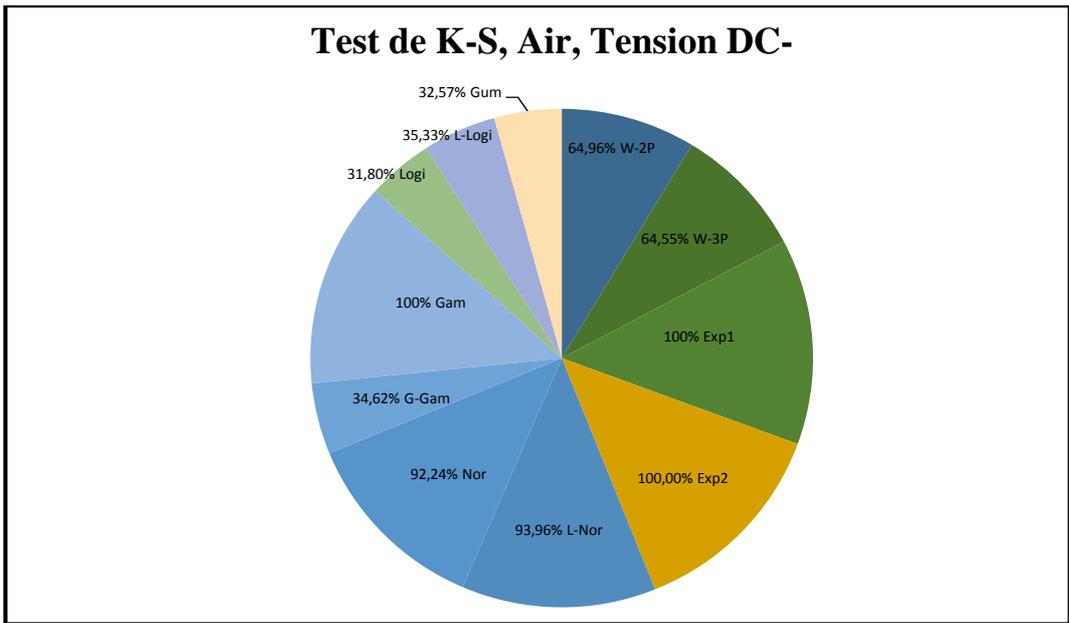


Fig. III.44 Test de Kolmogorov - Smirnov pour l'air en tension continue de polarité négative.

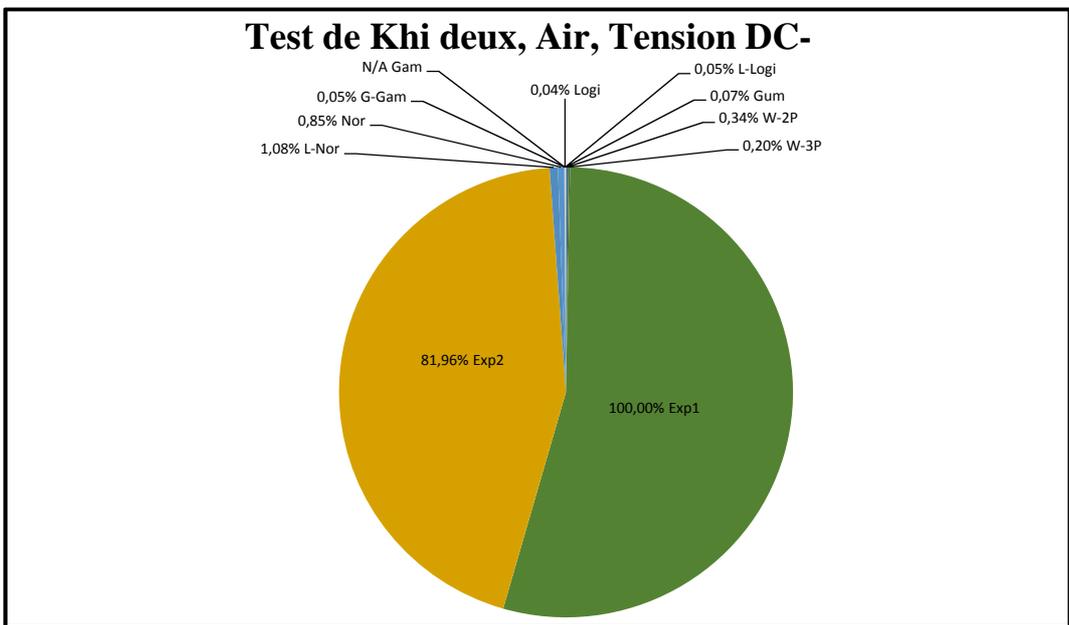


Fig. III.45 Test de Khi Deux pour l'air en tension continue de polarité négative.

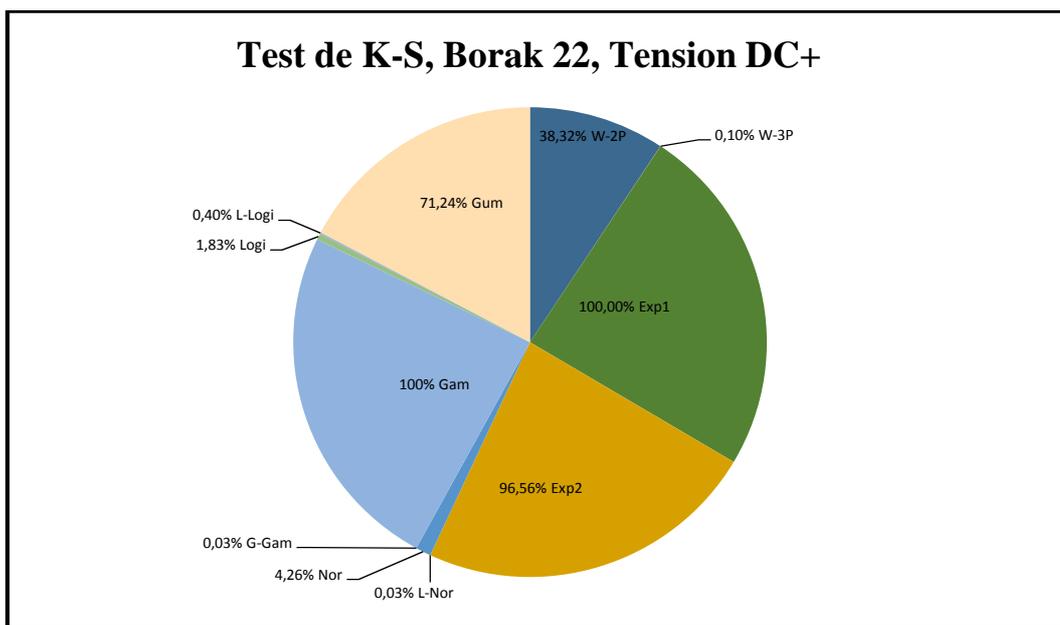


Fig. III.46 Test de Kolmogorov – Smirnov pour le borak 22 en tension continue de polarité positive.

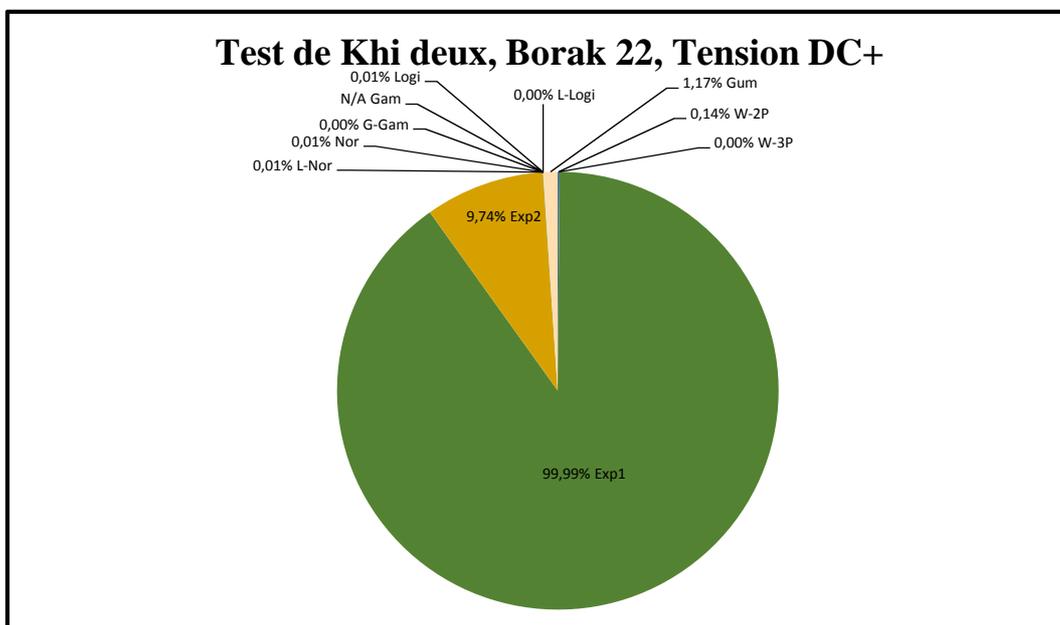


Fig. III.47 Test de Khi Deux pour le borak 22 en tension continue de polarité positive.

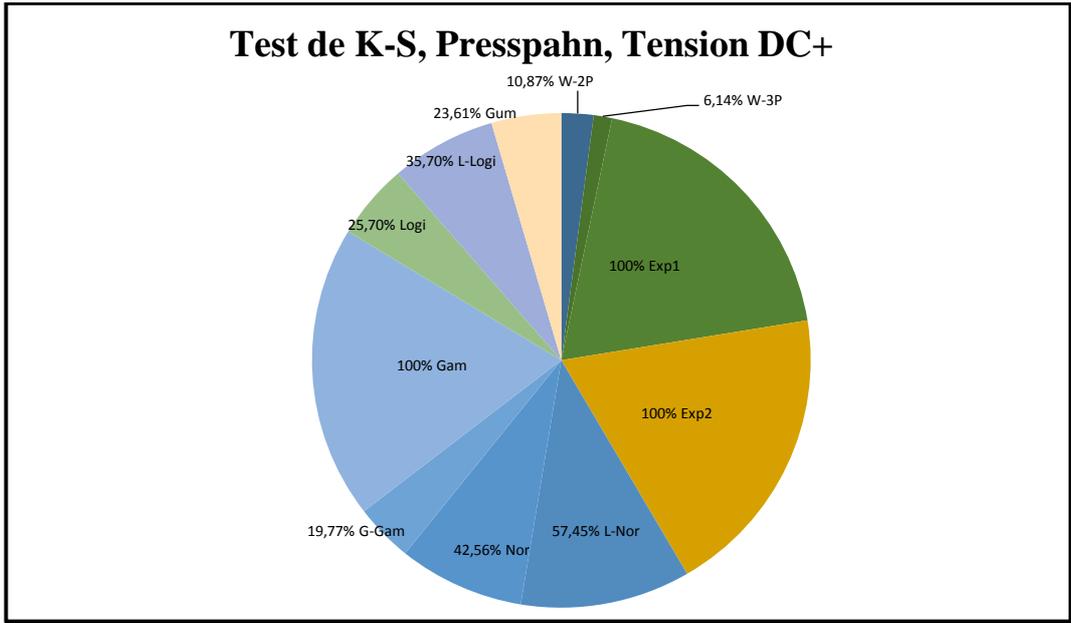


Fig. III.48 Test de Kolmogorov – Smirnov pour le presspahn en tension continue de polarité positive.

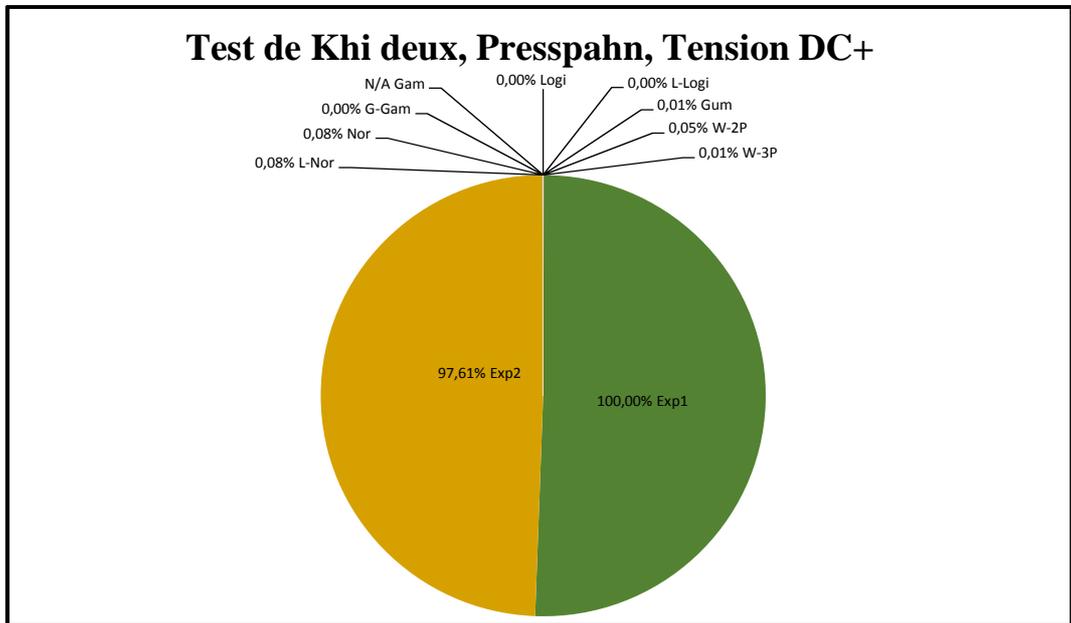


Fig. III.49 Test de Khi Deux pour le presspahn en tension continue de polarité positive.

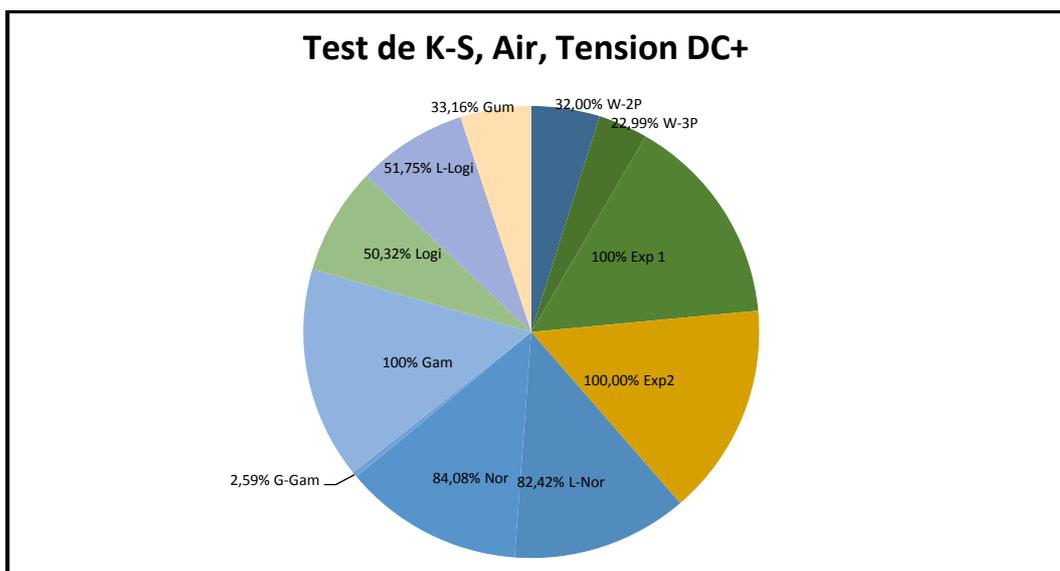


Fig. III.50 Test de Kolmogorov – Smirnov pour l’air en tension continue de polarité positive.

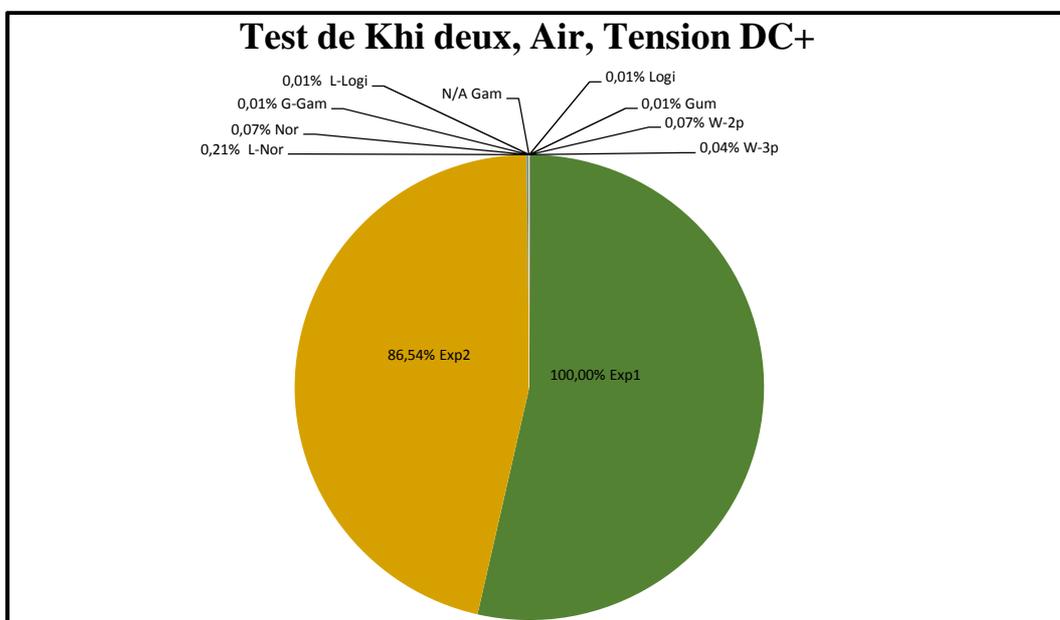


Fig. III.51 Test de Khi Deux pour l’air en tension continue de polarité positive.

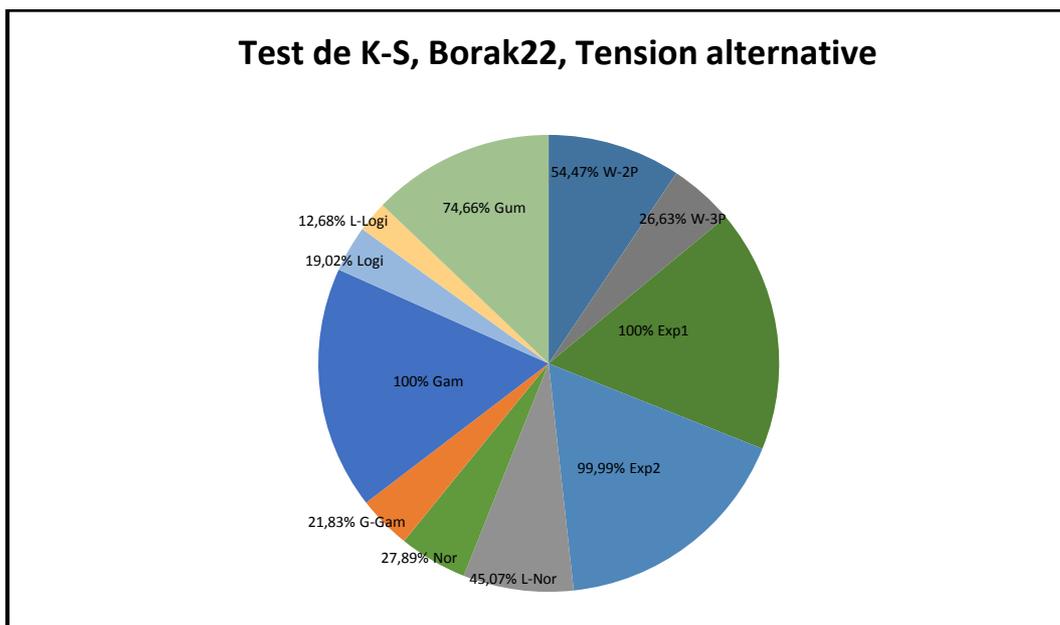


Fig. III.52 Test de Kolmogorov – Smirnov pour le borak 22 en tension alternative.

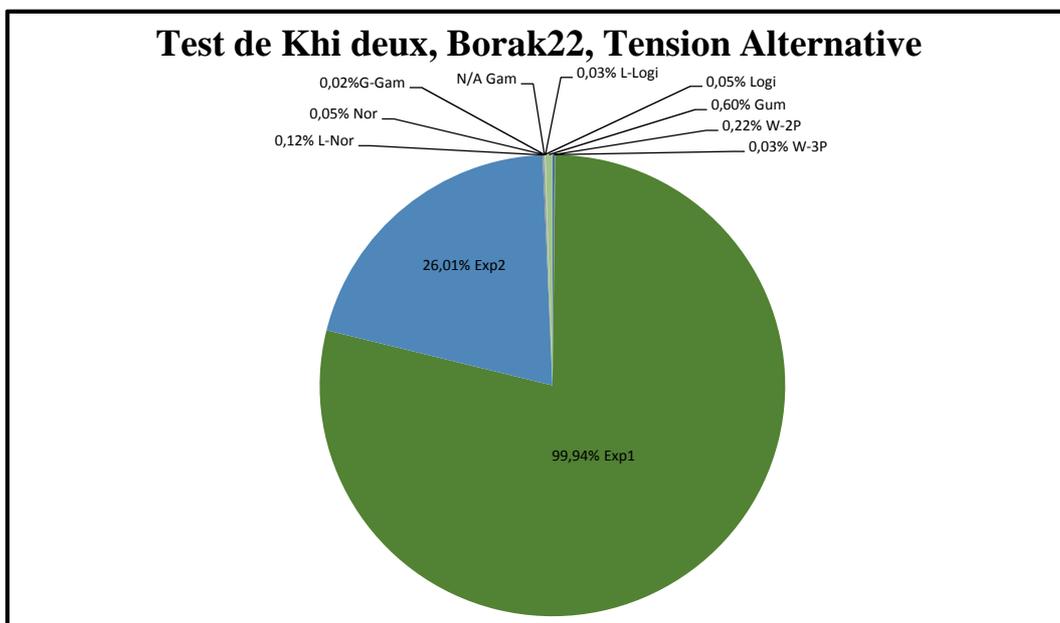


Fig. III.53 Test de Khi Deux pour le borak 22 en tension alternative.

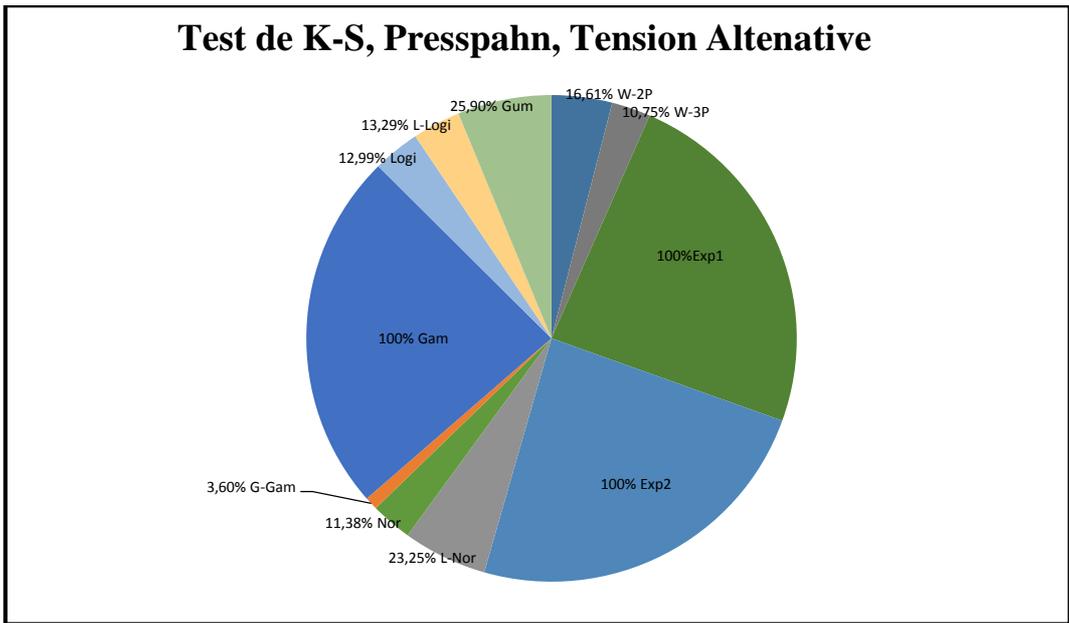


Fig. III.54 Test de Kolmogorov – Smirnov pour le presspahn en tension alternative.

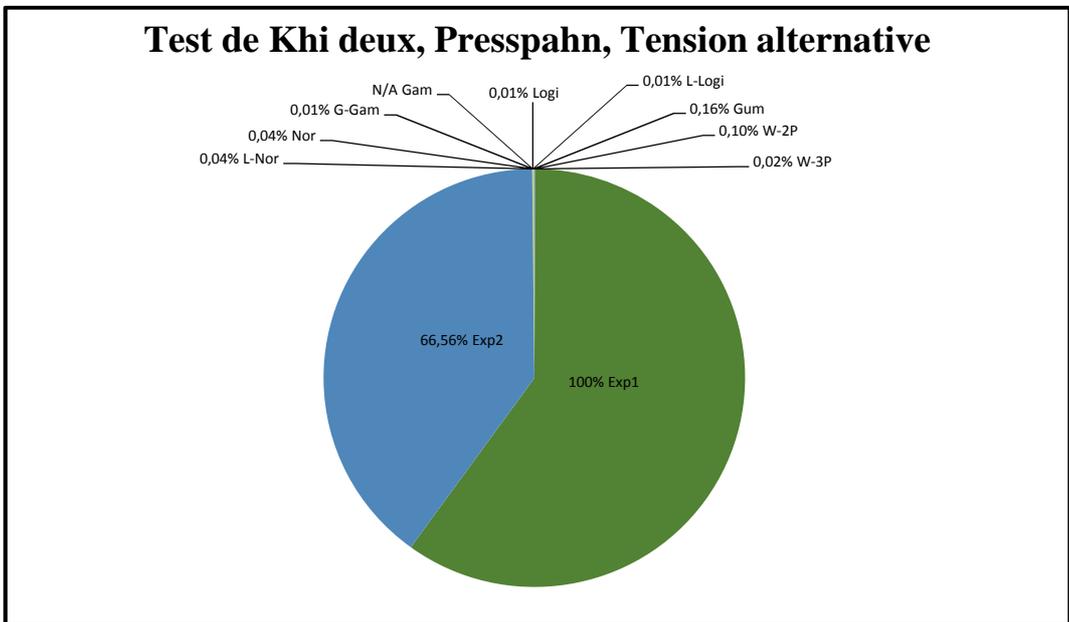


Fig. III.55 Test de Khi Deux pour le presspahn en tension alternative.

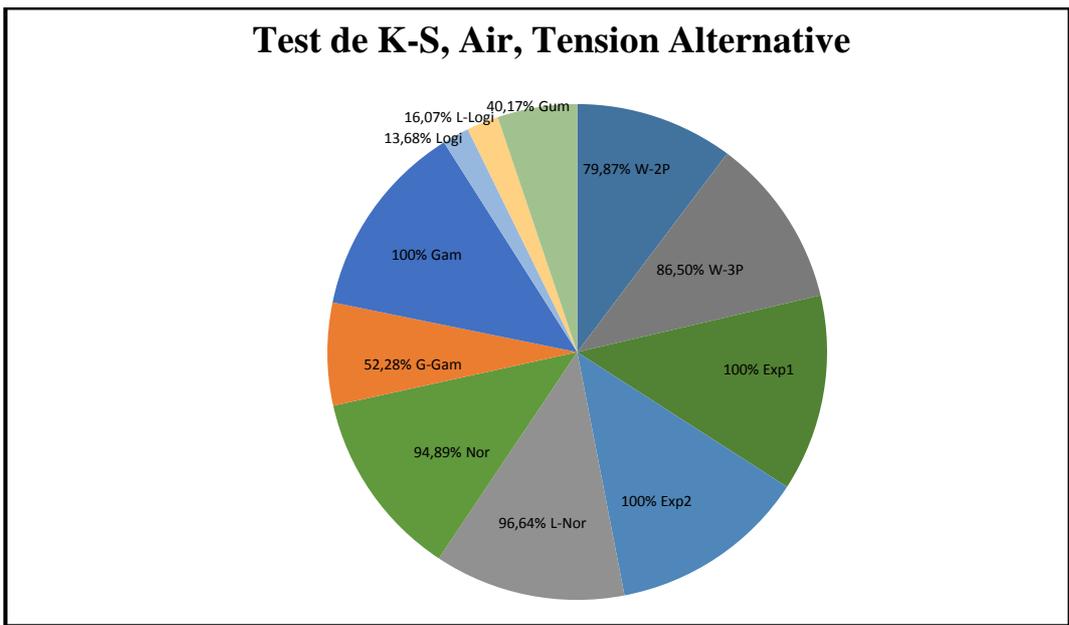


Fig. III.56 Test de Kolmogorov – Smirnov pour l’air en tension alternative.

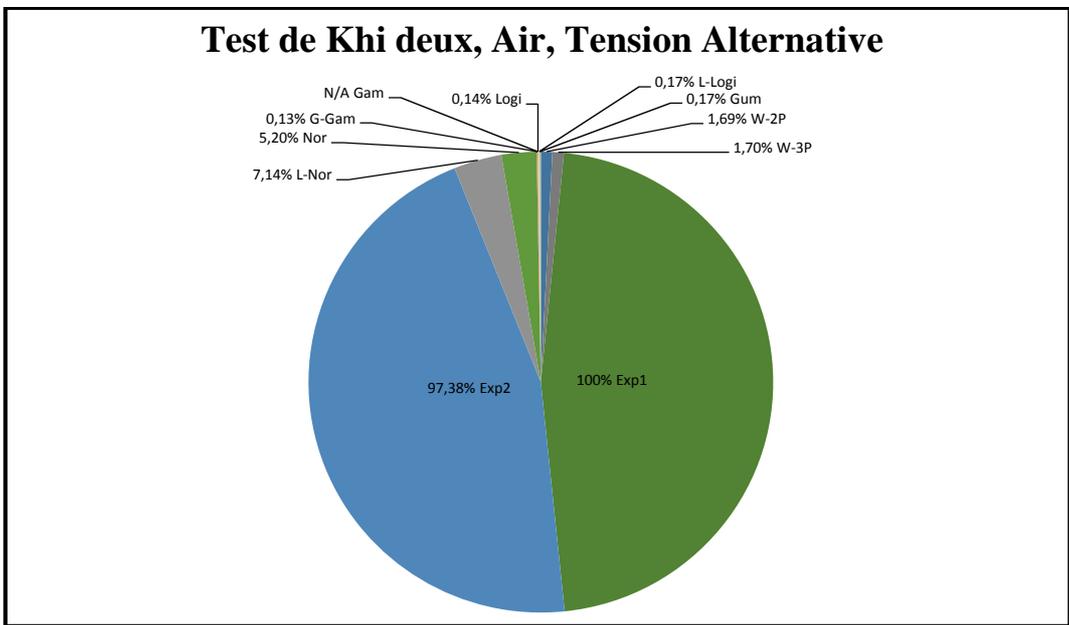


Fig. III.57 Test de Khi Deux pour l’air en tension alternative.

Vu le nombre important d'essais effectués (50 essais pour chaque cas d'études), le teste de Khi Deux et le mieux adapté en le comparant au teste de Kolmogorov – Smirnov qui engendre des erreurs importantes. Concernant les lois statistiques : à part les lois Exponentielle de premier et deuxième ordre et Gamma , toutes les autres lois peuvent être utilisées pour le traitement des valeurs du champ de rupture diélectrique, mais il est préférable de travailler avec celle de Weibull par rapport à sa capacité de chercher la valeur de seuil de claquage s'il y a lieu.

V. Conclusion

Après avoir réalisé les essais sur la rigidité diélectrique des trois matériaux de nature différente, les résultats ont fait l'objet d'une analyse statistique par neuf lois. Deux tests d'adéquations ont été considérés en plus des intervalles de confiance.

Toutefois, le traçage des diagrammes de ces différentes lois a été fait par la méthode des rangs médians, ainsi que le lissage des points expérimentaux et l'estimation de la valeur de rigidité recherchée ; sont fait par la méthode de rapport de maximum de vraisemblance.

CONCLUSION

GENERALE

Conclusion générale

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la rigidité diélectrique de trois isolants, à savoir, le papier presspahn, l'huile minérale Borak 22 et l'air atmosphérique symbolisant les trois états de la matière; solide, liquide et gazeux.

La rigidité diélectrique est une caractéristique importante symbolisant les isolants en matière de qualité électrique, le claquage n'est jamais causé par un champ électrique seul mais par un effort combinatoire entre ce dernier et d'autres phénomènes d'origine thermique, mécanique, chimique, ... qui entrent dans la dégradation du matériau.

Le champ de claquage est un phénomène aléatoire ; des échantillons identique placé dans les mêmes conditions ne fournissent pas une seule valeur de tension de rupture, mais une distribution de valeurs, d'où la nécessité d'une analyse statistique approprié au traitement des données engendrées par ce phénomène.

Ces travaux ont pour but de comprendre les défaillances en prenant en compte les contraintes d'utilisation, mais aussi de mener un traitement statistique sur les valeurs de champ de rupture mesuré. Nous avons utilisé neuf lois de statistique pour la détermination de la valeur nominale du champ de claquage.

Ce travail nous a permis de tirer ces quelques points de conclusion :

- ✓ A part les lois ; Exponentielle de 1^{er} ou de 2^{ème} ordre et Gamma, toutes les autres lois peuvent être utilisées pour le traitement des distributions des champs du claquage, il reste à signaler que la méthode de Weibull joue un rôle de leader par rapport à sa capacité d'allée chercher le seuil de la tension de claquage s'il existe.
- ✓ En ce qui concerne les tests d'adéquations, celui de Khi Deux (X^2) est le mieux adapté on raison du nombre important des essais effectués.
- ✓ L'existence des valeurs répétées nous a met dans l'obligation de choisir la méthode du maximum de vraisemblance pour le lissage linéaire car, elle prend en considération tous les rangs des essais effectués même s'il s'agit d'une valeur répétée.
- ✓ la dispersion des valeurs nous a imposé les intervalles de confiance pour bien cerné les points qu'ils sont en grande dispersion pour les faibles probabilités.

Enfin, et en perspective, il est préférable d'appliquer ces différentes lois à des cas d'essais de rupture diélectrique à long terme, c'est à dire ; le traitement des données de temps de claquage allant de quelques secondes à quelques centaines d'heures.

Références bibliographiques

- [1] R. Fournié, "Les isolants en électrotechnique- concepts et théories-" Préface ; Christian Rioux, Edition Eyrolles, 1986.
- [2]M. Aguet et M. Lanze, "Vocabulaire Electrotechnique International, dispositifs et magnétiques", Haute Tension, Publ.CEI, No. 50. (151), Genève ,1978.
- [3]O.Hennane , "Etude de l'influence de charge d'espace sur la dynamique des particules neutres dans une décharge point-plan ", Thèse de magister, Université Abou-Baker Belkaide - Tlemcen. 2012.
- [4]Y. Zebboudj, " Phénomènes électriques dans les gaz", Cours Master 2, Université de Bejaia.
- [5]M. Nedjar, "Evaluation de la tenue diélectrique à court et à long termes des polymères utilisés dans les dispositifs haute tension", Thèse doctorat, Université de Tizi ouzou, Algérie 2003.
- [6]K. W. Wagner, "The physical nature of the electrical breakdown of solid dielectrics", AIEE Trans. Vol. 41, 1922, pp. 288-299.
- [7]M. S. Herzine, "Etude de vieillissement thermique du papier Presspahn", Thèse de magister en Electrotechnique, Université de Bejaia, 2006.
- [8]Coelho, B. Aladenize, « Les diélectriques, propriétés diélectriques des matériaux isolants », édition Hermes, 1993.
- [9]Goffaux, R. Coelho, « Sur la rupture filamentaire différée dans les isolants électriques », Revue Phys. Appliquée, 17, 1982, pp. 55-64.
- [10]Coelho, « Matériaux isolants et champs électriques », Découverte, 1972, pp. 19-24.
- [11]Coelho et R. Goffaux, « Dissipation et claquage thermique dans les solides non métalliques soumis à un champ électrique intense », Revue Physique appliquée, 16, 1981, pp. 67-75.
- [12]Coelho, « Charge d'espace engendrée par un gradient de température », REG, Tome 87, N° 11, Novembre 1978, pp. 881-886.
- [13]C. Laurent, « Contribution à l'étude des mécanismes de la rupture à long terme des polymères », Thèse d'Etat Science Physique, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1984.
- [14]J.J O'Dwyer, "The theory of electrical conduction and breakdown of solids ", clarendon press, oxford, 1973.

- [15] J.J. O'Dwyer, B. L. Beers, "Thermal breakdown of dielectrics", Conference on Electrical Insulation and Dielectric phenomena, 1981, pp. 193-198.
- [16] M. Frohlich, « Theory of dielectrics » Oxford Univ. Press, 1949.
- [17] J. Artbauer, « Elektrische Festigkeit Von Polymeren », Kolloid Z. und Z. Polymere, Vol. 202, 1965, pp. 15-25.
- [18] M. Ieda, « Dielectric breakdown process of polymers », IEEE Trans. On Elect. Insul, Vol. EI-15 N° 3, 1980, pp. 206-224.
- [19] R. Fournié, « les isolants en Electrotechnique, concepts et théories », Edition Eyrolles, 1986.
- [20] L.A. Dissado and J. C. Fothergill, «Electrical Degradation and Breakdown in Polymers», Collection: IEE materials and devices series, 9. Editor: G.S. Stevens, Peter Peregrinus Ltd, London, 1992.
- [21] F. Seitz, « On the theory of electron multiplication in crystals », Phys. Rev., 76, 1949, pp. 1376-1393.
- [22] K. H. Stark, G. C. Garton, « Electric strength of irradiated polyethylene», nature 176, 60, 1955, pp. 1225-1226.
- [23] E. Hallen, « Electromagnetic theory », Chapman et Hall, 1962, pp. 35-73.
- [24] IEEE Guide for the statistical analysis of electrical insulation voltage endurance data, ANSI/IEEE Std. 930, 1987.
- [25] G.C. Motanari, G. Pattini and L. Simoni, "Long term behaviour of XLPE insulated cable", IEEE Trans. Power Delivery, Vol. 2, pp. 596-602, 1987.
- [26] W. Nelson, Applied Life Data Analysis, John Wiley and sons, New York, 1982.
- [27] J.F. Lawless, Statistical Models and Methods for Lifetime Data", John Wiley and sons, New York, USA, 1982.
- [28] W. Weibull, "A statistical distribution function of wide applicability", J. Appl. Mechanics, Vol. 18, pp. 293-297, 1951.
- [29] K. Wu, Y. Wang, Y. Cheng, L. A. Dissado and X. Liu, "Statistical behavior of electrical breakdown in insulating polymers", J. Appl. Phys., Vol. 107, 064107, pp. 064107-1-064107-6, 2010.

- [30] F. Chang, "Electrical properties of flexible polypropylene based cable insulation materials", *J. Mater. Sci.*, Vol. 41, pp. 2037–2043, 2006.
- [31] A. Laifaoui, J. M. Reboul, M. Aissou, M.S. Herzine, M. Nedjar et Y. Zebboudj: « Etude de la rupture diélectrique du polychlorure de vinyle », SFE, 2012, Cherbourg-Octeville, France, 3-5 juillet 2012.
- [32] A. Laifaoui, J. M. Reboul, M. Aissou, M.S. Herzine, M. Nedjar and Y. Zebboudj: « Study of the dielectric failure of polyvinyl chloride sheaths under AC and DC high voltages », ICEEAC, Setif, Algeria, 24-26 November 2013.
- [33] A. Laifaoui, J. M. Reboul, M. Aissou, M.S. Herzine, M. Nedjar and Y. Zebboudj: « Influence de la rampe de tension ainsi que de sa forme sur la tension de claquage des gaines en PVC », ICEL '13, Oran, Algérie, 03-04 décembre 2013.
- [34] Bernard Delmas, *Statistique descriptive*, Paris, Nathan, pp. 143, 1996.
- [35] N. H. Bingham, C. M. Goldie et J. L. Teugels, *Regular Variation*, Cambridge, Cambridge University Press, coll. « Encyclopedia of Mathematics and its Applications » (N°27), 1^{ère} édition, pp. 516, juin 1989.
- [36] Box-Steffensmeier, Janet M.; Jones, Bradford S. *Event History Modeling: A Guide for Social Scientists*. Cambridge University Press, pp. 41-43, 2004.
- [37] Stacy, E.W. "A Generalization of the Gamma Distribution." *Annals of Mathematical Statistics*, N°33(3), pp.1187-1192. JSTOR 2237889, 1962.
- [38] Gavin E. Crooks, *The Amoroso Distribution*, Technical Note, Lawrence Berkeley National Laboratory The Amoroso Distribution, 2010.
- [39] M.M. Shoukri, I.U.M. Mian et D.S. Tracy, « Sampling Properties of Estimators of the Log-Logistic Distribution with Application to Canadian Precipitation Data », *The Canadian Journal of Statistics*, vol. 16, no 3, 1988 ,p .223-236.
- [40] Fahim Ashkar et Smail Mahdi, « Fitting the log-logistic distribution by generalized moments », *Journal of Hydrology*, vol. 328, 2006 ,p .694-703) .DOI 10.1016/j.jhydrol.2006.01.014).
- [41] R. Lacoste, « nouveaux développements sur la notion de champ seuil », S.E.E, Mai 1986, pp. 13-18.
- [42] A. C. Cohen, "Maximum likelihood estimation in the Weibull distribution based on complete and on censored samples", *Thechnometrics*, Vol. 7, No. 4, pp. 579-588, 1965.

- [43] J. F. Lawless, "Confidence interval estimation for the Weibull and extreme-value distribution", *Thechnometrics*, Vol. 20, No. 4, pp. 355-363, 1978.
- [44] J. F. Lawless, "Construction of tolerance bounds for the extreme-value and Weibull distributions", *Thechnometrics*, Vol. 17, No. 2, pp. 255-261, 1975.
- [45] G. C. Stone and R. G. Van Heeswijk, "Parameter estimation for Weibull distribution", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 12, No. 4, pp. 253-261, 1977.
- [46] G. C. Stone, "Personal computer software to analyse extreme-value and Weibull statistical data", Ontario Hydro Research Division, 1986.
- [47] Commission Electrotechnique Internationale, comité d'étude N°63, « systèmes d'isolation : évaluation de l'endurance électrique des systèmes d'isolation électrique, procédure d'évaluation basée sur des distributions de valeurs extrêmes », Septembre 1989.
- [48] B. Grais, "Méthodes statistiques", Edition Dunod, 1990.
- [49] P. Chapouille, R. de Paizzis, « fiabilité des systèmes », édition Masson, 1965.
- [50] R. Lacoste, E. Loudghiri, J. Meric, « Sur la notion du gradient de seuil dans le phénomène de rupture diélectrique des isolants solides soumis à des rampes de tension », *REG*, 10/85, Octobre 1985, pp. 769-775.
- [51] C. Chauvet, C. Laurent, « Weibull statistics in short-term dielectric breakdown of thin polyethylene films », *IEEE Trans. On Elect. Insul.*, Vol. 28, N°1, February 1993, pp. 18-29.
- [52] L. Simoni, « Dielectrici proprieta e comportamento nel tempo », Université de Bologne, Italie, 1974.
- [53] DIN 53 481 / VDE 0303, "Specification for electrical tests of insulating materials, breakdown voltage, electric strength", 02 November 1974.

Résumé

Dans ce travail , nous avons donné un aperçu théorique et des concepts physiques de base concernant les diélectriques de différentes natures ainsi que les phénomènes qui les accompagnent, tels des phénomènes et des mécanismes pré disruptifs rencontrés en présence d'un champ électrique. Ensuite, nous avons présenté une base théorique sur les statistiques de la rupture diélectrique ainsi que les principales lois utilisées en fiabilité à savoir les lois : Exponentielle, de Weibull, de Gumbel, Gamma, G-Gamma, Logistique, Log - logistique, Normale et Log – Normale. Ces dernières seront appliquées à l'étude de la rupture diélectrique sous différentes tensions (tension alternative 50 Hz, tension continue de polarité positive et tension continue de polarité négative) de trois types d'isolants tels l'air atmosphérique, l'huile minérale Borak 22 et le papier presspahn (symbolisant les trois états de la matière : solide, liquide et gaz). Des tests d'adéquation seront utilisés pour tester l'ajustement et l'adaptation des différents modèles de lois entrepris vis - à - vis de ces distributions.