

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**

**Université des Sciences et de la Technologie d'Oran**  
Faculté de Génie Electrique  
Département d'Electrotechnique

**Université Amar Thelidji de Laghouat**  
Faculté des sciences et sciences de l'ingénieur  
Département de Génie Electrique

**Ecole Doctorale en Génie Electrique**

## **MEMOIRE**

En vue de l'obtention du diplôme de

**Magister en Electrotechnique**  
**Option : Haute tension et Environnement**

Présenté par :

**El Moradj DAREM**  
Ingénieur d'Etat en Electrotechnique de l'Ecole National polytechnique

**Thème :**

**Application des réseaux de neurones artificiels pour  
estimer les tensions de claquage dans les intervalles  
d'air pour les champs électriques peu divergents**

Soutenue publiquement le 22 Mai 2011 devant le jury composé de :

Président :	<b>HADI Hocine</b>	Professeur USTMB d'Oran
Rapporteur :	<b>ZEGNINI Boubakeur</b>	Maître de conférences classe A UAL de Laghouat
Examineurs :	- <b>FLAZI Samir</b>	Professeur USTMB d'Oran
	- <b>HENDEL Fatiha</b>	Maître de conférences classe A USTMB d'Oran
	- <b>MAHI Djillali</b>	Professeur UAL de Laghouat

**ملخص:** إن هدف كل متعاملا هو اكتساب أداة متينة لتقوم خصائص العزل لخطوط الاتصال و التوزيع الكهربائي بالاعتماد على توزيع دقيق للمجال الكهربائي و على معيار قوى للانفجار. حاليا لا يوجد مثل هذا المعيار و لا يوجد نموذج لمخبر توتر عالي جدا ( $>1000\text{kV}$ ) كاملا مختص في انهيار المجالات الهوائية و عوض بناء و فحص عدة مظاهر, نستعمل نماذج رقمية, بحيث يقلص عدد النماذج التجريبية الواجبة. نستطيع إذن تقييم نتيجة سبق مختلف المظاهر باستعمال نماذج مركزة على الشبكات النورونية الاصطناعية. هذه التقنية النورونية المقترحة لاعتبار هذه المعايير لاستعملتها في المجالات الكهربائية القليلة التباعد والمجالات المتباعدة عند تصور تطبيقي. هذا النظام الذكي للشبكات النورونية الاصطناعية بإمكانه تقدير توتر انهيار مجالات هوائية بين مسربين لعدة مظاهر مختارة في هذه المجالات الكهربائية مع الأخذ بعين الاعتبار عوامل البيئة.

**كلمات مفاتيح:** انهيار, الشبكات النورونية الاصطناعية, معايير الانفجار, مجالات قليلة التباعد, خوارزمية, تصديق.

**Résumé:** L'objectif de tout opérateur c'est d'avoir un outil très fort d'évaluation des propriétés d'isolation des lignes de transmission et de distribution en se basant sur une répartition précise du champ électrique et sur un critère robuste de claquage. Etant donnée l'inexistence actuelle d'un tel critère et d'un modèle de laboratoire THT ( $>1000\text{ kV}$ ) complet et compréhensive du claquage des intervalles d'air, et au lieu de construire et de tester plusieurs configurations, on utilise les modèles numériques, de façon à réduire le nombre des modèles expérimentaux requis.

On peut alors évaluer la performance des diverses configurations en utilisant des modèles à base de réseaux de neurones artificiels. Cette technique neuronale est proposée pour mettre en valeur ses critères pour les utilisés dans des champs peut divergents et même divergents lors d'une conception pratique.

Ce système intelligent est capable d'estimer la tension de claquage d'intervalles d'air entre deux électrodes pour plusieurs configurations choisies dans ces champs en tenant compte des paramètres environnementaux.

**Mots clés:** Claquage, RNA, Critères de claquage, Champ peu divergent, Algorithme, Validation.

**Abstract:** The objective of any operator is to have a very strong tool for evaluating insulation properties of transmission and distribution lines based on a precise distribution of electric field and robust breakdown criteria. Given the absence of such full and comprehensive breakdown in air gaps of HV ( $>1000\text{ kV}$ ) laboratory test model, and instead of building and testing various configuration, numerical models are used in order to reduce the number of experimental models required.

We can then evaluate the performance of various configurations using models based on artificial neural networks. This neuronal technique is proposed for developing criteria for divergent and no divergent fields use in a practical design.

This intelligent system is able to estimate the breakdown voltage of air gaps between two electrodes for several selected configurations in these fields, taking into account environmental parameters.

**Keywords:** Breakdown, RNA, Criteria breakdown, Slightly divergent fields, Algorithm, Validation.

## **REMERCIEMENTS**

*Mes remerciement vont tout premièrement à dieu tout puissant pour la volonté,  
la santé et la patience, qu'il ma donné durant toutes ces années .*

*Mes sincères remerciements vont particulièrement à monsieur **Boubakeur ZEGNINI** Maître de Conférence Classe A à l'Université de Laghouat pour m'avoir proposé ce sujet , pour son aide et le temps qu'il m'a consacré ,tout en me faisant profiter de ses connaissances et de sa rigueur scientifique,pour la confiance et la patience qu'il m'a toujours témoignées. Ses conseils et ses encouragements m'ont permis de mener à bien mon travail.*

*Mes sincères remerciements vont aussi à monsieur **Hocine HADI** Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire*

*Je tien aussi à exprimer mes remerciements les plus sincères à monsieur **Samir FLAZI** Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, pour avoir accepté d'examiner ce travail.*

*Je remercie chaleureusement madame **Fatiha HENDEL** Maître de Conférence Classe A à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, pour avoir accepté d'examiner ce travail..*

*J'exprime ma profonde reconnaissance et ma profonde gratitude à monsieur **Djillali MAHI** Professeur à l'Université de Laghouat ,pour tous les efforts qu'il à fait pour la réussite de l'Ecole Doctorale option : Haute Tension et Environnement au sein de l'UATL.Je le remercie également pour avoir accepté de participer au jury de ce mémoire en qualité d'examineur.*

*Mes vifs remerciements vont aussi à monsieur **Mohamed MEKHANET, Mohamed KOUIDRI, Bachir MOKHTARI, Naili HAMDI, Aissa BENHARZALA**, pour leurs conseils et disponibilités.*

*Je ne pourrais oublier mes amis de l'option, en particulier **Ahmed BENSACI** et **Fouad KHODJA** à qui je souhaite la réussite dans leurs travaux de recherche.*





## ***DEDICACE***

*Je dédie ce mémoire*

*À mes très chers parents*

*À ma femme et mes filles*

*À mes frères et sœurs*

*À mes amies*

*A tous les musulmans*

## **SOMMAIRE**

<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	<b>1</b>
------------------------------	----------

### **CHAPITRE I : MECANISMES DE CLAQUAGE D'UN INTERVALLE D'AIR EN CHAMP UNIFORME**

NOTATIONS DU CHAPITRE I	4
I.1 INTRODUCTION	5
I.2 PHENOMENES D'IONISATION DANS LES GAZ	5
I.2.1 Notions sur les gaz	5
I.2.1.1 Constitution de l'atome	6
I.2.1.2 Mouvement des particules dans le gaz	6
I.2.1.3 Pression du gaz	7
I.2.1.4 Libre parcours moyens	7
I.2.2 Phénomènes de collision	8
I.2.2.1 Choc élastique	8
I.2.2.2 Choc non élastique	9
I.2.3 Processus d'ionisation et d'excitation	9
I.2.3.1 Ionisation par collision	9
I.2.3.2 Photo-ionisation	10
I.2.3.3 Ionisation thermique	10
I.2.4 Avalanche électrique et charge d'espace	11
I.2.4.1 Avalanche électronique	11
I.2.4.2 Charges d'espace	12
I.2.5 Attachement et détachement et recombinaison	12
I.2.5.1 Attachement	12
I.2.5.2 Détachement d'électron	13
I.2.5.3 Recombinaison	13
I.3 MECANISMES DE CLAQUAGE DE L'AIR EN CHAMP UNIFORME	13
I.3.1 Mécanisme de Townsend	13
I.3.1.1 Phases du mécanisme de Townsend	13
I.3.1.2 Etude quantitative	14
I.3.1.3 Caractéristique courant –tension	17
I.3.1.4 Loi de Paschen	18
I.3.2 Mécanisme de streamer	19
I.3.2.1 Caractéristique $U_c = f(P.d)$	22
I.4 CONCLUSION	22

### **CHAPITRE II CRITERES DE CLAQUAGE DES INTERVALLES D'AIR EN CHAMPS PEUT DIVERGENTS ET DIVERGENTS**

NOTATIONS DU CHAPITRE II	24
II.1 INTRODUCTION	25
II.2 MODES DE CLAQUAGE D'UN INTERVALLE D'AIR EN CHAMPS DIVERGENTS	26
II.2.1 Claquage par mode streamer	27

II.2.2 Claquage par mode leader	28
II.3 INFLUENCE DES PARAMETRES ELECTRIQUES	28
II.3.1 Influence du champ non-uniforme	28
II.3.2 Influence de la polarité négative	29
II.3.3 Influence de la polarité positive	30
II.3.4 Influence de la tension alternative	31
II.4 MECANISMES DE CLAQUAGE DE L'INTERVALLE D'AIR	31
II.4.1 Processus de développement du streamer	33
II.4.2 Modèle mathématique pour la détermination du seuil de claquage de l'air	35
II.4.2.1 Calcul des champs actifs dans l'intervalle inter-électrodes	36
II.4.2.2 Charge d'espace due aux ions et aux électrons	36
II.4.2.3 Calcul du champ dû aux électrons et aux ions	37
II.5 ETUDE CRITIQUE DES CRITERES DE CLAQUAGE	38
II.5.1 Critère de Townsend	38
II.5.2 Critère de Schumann	39
II.5.3 Critère de Pedersen	42
II.5.4 Critère de Reather	43
II.5.5 Critère de Meek	44
II.5.6 Critère de Jorgensen	44
II.6 CALCUL DE LA TENSION DE CLAQUAGE	44
II.7 CONCLUSION	43

## **CHAPITRE III RESEAUX DE NEURONES ARTIFICIELS**

NOTATIONS DU CHAPITRE III	49
III.1 INTRODUCTION	50
III.2 HISTORIQUE	50
III.3 APPLICATIONS	51
III.4 PRINCIPE ET DEFINITION DES RESEAUX DE NEURONES	51
III.4.1 Neurone biologique	51
III.4.2 Neurone formel ou artificiel	52
III.4.3 Fonction d'activation	53
III.4.3.1 La fonction sigmoïde	53
III.4.3.2 La fonction tangente hyperbolique	54
III.5 RESEAUX DE NEURONES	54
III.5.1 Réseaux de neurones non bouclés	55
III.5.2 Réseaux de neurones bouclés (ou récurrents)	56
III.5.3 Perceptrons multicouches	56
III.5.4 Apprentissage des réseaux de neurones	57
III.5.4.1 Apprentissage d'un réseau de neurones par rétropropagation	58
III.5.5 Algorithme d'apprentissage quasi-Newton	61
III.5.6 Algorithme d'apprentissage de Levenberg-Marquardt	62
III.6 RESEAUX DE NEURONES ARTIFICIEL	62
III.6.1 Introduction	62
III.6.2 L'Algorithme d'apprentissage	63
III.6.2.1 Algorithme d'apprentissage adaptatif	65
III.6.3 Préparation des données	66

III.6.3.1 Normalisation des données	66
III.6.3.1.1 Normalisation des données d'entrée	66
III.6.3.1.2 Normalisation des données de sortie	67
III.6.3.2 Arrangements de normalisation	68
III.6.4 Formulation du problème	69
III.7 CONCLUSION	70

## **CHAPITRE IV : SIMULATION**

IV.1 ORGANIGRAMME DE SIMULATION	71
IV.2 PREMIER CAS : ELECTRODES SPHERE-SPHERE -TERRE	71
IV.2.1 Données des courbes expérimentales	71
IV.2.3 Partition des données	72
IV.2.3.1 Données pour l'apprentissage	72
IV.2.3.2 Données pour le test	73
IV.2.3.3 Données à estimer	73
IV.2.4 Choix des paramètres d'apprentissage	74
IV.2.4.1 Choix du meilleur arrangement	74
IV.2.4.2 Choix du nombre de neurones dans la couche cachée	75
IV.2.4.3 Choix de $\alpha$ et de $\eta$	76
IV.2.4.4 Choix du nombre d'itérations	76
IV.2.4.5 Premier modèle de réseau de neurones	77
IV.2.5 Choix du nombre de couches cachées	80
IV.2.5.1 deux couches cachées	80
IV.2.5.2 trois couches cachées	84
IV.2.5.3 Troisième modèle de réseau de neurone	85
IV.3 DEUXIEME CAS : ELECTRODES SPHERE-PLAN	87
IV.3.1 Données des courbes expérimentales	87
IV.3.2 Partition des données	88
IV.3.2.1 Données pour l'apprentissage	88
IV.3.2.2 Données pour le test	88
IV.3.2.3 Données à estimer	89
IV.3.4 Une couche cachée	89
IV.3.4.1 Premier modèle de réseau de neurones	89
IV.3.5 deux couches cachées :	91
IV.3.5.3 Deuxième modèle de réseau de neurone	91
IV.4 TROISIEME CAS ELECTRODES SYMETRIE SPHERE	93
IV.4.1 Données des courbes expérimentales	93
IV.4.2 Partition des données	94
IV.4.2.1 Données pour l'apprentissage	94
IV.4.2.2 Données pour le test	94
IV.4.2.3 Données à estimer	94
IV.4.3 Une couche cachée	94
V.4.3.1 Premier modèle de réseau de neurones	94
IV.5 QUATRIEME CAS LES TROIS GEOMETRIES D'ELECTRODES	98
IV.5.1 Courbes expérimentales	98
IV.5.2 Une couche cachée	99

IV.5.2.1 Premier modèle de réseau de neurones	99
IV.5.3 Deux couches cachées	101
IV.5.3.1 Deuxième modèle de réseau de neurones	101
IV.6 CINQUIEME CAS ELECTRODES SYMETRIE SPHERE EN TENANT	103
COMPTE DES CONDITIONS ATMOSPHERIQUES	
IV.6.1 Courbes mesurées	103
IV.6.2 Une couche cachée	104
IV.6.2.1 Premier modèle de réseau de neurones	104
IV.7 CONCLUSION	108
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	109
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	111
<b>ANNEXE</b>	114

## Table des Figures

<b>Figure I.1:</b> Constitution d'un atome	6
<b>Figure I.2:</b> Particules dans le gaz et le solide	7
<b>Figure 1.3:</b> Particules dans les gaz en fonction de la pression	7
<b>Figure I.4:</b> Collision	8
<b>Figure I.5:</b> Avalanche électronique	11
<b>Figure I.6:</b> Charge d'espace	12
<b>Figure I.7:</b> Influence de la basse pression	13
<b>Figure I.8:</b> Mécanisme de Townsend	14
<b>Figure I.9:</b> Avalanche entre électrodes plan-plan	15
<b>Figure I.10:</b> Caractéristique courant - tension	17
<b>Figure I.11:</b> Tension de claquage pour différents gaz en fonction du produit p.d	18
<b>Figure I.12:</b> Influence de la haute pression	19
<b>Figure I.13:</b> Avalanche d'électrons	20
<b>Figure I.14:</b> Développement successives d'un streamer positif	20
<b>Figure I.15:</b> Caractéristique $U_c = f(P.d)$	22
<b>Figure II.1:</b> Schématisation du développement de la décharge positive dans un petit intervalle d'air	28
<b>Figure II.2:</b> Développement d'un streamer négatif	30
<b>Figure II.3:</b> Mécanisme de développement du streamer proposé par Townsend	31
<b>Figure II.4:</b> Distribution du champ non uniforme dans l'intervalle Pointe-Plan	32
<b>Figure II.5:</b> Distribution du champ pour des moyennes valeurs de $(d/r)$ .	35
<b>Figure II.6:</b> Zone de forte concentration du champ (couronne) (D)	35
<b>Figure II.7:</b> Coefficient d'ionisation efficace pour l'air dans les conditions atmosphériques normale.	39
<b>Figure II.8:</b> Géométrie des électrodes : (I) sphère-plan (II) sphère-sphère terre (III) symétrie sphère	44
<b>Figure II.9:</b> Tensions de claquage calculées et mesurées pour la géométrie d électrodes sphère-plan	45
<b>Figure II.10:</b> Tensions de claquage calculées et mesurées pour la géométrie d électrodes sphère-sphère terre	46
<b>Figure II.11:</b> Tensions de claquage calculées et mesurées pour la géométrie d électrodes symétrie sphère	47
<b>Figure III.1:</b> Photo de quelques cellules nerveuses et schéma représentatif de la structure du neurone	52
<b>Figure III.2:</b> Structure d'un neurone forme	52
<b>Figure III.3:</b> Courbe de la fonction sigmoïde	54
<b>Figure III.4:</b> Courbe de la fonction tangente hyperbolique	54
<b>Figure III.5:</b> Réseau de neurones à $i$ entrées, $j$ sorties et une couche cachée	55
<b>Figure III.6:</b> Forme canonique des réseaux de neurones	56
<b>Figure III.7:</b> Schéma synoptique du procédé d'apprentissage par	58
<b>Figure III.8:</b> Schéma du réseau multicouche	63
<b>Figure IV.1:</b> Organigramme simple de simulation	71
<b>Figure IV.2:</b> Courbes expérimentales premier cas	72
<b>Figure IV.3 :</b> Courbes d'apprentissage et Courbes des valeurs test	77

<b>Figure IV.4:</b> Courbes de simulation	77
<b>Figure IV.5 :</b> Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulations	78
<b>Figure IV.6 :</b> Courbes d'apprentissages et courbes des valeurs test	79
<b>Figure IV.7 :</b> Courbes de simulation	79
<b>Figure IV.8 :</b> Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation	79
<b>Figure IV.9 :</b> Courbes d'apprentissage et Courbes des valeurs test	81
<b>Figure IV.10 :</b> Courbes de simulation	82
<b>Figure IV.11 :</b> Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de	82
<b>Figure IV.12 :</b> Courbes d'apprentissage et Courbes des valeurs test	83
<b>Figure IV.13 :</b> Courbes de simulation	83
<b>Figure IV.14 :</b> Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de	83
<b>Figure IV.15 :</b> Courbes d'apprentissage et Courbes des valeurs test	85
<b>Figure IV.16 :</b> Courbes de simulation	86
<b>Figure IV.17 :</b> Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de de simulation	86
<b>Figure IV.18 :</b> Courbes expérimentales deuxième cas.	88
<b>Figure IV.19 :</b> courbes de simulation	90
<b>Figure IV.20 :</b> Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation	90
<b>Figure IV.21 :</b> Courbes de simulation	91
<b>Figure IV.22 :</b> Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation	92
<b>Figure IV.23 :</b> Courbes expérimentales	93
<b>Figure IV.24 :</b> Courbes de simulation	95
<b>Figure IV.25 :</b> Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation	96
<b>Figure IV.26 :</b> Courbes de simulation	97
<b>Figure IV.27 :</b> Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation	97
<b>Figure IV.28 :</b> Courbes expérimentales	98
<b>Figure IV.29 :</b> Courbes de simulation	99
<b>Figure IV.30 :</b> Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation	100
<b>Figure IV.31 :</b> Courbes de simulation	102
<b>Figure IV.32 :</b> Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de De simulation	102
<b>Figure IV.33 :</b> Courbes mesurées en tenant compte des conditions atmosphériques	104
<b>Figure IV.34 :</b> Courbes de simulation	105
<b>Figure IV.35 :</b> Comparaison des courbes mesurées et des courbes de simulation	106
<b>Figure a :</b> Facteur de correction $k_p$ du à la variation de la pression $P$ et la température $T$	114
<b>Figure b:</b> Facteur de correction d'humidité	114
<b>Figure c</b> Facteur de correction d'humidité en fonction de l'humidité absolue	115
<b>Figure d :</b> Valeurs des exposants $m$ et $n$ pour correction de densité de l'air	115

# INTRODUCTION GENERALE

---



## ***Introduction générale***

Le réseau électrique est majoritairement aérien pour des raisons économiques et technologiques basées sur la facilité d'utilisation de l'air atmosphérique comme isolant. Comme tous milieux isolants, si l'air est soumis à une tension électrique suffisante, un courant de particules chargées électriquement devient possible par l'ionisation partielle du milieu. Alors l'air devient conducteur et le claquage se produit. On appelle claquage la perte subite de la propriété isolante d'un gaz soumis à un champ électrique [Rob-87].

La compréhension des mécanismes physiques de claquage électrique dans des grands intervalles d'air est indispensable, pour pouvoir :

- Dimensionner, au mieux, l'appareillage nécessaire au transport et à la distribution de l'énergie électrique (isolateur, parasurtenseur...).
- Développer les techniques, les plus efficaces, de protection contre les décharges atmosphériques (paratonnerre).
- Déterminer avec précision les distances sécurisantes.

La compréhension de ces mécanismes nécessite de rassembler des données pour quantifier le claquage, et pouvoir progresser dans son étude en arrivant à le produire en laboratoire et à le simuler.

Il est évident qu'un modèle capable de prédéterminer la tension de claquage ou de tenue de n'importe quelle configuration d'intervalle soumise à des contraintes réalistes de tension, devrait permettre de réduire le nombre d'essais de laboratoire intervenants actuellement dans l'étude du dimensionnement d'un système d'isolation à H.T

Le très grand nombre d'essais de laboratoire, réalisés sur les systèmes d'électrodes les plus courants, a permis d'avoir des formules empiriques de calcul des tensions de claquage. Ces formules simples, dont la précision suffit généralement à la plupart des applications, peuvent être utilisées pour effectuer le dimensionnement des lignes et postes à H.T et T.H.T.

Par ailleurs, l'influence des conditions atmosphériques (humidité, température, pression) est complexe, et se prête mal à des formulations empiriques souvent hasardeuses et d'usage limité. Il est indispensable de reconnaître et d'étudier les phénomènes complexes d'ionisation, de formation et de développement du claquage qui se produit dans l'air.

Pour notre travail nous avons choisi à étudier trois configurations d'électrodes soumises à une tension alternatif sous des conditions atmosphériques différentes, on considérant les effets des paramètres influant comme le diamètre des électrodes, la distance entre électrodes, l'humidité, la température, la pression.

La simulation numérique basée sur un modèle mathématique qui tient compte des champs de charge d'espace nous a permis d'estimer le claquage de l'intervalle d'air, et même de rassembler une base de données que nous utilisons par la suite dans l'étude par le réseau de neurones.

Le réseau de neurones est un modèle de calcul dont la conception est très schématiquement inspirée du fonctionnement de vrais neurones (humains ou non), il est placé dans la famille des méthodes de l'intelligence artificielle

La naissance du domaine des réseaux de neurones artificiels remonte aux années 1940 avec les travaux de Warren Mc Culloch et Walter Pitts .Ils permettent l'approximation d'une fonction non linéaire .Ils ont besoin de cas réels servant d'exemples pour leur apprentissage (on appelle cela la base d'apprentissage) et pour la validation des résultats. Ces cas doivent être d'autant plus nombreux que le problème est complexe.

Nous en proposons dans ce travail des applications dans l'estimation des tensions de claquage des intervalles d'air de trois configurations d'électrodes choisies dans des champs électriques peut divergents. Les étapes de cette technique de simulation seront bien détaillées dans les chapitres qui suivent.

L'objectif de ce mémoire est :

- D'étudier les phénomènes de claquage d'un intervalle d'air d'une configuration plan-plan ensuite une configuration pointe (positive)-plan utilisant les théories de Townsend et des streamers
- Faire une étude critique des différents critères de claquage des intervalles d'air entre électrodes dans des champs électriques peut divergents, en se basant sur les critères de Schuman et de Pedersen.
- recherche des modèles numériques par réseaux de neurones artificiels qui permettent d'estimer la tension de claquage des intervalles d'air entre électrodes de différentes géométries, nous avons utilisé des données expérimentales pour des conditions atmosphériques normales tirées de la littérature [Don-93].

Pour cela, quatre chapitres ont été nécessaires :

*Au premier chapitre*, on présentera les phénomènes d'ionisation dans les gaz, ensuite, on abordera en premier lieu les mécanismes de claquage des isolants gazeux dans des champs uniformes.

*Au deuxième chapitre*, on exposera brièvement quelques Critères de claquage des intervalles d'air dans des champs peu divergents pour faire une étude critique.

*Au troisième chapitre*, on exposera brièvement les réseaux de neurones multicouches. On fera le choix du genre de réseau et l'algorithme d'apprentissage, on introduira les réseaux de neurones artificiels comme outil de simulation.

*Au quatrième chapitre*, on fera une simulation par réseaux de neurones artificiels en utilisant le logiciel Matlab. On traitera cinq cas, dont trois cas de différentes géométries d'électrodes, ensuite un cas global rassemblant les trois configurations et un cas en tenant compte des conditions atmosphériques.

Enfin, une conclusion générale, on récapitulera l'ensemble des résultats obtenus et présentera quelques perspectives de recherches étroitement liées à ce travail.

# CHAPITRE I

---

*Mécanismes de claquage d'un intervalle d'air en champ uniforme*

*Notation du chapitre I*

$v$	Vitesse moyenne de l'électron
$N$	Densité du gaz en nombre de molécules par unité de volume
$\sigma$	Section efficace de collision entre l'électron et une molécule
$n_c$	Nombre de collision
$n$	Nombre de collisions par unité de temps
$\lambda$	Libre parcours moyen
$v'$	Vitesse de la masse $m$ après le choc
$W_c$	L'énergie cinétique
$W_i$	L'énergie d'ionisation
$e$	Charge élémentaire d'un électron
$V_i$	Potentiel d'ionisation
$W_{ex}$	L'énergie d'excitation
$W_p$	L'énergie d'un photon
$\Delta W$	L'énergie cédée à l'électron libéré
$W_{th}$	L'énergie thermique absorbée
$\eta$	Coefficient d'attachement
$n_0$	Nombre d'électrons initiaux
$P$	Pression atmosphérique,
$E$	Champ électrique appliqué
$\alpha$	Premier coefficient d'ionisation de Townsend.
$I_0$	Courant photoélectrique initial à la cathode
$N_a$	Nombre d'électrons collectés par l'anode
$\dot{N}$	Nombre d'électrons secondaires extraits de la cathode par bombardement ionique
$\gamma$	Deuxième coefficient d'ionisation de Townsend
$e$	Charge élémentaire de l'électron.
$R$	Rayon de la tête de l'avalanche pour $(x = d)$
$d$	Distance inter-électrodes
$W$	L'énergie de l'électron nécessaire à l'ionisation des atomes

## ***Mécanismes de claquage d'un intervalle d'air en champ uniforme***

### **I.1 INTRODUCTION**

L'air est l'isolant le plus utilisé en technique de la haute tension (lignes de transport et postes de transformation) [Roy-84].

Un gaz est constitué d'un grand nombre de particules de différents types, molécules, atomes, ions, électrons en agitation incessante [Roy-84]. En l'absence de champ électrique, les molécules de gaz sont soumises à l'agitation thermique, et subissent une multitude de chocs. Ces chocs peuvent être élastiques, sans transfert d'énergie de la particule bombardante vers la particule bombardée, ou parfois non élastique, avec transfert total ou partiel d'énergie. Ces chocs ont pour cause des agents extérieurs tels que la radioactivité terrestre et atmosphérique, ainsi que les différents rayonnements cosmiques [Bou-04].

En présence d'un champ électrique, les molécules de gaz se mettent en mouvement dans la direction du champ. Leur vitesse variera en fonction de la distribution et de l'intensité du champ, ainsi que d'autres paramètres tels que la pression, la température et l'humidité du gaz [Bou-04].

C'est dans le gaz que le mécanisme de claquage a été le mieux élucidé et des bases théoriques ont été élaborées. Lorsque le gaz est partiellement ionisé, il devient conducteur et la décharge se produit. Le claquage électrique, visible à l'œil nu par l'étincelle ou la décharge produite, correspond au moment où le champ électrique dépasse la valeur seuil nécessaire à l'amorçage de la décharge.

Durant l'avalanche électronique les électrons rapides sont absorbés par l'anode, tandis que les ions positifs moins rapides forment dans le gaz une charge d'espace. La taille de la charge d'espace dépend de la pression du gaz :

Les mécanismes de claquage dans les gaz sont principalement, le mécanisme de l'avalanche électronique ou (mécanisme de Townsend) et le mécanisme de streamer. [S2-04], [S3-04].

Ce chapitre sera consacré à une étude sur le claquage de l'air dans un champ uniforme, en passant en revue sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz.

### **I.2 PHENOMENES D'IONISATION DANS LES GAZ**

#### **I.2.1 Notions sur les gaz [Til-04]**

Tous les gaz sont isolants et ont la même constante diélectrique  $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ F/m}$ .

L'air est l'isolant le plus disponible, le plus utilisé et il est gratuit.

N'importe quel gaz, utilisé comme diélectrique doit posséder certaines caractéristiques pour le bon fonctionnement telles que :

- Grande résistivité ;
- pertes faibles ;
- Rigidité diélectrique élevée ;
- Non inflammable ;
- Résistant aux effets thermiques et chimiques ;
- Absence de toute toxicité ;
- Maintenance pas chère et pratique.

Les gaz ne sont pas généralement considérés comme des "matériaux", parce que la distance entre les molécules adjacentes est si grande et le nombre d'atomes ou de molécules par unité de volume est si petit, qu'ils ne sont pas capables de résister aux forces mécaniques [Wil-78][Als-68]. Cependant, les gaz sont des "diélectriques" dans le sens d'isolants électriques, et sont employés pour empêcher l'écoulement du courant.

### ***1.2.1.1 Constitution de l'atome***

Le noyau renferme :

- Des protons : de masse  $m_p = 1,6725.10^{-27} \text{ kg}$  et de charge  $q_p = 1,6.10^{-19} \text{ C}$ .
- Des neutrons : de masse  $m_n = 1,6748.10^{-27} \text{ kg}$  et de charge  $q = 0 \text{ C}$

Les électrons gravitent autour du noyau : de masse  $m_e = 9,1019.10^{-31} \text{ kg}$  et de charge  $q_e = -1,6.10^{-19} \text{ C}$ . Figure (I.1).

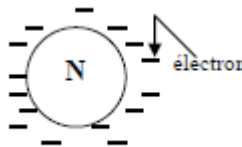


Figure (I.1) : Constitution d'un atome

A l'état fondamental, l'atome est neutre ;

- S'il libère un électron il devient un ion positif ;  $A - 1e \rightarrow A_+$
- S'il gagne un électron il devient un ion négatif ;  $A + 1e \rightarrow A_-$

Remarque : Le photon est un quantum d'énergie ( $m=0$  ;  $q=0$ ).

### ***1.2.1.2 Mouvement des particules dans le gaz***

Dans le gaz, le mouvement des particules est libre, contrairement au solide qui est une masse

compacte car les particules sont reliées entre elles par des liaisons cristallines fortes [Til-04], figure (I.2).

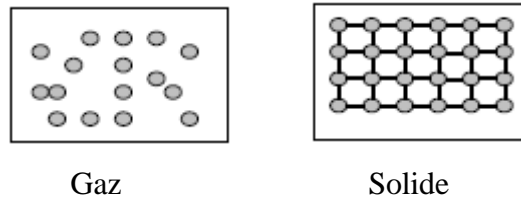


Figure (I.2) : Particules dans le gaz et le solide

### I.2.1.3 Pression du gaz

La pression  $P$  est proportionnelle à la densité atomique  $\delta$  et au libre parcours moyen  $\lambda$ . Avec  $\delta$ : Nombre d'atomes/unité de volume.

$\lambda$  : Libre parcours moyen (lpm) : distance séparant deux particules voisines. Figure (I.3)

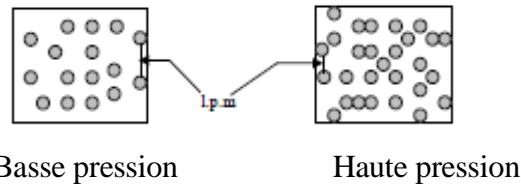


Figure (I.3) : Particules dans les gaz en fonction de la pression

### I.2.1.4 Libre parcours moyens [Als-68]

Si l'on admet que l'électron se déplace à une vitesse moyenne  $v$  pendant le temps  $\partial t$ , il parcourt alors la distance  $v \cdot \partial t$  et balaie un domaine d'espace de volume  $\sigma \cdot v \cdot \partial t$ ,  $\sigma$  représentant la section efficace de collision entre l'électron et une molécule. Le nombre de collision  $n_c$  est donc égal à :

$$n_c = \sigma \cdot v \cdot \partial t \cdot N \quad (1.1)$$

Avec

$N$  : densité du gaz en nombre de molécules par unité de volume.

Le nombre de collisions par unité de temps se déduit de l'expression précédente :

$$n = \sigma \cdot v \cdot N \quad (1.2)$$

La notion de libre parcours moyen, qui représente la distance moyenne que peut parcourir un électron entre deux chocs successifs, découle naturellement de la relation précédente [Kou-10] :

$$\lambda = \frac{v \cdot \partial t}{n \cdot \partial t} = \frac{1}{N \cdot \sigma} \quad (1.3)$$

Cette notion est intéressante car si l'électron accéléré par le champ électrique acquiert une énergie cinétique suffisante, il pourra alors ioniser ou exciter la molécule neutre rencontrée.



### I.2.2 Phénomènes de collision

Ces phénomènes permettent en particulier la formation d'espèces radicalaires et ioniques très actives.

La collision est un choc entre deux particules .Entre électron et atome par exemple. Figure (I.4). Il existe en réalité deux types de collisions :

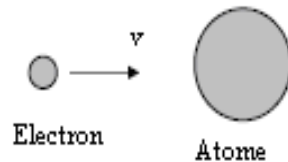


Figure (I.4) : Collision

#### I.2.2.1 Choc élastique

Il ne change pas l'énergie interne des espèces neutres mais augmente légèrement leurs énergies cinétiques :

On considère une boule de masse  $m$  qui entre en collision avec une autre boule de masse  $M$ .

Soient :

$v$  : vitesse de  $m$  avant le choc ;  $v'$  : vitesse de  $m$  après le choc ;  $V$  : vitesse de  $M$  après le choc.

Le principe de conservation de l'énergie cinétique  $W_c$  donne :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv'^2 + \frac{1}{2}MV^2 \quad (1.4)$$

Le principe de conservation de la quantité de mouvement donne :

$$mv = mv' + MV \quad (1.5)$$

A partir des équations (1.1) et (1.2), on obtient :

$$\frac{v'}{v} = \frac{M - m}{M + m} \quad (1.6)$$

a) Si  $M \cong m$  : collision entre un atome et un ion ;

$v' \cong 0$  : La particule incidente perd son énergie cinétique.

b) Si  $M \gg m$  : collision entre un atome et un électron;

$v' \cong v$  : La particule incidente conserve son énergie cinétique.

c) Conclusion : Il y a un transfert d'énergie cinétique seulement lors de chocs élastiques, l'électron garde pratiquement toute son énergie et n'en cède qu'une très faible part aux autres particules par collision. Les électrons possèdent donc une énergie supérieure à celle des ions et des molécules neutres. Comme l'électron conserve pratiquement toute son énergie cinétique

après un choc élastique, il sera d'une grande importance pour les chocs non élastiques qui se produisent dans le mécanisme de claquage des gaz [Til-04] .

### ***1.2.2.2 Choc non élastique***

Il modifie la structure électronique de l'espèce lourde, il peut donc mener à des processus d'excitation des modes internes, de dissociation des molécules, d'ionisation et d'attachement.

Si l'énergie cinétique incidente de l'électron est suffisamment grande, l'atome libère un électron au moment de la collision et devient ionisé (c'est l'ionisation par collision).

### **1.2.3 Processus d'ionisation et d'excitation**

Dans un conducteur, les électrons sont libres. On leur appliquant un champ aussi faible soit-il ils se détachent de l'atome et se déplacent avec le champ. Par contre dans un isolant, les électrons sont liés et ne se détachent que si on leur fournit une énergie suffisamment grande supérieure à l'énergie d'ionisation de l'atome.

Remarque : L'énergie d'ionisation  $W_i$  est l'énergie qui retient l'électron dans l'orbite de l'atome. Elle est donnée par la relation :

$$W_i = e V_i \quad (1.7)$$

Avec :

$e$  : La charge élémentaire d'un électron ;  $V_i$  : Le potentiel d'ionisation

On donne ci-dessous les énergies d'ionisation de quelques gaz

Molécules	$W_i$ (eV)
CO <sub>2</sub>	13,7
N <sub>2</sub>	15,5
O <sub>2</sub>	12,2
H <sub>2</sub>	15,4
H <sub>2</sub> O	15,4

### ***1.2.3.1 Ionisation par collision***

#### **a) Ionisation :**

L'électron qui se déplace avec une énergie cinétique  $W_c$ , entre en collision avec l'atome, sous

l'action du champ électrique  $E$  avec :  $W_c = \frac{1}{2} m v^2$  (1.8)

$m$  : masse de la particule

$v$  : vitesse de la particule

Si  $W_c \geq W_i \Rightarrow$  ionisation de l'atome ;  $A + W_c \rightarrow A^+ + 1e + \Delta W$  (1.9)

Avec :  $\Delta W = W_c - W_i$  énergie supplémentaire cédée à l'électron libéré sous forme d'énergie cinétique. C'est le processus d'ionisation le plus fréquent dans les gaz.

**b) Excitation :**

Un atome excité  $A^*$  est un atome qui a absorbé et emmagasiné une énergie. Cela se produit lorsque l'énergie cinétique est légèrement inférieure à  $W_i$ .

Si  $W_c$  est légèrement inférieure à  $W_i \Rightarrow$  excitation de l'atome.  $A + W_c \rightarrow A^*$  (1.10)

Chaque type de gaz possède une valeur propre de l'énergie d'excitation  $W_{ex}$  :  $W_{ext} = e V_{ext}$

Avec  $V_{ext}$  : potentiel d'excitation.

**c) Désexcitation :** Les processus de désexcitation peuvent se produire spontanément, lorsque l'électron d'un atome excité revient sur son orbite fondamentale. La perte d'énergie est compensée par l'émission d'un photon ayant une énergie égale au potentiel de désexcitation.

Après un temps très bref (entre  $10^{-7}$  et  $10^{-10}$  s) l'énergie est restituée au gaz sous forme d'un photon d'énergie  $W_p = h\nu$  ( $A^* \rightarrow A + W_p$ ) (1.11)

Avec :  $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$  J.s : constante de Planck ;  $\nu$  fréquence du photon.

**1.2.3.2 Photo-ionisation**

L'atome absorbe l'énergie d'un photon  $W_p$ .

Si  $W_p \geq W_i \Rightarrow$  photo- ionisation



Avec  $\Delta W = W_p - W_i$  est l'énergie cédée à l'électron libéré sous forme d'énergie cinétique.

Si  $W_p$  est légèrement inférieure à  $W_i \Rightarrow$  photo- excitation.

**1.2.3.3 Ionisation thermique**

Lorsqu'un gaz est porté à une température élevée ( $>1500$  °K), l'atome est ionisé grâce à l'énergie thermique absorbée  $W_{th}$ .

Si  $W_{th} \geq W_i \Rightarrow$  ionisation



Avec  $\Delta W = W_{th} - W_i$  est l'énergie cédée à l'électron libéré.

Si  $W_{th}$  est légèrement inférieure à  $W_i \Rightarrow$  excitation



L'ionisation thermique est rencontrée surtout dans les gaz à haute pression. Dans ce cas, l'ionisation ne se produit pas au cours d'un seul choc, mais elle est le résultat d'excitations successives ; en effet, la forte densité des particules rend la fréquence des chocs élevée. Le temps moyen entre deux chocs successifs est inférieur à la durée de vie de l'atome excité, si bien les excitations se cumulent pour arriver à la valeur d'ionisation [Als-68].

## I.2.4 Avalanche électrique et charge d'espace

### I.2.4.1 Avalanche électronique

Nous considérons une cellule contenant un système de deux électrodes séparées par un espace gazeux isolant, figure (I.5).

#### ❖ Description de l'avalanche : figure (I.5)

Il existe toujours des électrons libres générés par l'action du rayonnement cosmique et la radioactivité de la terre qui induisent des phénomènes de photo-ionisation dans l'espace inter-électrode. En absence de champ électrique, les électrons créés par cette photo-ionisation sont consommés par attachement ou recombinaison dans le gaz. Si un champ électrique est appliqué, les électrons sont suffisamment accélérés par le champ pour produire d'autres électrons par des collisions, qui à leur tour acquerront par le champ électrique assez d'énergie pour ioniser d'autres atomes, et ainsi de suite, et le nombre d'électrons libres continuera à augmenter comme ils continuent à se déplacer sous l'action du champ électrique. La quantité des électrons et des ions positifs produits de cette façon s'appelle une avalanche électronique [Ler-04].

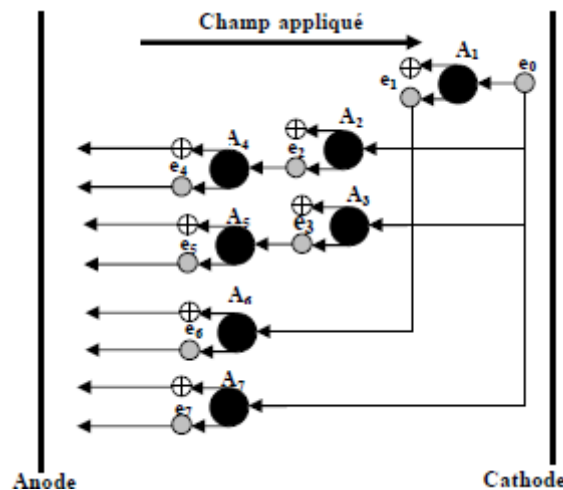


Figure (I.5) : Avalanche électronique.

L'électron primaire  $e_0$  accéléré par le champ  $E$  entre en collision avec un atome  $A_1$  et l'ionise,  $A_1$  libère un électron et devient lui-même un ion positif.

Les électrons  $e_0$  et  $e_1$  ionisent par collision deux atomes  $A_2$  et  $A_3$  qui libèrent deux électrons  $e_2$  et  $e_3$ . Ces quatre électrons entrent en collision avec 4 autres atomes qu'ils ionisent

La multiplication des électrons se poursuit suivant ce processus jusqu'à ce que l'avalanche arrive à l'anode.

C'est ce phénomène, qui provoque un accroissement exponentiel de la densité de charge électronique lorsqu'on s'éloigne de l'électrode. Le claquage a donc lieu du fait du phénomène d'avalanche.

#### ❖ Remarques

L'avalanche électronique prépare le chemin au claquage de l'air.

Un atome ionisé fournit un électron et devient lui-même un ion positif ; Il y a autant d'électrons dans l'avalanche que d'ions positifs. Chaque collision ionisante produit une paire électron - ion positif.

L'avalanche progresse dans le sens opposé au champ électrique (Cathode → Anode).

#### I.2.4.2 Charges d'espace

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

#### ❖ Forme de la charge d'espace : figure (I.6)

Comme l'avalanche débute près de la cathode et finit sur l'anode, elle présente la forme d'un cône. Elle progresse dans le sens opposé à E.

Exemple :

Air,  $P = 1 \text{ atm}$ ,  $\alpha = 18.4$ ,  $d = 10 \text{ mm}$ .

Dans le 10<sup>ème</sup> mm, il y a 5 fois plus d'ions positifs que dans les 9 premiers mm [Ler-04].

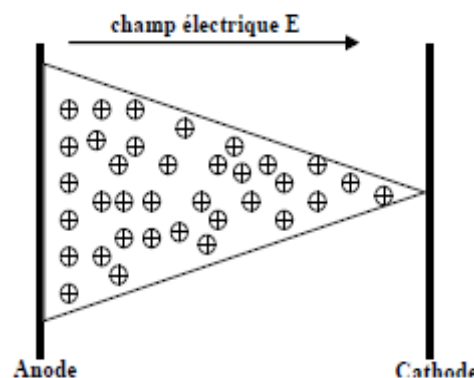


Figure (I.6) : Charge d'espace

### I.2.5 Attachement et détachement et recombinaison

#### I.2.5.1 Attachement

Quand un électron s'attache à un atome pour former un ion négatif ;



L'attachement se produit pour des champs assez faibles. Les particules neutres (atomes et molécules) favorisent l'attachement des électrons.

L'attachement correspond à une diminution d'électrons dans le gaz ; par analogie avec l'augmentation d'électrons par ionisation ( $\alpha$ ), on écrit :

$$\frac{dn}{n} = -\eta dx \text{ soit } n = n_0 e^{-\eta x} \quad (1.17)$$

Avec  $\eta$  **coefficient d'attachement**,  $n_0$  nombre d'électrons initiaux et  $n$  nombre d'électrons attachés.

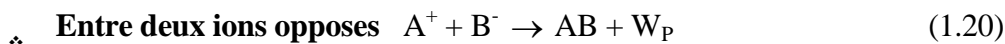
### I.2.5.2 Détachement d'électron

Quand l'ion négatif cède l'électron supplémentaire.



### I.2.5.3 Recombinaison

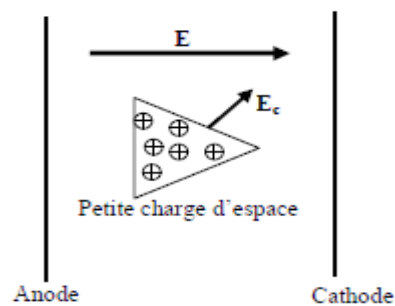
Quand deux charges opposées se recombinent pour former une particule neutre (inverse de la photo-ionisation) :



## I.3 MECANISMES DE CLAQUAGE D'UN INTERVALLE D'AIR EN CHAMP UNIFORME

### I.3.1 Mécanisme de Townsend

Pour des distances entre électrodes ne dépassant pas 1 m, la théorie de Townsend est valable pour des **basses pressions** de 0,1 à 1 atmosphère, figure (I.7). Dans ce cas la densité atomique est faible, la charge d'espace est telle qu'elle génère un champ électrique  $E_c$  faible et négligeable [Als-68].



Basse pression

Figure (I.7) : Influence de la basse pression

#### I.3.1.1 Phases du mécanisme de Townsend: Figure (I.8)

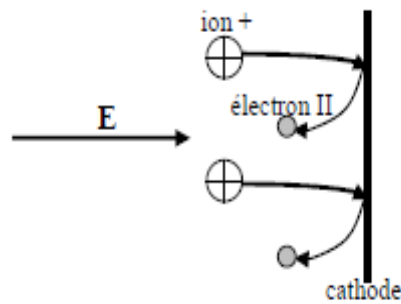


Figure (I.8) : Mécanisme de Townsend

*Phase 1* : Un électron primaire situé près de la cathode provoque une avalanche électronique primaire.

*Phase 2* : Les électrons sont absorbés par l'anode tandis que les ions positifs bombardent la cathode avec leur énergie cinétique pour extraire des électrons secondaires.

*Phase 3* : Les électrons (secondaires) émis de la cathode par bombardement créent de nouvelles avalanches secondaires et provoquent le claquage du gaz.

Remarques :

- Dans le mécanisme de Townsend, l'étincelle de la décharge se produit dès que la cathode émet des électrons secondaires.
- La décharge de Townsend se situe entre  $10^{-8}$  et  $10^{-6}$  A, elle est donc peu lumineuse. La luminosité est à peu près uniforme dans tout l'espace compris entre les électrodes.

### I.3.I.2 Etude quantitative

L'avalanche électronique peut être étudiée quantitativement à partir de la connaissance du coefficient, dit **premier coefficient d'ionisation** de Townsend, il représente le nombre d'électrons (ou d'ions positifs) créés par un électron par élément de longueur le long d'une ligne de force du champ appliqué [Roy-84]. Une expression empirique exploitable considère que l'énergie thermique des électrons est acquise par le travail du champ électrique sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen. Or ce dernier est inversement proportionnel à la pression. Donc, en introduisant les constantes A et B déterminées expérimentalement, d'après la relation approchée entre  $\alpha$  et  $E$  qui caractérise bien le phénomène d'ionisation :

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot \exp\left(-\frac{BP}{E}\right) \quad \text{donc,} \quad \alpha = A \cdot P \exp\left(-\frac{BP}{E}\right) \quad (1.21)$$

$P$  : La pression atmosphérique,

$E$  : Le champ électrique appliqué

$\alpha$  : Le premier coefficient d'ionisation de Townsend.

Le mécanisme de l'avalanche peut être modélisé comme suit :

La configuration d'électrodes plan-plan crée un champ homogène, est constant dans tout l'intervalle inter électrodes et on peut calculer le nombre d'électrons, ainsi que le courant produit par l'avalanche électronique, (la distorsion du champ créé par les charges d'espace sera néglige) [Rob-87]. A titre d'exemple, considérons deux électrodes planes à une distance ( $d$ ) l'une de l'autre contenant un gaz à la pression  $P$  avant le claquage. Le champ électrique  $E=V/d$  est alors constant, figure (I.9).

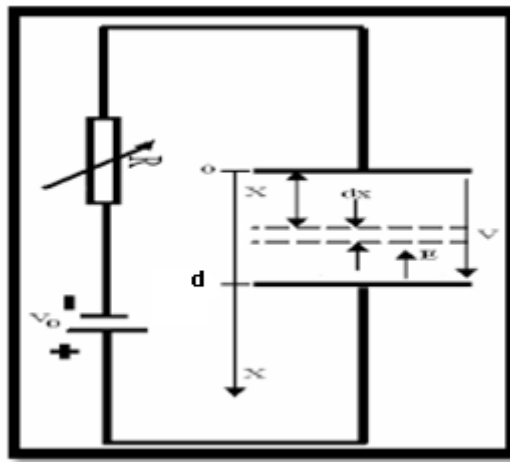


Figure (I.9) : Avalanche entre électrodes plan-plan

Soit :

$N_0$  : nombre d'électrons /seconde, émis de la cathode.

$N(x)$  : nombre d'électrons /seconde, produits par avalanche à la distance  $x$ .

$dN$  : le nombre de nouveaux électrons produits entre  $x$  et  $(x + dx)$ .

Pour  $x = 0$   $N(x) = N_0$

$$\text{Alors} \quad dN(x) = N \cdot \alpha \cdot dx \quad (1.22)$$

Le nombre d'électrons à une distance " $d$ " s'écrit :

$$N(d) = N_0 e^{(\alpha \cdot d)} \quad (1.23)$$

Le courant mesuré à l'anode, dans le circuit extérieur, est donné par :

$$I_d = I_0 e^{(\alpha \cdot d)} = (N_0 e) e^{(\alpha \cdot d)} \quad (1.24)$$

Où :  $I_0$  est le courant photoélectrique initial à la cathode.

Par conséquent, en moyenne, chaque électron laissant la cathode produire  $(\frac{N_d - N_0}{N_0})$  nouveaux électrons (et ions positifs correspondant) dans l'espace inter-électrodes.



Afin de mieux décrire la multiplication électronique dans la zone à faible champ, où l'attachement ne peut plus être négligé, on est amené à écrire :

$$N(x) = e^{\int_0^x (\alpha - \eta) dx} \quad (1.25)$$

Où  $\eta$  est le *coefficient d'attachement*.

La multiplication électronique s'arrête donc quand l'attachement équilibre la formation de nouveaux électrons, c'est-à-dire lorsque  $(\alpha - \eta) = 0$ . (1.26)

Les ions positifs produits par les électrons dans le gaz, sont portés sous l'action du champ électrique à la cathode où ils se déposent en se recombinant, libérant alors de l'énergie pour émettre un électron supplémentaire dans le gaz, dit électron secondaire [Ler-84].

On définit le coefficient  $\gamma$ , dit *deuxième coefficient d'ionisation* de Townsend [Roy-84], qui représente le rapport du nombre d'électrons libérés de la cathode par émission secondaire sur le nombre d'ions positifs ayant bombardés la cathode [Bou-04]. Soit :

$N_a$  : Le nombre d'électrons collectés par l'anode,

$\dot{N}$  : Le nombre d'électrons secondaires extraits de la cathode par bombardement ionique.

L'équation (1.23) s'applique maintenant à tous les électrons cathodiques d'où :

$$N_a = (N_0 + \dot{N}) e^{\alpha \cdot d} \quad (1.27)$$

D'autre part, le courant qui traverse l'anode doit être égal à celui qui traverse la cathode, d'où :

$$N_a = (N_0 + \dot{N}) + \frac{\dot{N}}{\gamma} \quad (1.28)$$

On obtient par combinaison de (1.25) et (1.28)

$$I = I_0 \cdot \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (1.29)$$

On voit que si  $\gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1)$  s'approche de l'unité,  $I$  croît beaucoup plus vite que  $(I_0 e^{\alpha d})$ , valeur correspondant au cas d'une multiplication sans effet secondaire.

Le critère de claquage selon Townsend est alors défini comme la tension pour laquelle le courant devient infini, soit :

Le critère de décharge autonome de Townsend exprimé par :

$$\gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1 \quad (1.30)$$

$$\text{Ou bien} \quad \alpha \cdot d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1.31)$$

Le critère de Townsend ainsi donné peut s'interpréter simplement en considérant que  $(e^{\alpha \cdot d})$

représente le nombre d'ions positifs créés par une avalanche primaire à partir d'un seul électron. Ces ions arrivant sur la cathode vont produire en moyenne  $(\gamma e^{\alpha.d})$  électrons secondaires (nouveaux germes) [Roy-84]. De ce fait, le critère d'auto-entretien de la décharge s'exprime par :

- Quant  $(\gamma e^{\alpha.d} < 1)$ , la décharge est dite (**non autonome**), car elle ne peut se maintenir d'elle-même par le fait des mécanismes secondaires si l'apport d'électrons créés par une source extérieure est interrompu.
- Quant  $(\gamma e^{\alpha.d} = 1)$ , le nombre d'ions créés par l'avalanche primaire est en moyenne juste suffisant à maintenir par bombardement de la cathode.

La décharge est autonome, c'est-à-dire qu'elle peut se maintenir en l'absence d'une source extérieure de production des charges. Ce critère définit donc la tension d'amorçage.

- Quant  $(\gamma e^{\alpha.d} > 1)$ , le processus des avalanches successives est cumulatif et le courant de décharge croît d'autant plus rapidement que  $(\gamma e^{\alpha.d})$  dépasse l'unité. En remplaçant  $\alpha$  par son expression, on trouve la loi de Paschen qui donne la valeur de la tension disruptive pour un champ uniforme soit :

$$APd \exp\left(-\frac{BP}{E}\right) = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1.32)$$

$$V_d = \frac{BPd}{\ln(APd) - \ln\left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\right]} \quad (1.33)$$

### I.3.I.3 Caractéristique courant –tension

Les électrons primaires sont extraits artificiellement de la cathode grâce à des rayons UV. La cathode émet  $n_0/s$  électrons. La figure (I.10) représente la caractéristique courant – tension du mécanisme de Townsend. Elle est constituée de quatre parties :

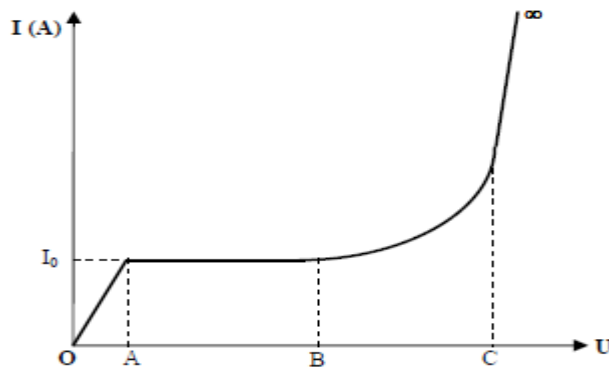


Figure (I.10) : Caractéristique courant - tension

*Partie OA* :  $I = f(U)$  est une droite de la forme  $U = RI$  (Loi d'Ohm);  $R$  : résistance du gaz.

Le courant est dû au déplacement des  $n_0$  électrons primaires.

*Partie AB<sub>-</sub>* :  $I = I_0$  courant de saturation.

Le courant de saturation est dû au déplacement des  $n_0$  électrons primaires. Même si la tension augmente, la cathode ne peut fournir plus de  $n_0$  électrons/s, c'est la saturation.

Le courant de saturation dans l'air est atteint à de faibles valeurs de champ électrique. Quand l'intervalle entre les électrodes est de 10 mm, la saturation est obtenue à seulement 0,5 V/m.

*Partie BC* ( $U > U_B$ ) : croissance exponentielle de  $I$ .

Puisque le courant  $I$  augmente, il y a d'autres charges qui sont produites en plus des électrons primaires. Ces nouvelles charges sont créées car les électrons primaires ont l'énergie cinétique nécessaire pour provoquer des avalanches primaires.

*Partie C-∞* :  $I$  devient infini, c'est le Claquage.

Les ions positifs auront l'énergie nécessaire pour extraire de la cathode quelques électrons secondaires qui provoquent des avalanches secondaires, et produire le claquage.

#### I.3.I.4 Loi de Paschen

La tension d'alimentation minimale pour déclencher la décharge est appelée tension de claquage.

Il existe une relation qui lie la valeur de cette tension de claquage à la pression du gaz et de la distance inter-électrodes, c'est la *loi de Paschen*. Cette loi est habituellement représentée par la courbe caractéristique  $U_c = f(p.d)$ , où  $p$  est la pression et  $d$  la distance inter-électrodes, et dépend de la nature du gaz introduit [Roy-84].

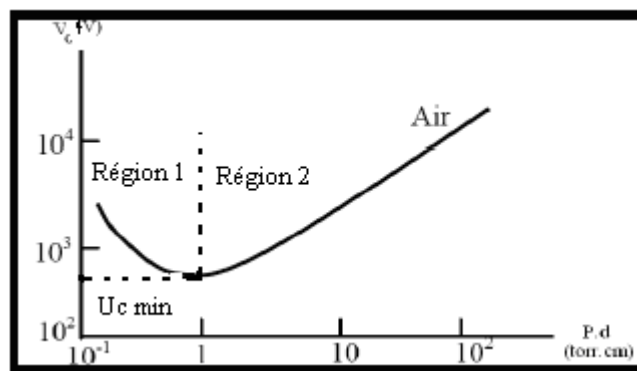


Figure (I.11) : Tension de claquage pour différents gaz en fonction du produit  $p.d$ .

Cette courbe montre que  $V_c$  a un minimum unique, pour une valeur :  $p.d = (p.d)_{min}$ . Si l'on augmente le produit  $P.d$ , un électron accéléré par le champ électrique aura une probabilité plus grande de rencontrer une molécule de gaz, mais l'énergie moyenne acquise entre deux

collisions étant plus faible, la probabilité d'obtenir une collision ionisante diminue, à moins d'augmenter la tension, si  $P.d$  est inférieur à  $(P.d)_{min}$ , la tension disruptive croît également par diminution du nombre de collisions.

- **Interprétation de la courbe** : ( $d$  constante)

Quand la pression augmente, la densité atomique augmente ; Il y a plus de particules et donc plus d'ionisation par collision. Le gaz devient plus conducteur et le claquage plus facile, cela implique que  $U_c$  diminue.

Région 2 :  $U_c$  augmente avec la pression  $P$ .

Quand la pression augmente encore plus, malgré que la probabilité d'ionisation par collision augmente, le libre parcours moyen  $\lambda$  est tellement petit que l'énergie de l'électron

$W = \int qEdr = qE\lambda$  nécessaire à l'ionisation des atomes devient insuffisante. Il y a peu d'ionisation et le claquage devient difficile, cela implique que  $U_c$  augmente.

- **Minimum de Paschen**

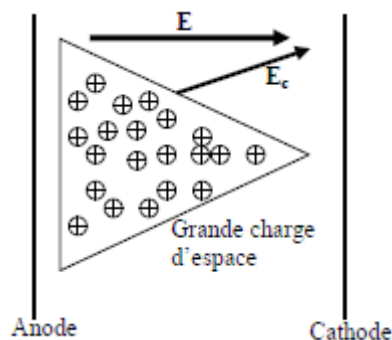
On peut voir d'après la courbe de Paschen qu'il y a une valeur de tension  $U_{cmin}$ .

Quand la tension est inférieure à cette valeur, l'intervalle gazeux de n'importe quelle longueur et sous n'importe quelle pression ne peut être claqué.

La courbe de Paschen présente un minimum qui correspond à 300-400 V dans l'air à la pression atmosphérique. Ce minimum est assez mal défini et dépend de l'état des électrodes et du gaz. Cela signifie qu'au-dessous de cette tension aucun amorçage n'est possible.

### I.3.2 Mécanisme de streamer

Le mécanisme de streamer est valable pour des **hautes pressions** ( $\geq 1$  atm). La densité atomique est grande, la charge d'espace est volumineuse ; Elle crée un champ  $E_c$  considérable qui joue un rôle important dans le claquage, figure (I.12).



Haute pression

Figure (I.12) : Influence de la haute pression

La théorie des streamers a été développée suite aux travaux de (**Raether** 1964, **Loeb** 1965, **Graggs** 1954). Elle a permis d'expliquer pourquoi le claquage peut être observé à des tensions relativement faibles lorsque l'on travaille avec un système d'électrodes dissymétriques, le champ électrique est suffisant pour créer l'amorçage, la vitesse des électrons est environ **100** fois supérieure à celle des ions positifs, si bien que l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons laissant derrière lui des ions positifs quasi stationnaires, alors l'avalanche conduit à la formation d'une structure dipolaire comme le montre la figure (I.13):

- Une région à forte densité d'électrons vers l'anode.
- Une région à forte densité d'ions positifs vers la cathode.

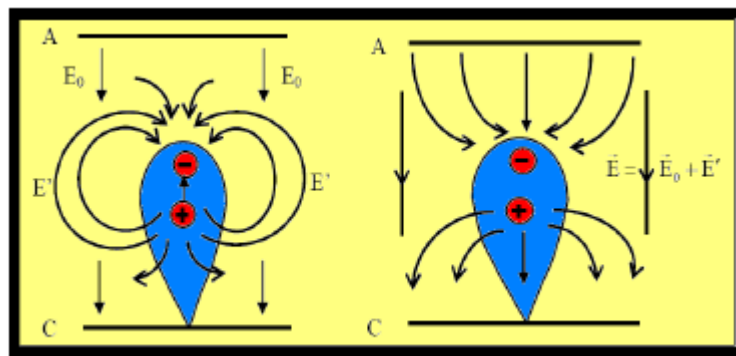


Figure (I.13) : Avalanche d'électrons.

Par conséquent la séparation des électrons et des ions génère une charge d'espace importante produisant un champ électrique  $\vec{E}$  de structure dipolaire et s'opposant à la séparation, qui s'ajoute vectoriellement au champ extérieur  $\vec{E}_0$  (figure I.13). Le champ résultant est alors plus faible que  $\vec{E}_0$  et acquiert une composante radiale entre les deux nuages de charges [S3-04] [Roy-84]. Le taux d'ionisation, croissant avec le champ électrique, est augmenté à la tête de l'avalanche, tandis qu'il est diminué à l'intérieur de celle-ci par le développement du champ résultant. C'est l'affaiblissement du champ dans l'avalanche qui favorise la formation d'un plasma quasi- neutre, le streamer parfois nommé dard.

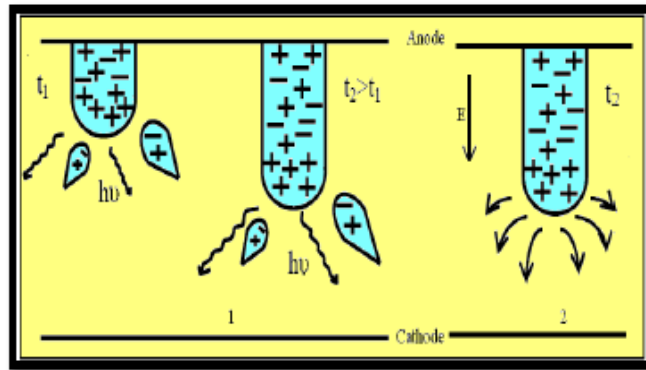


Figure (I.14) : Développement successives d'un streamer positif.

Si le streamer ainsi formé se dirige vers la cathode il est dit cathodique ou positif. Dans le cas contraire, correspondant à de très fortes tensions et de grandes distances inter-électrodes on parle d'un streamer anodique, la situation intermédiaire restant possible. Ainsi, le processus de transformation de l'avalanche primaire en streamer est fondamental dans le claquage et constitue encore un sujet de recherche actuel. Si l'on considère le cas d'un streamer cathodique; lorsque l'avalanche a atteint l'anode, les électrons commencent à plonger dans le métal de l'électrode, les ions positifs forment une charge d'espace importante qui renforce l'effet du champ résultant. On émet alors l'hypothèse que le mécanisme prédominant réside dans la photo-ionisation par des photons énergétiques produits dans l'avalanche par des atomes excités. Les électrons ainsi formés au voisinage de l'avalanche génèrent des avalanches secondaires se dirigeant vers le sillon du nuage sous l'effet du champ résultant décrit précédemment. Ces nouvelles avalanches rejoignent l'avalanche primaire pour former un plasma quasi-neutre de plus grande étendue dans la direction de la cathode. À cet endroit, des atomes sont excités et les mêmes processus peuvent avoir lieu à nouveau et le streamer croît. Lorsqu'il atteint la cathode, un canal de plasma neutre reliant les électrodes s'est formé, se comportant électrostatiquement comme un fil métallique, ce qui a pour effet de diminuer le champ électrique entre les électrodes par polarisation du conducteur. Les avalanches secondaires dues à la photo ionisation sont attirées par le canal, ce qui limite sa croissance. Ainsi, la formation du streamer est possible lorsque le champ  $\vec{E}$  dû à la charge d'espace est plus important que le champ extérieur, afin que les avalanches secondaires se dirigent vers l'avalanche primaire. On en déduit un critère de formation s'écrivant [S3-04] :

$$E' = \frac{e}{R^2} \exp[\alpha.X] \cong E_0 \quad (1.34)$$

$e$  : charge élémentaire de l'électron.

$R$  : est le rayon de la tête de l'avalanche pour ( $x = d$ ),  $d$  étant la distance inter-électrodes on a le champ  $E'$  minimal. En calculant explicitement  $R$ , on peut ensuite écrire une forme simplifiée du critère dit condition de claquage de Meek :

$$\alpha \cdot d \cong 20$$

$$\text{et } N_e \cong \exp(\alpha \cdot d) \cong 10^8 \quad (1.35)$$

Ces critères sont vérifiés en particulier dans l'air à pression atmosphérique. En effet, au niveau de l'avalanche primaire, l'amplitude du champ est considérablement plus grande que celle du champ extérieur et les électrons se déplacent alors vers l'anode plus rapidement, à la vitesse de dérive correspondante. Comme les photons et les électrons sont émis et absorbés aléatoirement de nombreuses manières différentes, on peut supposer que des directions privilégiées de production et de propagation des avalanches secondaires puissent apparaître, ce qui justifierait les formes expérimentales en zig-zag des étincelles et des streamers [S2-04] [Roy-84].

### I.3.2.1 Caractéristique $U_c = f(P \cdot d)$

Elle est équivalente à la loi de Paschen. La courbe suit la loi de Paschen jusqu'à  $P_0$  puis augmente lentement avec la pression avant d'atteindre une valeur presque constante ;  $P_0 \approx 10 \div 20 \text{ atm.}$ , figure (I.14).

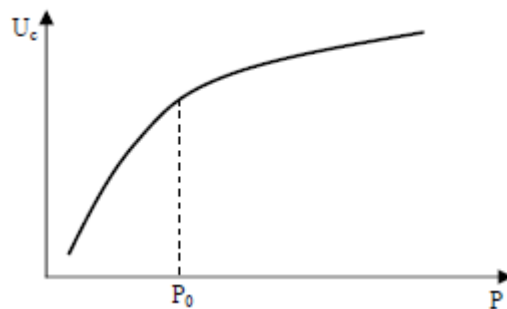


Figure (I.15) : Caractéristique  $U_c = f(P \cdot d)$

## I.4 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons fait une synthèse sur les phénomènes d'ionisation et le claquage de l'air ne peut pas se produire s'il n'existe pas au moins un électron germe dans l'intervalle inter-électrodes, par contre, il existe toujours des électrons libres générés par l'action du

rayonnement cosmique et la radioactivité de la terre qui induisent des phénomènes de photo-ionisation dans l'espace inter-électrodes, lorsqu'ils sont accélérés par un champ électrique. L'intensité du champ dépend de la distance entre électrodes, ainsi que de leurs formes.

Les électrons plus rapides sont absorbés par l'anode, tandis que les ions positifs lourds et plus lents forment une charge d'espace entre les électrodes.

L'avalanche électronique prépare le chemin au claquage de l'air, elle progresse dans le sens opposé au champ électrique (Cathode  $\rightarrow$  Anode).

Le mécanisme de Townsend est valable pour des basses pressions de 0,1 à 1 atmosphère, et pour des distances entre électrodes ne dépassant pas 1 m, Dans ce cas la densité atomique est faible, la charge d'espace est telle qu'elle génère un champ électrique faible et négligeable.

Le mécanisme de streamer est valable pour des hautes pressions ( $\geq 1$  atm). La densité atomique est grande, la charge d'espace est volumineuse ; Elle crée un champ considérable qui joue un rôle important dans le claquage,

Selon la loi de Paschen, il est plus recommandé d'utiliser les gaz à haute pression. La validité expérimentale de la loi de Paschen est vérifiée aux faibles distances jusqu'à 0,1 mm et des pressions jusqu'à 10 atmosphères.



# CHAPITRE II

---

*Critères de claquage des intervalles d'air en champs peu divergents et divergents*

*Notation du chapitre II*

$E_r$	Champ de charge d'espace.
$P$	Pression
$T$	Température
$H$	L'humidité absolue
$D$	Distance inter-électrodes
$r$	Rayon de courbure de la pointe
$\alpha$	Premier coefficient d'ionisation de Townsend
$\eta$	Coefficient d'attachement.
$\bar{\alpha}$	Ccoefficient d'ionisation efficace
$\gamma$	Deuxième coefficient d'ionisation de Townsend.
$E_c$	Valeur critique minimale du champ
$N_{cr}$	Concentration de la charge critique dans l'avalanche
$x_c$	Distance critique de l'avalanche
$E_{max}$	Champ maximum
$E_{cr}$	Champ critique
$E_{min}$	Champ minimum
$n$	Nombre d'ions positifs
$n_0$	Nombre d'électrons initial
$i_s$	Courant de saturation de l'air pour des électrodes planes
$\beta$	Facteur géométrique de l'intervalle d'air
$E_{moy}$	Champ électrique moyen
$i_0$	Courant dissipé dans l'air
$\bar{e}$	Charge élémentaire de l'électron.
$q_i$	Charge d'espace due aux ions positifs
$q_e$	Charge d'espace due aux électrons, on aura :
$n_i$	Nombre de points de discrétisation contenant des ions positifs
$n_e$	Nombre de points de discrétisation contenant des électrons
$r_e$	Rayons de Gauss englobant les électrons
$r_i$	Rayons de Gauss englobant les ions positifs
$\vec{E}_0$	Champ appliqué dans tout l'intervalle
$\vec{E}_i$	Champ dû aux ions positifs
$\vec{E}_e$	Champ dû aux électrons.
$a$	Rayon de chaque sphère est défini par
$U_c$	Tension de claquage

## *Critères de claquage des intervalles d'air en champs Peu divergents et divergents*

### **II.1 INTRODUCTION**

La tension critique d'arc d'une ligne de transport ou de distribution d'énergie est généralement déterminée par des tests de construction et d'expérimentation. La méthode la plus efficace pour déterminer le point de défaillance d'une nouvelle configuration est conçue par des moyens de calcul numérique. La première étape du calcul de la tension de claquage est de calculer exactement la distribution du champ électrique entourant la ligne de transmission ou de distribution. La complexité de la structure porteuse fait du calcul du champ tridimensionnel dans la proximité de la structure, une tâche complexe. La structure porteuse se compose de plusieurs diélectriques (bois, fibre de verre, porcelaine, etc.) dont la géométrie complexe donne plusieurs frontières diélectriques-diélectriques dans lesquels les conditions aux limites de leurs propres champs doivent être forcées. Chaque configuration peut contenir une variété de conducteurs chargés et non chargés. Pas seulement les conducteurs chargés ou conducteurs de terre affectent la distribution du champ électrique mais aussi les « conducteurs flottants » (par ex: les attaches croisées métalliques, les boulons de connexion, supports métallique sur lesquels des isolateurs sont montés, etc..) ont aussi un effet considérable sur la distribution du champ électrique.

Etant donné le calcul de la distribution de champ électrique d'une configuration particulier d'une ligne de transmission ou de distribution, le critère précis de claquage qui est applicable aux champs fortement non uniformes est exigé. Cependant, les critères de claquage existant ne sont applicables que sur les champs homogènes ou à légère divergence. Les caractéristiques de base de ces critères sont étudiées dans cette mémoire afin d'arriver à une meilleure compréhension des lois de la physique liée à chacun. La détermination des forces et des limitations de chaque critère va donner la base pour laquelle ces critères peuvent être étendus à des champs fortement non uniformes. Etant donné une distribution précise de champ électrique et un critère robuste de claquage basé sur ce champ, l'ingénieur de conception aurait un outil très fort d'évaluation des propriétés d'isolation des lignes de transmission et de distribution. Au lieu de construire et tester plusieurs configurations des différentes lignes,

l'ingénieur d'études peut évaluer la performance des diverses configurations en utilisant les modèles informatiques, de façon à réduire le nombre de modèles expérimentaux requis.

Etant donné l'inexistence actuellement d'un modèle complet et compréhensive, du claquage pour le streamer, les caractéristiques du critère de claquage pour les champs légèrement divergents est étudié dans cette mémoire pour mieux comprendre les caractéristiques physiques qui limitent leur exactitude. Sur la base de ses accords, des techniques sont proposées pour mettre en valeur ses critères pour les utilisés dans les champs fortement divergents rencontrés dans les problèmes de conception de ligne pratique.

## **II.2 MODES DE CLAQUAGE D'UN INTERVALLE D'AIR EN CHAMPS DIVERGENTS**

Cette étude n'a porté que sur des configurations *pointes positive-plan*, puisque c'est sur ce type d'intervalle qu'il y a le plus grand nombre de résultats utiles à la validation d'un modèle.

Il y a deux modes de claquages se différencient par leur séquence prédisruptive. Cette séquence est déterminée principalement par trois types de paramètres [Gir-99] :

- **Les paramètres climatiques** : essentiellement *la pression  $P$* , et *la température  $T$*  et *l'humidité absolue  $H$* . Ils régissent la durée et les propriétés des phénomènes prédisruptif par exemple, pression et humidité influencent la valeur du champ de maintien des streamers .
- **Les paramètres géométriques**, principalement distance inter-électrodes ( $d$ ), et le rayon de courbure de la pointe ( $r$ ), définissent la variation spatiale du champ électrique dans tout l'intervalle concerné. Des électrodes auxiliaires (mur, anneau de garde....) peuvent, avoir une influence non négligeable sur cette distribution de champ et donc sur le trajet de la décharge.
- **Les paramètres électriques** qui définissent les variations temporelles du champ électrique, pour les intervalles où une seule électrode est contrainte, ce sont la forme et la polarité l'onde de tension appliquée  $U(t)$ .

La séquence prédisruptive sera donc qualitativement la même pour des intervalles de même  $P.d$ ,  $P.r$  et  $U(t)$ . La pression  $P$ , influence la durée des phénomènes, alors que  $d$ ,  $r$  et la polarité  $U(t)$  définissent leur existence et leur intensité.

Avant de passer à la description du claquage par mode streamer et du claquage par mode leader, il convient de préciser que pour des intervalles d'air atmosphérique, le claquage par mode leader est rencontré, suivant  $U(t)$  [Gir-99], pour des intervalles supérieurs à 20-60cm. En fait, cette hauteur « critique » dépend de la forme de la contrainte de tension appliquée  $U(t)$ , et du rapport  $r_e/d$ .  $r_e$  est le rayon équivalent de l'anode défini par le rapport entre la tension appliquée et le champ maximal à la surface de l'anode. Pour l'anode de tension amenant la plus faible tenue diélectrique (onde critique d'un intervalle), il est admis que le claquage streamer se produit si  $r_e/d$  est supérieur à 1/6 ou 1/10.

### **II.2.1 Claquage par mode streamer (ou claquage direct [Gir-99])**

Dans ce cas, suivant les valeurs de  $p$ , de  $d$  et de la surtension appliquée, le claquage survient plus ou moins rapidement après l'arrivée des streamers de première couronne à la cathode. L'étude de ce mode de claquage a surtout été effectuée dans des intervalles d'air centimétriques. Seule la phase finale de transition à l'arc sembler être différente suivant la pression, le type et la valeur de la tension appliquée (DC ou impulsionnelle), le niveau de Surtension et  $d$ . Les différents phénomènes existent toujours, mais avec des vitesses et des « aspect » différents selon ces conditions expérimentales. La description suivante résulte d'études sous tension impulsionnelle et de théories issues d'observations en DC, car il se peut que le niveau de pression (inférieur à 1 bar pour avoir des mesures précises) utilisé en [Sch-23] soit à l'origine des apparentes différences de la phase finale de transition à l'arc

#### **II.2.1 Théorie**

Des streamers se développent dans l'intervalle à partir de l'anode. Lorsque ces « streamers primaires » atteignent la cathode, ils créent une zone d'activité cathodique (zone à chute de tension constante) et abandonnent une colonne de charges positives [Sch-23] [Gir-99].

La zone cathodique va permettre l'injection d'électrons cathodique dans cette colonne. Ceux-ci vont remonter vers l'anode sans ioniser, puisque l'attachement domine dans cette colonne quelque peu conductrice. Cette injection de charge nette négative est appelée « onde de potentiel en retour » [Sch-23][Gir-99] puisqu'elle provoque le rééquilibrage rapide du potentiel dans l'intervalle.

Après ce phénomène très rapide, la phase finale de transition à l'arc commence par l'apparition de filaments (traduisant une augmentation de l'émission lumineuse) à partir de l'anode (streamers secondaire ou canal anodique) et/ou de la cathode (canal cathodique). Lorsque ces

filaments lient les deux électrodes, l'étincelle est effectivement mise en place.

Cette séquence prédisruptive est représentée, figure (II.1)

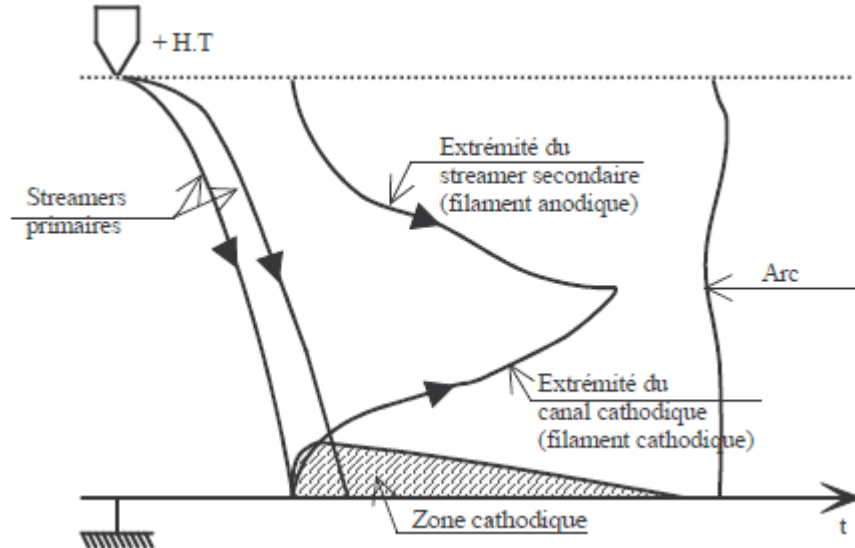


Figure (II.1) : Schématisation du développement de la décharge positive dans un petit intervalle d'air

## II.2.2 Claquage par mode leader

En champ divergent, la cathode ne joue aucun rôle pendant la phase de développement de la décharge positive (propagation libre du leader) si elle a un rayon de courbure (ou rayon de courbure équivalent) assez important pour ne pas initier de décharge négative. Ainsi, c'est la décharge positive qui est majoritairement responsable de l'établissement du canal d'étincelle (ou arc). En intervalle pointe positive – plan, le plan ne joue aucun rôle avant le saut final, et le leader positif existe seul [Sch-23]. Pour cette raison, la décharge positive est celle qui présente le plus d'intérêt pour le dimensionnement des grands intervalles d'air [Sch-23].

## II.3 INFLUENCE DES PARAMETRES ELECTRIQUES

### II.3.1 Influence du champ non-uniforme

Dans ce cas, le coefficient de multiplication n'est plus constant dans l'espace entre électrodes. Pour calculer le nombre d'ions positifs créés par une avalanche, il est nécessaire de connaître la distribution du champ électrique le long de son parcours. L'expression ( $e^{\alpha \cdot x}$ ) est

alors remplacée par l'intégrale ( $e^{\int_0^x \alpha \cdot dx}$ ) d'où la formule généralisée du critère de Meek

[Tho-88] :

$$E_r = [5.310^{-7}] \frac{e^{\int_0^x \alpha \cdot dx}}{[X/p]^{1/2}} \quad (2.1)$$

$E_r$  : est le champ de charge d'espace.

Une géométrie pointe positive-plan présente un degré élevé de non-uniformité d'un streamer se développant à partir de la pointe positive et se propage rapidement dans une zone où le champ appliqué est faible. Une telle propagation n'est possible que sous l'effet du champ de charge d'espace qui est alors prédominant. Il faut noter que la propagation d'un streamer n'entraîne plus nécessairement le claquage de l'intervalle, comme dans le cas d'un champ uniforme [Roy-84] [Kou-10].

### II.3.2 Influence de la polarité négative

Si on considère maintenant un champ convergent d'un streamer partant de la pointe. La figure (II.2) représente schématiquement la propagation d'un streamer négatif. Une avalanche se forme à partir de la cathode et se développe dans un champ appliqué décroissant rapidement. La charge d'espace ainsi créée modifie localement le champ électrique. L'augmentation à la fois en tête et en queue de l'avalanche, en **A**, crée un streamer positif dit (streamer rétrograde), se développe alors en direction de la cathode, et en même temps qu'un photon crée en **B** une avalanche secondaire se développant sous l'effet du champ de charge d'espace de l'avalanche primaire. Un streamer rétrograde, analogue à celui qui s'est déjà formé en **A**, se crée en queue de l'avalanche secondaire et se propage vers la tête de l'avalanche primaire [Mok-97][Roy-84].

Le streamer négatif se propageant à partir de la cathode, les ions positifs créés par les avalanches successives viennent extraire des électrons de la cathode qui neutralisent les ions positifs et donnent au streamer un excédent de charges négatives.

Il faut noter qu'à la différence du streamer positif, où l'avalanche se développe vers la tête de streamer, c'est à dire dans le sens où le champ de charge d'espace croît, les avalanches secondaires se propagent maintenant vers l'anode dans le sens où l'effet de la charge d'espace décroît rapidement. Il s'ensuit d'une part que la propagation du streamer négatif dépend

beaucoup plus des lignes de force du champ appliqué, et présente moins de ramifications que le streamer positif, d'autre part que le développement des avalanches secondaires est réduit par la décroissance rapide du champ électrique. Le dernier phénomène explique que la tension nécessaire au développement des streamers et à l'obtention de la décharge entre les électrodes sont plus grande en polarité négative qu'en polarité positive [Roy-84] [Kui-10].

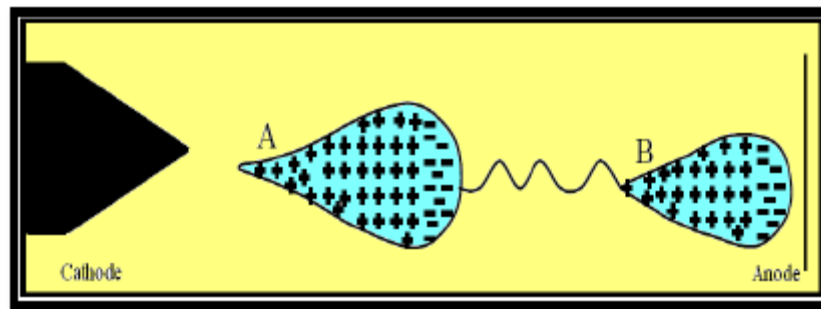


Figure (II.2) : Développement d'un streamer négatif.

### II.3.3 Influence de la polarité positive

C'est la première manifestation lumineuse visible près de l'électrode. Lorsque la tension appliquée dépasse un certain seuil, une décharge lumineuse constituée de nombreux filaments apparaît au voisinage de la pointe. La durée totale du phénomène est de quelques centaines de nanosecondes, pendant lesquelles les streamers se propagent avec une vitesse de (10 à 100 cm/μs) [Als-68].

**Townsend** a proposé en 1915, un modèle de décharge qui s'applique aux systèmes pointes positive-plan. Dans ce modèle, un électron présent au voisinage de la pointe est accéléré vers celle-ci par le champ électrique. La présence de cet électron est expliquée par la photo ionisation d'une molécule du gaz par le rayonnement cosmique. Cet électron, accéléré vers la pointe, subit lors de son trajet des collisions ionisantes, produisant une avalanche d'électrons attirés eux aussi vers la pointe. Après leur collecte par l'anode, ils laissent dans leur sillage des cations qui forment une zone de charges d'espace positive, figure (II.3). Celle-ci modifie localement le champ électrique, prolongeant celui créé par l'anode dans l'espace inter-électrodes. Le mécanisme de propagation du streamer a été proposé par **Loeb** [Loe-39] et **Meek** [Mec-40]. Cette théorie du streamer introduit la notion de production d'électrons par photo- ionisation (les photons venant de la désexcitation, après (10 s) presque, des molécules excitées par impact électronique [Mac-00] ), en amont de la charge d'espace, mais



suffisamment proche de celle-ci pour bénéficier d'un champ électrique local important. Ces électrons sont à leur tour accélérés par le champ électrique et engendrent des avalanches secondaires provoquant la propagation du streamer. Après passage du streamer, il se forme entre celui-ci et l'anode un plasma neutre englobé par une zone de charge positive. Le champ de ce plasma est très faible (de l'ordre de **5 kV.cm**), favorisant alors les phénomènes d'attachement électronique par les espèces neutres.

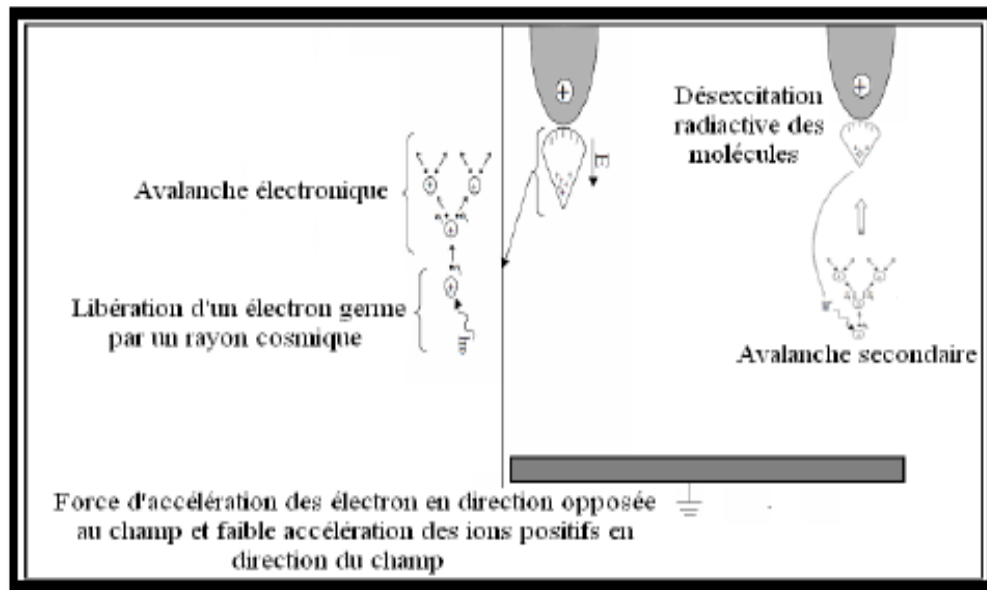


Figure (II.3) : Mécanisme de développement du streamer proposé par Townsend.

### II.3.4 Influence de la tension alternative

Le claquage d'un isolant gazeux ne peut pas se produire s'il n'existe pas au moins un électron primaire dans l'intervalle inter-electrodes. La présence de cet électron crée par les rayonnements cosmiques ou la radioactivité de la terre à un caractère aléatoire.

**Tension continue** : il y a tout le temps nécessaire pour l'apparition d'un électron primaire dans l'espace inter-electrodes. Si  $U \geq U_c$ , il se produit forcément un claquage.

**Tension de choc** : comme les impulsions sont très brèves (quelques  $\mu s$ ), la probabilité qu'un électron se trouve dans le gaz durant la durée de l'impulsion est faible. Le claquage ne se produit pas forcément même si on applique une tension supérieure à  $U_c$ .

**Tension alternative** : En appliquant un champ alternatif au gaz, le comportement du système dépend de la distance inter-électrodes ( $d$ ) et de la fréquence de l'alimentation électrique.

En effet, si le temps de parcours de (d) par le gaz est inférieur au temps d'inversion de la polarité, alors les charges d'espaces créés par une décharge auront quitté l'espace inter-électrodes avant l'apparition de la décharge suivante. Le comportement élémentaire du système consistera donc en une alternance de décharges positives puis négatives indépendantes. En augmentant la fréquence du signal électrique, une charge d'espace résiduelle persistera dans l'espace inter-électrodes, favorisant le déclenchement de la décharge suivante. Ce phénomène peut se traduire par le maintien de la décharge avec une tension d'alimentation légèrement inférieure à la tension de claquage.

#### II.4 MECANISMES DE CLAQUAGE D'UN INTERVALLE D'AIR

La configuration choisi pointe-plan imposée un champ non uniforme, *le coefficient d'ionisation efficace*  $\bar{\alpha}$  vari le long de l'intervalle inter- électrodes, sachant que :

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (2.2)$$

$\alpha$  = le premier coefficient d'ionisation de Townsend

$\eta$  = le coefficient d'attachement.

La multiplication électronique est gouvernée par l'intégral  $\int_0^d \bar{\alpha} . dx$  .

Pour les pressions élevées et en champs non- uniforme, le critère de Townsend (décharge autonome) prend la forme [Kuf-84]:

$$\gamma(\exp(\int_0^d \bar{\alpha} . dx) - 1) = 1 \quad (2.3)$$

$\bar{\alpha}$  : Le coefficient d'ionisation efficace

$\gamma$  : Le deuxième coefficient d'ionisation de Townsend.

d : la longueur de l'intervalle.

L'intégrale est en général calculée le long de la ligne de champ la plus intense, figure (II.4),

Quand le champ atteint une valeur critique minimale  $E_c$ , l'intégrale  $\int \alpha . dx$  cesse d'exister, et

le mécanisme de Townsend perd sa validité. Par conséquent le phénomène d'ionisation n'apparaît que dans la région de l'espace inter-électrodes qui vérifie la condition  $\bar{\alpha} > 0$  [Gir-99].

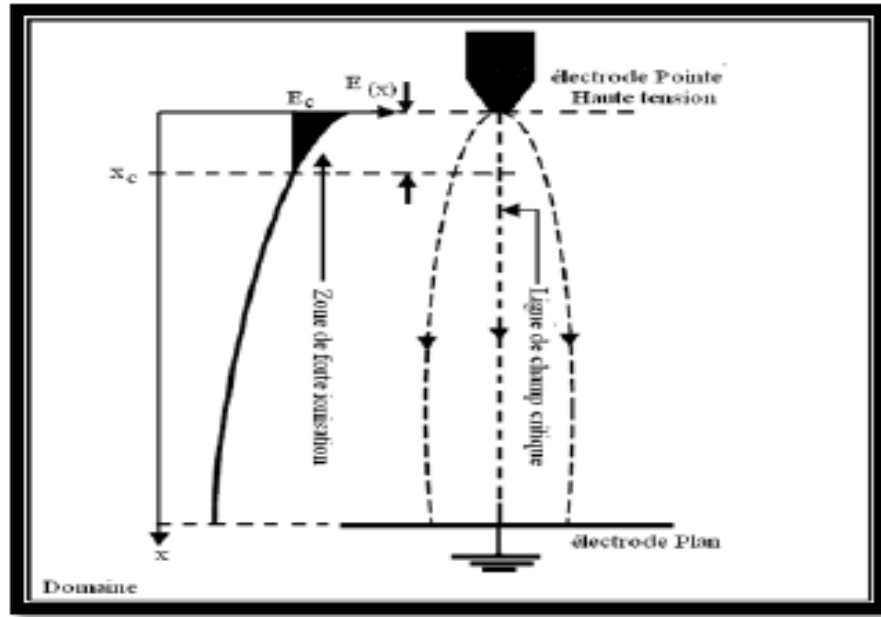


Figure ( II.4) : Distribution du champ non uniforme dans l'intervalle Pointe-Plan.

La condition de claquage peut être donnée en modifiant l'expression ((I.23) voir chapitre I)) et en prenant en compte la non uniformité de la distribution  $\alpha \cdot dx$  comme suit :

$$N_{cr} = \exp\left(\int_0^{x_c} \bar{\alpha} \cdot dx\right) \quad (2.4)$$

$N_{cr}$  : est la concentration de la charge critique dans l'avalanche donnant un niveau d'ionisation permettant la propagation du streamer (approximativement  $10^8 - 10^{10}$ ) [Mee-78],  $x_c$  est la distance critique de l'avalanche. Alors l'équation (2.4) devient:

$$\int_0^{x_c} \bar{\alpha} \cdot dx \geq k \quad (2.5)$$

$x_c$  : est la longueur de l'avalanche à partir de la pointe HT.

Le côté gauche de cette équation stipule que l'ionisation efficace a lieu dans la région du champ où  $0 \leq x \leq x_c$  avec la condition  $\bar{\alpha} > 0$ . Pour le côté droit,  $k$  est le nombre qui tient compte de toutes sortes de processus de retour ( $k=18-20$ ) [Mok-97].

#### II.4.1 Processus de développement du streamer

En champ non uniforme, les phénomènes apparaissant entre l'application de tension et l'amorçage sont beaucoup plus compliqués que dans le cas où le champ est uniforme. Pour le

système pointe-plan, le champ à la pointe aura pour effet, la création de charges d'espace qui entraîne une forte modification de la répartition du champ. Avec le développement des théories de décharges, des critères variés basés soit sur le mécanisme de Townsend soit sur le mécanisme des streamers, sont avancés pour déterminer la rigidité diélectrique des intervalles d'air [Mok-97]. La vitesse de propagation des streamers et celle des électrons ne sont pas liées l'une à l'autre puisque l'avancement du streamer résulte plutôt de l'efficacité du processus de multiplications électronique au sein d'une avalanche que de la vitesse des électrons eux-mêmes. De plus, un grand nombre d'avalanches peuvent contribuer simultanément à la propagation du streamer [Roy-84]. Comme il est montré précédemment, la propagation d'un streamer dans un champ non uniforme n'entraîne plus nécessairement le claquage de l'intervalle inter-électrodes, comme dans le cas d'un champ uniforme. Les critères de passage d'une avalanche au streamer pour un champ non uniforme sont présentés par (2.4) et (2.5). Comme les critères cités sont basés sur la connaissance du premier facteur d'ionisation de Townsend, la connaissance de la grandeur du champ électrique appliqué ( $E_0$ ) dans l'intervalle avant la formation de la charge d'espace est nécessaire [Pet-95]. Le rapport du facteur d'ionisation efficace à la pression ( $\frac{\bar{\alpha}}{P}$ )

dépend de la grandeur de ( $\frac{E_0}{P}$ ). Le critère des streamers peut être donné par l'équation (3.5),

l'application de cette équation se confronte à quelques problèmes dus à la distribution du champ électrique. Cette distribution change d'une configuration à une autre en fonction du rayon de courbure de la pointe ( $r$ ) de la longueur de l'intervalle d'air pointe-plan ( $d$ ) [Mok-97], [Pet-95]. Différentes étapes apparaissent pour la valeur du champ critique en dessous de laquelle l'ionisation n'aura pas lieu.

- **Étape 1** : (petites valeurs de ( $\frac{d}{r}$ )). Le champ le long de l'axe de symétrie est presque uniforme, donc l'équation (2.5) sera applicable pour ( $x_c$ ) égale à toute la longueur de l'intervalle. Cela veut dire que l'avalanche critique ne se transforme en streamer que lorsqu'elle atteint le plan. Ici il apparaît qu'il n'y a pas de dépendance entre la polarité de l'électrode haute tension et la distance à partir de la pointe où les lignes de champ les plus intenses se localisent. Par conséquent la tension disruptive pour les impulsions n'est pas trop différente de celle à courant continu ou alternatif.

- **Étape 2** : grandes valeurs de  $(\frac{d}{r})$ . Les valeurs du champ sur l'axe de la pointe HT aux deux extrémités de l'intervalle, présentent un gradient important à cause de la dissymétrie du système, donc la zone d'ionisation est réduite, elle est limitée au près de la pointe, d'où l'avalanche se développe dans cette région de la tête de pointe où 0 c.à.d . $E > E_{cr}$  .

$E_{cr}$  : Champ critique

- **Étape 3** : moyenne valeurs de  $(\frac{d}{r})$ . L'équation (2.5) s'écrira :

$$\int_0^{x_c} \bar{\alpha}_1 .dx + \int_{x_c}^d \bar{\alpha}_2 .dx \geq k \quad (2.6)$$

Avec  $\bar{\alpha}_1$  et  $\bar{\alpha}_2$  sont les coefficients d'ionisation correspondant aux zones illustrées à la figure (II.4). Dans ce cas, on a deux tensions disruptives différentes, les premiers streamers commenceront dans la région où le champ est plus élevé.

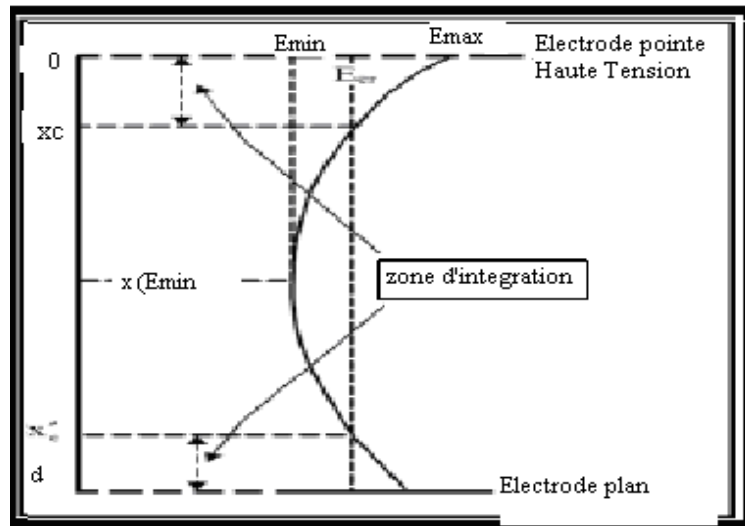


Figure (II.5) : Distribution du champ pour des moyennes valeurs de  $(d/r)$ .

$E_{max}$  : Champ maximum

$E_{cr}$ : Champ critique

$E_{min}$  : Champ minimum

#### II.4.2 Modèle mathématique pour la détermination du seuil de claquage de l'air

Pour avoir une information sur la rigidité de l'intervalle d'air pointe- plan, on doit connaître la valeur du champ électrique ambiant. Le champ électrique résultant en chaque point

du domaine d'étude, figure (II. 6) est exprimé par :

$$\vec{E}_r = \vec{E}_0 + \vec{E}_i + \vec{E}_e \quad (2.7)$$

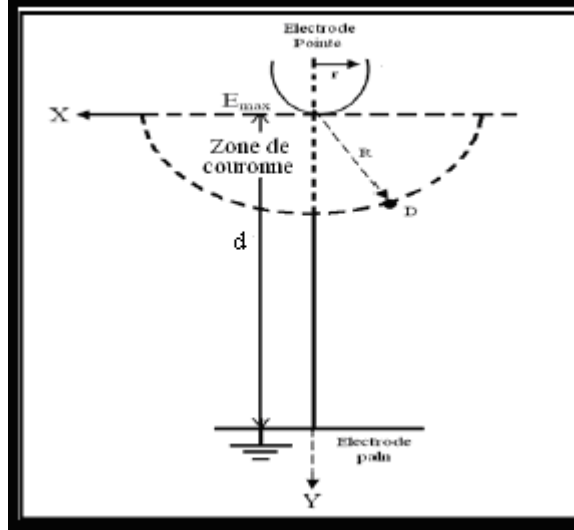


Figure (II.6) : Zone de forte concentration du champ (couronne) (D).

D: Un point dans l'intervalle inter-électrodes défini par ses coordonnées cartésiennes (x, y),

r : Le rayon de courbure de la pointe,

d : La distance inter-électrodes,

R: La distance entre la pointe et un point (D) zone couronne.

#### II.4.2.1 Calcul des champs actifs dans l'intervalle inter-électrodes

Nous avons trois types de champs à calculer :

##### 1 - Champ appliqué ( $E_0$ )

Le champ appliqué maximum au niveau de la pointe ( $E_{max}$ ) est donné dans [Ped-89] par :

$$E_{max} = 0.9 \frac{V}{d} \left( \frac{r+d}{r} \right) \quad (2.8)$$

Ce champ est calculé au point (D) de l'intervalle d'air par la même équation (2.8) en remplaçant (r) du dénominateur par (R + r) Tel que :

$$R = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.9)$$

(x, y) sont les coordonnées cartésiennes du point (D)

##### 2 - Champ de charge d'espace dû aux ions et électrons

On doit calculer d'abord la quantité de charge d'espace créée dans l'intervalle d'air pointe-plan, sous l'effet du champ appliqué.

#### II.4.2.2 Charge d'espace due aux ions et aux électrons

Nous considérons dans notre travail l'état électrostatique de la décharge.

Le nombre d'ions positifs est calculé comme suit :

$$n = n_0 \left[ \exp \left( \int_0^{x_c} \bar{\alpha} \cdot dx \right) - 1 \right] \quad (2.10)$$

Le calcul du nombre d'électrons initial  $n_0$ , est fait à partir de la valeur de courant de saturation de l'air ( $i_s$ ) pour des électrodes planes [Rae-64].

Connaissant le facteur géométrique de l'intervalle d'air  $\beta = \frac{E_{\max}}{E_{\text{moy}}}$  on aura :

$$i_0 = i_s \beta \quad (2.11)$$

Pour un système (plan-plan) le champ  $E_{\text{moy}}$  est :  $E_{\text{moy}} = \frac{V}{d}$  (2.12)

$V$  : La tension appliquée

$d$  : La distance inter – électrodes

$i_0$  : Est le courant dissipé dans l'air, à l'application de la haute tension, et à partir duquel on détermine la charge initiale dans un système d'électrodes non homogènes et en fin :

$$n_0 = \frac{q_0}{\bar{e}} \quad (2.13)$$

Avec :

$\bar{e}$  : Charge élémentaire de l'électron.

La charge d'espace due aux ions positifs est donnée par :

$$q_i = \bar{e} n_0 \left[ \exp \left( \int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \right) - 1 \right] \quad (2.14)$$

De même pour la charge d'espace due aux électrons, on aura :

$$q_e = \bar{e} n_0 \left[ \exp \left( \int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \right) \right] \quad (2.15)$$

Sachant que le nombre des électrons est :

$$n = n_0 \left[ \exp \left( \int_0^{x_c} \bar{\alpha} \cdot dx \right) \right] \quad (2.16)$$

Pour les faibles valeurs du champ appliqué  $\bar{\alpha} < 0$ , l'ionisation n'a pas eu lieu, par conséquent la charge d'espace est nulle en ces points.

#### II.4.2.3 Calcul du champ dû aux électrons et aux ions

La répartition non uniforme de la charge d'espace est due à la dépendance du facteur d'ionisation efficace de la valeur du champ  $E_0$  [Sch-23]. A partir du calcul du champ appliqué  $E_0$  en chaque point et ayant une base de données du facteur d'ionisation efficace ( $\bar{\alpha} \int (E/P)$ ).

On choisit  $\bar{\alpha}$  en chaque point, en prenant les conditions atmosphériques pour la pression et la température. Les champs de charges dues aux électrons et aux ions peuvent être calculés respectivement par le théorème de Gauss discret, où nous avons pris des surfaces d'un disque.

$$E_i = \frac{\sum_{i=1}^{n_i} q_i(i)}{\pi \epsilon_0 r_i^2} \quad (2.17)$$

$$E_e = \frac{\sum_{i=1}^{n_e} q_e(i)}{\pi \epsilon_0 r_e^2} \quad (2.18)$$

Ils sont calculés respectivement par les équations (2.17) et (2.18).

❖ Le champ résultant  $\vec{E}_r$  au sein de l'avalanche

$$\vec{E}_r = \vec{E}_0 + \vec{E}_i - \vec{E}_e \quad (2.20)$$

## II.5 ETUDE CRITIQUE DES CRITERES DE CLAQUAGE

Les différents critères qui sont généralement utilisés pour calculer la tension de claquage dans des champs à légère divergence peuvent être classés en deux groupes distincts par rapport au mécanisme de base de claquage utilisé. Ces deux mécanismes sont: le mécanisme de "Townsend" et le mécanisme de "Streamer". La nature fondamentale de la tension de claquage les diélectriques gazeux a été développé par Townsend [Har-53]. Le mécanisme de claquage de Townsend est décrit par une succession d'avalanches d'électrons se développant entre les électrodes. D'autre part, Le mécanisme de claquage de Streamer est basé sur une seule avalanche d'électron d'initiation et sa croissance exponentielle naturelle. Plusieurs critères de Streamer ont été développés, ce qui introduit des mécanismes actifs tels que les effets d'avalanche des charges d'espaces dans un champ électrique et de la photo ionisation dans le gaz isolant. Ces critères de Streamer donnent plus d'explications supplémentaires à la théorie de Townsend. Le critère de Streamer contient des degrés variés de données empiriques et de physique de base. Cependant, aucun modèle complet strictement théorique et compréhensif du mécanisme de Streamer n'a pu être développé.

### II.5.1 Critère de Townsend



La formation séquentielle des avalanches d'électrons est à la base du critère de Townsend. Dans les champs non uniformes, le critère de Townsend peut être écrit de la manière suivante :

$$\int_0^{x_c} \gamma(x) \exp \left[ \int_0^x \bar{\alpha}(x) dx \right] dx = 1 \quad (2.21)$$

Où  $\bar{\alpha}$  est le coefficient d'ionisation efficace,  $\gamma$  est le second coefficient d'ionisation,  $x$  la coordonnée de long du chemin d'avalanche, et  $x_c$  définit la distance totale le long du chemin de claquage : de la surface de l'électrode à la tête de l'avalanche. Le coefficient d'ionisation efficace donné par l'équation (2.2). La théorie de Townsend prévoit avec exactitude le processus de claquage dans des champs uniformes mais elle n'est pas souvent utilisée pour des champs non uniformes à cause des informations requises a priori. Parce que c'est difficile a mesuré avec précision dans certaines conditions et pour quelque gaz. Le coefficient d'ionisation efficace a été mesuré et catalogué pour l'air dans les conditions atmosphériques normales par plusieurs auteurs. La figure (II.7) représente les données de  $\bar{\alpha}$  combinées par *Geballe* et *Harrison* [San-33], *Masch* et *Sanders* [Sch-23]. Cependant, le coefficient secondaire généralisé d'ionisation dépend de la géométrie du système d'électrodes, le matériau de fabrication des électrodes et la puissance du champ électrique appliqué entre les électrodes. Par conséquent, l'application du critère de Townsend à une géométrie quelconque de conducteur HT n'est pas possible.

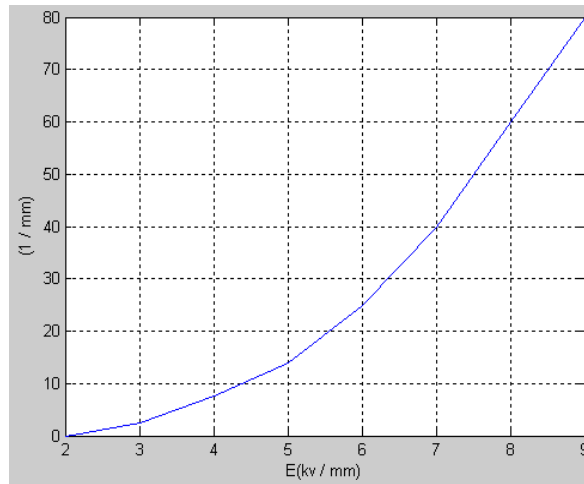


Figure (II.7) : Coefficient d'ionisation efficace pour l'air dans les conditions atmosphériques normales

## II.5.2 Critère de Schumann

Basé sur le fait que les effets de polarité de la tension de claquage n'apparaissent pas en utilisant le critère de Townsend dans l'équation (2.21), Schumann [Rae-64] a fait l'hypothèse simplifiée suivante : le coefficient secondaire généralisé d'ionisation est directement proportionnel au coefficient efficace d'ionisation. C'est-à-dire:

$$\gamma(x) = k\bar{\alpha}(x) \quad (2.22)$$

Où  $k$  est une constante. L'insertion de (2.22) dans (2.21) donne:

$$\exp\left[\int_0^{x_c} \bar{\alpha}(x) dx\right] = \frac{k+1}{k} \quad (2.23)$$

L'équation (2.23) peut être écrite sous la forme simplifiée :

$$\int_0^{x_c} \bar{\alpha}(x) dx = K \quad (2.24)$$

$$K = \ln \left[ \frac{k+1}{k} \right] \quad (2.25)$$

L'équation (2.24) représente le critère de Schumann appelé aussi le critère de "Streamer ". La constante  $K$  pour l'air prend souvent la valeur 20 en pression atmosphérique [Ped-67], basée sur des résultats expérimentaux de claquage dans les champs uniforme.

La valeur de  $K$  pour l'air en pression atmosphérique peut être écrite comme une fonction de la longueur de l'intervalle d'air  $d$  en employant les tensions de claquage mesurées dans un champ uniforme [Ped-67]. La valeur du champ de claquage  $E$  - étant donné un champ uniforme dans l'air - est donnée par "Boyd " [Boy-91] dans des conditions atmosphériques standard par l'expression suivante :

$$E = A + \frac{B}{\sqrt{d}} \quad 35 \leq d \leq 150 \quad (2.26)$$

Où  $E$  est mesurée en KV / mm,  $d$  en mm. Et les constante  $A$  et  $B$  sont données par :  $A=2.45$  KV/mm,  $B=2.09$  KV/mm. La comparaison des données de "Boyd" avec les autres données recueillies par "Lau " sur plusieurs auteurs [Mee-38] montre que les résultats de "Boyd", peuvent être étendu vers des valeurs basses d'intervalle d'air jusqu'à 1mm. Soit un champ électrique uniforme, la longueur critique d'avalanche est égale à la longueur de l'intervalle d'air, et donc l'équation (2.24) se réduit à :

$$\bar{\alpha}(E)d = K(d) \quad (2.27)$$

Pour des champs uniformes et presque uniformes, le critère de Schumann de l'équation (2.24) donne des résultats de tension de claquage raisonnablement précis avec  $K=20$ .

Le critère de Schumann peut être établi explicitement par une expression polynomiale dans les conditions du champ électrique qui répondent aux données expérimentales. Un polynôme d'ordre quatre est adapté pour les données du coefficient d'ionisation efficace représentées sur la figure (II.7) ( $1.9 \leq E \leq 6.08$  KV/mm) est donné par :

$$\bar{\alpha}[E(x)] = a_4 E^4(x) + a_3 E^3(x) + a_2 E^2(x) + a_1 E^1(x) + a_0 \quad (2.28)$$

Où  $\bar{\alpha}$  est mesurée en  $\text{mm}^{-1}$ , et  $E$  en KV/mm.

Les coefficients définies dans l'équation (2.28) sont respectivement :  $a_4 = -0.027826$ ,

$a_3 = 0.63456$ ,  $a_2 = -2.9307$ ,  $a_1 = 5.6111$  et  $a_0 = -4.4065$ .

Le champ électrique  $E(x)$  tout le long du parcours du "Streamer" à la surface de l'électrode peut être écrit :

$$E(x) = E_s e(x) \quad (2.28)$$

Où  $E_s$  est le champ électrique entre la surface de l'électrode et l'origine du Streamer. La fonction  $e(x)$  représente la distribution normale du champ électrique ayant la valeur d'unité à la surface de l'électrode. La distribution du champ électrique pour une géométrie donnée n'a besoin d'être calculé qu'une seule fois afin d'obtenir la distribution normalisée du champ  $e(x)$ . De cette manière, le champ électrique à la surface, et donc la distribution du champ dans l'intervalle d'air, peut être facilement mesuré car la longueur critique de l'avalanche est variable. En insérant les équations (2.28) et (2.29) dans le critère de Schumann de l'équation (2.14). On obtient :

$$a_4 E_s^4 \int_0^{x_c} e^4(x) dx + a_3 E_s^3 \int_0^{x_c} e^3(x) dx + a_2 E_s^2 \int_0^{x_c} e^2(x) dx + a_1 E_s \int_0^{x_c} e^1(x) dx + a_0 x_c = k \quad (2.29)$$

L'équation (2.29) peut être résolue en variant la longueur critique de l'avalanche de 0 à la valeur qui satisfait le critère. Si l'avalanche traverse entièrement l'intervalle d'air ( $x_c = d$ ), alors

la valeur de  $E_s$  qui résulte et qui satisfait l'équation du quatrième ordre peut donc être déterminée. Si  $x_c < d$ , alors la valeur du champ électrique sur la tête de l'avalanche est donc :

$$E(x_c) = A \quad (2.30)$$

Où  $A=2.45$  KV/mm est le champ minimum exigé pour l'ionisation de l'air dans les conditions atmosphérique normale. La croissance nette de l'ionisation va donc cesser à la longueur critique de l'avalanche. A partir de l'équation (2.28), nous pouvons écrire :

$$\frac{E(0)}{E(x_c)} = \frac{e(0)}{e(x_c)} \quad (2.31)$$

Depuis  $E(0)=E_s$ ,  $E(x_c)=A$ , et  $e(0)=1$ ; on trouve :

$$E_s = \frac{A}{e(x_c)} \quad (2.32)$$

Ainsi, quand  $x_c < d$ , le champ sur la surface de l'électrode est déterminé à partir de la distribution normale du champ électrique. La tension de claquage  $U_c$  est déterminée par l'intégral du champ électrique le long de la trajectoire de l'avalanche :

$$U_c = \int_0^d E(x) dx = E_s \int_0^d e(x) dx \quad (2.33)$$

Ainsi, une fois le champ électrique sur la surface de l'électrode est déterminé, la tension de claquage est connue.

### **II .5. 3 Critère de Pedersen**

Le critère de Pedersen [Ped-89] est un ajustement du critère de Schumann sous une forme différente basée sur des données de claquage en champ uniforme. Pedersen a commencé par le critère de Schumann de l'équation (2.24). En Supposant que la valeur de  $K$  est constante, sous la condition que le champ est uniforme, l'équation (2.24) peut être écrite :

$$\bar{\alpha}.d = k \quad (2.34)$$

L'équation de claquage en champ uniforme de Boyd donnée dans l'équation (2.26) peut être écrite :

$$[E - A]^2 d = B^2 \quad (2.35)$$

Ou d'une manière équivalente :

$$\frac{K}{B^2} [E - A]^2 d = K \quad (2.36)$$

La comparaison de l'équation (2.36) avec (2.34) montre que la forme générale du coefficient efficace d'ionisation est :

$$\bar{\alpha} = \frac{K}{B^2} [E - A]^2 \quad (2.37)$$

L'insertion de l'équation (2.37) dans le critère de Schumann de l'équation (2.24) donne :

$$\int_0^{x_c} [E(x) - A]^2 dx = B^2 \quad (2.38)$$

L'équation (2.38) représente le critère de Pedersen.

Noter que la constante **K** du critère de Schumann a été remplacé par les constantes **A** et **B** des données de claquage en champ uniforme. La technique de Pedersen prend tout à fait la valeur de **K** hors des calculs et la remplace par deux constantes qui ne sont pas mesurées expérimentalement. Pedersen a noté également que sa technique pour calculer la tension de claquage est indépendante du coefficient efficace d'ionisation. Tandis que l'exactitude de la mesure expérimentale de ce paramètre dans les conditions atmosphériques standard est acceptable pour l'air.

Nous pouvons aussi écrire le critère de Pedersen en termes de distribution normale de champ électrique définie dans l'équation (2.28) sous la forme suivante :

$$E_s^2 \int_0^{x_c} e^2(x) dx - 2AE_s \int_0^{x_c} e(d) dx + A^2 x_c = B^2 \quad (2.39)$$

La méthode de détermination de  $x_c$  dans l'équation (2.39) est identique à celle décrite par le critère de Schumann. La longueur critique de l'avalanche varie de la valeur 0 jusqu'à ce que l'équation (2.39) soit satisfaite. Si  $x_c = d$  alors l'équation quadratique résultante de  $E_s$  est résolu. Si  $x_c < d$ , alors on trouve  $E_s$  de l'équation (2.32) et la tension de claquage est trouvée à partir de l'équation (2.33).

### II.5.4 Critère de Reather

La forme simple du critère de Schumann définit une interprétation physique fondamentale du mécanisme de Streamer. En supposant de lancer un certain nombre  $n_0$  d'électrons de l'avalanche laisser sur la surface de la cathode, le nombre résultant d'électrons  $n(x_c)$  à la tête de l'avalanche est donné par :

$$n(x_c) = n_0 \exp \left[ \int_0^{x_c} \bar{\alpha}(x) dx \right] \quad (2.40)$$

Ainsi, le critère de Schumann affirme que la condition pour le claquage est que le nombre d'électrons à la tête de l'avalanche atteint une certaine valeur critique relativement au nombre d'électrons lances. Si on suppose le lancement d'un simple électron, le nombre d'électrons exigés pour l'avalanche critique est de l'ordre de  $10^8$ .

Cette interprétation forme la base pour le critère de Raether [Don-98] et le rend fonctionnellement équivalent au critère de Schumann.

### III.5.5 Critère de Meek

Meek [Jor-43] a formulé un critère de claquage basé sur le champ électrique de la charge d'espace de l'avalanche. Le critère de Meek définit un état critique quand le champ de la charge d'espace de l'avalanche dirigé le long du chemin de claquage devient comparable en grandeur au champ appliqué. La forme du critère de Meek est quelque peu différente du critère de Schumann mais Pedersen [Rob-89] a prouvé qu'en raison de la limite dominante du critère de Meek, ces deux critères sont pratiquement identiques.

### III.5.6 Critère de Jorgensen

Le critère de Jorgensen [Bel-34] est une modification simple du critère de Schumann. Jorgensen a remplacé la constante  $K$  dans le critère de Schumann par la fonction  $k(x_c)$  comme il est montré dans l'équation (2.41) :

$$\int_0^{x_c} \bar{\alpha}(x) dx = K(x_c) \quad (2.41)$$

L'amélioration minimale de la tension de claquage est réalisée avec le critère de Jorgensen, ce qui en fait équivaut au critère de Schumann.

## II.6 CALCUL DE LA TENSION DE CLAQUAGE

La précision des différents critères de claquage peut être examinée en considérant les géométries généralement utilisées d'électrodes. Les géométries d'électrodes considérées ici sont représentées dans la figure (II.8) et qui sont : sphère-plan, sphère-sphère terre, symétrie sphère. Dans chaque cas, le rayon de chaque sphère est défini par  $a$  et la longueur de l'intervalle d'air est définie par  $d$ .

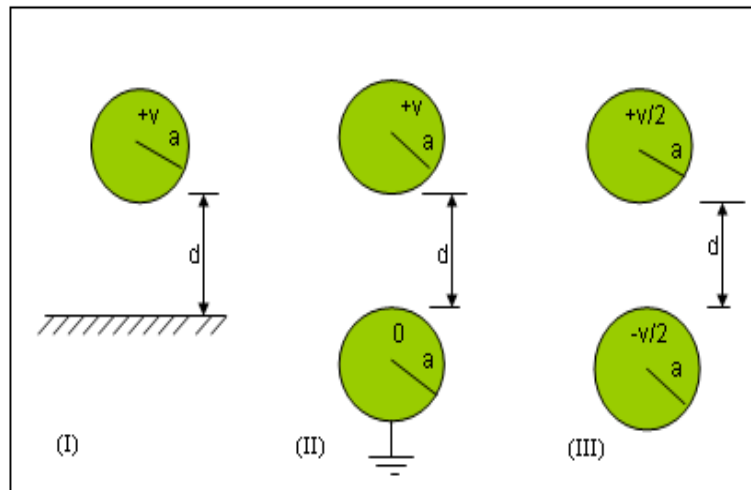


Figure (II.8) : Géométrie des électrodes : (I) sphère-plan (II) sphère-sphère terre (III) symétrie sphère

Les critères de Raether, de Meek et de Jorgensen sont fonctionnellement équivalents au critère de Schumann, les tensions de claquage calculées ici sont calculées par rapport aux valeurs mesurées en utilisant uniquement les critères de Pedersen et de Schumann. Les tensions de claquage expérimentalement mesurées pour la géométrie sphère-plan à 60 Hz ( $a=62.5$ , 125 et 250mm) sont trouvées en [Bel-34] alors que les tensions de claquage mesurées correspondantes à la géométrie sphère-sphère terre ( $a=31.25$ , 62.5, 125 et 250mm) et la géométrie symétrie sphère ( $a=31.25$ , 62.5 et 125mm) sont trouvées en [Pee-29]. Ces tensions de claquage mesurées sont comparées aux tensions de claquage calculées en utilisant les critères de Schumann et de Pedersen sur la figure (II.9) (sphère-plan), la figure (II.10) sphère-sphère terre) et la figure (II.11) (symétrie sphère). Les deux critères sont fortement précis pour les champs légèrement divergents mais la précision de ces deux critères se dégrade lorsque le champ devient de plus en plus divergent Donohoe montre que l'application du critère de Pedersen délivre des tensions seuils peu différentes de celles fournies par le critère de Schumann [Gir-99]. Par contre le

critère de Schumann considère  $K$  comme une constante, alors que le critère de Pedersen conduit à une valeur de  $K$  fonction du rayon de courbure de la pointe,  $R$ , et qui tend à se stabiliser à une valeur constante pour les grands intervalles [Gir-99].

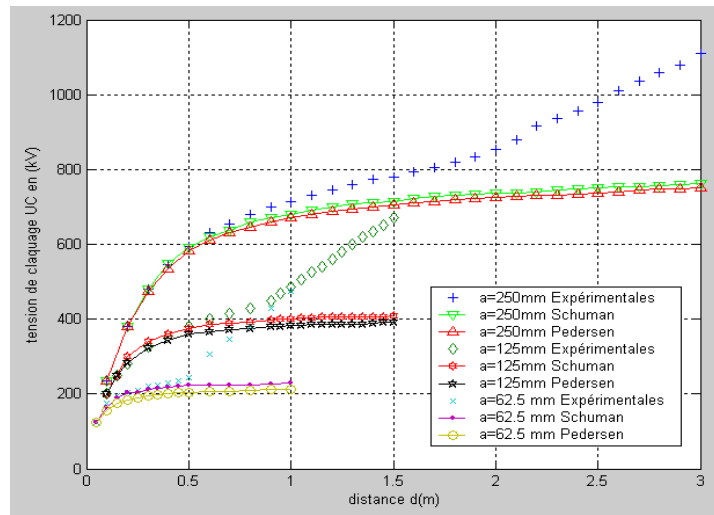


Figure (II.9) : Tensions de claquage calculées et expérimentales pour la géométrie d'électrodes sphère-plan

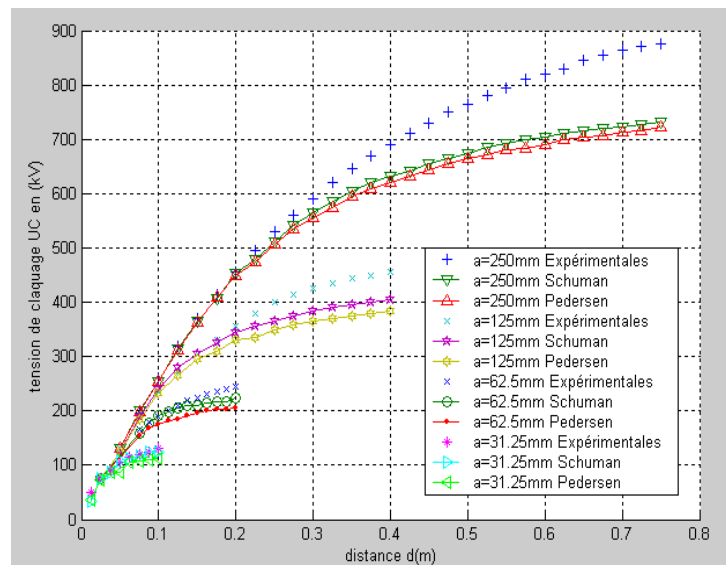


Figure (II.10) : Tensions de claquage calculées et expérimentales pour la géométrie d'électrodes sphère-sphère terre

Les courbes de mesure de la tension de claquage de l'intervalle d'air entre sphère-plan de la figure (II.9) montrent un changement distinct de forme de la courbe lorsque l'intervalle d'air devient relativement grand par rapport au rayon (déterminer à  $a/d=0,14$ ). Cette courbure



représente le premier point de divergence pour la tension d'arc électrique et le début de la tension de couronne. Pour des longueurs d'intervalle d'air au-delà de cette valeur, le début

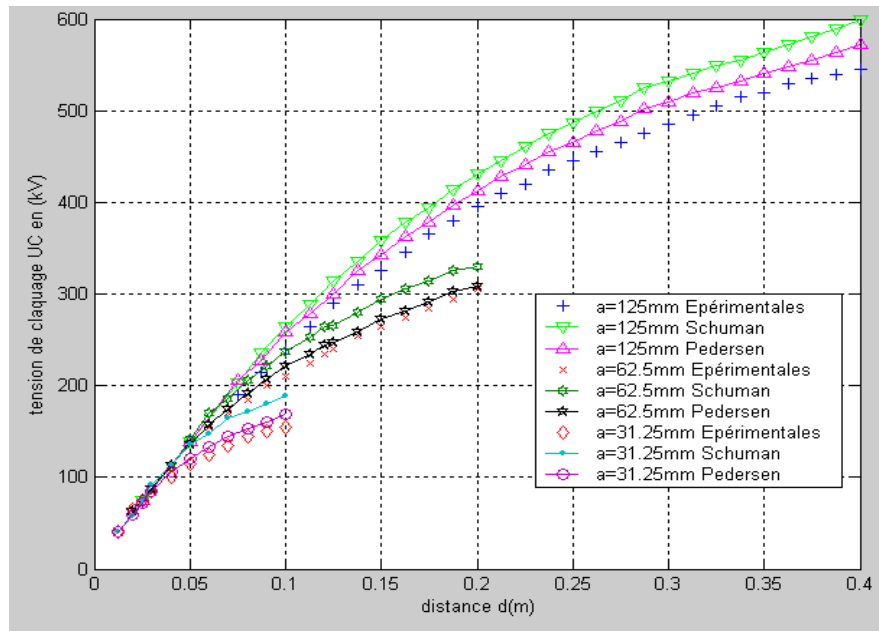


Figure (II.11) : Tensions de claquage calculées et expérimentales pour la géométrie d'électrodes symétrie sphère

de la tension de couronne précède la tension d'arc électrique, et la tension d'arc suit de très près la tension de claquage sphère-plan correspondante. Il est à noter que ni le critère de Schumann, ni le critère de Pedersen n'a cette caractéristique. Les deux critères donnent des valeurs approximatives du début de la tension de couronne pour des longueurs d'intervalle d'air au-delà de cette valeur critique.

La tension de claquage mesurée pour la géométrie sphère-sphère terre et la géométrie symétrie sphère, qui ne montrent pas cette divergence dans la tension d'arc et le début de la tension de couronne du moment que la longueur maximale d'intervalle d'air résulte en  $a/d = 0,3125$  pour les deux types d'intervalles.

L'application des critères de Schumann ou de Pederson conduit à une légère discontinuité dans la longueur critique d'avalanche quand elle passe de  $x_c = d$  à  $x_c < d$ .

Cette discontinuité est communément connu sous le nom de "Toepler discontinuité" [Ped-67].

On pourrait s'attendre à la géométrie sphère-plan pour un claquage à la plus faible tension, suivie par la géométrie sphère-sphère terre et ensuite la géométrie à la tension la plus élevée. La mesure de la tension de claquage pour  $a = 125$  mm et  $d = 125$  mm, par exemple, montre que les propriétés d'isolation des trois géométries suit l'évolution attendue avec  $V_c = 224,1$  kV (sphère-

plan),  $V_c = 277,2$  kV (la géométrie sphère-sphère terre) et  $V_c = 287,1$  kV (la géométrie symétrie sphère).

## **II.7 CONCLUSION**

Pour améliorer la compréhension des différents mécanismes physiques qui interviennent dans le claquage d'un intervalle d'air, l'élaboration de différents modèles de phase de la décharge a toujours accompagné l'étude expérimentale. Le but de ces recherches est l'obtention d'un modèle de claquage qui inclurait tous les paramètres en jeu, c'est-à-dire la géométrie de l'espace diélectrique, la forme de l'onde appliquée et les conditions d'ambiance. Les activités d'essais diélectriques sont restées longtemps de nature empirique sans qu'il soit possible de disposer de modèles fiables permettant de prédire le comportement des matériels testés. Le succès dans la recherche d'un modèle fiable de claquage ferait en sorte que les essais de laboratoires ne seraient plus que des tests permettant de vérifier les calculs. Du point de vue industriel les avantages de la modélisation du claquage sont énormes. Il serait possible d'effectuer plusieurs tests, avec peu d'investissement, sur différents paramètres en un temps record sans que les résultats ne souffrent de conditions de fabrication particulières comme c'est le cas actuellement.

Comme les deux critères de Schumann et de Pedersen sont basés uniquement sur des renseignements obtenus sous les conditions du champ uniforme, ces critères ne sont pas valables pour des champs très divergents. C'est en effet le cas pour les champs des géométries sphère-plan, sphère-sphère terre et symétrie sphère. Les deux critères sont corrects pour des champs légèrement divergents et suivent la forme générale des données des courbes mesurées tant que la longueur de l'intervalle d'air augmente. Le critère de Pedersen prévoit une tension de claquage inférieure à la valeur expérimentale pour la géométrie sphère-plan.

Le critère de Pedersen prévoit une tension de claquage supérieure à la valeur expérimentale pour la géométrie symétrie sphère considérée.

Un important inconvénient des critères de Pedersen et Schumann est qu'aucun des deux critères ne prédit le comportement de la tension de claquage. Les insuffisances du critère de claquage considéré auparavant exigent qu'un nouveau critère soit développé ou l'actuel critère doit être modifié afin de prévoir la tension de claquage pour une grande non uniformité du champ. Afin de maîtriser les défauts de ces critères pour des champs peu divergents et divergents, un nouveau modèle doit être développé.

# CHAPITRE III

---

*Réseaux de neurones artificiels*

*Notation du chapitre III*

$X$	L'état d'activation du neurone,
$F$	Fonction d'activation du neurone.
$w_{ij}^m$	Poids liant le neurone $i$ de la couche $m$ avec les neurones $j$ de la couche $m-1$
$\varepsilon$	L'erreur quadratique globale
$\delta_j^m(k)$	L'erreur élémentaire de la couche $m$
$n$	Nombre d'itérations,
$Z(n)$	Matrice de Hessian de la fonction objective
$G(n)$	Gradient de la fonction objective
$J_C$	Matrice Jacobin
$I$	Matrice d'identité
$\mu_u$	Facteur d'apprentissage.
$O_i$	Sortie du neurone $i$
$net_i$	Entrée du neurone $i$
$W_{kj}$	Poids de connexion entre le neurone $j$ et le neurone $k$
$N_j$	Nombre de neurones dans une couche cachée
$N_k$	Nombre de neurones dans une couche de sortie
$\theta_k$	Seuil du neurone $k$
$\theta_0$	Modifier La forme de la fonction d'activation.
$t_{pk}$	Sortie cible du neurone de sortie $k$ .
$O_{pk}$	Sortie calculée du neurone de sortie $k$ .
$NP$	Nombre des entrées-sorties du modèle dans l'ensemble d'apprentissage.
$\eta$	Taux d'apprentissage
$\alpha$	Coefficient d'erreur « momentum » constant
$RMSE$	La racine de la moyenne des carrée des erreurs dans l'apprentissage.
$mae$	Erreur absolue moyenne

## ***Réseaux de neurones artificiels***

### **III.1 INTRODUCTION**

Les réseaux de neurones, fabriqués de structures cellulaires artificielles, constituent une approche permettant d'aborder sous des angles nouveaux les problèmes de perception, de mémoire, d'apprentissage et de raisonnement. Ils s'avèrent aussi des alternatives très prometteuses pour contourner certaines des limitations des ordinateurs classiques. Grâce à leur traitement parallèle de l'information et à leurs mécanismes inspirés des cellules nerveuses (neurones), ils infèrent des propriétés émergentes permettant de solutionner des problèmes jadis qualifiés de complexes [Par-04].

Le cerveau humain contient environ 100 milliards de neurones.

Chacun de ces neurones est par ailleurs fort complexe. Essentiellement, il s'agit de tissu vivant et de chimie. Les spécialistes des neurones biologiques commencent à peine à comprendre quelques-uns de leurs mécanismes internes. On croit en général que leurs différentes fonctions neuronales, y compris celle de la mémoire, sont stockées au niveau des connexions (synapses) entre les neurones.

### **III.2 HISTORIQUE**

La naissance du domaine des réseaux de neurones artificiels remonte aux années 1940 avec les travaux de Warren Mc Culloch et Walter Pitts qui ont montré qu'avec de tels réseaux, on pouvait, en principe, calculer n'importe quelle fonction arithmétique ou logique. Vers la fin des années 1940, Donald Hebb a ensuite proposé une théorie fondamentale pour l'apprentissage.[Par-04]

La première application concrète des réseaux de neurones artificiels est survenue vers la fin des années 1950 avec l'invention du réseau dit «perceptron» par un dénommé Frank Rosenblatt. Environ au même moment, Bernard Widrow et Ted Hoff ont proposé un nouvel algorithme d'apprentissage pour entraîner un réseau adaptatif de neurones linéaires, dont la structure et les capacités sont similaires au perceptron.

Vers la fin des années 1960, un livre publié par Marvin Minsky et Seymour Papert est venu jeter beaucoup d'ombre sur le domaine des réseaux de neurones. Entre autres choses, ces deux auteurs ont démontré les limitations des réseaux développés par Rosenblatt et Widrow-Hoff

Heureusement, certains chercheurs ont persévéré en développant de nouvelles architectures et de nouveaux algorithmes plus puissants. En 1972, Teuvo Kohonen et James Anderson ont développée indépendamment et simultanément de nouveaux réseaux pouvant servir de mémoires associatives. Egalement, Stephen Grossberg a investigué ce qu'on appelle les réseaux auto-organisés.

Dans les années 1980, une pierre d'achoppement a été levée par l'invention de l'algorithme de **Rétropropagation** des erreurs. Cet algorithme est la réponse aux critiques de Minsky et Papert formulées à la fin des années 1960.

### III.3 APPLICATIONS

Les réseaux de neurones servent aujourd'hui à toutes sortes d'applications dans divers domaines. Par exemple, le développement d'un autopilote pour avion, ou encore un système de guidage pour automobile, la conception des systèmes de lecture automatique de chèques bancaires et d'adresses postales, la production des systèmes de traitement du signal pour différentes applications militaires, un système pour la synthèse de la parole, des réseaux sont aussi utilisées pour bâtir des systèmes de vision par ordinateur, pour faire des prévisions sur les marchés monétaires, pour évaluer le risque financier ou en assurance, pour différents processus manufacturiers, pour le diagnostic médical, pour l'exploration pétrolière ou gazière, en robotique, en télécommunication, Bref, les réseaux de neurones ont aujourd'hui un impact considérable et, il y a fort à parier, que leur importance ira grandissant dans le futur.

### III.4 PRINCIPE ET DEFINITION DES RESEAUX DE NEURONES

#### III.4.1 Neurone biologique

Le **neurone** est une cellule composée d'un corps cellulaire et d'un noyau. Le corps cellulaire se ramifie pour former ce que l'on nomme les **dendrites**. Celles-ci sont parfois si nombreuses que l'on parle alors **de chevelure dendritique** ou **d'arborisation dendritique**.

C'est par les dendrites que l'information est acheminée de l'extérieur vers le **soma**, corps du neurone. Cette information traitée par le neurone chemine ensuite le long de l'**axone** (unique) pour être transmise aux autres neurones. La transmission entre deux neurones n'est pas directe. En effet, il existe un espace intercellulaire de quelques dizaines d'Angstrom ( $1\text{\AA}=10^{-9}\text{m}$ ) entre l'axone du neurone afférent et les dendrites du neurone efférent. La jonction entre deux neurones est appelée la **synapse** [Wik-04] [Nou-00].

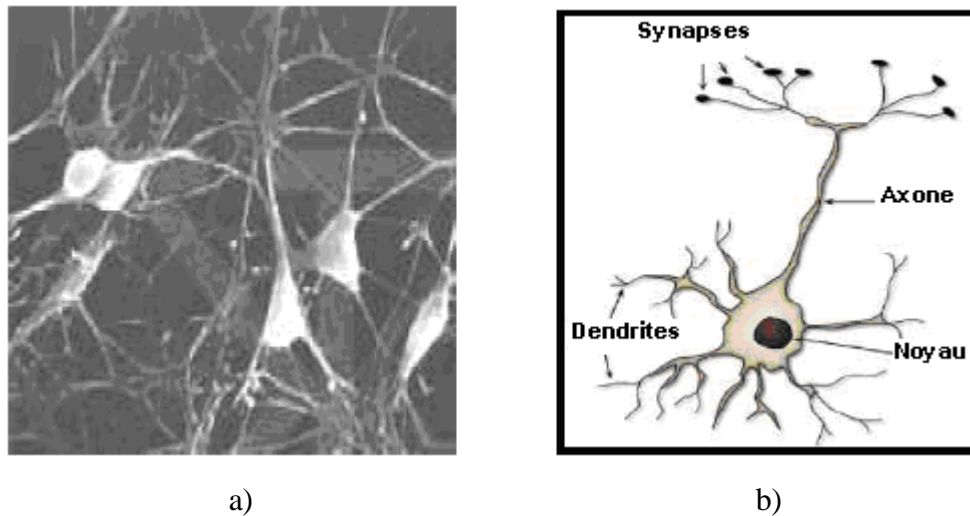


Figure (III.1) : a) Photo de quelques cellules nerveuses

b) Schéma représentatif de la structure du neurone

### III.4.2 Neurone formel ou artificiel

Le neurone formel est défini essentiellement comme étant un processeur très simple qui calcule une somme pondérée et qui applique à cette somme une fonction de transfert non linéaire (échelon, sigmoïde, tangente hyperbolique, ...) [Mek-07], [Don-93] et [Pet-67].

La figure (III.2) représente le modèle de Mc Culloch et W. Pitts proposé en 1943. Chaque neurone formel (artificiel) est un processus élémentaire qui reçoit un nombre de variables d'entrées  $x_i$  en provenance du neurone en amont. A chacune de ces entrées est associé un poids  $w_i$  représentatif de la force de connexion [Par-04].

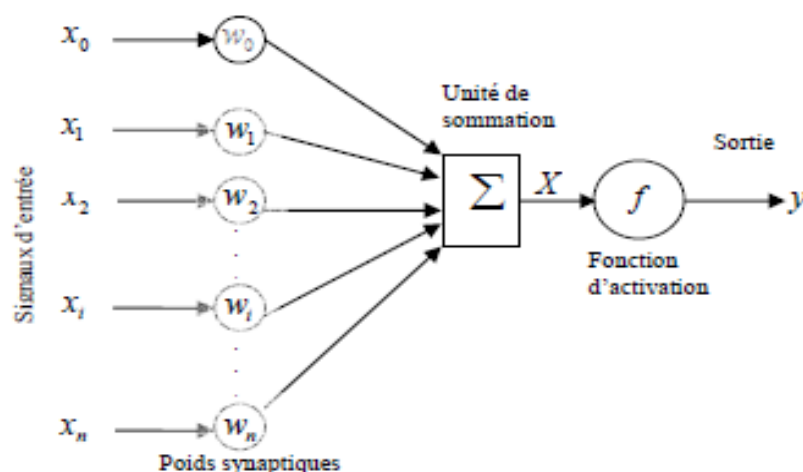


Figure (III.2) : Structure d'un neurone formel

Chaque processeur élémentaire est doté d'une sortie unique, qui se ramifie ensuite pour alimenter un nombre variable des neurones en aval. On constate que le modèle biologique du

neurone fait intervenir une notion temporelle qui est difficile à intégrer dans un modèle simple. On remplace l'intégration temporelle par une simple sommation des entrées arrivant au neurone. Puis on compare la somme obtenue à un seuil et on déduit la sortie du neurone [Mek-07]. On pourra donner une analogie entre le **neurone biologique** et le neurone **formel** comme le représente le tableau (III.1) suivant [S5-04] :

Neurone biologique	Neurone artificiel
Synapses	Poids des connexions
Dendrite	Signal d'entrée
Axone	Signal de sortie
Somma	Fonction d'activation

Tableau (III.1) : Analogie entre le neurone biologique et le neurone formel

En résumé, un neurone formel réalise simplement une **somme pondérée** de ces entrées et la transforme (la somme) par une **fonction d'activation** pour obtenir sa sortie qui est donnée par [ Ben-03 ] :

$$y = f(X) \quad (3.1)$$

Avec :

$$X = \sum_{i=0}^n w_i x_i \quad (3.2)$$

Où  $X$  : est l'état d'activation du neurone,

$f$ : est la fonction d'activation du neurone.

### III .4 .3 Fonction d'activation

La fonction d'activation (ou fonction de seuillage, ou encore fonction de transfert) sert à introduire une non linéarité dans le fonctionnement du neurone. Elles présentent généralement trois intervalles :

- 1- en dessous du seuil, le neurone est non actif (souvent dans ce cas, sa sortie vaut 0 ou -1) ;
- 2- aux alentours du seuil, une phase de transition ;
- 3- au-dessus du seuil, le neurone est actif (souvent dans ce cas, sa sortie vaut 1).

Les fonctions d'activation sont :

#### ❖ La fonction sigmoïde

La fonction **sigmoïde** (appelée fonction logistique), définie par [S5-04]

$$f_{sig}(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}} \quad (3.3)$$



mais on la généralise à toute fonction dont l'expression est :

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-\lambda x}} \quad (3.4)$$

Elle possède des propriétés importantes (elle n'est pas polynomiale et est indéfiniment continûment dérivable). En outre, une propriété simple permet d'accélérer le calcul de sa dérivée, ce qui réduit le temps de calcul nécessaire à l'apprentissage d'un réseau de neurones. La fonction sigmoïde est à valeurs dans l'intervalle  $[0;1]$ , ce qui permet d'interpréter la sortie du neurone comme une probabilité. Elle sert à introduire une non linéarité dans le fonctionnement du neurone. La fonction sigmoïde (dite aussi *courbe en S*) a la forme :

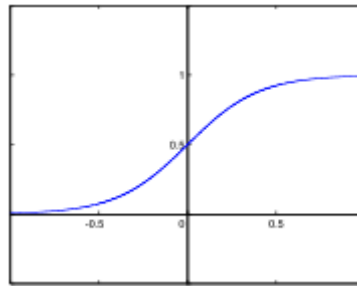


Figure (III.3) : Courbe de la fonction sigmoïde

#### ❖ La fonction tangente hyperbolique

La fonction *tangente hyperbolique* est définie par :

$$th(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} \quad (3.5)$$

Elle est aussi très utilisée en pratique, non polynomiale indéfiniment continûment dérivable car elle partage avec la fonction sigmoïde certaines caractéristiques pratiques. On ne peut pas cependant lui donner une interprétation probabiliste aussi claire.

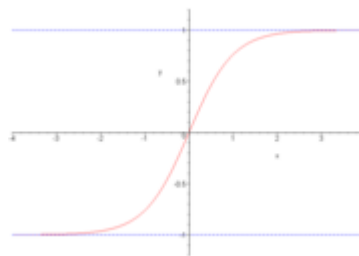


Figure (III.4) : Courbe de la fonction tangente hyperbolique

### III.5 RESEAUX DE NEURONES

Un neurone réalise simplement une fonction non linéaire et paramétrée, de ses variables d'entrée. L'intérêt des neurones réside dans les propriétés qui résultent de leur association en réseaux, c'est-à-dire de la composition des fonctions non linéaires réalisées par chacun des

neurones [Par-04]. Les habilités de traitement du réseau de neurones sont stockées principalement dans les poids des connexions inter unités qui sont obtenus par un processus d'adaptation ou d'apprentissage [Par-04].

Les réseaux de neurones sont classés généralement en deux types, les réseaux non bouclés (non récurrents) et les réseaux bouclés (récurrents).

### III.5.1 Réseaux de neurones non bouclés

Un réseau de neurones non bouclé réalise une (ou plusieurs) fonctions algébriques de ses entrées, par composition des fonctions réalisées par chacun des neurones.

Les réseaux non bouclés, sont utilisés principalement en classification, reconnaissance des formes (caractères, parole,...), en prédiction et en interpolation non linéaire. On les représente graphiquement par un ensemble de neurones connectés entre eux, l'information circulant des entrées vers les sorties, d'une façon telle qu'il n'y ait aucune connexion 'vers l'arrière' d'où l'appellation suivante en anglais : '*feedforward neural network*'. Le temps nécessaire pour le calcul de la fonction réalisée par chaque neurone est négligeable, et fonctionnellement on peut considérer ce calcul comme instantané. Pour cette raison, ils sont souvent appelés réseaux statiques [Sah-23] [Par-04].

Les réseaux de neurones non bouclés à plusieurs couches dont les neurones cachés ont une fonction d'activation sigmoïde, sont souvent appelés perceptrons multicouches (ou MLP pour Multi Layer Perceptrons) [Pet-67].

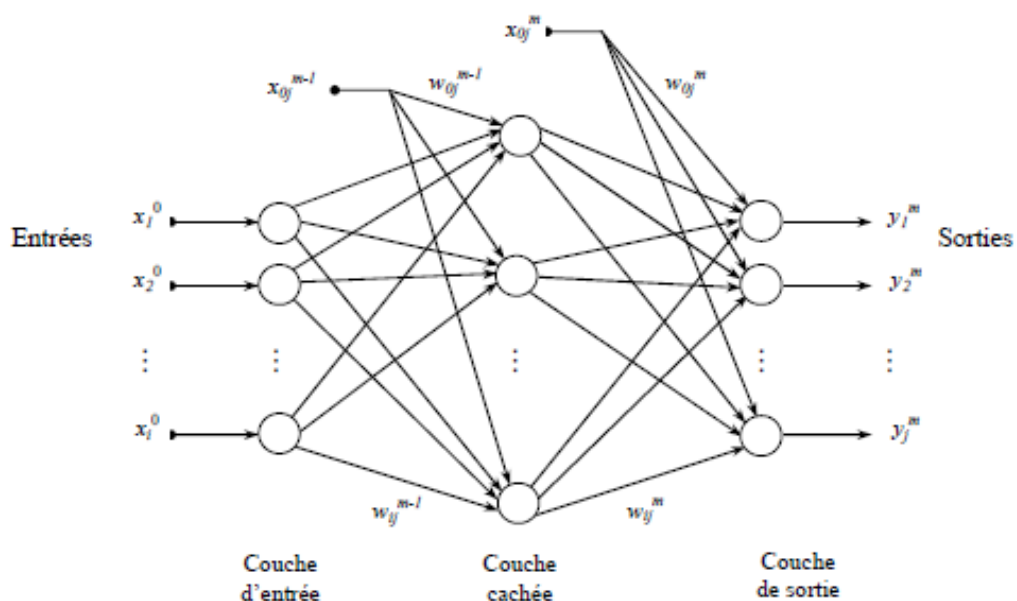


Figure (III.5) : Réseau de neurones à  $i$  entrées,  $j$  sorties et une couche cachée

### III.5.2 Réseaux de neurones bouclés (ou récurrents)

Un réseau de neurones bouclé à temps discret réalise une (ou plusieurs) équations aux différences non linéaires, par composition des fonctions réalisées par chacun des neurones et des retards associés à chacune des connexions. Dans ce type de réseaux, à chaque connexion est associé un délai, les sorties à l'instant  $t$  dépendent non seulement des entrées externes, mais aussi de toute la séquence des entrées externes précédentes. Remarquons que le temps intervient dans ce type de réseaux, pour cette raison on les appelle les *réseaux dynamiques*. Ces réseaux sont utilisés comme mémoire associative, ou pour des tâches de traitement du signal ou de commande [Tho-88] [S4-04].

Tout réseau de neurones bouclé peut être mis sous une forme canonique, comprenant un réseau de neurones non bouclé dont les sorties d'état sont ramenées à ses entrées avec un retard unité. L'élément de base est donc le réseau de neurones non bouclé [Tho-88].

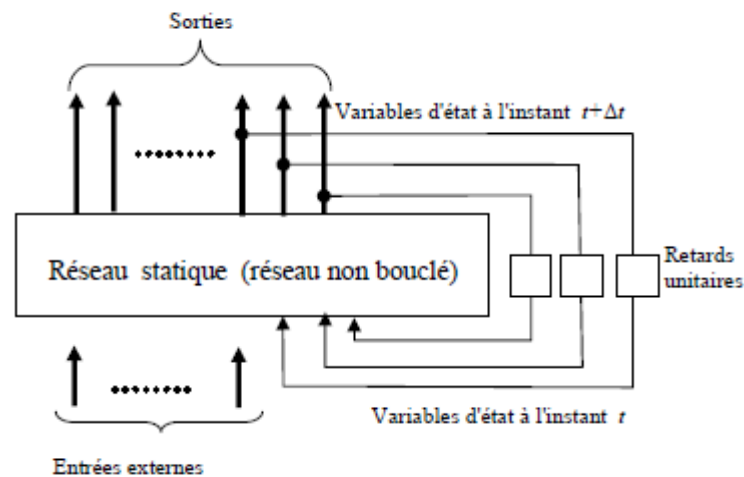


Figure ( III.6) : Forme canonique des réseaux de neurones bouclés

### III.5.3 Perceptrons multicouches

Dans ce qui suit, on va développer l'étude des perceptrons multicouches (MLP) dont on aura besoin dans ce travail. La figure (III.5) représente un MLP à une seule couche cachée avec  $i$  entrées  $[x_1^0, x_2^0, x_3^0, \dots, x_i^0]^T$  et  $j$  sorties  $[y_1^m, y_2^m, y_3^m, \dots, y_j^m]^T$ . En effet, pour chaque neurone  $i$  de la couche  $m$ , en plus de ses entrées qui le lient avec les neurones  $j$  de la couche précédente par l'intermédiaire des poids  $w_{ij}^m$ , on ajoute une entrée particulière que l'on appelle polarisation du neurone. Elle correspond à un *biais* qui joue un rôle de translation du domaine d'activité du neurone. Sa valeur est donc liée à la fonction d'activation puisque c'est elle qui permet le

déplacement de ce domaine d'activité. Afin de garder une notation généralisée et commode, on représente ces biais de la couche  $m$  et du neurone  $j$  par le produit d'une entrée  $x_{0j}^m$  par les poids  $w_{0j}^m$ . On fixe l'entrée  $x_{0j}^m$  à l'unité, le poids porte alors l'information sur la polarisation du neurone. Les poids  $w_{ij}^m$  relient donc la sortie du neurone  $i$  de la couche précédente  $m-1$  au neurone  $j$  de la couche considérée  $m$  [Don-93].

L'un des problèmes d'utilisation des perceptrons multicouches consiste dans le choix de leur topologie. Par exemple, il n'existe pas de règles générales qui donnent le nombre de neurones à retenir pour les couches cachées ni le nombre de ces couches. Ce choix est spécifique à chaque application et, à ce jour, ce ne sont que des choix arbitraires dont on vérifie par la suite la validité [Nou-004] [Sah-23].

### III.5.4 Apprentissage des réseaux de neurones

On définit l'apprentissage comme étant la procédure qui consiste à estimer les paramètres des neurones du réseau, afin que celui-ci remplisse au mieux la tâche qui lui est affectée. En d'autres termes, l'apprentissage est l'ajustement des poids du réseau dans l'optique d'accorder la réponse du réseau aux exemples et/ou à l'expérience [Wik-04] [Far-97].

En effet, l'adaptation des poids se fait de façon à ce que le réseau apprend le comportement du processus, via une base de données acquise on-line (en temps réel) ou off-line (en temps différé) [Don-93].

Au niveau des algorithmes d'apprentissage, ont été définies deux grandes classes selon que l'apprentissage est dit *supervisé* ou *non supervisé*. Cette distinction repose sur la forme des exemples d'apprentissage. Dans le cas de l'apprentissage supervisé, les exemples sont des couples (Entrée, Sortie associée) alors que l'on ne dispose que des valeurs (Entrée) pour l'apprentissage non supervisé. Remarquons cependant que les modèles à apprentissage non supervisé nécessitent avant la phase d'utilisation une étape de labellisation effectuée par l'opérateur, qui n'est pas autre chose qu'une part de supervision.

#### ❖ Apprentissage d'un réseau de neurones par rétropropagation

L'apprentissage consiste à ajuster les paramètres du réseau de neurones pour que ses sorties soient suffisamment proches des sorties désirées pour un ensemble d'échantillons dit ensemble d'entraînement, et cela pour qu'il soit capable de reconnaître des exemples n'appartenant pas nécessairement à l'ensemble d'apprentissage [Don-93] [S5-04].

Définissons tout d'abord l'erreur quadratique globale  $\varepsilon$  à minimiser sur l'ensemble des couples (entrées /sorties) de  $n_e$  échantillons d'une base de données par l'expression suivante :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{n_e} (y^d(k) - y(k))^2 \quad (3.6)$$

Si la solution existe, la convergence est garantie car l'erreur  $\varepsilon$  est une forme quadratique dans l'espace des poids, qui possède donc un seul minimum global [Mes-04].

Les réseaux multicouches "feedforward" peuvent être entraînés par rétropropagation pour autant que la fonction de transition des unités soit différentiable.

Le terme d'erreur  $(y^d(k) - y(k))$  est connu pour les unités de la couche de sortie. Pour ajuster les poids entre la couche cachée et celle de sortie, on peut utiliser le processus de descente de gradient. Et pour ajuster les poids entre la couche d'entrée et la couche cachée, il faut trouver le moyen d'estimer les erreurs commises par les unités de la couche cachée.

La solution trouvée, c'est que chaque unité cachée est responsable d'une fraction de l'erreur commise par chacune des unités de sortie [Don-93], introduisons alors l'erreur élémentaire de la couche  $m$  par  $\delta_j^m(k)$ .

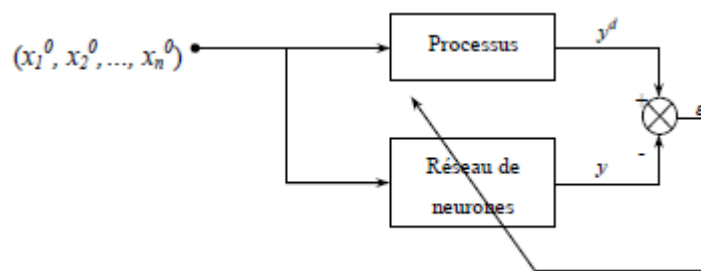


Figure (III.7) : Schéma synoptique du procédé d'apprentissage par rétropropagation

Deux étapes sont nécessaires pour effectuer cette étape d'apprentissage :

- ❖ Détermination de la topologie du réseau de neurones,
- ❖ Définition des règles d'apprentissage.

La première étape consiste à définir un ensemble de paramètres (poids) ajustables, leur répartition sur les couches du réseau de neurones et la relation entre les entrées et les sorties (équations). Par contre, la deuxième traite l'adaptation de ces paramètres.

La rétropropagation est une technique de calcul des dérivées qui peut être appliquée à n'importe quelle structure de fonctions dérivables. Mathématiquement, cette méthode est basée sur l'algorithme de la descente du gradient, et utilise les règles de dérivation composée. Dans cette méthode, de même que l'on est capable de propager un signal provenant des neurones d'entrées vers la couche de sortie, on peut, en suivant le chemin inverse, rétropropager l'erreur commise en sortie vers les couches cachées, d'où le nom rétropropagation [Mek-07].

On présente, dans ce qui suit un exemple d'algorithme de rétropropagation, basé sur la méthode du gradient. Soit un perceptron multicouche à deux entrées et une seule sortie composée de deux couches. L'activité du neurone  $j$  de la couche  $m$  est représentée par l'équation suivante :

$$X_j^m = \sum_{i=0}^{n_{m-1}} w_{ij}^m y_i^{m-1} \quad (3.7)$$

Où  $n_{m-1}$  est le nombre de neurones de la couche  $m-1$ .

D'autre part, la sortie du neurone  $j$  de la couche  $m$  est exprimée par :

$$y_j^m = f(X_j^m) \quad (3.8)$$

Rappelons que l'objectif de l'opération d'apprentissage est d'adapter les poids  $w_{ij}^m$  de façon à minimiser l'erreur quadratique globale  $\varepsilon$  sur l'ensemble d'apprentissage. Ainsi, les poids  $w_{ij}^m$  vont être ajustés par une variation  $\Delta w_{ij}^m$ . La direction optimale de cette variation c'est le sens inverse du gradient de l'erreur par rapport aux poids, on peut écrire alors :

$$\begin{aligned} \Delta w_i^2 &= -\alpha \frac{\partial \varepsilon}{\partial w_i^2} = -\frac{1}{2} \alpha \sum_{k=1}^{n_e} \frac{\partial}{\partial w_i^2} \{ (y^d(k) - y^2(k))(y^d(k) - y^2(k)) \} \\ &= \alpha \sum_k (y^d(k) - y^2(k)) \frac{\partial y^2(k)}{\partial w_i^2} \end{aligned}$$

Avec

$$\begin{aligned} \frac{\partial y^2(k)}{\partial w_i^2} &= \frac{\partial}{\partial w_i^2} \left\{ f^2 \left( \sum_{i=1}^{n_{m-1}} w_i^2 y_i^1(k) \right) \right\} \\ &= f^2(x^2(k)) \frac{\partial}{\partial w_i^2} \left\{ \sum_{i=0}^{n_{m-1}} w_i^2 y_i^1(k) \right\} = f^2(x^2(k)) y_i^1(k) \end{aligned}$$

Donc

$$\Delta w_i^2 = \alpha \sum_{k=1}^{n_e} (y^d(k) - y^2(k)) f^2(x^2(k)) y_i^1(k) \quad (3.9)$$

De même pour la couche cachée, on a :

$$\begin{aligned} \Delta w_{ij}^1 &= -\alpha \frac{\partial \varepsilon}{\partial w_{ij}^1} = -\frac{1}{2} \alpha \sum_{k=1}^{n_e} \frac{\partial}{\partial w_{ij}^1} \{ (y^d(k) - y^2(k))(y^d(k) - y^2(k)) \} \\ &= \alpha \sum_{k=1}^{n_e} (y^d(k) - y^2(k)) \frac{\partial y^2(k)}{\partial w_{ij}^1} \\ &= \alpha \sum_{k=1}^{n_e} (y^d(k) - y^2(k)) \left\{ \sum_{j=1}^{n_e} \frac{\partial y^2(k)}{\partial x_j^1(k)} \frac{\partial x_j^1(k)}{\partial w_{ij}^1} \right\} \end{aligned}$$

$$= \alpha \sum_{k=1}^{n_e} (y^d(k) - y^2(k)) \left\{ f^2(x^2(k)) \frac{\partial}{\partial x_i^1(k)} \left\{ \sum_{i=0}^{n_{m-1}} w_j^2 f^1(x_j^1(k)) \right\} y_i^0(k) \right\}$$

On obtient alors :

$$\Delta w_{ij}^1 = \alpha \sum_{k=1}^{n_e} (y^d(k) - y^2(k)) f^2(x^2(k)) w_j^2 f^1(x_j^1(k)) y_i^0(k) \quad (3.10)$$

On peut introduire l'erreur élémentaire de la couche  $m$ , on aura alors :

$$\delta^2(k) = (y^d(k) - y^2(k)) f^2(x^2(k)) \quad (3.11)$$

Et :

$$\Delta w_i^2 = \alpha \sum_{k=1}^{n_e} \delta^2(k) y_i^1(k) \quad (3.12)$$

De même :

$$\delta_j^1(k) = (y^d(k) - y^2(k)) f^2(x^2(k)) w_j^2 f^1(x_j^1(k))$$

Alors :

$$\delta_j^1(k) = \delta^2(k) w_j^2 f^1(x_j^1(k)) \quad (3.13)$$

$$\Delta w_{ij}^1 = \alpha \sum_{k=1}^{n_e} \delta_j^1(k) y_i^0(k) \quad (3.14)$$

On peut montrer aussi que la relation générale de l'erreur élémentaire et de la variation des poids de toute couche  $m$  différente de la couche de sortie pour un perceptron multicouche à  $j$  sorties, est :

$$\delta_i^{m-1}(k) = \left\{ \sum_{j=1}^{n_m} \delta_j^m(k) w_{ij}^m(k) \right\} f^{m-1}(x_i^{m-1}(k)) \quad (3.15)$$

$$\Delta w_{ij}^{m-1} = \alpha \sum_{k=1}^{n_e} \delta_i^{m-1}(k) y_j^{m-2}(k) \quad (3.16)$$

Pour la couche de sortie, on a :

$$\Delta w_{ij}^m = \alpha \sum_{k=1}^{n_e} (y_j^d(k) - y_j^m(k)) f^m(x_j^m(k)) y_i^{m-1}(k) \quad (3.17)$$

Pour le calcul de  $\delta_i^{m-1}(k)$ , on utilise  $\delta_i^m(k)$ . Puis, de proche en proche, par rétropropagation, on calcul une erreur correspondant à chaque neurone pour une couche donnée.

On peut choisir la vitesse avec laquelle se fait la mise à jour des poids lors de l'apprentissage en agissant sur le coefficient  $\alpha$  qui représente un facteur d'accélération de l'opération d'apprentissage. Le choix d'un facteur d'apprentissage  $\alpha$  variable permet dans certains cas d'accélérer mieux la convergence de l'opération d'apprentissage [ Mes-04].

Afin de réduire les problèmes de la convergence rencontrés lors de l'opération d'apprentissage, on a été contraint de trier l'algorithme d'apprentissage le plus rapide. Cet algorithme est celui de Levenberg-Marquardt, qui est basé sur une méthode quasi-Newton.

### III.5.5 Algorithme d'apprentissage quasi-Newton

La méthode quasi-Newtonienne, est une alternative de la méthode du gradient, elle est basée sur la méthode de Newton qui consiste à calculer les nouveaux poids de la couche  $m$ , en utilisant l'expression suivante [Mes-04] :

$$w_{ij}^m(n+1) = w_{ij}^m(n) - Z^{-1}(n)G(n) \quad (3.18)$$

Où :

$n$ : est le nombre d'itérations,

$Z(n)$  : est la matrice de Hessian, constituée des deuxièmes dérivées de la fonction objective par rapport aux valeurs courantes des poids.

$G(n)$  : est le gradient de la même fonction.

La méthode de Newton converge souvent plus rapidement que la méthode du gradient, mais malheureusement, sa mise en œuvre est complexe [Mek-07]. Il y a une classe d'algorithmes basés sur la méthode de Newton mais qui n'exigent pas le calcul des deuxièmes dérivées. Ceux-ci s'appellent les méthodes quasi-Newtoniennes. Elles mettent à jour une matrice approximative de la matrice de Hessian à chaque itération de l'algorithme, en fonction du gradient.

### VI.5.6 Algorithme d'apprentissage de Levenberg-Marquardt

Comme toute méthode quasi-Newtonienne, l'algorithme d'apprentissage de Levenberg-Marquardt est conçu pour approximer le calcul des deuxièmes dérivées sans devoir calculer la matrice de Hessian, en utilisant l'approximation suivante [Mes-04] :

$$h = J_C^T J_C \quad (3.19)$$

Le gradient est exprimé par :

$$G = J_C^T \varepsilon \quad (3.20)$$

Où  $J_C$  est la matrice Jacobinne, qui contient les premières dérivées de l'erreur par rapport aux poids, et  $\varepsilon$  est le vecteur d'erreurs du réseau de neurones par rapport aux poids. Le Jacobien peut être calculé par rétropropagation (méthode du gradient) qui est moins complexe que le calcul de la matrice Hessienne.



L'algorithme de Levenberg-Marquardt emploie cette approximation de la matrice Hessienne, pour calculer les nouveaux poids du réseau de neurones de la couche  $m$ , en modifiant l'algorithme de Newton comme suit [Ben-03] :

$$w_{ij}^m(n+1) = w_{ij}^m(n) - [h(n) + \mu_u I]^{-1} G(n) \quad (3.21)$$

Ou :

$I$  : est une matrice d'identité,

$\mu_u$  : est un facteur d'apprentissage.

Quand  $\mu_u$  tend vers zéro, on retrouve la méthode de Newton, utilisant l'approximation de la matrice Hessienne, et quand  $\mu_u$  est suffisamment grand, on obtient l'algorithme de la méthode de descente de gradient avec un pas d'essai relativement faible [Ben-03].

Le choix de ce facteur est cependant délicat ; on peut aboutir à des effets inverses, des oscillations ou un ralentissement de la convergence. Les performances apportées par ce terme ne sont pas toujours convaincantes. Le mieux est de choisir un facteur d'apprentissage adaptatif :  $\mu_u$  est augmenté après chaque itération qui provoque une réduction de l'erreur, et diminué seulement quand un pas d'essai augmente l'erreur ce qui fait que l'erreur est réduite à chaque itération de l'algorithme. Cet algorithme de Levenberg-Marquardt paraît être la méthode la plus rapide, quand il est utilisé pour l'apprentissage des réseaux neuronaux de taille modérée de type feedforward comprenant plusieurs centaines de poids [Ben-03].

## III.6 RESEAUX DE NEURONES ARTIFICIEL

### III.6.1 Introduction

Cette partie est basée sur l'utilisation du réseau de neurone dans le *logiciel Matlab*.

Un schéma du *réseau multicouche* est montré dans la figure (III.8). Les neurones dans le réseau peuvent être divisés en trois couches distinctes: la couche d'entrée, la couche de sortie, et les couches cachées. C'est important de noter que dans la réaction des réseaux «*feedforward*», les signaux ne peuvent se multiplier que depuis la couche d'entrée par une ou plusieurs couches cachées.

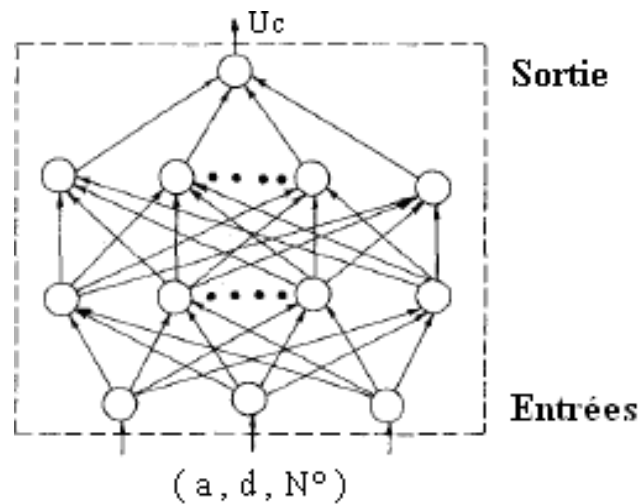


Figure (III.8) : Schéma du réseau multicouche

Les nœuds dans les couches cachées et la couche de sortie, qui effectuent la fonction d'activation, sont seulement appelés **neurones ordinaires**. Les nœuds de la couche d'entrée transmettent les signaux de la source externe à la couche cachée, ne sont pas souvent considérés comme neurones ordinaires [Lip-87].

Le réseau de neurones peut identifier le modèle des vecteurs d'entrée, une fois que les poids de connexion sont ajustés par le biais du processus d'apprentissage. L'algorithme d'apprentissage de **back-propagation**, qui est la généralisation de la règle de correction d'erreur, est la méthode la plus populaire d'apprentissage de l'RNA est utilisé dans ce présent travail.

### III.6.2 L'Algorithme d'apprentissage

Pour chaque neurone de la couche d'entrée, les sorties du neurone sont données par:

$$O_i = \text{net}_i \quad (3.22)$$

Où:

$O_i$  : sortie du neurone  $i$

$\text{net}_i$  : entrée du neurone  $i$

Aussi, pour chaque neurone de la couche de sortie, les entrées du neurone sont données par :

$$\text{net}_k = \sum_{j=1}^{N_j} W_{kj} O_j, \quad k = 1, \dots, N_k \quad (3.23)$$

Avec:

$W_{kj}$ : le poids de connexion entre le neurone  $j$  et le neurone  $k$

$N_j, N_k$  : sont respectivement le nombre de neurones dans une couche cachée et une couche de sortie.

Et les sorties du neurone sont données par :

$$O_k = \frac{1}{1 + e^{[-(net_k + \theta_k) / \theta_0]}} = f_k(net_k, \theta_k, \theta_0) \quad (3.24)$$

Avec :

$\theta_k$  : est le seuil du neurone k,

$\theta_0$  : modifier La forme de la fonction d'activation.

Et la fonction d'activation  $f_k$  est une fonction sigmoïde. Pour les neurones de la couche cachée, les entrées et les sorties sont données respectivement par des relations semblables à celles des équations (3.23) et (3.24).

Les poids de connexion du réseau « feedforward » sont dérivés des modèles d'entrée-sortie dans l'ensemble d'apprentissage par l'application de la règle généralisée [Rum-86]. L'algorithme est basé sur la minimisation de la fonction erreur de chaque modèle (P) par l'utilisation de la méthode de descente la plus raide [Rum-86]. La somme des carrées des erreurs ( $E_p$ ), qui est la fonction erreur pour chaque modèle est donné par:

$$E_P = \frac{1}{2} \sum_{K=1}^{N_K} (t_{pk} - O_{pk})^2 \quad (3.25)$$

avec :

$t_{pk}$  : La sortie cible du neurone de sortie k.

$O_{pk}$  : La sortie calculée du neurone de sortie k.

La mesure globale de l'erreur pour toutes les entrées - sorties du modèle est donnés par:

$$E = \sum_{P=1}^{NP} E_P \quad (3.26)$$

Avec :

NP : est le nombre des entrées-sorties du modèle dans l'ensemble d'apprentissage.

Les poids de connexion entre la couche de sortie et la couche cachée précédente sont mis à jour par la formule suivante :

$$\Delta W_{kj}(p) = \eta_j \delta_{pk} O_{pj} + \alpha_j \Delta W_{kj}(p-1) \quad (3.27)$$

Avec :

$$\delta_{pk} = (t_{pk} - O_{pk}) \bullet O_{pk} (1 - O_{pk}) \quad (3.28)$$

et

$\eta_j, \alpha_j$  sont respectivement le taux d'apprentissage et le coefficient d'erreur « momentum » constant, entre la couche de sortie et la couche cachée précédente.

Les poids de connexion entre la couche d'entrée et la prochaine couche cachée sont mis à jour par l'expression suivante :

$$\Delta W_{ji}(p) = \eta_i \delta_{pj} O_{pi} + \alpha_i \Delta W_{ji}(p-1) \quad (3.29)$$

Avec:

$$\delta_{pj} = O_{pj}(1-O_{pj}) \sum_{k=1}^{N_k} \delta_{pk} W_{kj} \quad (3.30)$$

et

$\eta_i, \alpha_i$  sont respectivement le taux d'apprentissage et le coefficient d'erreur constant, entre la couche d'entrée et la prochaine couche cachée .

Les poids de connexion entre deux couches cachées sont mis à jour de la même manière que pour les poids entre la couche d'entrée et la prochaine couche cachée. Aussi, le seuil de chaque neurone est pris de la même manière que celui d'autres poids. Le seuil d'un neurone est considéré comme un poids de connexion modifiable entre ce neurone et un neurone fictif dans la couche précédente, qui a toujours une sortie qui a pour valeur l'unité.

### III.6.2.1 Algorithme d'apprentissage adaptatif

Un algorithme d'apprentissage adaptatif a été développé, pour adapter le coefficient d'erreur et le taux d'apprentissage dans le processus d'apprentissage, afin d'accélérer la convergence de l'apprentissage par la méthode conventionnelle. Il faut que deux à la fois le taux d'apprentissage et le momentum soient maintenus constants au cours de l'apprentissage. L'adaptation proposée réglant le taux d'apprentissage est:

$$\eta_i(n) = \begin{cases} \eta_i(n-1) e^{(-k/n)} & \text{si } RMSE(n) \leq RMSE(n-1) \\ \eta_i(n-1) & \text{si } RMSE(n) > RMSE(n-1) \end{cases} \quad (3.31)$$

Avec :

$\eta_i(n)$  : Taux d'apprentissage à l'itération (n) entre la couche d'entrée et la prochaine couche cachée

RMSE : La racine de la moyenne des carrée des erreurs dans l'apprentissage, qui est donnée

$$\text{par : } \text{RMSE} = \left( \frac{1}{N_P \bullet N_K} \sum_{P=1}^{N_P} \sum_{K=1}^{N_K} (t_{pk} - O_{pk})^2 \right)^{1/2} \quad k : \text{constant} \quad (3.32)$$

L'idée de base de l'algorithme est la diminution de  $\eta$  lorsque  $\text{RMSE}(n) \leq \text{RMSE}(n-1)$  et de garder  $\eta$  constant lorsque  $\text{RMSE}(n) > \text{RMSE}(n-1)$ .

Similaire au taux d'apprentissage, la règle suggérée d'adaptation du coefficient d'erreur est défini par :

$$\alpha_i(n) = \begin{cases} [1 - (\%R/100)] \alpha_i(n-1) & \text{si } \text{RMSE}(n) > \text{RMSE}(n-1) \\ [1 + (\%R/100)] \alpha_i(n-1) & \text{si } \text{RMSE}(n) \leq \text{RMSE}(n-1) \end{cases} \quad (3.33)$$

Avec

$\%R$  : Le taux du pourcentage de changement de  $\alpha_i$  entre deux itérations successives.

$\alpha_i(n)$  : Le coefficient d'erreur de l'itération (n) entre la couche d'entrée et la prochaine couche cachée.

Le taux d'apprentissage et le coefficient d'erreur des autres couches sont mis à jour de la même manière que pour les  $\eta_i$  et  $\alpha_i$  respectivement à la nième itération pendant l'apprentissage.

La précision des données de test est mesurée par le pourcentage de l'erreur absolue moyenne

$$\text{mae \%} = \frac{\sum \left[ \left| \frac{t_k - o_k}{t_k} \right| \right]}{n} \times 100$$

$t_k$  : Le résultat expérimentale correspondant aux donnée d'entrée du test pour le neurone de sortie k.

$o_k$  : La sortie calculée pour le neurone de sortie k correspond aux données d'entrée du test.

$n$  : Le nombre de données d'entrée du test.

### III.6.3 Préparation des données

La graduation de l'échelle des données d'entrée et de sortie à une influence significative sur les propriétés de la convergence et sur la précision du processus d'apprentissage.

La fonction d'activation sigmoïde donnée par l'équation (3.24), a ça plage de sortie qui doit se situer dans l'intervalle (0, 1). Les données d'entrée et de sortie doivent être normalisées, avant l'initialisation de l'apprentissage du réseau de neurones. Dans cette étude, neuf arrangements différents ont été essayés pour mesurer les variables d'entrée-sortie.

### III.6.3.1 Normalisation des données

#### III.6.3.1.1 Normalisation des données d'entrée

Les données d'entrée sont normalisées de trois manières différentes:

##### ❖ Première méthode :

- Détermination des valeurs maximales du vecteur d'entrée par la formule suivante :

$$net_{i,max} = \max (net_i (p)) \quad (3.34)$$

Avec :  $p = 1, \dots, NP$  et  $i = 1, \dots, N_i$

$NP$  est le nombre de modèles dans l'ensemble d'apprentissage.

- Normalisation des variables d'entrée par les valeurs maximales, on utilisant la formule suivante :

$$net_{i,nor}(p) = net_i(p) / net_{i,max} \quad (3.35)$$

Après la normalisation, la variable d'entrée est dans l'intervalle (0,1).

##### ❖ Deuxième méthode :

- Détermination des valeurs maximales du vecteur d'entrée à l'aide de l'équation (3.34).
- Détermination des valeurs minimales du vecteur d'entrée par la formule suivante :

$$net_{i,min} = \min( net_i (p)) \quad (3.36)$$

- Normalisation des variables d'entrée par les valeurs maximales et minimales, en utilisant la formule suivante :

$$net_{i,nor}(p) = \frac{net_i(p) - net_{i,min}}{net_{i,max} - net_{i,min}} \quad (3.37)$$

Après la normalisation, la variable d'entrée est dans l'intervalle (0,1).

##### ❖ Troisième méthode :

- Normalisation des variables d'entrée par la formule suivante :

$$net_{i,nor}(p) = \frac{net_i(p) - net_{i,av}}{\sigma_i} \quad (3.38)$$

Avec :

$net_{i,av}$  : La valeur moyenne de la  $i^{ème}$  composante du vecteur d'entrée.

$\sigma_i$  : L'écart type de la  $i^{ème}$  composante du vecteur d'entrée.

Après la normalisation, les variables d'entrée sont dans l'intervalle  $(-k_1, k_2)$  où  $k_1$  et  $k_2$  sont des nombres réels positifs. Ensuite, ces nombres peuvent être facilement dans l'intervalle  $(-1,1)$  en divisant ces variables par le plus grand des deux nombres c.-à-d.,  $k_1$  et  $k_2$ .

### III.6.3.1.2 Normalisation des données de sortie

Les données de sorties sont aussi normalisées de trois manières différentes:

#### ❖ Première méthode :

- Détermination des valeurs maximales du vecteur de sortie par la formule suivante :

$$O_{k,max}(p) = \max(O_k(p)) \quad (3.39)$$

- Normalisation des variables de sortie par les valeurs maximales, on utilisant la formule suivante :

$$O_{k,nor}(p) = O_k(p) / O_{k,max} \quad (3.40)$$

Après la normalisation, la variable de sortie est dans l'intervalle  $(0,1)$ .

#### ❖ Deuxième méthode :

- Normalisation des variables de sortie par les valeurs maximales et minimales, en utilisant la formule suivante :

$$O_{k,nor}(p) = \frac{O_k(p) - O_{k,min}}{O_{k,max} - O_{k,min}} \quad (3.41)$$

Avec:

$$O_{k,min} = \min(O_k(p)) \quad (3.42)$$

Après la normalisation, la variable de sortie est dans l'intervalle  $(0,1)$ .

#### ❖ Troisième méthode :

- Normalisation des variables de sortie par la formule suivante :

$$O_{k,nor}(p) = \frac{O_k(p) - O_{k,av}}{\sigma_k} \quad (3.43)$$

Avec

$O_{k,av}$ : La valeur moyenne de la  $k^{ème}$  composante du vecteur de sortie.

$\sigma_k$  : L'écart type de la  $k^{ème}$  composante du vecteur de sortie.

Après la normalisation, la variable de sortie est dans l'intervalle  $(-k_3, k_4)$  où  $k_3$  et  $k_4$  sont des nombres réels positifs. Le plus grand des deux nombres est additionné à  $O_{k,nor}(p)$  dans l'équation (3.41). La composante du vecteur de sortie est dans l'intervalle  $(0, k_5)$ , où  $k_5$  est donné par  $k_5 = k_3 + k_4$ . De plus, l'intervalle de normalisation de la composante du vecteur de sortie est  $(0, 1)$ . Division de ces variables par  $k_5$ .

### III.6.3.2 Arrangements de normalisation

Les différents arrangements de normalisation dans le présent travail, en utilisant les techniques ci-dessus sont les suivants:

❖ **Arrangement 1 :**

Dans ce système de normalisation, les variables d'entrée, sont normalisées en utilisant l'équation (3.35) tandis que les variables de sortie sont normalisées en utilisant l'équation (3.40).

❖ **Arrangement 2 :**

Les variables d'entrée sont normalisées en utilisant l'équation (3.35) et les variables de sortie sont normalisées en utilisant l'équation (3.41).

❖ **Arrangement 3 :**

Les variables d'entrée sont normalisées en utilisant l'équation (3.35) et les variables de sortie sont normalisées en utilisant l'équation (3.42).

❖ **Arrangement 4 :**

Les variables d'entrée sont normalisées en utilisant l'équation (3.37) et les variables de sortie sont normalisées en utilisant l'équation (3.40).

❖ **Arrangement 5 :**

Les variables d'entrée sont normalisées en utilisant l'équation (3.37) et les variables de sortie sont normalisées en utilisant l'équation (3.41).

❖ **Arrangement 6 :**

Les variables d'entrée sont normalisées en utilisant l'équation (3.37) et les variables de sortie sont normalisées en utilisant l'équation (3.43).

❖ **Arrangement 7 :**

Les variables d'entrée sont normalisées en utilisant l'équation (3.38) et les variables de sortie sont normalisées en utilisant l'équation (3.40).

❖ **Arrangement 8 :**

Les variables d'entrée sont normalisées en utilisant l'équation (3.38) et les variables de sortie sont normalisées en utilisant l'équation (3.41).

❖ **Arrangement 9 :**

Les variables d'entrée sont normalisées en utilisant l'équation (3.38) et les variables de sortie sont normalisées en utilisant l'équation (3.43).



### III.6.4 Formulation du problème

En utilisant des courbes expérimentales tirées de la littérature [Don-93] de trois configurations d'électrodes sous tension alternatif de fréquence 60hz pour construire une première base de données pour la simulation et la validation des résultats. Les différents paramètres qui influent sur la tension de claquage et qui sont étudiés dans la première partie de simulation qui est constituée de trois cas sont : Le rayon «a» de la sphère , l'intervalle d'air « d » entre les électrodes tel que  $U_c = f(a,d)$  .

Dans la deuxième partie de simulation qui est constituée d'un cas, on introduit le numéro de la configuration des électrodes « N° » pour avoir  $U_c = f(a,d,N^\circ)$ .

Dans la troisième partie de simulation qui est aussi constituée d'un cas, on introduit la température « T », l'humidité « H » et la pression « P » pour avoir  $U_c = f(a,d,T,H,P)$  .Pour réaliser la troisième partie de simulation il faut construire une deuxième base de données, en considérant la configuration symétrie sphère dans quatre conditions atmosphériques différentes.

### III.7 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement la théorie des réseaux de neurones artificiels feedforward (c'est à dire ne comportant pas de connexions vers des couches précédentes). Il existe des structures de réseaux de neurones beaucoup plus complexes. Pour faire l'apprentissage il faut fixer les paramètres d'apprentissage suivants: le numéro de l'arrangement, le nombre de couches cachées, le nombre de neurones dans la couche cachée, la fonction d'activation, l'algorithme d'apprentissage, le taux d'apprentissage, le coefficient d'erreur et le nombre d'itérations

# CHAPITRE IV

---

*Simulation*

## Simulation

## IV.1 ORGANIGRAMME DE SIMULATION

La campagne de simulation réalisée a consisté en trois phases principales à savoir :

**Phase1** : appelée " **phase apprentissage**".

Au cours de cette dernière, nous introduisons des données expérimentales dues à [Don-93].

Toutefois, il est à noter, que nous avons utilisé 60 % de ces dernières. L'apprentissage est basé dans notre cas sur un seuil d'erreur du  $RMSE \leq e_1$ , lequel, dans le cas contraire nous obligera à refaire cette phase.

**Phase2** : appelée " **phase de test**".

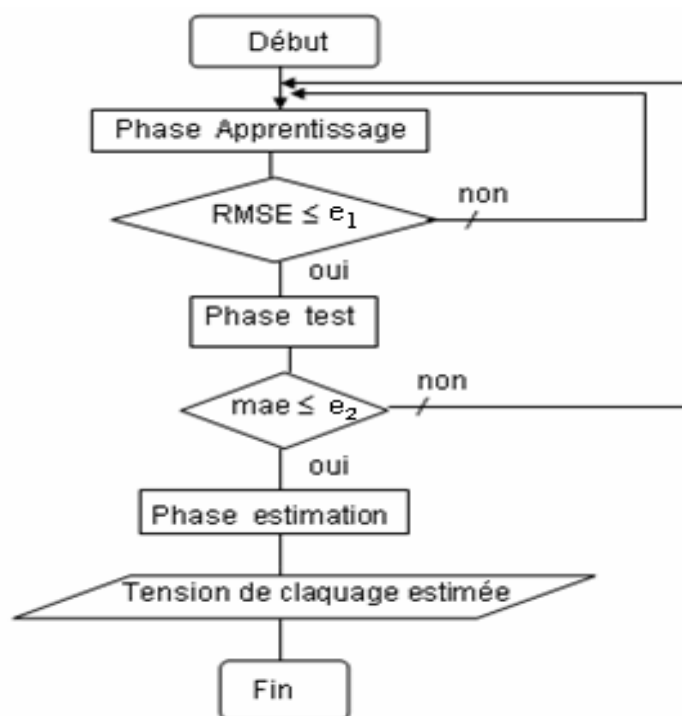
Les données sont également issues de celles de [Don-93]. C'est plus précisément 20 % de ces dernière .Elle est basée sur une valeur du  $mae \leq e_2$  , qui donne une valeur maximale de l'erreur  $\leq 5$  kV de la tension de claquage estimée, dans le cas contraire, cette phase est à refaire.

**Phase3** : appelée " **phase estimation**".

Cette phase utilise les 20 % restantes des données expérimentales de [Don-93].

Cette phase, de loin la plus importante pour nous, nous donnera la tension de claquage estimée, laquelle devra être comparée à la tension de claquage expérimentale.

La figure (IV.1) suivante montre l'organigramme simple :



La figure (IV.1) : Organigramme simple de simulation

## IV.2 PREMIER CAS : ELECTRODES SPHERE-SPHERE -TERRE

## V.2.1 Données des courbes expérimentales

En agrandissant la figure (III.10) [Don-93] **25 fois** pour minimiser l'erreur de lecture, on a relevé les données des courbes expérimentales et dressé les tableaux (IV.2) suivants pour différents diamètres d'électrodes.

❖ Rayon des sphères  $a = 250$  mm

d(mm)	50	75	100	125	150	175	200	225	250	275	300	325	350	375
$U_c$ (kV)	125	195	260	320	370	415	455	495	530	560	590	620	645	670
d (mm)	400	425	450	475	500	525	550	575	600	625	650	675	700	725
$U_c$ (kV)	690	710	730	750	765	780	795	810	820	830	845	855	865	870
d(mm)	750													
$U_c$ (kV)	875													

❖ Rayon des sphères  $a = 125$  mm

d(mm)	25	50	75	100	125	150	175	200	225	250	275	300	325	350
$U_c$ (kV)	75	130	190	235	270	305	330	355	380	400	415	425	435	445
d(mm)	375	400												
$U_c$ (kV)	450	455												

❖ Rayon des sphères  $a = 62.5$  mm

d(mm)	25	75	87.5	100	112.5	125	137.5	150	162.5	175	187.5
$U_c$ (kV)	75	165	180	190	200	210	220	225	230	235	240
d(mm)	200										
$U_c$ (kV)	245										

❖ Rayon des sphères  $a = 31.5$  mm

d(mm)	12.5	25	37.5	50	62.5	75	87.5	100
$U_c$ (kV)	50	75	90	105	115	120	125	130

Tableaux (IV.2) : Données des courbes expérimentales

## ❖ Courbes expérimentales : Figure (IV.2)

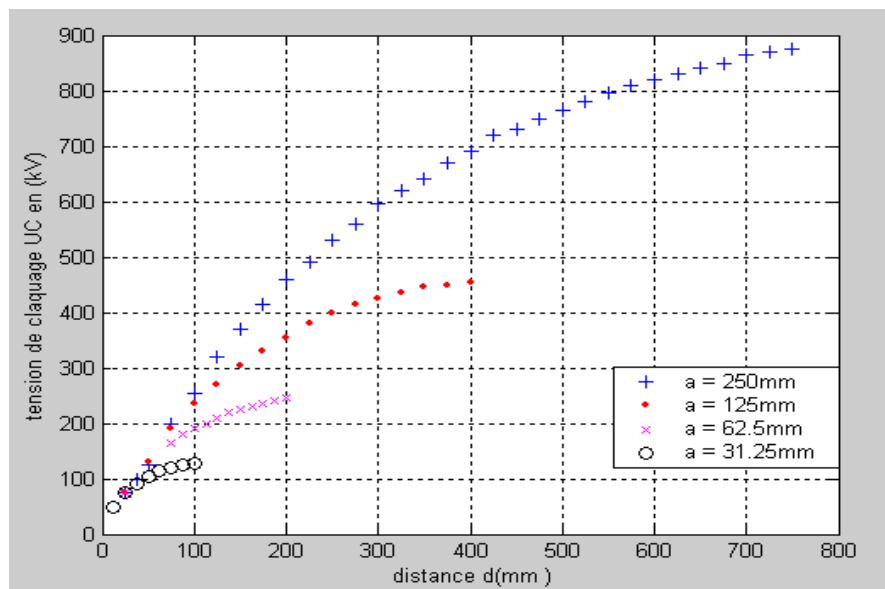


Figure (IV.2) : Courbes expérimentales

#### IV.2.2 Partition des données

La partition des données mesurées pour faire l'apprentissage, le test et l'estimation est la suivante : 60 % pour l'apprentissage, 20 % pour le test et 20 % a estimées.

##### IV.2.2.1 Données pour l'apprentissage : Tableaux (IV.3)

❖ Rayon des sphères  $a = 250$  mm

d(mm)	50	75	100	150	200	225	250	275	325	375	400	425
U <sub>c</sub> (kV)	125	195	260	370	455	495	530	560	620	670	690	710
d (mm)	450	500	525	550	600	625	675	700	725	750		
U <sub>c</sub> (kV)	730	765	780	795	820	830	855	865	870	875		

## ❖ Rayon des sphères a = 125 mm

d(mm)	25	50	75	125	150	200	225	250	300	325	350	375
U <sub>c</sub> (kV)	75	130	190	270	305	355	380	400	415	435	435	450
d(mm)	400											
U <sub>c</sub> (kV)	455											

## ❖ Rayon des sphères a = 62.5 mm

d(mm)	25	75	87.5	100	125	137.5	162.5	175	187.5
U <sub>c</sub> (kV)	75	165	180	190	210	220	230	235	240

## ❖ Rayon des sphères a = 31.5 mm

d(mm)	12.5	25	50	62.5	75	100
U <sub>c</sub> (kV)	50	75	105	115	120	130

Tableaux (IV.3) : Données pour l'apprentissage

## IV.2.2.2 Données pour le test : Tableaux (IV.4)

## ❖ Rayon des sphères a = 250 mm

d (mm)	100	225	350	475	575	675
U <sub>c</sub> (kV)	260	495	645	750	810	855

## ❖ Rayon des sphères a = 125 mm

d (mm)	75	200	325
U <sub>c</sub> (kV)	190	355	435

## ❖ Rayon des sphères a = 62.5 mm

d (mm)	87.5	150
U <sub>c</sub> (kV)	180	225

## ❖ Rayon des sphères a = 31.5 mm

d (mm)	75
U <sub>c</sub> (kV)	120

Tableaux (IV.4) : Données pour le test

## V.2.2.3 Données à estimer : Tableaux (IV.5)

## ❖ Rayon des sphères a = 250 mm

d(mm)	150	275	400	525	625	725
U <sub>c</sub> (kV)	370	560	690	780	830	870

## ❖ Rayon des sphères a = 125 mm

d(mm)	125	250	375
U <sub>c</sub> (kV)	270	400	450

## ❖ Rayon des sphères a = 62.5 mm

d(mm)	112.5	187.5
U <sub>c</sub> (kV)	200	240

## ❖ Rayon des sphères a = 31.5 mm

d(mm)	37.5
U <sub>c</sub> (kV)	90

Tableaux (IV.5) : Données à estimer

### IV.2.3 Choix des paramètres d'apprentissage

Pour commencer il faut fixer les paramètres d'apprentissage temporairement, tel que : le numéro de l'arrangement, le nombre de couches cachées, le nombre de neurones dans la couche cachée, le taux d'apprentissage, le coefficient d'erreur et le nombre d'itérations. On prend :

- L'arrangement numéro 1
- Une couche cachée
- Le nombre de neurone dans la couche cachée 7 puis 12 ensuite 18.
- Le taux d'apprentissage  $\eta = 0.3$
- Le coefficient d'erreur  $\alpha = 0.9$
- Le nombre d'itérations 25, 50, 100, 500, 1000, 1500 3000.

En faisant 22 combinaisons par tâtonnement. On a obtenues les résultats dans le tableau (IV.6) suivant pour la fonction d'activation **logsig**:

N° de l'arrangement	Nombre de neurones	$\eta$	$\alpha$	Nombre d'itérations	RMSE	mae
1	7	0.3	0.9	25	2.8274	0.8785
				.....	.....	.....
				500	1.1934	0.4587
				.....	.....	.....
	1500			0.8083	0.4993	
	12			25	0.8584	0.4512
				.....	.....	.....
				500	0.3479	0.5830
				.....	.....	.....
	3000			0.0575	1.0085	
	20			25	0.5230	0.5448
				.....	.....	.....
				500	0.3830	0.6726
				1000	0.2409	0.9632
				.....	.....	.....
				3000	2.4428 *10 <sup>-4</sup>	2.4241

Tableau (IV.6) : Choix temporaire des paramètres d'apprentissage

#### ❖ Interprétation des résultats

On remarque dans le tableau que :

En augmentant le nombre de neurones ou le nombre d'itérations le **RMSE** diminue, par contre le **mae** converge vers une valeur minimum, ensuite, il diverge.

Pour un même nombre de neurones, le **RMSE** diminue avec l'augmentation du nombre d'itérations, par contre le **mae** converge vers une valeur minimum, ensuite, il diverge.

Lorsque le nombre de neurones augmente, le **mae** converge vers une valeur minimum avec un nombre minimum d'itérations. Pour les trois cas de nombre de neurones, le **mae** converge vers une valeur minimum pour un nombre d'itérations inférieur à 1000.

Le **mae** minimum est obtenu pour un nombre de neurone égal à 12.

On fixe le nombre de neurones à 12 et le nombre d'itérations à 1000.

Il faut chercher un **mae** le minimum possible pour que l'erreur sur la tension de claquage estimée soit inférieur ou égale à 5 kV.

#### IV.2.3.1 Choix du meilleur Arrangement : Avec

- $N_i = 2, N_j = 12, N_k = 1, \eta = 0.3, \alpha = 0.9$ , Fonction d'activation : **logsig**
- $N_i = 2, N_j = 12, N_k = 1, \eta = 0.3, \alpha = 0.9$ , Fonction d'activation : **tansig**

En faisant 9 combinaisons des différents arrangements pour chaque fonction d'activation. On a le tableau (IV.7) suivant :

N° de l'arrangement	Nombre d'itérations	Fonction d'activation : <b>logsig</b>		Fonction d'activation : <b>tansig</b>	
		RMSE	mae	RMSE	mae
1	1000	0.2628	0.8521	0.2958	0.5265
2	1000	0.3163	0.7028	0.2657	0.5717
3	1000	0.3574	0.4921	0.4596	0.4395
4	1000	0.2418	0.9262	0.2410	0.7132
5	1000	0.2379	0.8633	0.2081	0.7195
6	1000	0.1854	0.8395	0.5276	0.4277
7	1000	0.2527	1.1601	0.2558	1.1539
8	1000	0.2515	1.1669	0.2628	1.2343
9	1000	0.2337	2.1135	0.2434	1.2007

Tableau (IV.7) : Choix du meilleur Arrangement

#### ❖ Interprétation des résultats

On remarque dans le tableau que :

Pour la fonction d'activation **logsig**, l'arrangement numéro **3** donne le plus petit **mae** ( $mae = 0.4921$ ).

Pour la fonction d'activation **tansig**, l'arrangement numéro **6** donne le plus petit **mae** ( $mae = 0.4277$ ). Le **mae** pour la fonction d'activation **tansig** est inférieur à celui de la fonction d'activation **logsig**.

On prend l'arrangement 3 pour la fonction d'activation **logsig** et l'arrangement 6 pour la fonction d'activation **tansig**.

#### IV.2.3.2 Choix du nombre de neurones dans la couche cachée : Avec

- Arrangement 3,  $N_i = 2, N_k = 1, \eta = 0.3, \alpha = 0.9$ , Fonction d'activation : **logsig**
- Arrangement 6,  $N_i = 2, N_k = 1, \eta = 0.3, \alpha = 0.9$ , Fonction d'activation : **tansig**

En faisant 23 combinaisons de neurones pour chaque fonction d'activation. On a obtenues le tableau (IV.8) suivant :

Nombre de neurones	Nombre d'itérations	Fonction d'activation : <b>logsig</b>		Fonction d'activation : <b>tansig</b>	
		RMSE	mae	RMSE	mae
2	1000	10.0267	2.2204	25.8879	4.0642
3	1000	5.9918	1.6758	3.7415	0.8791
....	1000	.....	.....	.....	.....
9	1000	1.2216	0.3959	0.6859	0.5034
10	1000	0.9611	0.5036	0.9924	0.4028
....	1000	.....	.....	.....	.....
150	1000	$6.7053 \cdot 10^{-11}$	3.7137	$8.3807 \cdot 10^{-13}$	7.2318

Tableau (IV.8) : Choix du nombre de neurones dans la couche cachée

#### ❖ Interprétation des résultats

Dans le tableau, on remarque que :

Pour la fonction d'activation **logsig**, un nombre de neurones dans la couche cachée égale à 9 donne le plus petit **mae** ( $mae = 0.3959$ ).

Pour la fonction d'activation **tansig**, un nombre de neurones dans la couche cachée égale à 10 donne le plus petit **mae** ( $\text{mae} = 0.4028$ ).

Le **mae** pour la fonction d'activation **logsig** est inférieur à celui de la fonction d'activation **tansig**.

Le choix porte sur 9 neurones pour la fonction **logsig** et 10 neurones pour la fonction **tansig**.

#### IV.2.3.3 Choix de $\alpha$ et de $\eta$ : Avec

- Arrangement 3,  $N_i = 2$ ,  $N_j = 9$ ,  $N_k = 1$ , Fonction d'activation : **logsig**
- Arrangement 6,  $N_i = 2$ ,  $N_j = 10$ ,  $N_k = 1$ , Fonction d'activation : **tansig**

En faisant **14** combinaisons des coefficients  $\eta$  et  $\alpha$  pour chaque fonction d'activation. On a le tableau (IV.9) suivant :

$\eta$	$\alpha$	Nombre d'itérations	Fonction d'activation : <b>logsig</b>		Fonction d'activation : <b>tansig</b>	
			RMSE	mae	RMSE	mae
0.1	0.9	1000	1.2216	0.3959	0.9924	0.4028
0.2		1000	0.5614	0.4898	0.7085	0.4096
0.3		1000	0.5776	0.5034	0.6524	0.4422
0.4		1000	0.8383	0.6020	0.4937	0.4748
0.5		1000	0.2709	0.7539	0.3139	0.4918
0.6		1000	0.3797	0.7690	0.5771	0.5053
0.3	0.2	1000	0.5674	1.2370	0.5400	0.6692
	0.3	1000	0.6087	0.6012	0.5048	0.6038
	0.4	1000	0.5593	0.5698	0.2668	0.5826
	0.5	1000	0.7853	0.5447	0.5450	0.5604
	0.6	1000	0.8462	0.4941	0.3876	0.5596
	0.7	1000	0.5666	0.4300	0.6316	0.5418
	0.8	1000	1.0013	0.4244	0.5584	0.4509
	0.9	1000	1.2216	0.3959	0.9924	0.4028

Tableau (IV.9) : Choix de  $\alpha$  et de  $\eta$

#### ❖ Interprétation des résultats

Dans le tableau, on remarque que :

Pour les deux fonctions d'activation Le taux d'apprentissage  $\eta = 0.3$  et le coefficient d'erreur  $\alpha = 0.9$ .

#### IV.2.3.4 Choix du nombre d'itérations : Avec

- Arrangement 3,  $N_i = 2$ ,  $N_k = 1$ ,  $N_j = 9$ ,  $\eta = 0.3$ ,  $\alpha = 0.9$ , Fonction d'activation : **logsig**
- Arrangement 6,  $N_i = 2$ ,  $N_k = 1$ ,  $N_j = 10$ ,  $\eta = 0.3$ ,  $\alpha = 0.9$ , Fonction d'activation : **tansig**

En faisant **27** combinaisons de nombre d'itérations pour chaque fonction d'activation. On a le tableau (IV.10) suivant :

Nombre d'itérations	Fonction d'activation : <b>logsig</b>		Fonction d'activation : <b>tansig</b>	
	RMSE	mae	RMSE	mae
25	2.4824	0.9656	2.8009	0.6331
.....	.....	.....	.....	.....
1000	1.2216	0.3959	0.9924	0.4028
1125	1.2215	0.3934	0.9654	0.3712
.....	.....	.....	.....	.....
1875	1.2207	0.3862	0.7792	0.4568
.....	.....	.....	.....	.....
10000	1.2202	0.3903	0.6775	0.7362

Tableau (IV.10) : Choix du nombre d'itérations



### ❖ Interprétation des résultats

Pour la fonction d'activation **logsig**, le plus petit **mae** ( $mae = 0.3862$ ) est obtenu pour un nombre d'itération égale à 1875.

Pour la fonction d'activation **tansig**, le plus petit **mae** ( $mae = 0.3712$ ) est obtenu pour un nombre d'itération égale à 1125.

#### IV.2.3.5 Premier modèle de réseau de neurones

##### ❖ Paramètres du premier modèle : Tableau (IV.11)

Fonction d'activation	logsig	tansig
N° de l'arrangement	3	6
Nombre d'entrées	2	2
Nombre de sortie	1	1
Nombre de couches cachées	1	1
Nombre de neurones dans la couche	9	10
Taux d'apprentissage	0.3	0.3
Momentum	0.9	0.9
Nombre d'itérations	1875	1125
Algorithme d'apprentissage	Levenberg-Marquardt	Levenberg-Marquardt

Tableau (IV.10) : Paramètres du premier modèle

##### ❖ Apprentissage et test : Pour un

- **Rmse = 1.2207, mae = 0.3862, Fonction d'activation : logsig**

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes d'apprentissage représentées dans la figure (IV.3) a

Les courbes des valeurs test représentées dans la figure (IV.3) b

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.4)

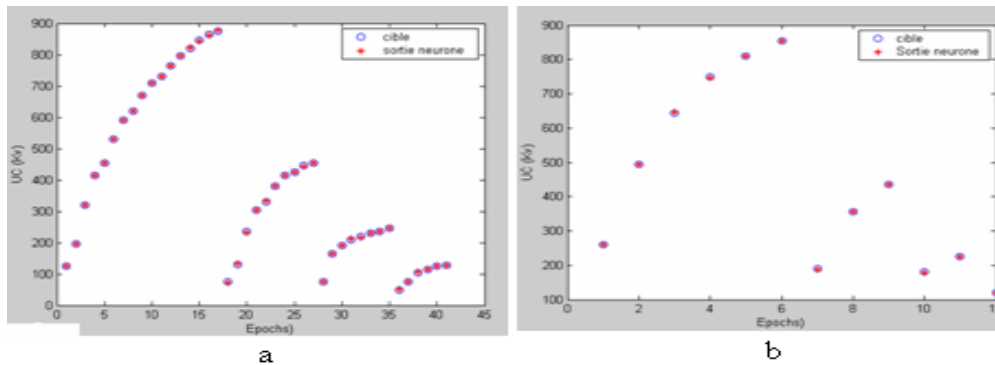


Figure (IV.3) : Courbes d'apprentissage Courbes des valeurs test

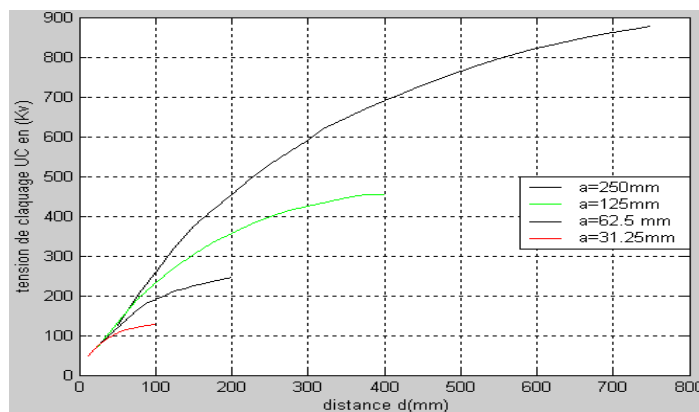


Figure (IV.4) : Courbes de simulation

La comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation dans la figure (IV.5). En faisant un zoom dans la partie entre 40 et 250kV.

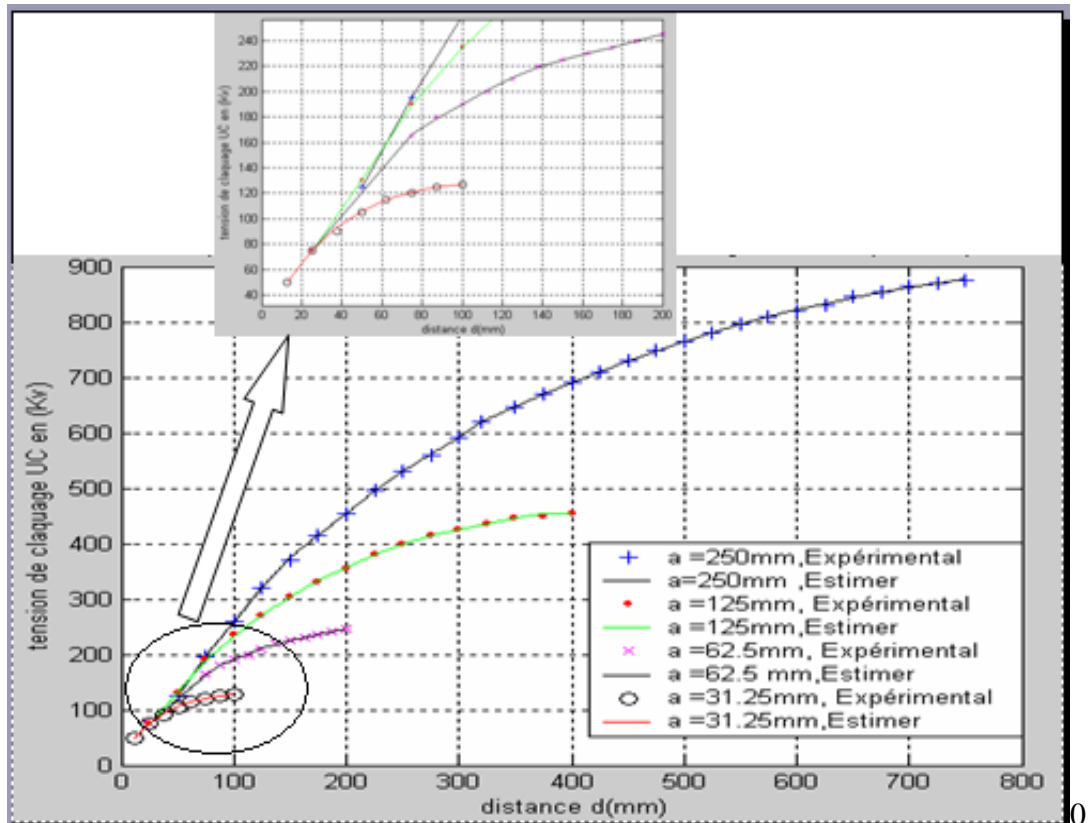


Figure (IV.5) : Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulations

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.11)

Géométrie des électrodes	Rayons des Electrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimée $U_c$ (kV)	Différence (kV)
Sphère - Sphère Terre	250	0.150	370	375	+5
		0.275	560	561	+1
		0.400	690	691	+1
		0.525	780	780	0
		0.625	830	834	+4
	125	0.725	870	870	0
		0.125	270	271	+1
		0.250	400	400	0
	62.5	0.375	450	453	+3
		0.1125	200	202	+2
	31.25	0.1875	240	241	+1
		0.0375	90	93	+3

Tableau (IV.11) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées

- Pour un  $Rmse = 0.9654$ ,  $mae = 0.3712$ , Fonction d'activation : tansig

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes d'apprentissage représentées dans la figure (IV.6) a

Les courbes des valeurs test représentées dans la figure (IV.6) b

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.7)

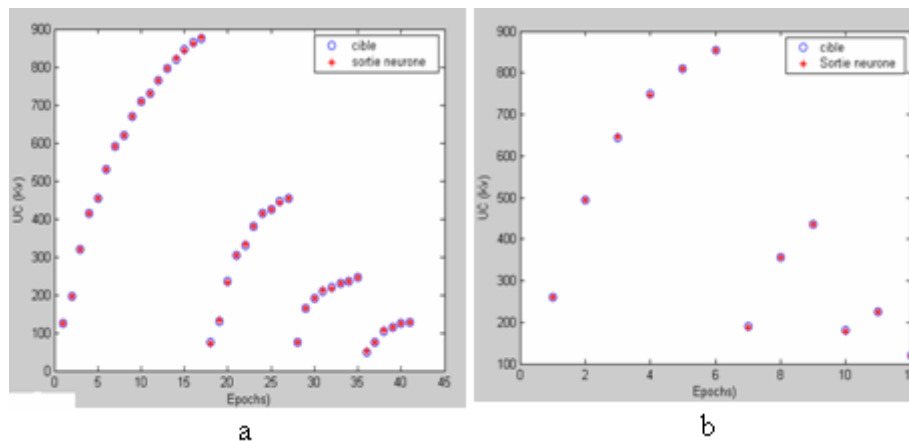


Figure (IV.6) : Courbes d'apprentissage Courbes des valeurs test

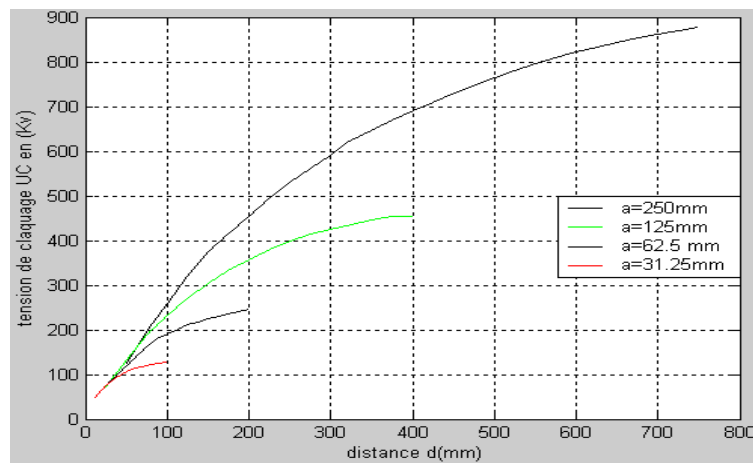


Figure (IV.7) : Courbes de simulation

La comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation dans la figure (IV.8). En faisant un zoom dans la partie entre 80 et 220 kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.12)

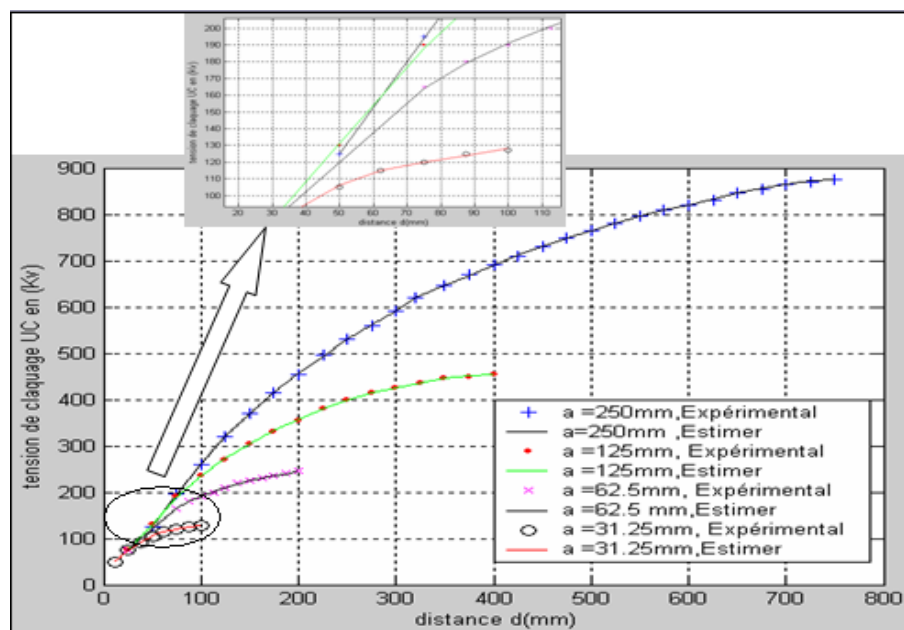


Figure (IV.8) : Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.12)

Géométrie des électrodes	Rayons des électrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimé $U_c$ (kV)	différence (kV)
Sphère - Sphère Terre	250	0.150	370	370	0
		0.275	560	562	+2
		0.400	690	690	0
		0.525	780	781	+1
		0.625	830	833	+3
		0.725	870	872	+2
	125	0.125	270	272	+2
		0.250	400	398	-2
		0.375	450	452	+2
	62.5	0.1125	200	201	+1
		0.1875	240	239	-1
	31.25	0.0375	90	92	+2

Tableau (IV.12) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées

#### IV.2.4 Choix du nombre de couches cachées

Cela concerne deux et trois couches cachées.

##### IV.2.4.1 deux couches cachées :

On garde les mêmes paramètres d'apprentissage que pour une couche cachée, sauf que leurs nombres de neurones changent, d'où :

- Arrangement 3,  $N_i = 2$ ,  $N_k = 1$ ,  $\eta = 0.3$ ,  $\alpha = 0.9$ , Fonction d'activation : **logsig**
- Arrangement 6,  $N_i = 2$ ,  $N_k = 1$ ,  $\alpha = 0.3$ ,  $\eta = 0.9$ , Fonction d'activation : **tansig**

En faisant 141 combinaisons de neurones dans les deux couches cachées pour chaque fonction d'activation. En commençant par la combinaison (2,2) jusqu' à la combinaison (16,8) .On a le tableau (IV.13) suivant :

Nombre de neurones dans la 1 <sup>ère</sup> couche Cachée	Nombre de neurones dans la 2 <sup>ème</sup> couche cachée	Nombre D'itérations	Fonction d'activation : <b>logsig</b>		Fonction d'activation : <b>tansig</b>	
			RMSE	mae	RMSE	mae
2	2	2000	6.0813	1.2267	6.9370	1.2688
.....	.....	2000	.....	.....	.....	.....
3	2	2000	1.4150	0.2943	1.4140	0.2964
.....	.....	2000	.....	.....	.....	.....
5	3	2000	0.7508	0.4501	0.7133	0.4218
.....	.....	2000	.....	.....	.....	.....
6	10	2000	3.1587 $\times 10^{-11}$	0.7551	3.1196 $\times 10^{-10}$	0.3061
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
16	8	2000	2.8206 $\times 10^{-13}$	0.6963	1.3047 $\times 10^{-13}$	0.5963

Tableau (IV.13) : Choix du nombre de neurones dans chaque couche

#### ❖ Interprétation des résultats

Pour la fonction d'activation **logsig** : La valeur minimum du **mae** est obtenue par les combinaisons 3-2 et 5-3. Pour la combinaison 3-2 l'erreur maximale de la valeur estimée de la

tension de claquage est de 4kV. Pour la combinaison 5-3 l'erreur maximale de la valeur estimée de la tension de claquage est de 3kV.

Le choix porte sur la combinaison 5-3.

En recherchant de nouveau le nombre minimum d'itérations pour la combinaison 5-3, on a obtenu 510 itérations avec un  $RMSE = 0.8391$  et  $mae = 0.3435$ .

Pour la fonction d'activation **tansig** :

La valeur minimum du  $mae$  est obtenue par les combinaisons 3-2 et 6-10.

Pour la combinaison 3-2 l'erreur maximale de la valeur estimée de la tension de claquage est de 4kV. Pour la combinaison 6-10 l'erreur maximale de la valeur estimée de la tension de claquage est de 9kV.

Le choix porte sur la combinaison 3-2.

En recherchant de nouveau le nombre minimum d'itérations pour la combinaison 3-2. On a obtenu 1600 itérations avec un  $RMSE = 1.4219$  et  $mae = 0.2870$ .

#### IV.2.4.2 Deuxième modèle de réseau de neurones

❖ Paramètres du deuxième modèle : Tableau (IV.14)

Fonction d'activation	logsig	tansig
N° de l'arrangement	3	6
Nombre d'entrées	2	2
Nombre de sortie	1	1
Nombre de couches cachées	2	2
Nombre de neurones dans la 1 <sup>er</sup> couche	5	3
Nombre de neurones dans la 2 <sup>ème</sup> couche	3	2
Taux d'apprentissage	0.3	0.3
Momentum	0.9	0.9
Nombre d'itérations	510	1600
Algorithme d'apprentissage	Levenberg-Marquardt	Levenberg-Marquardt

Tableau (IV.14) : Paramètres du deuxième modèle

❖ Apprentissage et test : Pour un :

▪  $RMSE = 0.8391$ ,  $mae = 0.3435$ , fonction d'activation **logsig**

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes d'apprentissage représentées dans la figure (IV.9) a

Les courbes des valeurs test représentées dans la figure (IV.9) b

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.10)

La Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation dans la figure (IV.11). En faisant un zoom dans la partie entre 80 et 220kV.

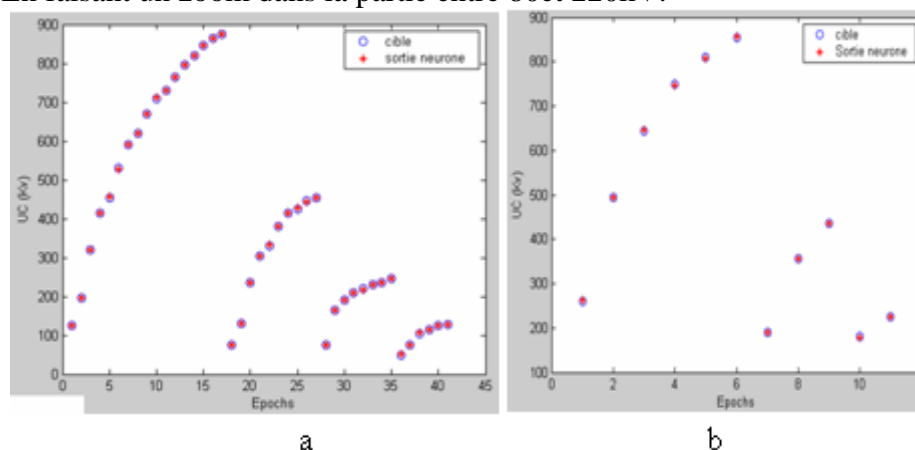


Figure (IV.9) : Courbes d'apprentissage Courbes des valeurs test

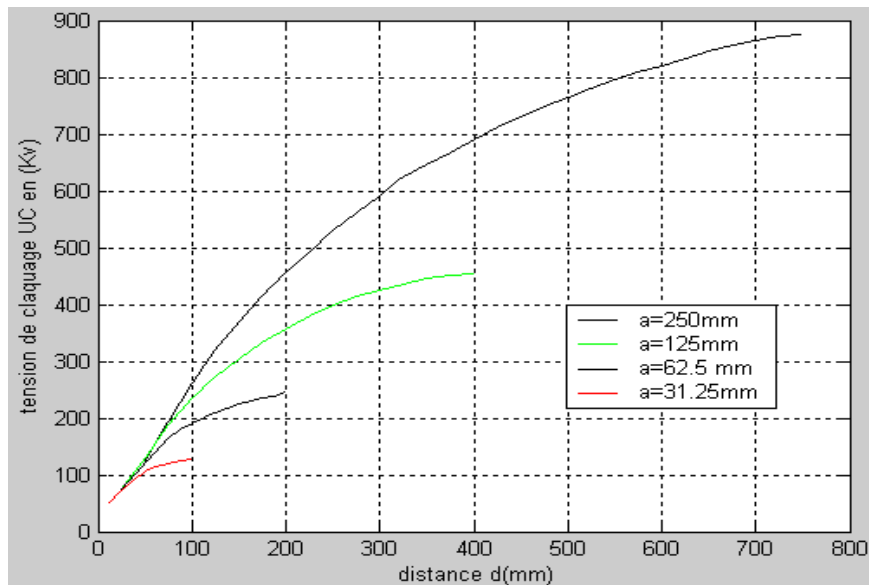


Figure (IV.10) : Courbes de simulation

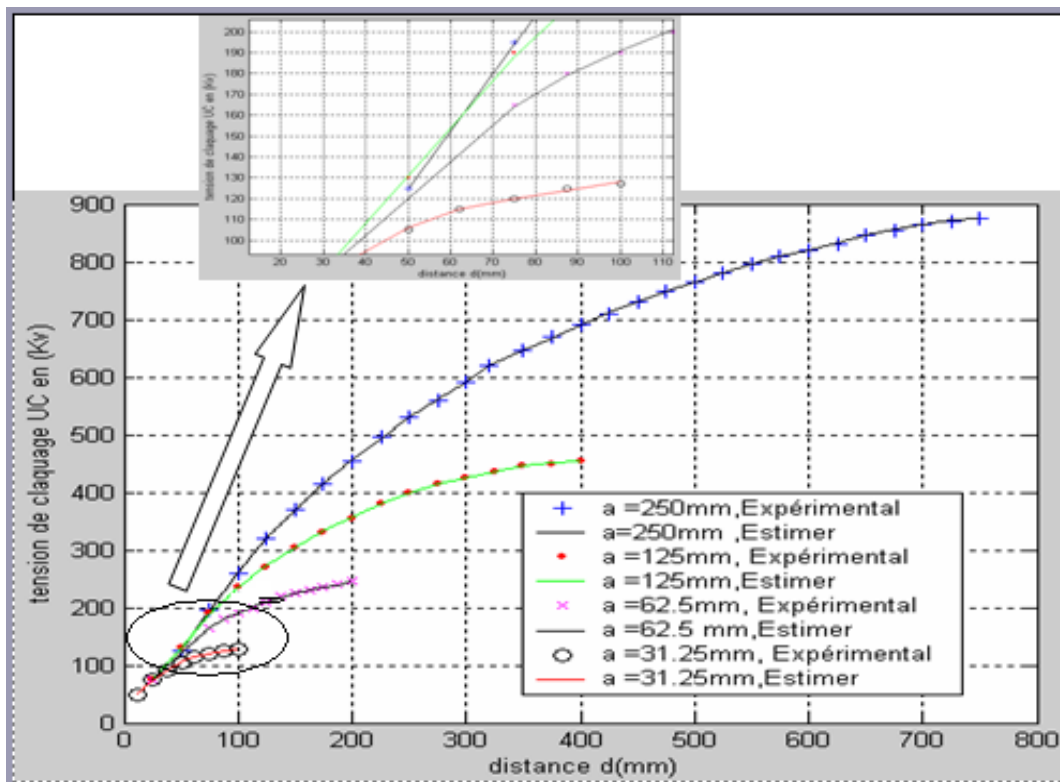


Figure (IV.11) : Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation

- $Rmse = 1.4219$ ,  $mae = 0.2870$ , fonction d'activation *tansig* :

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes d'apprentissage représentées dans la figure (IV.12) a

Les courbes des valeurs test représentées dans la figure (IV.12) b

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.13)

La Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation dans la figure (IV.14). En faisant un zoom dans la partie entre 50 et 270kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.15)

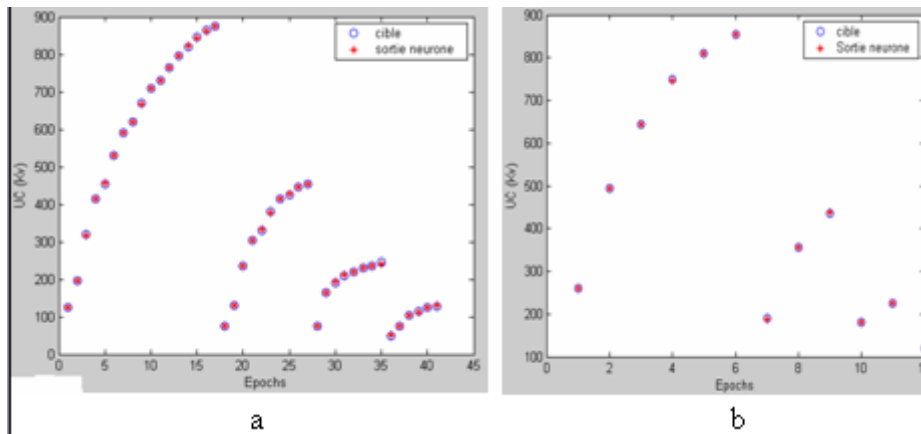


Figure (IV.12) : Courbes d'apprentissage Courbes des valeurs test

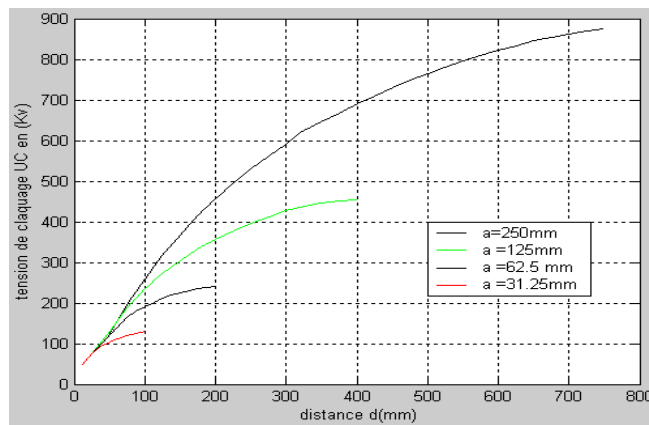


Figure (IV.13) : Courbes de simulation

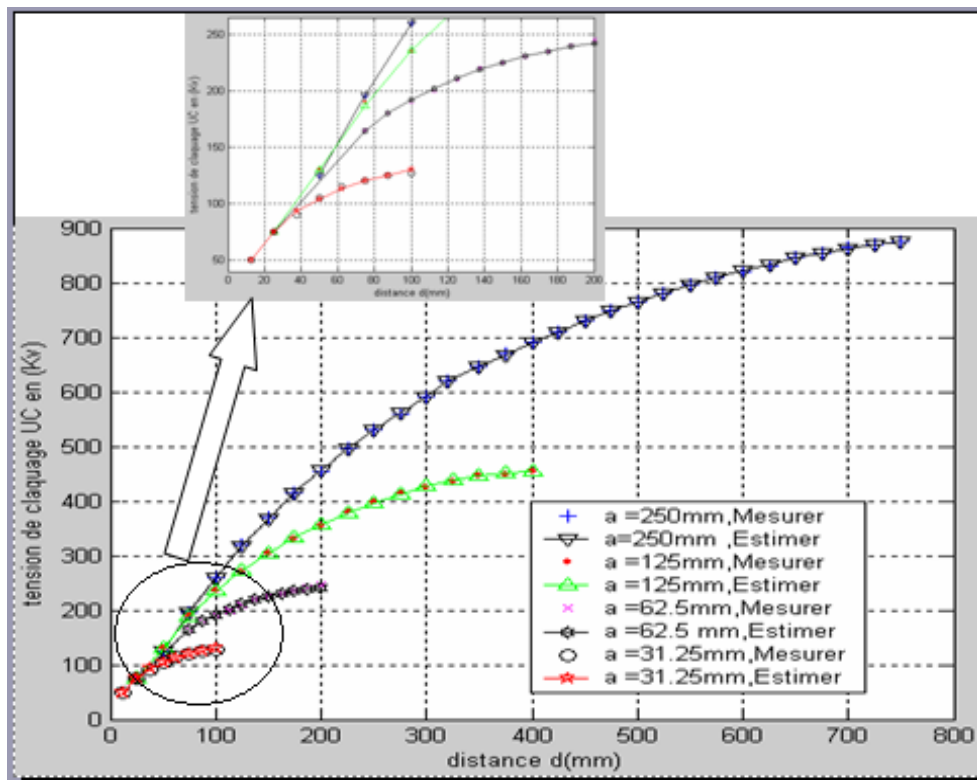


Figure (IV.14) : Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation

Géométrie des électrodes	Rayons des Electrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimée $U_c$ (kV)	Différence (kV)
Sphère - Sphère Terre	250	0.150	370	368	-2
		0.275	560	562	+2
		0.400	690	690	0
		0.525	780	780	0
		0.625	830	834	+4
		0.725	870	870	0
	125	0.125	270	273	+3
		0.250	400	397	-3
		0.375	450	452	+2
	62.5	0.1125	200	202	+2
		0.1875	240	239	-1
	31.25	0.0375	90	93	+3

Tableau (IV.15) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées

#### IV.2.4.3 Trois couches cachées : Avec

- Arrangement 3,  $N_i = 2$ ,  $N_k = 1$ ,  $\eta = 0.3$ ,  $\alpha = 0.9$ , Fonction d'activation : logsig
- Arrangement 1,  $N_i = 2$ ,  $N_k = 1$ ,  $\alpha = 0.3$ ,  $\eta = 0.9$ , Fonction d'activation : tansig

En faisant **1458** combinaisons de neurones dans les trois couches cachées pour chaque fonction d'activation. En commençant par la combinaison (2, 2, 2) jusqu' à la combinaison (10, 10, 10). On a le tableau (IV.16) suivant :

Nombre de neurones dans la 1 <sup>ère</sup> couche Cachée	Nombre de neurones dans la 2 <sup>ème</sup> couche Cachée	Nombre de neurones dans la 3 <sup>ème</sup> couche Cachée	Nombre D'itérations	Fonction d'activation : <b>logsig</b>		Fonction d'activation : <b>tansig</b>	
				RMSE	mae	RMSE	mae
2	2	2	2000	3.8857	1.1661	257.084	65.849
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
3	3	10	2000	0.4745	0.3437	0.5462	1.1259
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
4	2	2	2000	0.9934	0.3546	1.0180	0.6153
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
4	3	6	2000	0.3746	0.3525	0.4900	0.4838
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
4	10	7	2000	6.4443 *10 <sup>-11</sup>	0.7150	3.4106 *10 <sup>-13</sup>	0.3524
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
5	2	10	2000	0.6939	1.4961	0.3642	0.3454
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
8	5	10	2000	1.5628 *10 <sup>-10</sup>	1.3968	5.9003 *10 <sup>-13</sup>	0.3379
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
10	10	10	2000	2.7510 *10 <sup>-10</sup>	0.7451	1.4347 *10 <sup>-11</sup>	0.7023

Tableau (IV.16) : Choix des nombres de neurones dans chaque couche

#### ❖ Interprétation des résultats

Pour la fonction d'activation tansig la valeur minimum de mae est obtenue des combinaisons 4-10-7, 5-2-10 et 8-5-10.



Pour les deux combinaisons 4-10-7 et 5-2-10 l'erreur maximale de la valeur estimée de la tension de claquage est de 3kV.

Pour la combinaison 8-5-10 l'erreur maximale de la valeur estimée de la tension de claquage est de 10kV.

Le choix porte sur la combinaison 4-10-7 car l'erreur maximale est au milieu de l'intervalle.

En recherchant de nouveau le nombre minimum d'itérations pour la combinaison 4-10-7 on a obtenu 623 itérations avec un  $RMSE = 3.4106 \times 10^{-13}$  et  $mae = 0.3524$ .

#### IV.2.4.4 Troisième modèle de réseau de neurone

❖ Paramètres du troisième modèle : Tableau (IV.17)

Fonction d'activation	logsig	tansig
N° de l'arrangement	3	1
Nombre d'entrées	2	2
Nombre de sortie	1	1
Nombre de couches cachées	3	3
Nombre de neurones dans la 1 <sup>er</sup> couche	3	4
Nombre de neurones dans la 2 <sup>eme</sup> couche	3	10
Nombre de neurones dans la 3 <sup>eme</sup> couche	10	7
Taux d'apprentissage	0.1	0.9
Momentum	0.9	0.3
Nombre d'itérations	2500	623
Algorithme d'apprentissage	Levenberg-Marquardt	Levenberg-Marquardt

Tableau (IV.17) : Paramètres du troisième modèle

**Apprentissage et test :** Pour un

- $Rmse = 3.4106 \times 10^{-13}$ ,  $mae = 0.3524$ , Fonction d'activation : tansig

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes d'apprentissage représentées dans la figure (IV.15) a

Les courbes des valeurs test représentées dans la figure (IV.15) b

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.16).

La Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation dans la figure (IV.17). On faisant un zoom dans la partie entre 80 et 200kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.18)

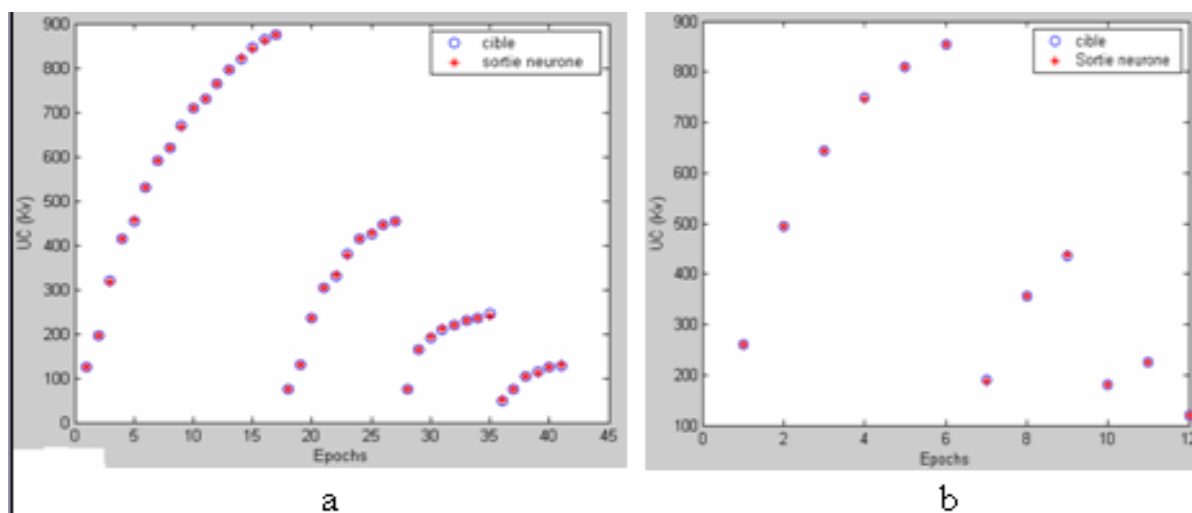


Figure (IV.15) : Courbes d'apprentissage

Courbes des valeurs test

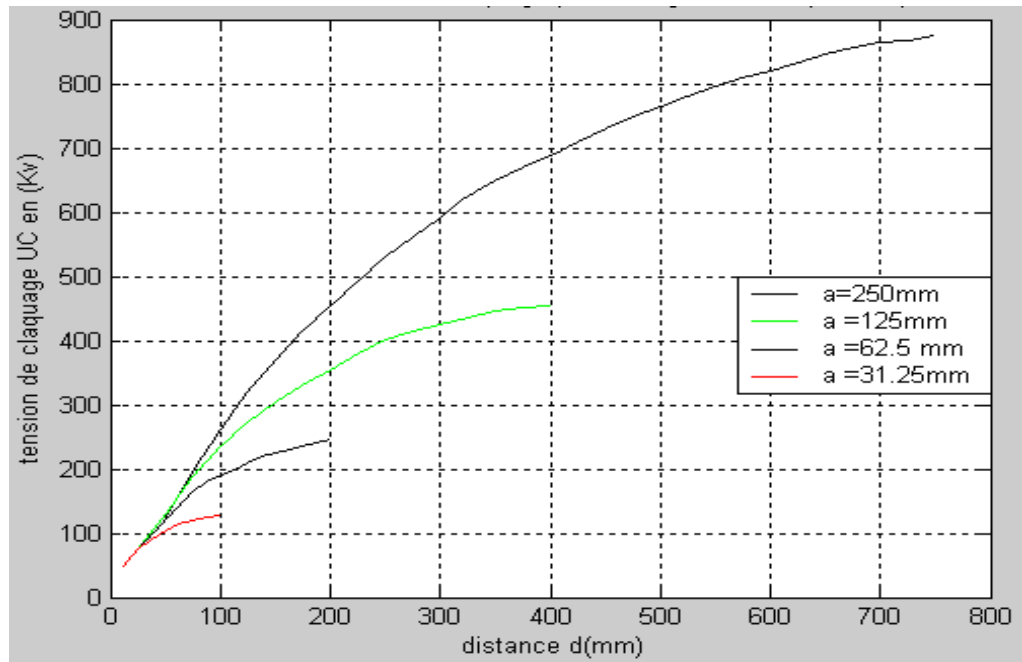


Figure (IV.16) : Courbes de simulation

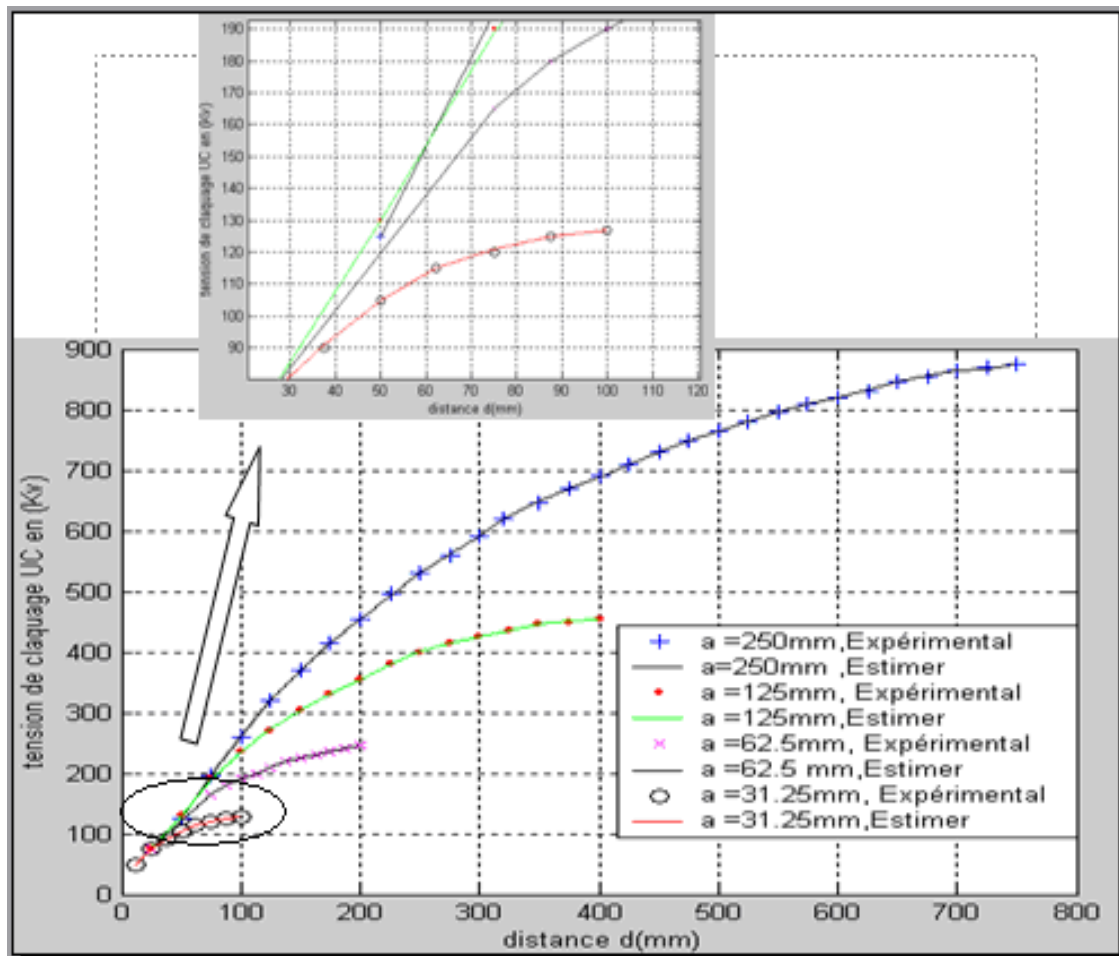


Figure (IV.17) : Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation

Géométrie des électrodes	Rayons des électrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimée $U_c$ (kV)	Différence (kV)
Sphère - Sphère Terre	250	0.150	370	371	+1
		0.275	560	561	+1
		0.400	690	689	-1
		0.525	780	781	+1
		0.625	830	832	+2
		0.725	870	868	-2
	125	0.125	270	273	+3
		0.250	400	401	+1
		0.375	450	452	+2
	62.5	0.1125	200	199	-1
		0.1875	240	240	0
	31.25	0.0375	90	91	+1

Tableau (IV.18) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées

## IV.3 DEUXIEME CAS:

## ELECTRODES SPHERE-PLAN

## IV3.1 Données des courbes expérimentales

En agrandissant la figure (III.9)[ Don-93] **25 fois** pour minimiser l'erreur de lecture, on a relevé les données des courbes expérimentales et dressé les tableaux (IV.19) suivants pour différents diamètres d'électrodes.

❖ *Rayon des sphères  $a = 250$  mm*

d(m)	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
$U_c$ (kV)	235	380	480	540	595	630	660	680	695	715	730	745	760	775	780
d(m)	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7	2.8	2.9	3.0
$U_c$ (kV)	795	805	820	830	855	880	915	935	960	980	1010	1035	1060	1080	1110

❖ *Rayon des sphères  $a = 125$  mm*

d(m)	0.1	0.15	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95	1.0	1.05	1.1
$U_c$ (kV)	200	250	280	325	360	380	400	415	430	455	470	485	505	525
d(m)	1.15	1.2	1.25	1.30	1.35	1.40	1.45	1.50						
$U_c$ (kV)	545	560	580	600	620	635	650	670						

❖ *Rayon des sphères  $a = 62.5$  mm*

d(m)	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.60	0.70	0.80	0.90
$U_c$ (kV)	125	175	190	205	215	220	225	230	235	245	300	345	380	425
d(m)	1.0													
$U_c$ (kV)	475													

Tableau (IV.19) : Données des courbes expérimentales

❖ *Courbes expérimentales* : Figure (IV.18)

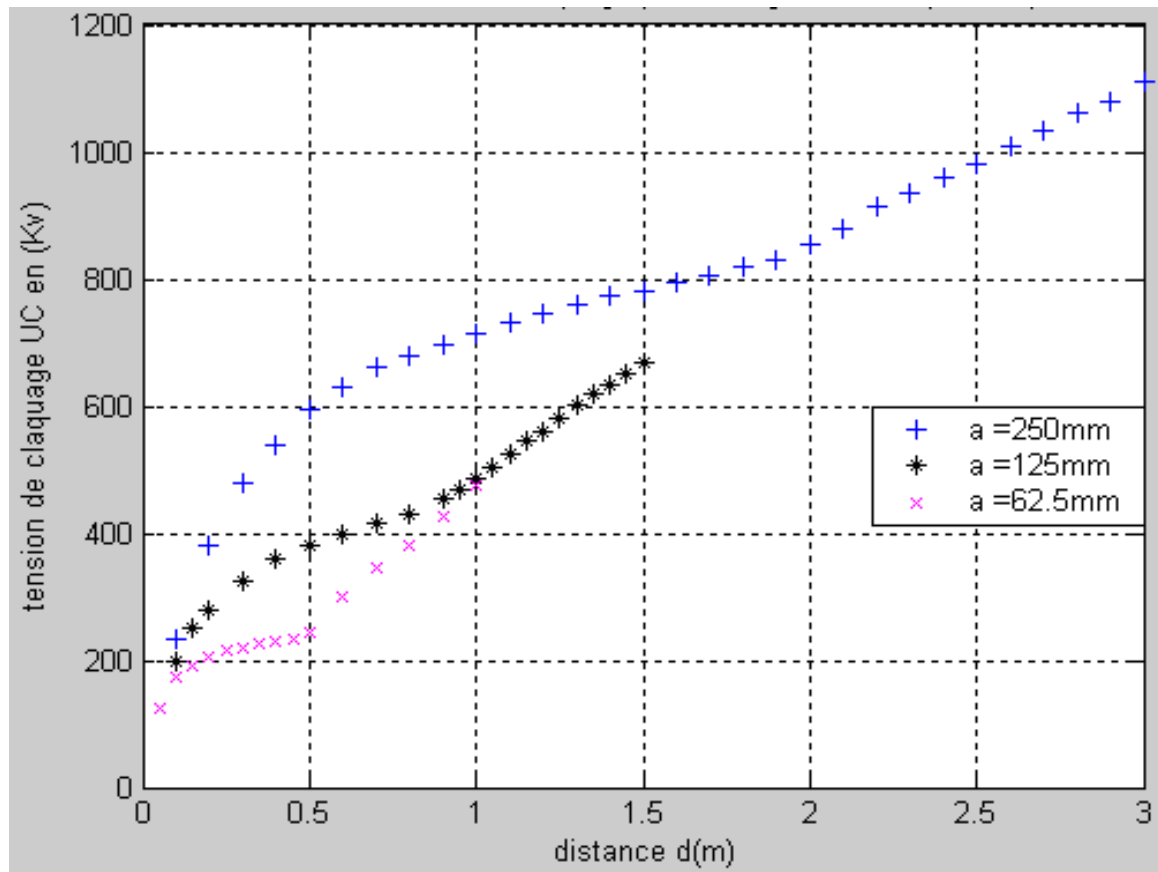


Figure (IV.18) : Courbes expérimentales

### IV.3.3 Partition des données

La partition des données mesurées pour faire l'apprentissage, le test et l'estimation est la suivante : 60 % pour l'apprentissage, 20 % pour le test et 20 % a estimées.

#### IV.3.3.1 Données pour l'apprentissage : Tableaux (IV.20)

##### ❖ Rayon des sphères $a = 250$ mm

d(m)	0.1	0.3	0.5	0.6	0.8	1.0	1.1	1.3	1.5	1.6	1.8	2.0	2.1	2.3	2.5
$U_c$ (kV)	235	480	595	630	680	715	730	760	780	795	820	855	880	935	980
d(m)	2.6	2.8	3.0												
$U_c$ (kV)	1010	1060	1110												

##### ❖ Rayon des sphères $a = 125$ mm

d(m)	0.1	0.15	0.3	0.5	0.6	0.8	0.95	1.0	1.1	1.2	1.25	1.35	1.40	1.50
$U_c$ (kV)	200	250	325	380	400	430	470	485	525	560	580	620	635	670

##### ❖ Rayon des sphères $a = 62.5$ mm

d(m)	0.05	0.10	0.20	0.30	0.40	0.50	0.70	0.80	1.0
$U_c$ (kV)	125	175	205	220	230	245	345	380	475

Tableaux (IV.20) : Données pour l'apprentissage

#### V.3.3.2 Données pour le test : Tableaux (IV.21)

##### ❖ Rayon des sphères $a = 250$ mm

d(m)	0.2	0.7	1.2	1.7	2.2	2.7
$U_c$ (kV)	380	655	745	805	915	1035

❖ Rayon des sphères  $a = 125 \text{ mm}$ 

d(m)	0.2	0.7	1.05	1.3
$U_c(\text{kV})$	280	415	510	600

❖ Rayon des sphères  $a = 62.5 \text{ mm}$ 

d(m)	0.15	0.35	0.6
$U_c(\text{kV})$	195	225	305

Tableaux (IV.21) : Données pour le test

IV.3.3.3 Données  $a$  estimé : Tableaux (IV.22)❖ Rayon des sphères  $a = 250 \text{ mm}$ 

d(m)	0.4	0.9	1.4	1.9	2.4	2.9
$U_c(\text{kV})$	545	700	775	835	955	1080

❖ Rayon des sphères  $a = 125 \text{ mm}$ 

d(m)	0.4	0.9	1.15	1.45
$U_c(\text{kV})$	355	450	540	650

❖ Rayon des sphères  $a = 62.5 \text{ mm}$ 

d(m)	0.25	0.45	0.9
$U_c(\text{kV})$	210	235	430

Tableaux (IV.22) : Données à estimer

## IV.3.4 Une couche cachée

## IV.3.4.1 Premier modèle de réseau de neurones

## ❖ Paramètres du premier modèle : Tableau (IV.23)

Fonction d'activation	logsig	tansig
N° de l'arrangement	2	2
Nombre d'entrées	2	2
Nombre de sortie	1	1
Nombre de couches cachées	1	1
Nombre de neurones dans la couche	12	21
Taux d'apprentissage	0.1	0.1
Momentum	0.9	0.9
Nombre d'itérations	27	21
Algorithme d'apprentissage	Levenberg-Marquardt	Levenberg-Marquardt

Tableau (IV.23) : Paramètres du premier modèle

## ❖ Apprentissage et test : Pour un

- **RMSE = 2.5999, mae = 0.6276, Fonction d'activation : logsig**

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.19)

La comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation dans la figure (IV.20). En faisant un zoom dans la partie entre 220 et 520kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.24)

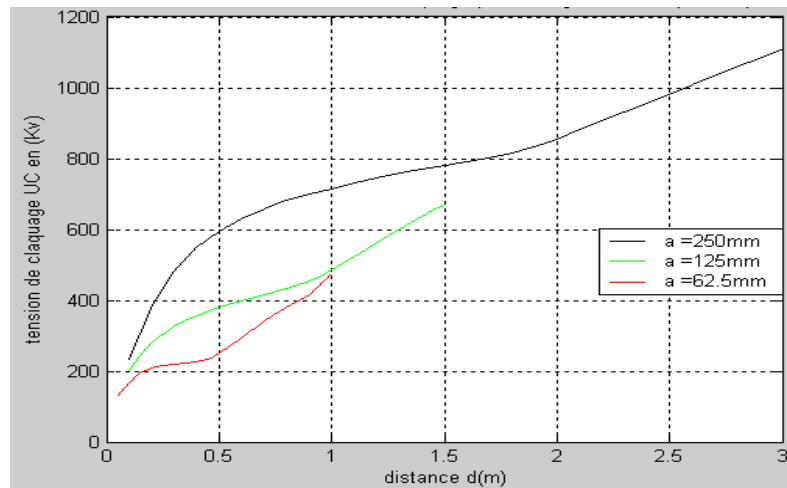


Figure (IV.19) : Courbes de simulation

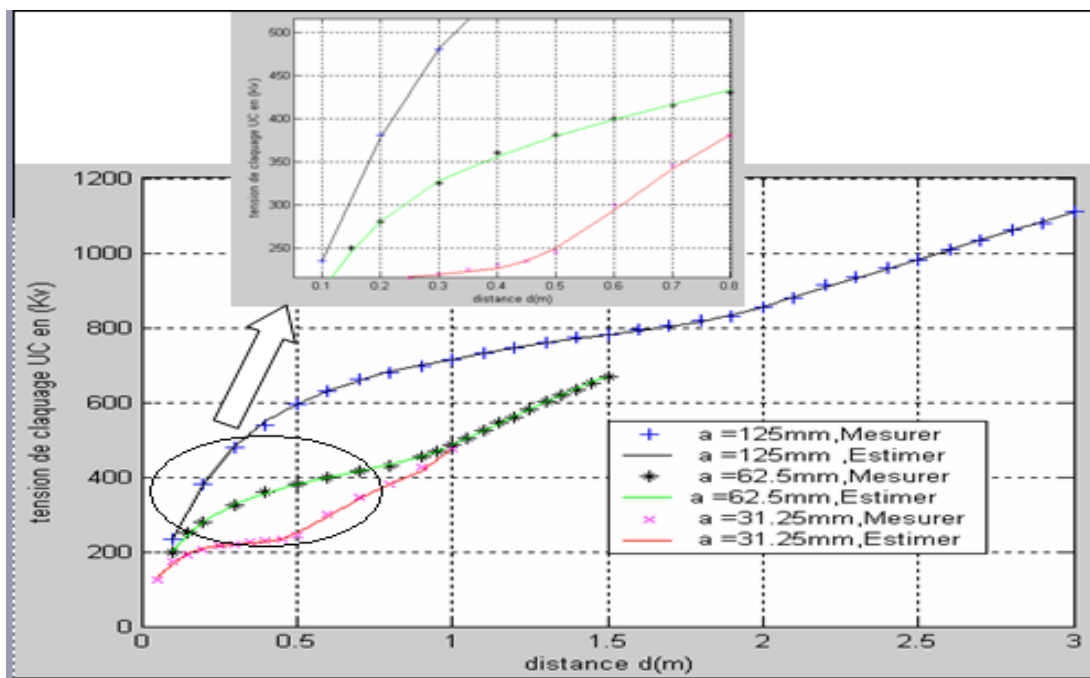


Figure (IV.20) : Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation

Géométrie des électrodes	Rayons des électrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimé $U_c$ (kV)	Différence (kV)
Sphère - plan	250	0.400	545	550	+5
		0.900	700	699	-1
		1.400	775	771	-4
		1.900	835	834	-1
		2.400	955	957	+2
		2.900	1080	1085	+5
	125	0.400	355	358	+3
		0.900	450	456	+6
		1.150	540	542	+2
		1.450	650	652	+2
	62.5	0.250	210	218	+8
		0.450	235	234	-1
		0.900	430	421	-9

Tableau (IV.24) : Comparaison des valeurs Expérimentales et estimées

**IV.3.5 Trois couches cachées :****IV.3.5.3 Deuxième modèle de réseau de neurone**

❖ Paramètres du deuxième modèle : Tableau (IV.25)

Fonction d'activation	logsig	tansig
N° de l'arrangement	2	2
Nombre d'entrées	2	2
Nombre de sortie	1	1
Nombre de couches cachées	3	3
Nombre de neurones dans la 1 <sup>er</sup> couche	5	5
Nombre de neurones dans la 2 <sup>eme</sup> couche	4	7
Nombre de neurones dans la 3 <sup>eme</sup> couche	11	11
Taux d'apprentissage	0.3	0.3
Momentum	0.9	0.9
Nombre d'itérations	1500	1475
Algorithme d'apprentissage	Levenberg-Marquardt	Levenberg-Marquardt

Tableau (IV.25) : Paramètres du deuxième modèle

❖ Apprentissage et test : Pour un

- **Rmse=0.5655, mae = 0.5430, Fonction d'activation : tansig**

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.21)

La Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation dans la figure (IV.22). En faisant un zoom dans la partie entre 80 et 200kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.26)

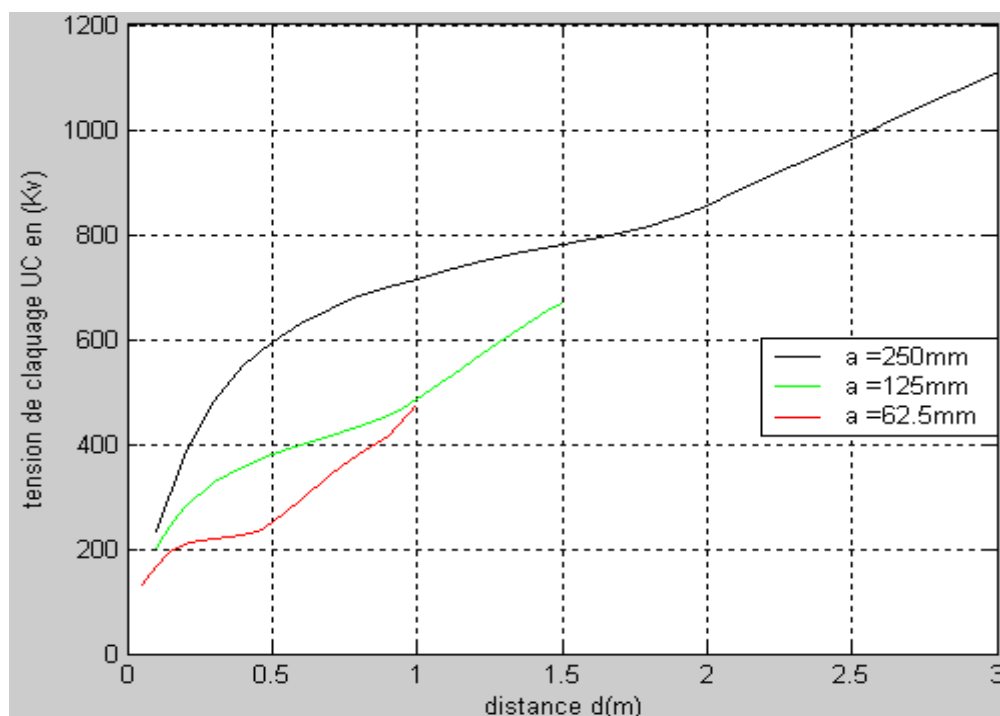


Figure (IV.21): Courbes de simulation

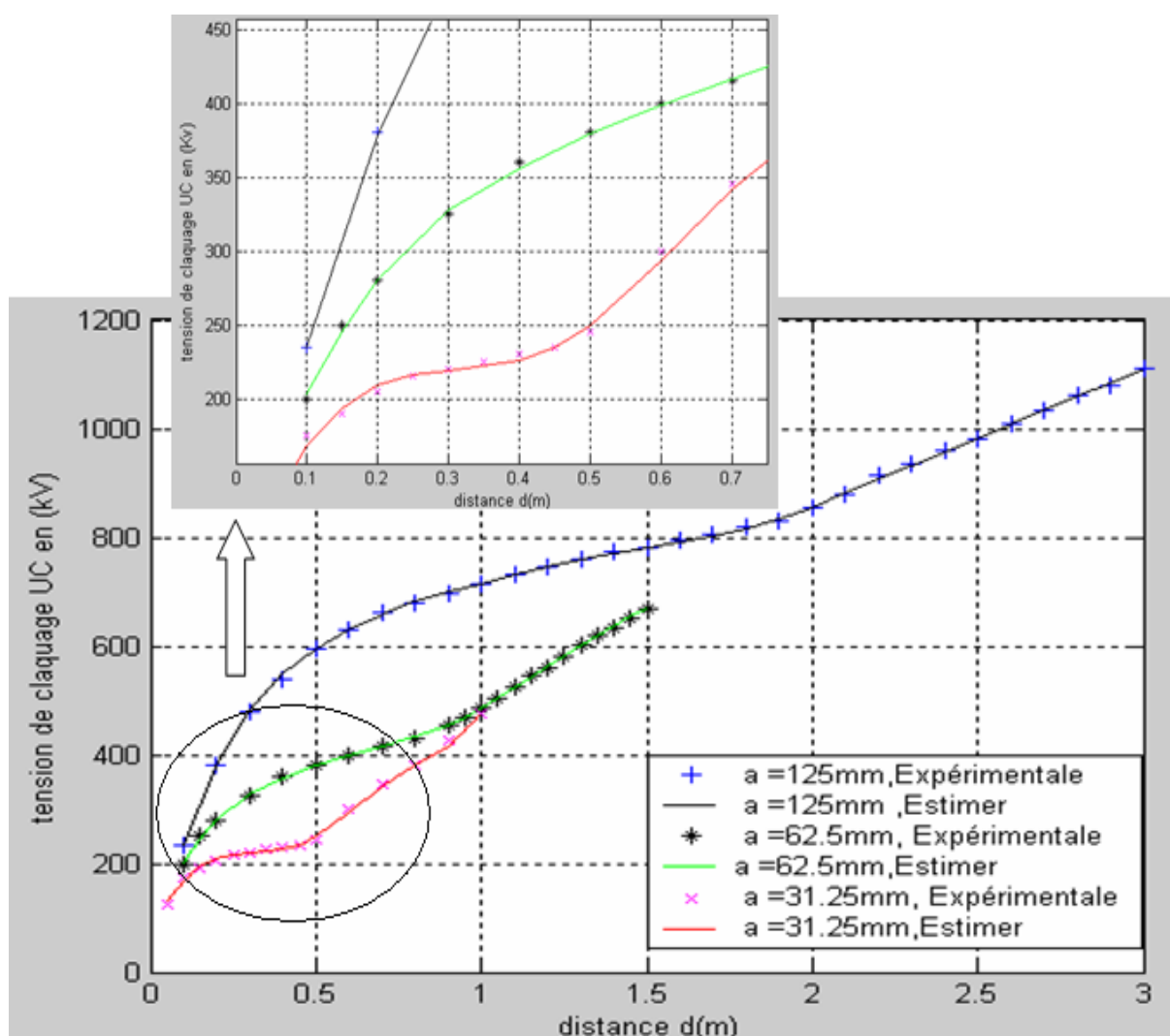


Figure (IV.22) : Comparaison entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation

Géométrie des électrodes	Rayons des électrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimé $U_c$ (kV)	Différence (kV)
Sphère - plan	250	0.400	545	547	+2
		0.900	700	699	-1
		1.400	775	771	-4
		1.900	835	836	+1
		2.400	955	954	-1
		2.900	1080	1084	+4
	125	0.400	355	352	-3
		0.900	450	454	+4
		1.150	540	542	+2
		1.450	650	654	+4
	62.5	0.250	210	211	+1
		0.450	235	231	-4
		0.900	430	428	-2

Tableau (IV.26) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées



## IV.4 TROISIEME CAS ELECTRODES SYMETRIE SPHERE

### IV.4.1 Données des courbes expérimentales

En agrandissant la figure ( III.11)[ Don-93] **25 fois** pour minimiser l'erreur de lecture, on a relevé les données des courbes expérimentales et dressé les tableaux (IV.27) suivants pour différents diamètres d'électrodes.

#### ❖ Rayon des sphères $a = 125$ mm

d (m)	0.025	0.05	0.075	0.0875	0.100	0.1125	0.125	0.1375	0.250	0.1625	0.175
$U_c$ (kV)	75	140	190	215	240	265	290	310	325	345	365
d (m)	0.1875	0.200	0.2125	0.225	0.2375	0.250	0.2625	0.275	0.2875	0.300	0.3125
$U_c$ (kV)	380	395	410	420	435	445	455	465	475	485	495
d (m)	0.325	0.3375	0.350	0.3625	0.375	0.3875	0.4				
$U_c$ (kV)	505	515	520	530	535	540	545				

#### ❖ Rayon des sphères $a = 62.5$ mm

d(m)	0.0200	0.0300	0.0400	0.0500	0.0600	0.0700	0.0800	0.0900	0.1000	0.1125
$U_c$ (kV)	65	85	110	135	155	170	185	200	210	225
d (m)	0.1200	0.1250	0.1375	0.1500	0.1625	0.1750	0.1875	0.2000		
$U_c$ (kV)	235	240	255	265	275	285	295	305		

#### ❖ Rayon des sphères $a = 31.25$ mm

d (m)	0.0125	0.020	0.025	0.030	0.040	0.050	0.060	0.070	0.080	0.090	0.100
$U_c$ (kV)	40	65	75	85	100	115	125	135	145	150	155

Tableaux (IV.27) : Données des courbes expérimentales

#### ❖ Courbes expérimentales: Figure (IV.23)

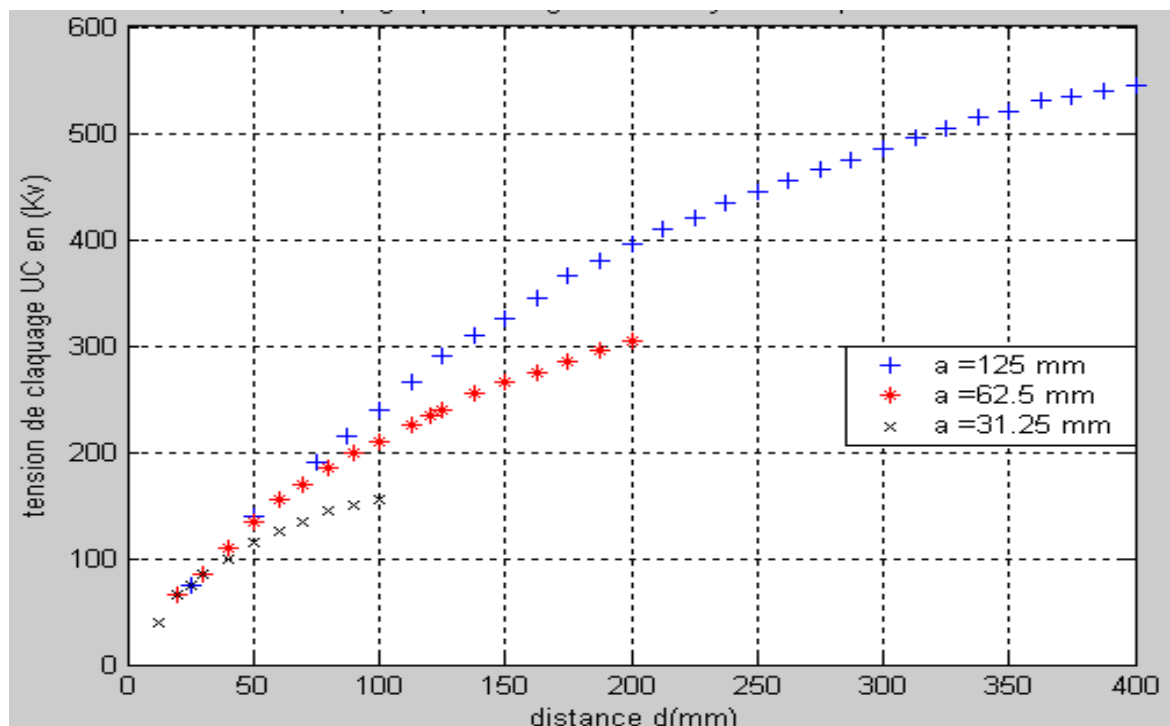


Figure (IV.23) : Courbes expérimentales

### V.4.2 Partition des données

La partition des données mesurées pour faire l'apprentissage, le test et l'estimation est la suivante : 60 % pour l'apprentissage, 20 % pour le test et 20 % à estimer.

#### IV.4.2.1 Données pour l'apprentissage : Tableaux (IV.28)

##### ❖ Rayon des sphères $a = 125$ mm

d (m)	0.025	0.075	0.100	0.1125	0.1375	0.1625	0.175	0.200	0.225	0.2375	0.2625
$U_c$ (kV)	75	190	240	265	310	345	365	395	420	435	455
d (m)	0.2875	0.300	0.325	0.350	0.375	0.4					
$U_c$ (kV)	475	485	505	520	535	545					

##### ❖ Rayon des sphères $a = 62.5$ mm

d(m)	0.0200	0.0400	0.0600	0.0700	0.0900	0.1125	0.1250	0.1500	0.1750
$U_c$ (kV)	65	110	155	170	200	225	240	265	285
d (m)	0.2000								
$U_c$ (kV)	305								

##### ❖ Rayon des sphères $a = 31.5$ mm

d (m)	0.0125	0.020	0.030	0.040	0.060	0.080	0.100
$U_c$ (kV)	40	140	85	100	125	145	155

Tableaux (IV.28) : Données pour l'apprentissage

#### IV.4.2.2 Données pour le test : Tableaux (IV.29)

##### ❖ Rayon des sphères $a = 125$ mm

d (m)	0.0500	0.1250	0.1875	0.2500	0.3125	0.3625
$U_c$ (kV)	140	290	380	445	495	530

##### ❖ Rayon des sphères $a = 62.5$ mm

d (m)	0.0300	0.0800	0.1200	0.1625
$U_c$ (kV)	85	185	235	275

##### ❖ Rayon des sphères $a = 31.5$ mm

d (m)	0.025	0.07
$U_c$ (kV)	75	135

Tableaux (IV.29) : Données pour le test

#### IV.4.2.3 Données à estimer : Tableaux (IV.30)

##### ❖ Rayon des sphères $a = 125$ mm

d (m)	0.0875	0.1500	0.2125	0.2750	0.3375	0.3875
$U_c$ (kV)	215	325	410	465	515	540

##### ❖ Rayon des sphères $a = 62.5$ mm

d (m)	0.0500	0.1000	0.1375	0.1875
$U_c$ (kV)	135	210	255	295

##### ❖ Rayon des sphères $a = 31.5$ mm

d (m)	0.050	0.090
$U_c$ (kV)	115	150

Tableaux (IV.30) : Données à estimer

### IV.4.3 Une couche cachée

#### V.4.3.1 Premier modèle de réseau de neurones

## ❖ Paramètres du premier modèle : Tableau (IV.31)

Fonction d'activation	logsig	tansig
N° de l'arrangement	1	5
Nombre d'entrées	2	2
Nombre de sortie	1	1
Nombre de couches cachées	1	1
Nombre de neurones dans la couche	12	14
Taux d'apprentissage	0.3	0.3
Momentum	0.9	0.9
Nombre d'itérations	56	66
Algorithme d'apprentissage	Levenberg-Marquardt	Levenberg-Marquardt

Tableau (IV.31): Paramètres du premier modèle

## ❖ Apprentissage et test : Pour un

- **RMSE = 0.8449 et mae = 0.2452, Fonction d'activation: *logsig***

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.24)

La comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation dans la figure (IV.25). En faisant un zoom dans la partie entre 60 et 160kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.32)

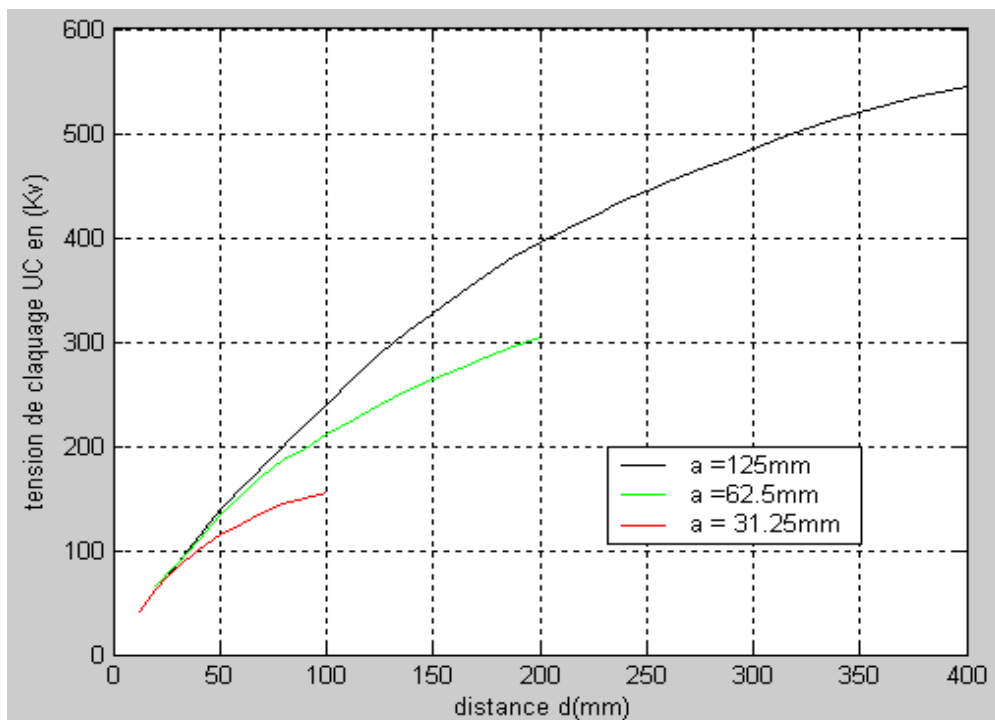


Figure (IV.24): Courbes de simulation

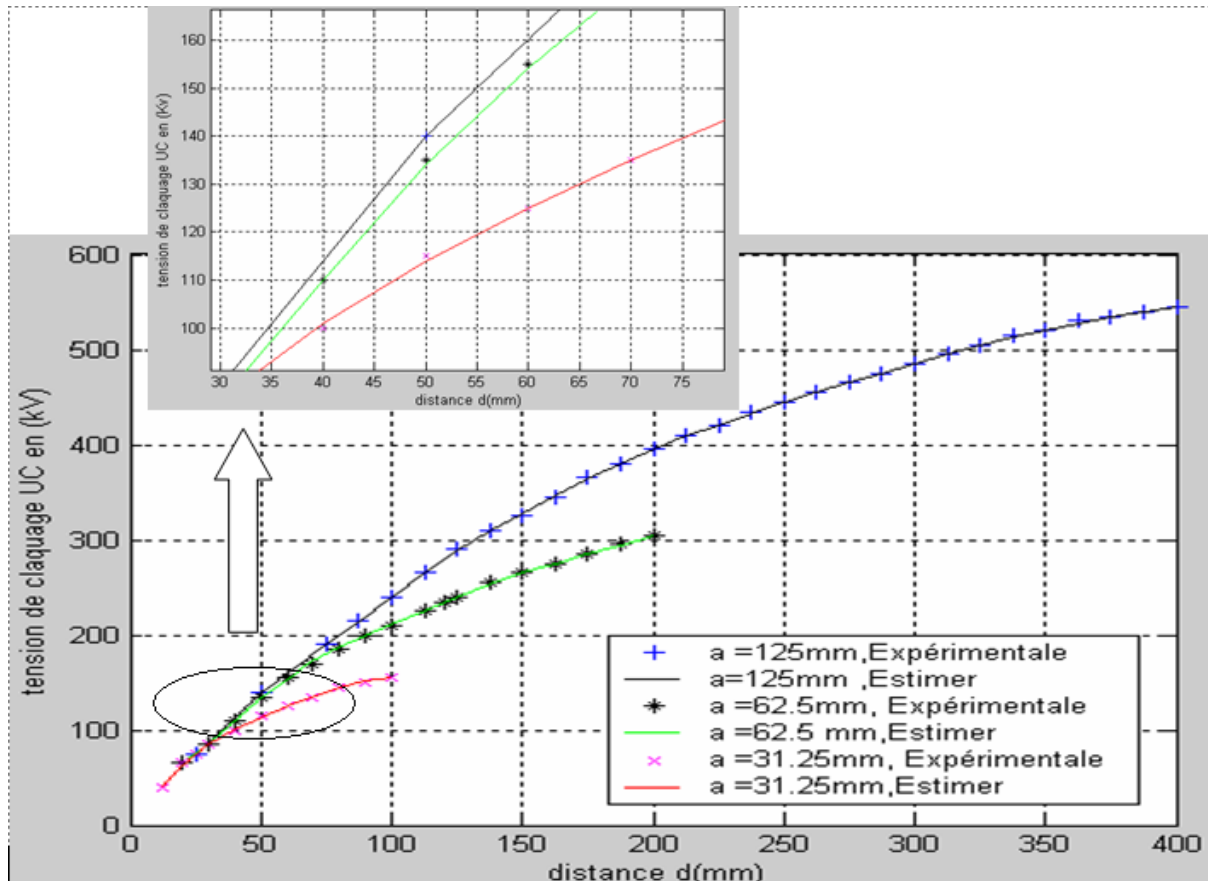


Figure (IV.25) : Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation

Géométrie des électrodes	Rayons des électrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimée $U_c$ (kV)	Différence (kV)
Symétrie Sphère	125	0.0875	215	214	-1
		0.1500	325	328	+3
		0.2125	410	409	-1
		0.2750	465	466	+1
		0.3375	515	513	-2
		0.3875	540	540	0
	62.5	0.0500	135	134	-1
		0.1000	210	211	+1
		0.1375	255	253	-2
		0.1875	295	294	-1
	31.25	0.050	115	114	-1
		0.090	150	151	+1

Tableau (IV.32) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées

- **RMSE = 0.9165, mae = 0.4412 pour la fonction *tansig*.**

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.26)

La comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation dans la figure (IV.27). On faisant un zoom dans la partie entre 90 et 170kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.33)

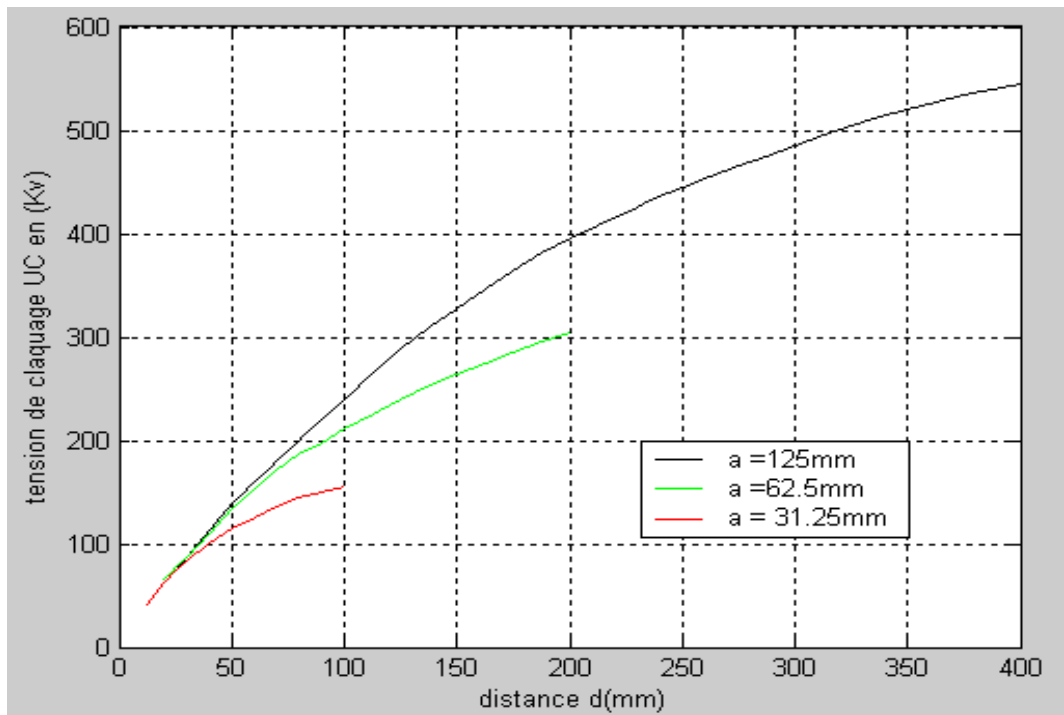


Figure (IV.26) : Courbes de simulation

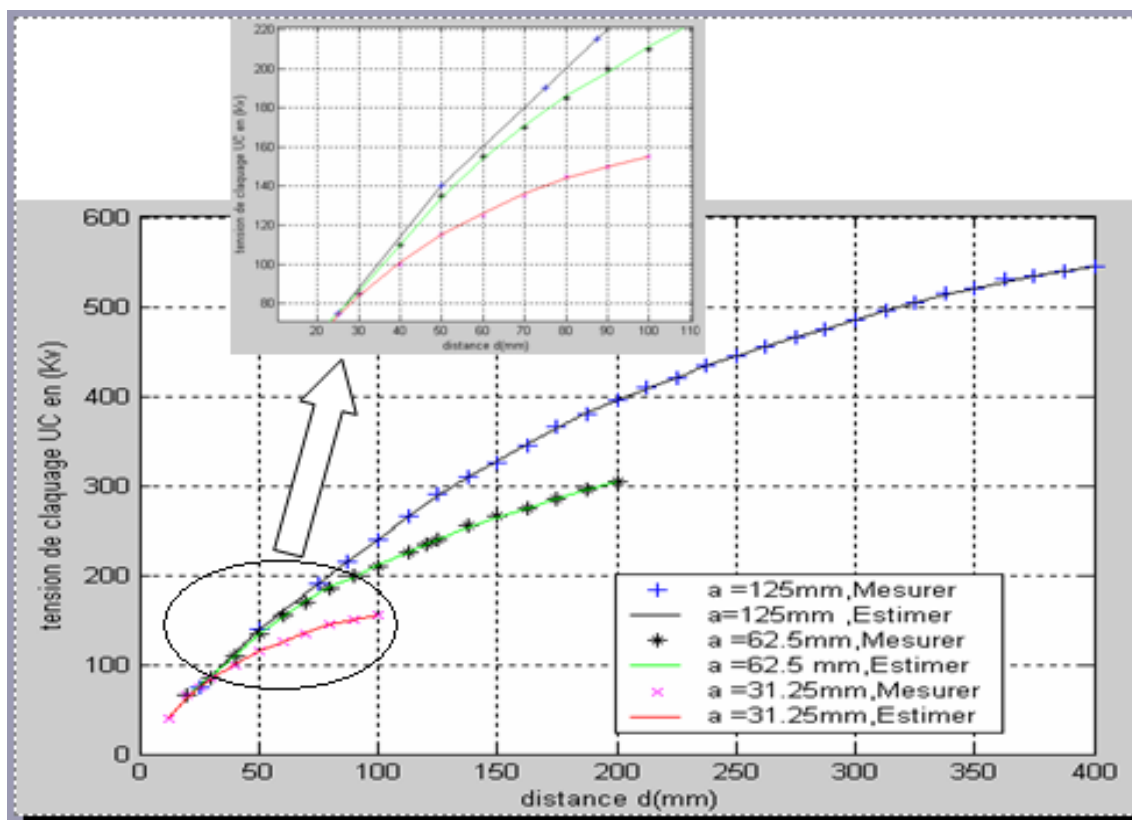


Figure (IV.27): Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation

Géométrie des électrodes	Rayons des Electrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimé $U_c$ (kV)	Différence (kV)
Symétrie Sphère	125	0.0875	215	215	0
		0.1500	325	328	+3
		0.2125	410	408	-2
		0.2750	465	465	0
		0.3375	515	513	-2
		0.3875	540	540	0
	62.5	0.0500	135	134	-1
		0.1000	210	211	+1
		0.1375	255	253	2
		0.1875	295	296	+1
	31.25	0.050	115	115	0
		0.090	150	150	0

Tableau (IV.33) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées

## IV.5 QUATRIEME CAS LES TROIS GEOMETRIES D'ELECTRODES

### IV.5.1 Courbes expérimentales

En assemblant les données expérimentales des trois géométries d'électrodes, on a tracés les courbes sur le même graphe, figure (IV.28). En faisant un zoom dans la partie entre 0 et 300kV

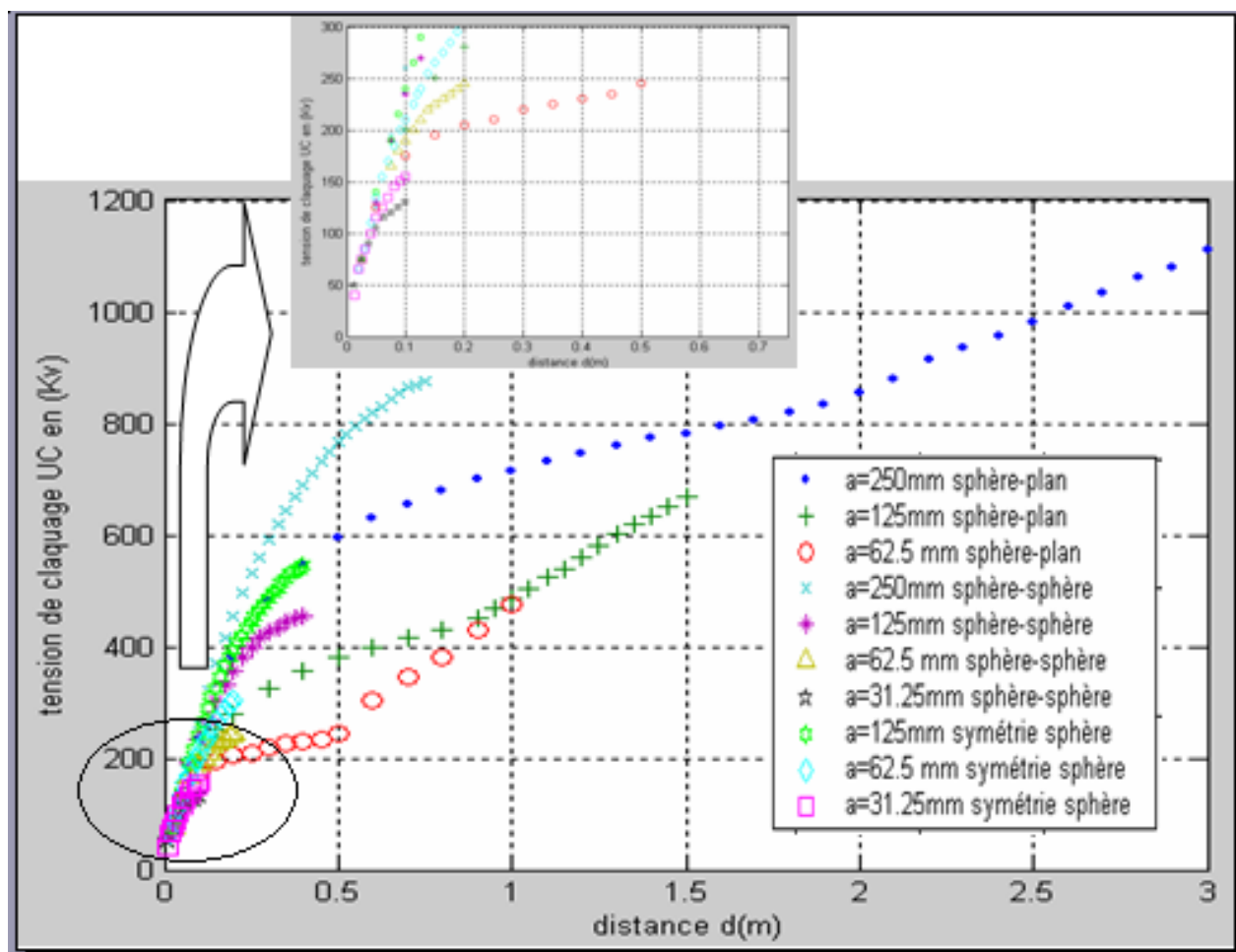


Figure (IV.28) : Courbes expérimentales

## IV.5.2 Une couche cachée

### IV.5.2.1 Premier modèle de réseau de neurones

❖ Paramètres du premier modèle : Tableau (IV.34)

Fonction d'activation	logsig	tansig
N° de l'arrangement	5	9
Nombre d'entrées	3	3
Nombre de sortie	1	1
Nombre de couches cachées	1	1
Nombre de neurones dans la couche	18	13
Taux d'apprentissage	0.3	0.3
Momentum	0.9	0.9
Nombre d'itérations	4250	5750
Algorithme d'apprentissage	Levenberg-Marquardt	Levenberg-Marquardt

Tableau (IV.34) : Paramètres du premier modèle

❖ Apprentissage et test : Pour un

- **RMSE = 0.9714, mae = 0.5531, Fonction d'activation : logsig**

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.29). En faisant un zoom dans la partie entre 80 et 350 kV.

La comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation dans la figure (IV.30). En faisant un zoom dans la partie entre 100 et 420kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.35).

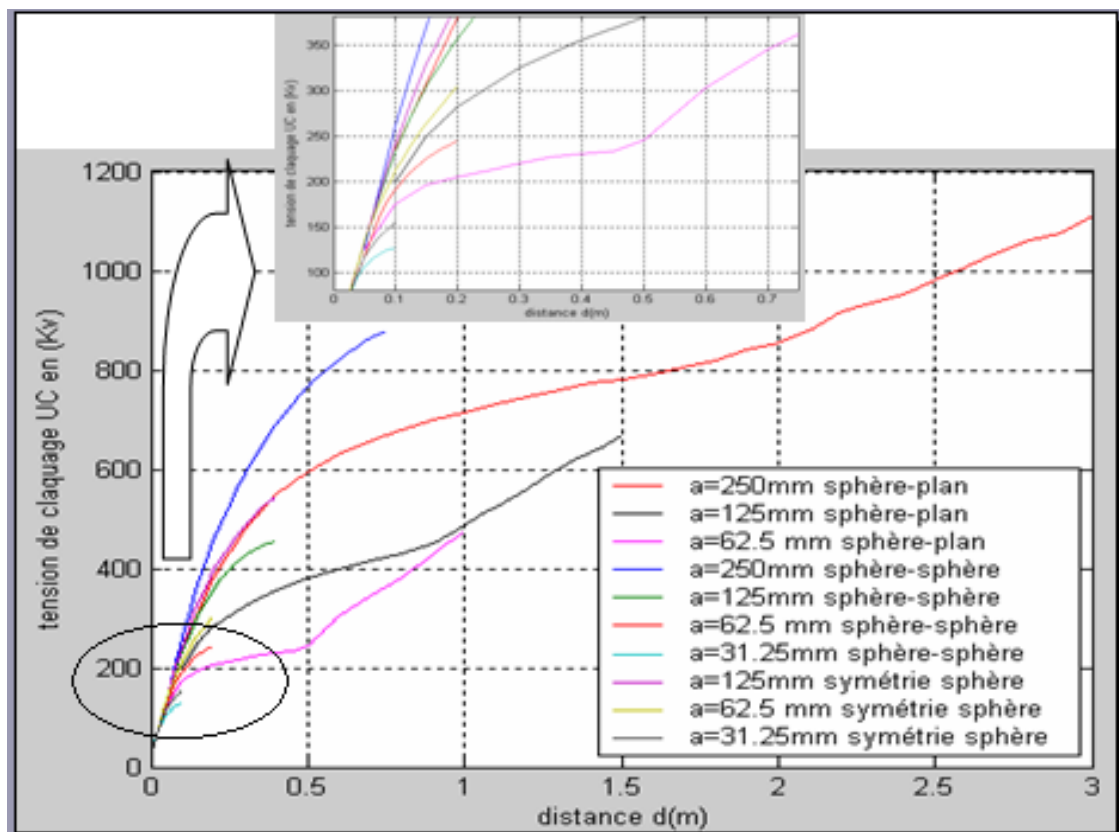


Figure (IV.29) : Courbes de simulation

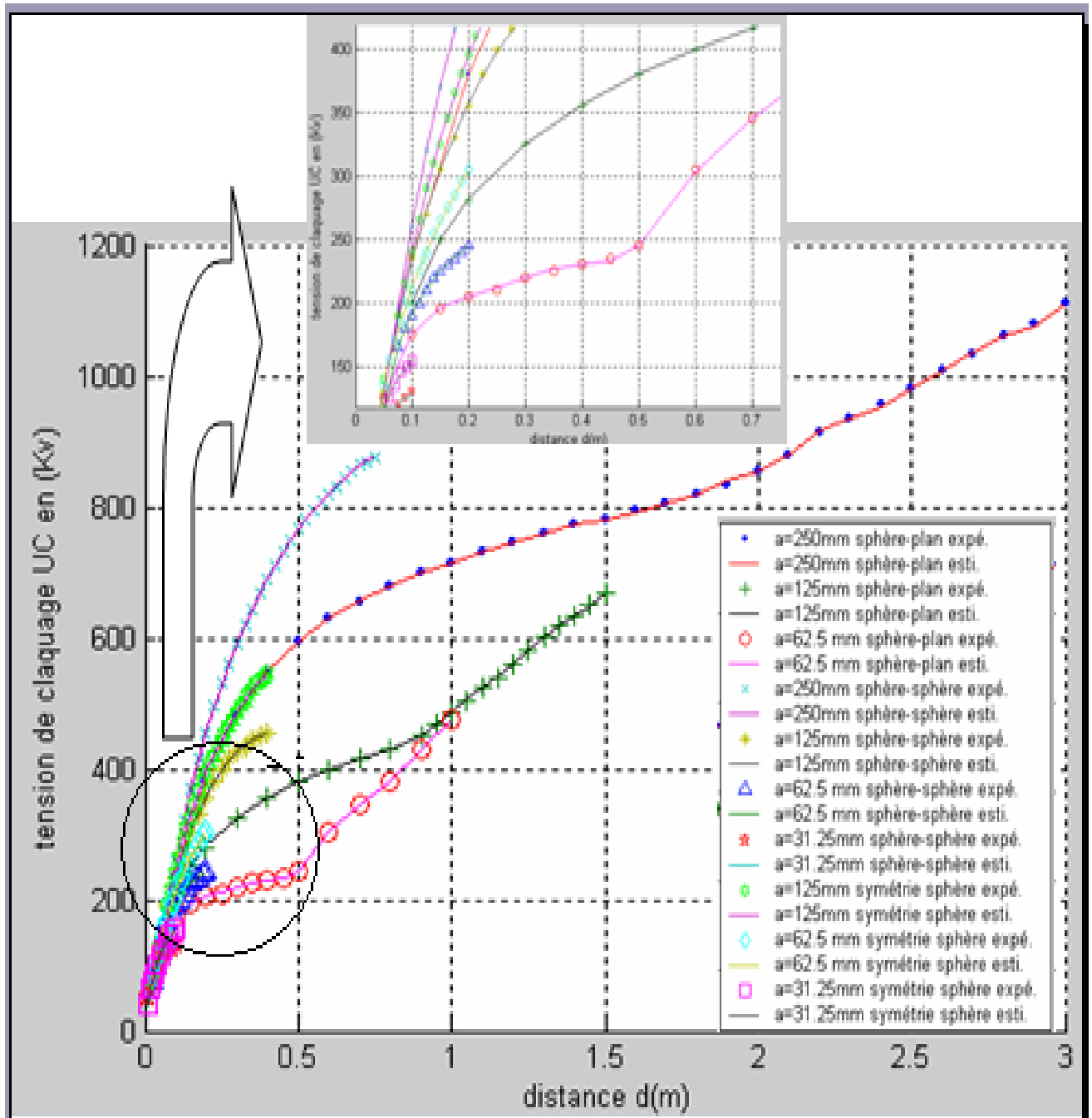


Figure (IV.30) : Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation



Géométrie des électrodes	Rayons des électrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimé $U_c$ (kV)	Différence (kV)
Sphère - Sphère Terre	250	0.150	370	371	+1
		0.275	560	561	+1
		0.400	690	691	+1
		0.525	780	780	0
		0.625	830	833	+3
		0.725	870	872	+2
	125	0.125	270	272	+2
		0.250	400	398	-2
		0.375	450	450	0
	62.5	0.1125	200	202	+2
		0.1875	240	240	0
	31.25	0.0375	90	93	+3
Symétrie sphères	125	0.0875	215	216	+1
		0.150	325	329	+4
		0.2125	410	408	-2
		0.2750	465	466	+1
		0.3375	515	512	-3
		0.3875	540	540	0
	62.5	0.050	135	134	-1
		0.100	210	212	+2
		0.1375	255	253	-2
		0.1875	295	295	0
	31.25	0.050	115	116	+1
		0.090	150	149	-1
Sphère - plan	250	0.400	545	548	+3
		0.900	700	699	-1
		1.400	775	775	0
		1.900	835	839	+4
		2.400	955	952	-3
		2.900	1080	1077	-3
	125	0.400	355	356	+1
		0.900	450	452	+2
		1.150	540	542	+2
		1.450	650	649	-1
	62.5	0.250	210	212	+2
		0.450	235	233	-2
		0.900	430	429	-1

Figure (IV.35) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées

### IV.5.3 Deux couches cachées

#### IV.5.3.1 Deuxième modèle de réseau de neurones

##### ❖ Paramètres du Deuxième modèle : Tableau (IV.36)

Fonction d'activation	logsig	tansig
N° de l'arrangement	5	9
Nombre d'entrées	3	3
Nombre de sortie	1	1
Nombre de couches cachées	2	2
Nombre de neurones dans la 1 <sup>er</sup> couche	7	4
Nombre de neurones dans la 2 <sup>eme</sup> couche	9	9
Taux d'apprentissage	0.3	0.3
Momentum	0.9	0.9
Nombre d'itérations	2725	4000
Algorithme d'apprentissage	Levenberg-Marquardt	Levenberg-Marquardt

Tableau (IV.36) : Paramètres du Deuxième modèle

❖ **Apprentissage et test : Pour un**

- **RMSE = 0.9419, mae = 0.5819, Fonction d'activation : *logsig***

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.31). En faisant un zoom dans la partie entre 80 et 350 kV. La comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation dans la figure (IV.32). En faisant un zoom dans la partie entre 100 et 420 kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.37).

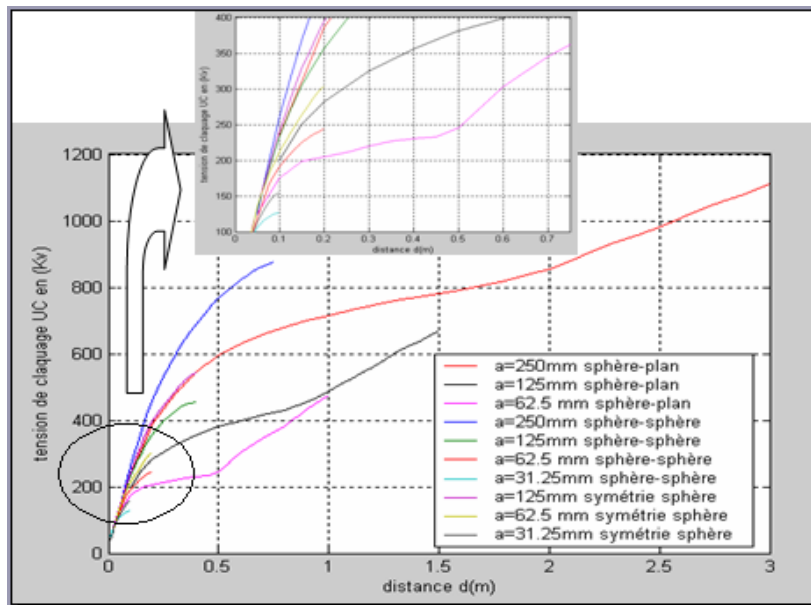


Figure (IV.31) : Courbes de simulation

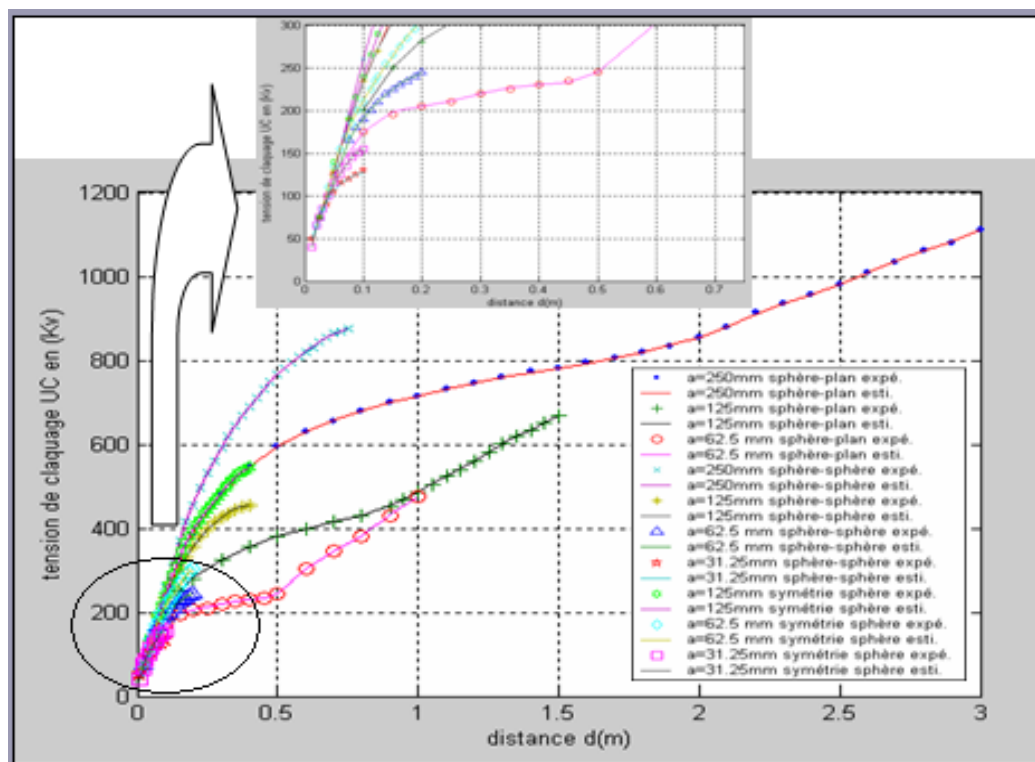


Figure (IV.32) : Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation

Géométrie des électrodes	Rayons des électrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale mesurée $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimé $U_c$ (kV)	Différence (kV)
Sphère - Sphère Terre	250	0.150	370	369	-1
		0.275	560	562	+2
		0.400	690	690	0
		0.525	780	781	+1
		0.625	830	833	+3
		0.725	870	870	0
	125	0.125	270	272	+2
		0.250	400	397	-3
		0.375	450	452	+2
	62.5	0.1125	200	201	+1
		0.1875	240	240	0
	31.25	0.0375	90	93	+3
Symétrie sphères	125	0.0875	215	216	+1
		0.150	325	329	+4
		0.2125	410	408	-2
		0.2750	465	466	+1
		0.3375	515	512	-3
		0.3875	540	540	0
	62.5	0.050	135	133	-2
		0.100	210	212	+2
		0.1375	255	252	-3
		0.1875	295	297	+2
	31.25	0.050	115	113	-2
		0.090	150	152	+2
Sphère - plan	250	0.400	545	546	+1
		0.900	700	699	-1
		1.400	775	771	-4
		1.900	835	836	+1
		2.400	955	956	+1
		2.900	1080	1082	+2
	125	0.400	355	356	+1
		0.900	450	453	+3
		1.150	540	543	+3
		1.450	650	651	+1
	62.5	0.250	210	211	+1
		0.450	235	233	-2
		0.900	430	433	+3

Tableau (IV.37) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées

## IV.6 CINQUIEME CAS ELECTRODES SYMETRIE SPHERE EN TENANT COMPTE DES CONDITIONS ATMOSPHERIQUES

### IV.6.1 Courbes mesurées

En calculant les nouvelles données des courbes pour la géométrie d'électrodes symétrie sphère, en tenant compte des conditions atmosphériques telle que: la température, l'humidité et la pression (voir annexe). On a tracés les courbes mesurées sur le même graphe, figure (IV.33) pour deux conditions atmosphériques ( $P=760\text{mmHg}$ ,  $H = 40\text{g} / \text{m}^3$ ,  $T= 0^\circ\text{C}$  et  $T=27^\circ\text{C}$ ) et ( $P=700\text{mmHg}$ ,  $H = 16\text{g} / \text{m}^3$ ,  $T= 0^\circ\text{C}$  et  $T=27^\circ\text{C}$ ).

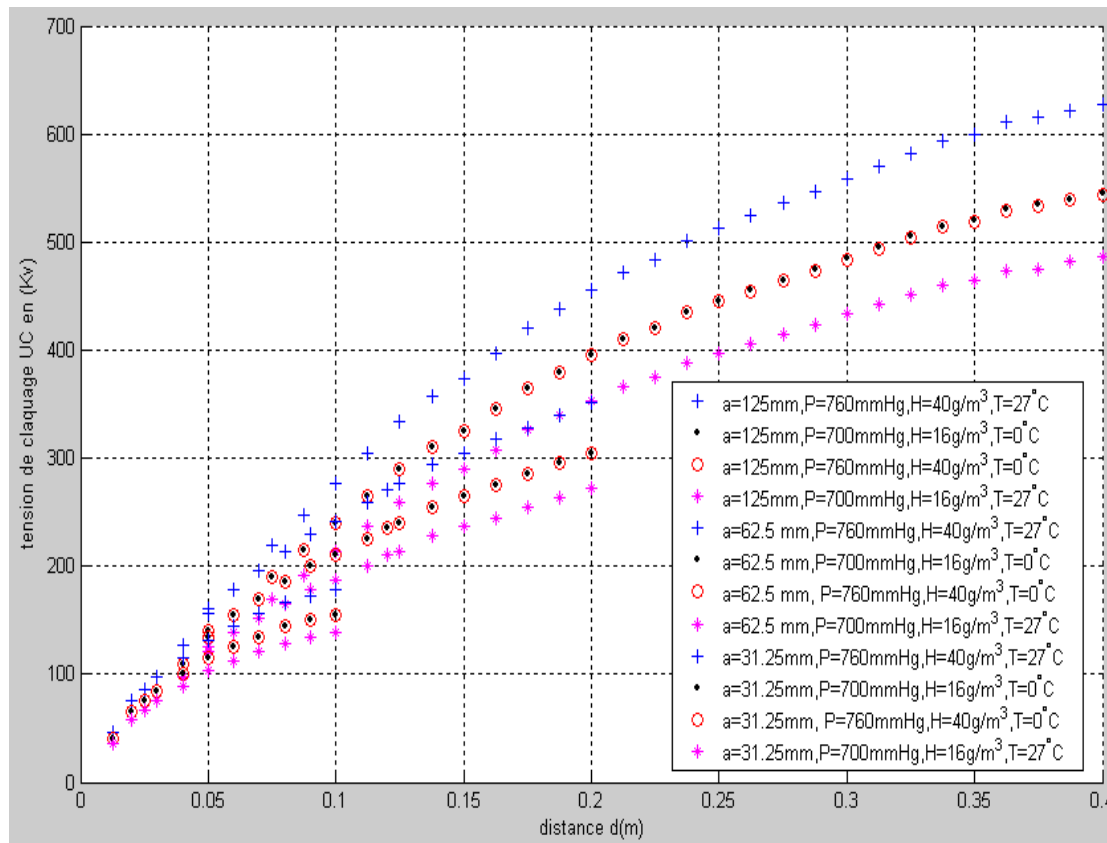


Figure (IV.33) : Courbes expérimentales en tenant compte des conditions atmosphériques

## IV.6.2 Une couche cachée

### IV.6.2.1 Premier modèle de réseau de neurones

❖ Paramètres du premier modèle : Tableau (IV.38)

Fonction d'activation	logsig	tansig
N° de l'arrangement	4	1
Nombre d'entrées	5	5
Nombre de sortie	1	1
Nombre de couches cachées	1	1
Nombre de neurones dans la couche	18	18
Taux d'apprentissage	0.3	0.3
Momentum	0.9	0.9
Nombre d'itérations	2900	2800
Algorithme d'apprentissage	Levenberg-Marquardt	Levenberg-Marquardt

Tableau (IV.38) : Paramètres du premier modèle

❖ Apprentissage et test : Pour un

- **RMSE = 0.6770 mae = 0.6101, Fonction d'activation : logsig**

Après l'apprentissage, on a :

Les courbes de simulation représentées dans la figure (IV.34).

La comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation dans la figure (IV.35). En faisant un zoom dans la partie entre 80 et 180kV.

La Comparaison des valeurs expérimentales et estimées représentée dans le tableau (IV.39).

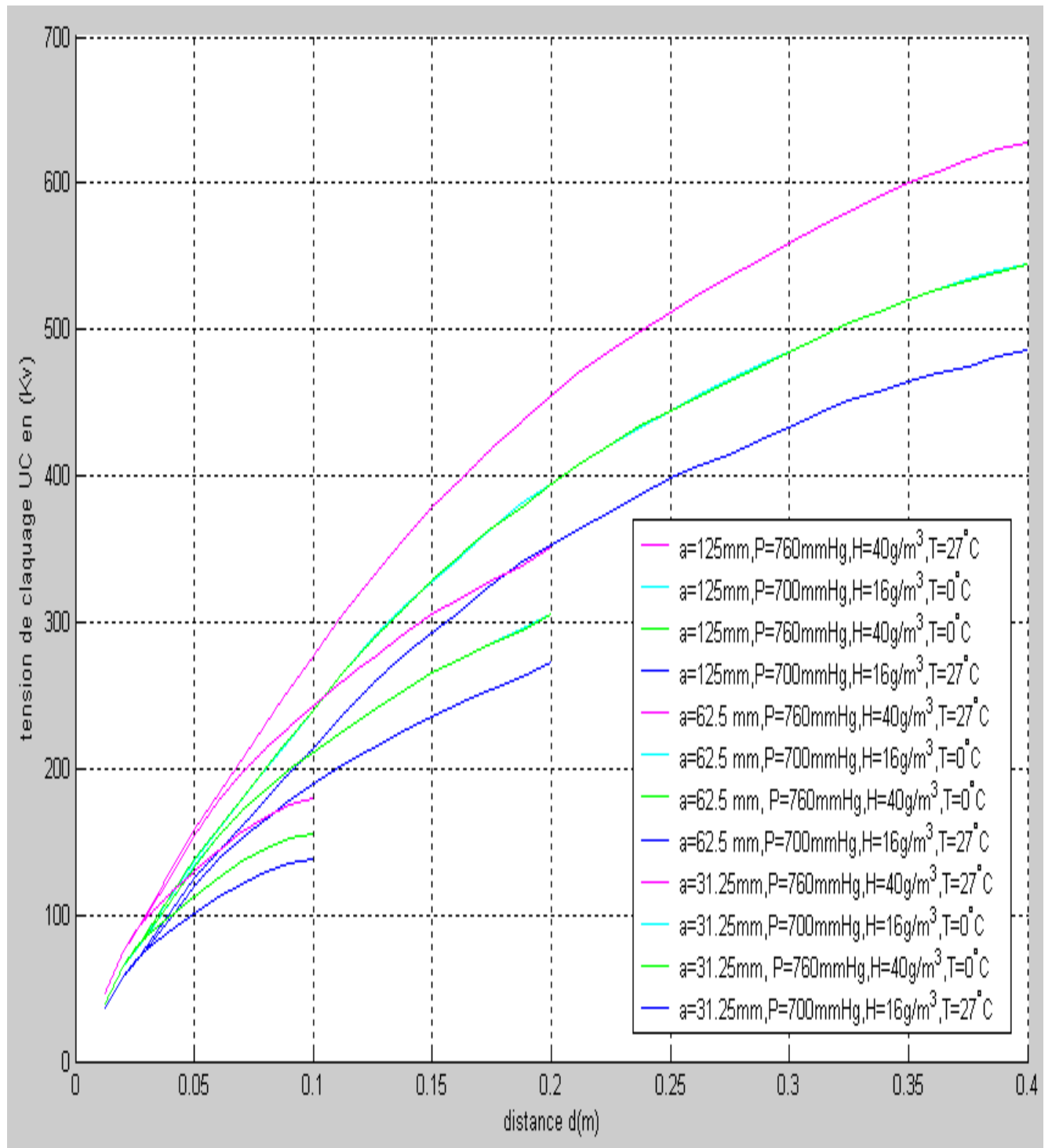


Figure (IV.34) : Courbes de simulation

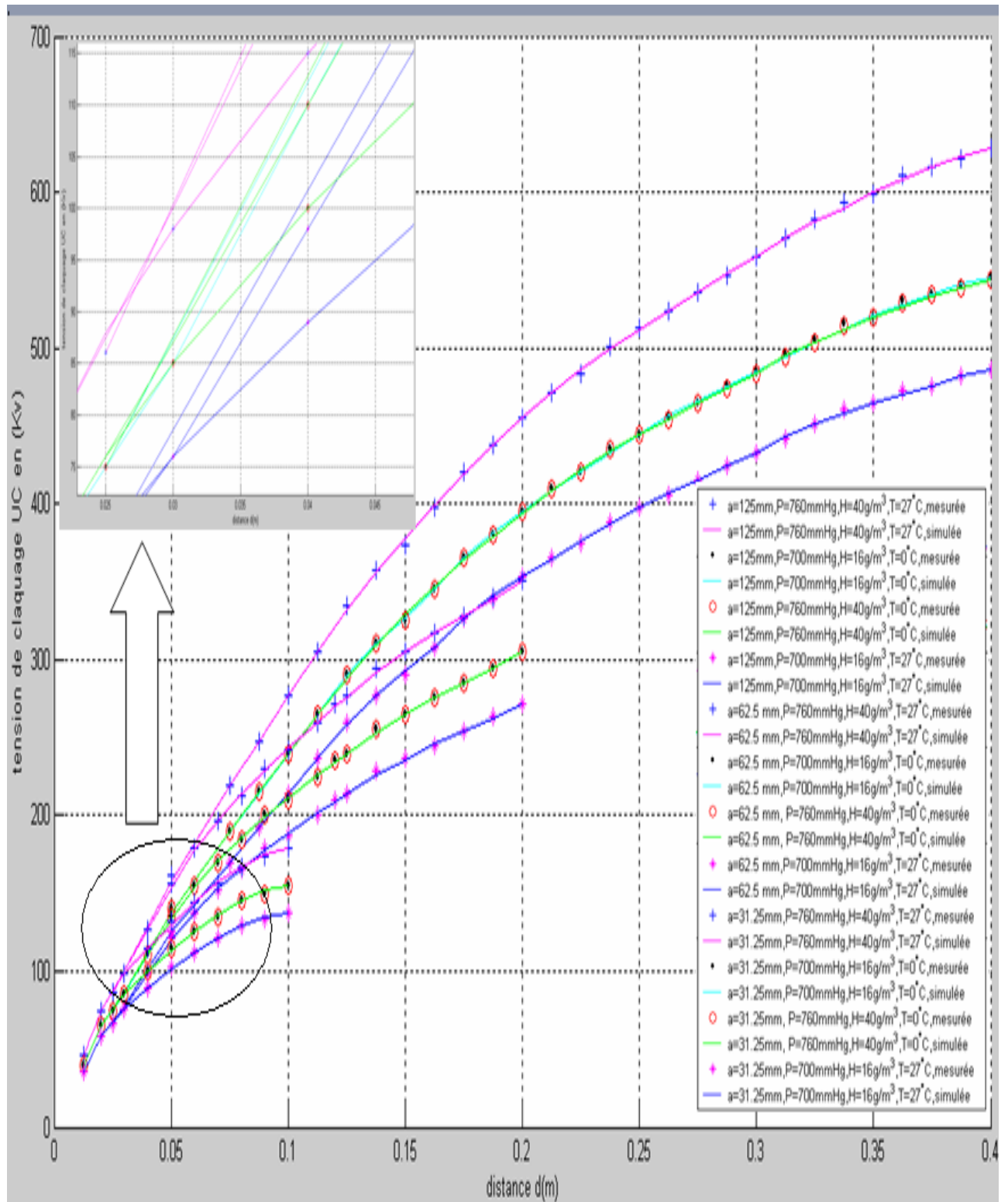


Figure (IV.35) : Comparaison des courbes expérimentales et des courbes de simulation

Conditions atmosphériques	Rayons des Electrodes (mm)	Distance entre électrodes (m)	Tension de claquage expérimentale $U_c$ (kV)	Tension de claquage estimé $U_c$ (kV)	Différence (kV)
P= 760mmHg H= 40g /m <sup>3</sup> T= 0°C	125	0.0875	215	215	0
		0.1500	325	329	+4
		0.2125	410	408	-2
		0.2750	464	464	0
		0.3375	514	512	-2
		0.3875	539	539	0
	62.5	0.0500	135	133	-2
		0.1000	210	211	+1
		0.1375	255	253	-2
		0.1875	295	294	-1
	31.25	0.050	115	113	-2
		0.090	150	152	+2
P= 760mmHg H= 40g /m <sup>3</sup> T= 27°C	125	0.0875	248	248	0
		0.1500	374	378	+4
		0.2125	472	471	-1
		0.2750	536	536	0
		0.3375	593	590	-3
		0.3875	622	623	+1
	62.5	0.0500	156	154	-2
		0.1000	242	243	+1
		0.1375	294	291	-3
		0.1875	340	338	-2
	31.25	0.050	132	130	-2
		0.090	173	175	+2
P= 700mmHg H= 16g /m <sup>3</sup> T= 0°C	125	0.0875	192	192	0
		0.1500	290	293	+3
		0.2125	366	364	-2
		0.2750	415	415	0
		0.3375	460	458	-2
		0.3875	482	482	0
	62.5	0.0500	121	120	-1
		0.1000	187	189	+2
		0.1375	228	226	-2
		0.1875	263	262	-1
	31.25	0.050	103	101	-2
		0.090	134	135	+1
P= 700mmHg H= 16g /m <sup>3</sup> T= 27°C	125	0.0875	215	214	-1
		0.1500	325	327	+2
		0.2125	410	408	-2
		0.2750	465	466	+1
		0.3375	515	512	-3
		0.3875	540	541	+1
	62.5	0.0500	135	134	-1
		0.1000	210	211	+1
		0.1375	255	253	-2
		0.1875	295	295	0
	31.25	0.050	115	113	-2
		0.090	150	152	+2

Figure (IV.39) : Comparaison des valeurs expérimentales et estimées

## IV.7 CONCLUSION

### **Dans le premier cas:**

L'erreur absolue maximale de la tension de claquage estimée est de 4kV pour une couche cachée avec la fonction d'activation logsig et de 3kV avec la fonction d'activation tansig, par contre, pour deux couches cachées avec la fonction d'activation logsig, l'erreur absolue maximale de la tension de claquage estimée est de 3 kV .Avec la fonction d'activation tansig Elle est de 4kV.

Pour trois couches cachées avec la fonction d'activation tansig, l'erreur absolue maximale est de 3Kv.Tous ces modèles sont retenus.

### **Dans le deuxième cas:**

L'erreur absolue maximale de la tension de claquage estimée est de 9kV pour une couche cachée avec la fonction d'activation logsig. Ce modèle est a rejeté, par contre, pour deux couches cachées avec la fonction d'activation tansig l'erreur absolue maximale de la tension de claquage estimée est de 4 kV .Ce modèle est à retenir.

### **Dans le troisième cas:**

L'erreur maximale sur les valeurs estimées est de 3kV pour les deux fonctions d'activation et avec une seule couche cachée seulement. Ce modèle est a accepté.

### **Dans le quatrième cas:**

L'erreur maximale sur les valeurs estimées est de 4kV pour la fonction d'activation logsig avec une couche cachée et avec deux couches cachées. Ces deux modèles sont retenus.

### **Dans le cinquième cas:**

L'erreur maximale sur les valeurs estimées est de 4kV pour la fonction d'activation logsig avec une couche cachée

Pour les cinq cas, on a trouvés des modèles qui donnent des valeurs estimées des tensions de claquage avec des erreurs absolues inférieurs à 5 kV, donc, on peut dire que le RNA est un outil très efficace pour l'estimation des tensions de claquage des intervalles d'air dans des champs peu divergents et divergents.



# CONCLUSION GENERALE

---

## Conclusion générale

On emploie fréquemment l'air comme diélectrique, dans le domaine de la haute tension. La technique de l'isolation gazeuse fait l'objet des développements importants, liés à l'élévation des tensions et courants utilisés dans les grands réseaux de distribution.

Pour suivre les étapes que prend le claquage de l'air sous l'effet d'un champ électrique, plusieurs paramètres de formation et de développement de claquage doivent être connus. Nous nous sommes fixés, dans une première étape de ce travail à expliquer ces différents paramètres et leurs influences sur le développement des avalanches électroniques et les streamers. Le développement des avalanches est l'une des causes essentielles du claquage d'un intervalle d'air dans un champ appliqué uniforme ou non.

L'élaboration des lois générales de prédétermination du claquage entraîne le besoin d'une meilleure compréhension des phénomènes en jeu et détermination du claquage d'un intervalle passe nécessairement par la connaissance de sa physique et donc des conditions et des paramètres en jeu.

L'estimation de la tension de claquage des intervalles d'air entre électrodes dans des champs peu divergents en se basant sur une technique de l'intelligence artificielle neuronale. On première partie de l'estimation, nous avons estimés les tensions de claquage des intervalles d'air entre électrodes sphère – plan, sphère – sphère et sphère – sphère –terre en considérant une tension alternative 60hz . Le modèle proposé est statique. Les résultats numériques sont acceptables comparer avec les résultats expérimentaux, car pour les trois cas, on a trouvés des modèles qui donnent des valeurs estimées des tensions de claquage avec des erreurs absolues maximales  $\leq 4$  kV.

Nous avons développé des modèles de réseau de neurone donnant une bonne prévision des courbes non linéaires. Des essais expérimentaux ont été réalisés au laboratoire [Don-98].

Après l'essai de quelques genres de réseaux de neurones, nous avons choisi un réseau de neurone artificiel (RNA) a apprentissage par rétropropagation du gradient (*Backpropagation* en anglais).L'algorithme d'apprentissage de Levenberg-Marquardt, nous est recommandée. En outre, avec cet algorithme la convergence est rapide, l'erreur diminue évitant une divergence possible. Nous avons employé un réseau normal de RNA avec une seule sortie.

Dans la pratique, il serait très économique d'employer les réseaux de neurones artificiels dans les études sur l'estimation de la tension de claquage d'intervalles d'air. En fait, nous pouvons réduire les essais en laboratoire et laissons le réseau prévoyant le reste de tension de claquage aux plus longues distances.

Ceci se montre prometteur pour utilisation dans l'industrie. L'application de RNA s'avère très efficace dans l'estimation.

L'utilisation des réseaux de neurone était due à la difficulté imposée pour contrôler un ensemble de critères décrivant la phase de claquage dans le but de prévoir la tension de claquage en changeant la longueur de l'intervalle d'air et le diamètre des sphères.

Néanmoins, cette étude nous a permis de concevoir des modèles de réseaux de neurones. D'autre part, on peut envisager une étude par l'utilisation de l'algorithme génétique et faire une comparaison pour dégager le meilleur outil statique d'estimation des tensions de claquage d'intervalles d'air dans des champs divergents.

On peut aussi mener une étude sur la prévision des tensions de claquage aux plus longues distances d'intervalles d'air avec des différentes conditions atmosphériques.

Enfin, nous espérons que ce travail sera d'une aide appréciable à ceux qui veulent poursuivre cette étude, en évoquant les parties absentes dans ce mémoire.

**Bibliographie**

- [Agu-87] M.Aguet, M. Ianoz, "Haute tension - "Traité d'électricité d'électronique et d'électrotechnique- ", Publier sous la direction de J. Neirynck, Dunod. 1987
- [Als-68] L. L. Alston "Higt-voltage technology" Oxford University press 1968
- [Bel-34] **B. L. Bellashci** and W. L. Teague, " *Impulse and 60 Cycle Strength of Air*", Elect. Engr, Vol.53, pp.1638-1645, 1934.
- [Ben-03] **k. Benlarbi** ,Optimisation Floue, Neuronale et Neuro-floue d'un système de Pompage Photovoltaïque,thèse de Magistère, Université de Batna,2003.
- [Bou-00] **A. Boubakeur**, L. Mokhnache, A.L. Nemmour, A. Khelifi, 'neural network application in the field of HV cable insulation thermal ageing', 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Quality, Reliability and Maintenance (QRM), Professional Publishers IMecE, pp:123-126, Oxford, UK, Apr. 2000.
- [Bou-04] **A.Boubakeur**, " FOUDRE - zone d'attraction d'un paratonnerre - ", support pour conférence, Alger, 2004.
- [Bou-05] **Y. Bourek** "Détermination des conditions d'ionisation caractérisant le seuil de claquage de l'air par la logique floue. Mémoire de magister 2005, université de Batna.
- [Don-93] J. P. Donohoe,M. Y. Jiang J. F.Thompson "Computational Simulation of Electric Fields Surrounding Power Transmission and Distribution Lines"Vol 8,No 2,pp.4-16,1993..
- [Don-98] **J. P. Donohoe** 'Physical characteristics of criteria governing the computation of air gap breakdown voltages for slightly divergent fields' IEEE Transactions on Dielectrics and
- [Far-87] A.S. Farag 'Estimation of polluted insulators flashover time using artificial neural networks" King Fahd University of Petroleum and Minerals Dhahran, Saudi Arabia. .lectrical Insulation vol. 5 No. 4,August 1998.
- [Far-86] M. Farzaneh, "Contribution à l'étude des mécanismes des vibrations induites par effet de couronne", Thèse de doctorat d'état, présentée à l'université Paul Sabatier de Toulouse, 1986.
- [Ler-84] **G. Leroy** , C. Gary , B. Hutzler, J. Latot , C. Dubanton "Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions ". Collection de la direction des études et recherches d'électricité de France EDF , Edition Eyrolles ,1984 , Paris . France.
- [Wil-78] **T.Wildi** G. Sybille "Electrothechnique" Québec, Canada 1978.
- [Red-07] **M. Redolfi**, Thèse étude de l'oxydation de différents types d'hydrocarbures par des procédés utilisant des techniques de décharges électriques non-thermiques à pression atmosphérique : application à la problématique du démarrage à froid. PARIS XIII 2007.
- [Roy-84] **G. Le Roy**, C. Gary, B. Hutzler, J. Lalot, Ch. Dubanton , " Les propriétés diélectriques de l'air et les très haute tension ", Edition Eyrolles, Paris 1984.
- [Rob-89] **Ph. Robert**, " Matériaux de l'électrotechnique – volume II - ", Presses polytechniques romande, Lausanne 1987-1989.
- [Gir-99] **Mireille Giralt** thèse, Adaptation d'un modèle de décharge en vue de son Application à la conception de l'isolateur aérienne HT et THT. LYON.1999.
- [Mok-97] **L.Mokhnache**, "Contribution à l'étude de l'influence des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan par le calcul numérique du champ à l'aide de la méthode des éléments finis avec et sans charge d'espace", thèse de Magister, Université de Batna 1997.
- [Gar-76] **C. Gary** M. Moreau, "L'effet de couronne en tension alternative", Éditions Eyrolles (Paris), pp. 17-33, 283-302, 1976.

- [Jor-66] **J.B. Jordan**, "Foul weather corona", Research report, electrical engineering department, Laval University, Québec, 1966.
- [Loe-39] **L.B. Loeb** & A.F. Kip Electrical discharge in air at atmospheric pressure, J. Appl. Phys., 1939, vol.10, p. 142.
- [Mac-00] **Z. Machala** Les décharges électriques continues et transitoires induites par streamer sous pression atmosphérique pour la destruction des composés organiques volatils, Thèse, Université Paris XI, 2000.
- [Kou-10] **M. Kouidri** Réalisation d'un générateur couronne mémoire de Magister, l'USTO 2010.
- [Mee-40] **J.M. Meek** A theory of spark discharge, Phys. Rev., 1940, vol.57, p.722.
- [Kuf-84] **E. Kuffel**, "High voltage engineering ", Pergamon press, 1984.
- [Pet-95] **K.Petcharaks** and W.S.Zaengl, " Numerical calculation of breakdown in voltage of standard air gap (IEC 52) based on streamer breakdown criteria ", session 2173, 9th ISH, Graz 1995, pp 1-4.
- [Tho-88] **J.F. Thompson**, *Program EAGLE-User's Manual, Vol. 1, 2, 3*, U. S. Armament Laboratory Technical Report AFATL-TR-88-117, Eglin AFB, Florida, 1988.
- [Tow-15] **J. S. Townsend**, *Electricity in Gases*, Clarendon Press, Oxford, 1915.
- [Har-53] **M. A. Harrison** and R. Geballe, «Simultaneous Measurement of Ionization and Attachment Coefficients», Phys. Rev, Vol. 91, pp. 1-7, 1953.
- [San-33] **F. H. Sanders**, «Measurement of the Townsend Coefficient for Ionization by Collision», Phys. Rev, Vol.44, pp. 1020-1024, 1933.
- [Sch-23] **W.O. Schumann**, *Elektrische Durchfeldstärke von Gasen*, Springer-Verlag, Berlin, 1923.
- [Rae-64] **H. Raether**, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworth, London, 1964.
- [Ped-67] **A. Pedersen**, " Calculation of Spark Breakdown or Corona Starting Voltages in Nonuniform Fields", IEEE Transaction on Power Apparatus and Systems, Vol. 86, No.2, pp.200-206, 1967.
- [Boy-91] **H. A. Boyd**, F. M. Bruce and D. J. Tedford, " Sparkover in Long Uniform Gaps", Nature, Vol. 210, pp. 719-720, 1991.
- [Mee-78] **J. M. Meek** and J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, John Wiley, New York, 1978.
- [Ped-89] **A. Pedersen**, " On the Electrical Breakdown of Gaseous Dielectrics", IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol.24, No.5, pp.721-739, 1989.
- [McA-91] **I. W. McAllister**, " On Exponential Growth", IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol.26, No.3, pp.378-379, 1991.
- [Loe-41] **L. B. Loeb** and J. M. Meek, *The Mechanism of the Electric Spark*, Stanford University Press, 1941.
- [Jor-43] **M. O. Jorgensen**, *Elektrische Funkenspannungen*, Munksgaard, Copenhagen, 1943
- [Pee-29] **F. W. Peek**, *Dielectric Phenomenon in High Voltage Engineering*, 3<sup>rd</sup>. ed, McGraw-Hill, New York, 1929.
- [Ped-67] **A. Pedersen**, J. Lebeda and Svend Vibholm, " Analysis of Spark Breakdown Characteristics of Sphere Gaps", IEEE Transaction on Power Apparatus and Systems, Vol. 86, No. 8, pp. 975-978, 1967.
- [Gal-72] **I Gallimberti** "A computer model for streamer propagation", J. Phys. D: Appl.

Phys. 5, 2179-2189, 1972 .

[Lac-02] **S. Lachaud** Thèse UPPA, "Décharge pointe – plan dans les mélanges gazeux correspondant aux effluents industriels: étude électrique et physico-chimique, application à la destruction du dioxyde d'azote", 2002

[Mar-72] **E. Marode** Thèse de doctorat d'état de l'université d'Orsay " La formation de l'arc entre une pointe positive et un plan", 1972.

[Kha-06] **B. Khaddour** Modélisation du champ électrique modifié par la charge d'espace injectée L'INPG 2006.

[Til-04] **A. Tilmatine**, Phénomènes d'ionisation dans les gaz (chapitre2) et Mécanisme de claquage des isolants gazeux (chapitre3). Site Internet de vulgarisation scientifique et technique

[Par-04] **M. Parizeau** Réseaux de neurones, GIF-21140 et GIF-64326 Université LAVAL 2004

[Mek-07] **M. Mekhanet** « Amortissement des oscillations électromagnétique par des PSSs neurogénétique et neuroflougénétique » mémoire de Magister de l'université de Laghouat année2007.

[Mes-04] **Alp Mestan** (Site perso de Alp) (Blog) « Introduction aux Réseaux de Neurones Artificiels Feed Forward »

[Nou-00] **Ould Noureddine** Mohamed El-Boukhary , Bedja Abderrahim « Utilisation des reseaux de neurones artificiels dans le vieillissement thermique de l'huile de transformateur » mémoire d'ingeniorat année 2000.

[Tho-88] **J. F. Thompson** ,Program EAGLE-Use's Manual ,Vol.1,2,3,U. S. Armament Laboratory Technical Report, Florida,1988.

[Pet-67] **A. Petersen**, "Calculation of Spark Breakdown or Corona Starting Voltages in Nonuniform Fields" ,Vol.86, Bo.2 ,pp.200-206,1967

[Sch-23] **W. O. Schmann**, Elektrische Durchfeldstärke von Gasen , Springer –Verlag Berlin,1923.

[Lip-87] **R. P. Lipmann**, An introduction to computing with neural nets, IEEE ASSP Magazine,pp.4-22,1987.

[Rob-87] **Ph. Robert**, "Matériaux de l'électrotechnique " Volume II Presses polytechnique romande ,Lausanne 1987-1989

[Tor-97] **J. Torres –Moreno**, Apprentissage et Généralisation par des Réseaux de Neurones, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, France, 1997.

[Tou-92] **C. Touzet** ,Les Réseaux de Neurones Artificiels ,Ouvrage scientifique ,1997.

[S1-02] Les nuisances environnementales de l'automobile ; rapport d'information 113, 2001-2002 (<http://www.senat.fr/rap/r01-113/r01-113.html>).

[S2-04] Breakdown of gaseous insulation", document Internet.  
[http://www.classictesla.com/download/breakdown\\_gi.pdf](http://www.classictesla.com/download/breakdown_gi.pdf)

[S3-04] ] "[www.ens-lyon.fr/DSM/magistere/projets\\_biblio/2003/lblaise-\memoire.html](http://www.ens-lyon.fr/DSM/magistere/projets_biblio/2003/lblaise-\memoire.html)",

[S4-04]] [http://fr.wikipedia.org/wiki/Sigmo%C3%AFde\\_\(math%C3%A9matiques\)](http://fr.wikipedia.org/wiki/Sigmo%C3%AFde_(math%C3%A9matiques)) Catégorie : Fonction remarquable [+].

[S5-04] Article de wikipédia, l'encyclopédie libre " Réseau de Neurone "

**ANNEXE**



## 1 - Influence des conditions atmosphériques sur la tension de claquage [Agu-87]

### 1 - 1 Facteur de correction de pression

On introduit un facteur de correction  $k_p$  de la tension de claquage du à la pression défini comme suit :

$$k_p = \left( \frac{P}{760} \right)^m \left( \frac{273 + 20}{273 + T} \right)^n$$

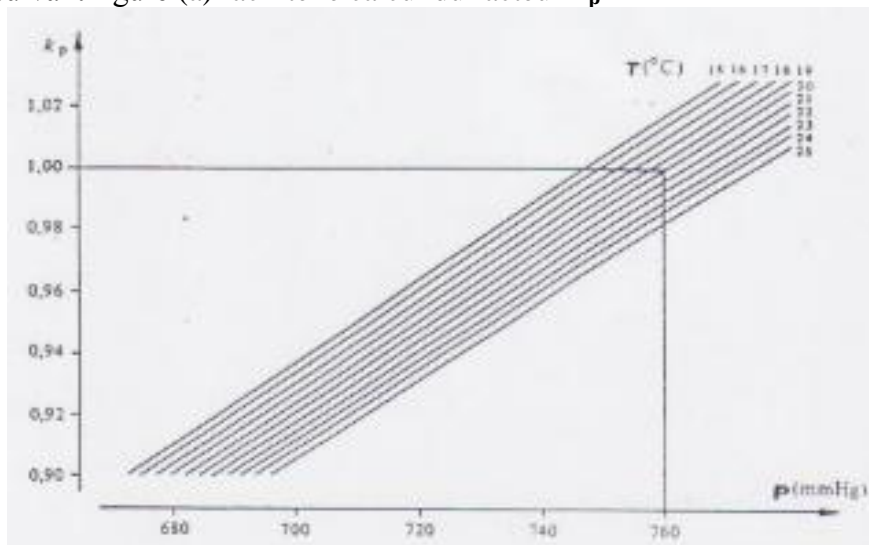
Où

$P$  est la pression en mm Hg à  $0^\circ\text{C}$  ;

$T$  est la température en  $^\circ\text{C}$  ;

$m, n$  sont des exposants donnés par l'abaque suivante.

L'abaque suivant figure (a) facilite le calcul du facteur  $k_p$



Figure(a) : Facteur de correction  $k_p$  du à la variation de la pression  $P$  et la température  $T$

### 1 – 2 Effet de l'humidité

Il est à noter que plus l'humidité  $H$  de l'air s'élève, plus la tension de claquage s'élève.

### 1 – 3 Facteur de correction d'humidité

On introduit un facteur de correction  $k_h = k^w$  tenant compte de l'influence de l'humidité absolue de l'air  $H(\text{g/m}^3)$  ou de l'humidité relative de l'air  $H(\%)$  lié à la température, sur la tension de claquage. Le facteur  $k$  et l'exposant  $w$  sont définis dans les figures b et c :

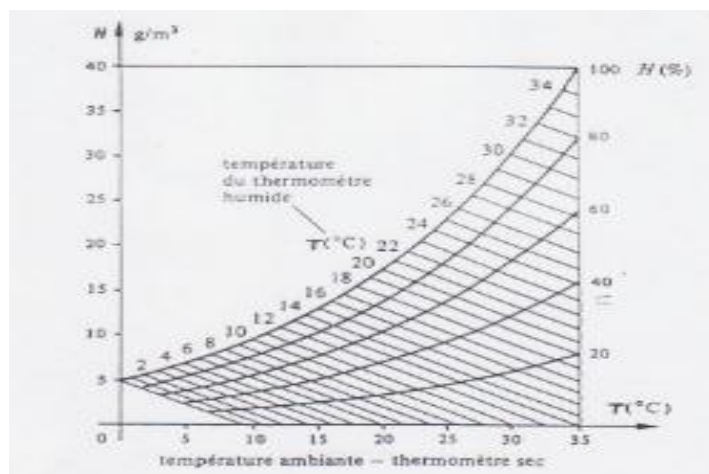


Figure (b) Facteur de correction d'humidité



#### 1 – 4 Effet de la température

La température  $T$  a des effets indirects puisqu'elle agit à travers les paramètres pression  $k_p$  et humidité  $k_h$

#### 1 – 5 Correction de la tension de claquage en fonction des conditions atmosphériques

La correction de la tension de claquage en fonction des conditions atmosphériques est donnée par la relation suivante :

$$U_c(P, T, H) = U_c(P_n, T_n, H_n) \frac{k_p}{k_h} \quad V$$

Ou :

$P_n, P$  sont respectivement la pression normale (760mm Hg à 0°C) et la pression du lieu considéré

$T_n, T$  sont respectivement la température normale (20°C) et la température du lieu considéré ;

$H_n, H$  sont respectivement l'humidité normale (11g/m<sup>3</sup>) et l'humidité du lieu considéré.

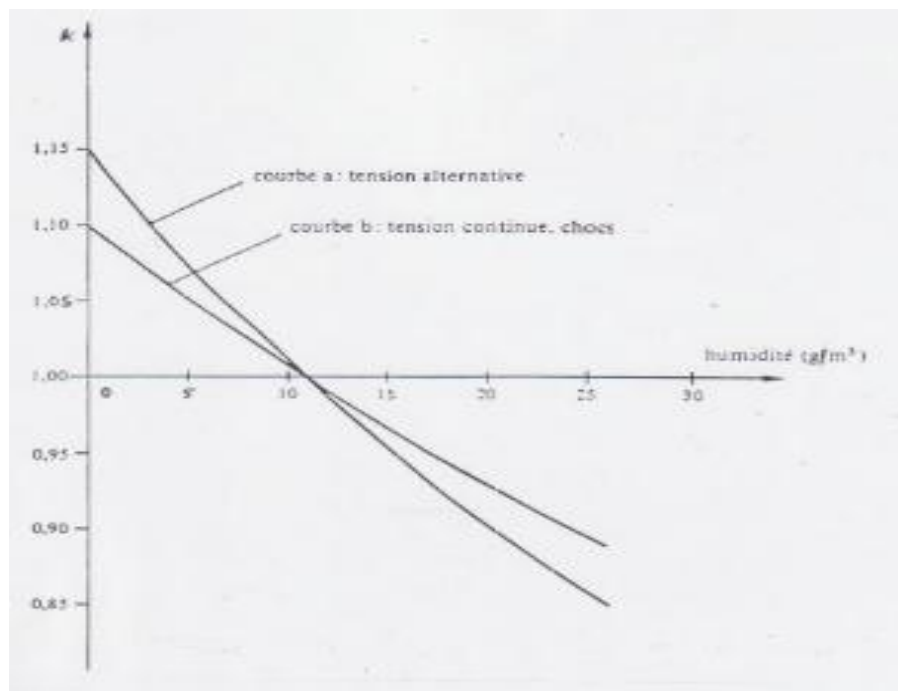


Figure (c) Facteur de correction d'humidité en fonction de l'humidité absolue

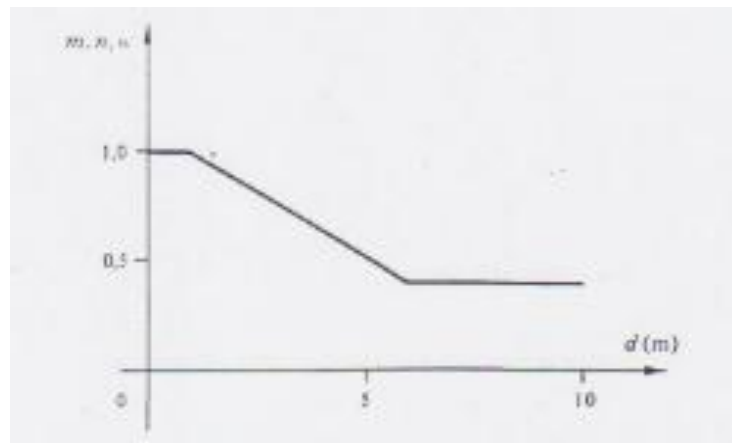


Figure (d) : Valeurs des exposants  $m$  et  $n$  pour correction de densité de l'air et  $w$  pour correction de l'humidité en fonction de la distance entre électrodes en mètre.