



Ecole Nationale Polytechnique
DER de Génie Electrique et informatique

Mémoire de fin d'études
En vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en
Electrotechnique.

Thème

**MESURE DU CHAMP ELECTRIQUE
PAR LA METHODE DE LA SONDE A
CAPACITES REPARTIES DANS UN
SYSTEME TIGE-PLAN AVEC ET SANS
PARATONNERRE**

Dirigé par :

M^r. A. MEKHLADI
M^r. A. BOUBAKEUR

Etudié par :

M^r. A. BAZINE
M^r. T. GUIA

Soutenu le 29 Juin 2003 devant le Jury :

Président : M^r. R. TAHMI
Examineur : M^r. M. TEGUAR
Rapporteurs : M^r. A. MEKHALDI
M^r. A. BOUBAKEUR

Chargé de cours, ENP
Docteur d'Etat, ENP
Maître de Conférences, ENP
Professeur, ENP

Juin 2003.

إهداء

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة -- BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

أهدي هذا العمل المتواضع:
إلى أمي العزيزة، والدي الكريم
إلى روح جدتي العزيزة
و إلى إخوتي و أخواتي (م، خالد، لقمان)
إلى جميع عائلة بازين
إلى عائلة أداود

إلى رفقاء الدرب حسين، موسى
إلى أرواح ضحايا زلزال 21 ماي 2003
و إلى كل من ساعدني من قريب أو من بعيد على إنجاز
هذا العمل.

ع. الحميد

إهداء

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

أهدي هذا العمل المتواضع:

إلى أمي العزيزة, والدي الكريم

إلى روح جدتي العزيزة

و إلى إخوتي و أخواتي (ح, ب, إ... عبد الصمد)

إلى جميع عائلة برشاوة و قية

إلى عائلة صالحى بالجزائر العاصمة

إلى جميع الأصدقاء (علي, ميلود, سليم, ضياء, إسماعيل, صابر,

محمد الهادي, بشير, محمد, سمير, احمد, سالم, حمادة, حمادي,

شكري, نيس, تيتي)

إلى رفقاء الدرب سيد علي, عبد الكريم, حسان

إلى أرواح ضحايا زلزال 21 ماي 2003

و إلى كل من ساعدني من قريب أو من بعيد على إنجاز هذا العمل.

طلال

Avant-Propos

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectués au laboratoire de Haute tension de l'Ecole Nationale Polytechnique et dirigé par Messieurs

A. MEKHALDI et A. BOUBAKEUR.

Que Messieurs A. BOUBAKEUR et A. MEKHALDI trouve ici l'expression de notre profonde gratitude pour tous leurs précieux conseils, leurs encouragements et leurs suivis permanents jusqu'à l'achèvement de ce travail. Nous leurs sommes reconnaissants pour tous leurs efforts.

*Nous adressons nos sincères remerciements à :
Monsieur R. TAHMI Le (Président du jury) et M. TEGUAR
(membre de jury) pour l'honneur qu'ils nous ont fait pour avoir
bien voulu juger notre travail.*

A tous les enseignants qui ont contribués à notre formation, nous présentons notre profonde gratitude.

*Nos reconnaissances les plus dévouées à Messieurs
R. BELAICHA et M. TEGUAR pour ses disponibilités et ses
nombreux conseils.*

T. GUIA - A. BAZINE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
----------------------------	---

Chapitre I : GENERALITES SUR LA Foudre.....	2
--	----------

I.1. ELECTRICITE ATMOSPHERIQUE ET PHENOMENE PRECURSEURS.....	2
I.1.1. Formation des nuages orageux :	3
I.1.2. Formation des charges électriques :	3
I.1.3. Mécanismes générateurs de la foudre :	4
I.1.4. Phénomènes précurseurs :	4
I.1.5. Effet de couronne au sol et ionisation :	6
I.1.6. L'orage comme générateur de charge du condensateur terrestre :	7
I.1.7. Sévérité orageuse et éléments de statistiques :	7
I.1.8. Dispositifs pour mesurer la densité de foudroiements :	7
I.2. CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DE LA Foudre	8
I.2.1. Classification des coups de foudre	8
I.3. DESCRIPTION D'UN COUP DE Foudre	9
I.3.1. Coup de foudre ascendant.....	9
I.3.2. Coup de foudre descendant.....	10
 I.4. FORME ET AMPLITUDE DES IMPULSIONS DE COUPS DE Foudres	
DESCENDANTS.....	10
I.4.1. Formes des décharges négatives :	11
I.4.2. Formes des décharges positives :	11

Chapitre II : PROTECTION CONTRE LA Foudre.....	13
---	-----------

GENERALITES :	13
II.1. PHYSIQUE DE L'IMPACT AU SOL ET MODELE ELECTROGEOMETRIQUE :	13
II.1.1. Phénomène physique :	13
II.1.2. Modèle Electrogéométrique De Base (Méthode Analytique) :	14
II.2 ZONES DE PROTECTION.....	18
II.2.1. Méthode de la sphère fictive.....	18

II.3	ZONES DE CAPTURES D'UNE TIGE VERTICALE (<i>tige de Franklin</i>) :	19
II.4	ZONE DE PROTECTION D'UN FIL TENDUE HORIZONTALEMENT :	22
II.5	ZONE DE PROTECTION D'UNE NAPPE DE FILS HORIZONTAUX.....	23
II.5.1	Problème du choix de D	24

Chapitre III : METHODES DE CALCUL ET DE MESURES DU CHAMP ELECTRIQUE

III.1	INTRODUCTION.....	25
III.2	METHODES DES CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE RAYONNE PAR LA FOUDRE :	25
III.2.1	Modèle de la loi d'Ampère	25
III.2.2	Modèle de la ligne de transmission	26
III.2.3	Modèle de Bruce et Golde (1941).	30
III.2.4	Modèle de Uman et Mac Lain (1969).....	30
III.2.5	Modèle de Y.T.Lin, M.A.Uman.et R.B.Sandler (1979).	31
III.2.6	Modèle de M.J.Master , M.A.Uman, Y.T.Lin, et R.B.Standier :	34
III.2.7	Modèle de la source de courant mobile	35
III.2.8	Modèle R.E.Lefferts (1978)	38
III.2.9	Calcul utilisant la méthode des éléments finis (1985) :	39
III.2.10	Modèle de l'arc subséquent de P.Hubert (1985) :	40
III.2.11	Modèle de V.Cooray (1989).....	41
III.3	MESURE DU CHAMP ELECTRIQUE :	42
III.3.1	Méthode directe :	42
III.3.2	Voltmètre électrostatique :	43
III.3.3	Facteur de forme :	44
III.3.4	Méthode Indirecte :	44
III.3.4.1	Méthode indirecte de Wilson :	44
III.3.4.2	Méthode indirecte du voltmètre rotatif (moulin a champ électrique) :	44
III.3.4.3	Calcul de la valeur moyenne du courant de mesuré :	45
III.3.4.4	Surface du demi secteur de disque tournant :	46
III.3.4.5	Densité maximum de charge sur le demi secteur :	46
III.3.4.6	Densité de charge à la surface du sol :	46

III.3.4.7	Calcul du champ électrique :	46
III.4	SONDE LINEAIRE DE MESURE DU CHAMP ELECTRIQUE EN FONCTION DE LA DISTANCE INTER ELECTRODES LORS DE LA DECHARGE COURONNE POSITIVE EN GEOMETRIE FIL-PLAN :	46
III.4.1.1	Présentation de la sonde.....	47
III.4.1.2	Vérification expérimentale des fonctions de la sonde :	47
III.5	METHODE DE LA SONDE DU CHAMP A CAPACITE REPARTIE (SCCR) :	49
III.6	CONCLUSION.....	52

Chapitre IV : TECHNIQUES EXPERIMENTALES 53

IV.1	GENERATION DES ONDES DE CHOC	53
IV.1.1	Générateur de chocs :	53
IV.1.2	Tension de choc délivrée :	54
IV.1.3	Détermination de la tension $U_{100\%}$:	55
IV.1.4	Corrections atmosphériques.....	56
IV.1.4.1	Influence de la densité de l'air.....	56
IV.1.4.2	Influence de l'Humidité :	56
IV.2	MODELE EXPERIMENTAL :	57
IV.2.1	Modèle expérimental sans paratonnerre	57
IV.2.2	Modèle expérimental avec paratonnerre.....	58
IV.3	MESURE DU CHAMP E PAR LA METHODE DE LA SONDE DU CHAMP A CAPACITE REPARTIE (S.C.R.)	59
IV.3.1	Circuit d'Essai :	59
IV.3.2	Equation reliant V_{luc} au champ E :	60
IV.3.3	Détermination la constante de la sonde K_s :	61
IV.3.4	Forme des signaux obtenus avec l'oscilloscope :	62

Chapitre V : INTERPRETATION DES RESULTATS.....64

V.1 CAS SANS PARATONNERRE.....	64
V.1.1 Détermination de la tension $U_{0\%}$	64
V.1.2 Influence de la distance entre La tige et la sonde	65
V.1.3 Influence de la tension $U_{0\%}$	68
V.1.4 Influence de l'intervalle H sur le champ électrique.....	71
CONCLUSION.....	74
V.2 CAS AVEC PARATONNERRE.....	75
V.2.1. Influence de la position de la sonde (d/h_c)	75
V.2.2. Influence de la position du paratonnerre (D/h_c)	79
V.2.3. Influence de l'intervalle tige-plan H	83
V.2.2. Discussion sur l'effet du paratonnerre	88
CONCLUSION.....	91

CONCLUSION GENERALE.....93

BIBLIOGRAPHIE95

ANNEXES.....98

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Depuis les temps les plus reculés de l'humanité, la foudre était un phénomène étonnant et inconnu pour l'homme, elle était pour lui associée à la colère du dieu et à la notion de châtiement. Elle tue de milliers d'animaux et déclenche des incendies. Les surtensions qu'elle induit, même à des kilomètres du point d'impact, La foudre cause d'importants dégâts qui se chiffrent en terme des milliards de dollars donnant par exemple : les hommes foudroyés, destructions des appareils électriques, électroniques, industriels et domestiques.

Les réseaux de transport de l'énergie électrique sont à eux seuls frappés chaque année par quelques 80 milles coups de foudre [1]. Ainsi que les raffineries de pétrole, les réservoirs de matières combustibles et les installations au sol des aéroports sont également foudroyés.

Ainsi, malgré leur foudroiement fréquent, si les réseaux électriques continuent à distribuer l'énergie électrique, si les antennes d'émission de radio et de télévision continuent à émettre leurs programmes, c'est bien grâce à la mise en place de dispositifs de protection adéquats.

Devant un tel fléau naturel, on veut d'abord comprendre qu'est ce que la foudre ? A quoi est elle due ? Comment se déclenche-t-elle ? En l'occurrence, il ne s'agit pas satisfaire notre seule curiosité, mieux on la connaît, mieux on s'en protège.

Dans cet ordre d'idée nous citerons dans le premier chapitre de ce mémoire un exposée sur la physique des orages et les caractéristiques électriques de la foudre. La compréhension de ces phénomènes nous aide à concevoir un système de protection contre la foudre. Nous présentons ce système dans le deuxième chapitre. Le modèle électrogéométrique ainsi une brève description de mécanisme d'impact est exposée dans ce chapitre.

Dans le troisième chapitre, nous exposerons les différentes méthodes de mesure et de calculs du champ électrique. Nous intéressons dans cette partie par la méthode de la sonde de champ capacitif répartie **SCCR**.

Au chapitre quatre, nous présentons les techniques expérimentales utilisées afin de mesurer le champ électrique au sol. Pour mettre en évidence l'effet du paratonnerre horizontal sur le champ mesuré, pour cela, des essais ont été effectués dans un système tige plan avec et sans paratonnerre dans le laboratoire de haute tension à l'ENP d'Alger.

Le cinquième chapitre sera réservé aux résultats expérimentaux et leurs interprétations.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA FOUDRE

I. INTRODUCTION

En général, la foudre apparaît en présence d'un nuage orageux du type cumulo-nimbu. Il est très complexe à maîtriser et malgré le grand nombre de travaux consacrés à la foudre par des chercheurs de nombreux pays depuis plusieurs décennies, ce phénomène reste encore assez mal connu. Cette situation provient en grande partie de la nature insaisissable de la foudre, qui frappe où elle veut et quand elle veut.

I.1. ELECTRICITE ATMOSPHERIQUE ET PHENOMENE PRECURSEURS

La terre est considérée comme un gigantesque condensateur sphérique dont les deux armatures seraient constituées par le globe terrestre et par l'électrosphère [2] (zone conductrice de l'atmosphère). L'épaisseur du diélectrique est de l'ordre de 100 km.

On peut donc assimiler le système haute atmosphère- globe terrestre, à un condensateur sphérique dont la capacité est donnée par la relation suivante [3]:

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0}{\left(\frac{1}{R_t} - \frac{1}{R_e}\right)}$$

Où : $R_t = 6367 \text{ Km.}$

(Rayon de la terre)

$R_e = 100+6367 \text{ Km} = 6467\text{Km.}$

(Rayon de l'électrosphère)

$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$

(Permittivité de l'air)

A partir de ces données la capacité C vaut environ 46 mF.

Des mesures montrent qu'il existe par beau temps, un champ électrique faible permanent dirigé vers le bas [1]. (haute atmosphère positive, terre négative) dont l'amplitude est de l'ordre de 100 à 150V/m, donc le condensateur terrestre est chargé en permanence.

Comme l'air n'est pas un diélectrique parfait, il y'a toujours un certain nombre de paires d'ions positifs et négatifs qui sont créés par les radiations cosmiques ou par la radioactivité naturelle du sol. Ces ions sont entraînés par le champ électrique dans un sens donné, en

engendrant un courant électrique atmosphérique dont l'effet est de décharger le condensateur terrestre. (Figure 1) [4] [5].

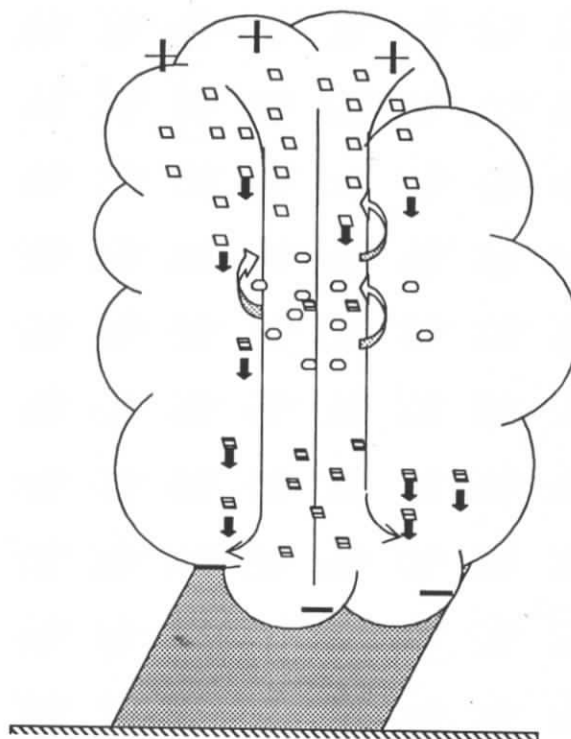


Figure 1 : Nuage orageux

I.1.1. FORMATION DES NUAGES ORAGEUX :

La formation des nuages orageux généralement de type cumulo-nimbus, est due à la stabilité de l'atmosphère. Les nuages se développent quand l'air chaud et humide près de la surface de la terre s'élève, sous l'influence d'un courant atmosphérique ascendant, et remplace l'air dense se trouvant aux dessus [5] [6]. Ils s'étendent sur des surfaces de plusieurs km², leur base se trouve à environ 2 à 3 km au dessus du sol et se développent en hauteur jusqu'à des altitudes de 10 à 15 km. L'activité thermodynamique est très intense et provoque des déplacements d'air ascendants très violents au centre de la masse nuageuse.

I.1.2. FORMATION DES CHARGES ELECTRIQUES :

Les particules en mouvement, sous l'influence de l'activité thermodynamique, se chargent électriquement par frottement. Des charges positives s'accumulent au sommet du nuage constitué de cristaux de glace et des charges négatives se déposent en bas du nuage constitué de gouttelettes d'eau. Souvent un îlot de charges positives est enserré dans la masse négative.

Cet immense dipôle électrique provoque, par influence, la charge électrique du sol (positive) et de l'ionosphère (négative). Un courant dit « de beau temps » s'écoule du ciel vers la terre hors de la zone nuageuse.

I.1.3. MECANISMES GENERATEURS DE LA FOUDRE :

Dans le cas classique d'un orage d'été, d'après le principe d'Archimède, l'air chaud étant moins dense que l'air froid, lorsqu'il est plongé dans ce dernier, il va donc avoir tendance à s'élever. Une telle situation se produit quotidiennement en été lorsque le sol est fortement réchauffé par le rayonnement solaire, cela provoque localement, au niveau du sol, la formation de véritables " bulles " d'air chaud. La formation des nuages est due à la condensation de la vapeur d'eau en gouttelettes de liquide. Suivie de la congélation de ces gouttelettes en cristaux de glace à une altitude donnée. Un autre paramètre qui intervient, est la chaleur latente. Il s'agit de la quantité d'énergie emmagasinée dans la vapeur d'eau qui, lors de sa condensation, est libéré dans le nuage sous forme de chaleur. Cette chaleur latente réchauffe l'air ambiant dans le nuage, renforçant ainsi le premier paramètre [7].

Selon d'autres théories, la formation d'un nuage orageux est due à l'apparition de courants atmosphériques ascendants à une vitesse pouvant dépasser 360 km/h, si les conditions de température et d'humidité sont convenables, il se produit une détente de l'air humide au cours de son ascension, avec refroidissement entraînant la condensation [5] [8].

Le vent ascendant maintient en suspension des gouttelettes qui s'agglomèrent et grossissent progressivement jusqu'à ce qu'elles se brisent. Cette pulvérisation entraîne l'électrification des gouttelettes. Les particules légères chargées positivement sont entraînées par les courants ascendants vers le sommet du nuage et les particules lourdes chargées négativement, tombent sous l'action de leur poids. On assiste ainsi au phénomène de séparation des charges dans une cellule orageuse. Les estimations concernant la charge contenue dans une cellule d'orage varient entre quelques dizaines et quelques centaines de Coulombs [5] [9].

I.1.4. LES PHENOMENES PRECURSEURS :

Le nuage constitue un vaste dipôle créant des champs électriques entre ses différentes couches intérieures, de même qu'il peut en créer entre sa base et la surface du sol.

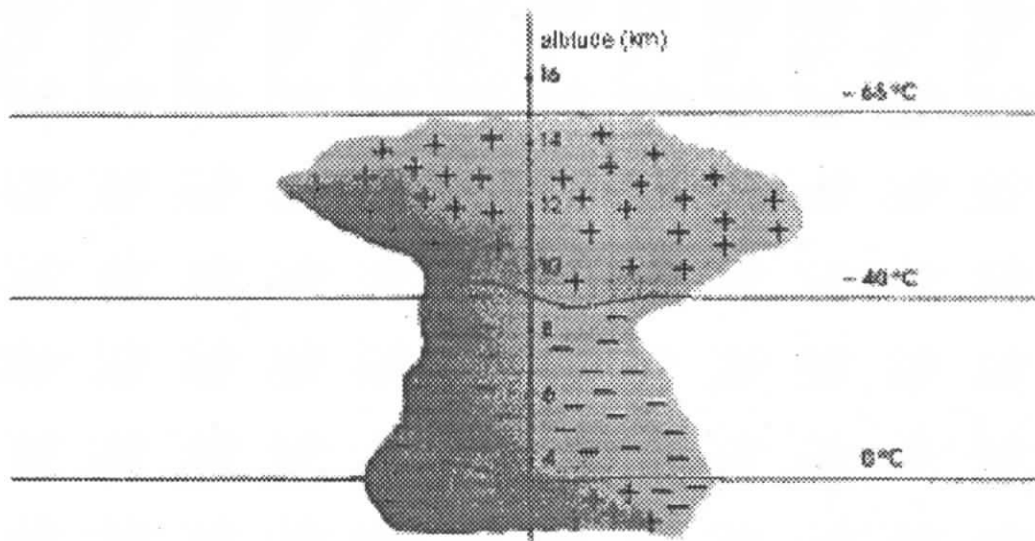


Figure 2. Structure générale d'un nuage orageux

Le champ électrique atmosphérique existant en permanence au sol est faible. Son intensité sur un terrain plat et par beau temps est de l'ordre de 100 à 150V/m. Il est dû à des charges positives situées à des altitudes de l'ordre de 50 km.

Au moment de l'approche d'un nuage orageux, sous l'influence des charges négatives disposées à la base, le champ électrique au sol commence à s'inverser, puis croître considérablement. Lorsque le champ atteint une valeur de -10 à -15kV/m, une décharge au sol est imminente (figure 3). [10]

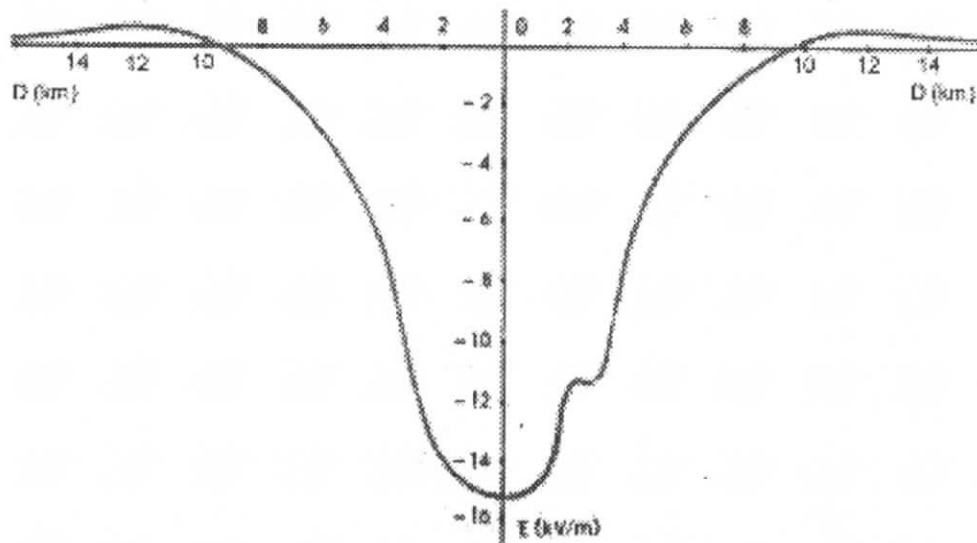


Figure 3: schéma du champ électrique au sol.

Par beau temps l'intensité du champ électrique, orienté vers la surface de la terre, est de l'ordre de 0,4 kV/m. la présence d'impuretés et de gouttelettes d'eau dans l'atmosphère provoque des accentuations locales du champ. Ce dernier, est sous l'effet des charges électriques, inversé à augmenté considérablement.

I.1.5. EFFET DE COURONNE AU SOL ET IONISATION :

Ces valeurs de champs électriques supposent un sol horizontal plat. Or, les reliefs et les proéminences modifient fortement ces valeurs. On sait que toute aspérité peut augmenter le champ local par l'effet de concentration des lignes de champ électrique.

En effet, le champ calculé au sommet d'une demi-sphère posée sur un plan est le triple du champ moyen. Cet effet s'accroît lorsque la demi-sphère se déforme en demi-ellipsoïde pointu [10] [9]. Ainsi, pour un rapport entre grand axe et petit axe de l'ellipsoïde égal à 30, le champ est multiplié par un rapport de 300 [12].

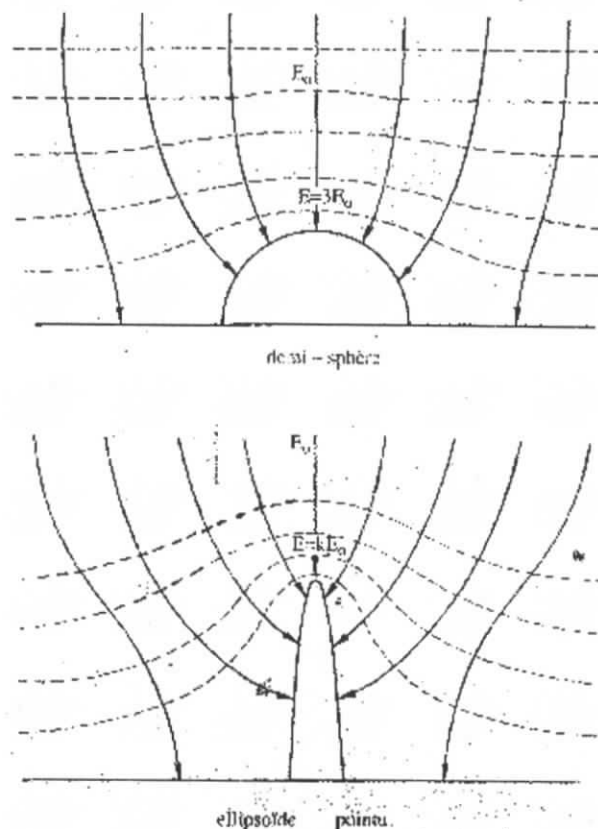


Figure 4: facteur d'amplification du champ électrique au sommet d'une aspérité [3]

a) demi-sphère b) demi-ellipsoïde

On sait par ailleurs que lorsque un champ électrique de l'ordre de 30 kV/cm est appliqué à l'air atmosphérique à pression normale, il se produit une ionisation et un processus d'avalanches électroniques (travaux de Peek) [11]. Il suffit alors que l'aspérité soit assez allongée pour que le processus puisse se développer. Supposons par exemple que le champ ambiant est de l'ordre de 4 kV/m et que le coefficient amplificateur du champ soit 1000; le champ au sommet d'une telle aspérité atteint 40 kV/cm, largement suffisant pour déclencher les avalanches électroniques, c'est l'effet de couronne. Cet effet se manifeste visuellement sous forme d'effluves; (sorte de filaments bleu-violet), et auditivement sous forme de crépitements. Leur longueur peut varier de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres selon la taille de l'aspérité.

I.1.6. L'ORAGE COMME GENERATEUR DE CHARGE DU CONDENSATEUR TERRESTRE :

Les coups de foudre au sol constituent l'un des mécanismes de charge du condensateur terrestre. On estime qu'à tout instant, environ deux mille orages sont en cours autour du globe terrestre produisant à chaque instant une centaine de décharges vers la terre; selon les statistiques, la charge moyenne écoulee dans une décharge est d'environ de 15 C et un courant moyen de 500A (le sens du courant est inverse du courant permanent).

I.1.7. SEVERITE ORAGEUSE ET ELEMENTS DE STATISTIQUES :

Pour caractériser la sévérité orageuse d'une région donnée, il est d'usage universel, de l'utilisation de niveau Kéraunique. Par définition, le niveau kéraunique est "le nombre de jours par an où le tonnerre a été entendu". En Algérie le niveau kéraunique est de l'ordre de 15, il dépasse 30 dans les régions montagneuses. En Floride (Etats-unis) le niveau Kéraunique dépasse 100 jours d'orages par an, et il dépasse 180 dans quelques régions d'Afrique [8].

I.1.8. DISPOSITIFS POUR MESURER LA DENSITE DE FOUROIEMENTS :

Plusieurs dispositifs ont été imaginés pour mesurer la densité de foudroiement d'une région par rapport à une autre.

Le compteur CIGRE [5] :

C'est l'un des dispositifs de mesure les plus répandus et les plus connus. Cet appareil mesure la variation du champ électrique local produite par une décharge atmosphérique. L'appareil est soumis à une petite antenne et sa sensibilité est réglée de telle sorte que le rayon de détection soit de 15 à 20 km.

Le compteur optique :

Cet appareil permet de photographier directement une portion du ciel orageux. Grâce à un miroir convexe horizontal, au dessus de ce miroir, un appareil photographique est placé visant son sommet, grâce à sa convexité, le miroir renvoie pratiquement toute la portion du ciel visible vers l'appareil photographique.

I.2. LES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DE LA Foudre**I.2.1. CLASSIFICATION DES COUPS DE Foudre**

La première phase d'un coup de foudre est une prédécharge peu lumineuse (traceur); il progresse à travers l'air neutre; cette décharge est comme origine soit dans le nuage et elle progresse vers le sol; soit au niveau du sol et progresse en direction du nuage.

On classe les coups de foudre selon le sens de développement du traceur (leader):

- les coups de foudre descendants (traceur à partir du nuage).
- les coups de foudre ascendants (traceur à partir du sol).

Généralement; les coups de foudre descendants (normaux) se développent dans les pays plats. Et Les coups de foudre ascendant peuvent se développer si il y'a une proéminence importante, c'est pourquoi les coups de foudre ascendants se produisent généralement dans les montagnes.

On classe aussi les coups de foudre selon la partie qui se décharge : partie positive ou négative du nuage; donc on peut imaginer quatre cas de coups de foudre :

1) ascendant positif, 2) ascendant négatif, 3) descendant positif, 4) descendant négatif.

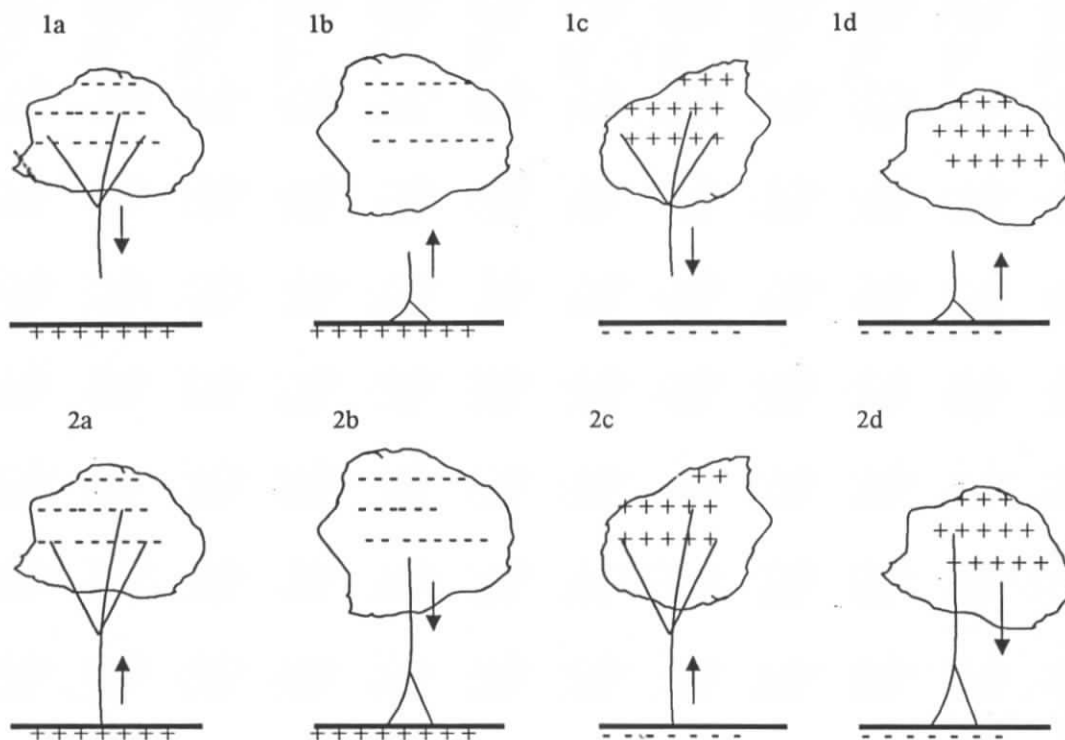


Figure 5: Différents types de coups de foudre selon la classification de K.Berger [10]

I.3. DESCRIPTION D'UN COUP DE Foudre

I.3.1. COUP DE Foudre ASCENDANT

Les coups de foudre ascendants sont généralement produits dans des endroits d'importantes proéminences, où les effluves d'effet de couronne apparaissent au sommet des aspérités. Ces effluves sont plus intenses d'autant que la proéminence est plus importante. A partir d'une certaine intensité d'effluve, le phénomène se modifie brusquement et se développe suffisamment loin pour atteindre le nuage. Ce type de coup de foudre est généralement observé à partir des tours dont la hauteur dépasse 300m, ou à partir de gratte-ciel.

- La chronologie la plus fréquente est la suivante :

Au premier temps : apparition de filaments couronne qui sont issus d'un tronc ionisé commun, ce tronc est l'amorce d'un traceur. Avec l'élévation du champ électrique ambiant, ce traceur se développe brusquement, et progresse en direction du nuage; la vitesse de la progression est estimée de 2 à $6 \cdot 10^4$ m/s.

Au cours de cette progression, le traceur se ramifie plusieurs fois formant une arborescence croissant vers le nuage dont la durée peut atteindre quelques dizaines de milli secondes. Quand le traceur atteint le nuage, il s'établit une décharge qui peut durer la seconde et qui écoule un courant d'intensité d'un millier d'Ampère.

I.3.2. COUP DE Foudre DESCENDANT

Le traceur de coup de foudre descendant se développe en progressant vers la terre par bonds successifs de quelques dizaines de mètres (Stepped leader), entre ces bonds on observe des temps d'arrêt de l'ordre de 40 à 100 μ s ainsi la vitesse moyenne est de l'ordre de 0.15 m/ μ s (cette vitesse est plus grande de 3 fois que celle du traceur positif). En progressant vers le sol, des ramifications vont apparaître sur l'arbre du canal et la luminosité du canal s'accroît.

Quand la pointe d'un traceur approche le sol, des prédécharges ascendantes se développent à partir du sol, généralement, depuis un arbre ou une saillie, dans la direction du traceur.

Lorsqu'une de ces prédécharges ascendantes et le traceur par bonds se rejoignent, il s'établit un court circuit entre le nuage et le sol qui va permettre le passage d'un courant de forte intensité, on peut observer aussi un trait fortement lumineux qui progresse depuis le sol jusqu'au nuage, avec une vitesse estimée à 10⁸ m/s : c'est l'arc en retour (return stroke).

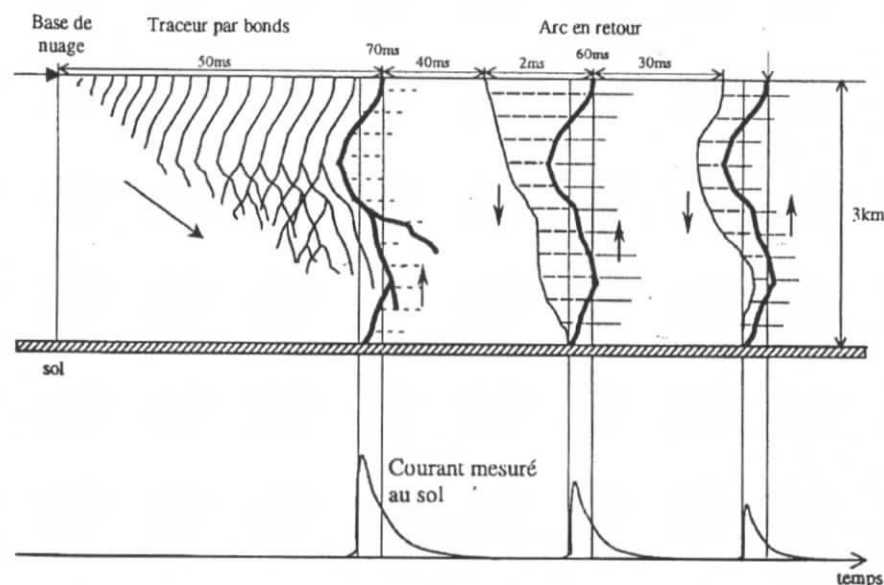


Figure 6: Schéma montrant le déroulement spatio-temporel d'un coup de foudre descendant [10].

La principale différence entre un coup de foudre ascendant et un coup descendant réside dans le fait que le coup descendant commence toujours vu du sol par une impulsion de courant de forte amplitude, alors que le coup ascendant commence par un long courant persistant de faible valeur.

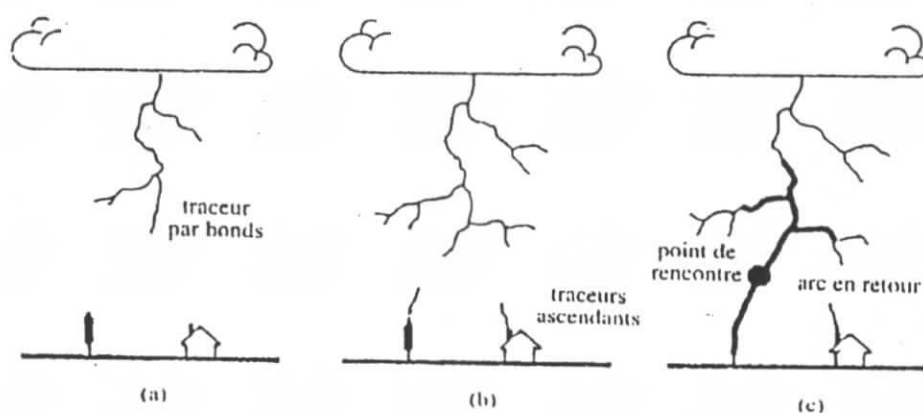


Figure 7: phases caractéristiques de l'évolution d'un coup de foudre descendant négatif [13].

- Descente du traceur par bonds
- Initiation de traceurs ascendants
- Rencontre entre un traceur ascendant et le traceur descendant par bonds, puis écoulement d'arc en retour.

I.4. FORME ET AMPLITUDE DES IMPULSIONS DE COUPS DE FODRES DESCENDANTS

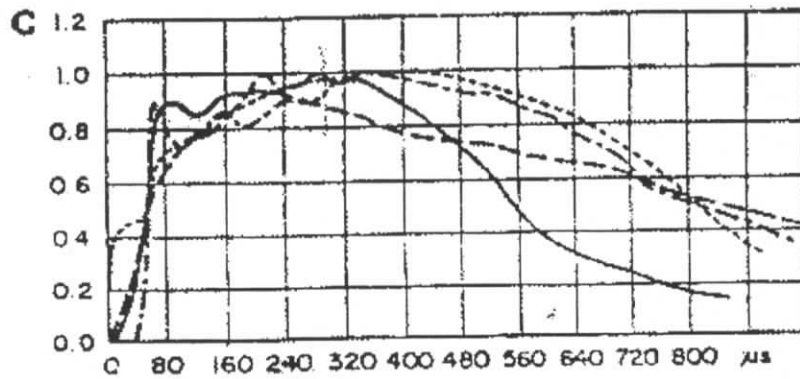
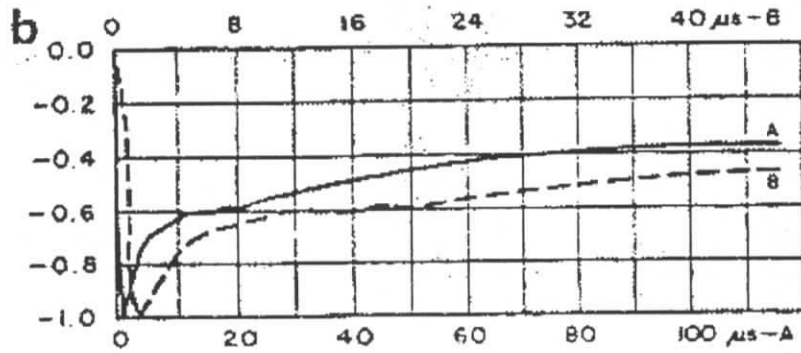
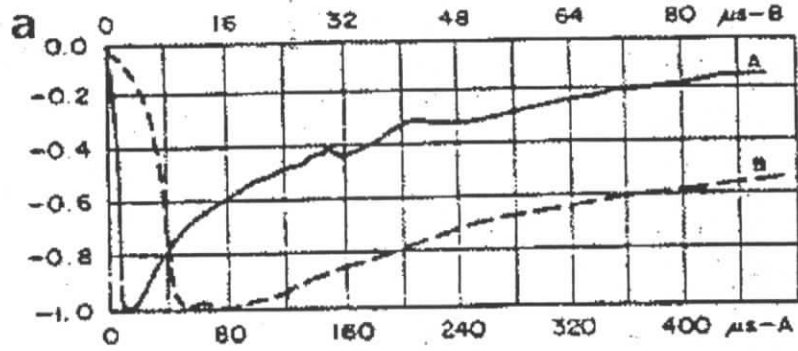
I.4.1. FORME DES DECHARGES NEGATIVES :

Les fronts des premières impulsions des coups descendant présentent des formes très irrégulières, et ont des durées totales de 10 à 20 μs de zéro à la valeur de crête du courant.

I.4.2. FORMES DES DECHARGES POSITIVES :

Le coup de foudre positif est constitué d'une seule décharge de 0.1 à 0.2s. La durée du front de l'onde est relativement longue, elle varie entre 20 et 50 μs , mais l'amplitude du courant peut atteindre de très fortes valeurs, supérieur à 100 kA.

Les figures suivantes présentent quelques formes de courants de foudre enregistrées dans une station d'étude



CHAPITRE II

PROTECTION CONTRE LA FOUDRE

GENERALITES :

Lorsqu'un ouvrage ou un objet quelconque risque d'être foudroyé, on est obligé de déterminer au préalable les points d'impacts les plus probables de la foudre. La connaissance de ces points permettra d'apprécier l'ampleur des dommages et de prévoir une protection éventuelle.

Pour déterminer ces points d'impact, de nombreux modèles ont été proposés afin de définir une distance d'amorçage (distance d'attraction) pour un objet donné [5] [13].

Toutefois, ces modèles restent encore imparfaits. Ils ne tiennent pas compte, en effet, de certaines caractéristiques des objets à protéger, parmi lesquelles leur résistance de mise à la terre et leur formes qui jouent un rôle important [13]. A titre d'exemple, ils ne font pas la distinction entre la distance d'attraction d'un sapin et celle d'une tige conductrice bien mise à la terre, de même hauteur.

Dans ce chapitre nous nous intéresserons à la physique de l'impact au sol, au modèle électrogéométrique de base, au modèle mis en oeuvre par la méthode de la sphère fictive ainsi qu'à la protection contre la foudre dans le cas des terres hétérogènes et des terres homogènes mauvaises conductrices.

II.1 PHYSIQUE DE L'IMPACT AU SOL ET MODELE

ELECTROGEOMETRIQUE :

II.1.1 LE PHENOMENE PHYSIQUE :

Le traceur par bonds issu du nuage orageux progresse de manière aléatoire. Lorsqu'il arrive à deux ou trois cent mètres de la terre, tout se précise.

Ce traceur est un canal ionisé qui comporte un excédent de charges négatives avec une forte concentration à sa pointe. Lorsqu'il se rapproche du sol, il génère au-dessous de lui un champ électrique qui croit jusqu'à atteindre des centaines de kilovolts par mètre environ.

A ce moment des traceurs ascendants positifs se développent brusquement en direction du traceur descendant, le plus proche, celui qu'a démarré le plus tôt ou celui qu'a progressé plus rapidement, entre en contact avec le traceur descendant.

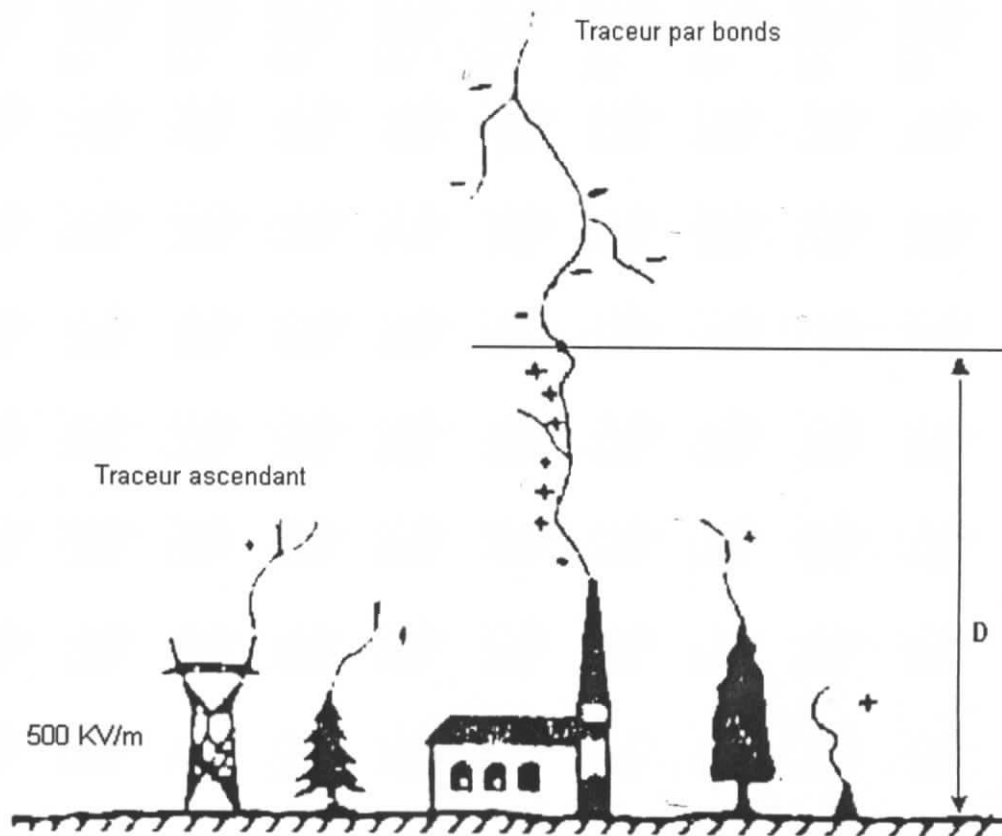


Figure II.1. Schéma montrant la phénoménologie de l'impact : rencontre entre le traceur descendant et un traceur ascendant [8].

II.1.2 MODELE ELECTROGEOMETRIQUE DE BASE (METHODE ANALYTIQUE) :

L'étude de la foudre est difficile, parce que le phénomène n'est pas fréquent et la prédiction précise de l'instant et du point d'impact de la foudre au sol, est pour le moment impossible. Pour toutes ces raisons la simulation de la foudre au laboratoire permet la connaissance et l'étude approfondie du phénomène.

Dans un laboratoire, nous pouvons reproduire le phénomène autant de fois que nous le souhaitons. On peut aussi mesurer les paramètres de la foudre tels que le courant, le champ au sol, et la distance de l'amorçage.

Il est évident que le champ électrique au sol sous le traceur descendant est une fonction à la fois de la quantité de charges réparties le long d'un canal ionisé et de la distance qui sépare sa pointe du sol.

Nous allons considérer uniquement le champ généré par le traceur négatif descendant, car c'est le plus fréquent (80 à 90% des coups de foudre sont négatifs).

Dans le modèle proposé, 10% des charges sont concentrées à sa pointe, le reste étant réparti uniformément à travers sa longueur (**figure II.2**).

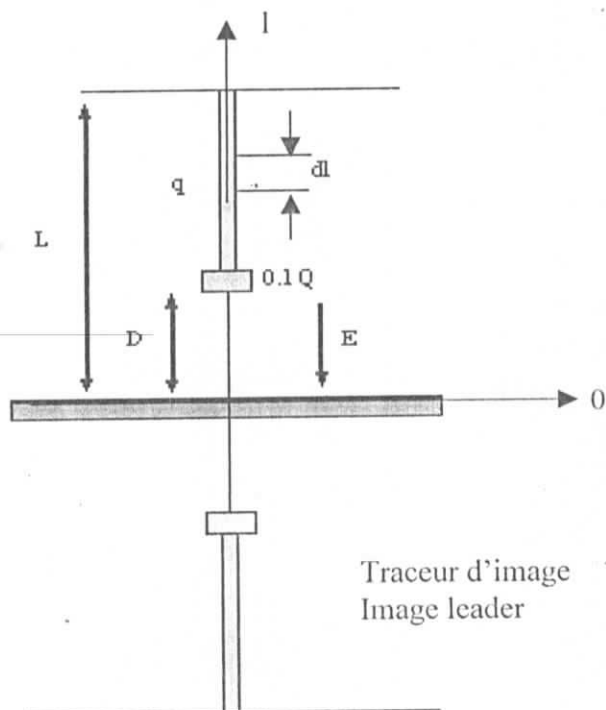


Figure II.2: Notation utilisée pour le calcul du champ au sol créé par un précurseur descendant

l : la longueur du traceur

Q : sa charge totale

q : sa charge linéique

On aura à tout instant :

$$Q = 0.1Q + l q \quad (\text{II.1})$$

Avec

L : hauteur de traceur

D : distance instantanée entre la tête du traceur et le sol

$$l = L - D$$

Sur la base de ces données, on peut calculer le champ créé par le traceur en tout point de l'espace. Le champ à la surface du sol, se trouvant juste à la verticale du traceur est donné par [13] :

$$E = \left(\frac{q}{2\Pi\epsilon_0} \right) \left[\int \frac{dl}{l^2} + \frac{1}{9} \right] \quad (\text{II.2})$$

$$E = \left(\frac{q}{2\Pi\epsilon_0 L} \right) (1 - k) \left[\frac{9k + 1}{9k^2} \right] \quad (\text{II.3})$$

Avec $k = D/L$

Pratiquement, il est intéressant d'exprimer le champ E en fonction de la valeur de crête du courant. Ceci conduit souvent aux corrélations suivantes [13] [14] :

$$I = 15 Q \text{ [kA] et [C]} \quad (\text{II.4})$$

Q est la charge totale portée par le traceur à l'instant de l'impact : c'est-à-dire lorsque $l = L$.

On déduit que :

$$I = 15 Lq / 0.9 \quad \text{Avec } I[\text{kA}], L[\text{m}], q[\text{C}].$$

On donne les charges linéiques pour quelques valeurs de courant de crête pour un nuage situé à 2000 m [13].

I (kA)	10	20	50	75	100	150	200
q (μC/m)	300	600	1500	2200	3000	4500	6000

Tableau (II.1) : Charge linéique en fonction du courant de crête.

Donc on peut établir une relation numérique entre le champ électrique au sol ($E = f(D,I)$), la distance par rapport au sol de la pointe du traceur et l'intensité de crête du courant de foudre résultant.

Donc, on donne le champ au sol en fonction de l'altitude de crête du précurseur en remplaçant **q** par les valeurs du tableau dans la **relation (II.3)**.

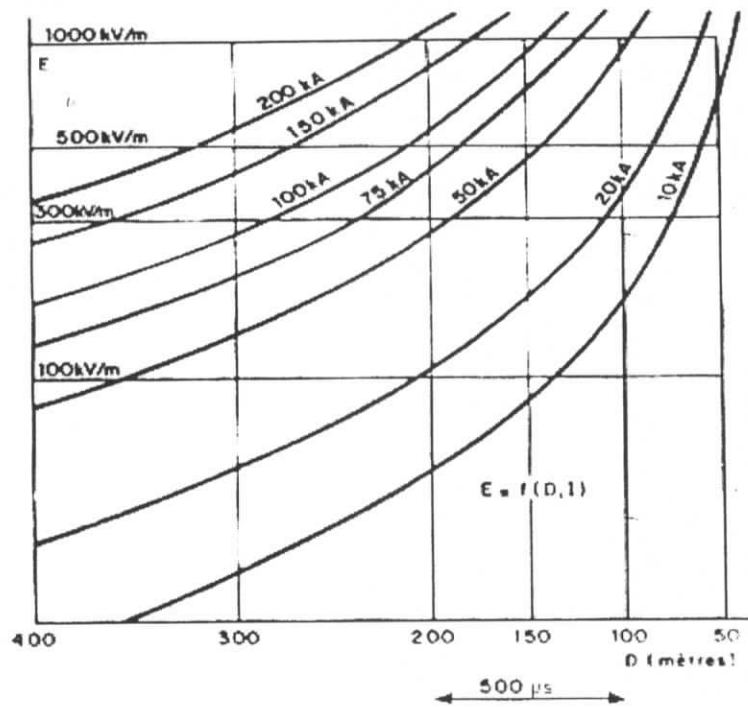


Figure II.3. Champ au sol en fonction de l'altitude de la tête du précurseur descendant pour différentes valeurs du courant de foudre [14].

On peut considérer que la jonction entre les traceurs descendants et ascendants se fait à l'instant où le champ au sol atteint 500 kV/m. Les courbes de la figure précédente permet de lire immédiatement la distance entre le traceur par bonds et le sol à cet instant en fonction du courant de foudre. Cette distance est appelée distance d'amorçage.

E. R. Whitehead [1] avait proposé une relation pour l'exprimer en fonction du courant de foudre

$$D = 10 \cdot I^{1/3} \quad D[\text{m}] \text{ et } I[\text{kA}] \quad \text{(II.5)}$$

On constate que la distance d'amorçage déduite de cette relation et la distance obtenue par les courbes $f(D, I)$ pour un champ $E = 500 \text{ kV/m}$ sont pratiquement égales.

	I(kA)	10	20	50	75	100	150
$D[\text{m}] = 10 \cdot I^{1/3}$	D (m)	48	74	133	172	207	270
$E = 300 \text{ kV/m}$	D (m)	70	105	185	235	280	360
$E = 500 \text{ kV/m}$	D (m)	50	75	132	173	209	273

Tableau (II.2) : Distance d'amorçage en fonction du courant de crête.

A partir de ce tableau, nous constatons que la distance d'amorçage croît avec la valeur de crête du courant de foudre.

II.2 ZONES DE PROTECTION

Pour mettre en relief la notion de zone de protection ou de capture, on utilise une méthode graphique simple, appelée méthode de la sphère fictive. Son principe consiste à considérer une sphère de rayon D (distance d'amorçage), et qui a pour centre la tête du traceur par bonds, la sphère se met en mouvement dans toutes les directions, sans jamais perdre le contact soit avec le sol, soit avec un objet proéminent.

La zone de protection est déterminée par la surface non touchée par le contour de la sphère fictive [15] [16].

II.2.1 METHODE DE LA SPHERE FICTIVE

Selon le modèle électrogéométrique, le point de l'impact de la foudre se détermine par l'objet au sol qui se trouvera le premier à la distance d'amorçage d du traceur descendant, même si cet objet est le sol plat lui-même [8].

Tout se passe donc comme si la pointe du traceur était entourée d'une sphère fictive, de rayon D , centrée sur elle, et comme cette sphère accompagnait rigidement la pointe au cours de la trajectoire a priori aléatoire du traceur, à l'approche du sol, le premier objet que touchera la sphère déterminera le point de l'impact du coup de la foudre.

D'où le procédé : on imagine que la sphère fictive de rayon d roulée au sol, dans toutes les directions, sans jamais perdre le contact, soit avec le sol, soit avec un objet proéminent :

- ❖ Si, au cours de ce mouvement, la sphère entre en contact avec les dispositifs de protection (tige verticale, fil horizontale, nappe de fil, cage de faraday) sans jamais pouvoir toucher l'un des objets à protéger, alors que la protection de ceux-ci est assurée.
- ❖ Si, au cours de ce mouvement, la sphère entre en contact avec l'un des objets à protéger, le dispositif de protection devra remanier jusqu'à ce qu'aucun de ces contacts ne puisse plus se produire.

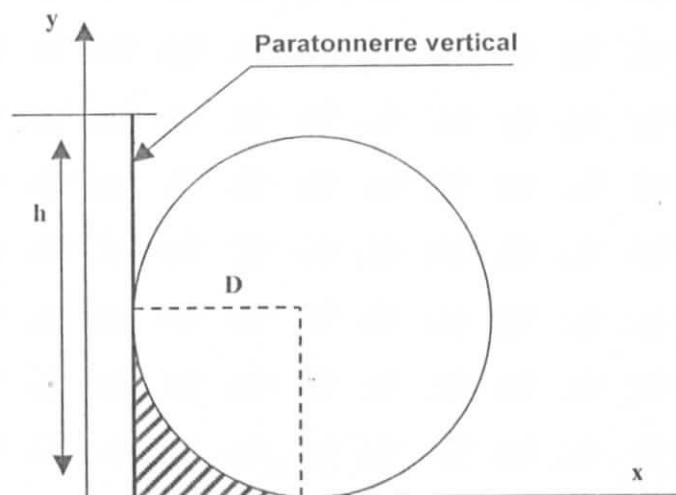


Figure II.4. Zone de protection d'un paratonnerre vertical en utilisant la sphère fictive

II.3 ZONES DE CAPTURES D'UNE TIGE VERTICALE (TIGE DE FRANKLIN) :

Considérons une tige verticale de hauteur h , placée sur un terrain parfaitement plat. Dans un système de coordonnées xoy , l'axe ox représente le sol, et $OH = h$, placé sur oy , représente la tige verticale.

Traçons la parabole p , définie par le lieu des points P à égale distance du sol et de la pointe H de la tige : cette parabole a pour équation :

$$h^2 - 2.h.y + x^2 = 0 \quad (II.6)$$

D'après l'hypothèse de la distance d'amorçage, tout traceur qui se présente dans la zone I à droite de la parabole ne sera jamais capté par la pointe H , et touchera le sol. Si au contraire, un traceur se présente dans la zone II comprise entre oy et p , il sera capté par la pointe H dès que la distance HT (T est la tête du traceur) devient inférieure à la distance d'amorçage du coup de foudre considéré.

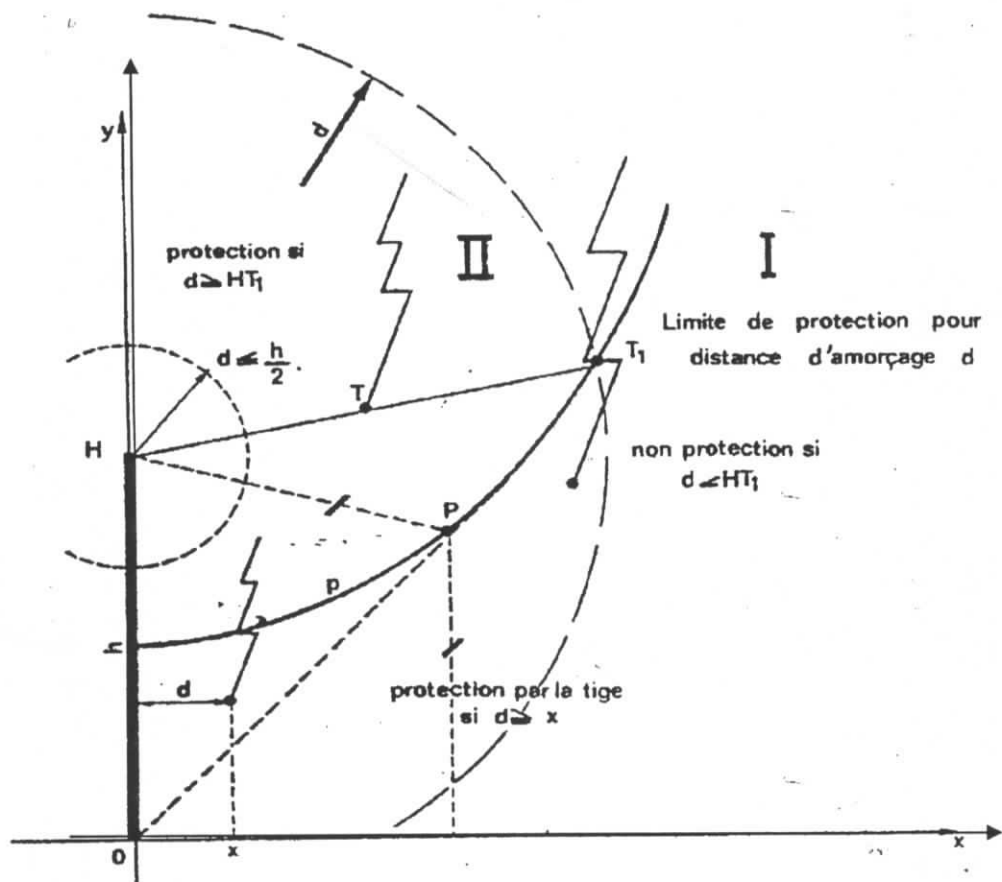


Figure II.5 : Zone de capture d'un paratonnerre vertical [8]

Si le traceur, arrivant par la zone II peut traverser la parabole P en T_1 par exemple, sans qu'il ait été capté, cela signifie que $HT_1 > d$.

La condition limite de capture de la pointe est donc que, tout au long de la parabole, la relation $HT_1 < d$ soit satisfaite [8].

Or, $HT_1 = y$, coordonnées du point T_1 , par définition même de la parabole dans (1) on peut donc remplacer y par d , on obtient :

$$x \leq h \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot d}{h} - 1}$$

x est le rayon de capture de la tige, pour un coup de foudre caractérisé par une distance d'amarçage d donné, c'est-à-dire par un courant d'intensité I donnée.

Pour les coups de foudre tels que $d < h/2$, expression (II.2) n'a plus de solution ce qui signifie que la pointe ne capture plus les courants très faibles, dès lors que le traceur passe en dehors du cercle de rayon d centré sur H .

Le tableau suivant, établi à titre d'exemple pour une tige métallique de 30 mètres de hauteur, dans le rayon de capture en fonction du courant de foudres présumés :

I(kA)	2	7	10	30	80	150
D(m)	15	34	44	90	174	265
X(m)	15	34	42	67	98	122

Tableau (II.2)

On constate ainsi que le rayon de capture d'une tige verticale est d'autant plus grand que le coup de foudre sera intense. Pour les coups de foudre de faible intensité, au contraire, le rayon de courbure de la tige que de ligne peut devenir extrêmement réduite : dans notre exemple, le rayon de courbure devient inférieur à la hauteur de la tige dès que intensité du courant de foudres est au-dessous de 7 kA

Par ailleurs, la tige elle-même peut jouer un rôle de capture, ce qui peut se produire lorsque la trajectoire du traceur n'est pas strictement verticale. Le critère de capture doit encore être complété par la condition évidente dans le rayon de capture de la tige:

$$X \leq d$$

Est ceci dans la zone $x \leq h$.

Le fait que la zone de capture d'une tige verticale puisse être bien inférieure à la hauteur de la tige et à première vue paradoxale ; il a cependant été confirmé dans de nombreux cas où la foudre est tombée au pied même d'une tour élevée ou a frappé cette tour à mi-hauteur. De telles observations sont fréquentes en ce qui concerne les tours de télévision modernes (Otankino près de Moscou, $h=540\text{m}$ tour CN près de Toronto, $h= 554\text{m}$).

II.4 ZONE DE PROTECTION D'UN FIL TENDUE

HORIZONTALEMENT :

Lorsque la hauteur h du fil est telle que $d > h$, la construction géométrique est la même que celle de la **Figure II.6**. La seule différence réside dans le fait que la zone de protection à une symétrie axiale au lieu d'une symétrie de révolution.

Lorsqu'au contraire la hauteur est telle que $d < h$, l'action de la tige n'existe plus.

Le rayon de protection au sol est toujours :

$$x_0 = \sqrt{2.h.d - h^2}$$

Mais ici, la hauteur maximale h_{\max} que peut avoir un objet, pour qu'il soit protégé directement sous le fil, est réduite :

$$P = 2.d - h$$

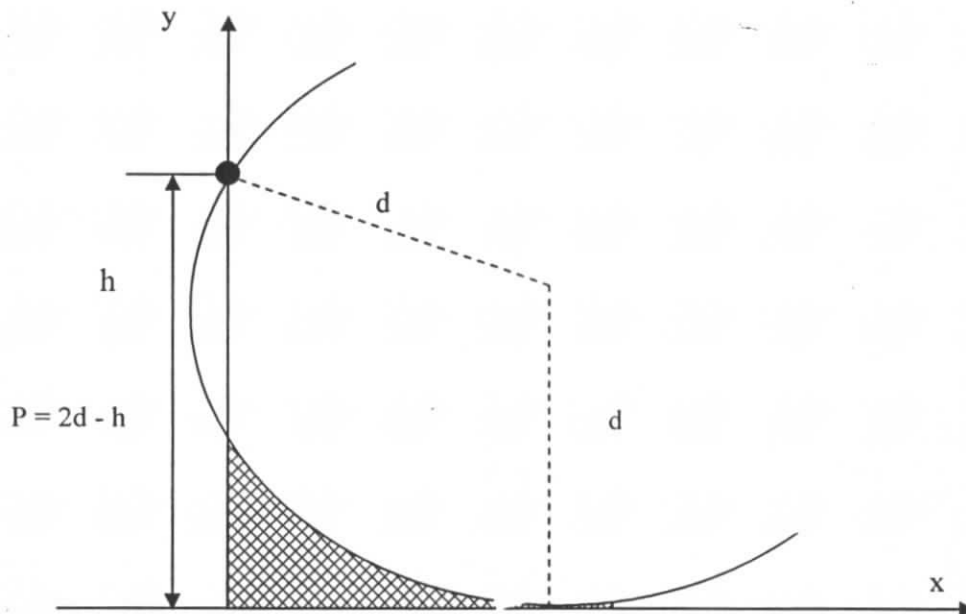


Figure II.6. Zone de protection d'un fil tendu horizontalement

II.5 ZONE DE PROTECTION D'UNE NAPPE DE FILS HORIZONTAUX

Si l'on se reporte à la **Figure II.6**, on voit immédiatement qu'un objet placé sous une nappe de fils horizontaux distants l'un de l'autre de $2D$, sera correctement protégés si sa hauteur n'excède pas :

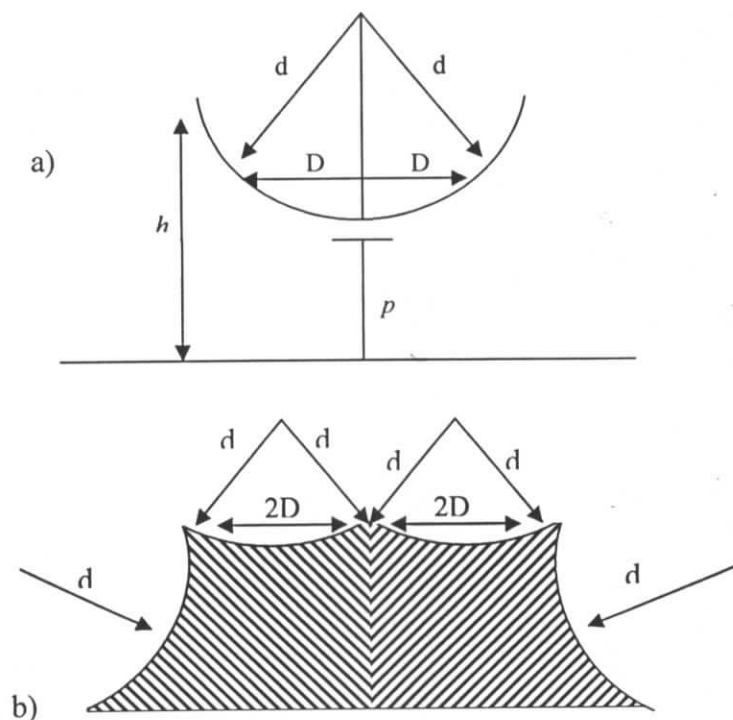


Figure II.7. Zone de protection d'une nappe de fils horizontaux :

a)- Principe de la construction géométrique.

b)- Exemple d'application avec trois fils.

$$p = h - d + \sqrt{d^2 - D^2}$$

Cette formule indicative n'exclut pas l'emploi de la construction géométrique complète de la protection de la nappe.

II.5.1 LE PROBLEME DU CHOIX DE D

La théorie électrogéométrique, aussi bien que les constructions graphiques, montrent clairement que les zones de protection dépend étroitement du choix de la distance d'amorçage d . Si l'étude de la protection a été faite avec une certaine distance d_c que nous désignerons par « distance d'amorçage critique », il est aisé de voir que la protection sera bonne vis-à-vis des courants tels que $d > d_c$, mais par contre ne sera plus entièrement efficace pour les courants où $d < d_c$, cela correspond au phénomène déjà maintes fois évoqué de non protection vis-à-vis des coups de foudre à faible courant.

Par ailleurs, il apparaît clairement que, plus la protection souhaitée doit être complète, plus resserrés devront être les réseaux de fils horizontaux, plus petite devront être les mailles d'une cage de Faraday, il y a donc un optimum à rechercher qui dépend du coût de l'installation de protection et du taux de sécurité que l'on s'imposera.

Si une protection absolue est nécessaire, « cas d'un grand poste », la distance d'amorçage critique d_c devra correspondre au plus faible courant de foudre pratiquement envisageable.

CHAPITRE III

**LES METHODES DE CALCUL ET DE
MESURE DU CHAMP ELECTRIQUE**

III.1 Introduction

Le calcul du champ électromagnétique rayonné par les décharges de foudre est abordé de plusieurs façons différentes, suivant l'utilisation précise que l'on veut en faire. Plusieurs méthodes sont apparues, au cours de 19^{ème} siècle, dont certaines se sont intéressées seulement à la phase de l'arc-en-retour. C'est, en effet, la phase de la décharge qui conduit au rayonnement le plus intense.

La plupart des publications sur ce sujet, concernent les décharges nuage-sol, décharges pour lesquelles des données expérimentales directes ont pu être rassemblées et sur lesquelles des mesures peuvent être réalisées.

Le terme champ électrique possède deux sens significatifs :

Sens qualitatif : c'est la région de l'espace ou il existe un état électrique susceptible de se traduire par des forces.

Sens quantitatif : c'est le vecteur, dont la grandeur est égale au quotient de la force s'exerçant sur une quantité d'électricité par cette quantité et dont la direction est celle de la force.

: Les phénomènes de conduction dans l'air, soumis à des champs électriques élevés, suscitent un grand intérêt économique et technologique (isolation, précipitateurs d'aérosols, traitements de surfaces etc...). Chaque effet électrostatique est évalué comme : tension, courant provoqué, et énergie ; la mesure de ces grandeurs nous aide à déterminer la valeur du champ électrique.

III.2 Méthodes de calcul du champ électromagnétique rayonnée par la foudre :

III.2.1 Modèle de la loi d'Ampère [30]

À partir de l'équation de Maxwell de la magnétostatique,

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} \quad (\text{III.1})$$

Après intégration sur une surface S s'appuyant sur le contour C , nous obtenons l'égalité suivante en utilisant le théorème de Stokes:

$$\iint_S \text{rot } \vec{H} \cdot d\vec{S} = \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S} \quad (\text{III.2})$$

Dans le cas d'un conducteur vertical infini, le problème possède une symétrie axiale; le champ H et le potentiel vecteur ne dépendent que de la distance qui existe entre le point d'observation et l'axe du conducteur. Le choix de la courbe sur laquelle le calcul de la circulation du champ est effectué, est alors simple et se porte sur le cercle dont le centre est situé sur l'axe de conducteur. De plus, le champ magnétique est tangent à ce cercle. L'équation 2.2 devient donc en coordonnées cylindriques:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_C H(r) dr = 2\pi r H(r) = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S} = I \quad (\text{III.3})$$

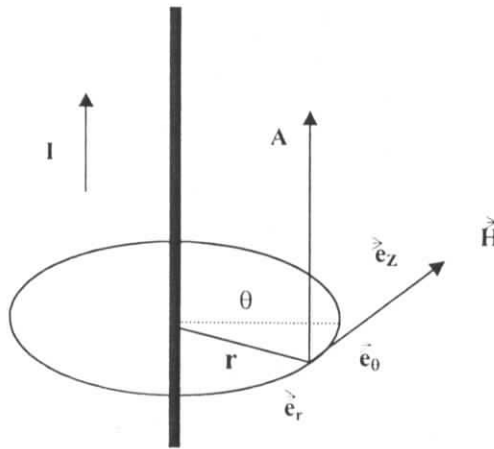


Figure III.1 Modèle de loi d'Ampère

Et le champ magnétique s'exprime suivant l'équation III.4:

$$H(r, \theta, t) = \frac{I}{2\pi r} \vec{e}_\theta \quad (\text{III.4})$$

III.2.2 Modèle de la ligne de transmission

Le modèle de la ligne de transmission apparaît en 1941 avec Bruce et Golden [30]. En 1969, Uman et Mac Lain l'améliorent et de nombreuses modifications sont apportées par

diverses équipes au fur et à mesure de l'évolution des connaissances et des moyens de mesure du phénomène de foudre.

A partir des équations de Maxwell dans le vide (III.5), on définit les Potentiels scalaires U et vecteur \vec{A} retardé, créés par une source de volume V dans le vide. Nous obtenons les expressions (III.6), relatives à la figure III.2.

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \wedge \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \wedge \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad \text{(III.5)}$$

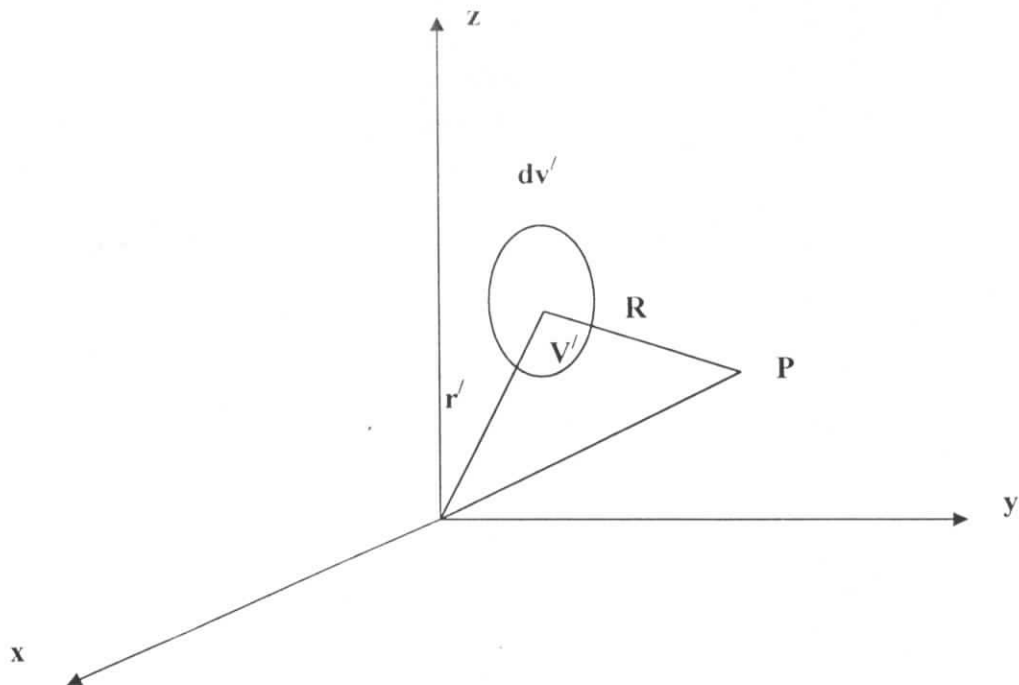
Ou :

ρ : Est la densité volumique de charge
 \vec{J} : La densité de courant
 c : la vitesse de la lumière

$$\left. \begin{aligned} U(\vec{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho(\vec{r}', t - \frac{R}{c})}{R} dV \\ \vec{A}(\vec{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}(\vec{r}', t - \frac{R}{c})}{R} dV \\ 0 &= \Delta \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial U}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad \text{(III.6)}$$

Les champs sont alors définis par les équations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= -\text{grad } U - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \\ \vec{H} &= \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{A} \end{aligned} \right\} \quad \text{(III.7)}$$

Figure III.2 *Albi*

et des hypothèses simplificatrices que nous présentons ci-après.

- Le canal de décharge est supposé rectiligne, vertical et de hauteur H .
- Le courant de décharge se propage dans le canal, comme dans la ligne de transmission sans perte.
- Le canal (la décharge d'un rayon négligeable par rapport à la plus petite longueur d'onde mise en jeu par le phénomène).
- Le sol est plat et infiniment conducteur.

Il est alors possible de mettre en oeuvre les simplifications suivantes:

- Diviser le canal de décharge en n dipôles électrostatiques élémentaires dont les potentiels scalaire U et vecteur \vec{A} retardé est définis analytiquement à l'aide des équations de Maxwell.
- Déterminer la loi de propagation du courant de décharge dans le canal : $i(z, t) = i(0, t - z/v)$ où v est la vitesse de propagation.
- Utiliser la théorie de images électriques pour déterminer l'interface du sol
- Considérer la densité de courant constant sur toute la section du canal de décharge (courant = densité \times section) et la distance R constante sur chaque dipôle élémentaire.

L'arc-en-retour est donc modélisé par un canal vertical traversé par une impulsion de courant se propageant dans le sens sol-nuage (coup de foudre négatif descendant) à la

vitesse v .

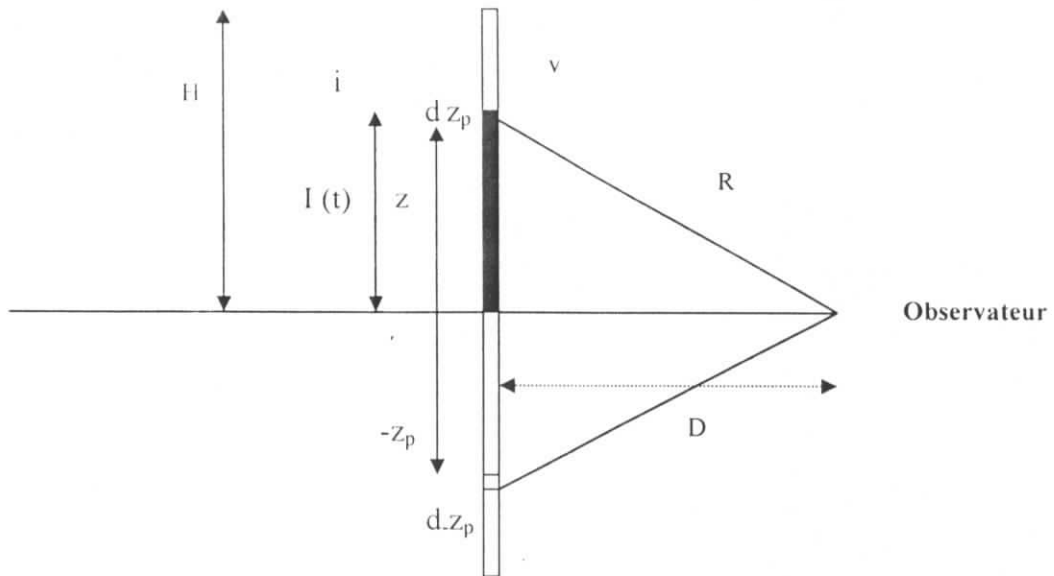


Figure III.3 Modèle de la ligne de transmission

Le champ électromagnétique rayonné est la somme des contributions des dipôles électriques élémentaires dz_p , traversés par le courant $i(z_p, t)$ et constituant le canal. Comme la terre est supposée parfaitement conductrice, il faut tenir compte de l'image électrique de chaque dipôle (tout se passe comme si le canal s'étendait entre les altitudes $+H$ et $-H$). Le champ électromagnétique total rayonné par l'arc est alors donné par les formules (III.5) et (III.6).

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^{+H} dz_p \left\{ \left[\frac{3r(z-z_p)}{R^5} \vec{u}_r - \frac{r^2 - 2(z-z_p)}{R^5} \vec{u}_z \right] \int_0^t I\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) d\tau \right.$$

composante électrostatique

$$+ \left[\frac{3r(z-z_p)}{cR^4} \vec{u}_r - \frac{r^2 - 2(z-z_p)}{cR^4} \vec{u}_z \right] I\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right)$$

composante induite

$$+ \left[\frac{r(z-z_p)}{c^2R^3} \vec{u}_r - \frac{r^2}{c^2R^3} \vec{u}_z \right] \frac{1}{c} I\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) \quad (III.8)$$

composante rayonnée

$$\vec{H}(\vec{r}', t) = \frac{\vec{u}_\theta}{4\pi} \int_{-H}^{+H} \frac{r}{R^3} I\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) dz_p + \frac{\vec{u}_\phi}{4\pi} \int_{-H}^{+H} \frac{r}{cR^2} \frac{\partial I}{\partial t} \left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) dz_p \quad (III.9)$$

Composante induite

composante rayonnée

Il suffit alors de déterminer les variations en fonction du temps et de altitude du courants de foudre $i(z, t)$. C'est à ce niveau que les modèles différents. Ce qu'on va aborder par la suite.

III.2.3 Modèle de Bruce et Golde (1941).

Ce modèle est le plus simple. Le courant de foudre est supposé uniforme par rapport à altitude en dessous du front de l'onde et nul au-dessus. Le schéma de la **figure III.4** représente ces variations.

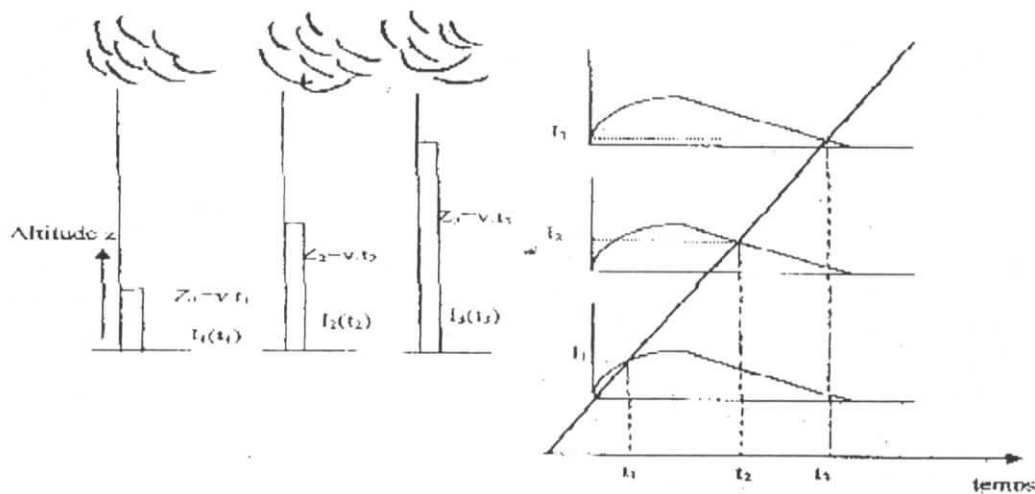


Figure III.4 : variation du courant de foudre selon le modèle de Bruce et Golde

Le courant à l'altitude $z < l(t)$ est donc identique à celui au niveau du sol :

$$\text{Pour } z < l(t) \quad i(z, t) = i(0, t). \quad (\text{III.10})$$

C'est la raison pour laquelle ce modèle est utilisé. La mise en oeuvre d'un code de calcul est relativement aisée, cependant, la contrepartie de cette simplicité est l'absence de fondement physique. Il est en effet impossible que le même courant s'écoule simultanément en chaque point du canal de décharge.

III.2.4 Modèle de Uman et Mac Lain (1969).

Pour ce modèle, le courant est supposé se propager dans le canal vers le nuage comme dans une ligne de transmission idéale, c'est-à-dire sans atténuation. Nous avons donc :

Pour $z < l(t)$, $i(z,t) = i(0,t-z/v) = i(t-z/v)$.

Pour $z > l(t)$, $i(z,t) = 0$ (III.11)

Avec v , vitesse de propagation constante.

L'expression analytique du courant utilisée et la suivante :

$$i(t) = I_{01}(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02}(e^{-\gamma t} - e^{-\delta t}) \quad \text{(III.12)}$$

Avec α , β , γ , δ des constantes de temps, qui sont définies par plusieurs auteurs ainsi que les valeurs I_{01} et I_{02} .

Ce modèle, est plus complexe que le précédent, conduit à une expression, simplifiée du champ rayonné à grande distance. Nous avons ainsi pour le champ électrique :

$$E_{\text{Lointain}}(D, t) = -\frac{v}{2\pi\epsilon_0 c^2 D} \cdot i\left(t - \frac{D}{c}\right) \quad \text{(III.13)}$$

Cette formule analytique permet de faire la première critique de ce modèle. En effet, si le champ lointain présente une inversion de polarité dans les premières microsecondes (phénomène observé couramment), il en sera de même pour l'onde de courant ce qui est rarement le cas en réalité d'après les observations et mesures réalisées. D'autre part, il est parfois difficile de faire coïncider les formes d'onde calculées à partir de ce modèle avec les formes mesurées. En particulier, le pic du champ électromagnétique à faible distance du canal de décharge n'est pas simulé de manière satisfaisante. De plus, comme le modèle établit que le même courant se propage le long du canal foudre, aucune charge couronne ne peut s'écouler pendant la phase de l'arc-en-retour. En conséquence, et même si certains résultats sont corrects ou si les différences de formes d'onde peuvent s'expliquer par la tortuosité du canal de foudre réel, un autre modèle a été proposé pour remédier aux problèmes décrits.

III.2.5 Modèle de Y.T.Lin, M.A.Uman.et R.B.Sandler (1979).

Le courant de foudre est décrit par trois composantes :

- Impulsion de claquage : c'est une impulsion courte et se propage vers le nuage à la vitesse de l'arc-en-retour (10^8 mètres / secondes) et qui est associée au claquage électrique intervenant au niveau de front de l'onde d'arc-en-retour. Elle est responsable de la valeur crête du courant. Son temps de montée est identique à celui des champs électriques et magnétiques conformément à l'équation III.10.
- Courant uniformes : il apparaît lors de la phase de propagation du leader (il est issu du courant du leader) ou bien au début de l'arc-en-retour. il est possible de le déterminer en

mesurant la dérivés temporelle du champ électrique (dE/dt) près du canal lors de la phase linéaire dans le cas où le champ est électrostatique. (Équation III.11).

$$I_u = -2\pi\epsilon_0 \cdot \frac{(H^2 + D^2)^{3/2}}{H} \cdot \frac{dE(D,t)}{dt} \quad (\text{III.14})$$

• Courant de couronne : il représente l'écoulement des charges, vers le canal, stockés dans l'écran couronne situé autour du canal de décharge, vers le canal puis vers le sol. Ce courant est modélisé à l'aide d'une source de courant répartie le long du canal qui débite dès que l'impulsion de courant de l'arc-en-retour atteint leur altitude. La forme d'onde du courant injecté est supposée être identique, seule l'amplitude peut décroître exponentiellement avec l'altitude. La vitesse de propagation de l'onde est celle de la lumière. De plus, le courant couronne doit être à l'origine de certaines caractéristiques du champ rayonné. Tout d'abord, en champ proche, les variations sont très courtes de durée inférieure à 60 microsecondes. Le courant couronne à chaque altitude et les sources de courant couronne sont concentrées dans la partie basse du canal de décharge (le premier kilomètre). Ensuite, l'inversion de polarité des champs lointains est obtenue par décroissance du courant couronne avec l'altitude. Enfin, il est apparu, au cours des calculs, que les meilleurs accords entre champ ou courant calculé et mesuré sont réalisés lorsque le courant couronne atteint sa valeur maximale en 1 microseconde, puis décroît exponentiellement avec une constante de temps de 10 microsecondes.

L'expression du courant couronne est alors, à l'altitude z , à l'instant t , pour une source de couronnes d'altitude z' et de longueur $\Delta z'$:

$$I_c(z, z', t) = 0 \quad \text{pour } t \leq t' \text{ ou } z \leq z'$$

$$I_c(z, z', t) = I_0 \cdot e^{-\lambda \frac{z'}{c}} [\exp(-\alpha(t-t')) - \exp(-\beta(t-t'))] \Delta z \quad \text{pour } t \geq t' \text{ et } z' \geq z$$

(III.15)

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} t' = \frac{z'}{v} + t_\infty + \frac{z'-z}{c} + \frac{R(z)}{c} \\ t_\infty : \text{instant où le courant impulsionnel atteint sa valeur de crête.} \end{array} \right.$$

I_0 : est déterminé de façon itérative en comparant le champ calculé à partir du courant couronne est mesuré à proximité de la décharge ($10 < I_0 < 50$ Ampère / mètre).

α, β sont fixés arbitrairement : $\alpha = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et $\beta = 3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ [30].

Le courant à l'altitude z est alors déterminé par une intégration entre z et z' et $z' = H$.

$$I_c = I_0 \frac{\exp(-p_1 \cdot z_m + p_3) - \exp(p_1 \cdot z + p_3)}{p_1} - \frac{\exp(-p_2 \cdot z_m + p_1) - \exp(p_2 \cdot z + p_4)}{p_2} \quad (\text{III.16})$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} p_1 = \alpha \cdot \left(\frac{1}{v} + \frac{1}{c} \right) - \frac{1}{\lambda} \\ p_2 = \beta \cdot \left(\frac{1}{v} + \frac{1}{c} \right) - \frac{1}{\lambda} \\ p_3 = \alpha \cdot \left(t + \frac{z - R}{c} \right) \\ p_4 = \beta \cdot \left(t + \frac{z - R}{c} \right) \\ z_m = \frac{\left(t - t_x + \frac{z/c - R(z)/c}{c} \right)}{\left(\frac{1/v + 1}{c} \right)} \end{array} \right.$$

La procédure de détermination des paramètres du modèle et la suivante :

- à partir de l'équation III.10 et du pic initial du champ électrique proche, le courant d'un questionnaire est calculé pour une vitesse de propagation de 10^8 m/s.
- le courant du champ électromagnétique rayonné par le courant impulsionnel est effectué afin de ne conserver que la partie du champ indépendante de cette composante.
- le courant uniforme est alors déterminé à partir de l'équation III.16.
- Le champ électromagnétique rayonné par le courant uniforme et à son tour éliminé du champ total.

Le champs résultant de ces deux soustractions est dû au courant couronne dans les paramètres doivent être alors déterminés.

Les résultats fournis par ce modèle sont assez satisfaisants pour le champ électromagnétique rayonné au niveau du sol par un arc-en-retour subséquent. Cependant, quelques points restent problématiques. Ainsi, des calculs et des observations réalisés par Lin et Al (1979) et Jordan et Uman (1980) ont montré la nécessité d'apporter des modifications à ce modèle.

Nous présentons les raisons et les caractéristiques du nouveau modèle dans le paragraphe suivant.

III.2.6 Modèle de M.J.Master , M.A.Uman, Y.T.Lin, et R.B.Standier :

De nombreuses observations optiques ont montré que le maximum de luminosité émise par la décharge décroît de façon sensible avec l'altitude. Il est donc nécessaire que l'impulsion de courant de claquage fasse de même.

De plus, le modèle de Lin et Al [30] donne lieu, lorsqu'une impulsion atteint le sommet du canal de décharge, à une inversion du champ, image « miroir » de l'inversion initiale du champ.

Cependant, ce phénomène n'est jamais observé pour les arcs subséquents naturels. Or, si l'impulsion de claquage décroît avec l'altitude elle sera négligeable au sommet du canal et l'effet d'image n'apparaîtra plus dans les champs calculés.

Le modèle de Master et Al diffère donc de celui de Lin et Al uniquement par la décroissance exponentielle de l'impulsion de claquage en fonction de l'altitude. Le courant de foudre est alors la somme des composantes suivantes :

$$\text{Courant de claquage : } \begin{cases} t = 0 & \mu\text{s} & I = 0 \\ t = 1 & \mu\text{s} & I = 3 \\ t = 1.1 & \mu\text{s} & I = 14.9\text{kA} \\ t = 3.8 & \mu\text{s} & I = 7.5\text{kA} \\ t = 40 & \mu\text{s} & I = 0 \end{cases} \quad (\text{III.17})$$

- courant uniforme égale à 3.1 kA.
- Courant couronne injecté par mètre du canal :

$$I_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \cdot (\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} I_0 = 21\text{A/m} \\ \lambda = 1500\text{m} \\ \alpha = 10^5\text{s}^{-1} \\ \beta = 3 \cdot 10^6\text{s}^{-1} \end{cases} \quad (\text{III.18})$$

(La charge neutralisée par ce courant et de 0.3 Coulomb, pour une longueur du canal de 7.5 kilomètres).

L'extrémité du canal ne se traduit donc plus par une inversion de polarité du champ. En effet, la partie initiale du champ électromagnétique rayonné et produite par le courant de claquage, lorsqu'il est proche du sol et les parties suivantes sont produites par les courants uniformes et couronnes, identique pour les deux modèles. Ce dernier modèle rapporte ainsi une amélioration qualitative des champs calculés.

III.2.7 Modèle de la source de courant mobile [30]

Les nombreux calculs réalisés à l'aide du modèle de la ligne de transmission ont montré l'insuffisance de ce modèle, matérialisée par la différence observée entre les résultats obtenus et les mesures réalisées. C'est la raison pour laquelle F.Heidler propose, en 1985, un autre type de modèle. Celui-ci peut s'adapter aux décharges positives ou négative mais les développements a été effectués sur les plus fréquentes, c'est-à-dire les décharges négatives.

En ce qui concerne la phase durant laquelle un précurseur ascendant se développe vers le précurseur par bonds issu de nuage, le modèle physique est équivalent à une source de courant se déplaçant à la vitesse v , de la terre vers le nuage. En effet, lorsque le précurseur descendant, identique à un tube plein de charges négatives, progresse par bonds vers la terre, un précurseur ascendant se développe. Le champ à son extrémité est si intense que des porteurs de charges sont créés par collisions ou par photo-ionisation et accélérés par le champ, ils sont à l'origine du courant modélisé. La vitesse de propagation résulte de ces processus d'ionisation (Figure III.5).

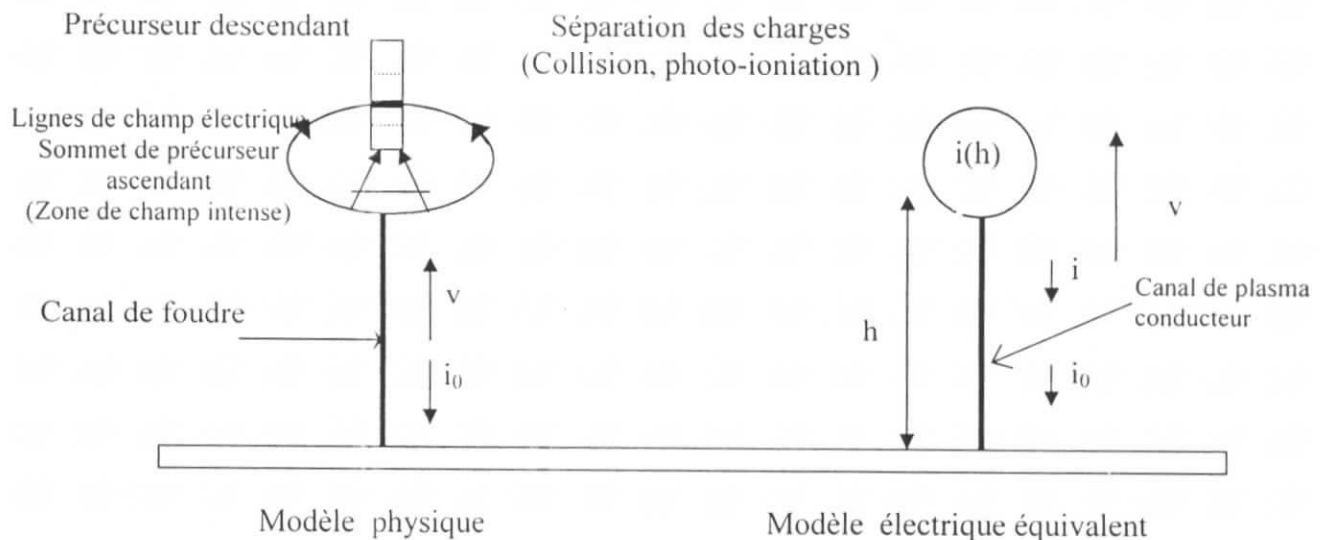


Figure III.5 principe du modèle de la source de courant mobile.

Le canal de foudre est, quant à lui, considéré comme un métal conducteur (vitesse de propagation c) vu son haut degré d'ionisation. Lorsque la connexion entre les deux précurseurs est réalisée, le précurseur descendant se décharge le long du canal de foudre jusqu'à la terre. Un courant apparaît donc que l'on modélise par une source de courant se propageant à la vitesse v . Ainsi, les deux phases de la décharge sont modélisées par le même circuit électrique équivalent.

Ce modèle s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- ❖ le canal de décharge est supposé être une ligne de transmission idéale (conductivité constante et réelle, vitesse de propagation égale à la vitesse de la lumière c).
- ❖ la terre est considérée comme un plan conducteur idéal.
- ❖ les réflexions du courant, au point d'impact, ne sont pas prises en compte.
- ❖ le courant au point d'impact est connu.

Le champ électromagnétique rayonné par un conducteur idéal, traversé par une impulsion de courant, au-dessus d'un plan infiniment conducteur, et composé d'un terme électrostatique E_0 , d'un terme induit (E_i, H_i) et d'un terme rayonné (E_{di}, H_{di}). C'est la somme des contributions des dipôles élémentaires de longueur dz parcourus par le courant $i(z,t)$. (Figure III.6).

En effet, la mise en équation du modèle se fait à partir des mêmes équations de départ que pour le modèle de la ligne de transmission. La différence se situe au niveau d'intégration des champs rayonnés par les dipôles élémentaires.

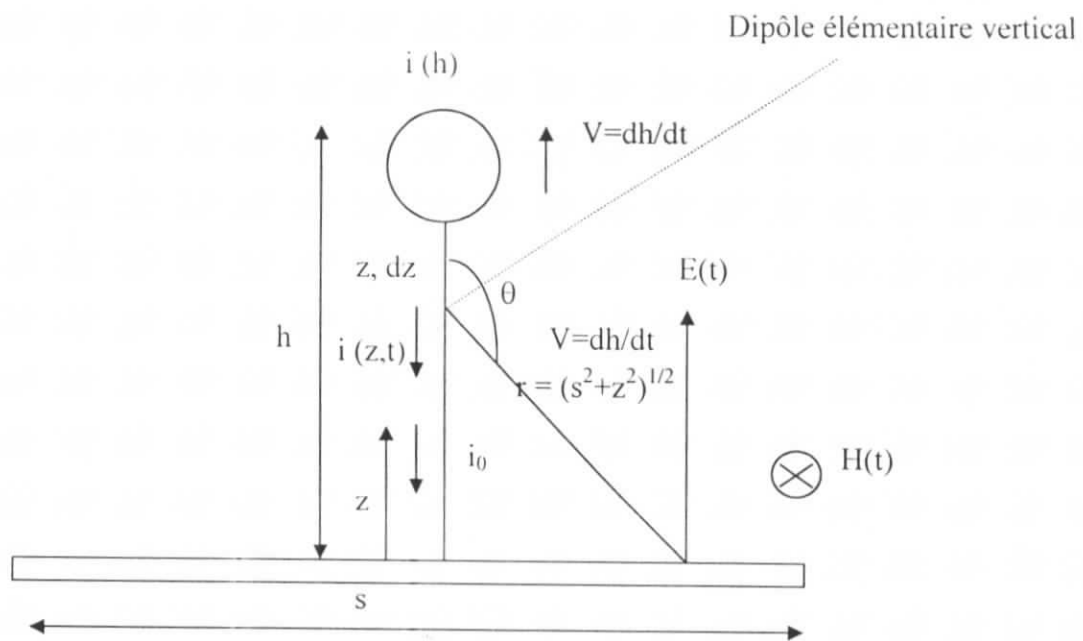


Figure III.6 modèle de la source de courant mobile

Les champs élémentaires sont par les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} dE_0(r, \theta, t) = -\frac{dz}{2\pi\epsilon_0} \frac{2-3\sin^2\theta}{r^3} \int_0^{t_x} i(z, \tau) d\tau \\ dE_i(r, \theta, t) = -\frac{dz}{2\pi\epsilon_0} \frac{2-3\sin^2\theta}{c.r^2} i(z, t_x) \\ dE_{di}(r, \theta, t) = -\frac{dz}{2\pi\epsilon_0} \frac{2-\sin^2\theta}{c.r^2} \frac{\partial i}{\partial t}(z, t_x) \\ dH_i(r, \theta, t) = -\frac{dz}{2\pi\epsilon_0} \frac{2-\sin\theta}{r^2} i(z, t_x) \\ dH_{di}(r, \theta, t) = -\frac{dz}{2\pi} \frac{\sin\theta}{c.r} \frac{\partial i}{\partial t}(z, t_x) \end{array} \right. \quad (\text{III.19})$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} t_x = t - \frac{r}{c} \\ i(z, t_x) = \begin{cases} i_0(t_x + \frac{z}{c}) & \text{si } z \leq h_x \\ 0 & \text{si } z > h_x \end{cases} \end{array} \right.$$

h_x : altitude à la quelle l'observateur voit la source à l'instant t .

La discontinuité de $i(z, t)$ en $z = h_x$ introduit un terme supplémentaire pour les composantes rayonnées, liée au fait que la source se déplace, On obtient donc les expressions finales du champ rayonné.

$$E(t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\int_0^{h_x} \frac{3\sin^2\theta - 2}{r^3} \int_{z-r}^t i_0(\tau) \partial\tau \partial z + \int_0^{h_x} \frac{3\sin^2\theta - 2}{c.r^2} i_0(t_m) \partial z + \int_0^{h_x} \frac{\sin^2\theta}{c^2.r} \frac{\partial}{\partial t} i_0(t_m) \partial z + \frac{s^2}{c^2} \frac{v_x i_0(t_m/h)}{(s^2 + h_x^2)^{3/2}} \right] \quad (\text{III.20})$$

$$H(t) = \frac{1}{2\pi} \left[\int_0^{h_x} \frac{\sin\theta}{r^2} i_0(t_m) \partial z - \int_0^{h_x} \frac{\sin\theta}{c.r} \frac{\partial}{\partial t} i_0(t_m) \partial z - \frac{s}{c} \frac{v_x i_0(t_m/h)}{(s^2 + h_x^2)} \right] \quad (\text{III.21})$$

$$\text{ou } \left\{ \begin{array}{l} t_m = t_x + \frac{z}{c} \\ t_{m/h} = t - \frac{\sqrt{h_x^2 + s^2}}{c_0} + \frac{h_x}{c_0} \\ v_x = \left(\frac{\partial h_x}{\partial t} \right)_{h_x} \end{array} \right.$$

III.2.8 Modèle R.E.Lefferts (1978) [30]

La base de ce travail repose sur une étude statistique des données existantes sur la foudre dans la mesure où leur précision n'est pas trop faible. La simulation se fait à l'aide du modèle de Bruce et de Golde et par la donnée d'un nombre aléatoire pour chaque paramètre de l'arc-en-retour. Bien sûr, ce nombre est choisi dans des limites entre lesquelles varie le paramètre considéré d'après les observations réalisées sur le phénomène. Le nombre d'arc-en-retours, la valeur crête du courant (i_p), le temps de montée de (10 à 100%) du courant (t_p), le temps à 50% (t_2), la longueur de l'arc-en-retour. La vitesse de propagation de l'onde v_0 et la valeur crête du courant i_p , sont liées par l'équation de Wabner (1963):

$$i_p = \frac{k v_0^2}{\ln\left(\frac{2y}{b}\right) - v_0^2 \ln\left(\frac{2y}{a}\right)} \quad (\text{III.22})$$

Où

a, b, y sont des distances liées à la distribution de charges;

k est l'énergie par unité de longueur, définie par les mesures en laboratoire.

Le modèle analytique utilisé est défini par l'expression du champ électrique vertical à la distance r du canal de décharge et au-dessus de la terre supposée plane et infiniment conductrice.

$$E(t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{r^2} \int m(t) dt + \frac{m(t)}{r^2 c} + \frac{m'(t)}{rc^2} \right] \quad (\text{III.23})$$

Où

$$m(t) = 2l(i)i(t)$$

Les expressions de $i(t)$ et $v(t)$ sont déterminées à partir du modèle de Bruce et Golde :

$$i(t) = i_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

$$v(t) = v_0 e^{-\gamma t}$$

On a aussi:

$$m(t) = \frac{2i_0 v_0}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}) (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

Le passage des données statistiques aux paramètres du modèle se fait par les équations III.22 et des résolutions numériques.

$$\left. \begin{aligned}
 t_p &= \frac{\ln \frac{\beta}{\alpha}}{\beta - \alpha} \\
 i_p &= i_0 \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^{-\frac{\alpha}{\beta - \alpha}} - \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^{-\frac{\beta}{\beta - \alpha}} \right] \\
 \frac{1}{2} &= \frac{e^{-\alpha t_p} - e^{-\beta t_p}}{e^{-\alpha t_p} - e^{-\beta t_p}}
 \end{aligned} \right\} \quad \text{(III.24)}$$

Afin de tenir compte de la conductivité de la terre et de sa forme sphérique sur la propagation de l'onde de champ, on utilise un facteur de correction fréquentiel et le champ définitif temporel est obtenu à l'aide de la transformation de Fourier inverse discrétisée.

Ce modèle simple donne des résultats, bien sûr, limités mais suffisants à fréquence faible et distance élevée.

III.2.9 Calcul utilisant la méthode des éléments finis (1985) : [30]

Le calcul du champ magnétique rayonné par la foudre à l'aide des éléments finis s'inscrit dans un vaste programme d'études de la physique de foudre. Le modèle empirique de l'arc-en-retour est utilisé : le canal de décharge courant de 3 kilomètres est divisé en 25 segments; la terre est supposée infiniment conductrice (l'image électrique du canal est donc prise en considération), le courant décroît avec l'altitude et la vitesse de propagation est constante.

La méthode des éléments finis utilisée est la formulation différentielle, plus adaptée au problème que la formulation intégrale. Les matrices obtenues sont moins pleines, le champ peut être calculé en plusieurs points et il est possible d'étendre la résolution en cas d'un canal de décharge tortueux.

A partir des équations de Maxwell, **équations III.23** est formée et sa résolution réalisée à chaque pas de temps et sur chaque triangle du maillage (la méthode de résolution utilisée est celle des « gradients préconditionnés conjugués » ou des « solveurs frontaux »).

$$\Delta A_z - \mu \epsilon \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} = -\mu J_0 \quad \text{(III.25)}$$

Où

A_z est la composante verticale du potentiel vecteur A_j .

J_0 le courant de foudre dans le canal, est nul à l'extrémité du canal.

Deux modèles de courant de foudre ont été utilisés ; celui de Bruce et Golde avec l'expression III.26 du courant et de la vitesse de propagation, et le modèle de Lin et Al avec les trois composantes du courant.

$$\left. \begin{aligned} I(t) &= I_0 \left(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t} \right) + I_1 \left(e^{-\delta t} - e^{-\epsilon t} \right) \\ v(t) &= v_0 e^{-\gamma t} \end{aligned} \right\} \quad \text{(III.26)}$$

III.2.10 Modèle de l'arc subséquents de P.Hubert (1985) : [30]

Ce nouveau modèle est très proche de celui de Lin et Al , il comporte les avantages suivants : la prévision du champ électromagnétique rayonné par la descente du « précurseur contenu » ainsi que la prise en compte de la tortuosité du canal de décharge sont possibles. Par contre, il est à ce stade très simplifié et des modifications sont nécessaires pour le rendre tout à fait satisfaisant.

Le principe du modèle repose sur les hypothèses communes de terre plane et infiniment conductrice, de diamètre du canal a assez faible pour repérer les points du canal par l'abscisse curviligne « s ». A partir des équations de Maxwell, on obtient les formules III.27 :

$$\left. \begin{aligned} \phi(t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\text{canal}} \frac{\lambda \left(s, t - \frac{R}{c} \right)}{R} ds \\ \bar{A}(t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\text{canal}} \frac{l \left(s, t - \frac{R}{c} \right)}{R} d\bar{s} \end{aligned} \right\} \quad \text{(III.27)}$$

A chaque pas de calculs, la densité linéique qui déchargée λ est déterminée à partir du courant I et vice versa, grâce à la conservation de la charge qui s'écrit suivant l'équation III.28.

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial s} \quad \text{(III.28)}$$

Après avoir défini les bases théoriques, il est nécessaire de caractériser le modèle utilisé pour simplifier le phénomène physique. En ce qui concerne le « précurseur continu »,

on considère que la charge négative Q est initialement concentrée en un point du sommet du canal $s = s_1$.

Lors de la descente, la densité avait une distribution exponentielle.

$$\lambda = \frac{Qe^{-\frac{s}{L}}}{I \left(e^{-\frac{s_1}{L}} - e^{-\frac{s_1}{L}} \right)} \quad (\text{III.29})$$

Où L est la longueur caractéristique

s_1 caractérise l'extrémité inférieure du leader ($\lambda = 0$ si $s < s_1$).

Soit t_1 , l'instant où le leader atteint le sol. Entre t_L et l'instant où l'arc-en-retour rejoint le point considéré, un courant s'écoule et décroît exponentiellement avec une constante de temps qui respecte la continuité de I et de dI/dt en $t = t_1$.

Pour ce qui est de l'arc-en-retour, des sources de courant réparties débitent un courant négatif qui se propage vers le sol à la vitesse de la lumière dès son passage devant elles. Ce courant est défini par l'équation.

$$dI = \frac{\gamma_0}{\tau} e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} ds \quad (\text{III.30})$$

où λ_0 : est la densité de charge existant lors de l'arrivée de l'arc en « s » (c'est la charge déposée par le leader et modifiée par le courant de la phase « précurseur continu »).

τ : est une constante de temps ajustable.

Δt : est le temps qui s'écoule entre le passage de l'arc-en-retour et l'instant où l'on considère le point « s ».

III.2.11 Modèle de V.Cooray (1989)[30]

Ce modèle est destiné à prévoir le comportement temporel du courant d'arc-en-retour et de la vitesse de propagation en fonction de l'altitude le long du canal de décharge. Il s'applique aux arcs en retours subséquents.

La simulation à l'aide de ce modèle conduit aux résultats suivants :

- la vitesse de propagation de l'arc en retour dépend de la valeur crête du courant au niveau du sol : si $10 < I_{\text{crête}} < 30$ kA alors $2,4 \cdot 10^8 < v < 2,7 \cdot 10^8$ m/s
- La valeur crête des champs électriques rayonnés (respectivement, de la dérivée du champ électrique rayonné) varie linéairement avec celle du courant (respectivement, de la dérivée du courant) au niveau du sol.

- La valeur crête de la dérivée du champ électrique (respectivement, de la dérivée du courant au niveau du sol) croit linéairement avec celle du champ électrique (respectivement, du courant au niveau du sol).

D'autre part, il a été observé que l'onde de courant au niveau du sol est fondamentalement différente de celle du champ lointain, le temps de montée du champ rayonné est plus court que celui de l'onde de courant, la largeur du pic initial est plus faible pour le champ par rapport à celle de l'onde de courant ; le pic subséquent est plus marqué sur l'onde de champs que sur celle de courant.

III.3 Mesure du champ électrique :

III.3.1 Méthode directe [3]:

Cette méthode consiste à déterminer le champ E_T à la surface de la terre à partir d'un voltmètre électrostatique qui mesure la différence de potentiel U entre la terre de point **B** et un point **A** située à une altitude connue.

Etant donné la résistance interne de la source très grande (la conductivité électrique atmosphérique au niveau du sol est très faible $\sigma = 23 \cdot 10^{-15}$ S/m, en beau temps).

Il faut utiliser un ioniseur radioactif, en général on utilise une substance émettrice de particules α (noyau d'hélium ${}^4_2\text{He}$) lourdes et peu pénétrantes, générées par des substances telles que l'uranium. L'égalisateur radioactif est placé sur la sonde du voltmètre pour augmenter localement la conductivité électrique de l'air, afin de délivrer un courant I suffisant ou, en d'autres termes, de permettre à la sonde d'acquérir le potentiel du point auquel elle se trouve :

$$U = V_A - V_B = \int_A^B \mathbf{E}_T \cdot d\mathbf{r}_{AB} \quad \text{V}$$

d'où :

$$E_T = \frac{U}{AB} \quad \text{V/m}$$

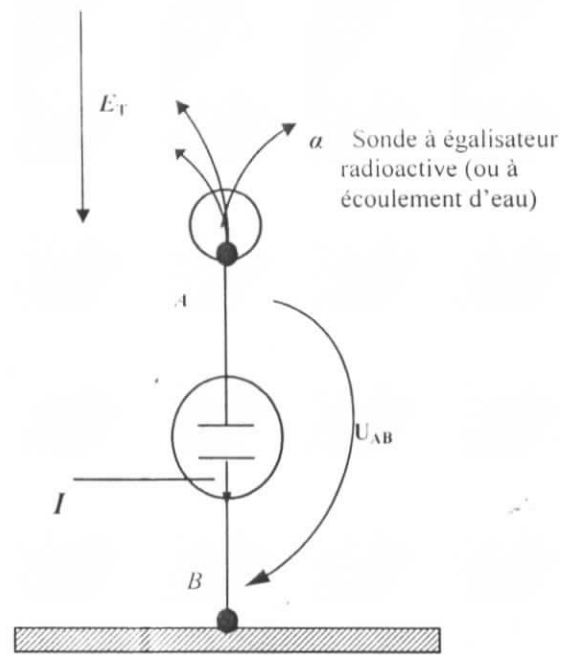


Figure.III.7 Méthode directe de mesure des champs électriques.

III.3.2 Voltmètre électrostatique :

Ce voltmètre constitué de 2 électrodes planes et parallèles A et B telles que le champ électrique E_h soit homogène au droit des surfaces planes des électrodes. La pression électrostatique subie par l'électrode de mesure b, placée au centre de l'électrode B, entraîne la déviation de l'aiguille i se déplaçant sur une échelle pouvant être étalonnée directement en kilovolts (Figure.III.8).

Les gammes de mesure de l'appareil se règlent en modifiant la distance d.

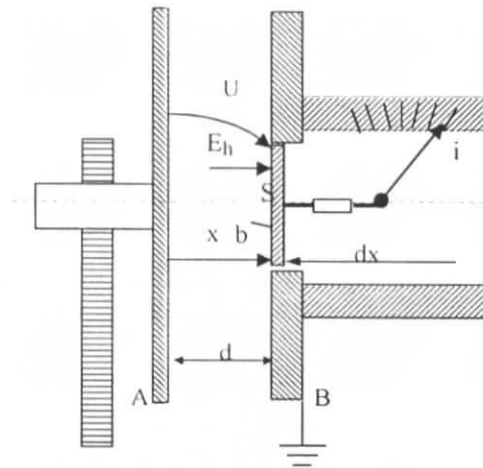


Figure.III.8 Voltmètre électrostatique

III.3.3 Facteur de forme :

Toute sonde placée dans un champ électrique fait des perturbations à ce dernier. Et c'est pour cette raison que l'on introduit un facteur de forme η .

$$E_T = \eta E_{Tm}$$

III.3.4 Méthode Indirecte :

III.3.4.1 Méthode indirecte de Wilson :

Cette méthode consiste à déterminer le champ électrique E_{Tm} , à la surface du sol, en mesurant les charges électriques Q à la surface de celui-ci.

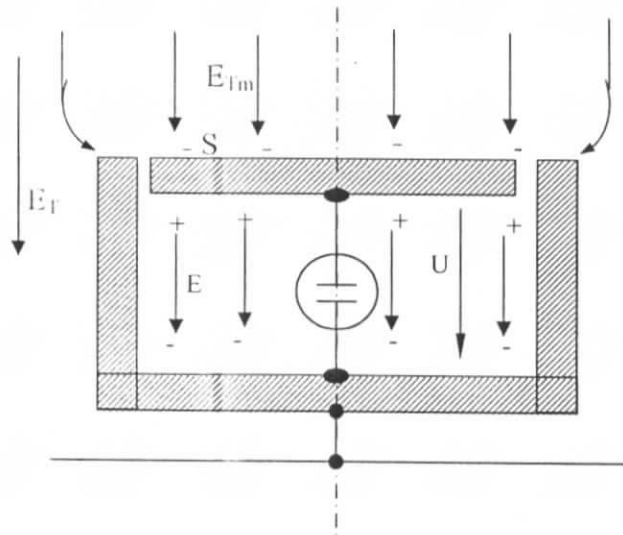


Figure.III.9 Méthode de Wilson

D'après le théorème de Gauss on a :

$$\epsilon_0 ES = CU$$

C : la capacité de l'électrode de surface S , contre le boîtier mis à la terre. Alors le champ électrique E_{Tm} est égal à :

$$E_{Tm} = E = \frac{CU}{\epsilon_0 S}$$

III.3.4.2 Méthode indirecte du voltmètre rotatif (moulin à champ électrique) :

la méthode de voltmètre rotatif pour la détermination du champ électrique E_{Tm} à la surface du sol est basée sur la mesure du courant $i(t)$, résultant de la variation de la capacité dC/dt entre un rotor tournant à la vitesse n et un stator fixe

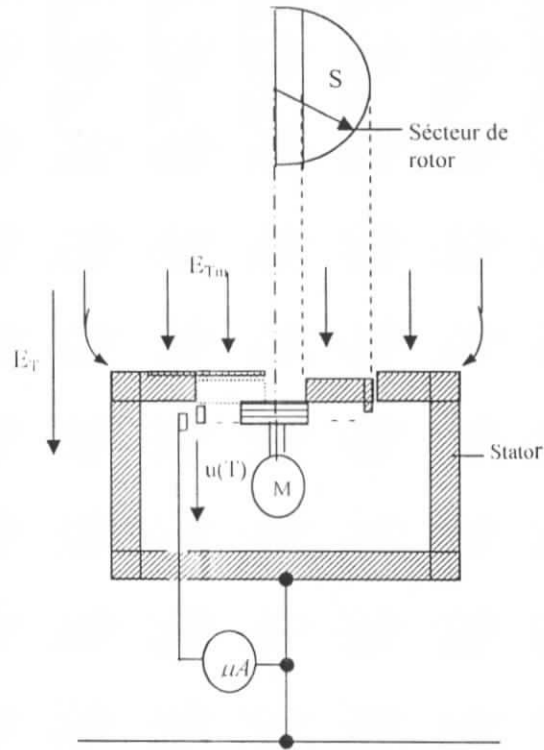


Figure III.10 Méthode du voltmètre rotatif.

III.3.4.3 CALCUL DE LA VALEUR MOYENNE DU COURANT DE MESURE :

La valeur moyenne du courant $i(t)$ est :

$$I_m = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) dt \quad A$$

Donc on a :

$$I_m = \frac{1}{T} Q(t) \quad A$$

Comme la vitesse de rotation n est liée à la période T par la relation :

$$n = \frac{1}{T} \quad s^{-1}$$

n : vitesse angulaire en tour par seconde

Alors :

$$Q(t) = I_m / n \quad C$$

III.3.4.4 SURFACE DU DEMI SECTEUR DE DISQUE TOURNANT :

La surface du demi secteur S vaut :

$$S \cong \frac{\pi \cdot r^2}{2} \quad m^2$$

Où r est le rayon du rotor.

III.3.4.5 DENSITE MAXIMUM DE CHARGE SUR LE DEMI SECTEUR :

Si ρ_S est la densité de la charge surfacique du demi secteur lors du passage au droit de l'ouverture sectorielle du stator, alors que :

$$\rho_S = \frac{Q(t)}{S} = \frac{m}{nS} \quad C/m^2$$

III.3.4.6 DENSITE DE CHARGE A LA SURFACE DU SOL :

Cette densité du moulin à champ électrique est donnée par le déplacement électrique :

$$\rho_S = D = \varepsilon_0 E_{Tm} \quad C/m^2$$

III.3.4.7 CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE :

le champ électrique E_{Tm} donc est trouvé :

$$E_{Tm} = \frac{\rho_S}{\varepsilon} = \frac{I_m}{\varepsilon \cdot n \cdot S_0} = \frac{2I_m}{\pi \varepsilon_0 n r^2} \quad V/m$$

III.4 Sonde linéaire de mesure du champ électrique en fonction de la distance inter électrodes lors de la décharge couronne positive en géométrie fil-plan : [17]

Une méthode de mesure du champ électrique, lors de la décharge couronne positive en géométrie fil plan, est développée dans cet article. La sonde polarisée de Tassicker de configuration linéaire. Elle est incorporée, dans un même niveau de surface, sur un système d'électrodes fil plan où les effets de bord sont éliminés. La sonde est calibrée et testée, ses fonctions ont été bien vérifiées. Le champ mesuré varie linéairement avec la tension appliquée entre les électrodes. Il diminue avec la croissance de la distance inter électrodes.

III.4.1.1 Présentation de la sonde

Nous avons expérimenté une sonde polarisée linéaire, adaptée sans effets de bord à un système d'électrodes fil plan. Cette sonde est constituée d'un collecteur (A) de courant et de deux plaques (B) de polarisation rectangulaires. Elle est incorporée, dans un même niveau de surface, sur un plan (c) et (c') mis à la terre sur lequel on désire mesurer le champ électrique,

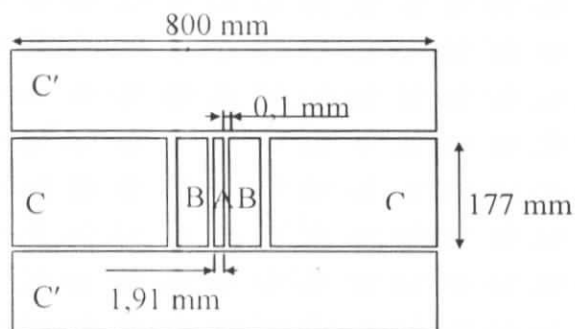


Figure III.11 : Sonde polarisée linéaire

Les fonctions de la sonde dépendent principalement du choix de ses dimensions et de la précision de sa construction. Notre modèle d'étude est optimisé pour obtenir les qualités suivantes :

- une bonne sensibilité du rapport des courants I/I_0 , vis-à-vis de la tension de polarisation V_b
- l'inversion du champ au centre du collecteur (A) est obtenue pour une largeur a pas trop faible ;
- le rapport a/g doit être le plus grand possible pour obtenir une bonne sensibilité des mesures : $a/g = 19,1$, $a = 1,91$ mm, $g = 0,1$ mm ;

III.4.1.2 Vérification expérimentale des fonctions de la sonde :

Pour mettre en évidence les fonctions de la sonde, il a été disposé de deux électrodes polies de diamètres 0,4 mm et 0,8 mm pour effectuer les mesures de I/I_0 pour différentes tensions de polarisation V_b , allant de - 150 à + 150 volts, et à divers niveaux de tension U appliquée à l'électrode active. Les résultats sont montrés sur la figure (III.12). La valeur déterminée du champ E est indépendante de la tension V_b de polarité négative ou positive. Contrairement aux sondes polarisées linéaires expérimentées antérieurement [18][19], le prototype de sonde est également fonctionnelle lorsqu'elle est polarisée positivement, elle ne présente pas d'effets de bord. Il a été retenu, comme valeur du champ E , la moyenne arithmétique des mesures à différentes tensions de polarisation V_b .

La sonde d'essai est calibrée et testée. Ainsi, nous avons mené une étude expérimentale sur la mesure du champ électrique au plan, lors de la décharge couronne positive, en géométrie fil-plan. Les essais sont effectués en fonction de la tension U appliquée à l'électrode active et de la distance interélectrodes h .

D'après les mesures du champ électrique E dans une large gamme de la décharge couronne, le champ croît linéairement avec la tension U appliquée à l'électrode active, comme le montre la figure (III.13). Ce résultat est également retrouvé avec la sonde circulaire en géométrie pointe-plan, fil-cylindre et fil-plan [20] [21] [22]. L'extrapolation des courbes au seuil de la décharge couronne, à $U=U_s$, où la charge d'espace est nulle, permet de donner la valeur du champ laplacien au plan [23]. Nos résultats pourront servir, à valider ou à mettre en place des modèles numériques.

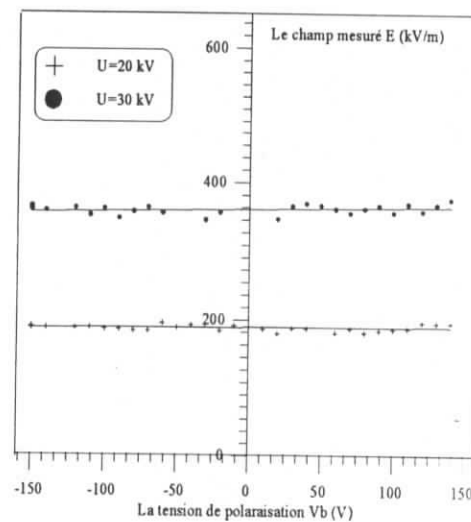


Figure III.12 : Champ mesuré en fonction de la tension de polarisation V_b ($2R = 0,400$ mm)

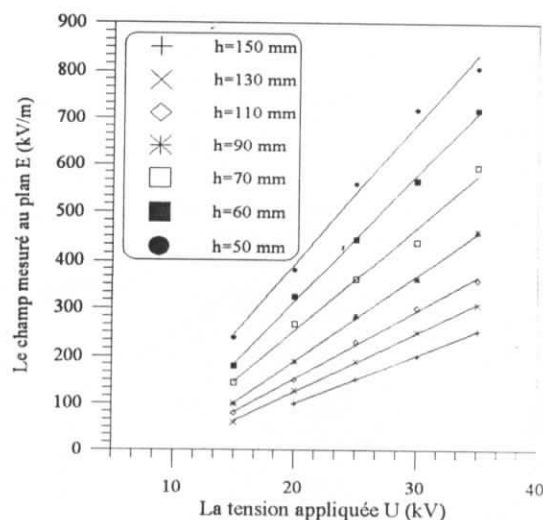


Figure III.13 : Variations du champ au plan en fonction de la tension appliquée ($2R=0,400$ mm)

Les figures (III.14) et (III.15) montrent que le champ E et la densité du courant J , diminuent en fonction de la distance inter électrode h .

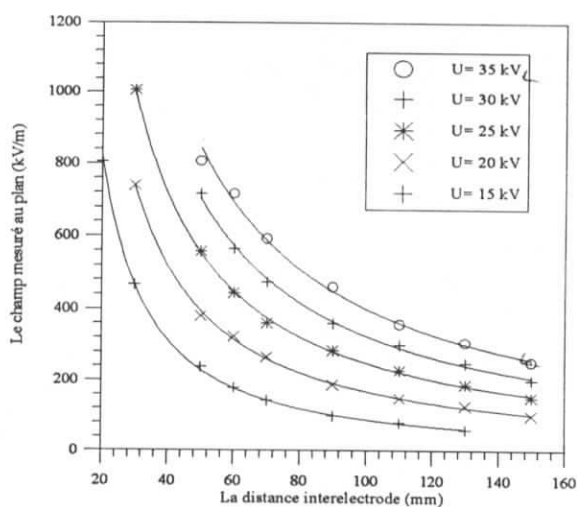


Figure (III.14): Variation du champ électrique à la surface du plan en fonction de h

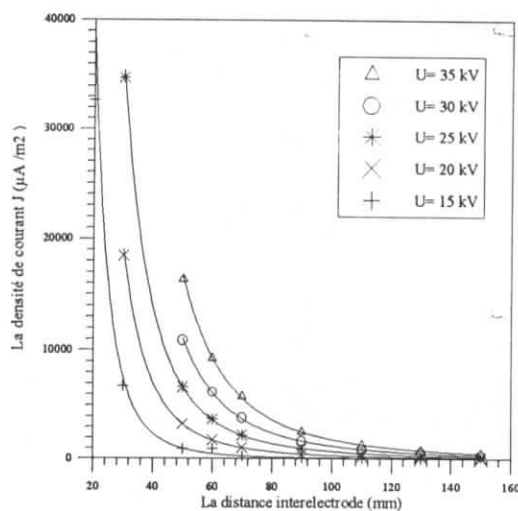


Figure (III.15): Variation de la densité du courant J en fonction de la distance h

III.5 Méthode de la sonde du champ a capacité répartie (sccr) :

Cette méthode consiste a déterminer le champ électrique E_T à la surface du sol, en mesurant la différence de potentiel U entre la tige haute tension et la sonde, au moyen d'une antenne (Figure III.16).

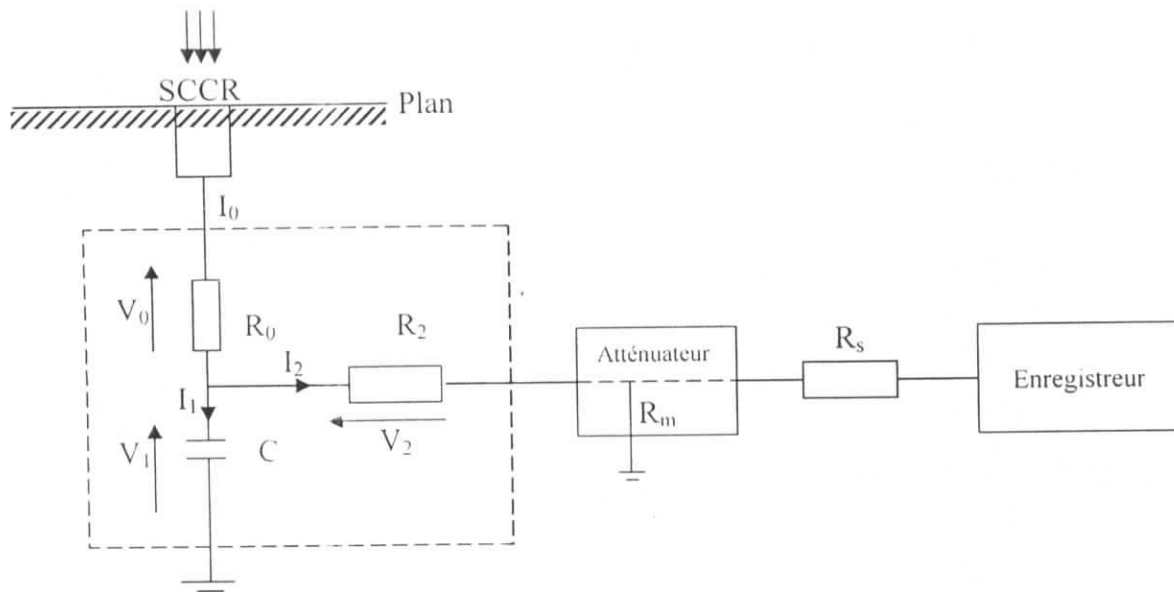
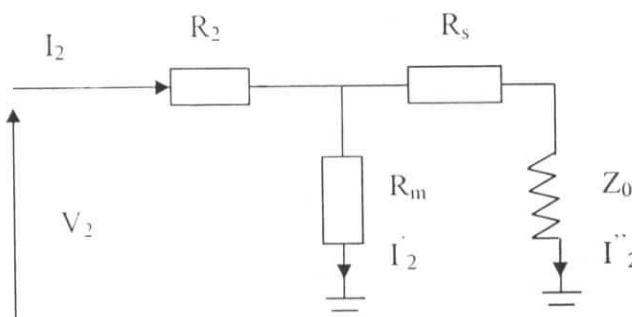


Figure III.16. Méthode de la sonde du champ à capacité répartie SCCR

L'antenne est constituée de deux résistances R_0 , R_2 et une capacité C . il est nécessaire d'utiliser un diviseur de tension (Atténuateur) pour recueillir le signal de la tension V_1 aux bornes de la capacité C . le signal sera visualisé sur l'oscilloscope (le récepteur).

La charge Q à la surface de la sonde est :

$$Q = \int \sigma ds = \epsilon_0 ES \tag{III.31}$$



R_m : résistance de l'atténuateur ou diviseur.

Z_0 : impédance d'entrée de l'oscilloscope.

R_s : résistance de protection on pose $Z_c = Z_0 + R_s$

$$I_0 = I_1 + I_2 = I_1 + I'_2 + I''_2 = \frac{dQ}{dt} = \epsilon_0 S \frac{dE}{dt}; R_2 \ll R_m \text{ et } Z_e.$$

$$\frac{dQ}{dt} = \epsilon_0 S \frac{dE}{dt} = C \frac{dV_1}{dt} + \frac{V_m}{R_m} + \frac{V_m}{Z_e} = C \frac{dV_1}{dt} + V_m \left(\frac{1}{R_m} + \frac{1}{Z_e} \right) = \epsilon_0 S \frac{dE}{dt}$$

$$\Rightarrow \frac{dV_1}{dt} + \frac{V_m}{C} \left(\frac{1}{R_m} + \frac{1}{Z_e} \right) = \frac{\epsilon_0 S}{C} \frac{dE}{dt}$$

Dans notre étude nous avons pris : $R_m = 6,7k\Omega$, $Z_e = 1M\Omega$, $R_2 = 50\Omega$

$$\left(\frac{1}{R_m} + \frac{1}{Z_e} \right) \rightarrow 0 \quad R_m \ll Z_e$$

$$\Rightarrow V_1(t) = \frac{\epsilon_0 S}{C} E(t)$$

$$V_1(t) = V_2(t) + V_m(t) = R_2 I_2 + R_m I'_2$$

$$= R_2 I_2 + (R_m // Z_e) I_2$$

$$= (R_2 + R_m // Z_e) I_2$$

$$= R_m I_2$$

$$= V_m(t)$$

$$R_m \ll Z_2$$

$$R_m \gg R_2$$

$$\text{Donc : } V_1(t) = V_m(t) = \frac{\epsilon_0 S}{C} E(t) \quad (\text{III.32})$$

Pour nos résultats de calcul, nous prenons : $C = 25$ pf et le rayon de la sonde = 6,12 mm.

III.6 Conclusion

Les diverses Méthodes effectués ont permis de donner les valeurs de la densité du champ électrique à la surface du plan en fonction de la distance inter électrodes h . Ces résultats pourront servir à déterminer d'autres paramètres, tels que la conductivité de l'effet couronne et la densité de la charge d'espace, au voisinage immédiat du plan. Ainsi, ce travail pourra ouvrir une voie de recherche dans le domaine des applications de la décharge couronne (précipitateurs, traitements de surfaces etc...). Il pourra en ouvrir une autre au niveau du calcul numérique du champ électrique et de la modélisation des systèmes

On remarque qu'aucun modèle n'est complètement satisfaisant, et cela est dû à la complexité et la tortuosité du canal de la décharge de foudre. De plus, les hypothèses de départ sont souvent limitatives. Ainsi, si on prend l'exemple concernant le sol supposé de conductivité infinie, il apparaît que cette hypothèse simplifie grandement les calculs du champ rayonné. En effet, la prise en compte des irrégularités de la surface de la terre conduit a encore plus de calculs.

Face à ces problèmes de représentativité des modèles, nous avons choisi la méthode pratique (simulation de phénomène en laboratoire), ce qui nous amène à représenter les différents modèles utilisés pour la mesure de champ.

La haute tension traite de l'ensemble des système soumis à l'action des champs électriques élevés dont l'effet pour les phénomènes est en général prépondérant par rapport à l'effet des champ magnétiques.

CHAPITRE IV

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Les essais et les mesures présentés dans notre travail ont été réalisés au Laboratoire de Haute tension de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger.

On présente dans ce chapitre le circuit d'essai ainsi que la méthode utilisée pour déterminer la tension $U_{0\%}$ du système sans paratonnerre, qui sera appliquée par la suite au système avec paratonnerre. Enfin, nous donnons le circuit utilisé pour la mesure du champ électrique au sol par la méthode de la sonde à capacités réparties (S.C.R.).

IV.1 GENERATION DES ONDES DE CHOC

IV.1.1 GENERATEUR DE CHOCS :

Le générateur de choc est de type Marx ayant les caractéristiques suivantes :

- Nombre d'étages = 8
- Tension nominale = 600 kV
- Energie = 4 kJ

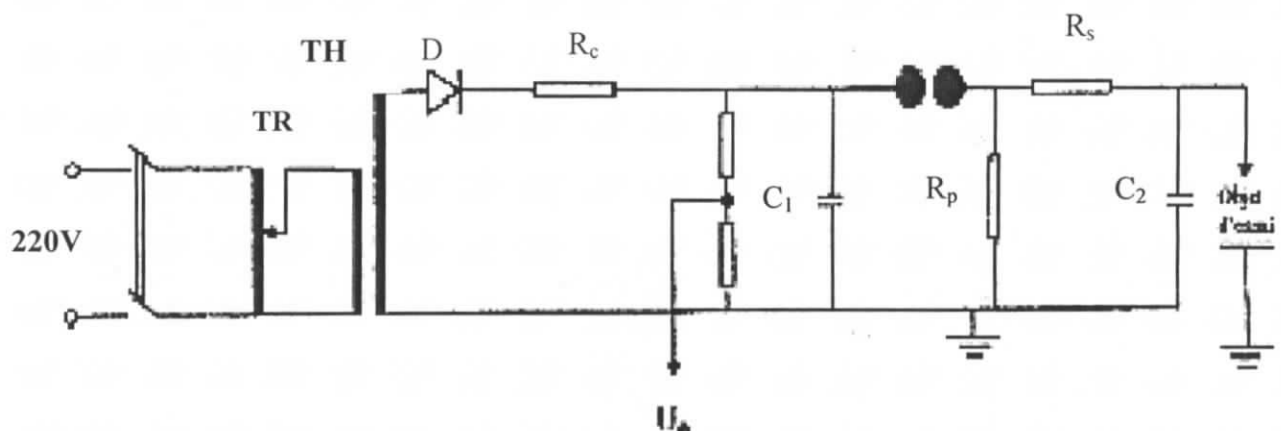


Figure IV.1: Schéma simplifié d'un étage d'un générateur de choc [3]

Avec :

- T.R : transformateur de réglage
- T.H.T : Transformateur de haute tension
- D : Redresseur

R_c : Résistance de charge

R_s : Résistance série équivalente = $((8 \times 10) + 150) \Omega$

R_p : Résistance parallèle équivalente = $8 \times 430 \Omega$

C_1 : Condensateur de choc = 22.5 nF

C_2 : Condensateur de charge = 2 nF

La tension continue destinée à la charge du générateur de choc est fournie par un redresseur D de tension monophasé. Une résistance destinée à limiter le courant de charge à une valeur admissible est placée en série avec le redresseur. Ce dernier est alimenté par un transformateur de haute tension (T.H.T).

La charge des condensateurs de choc s'effectue à travers des résistances R_c .

Au cours de la charge des condensateurs, la tension aux bornes des éclateurs à sphères augmente. Lorsque les éclateurs sont amorcés, chaque condensateur se décharge à travers les résistances R_s, R_p [24] [3]. La tension générée appliquée à l'objet d'essais est égale à la tension aux bornes d'un étage multipliée par le nombre d'étages qui est égale à 8 dans notre cas.

IV.1.2 TENSION DE CHOC DELIVREE :

La tension délivrée par le générateur de choc, simulant les surtensions d'origine atmosphérique, est une impulsion unipolaire bi-exponentielle dont la forme est normalisée conformément aux recommandations de la CEI [25]. Ces ondes se définissent par les paramètres suivants:

- ❖ La constante de temps de front T_f
- ❖ La constante de temps de mi-amplitude T_q
- ❖ L'amplitude maximum U_m

La forme de tension générée par le générateur de choc répond à l'équation suivante:

$$U(t) = U_m[\exp(-t/T_q) - \exp(-t/T_f)] \quad (\text{IV.1})$$

La CEI donne l'onde de forme normalisée dite « choc 1,2/50 μs » comme l'onde la

plus adoptée pour les essais en choc de foudre. Le temps de front T_f de cette onde est de $1.2 \mu\text{s}$ et le temps de mi-amplitude T_q est de $50 \mu\text{s}$. En effet le choc de $1.2/50 \mu\text{s}$ simule assez bien la forme d'un courant sévère [8] [26].

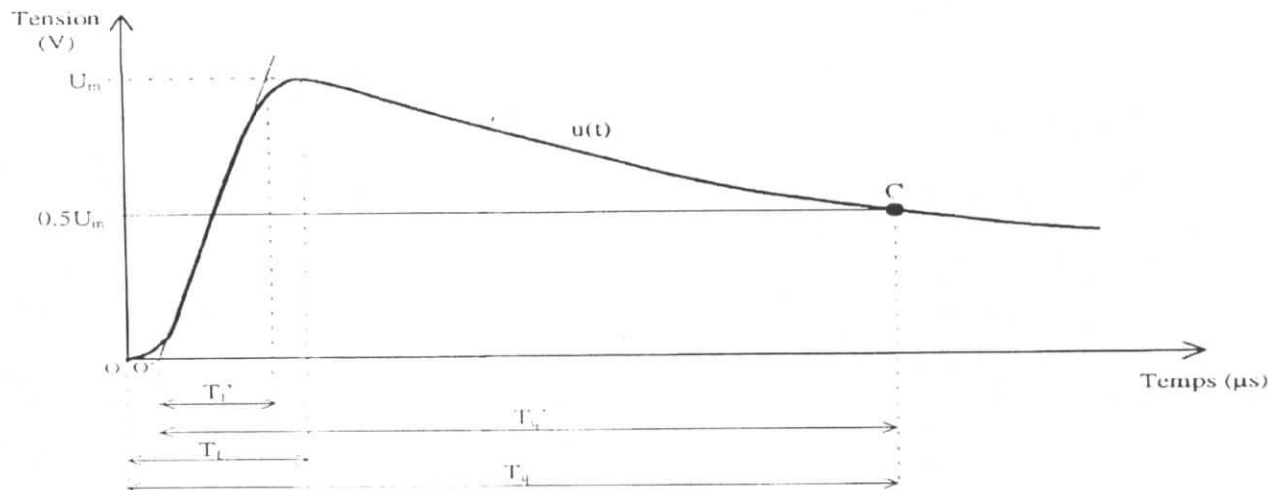


Figure VI.2 Forme de l'onde de choc de foudre

O : Origine de la tension de choc

O' : origine conventionnelle de la tension de choc

T_f : durée du front

T_f' : durée conventionnelle du front

T_q : durée de mi-amplitude

T_q' : durée conventionnelle de mi-amplitude

IV.1.3 DETERMINATION DE LA TENSION $U_{100\%}$:

La tension $U_{100\%}$ est la tension pour laquelle on a une disruption certaine de l'intervalle d'air entre les deux électrodes du système à étudier. Pour déterminer cette tension, la méthode des paliers multiples constants a été appliquée. Elle consiste à appliquer trois paliers de tension différents avec application de 20 chocs par palier. Le temps entre deux chocs successifs est de l'ordre de 20 secondes. Plus le nombre de paliers appliqué est grand plus l'interpolation des points sera meilleure et donc une bonne précision lors de l'extrapolation pour déterminer $U_{100\%}$. En effet, cette dernière correspond à la fréquence de décharge de 99,9% sur une échelle Gausso-arithmétique.

Les fréquences de décharge en fonction des tensions d'essais correspondantes sont généralement distribuées selon une régression linéaire sur une échelle Gausso-arithmétique. Ceci correspond à ce qu'on obtient d'autres auteurs [1] [27] [28] [29]. La distribution normale a été donc vérifiée et admise dans notre présente étude.

IV.1.4 CORRECTIONS ATMOSPHERIQUES

IV.1.4.1 INFLUENCE DE LA DENSITE DE L'AIR

On sait que la température et la pression, en modifiant la densité du gaz, influent sur la rigidité diélectrique de l'air. Dans la CEI 60, on trouve la notion de densité relative qui est définie comme étant le rapport de la densité de l'air dans les conditions de pressions P et de température T , à la densité de l'air dans les conditions atmosphériques de référence dites normales, c'est à dire:

- ❖ Température ambiante $T_0 = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$
- ❖ Pression atmosphérique $P_0 = 1013\text{ mbar} (= 760\text{ mmHg})$

$$\partial = 0.289 \frac{P}{273 + T} \quad (\text{IV.2})$$

La pression P est en mbar et la température T en $^{\circ}\text{C}$.

Cette **équation (IV.2)** est utilisée pour convertir la tension de décharge U mesurée dans les conditions atmosphériques d'essais (température T et pression P) à la valeur U_0 qui aurait été obtenue dans les conditions normales (T_0 et P_0) citées ci-dessus.

$$U_0 = \frac{U}{(\partial)^n}, n \leq 1 \quad (\text{IV.3})$$

L'exposant n dépend de la forme d'onde, de la longueur d'intervalle et de la position des électrodes. Dans le cas d'un intervalle pointe-plan soumis à une onde de choc de foudre, n est égale à l'unité.

IV.1.4.2 INFLUENCE DE L'HUMIDITE :

La tension d'amorçage est particulièrement moins sensible à la variation de l'humidité dans le cas des ondes rapides ou très rapides, c'est le cas pour les chocs de foudre [24].

Remarques:

- Nos essais de laboratoire ont été effectués dans les gammes de conditions atmosphériques comprises entre les mesures minimales, et maximales. suivantes:

$$T_{\min} \leq 15^{\circ}\text{C} \quad ; T_{\max} \leq 24^{\circ}\text{C}$$

$$P_{\min} = 1000\text{mbar} \quad ; P_{\max} = 1003\text{mbar}$$

$$H_{\min} = 55\% \quad ; H_{\max} = 58\%$$

- Conformément à la CEI 60, la correction de la tension mesurée n'est faite que pour la densité relative de l'air (ρ),

IV.2 MODELE EXPERIMENTAL :**IV.2.1 MODELE EXPERIMENTAL SANS PARATONNERRE**

Nous avons appliqué au système tige-plan, dont la tige est soumise à une onde de choc de polarité négative $-1.2/50\mu\text{s}$ et le plan mis à la terre, des niveaux de tension différents. Pour chaque niveau, nous comptons le nombre de chocs engendrant une décharge disruptive N_v et ceux qui engendrent des tenues N_t .

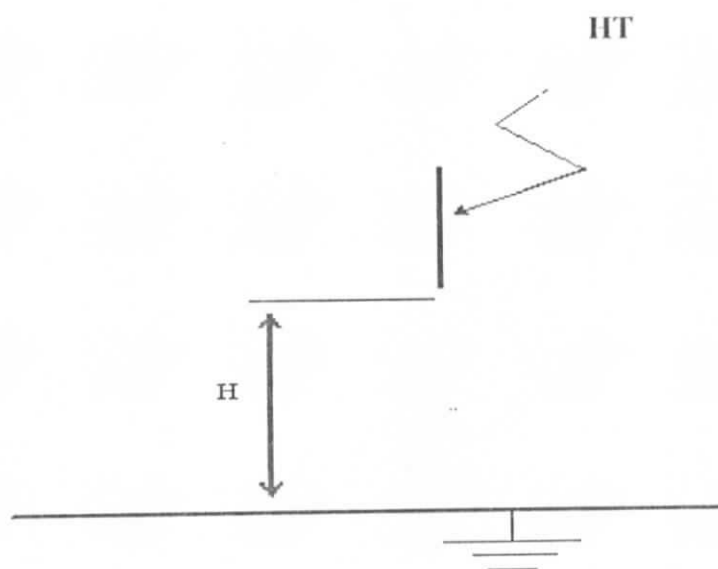
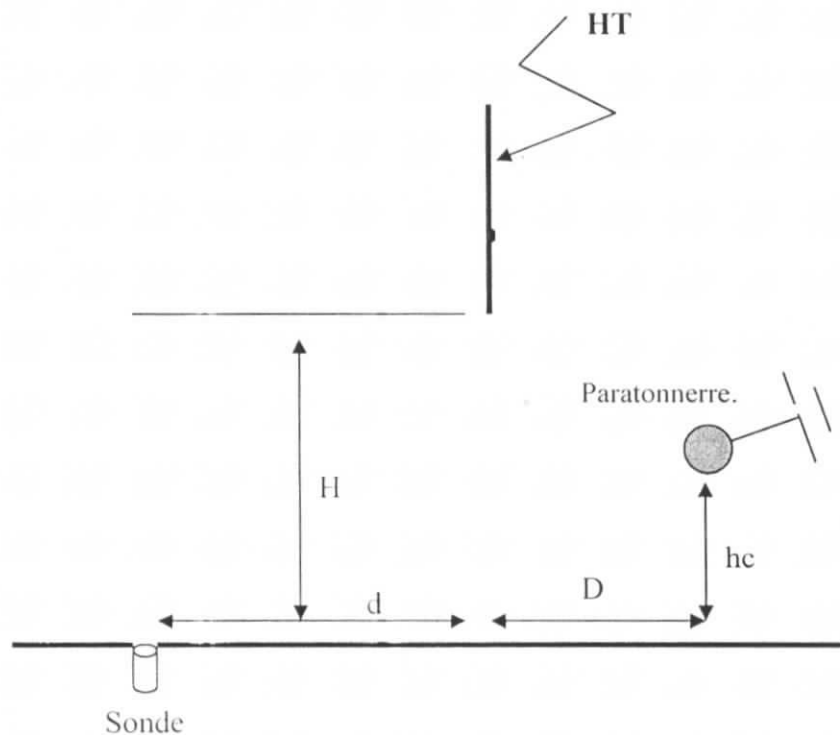


Figure IV.3 Système tige-plan sans paratonnerre

Nous avons utilisé les hauteurs tige-plan H suivantes : $H=12,16$ et 20 cm.

IV.2.2 MODELE EXPERIMENTAL AVEC PARATONNERRE

La tige de haute tension du système est une tige métallique de 4.8 mm de diamètre. La tige est mise sous tension de choc de polarité négative (dans notre travail) $-1.2/50 \mu\text{s}$. Le paratonnerre est un conducteur cylindrique horizontal de diamètre égal à 8 mm.



Les distances H sont les mêmes qu'au système sans paratonnerre, mais les distances d , D et hc sont choisies de telle sorte qu'un rapport avec H soit vérifié.

Nous avons opté pour les rapports suivants :

- ❖ Les rapports entre d et H sont : $d = 0H, 0.4H, 0.8H, 1.2H$
- ❖ Les rapports entre D et H sont : $d = 0H, 0.4H, 0.8H, 1.2H$
- ❖ Les rapports entre hc et H sont : $hc = H/2$ pour $H = 12 \text{ cm}$
 $hc = H/2$ pour $H = 16 \text{ cm}$
 $hc = H/4$ pour $H = 20 \text{ cm}$

Les différentes distances obtenues et utilisées sont données par le tableau VI.1 ci-dessus:

H (cm)	12	16	20
hc (cm)	6	8	5
d (cm)	0, 4.8, 9.6, 14.4	0, 6.4, 12.8, 19.2	0, 8, 16, 24
D (cm)	0, 4.8, 9.6, 14.4	0, 6.4, 12.8, 19.2	0, 8, 16, 24

Tableau VI.1. Les valeurs pris H, hc, d et D

IV.3 MESURE DU CHAMP PAR LA METHODE DE LA SONDE A CAPACITES REPARTIES (S.C.R.)

IV.3.1 CIRCUIT D'ESSAI :

La sonde de 6.12 mm de diamètre est reliée à travers une résistance R_1 à un condensateur de charge C , ce dernier est relié, en parallèle, au diviseur de tension.

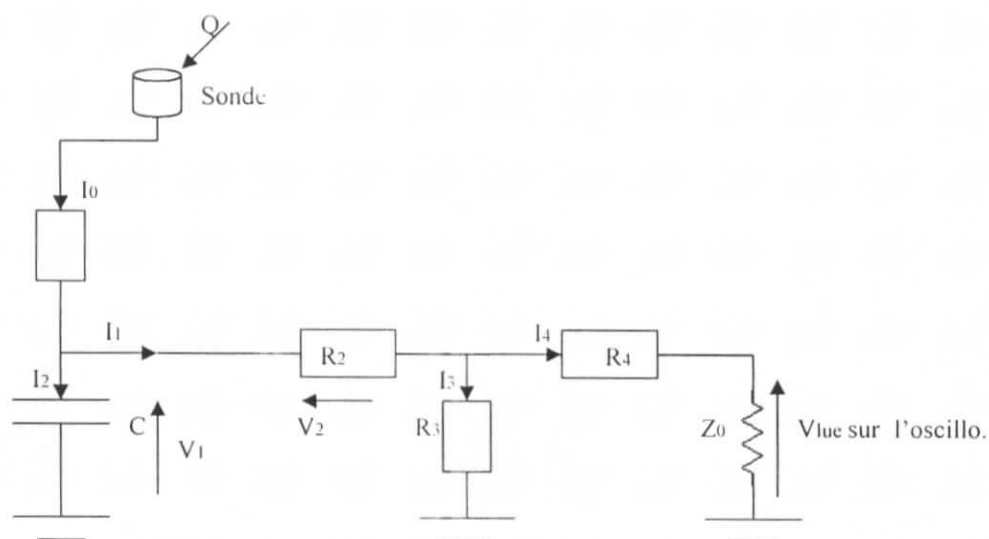


Figure IV.4 Schéma montrant la méthode de mesure

IV.3.2 EQUATION RELIANT V_{LUE} AU CHAMP E :

$$Q = \int \sigma ds = \varepsilon_0 E.S$$

$$\bar{I}_0 = \bar{I}_1 + \bar{I}_2 = \bar{I}_2 + \bar{I}_3 + \bar{I}_4$$

$$\frac{dQ}{dt} = c \frac{dV_1}{dt} + \frac{V_3}{R_3} + \bar{I}_4 \quad \Rightarrow \quad \frac{d(\varepsilon_0 E.S)}{dt} = c \frac{dV_1}{dt} \quad \text{Avec} \quad \frac{V_3}{R_3} = 0 \quad \text{et} \quad \bar{I}_4 = 0$$

$$\varepsilon_0 S \frac{dE}{dt} = c \frac{dV_1}{dt} \Rightarrow \frac{dE}{dt} = \frac{c}{\varepsilon_0 S} \frac{dV_1}{dt} \Rightarrow E(t) = \frac{c}{\varepsilon_0 S} V(t)_1$$

$$\varepsilon_0 S \frac{dE}{dt} = c \frac{dV_1}{dt} \Rightarrow \frac{dE}{dt} = \frac{c}{\varepsilon_0 S} \frac{dV_1}{dt}$$

$$\Rightarrow E(t) = \frac{c}{\varepsilon_0 S} V(t)$$

AN : $R_1 = 47\Omega$, $R_2 = 50\Omega$, $R_3 = 6.6k\Omega$, $R_4 = 4.5M\Omega$ et $Z_0 = 1M\Omega$: impédance d'entrée de l'oscilloscope.

$$E(t) = \frac{25 \cdot 10^{-12}}{8.854 \cdot 10^{-12} \cdot \pi \left(\frac{6.12}{2}\right)^2 \cdot 10^{-6}} V_1(t) = \frac{25 \cdot 7.4 \cdot 10^6}{8.854 \cdot 22 \cdot (6.12)^2} V_1(t)$$

$$E(t) = 95,947 \cdot V(t)_1 \quad [\text{kV/m}] \quad \text{ou} \quad 0.95947 \cdot V_1(t) \quad [\text{kV/cm}]$$

$$E(t) = 0,95947 \cdot V_1(t) \quad [\text{kV/cm}]$$

En négligeant la chute de tension V_2 donc : $V_1 = V_3$

$$\frac{V_3}{R_4 + Z_0} = \frac{V_{inc}}{Z_0} \Rightarrow V_3 = \frac{R_4 + Z_0}{Z_0} V_{inc}$$

$$\text{Donc } V_3 = \frac{(4.5+1).10^6}{1.10^6} = 5.5.V_{inc}$$

$$E(t) = 0,95947 \times 5,5.V_{lue}(t) \quad [\text{kV/cm}] \quad \dots\dots\dots (A)$$

Ces valeurs sont corrigées par les coefficients de température et de pression.

IV.3.3 DETERMINATION DE LA CONSTANTE DE LA SONDE K_s :

Pour déterminer la constante de la sonde K_s , nous effectuons d'abord nos essais pour un système plan-plan.

- a) Maintenir une distance plan-plan (h) aussi petite et faire varier la tension sans présence d'arc électrique et lire la valeur sur l'oscilloscope.
- b) Déterminer les champs par la méthode théorique et calculer le rapport entre les valeurs du champ expérimental et théorique.

En choisissant $h = 6.4$ cm obtenons :

U (kV)	E (théorique) = U/h
120	18.75
100	15.62
80	12.5

U	V_{lue}	E (expérimental)	K_s
120	21.20	111.87	0.167
100	19.33	102.00	0.153
80	16.4	86.54	0.144

Les valeurs de K_s sont obtenues en utilisant la relation :

$$K_s = E_{th} / E_{exp}$$

$$\text{Donc } K_s = \frac{0.167 + 0.153 + 0.144}{3}$$

d'où :

$$K_s = 0.155$$

IV.3.4 FORME DES SIGNAUX OBTENUS AVEC L'OSCILLOSCOPE :

Pour les essais de mesure du champ, nous avons utilisé un oscilloscope numérique rapide dont l'échelle peut aller jusqu'à des nano secondes, il nous délivre la valeur de la crête du signal reçu et sa valeur de mi-amplitude T (μs).

Pour chaque position de la sonde, dix courbes sont enregistrées, nous considérons la valeur moyenne de ces courbes. Cette dernière est considérée comme étant la valeur du champ pour cette position de la sonde.

Nous donnons ici les formes d'ondes obtenues sans décharge et avec décharge. (Pour plus de détails, voir annexe N°4)

L'axe des abscisses est l'axe de temps.

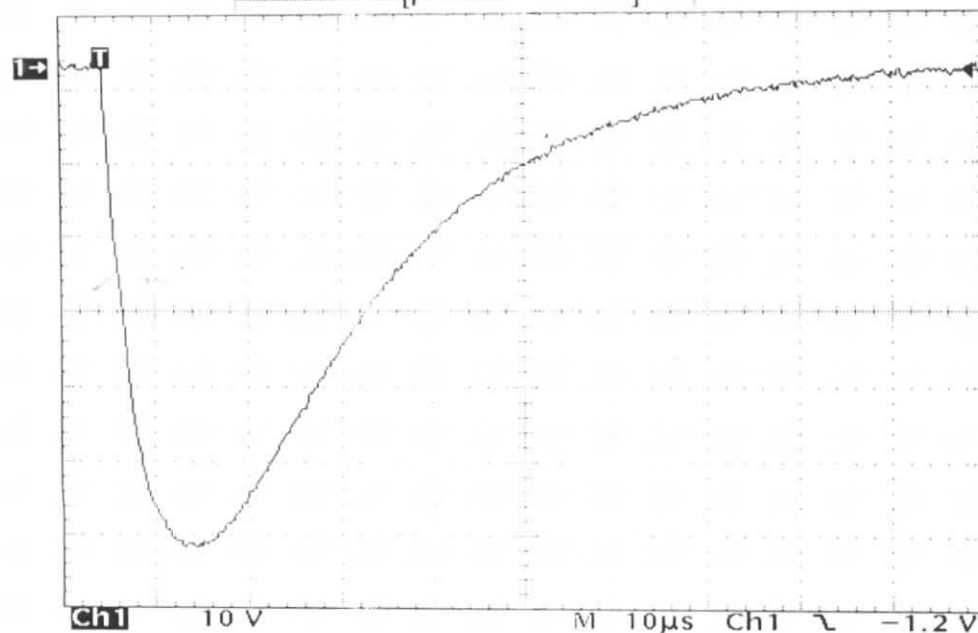
L'axe des ordonnées représente la tension du signal reçu, les échelles sont données en bas du graphe.

La première valeur à droite du graphe donne la valeur de la crête du signal, et la deuxième nous donne la durée de mi-amplitude T (μs).

COURBE SANS DECHARGE

Tek Stop: 5MS/s

13 Acqs



Ch1 Ampl
65.6 V

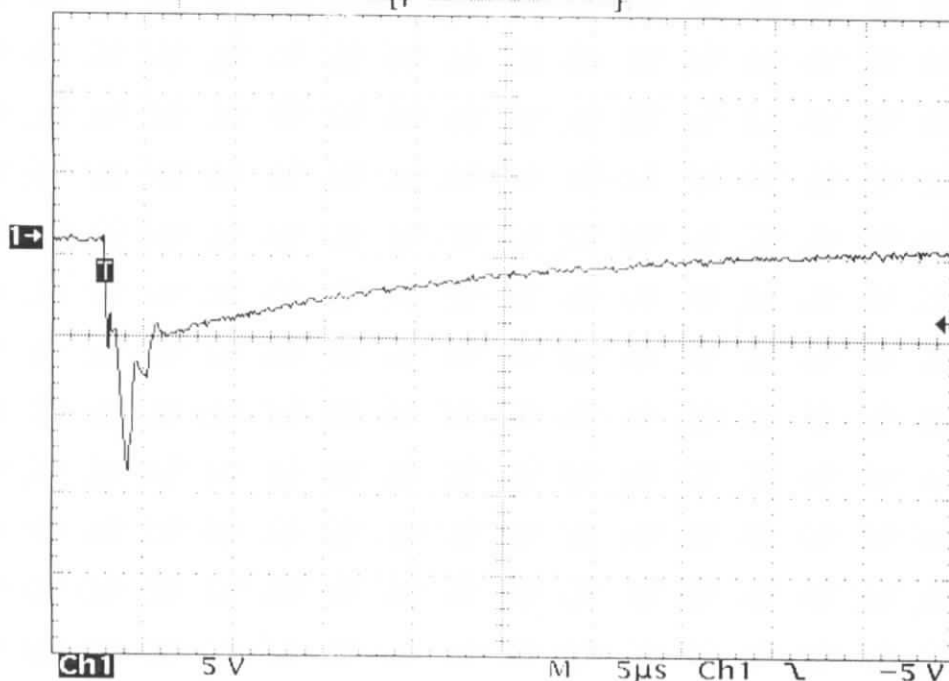
Ch1 BrstW
26.77µs

31 May 2003
10:07:34

COURBE AVEC DECHARGE

Tek Stop: 10MS/s

2 Acqs



Ch1 Ampl
14.8 V

Ch1 BrstW
1.738µs

28 Apr 2003
01:56:28

CHAPITRE V

INTERPRETATION DES RESULTATS

GENERALITES

Nous présentons dans ce chapitre l'étude réalisée sur l'influence du paratonnerre horizontal sur la distribution du champ électrique au sol. Nous commençons par la présentation des résultats concernant le système tige-plan sans paratonnerre, afin de vérifier le modèle électro-géométrique classique et d'avoir une référence pour la comparaison des résultats.

V.1 CAS SANS PARATONNERRE

V.1.1 DETERMINATION DE LA TENSION $U_{0\%}$

Nous nous sommes intéressés à la tension $U_{0\%}$ de décharge disruptive afin de déterminer les niveaux de tension $0.5U_{0\%}$ et $0.9U_{0\%}$ pour les mesures du champ électrique évitant les décharges disruptives au niveau de la sonde.

Les figures (I et II dans Annexe 1) donnent les caractéristiques de probabilité de décharge $P = f(u)$ à partir desquelles nous avons déterminé la tension de tenue $U_{0\%}$ pour chaque hauteur H choisie.

D'après les mesures, nous constatons que la tension $U_{0\%}$ croît avec la longueur de l'intervalle d'air H .

V.1.2. INFLUENCE DE LA DISTANCE ENTRE LA TIGE ET LA SONDE

Selon les figures V.1 à V.4 nous constatons que l'intensité du champ électrique augmente avec le niveau de tension appliquée ($0.5U_{0\%}$, et $0.9U_{0\%}$).

Nous observons également qu'il existe une position de la sonde où le champ électrique passe par une valeur maximale. Et au fur et à mesure que la distance d augmente le champ électrique au sol diminue.

En polarité négative, pour $d/H = 0.4$, le champ électrique est égale à 29.28 kV/cm pour $H = 20$ cm et à 19.68 kV/cm pour $H = 12$ cm.

Pour la même polarité, et $d/H = 0.4$ le champ électrique mesuré est égale à 25.44 kV/cm pour $H = 16$ cm, ces valeurs de champs sont les valeurs maximales par rapport aux autres positions de d .

En ce qui concerne la polarité de la tension appliquée, on peut noter que le champ est très élevé pour la polarité négative ainsi que pour la polarité positive.

Cette remarque est prévisible puisque le système tige-plan en polarité positive est moins rigide que le système en polarité négative.

D'après la figure V.2, pour l'intervalle $H = 20$ cm, on constate qu'il n'y a aucune influence de la distance d sur le champ mesuré, c'est-à-dire que le champ reste constant quelle que soit la position de la sonde sur le plan, et pour les intervalles $H = 12$ et 16cm, il y a de faibles variations du champ en fonction d .

Pour les deux intervalles $H = 12$, et 16cm en polarité positive, on n'a pas pu mesurer le champ avec la tension appliquée égale à $0.5U_{0\%}$ car le champ est très faible et il n'est pas capté par la sonde. Pour cela on a mesuré le champ pour ces deux distances que pour la tension $0.9U_{0\%}$.

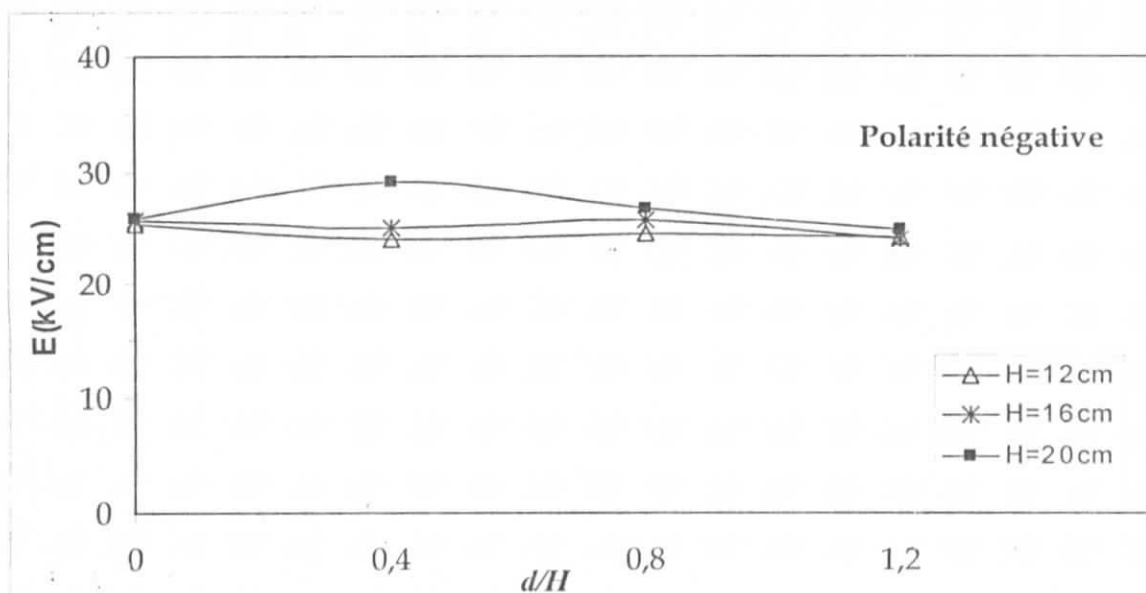


figure V.1 champ électrique pour les différents intervalles de H avec le niveau de tension $U=0,5U_{0\%}$

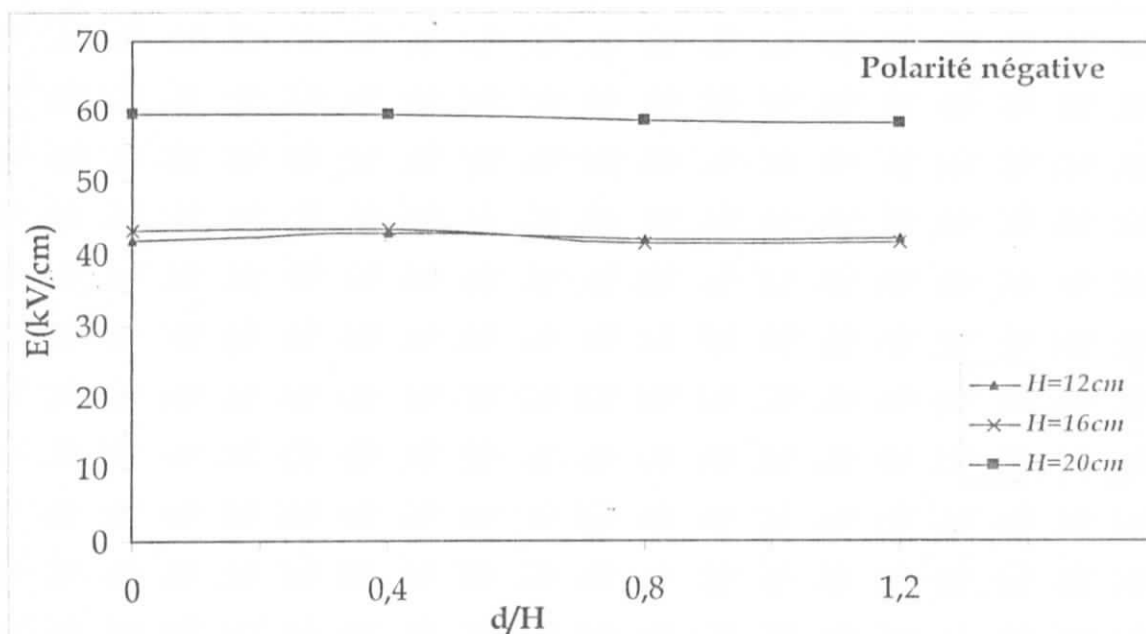


figure V.2 : champ électrique mesuré au sol pour différents intervalles H avec le niveau de tension $U=0,9U_{0\%}$

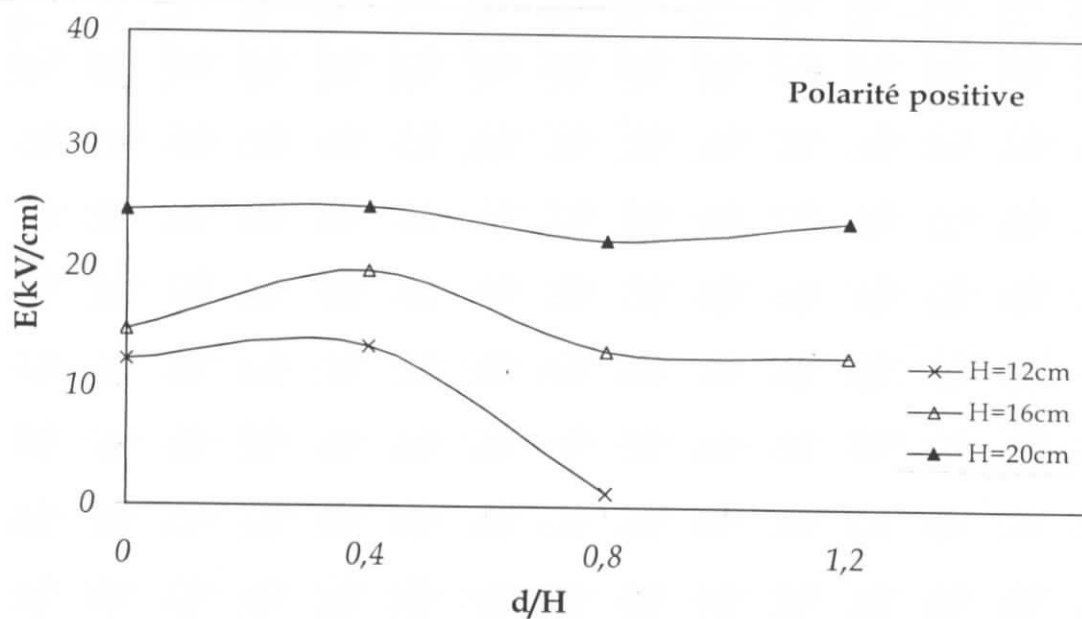


figure V.3 champ électrique mesuré avec $U=0,9U_0\%$

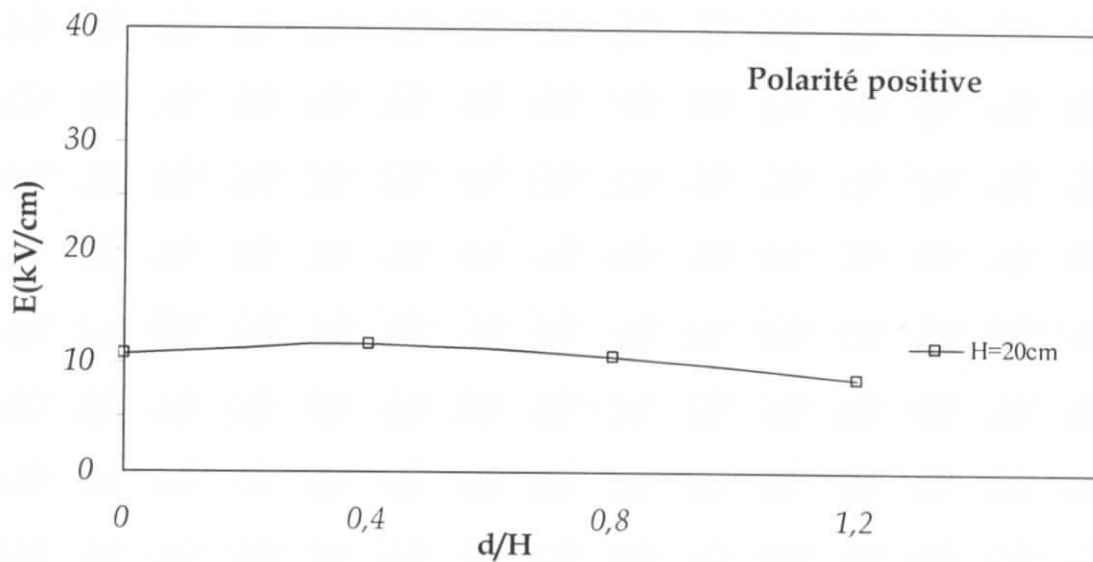


figure V.4. champ électrique en fonction d/H
à $U=0,5 U_0\%$

V.1.2 INFLUENCE DE LA TENSION $U_{0\%}$

Afin d'illustrer l'influence du niveau de tension $U_{0\%}$ sur le champ électrique mesuré au sol dans le cas sans paratonnerre, nous avons regroupé les valeurs du champ mesuré pour les différentes positions de la sonde d et pour chaque intervalle d'air H pour les deux polarités positive et négative de la tige (figures V.5 à V.8).

Lorsque le niveau de tension appliquée augmente, l'intensité du champ électrique au sol augmente.

Pour illustrer cette augmentation on calcule la pente des graphes pour les différents intervalles $H=12, 16,$ et 20 cm (voir Annexe II.2).

Les présentations des figures V.5 à V.8 nous permet de confirmer, généralement, que le champ est maximum dans la position d/H égale à 0.4.

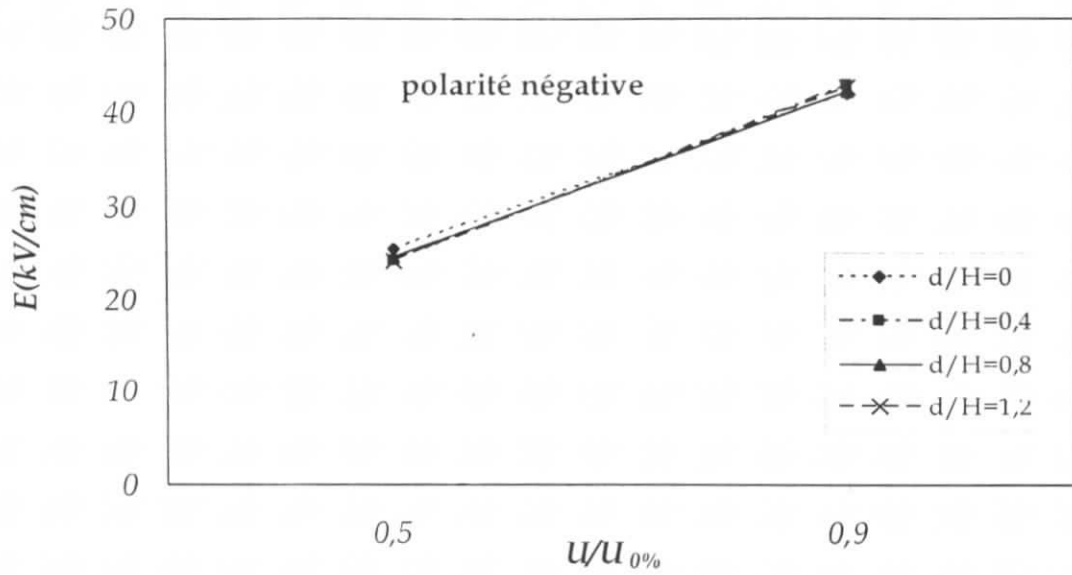


figure V.5. Influence de la tension $U_{0\%}$ sur le champ électrique au sol pour $H = 12$ cm

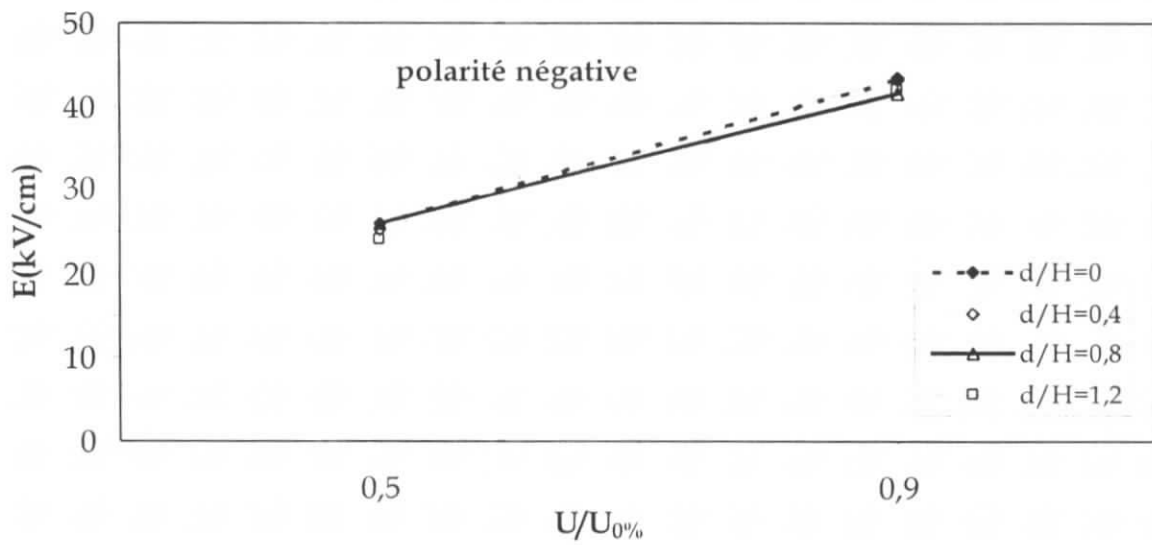


figure V.6 .Influence de la tension $U_{0\%}$ sur le champ électrique au sol pour $H = 16$ cm

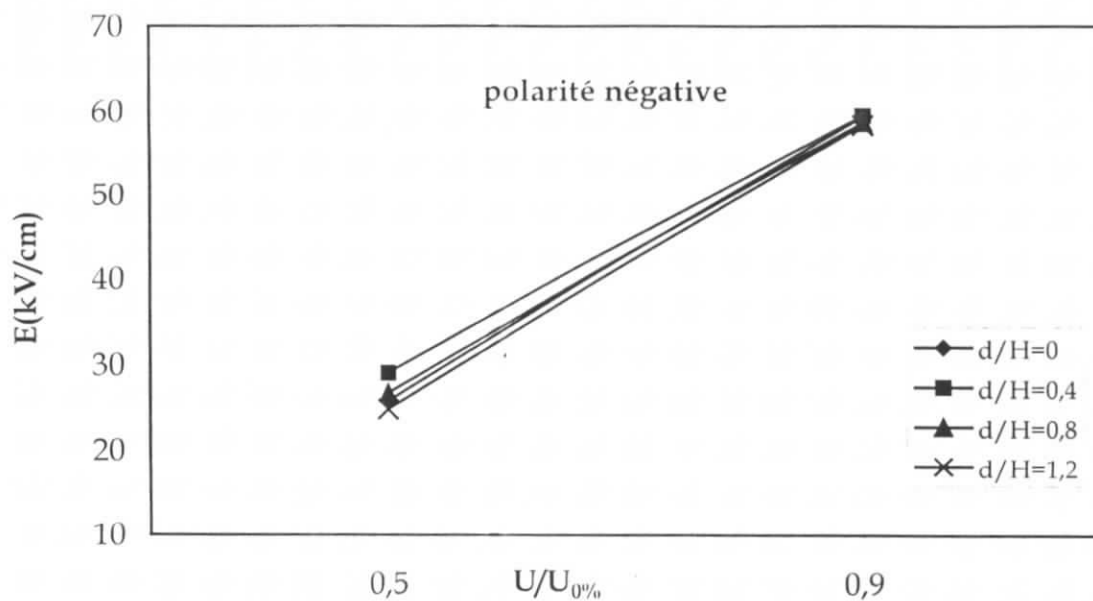


figure V.7. Influence de la tension $U_{0\%}$ sur le champ électrique au sol pour $H=20\text{cm}$

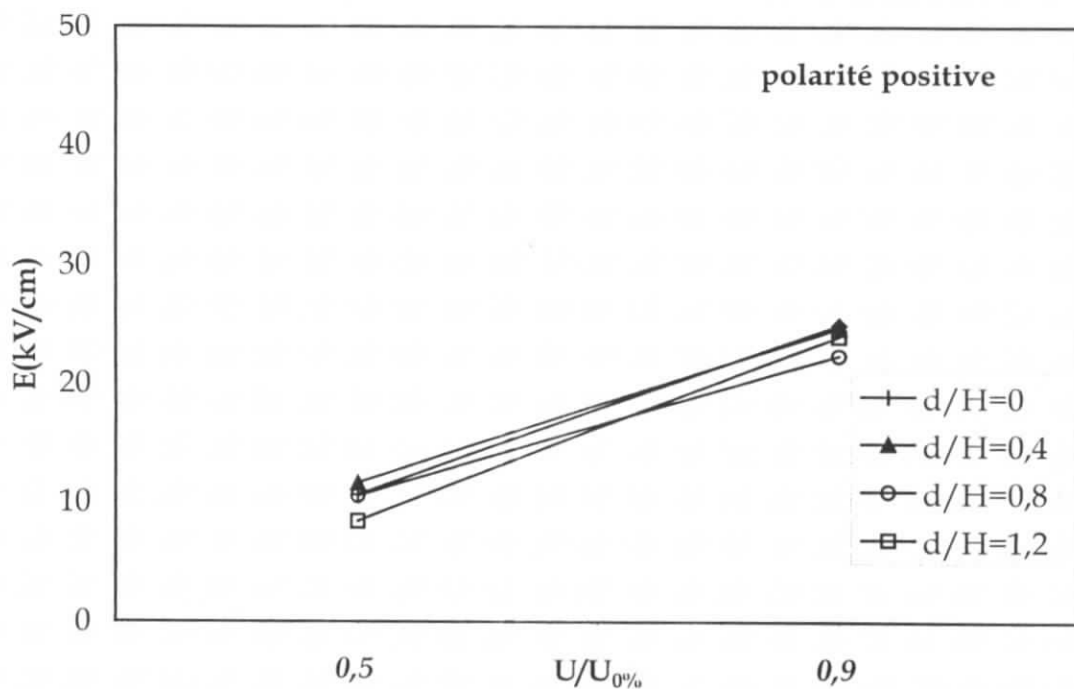


figure V.8. Influence de la tension $U_{0\%}$ sur le champ électrique au sol pour $H = 20\text{ cm}$

V.1.3 INFLUENCE DE L'INTERVALLE H SUR LE CHAMP ELECTRIQUE

Nous avons tracé les caractéristiques donnant le champ électrique en fonction de l'intervalle H , pour les différentes positions de la sonde $d/H = 0, 0.4, 0.3$ et 1.2 (figures V.9 à V.11).

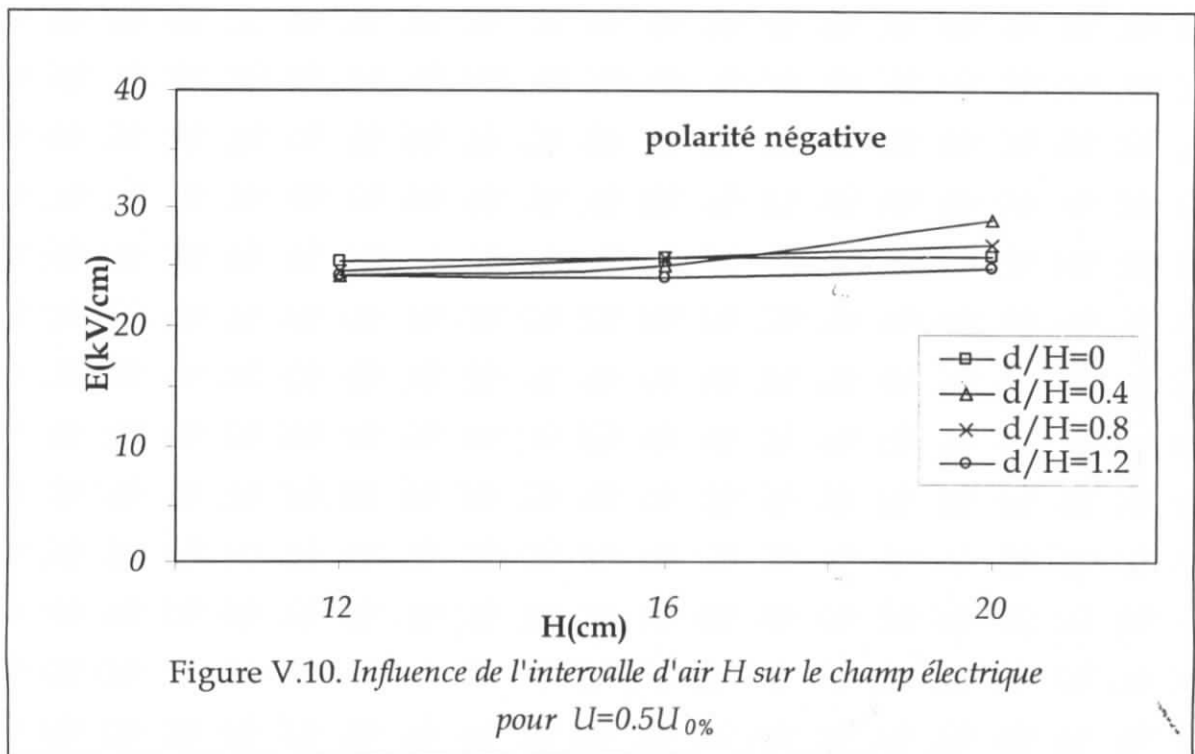
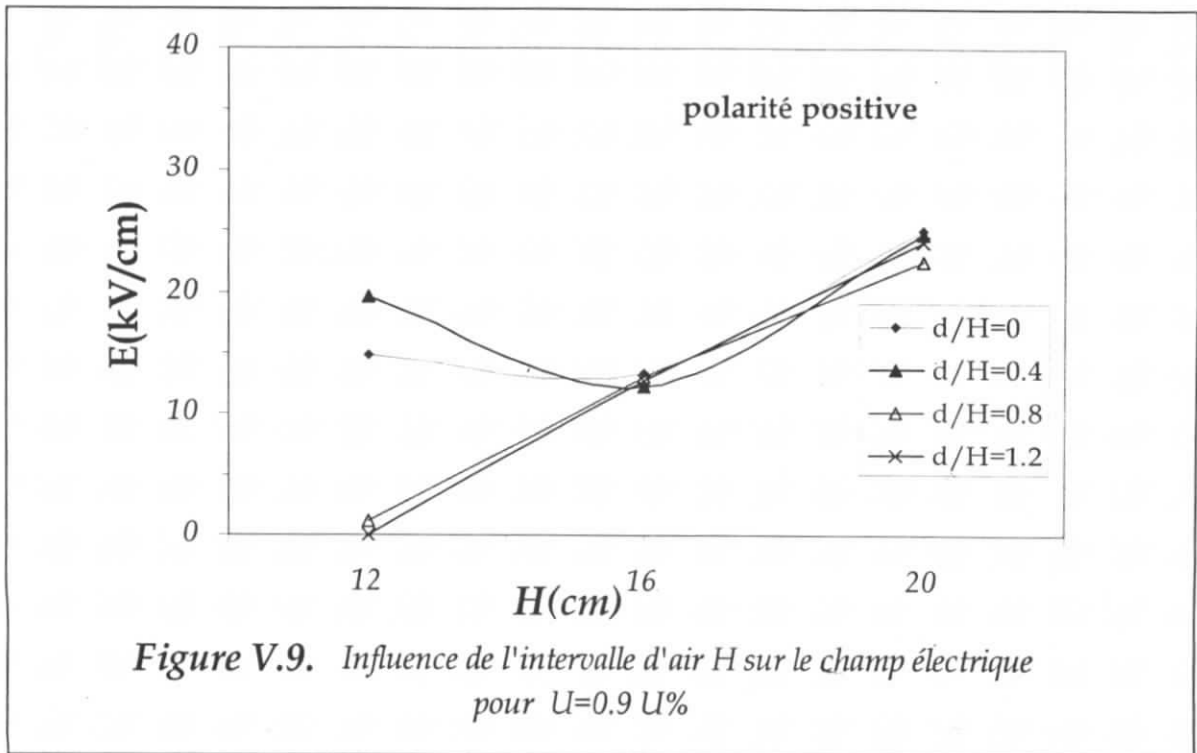
Ces graphes nous permettent de définir l'influence de H sur le champ électrique pour les différentes polarités et les niveaux de tension appliquée.

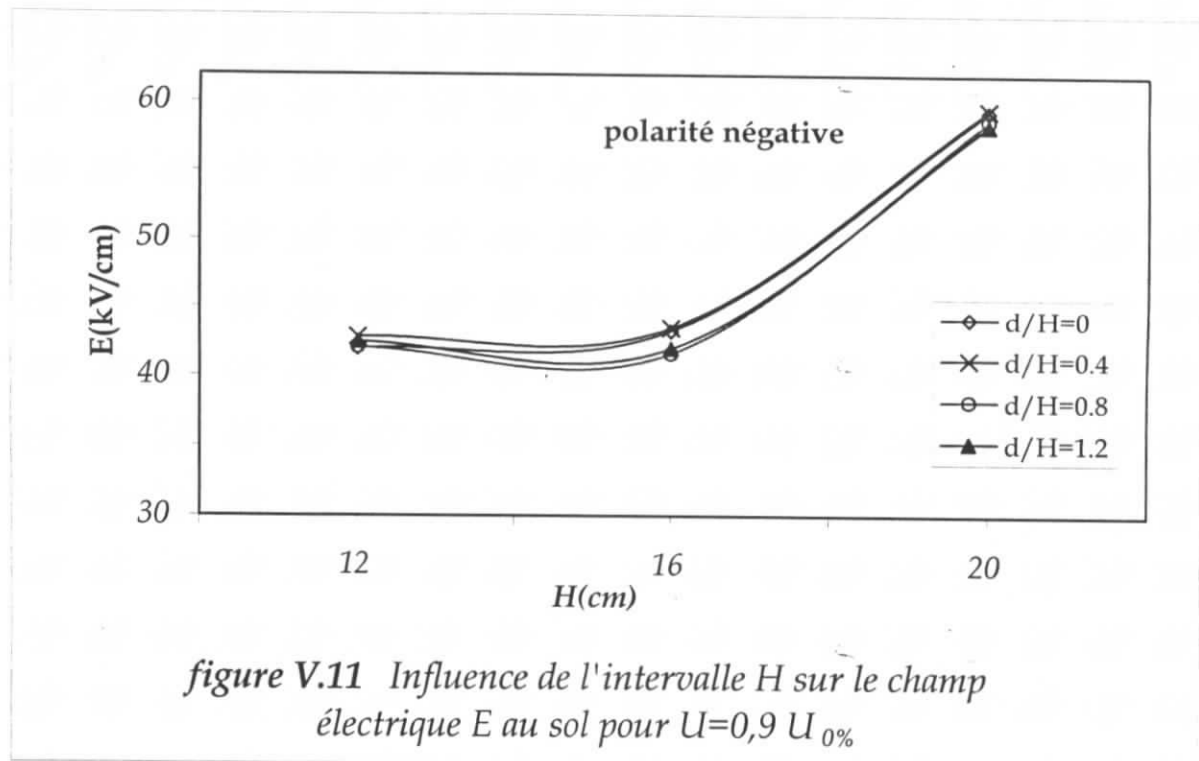
Les lignes du champ électrique à $H = 12\text{cm}$ sont concentrées pour les positions de la sonde $d/H = 0$ et 0.4 , par contre pour les grandes valeurs de d , le champ mesuré est presque nul.

Mais pour les autres intervalles $H = 16$ et 20cm la variation du champ est presque la même pour les différentes positions de la sonde, et nous remarquons que H influe sur le champ par une diminution entre $H = 12$ et 16 cm pour $d/H = 0$ et 0.4 , et après, par une augmentation entre $H = 16$ et 20cm pour toutes les positions de la sondes d .

On remarque que pour la polarité négative avec le niveau de tension $0.5U_{0\%}$ l'intervalle H n'a pas une grande influence sur les valeurs du champ mesuré au sol. Par contre pour le niveau de tension $0.9U_{0\%}$ l'influence est évidente, et ceci est dû à la valeur de la tension appliquée

Pour les tensions proches de $0.5U_{0\%}$, l'effet de couronne est peu important et influe peu sur le champ au sol relativement à la position d/H de la sonde. Par contre pour une tension appliquée de $0.9U_{0\%}$, l'effet de couronne risque d'engendrer une augmentation du champ au sol pour les grandes distances H (tension appliquée relativement élevée).





CONCLUSION

Les essais réalisés dans cette partie nous permettent de citer les conclusions suivantes :

La tension de tenue $U_{0\%}$ est promotionnelle à la hauteur de la tige haute tension et à sa polarité. Le niveau de la tension $U_{0\%}$ est élevé si la hauteur augmente et la polarité est négative.

Avant que, le champ électrique au sol diminue si la position de mesure est très loin de l'axe de la tige HT. Le champ atteint une valeur maximale pour une position au sol par rapport à l'axe de la tige qui vaut $0.4H$.

V.2. CAS AVEC PARATONNERRE

Dans cette partie, On a pour objectif l'étude de l'influence du paratonnerre suspendu horizontalement sur le champ au sol, pour les différents paramètres : position de la sonde d , intervalle d'air entre la tige et le plan H. et position D du paratonnerre par rapport à l'axe de la tige sous haute tension, ainsi que la hauteur h_c du paratonnerre au-dessus de la terre.

V.2.1. INFLUENCE DE LA POSITION DE LA SONDE (d/h_c)

Pour les tensions appliquées égales à $0.5U_{0\%}$ et des positions de la sonde d/h_c grandes les valeurs de champ mesuré sont presque identiques à celle du système sans paratonnerre (figures V.12 à V.17). Le champ ne varie pas, il est presque le même pour les différentes positions D/h_c du paratonnerre.

Pour la tension appliquée égale à $0.9U_{0\%}$ le comportement du champ en fonction de la position de la sonde est remarquable. A chaque position du paratonnerre D/h_c , le champ mesuré au sol reste pratiquement constant pour les différents intervalles H . Ceci est dû au fait que le paratonnerre reçoit une quantité importante des lignes de champ qui n'arrivent plus au sol..

Pour les rapports D/h_c faibles (paratonnerre proche de l'axe de la tige HT) le champ est inférieur par rapport aux autres positions où ce rapport est relativement élevé.

On peut remarquer que pour les positions d/h_c de la sonde élevées les valeurs de champ se rapprochent quelle que soit la position du paratonnerre, ça confirme que ce dernier n'a pas d'influence si on est très loin de la tige HT.

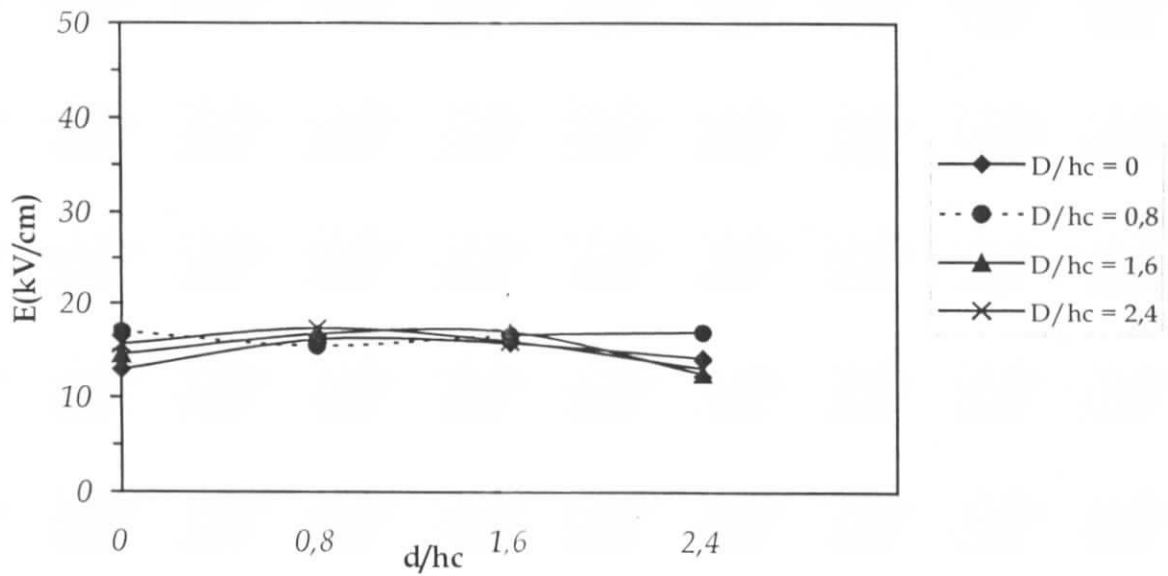


Figure V.12 : $H=12\text{cm}$ $U=0,5U_{0\%}$

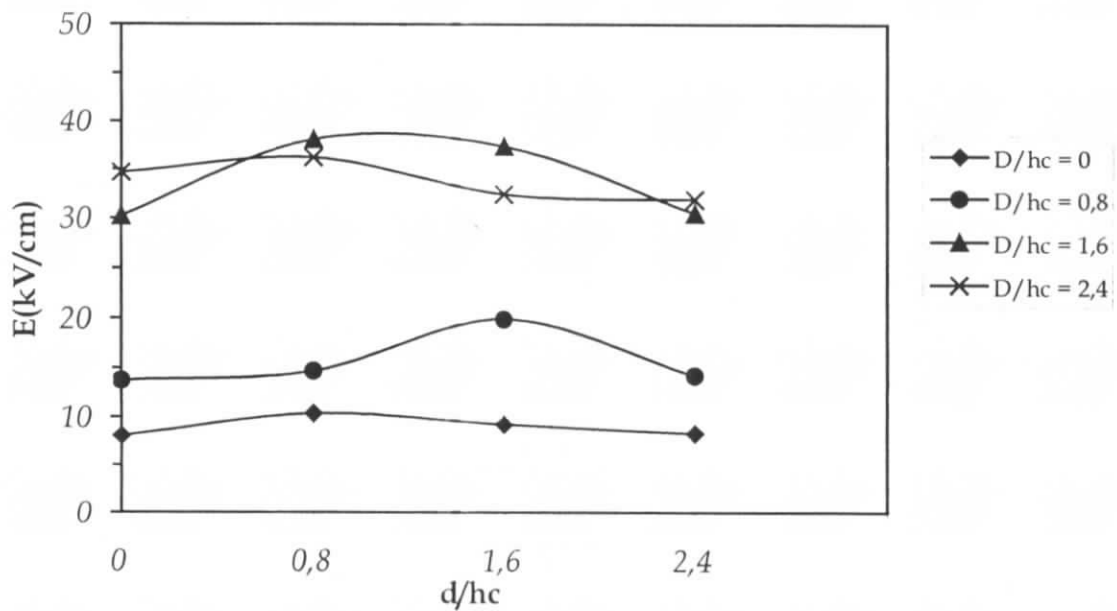


Figure V.13 : $H=12\text{ cm}$, $U=0.9U_{0\%}$

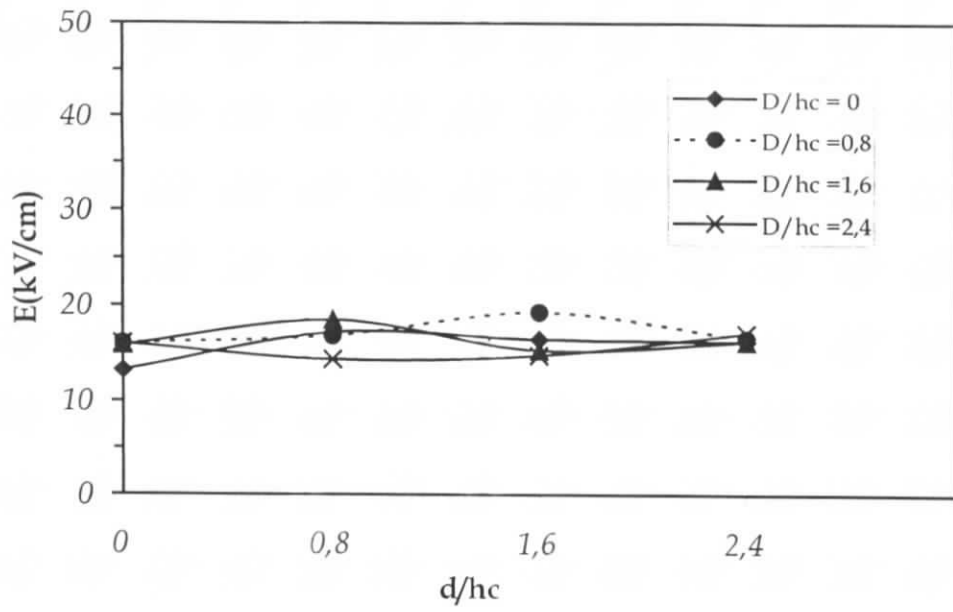


Figure V.14 : $H=16\text{ cm}, U=0.5U_{0\%}$

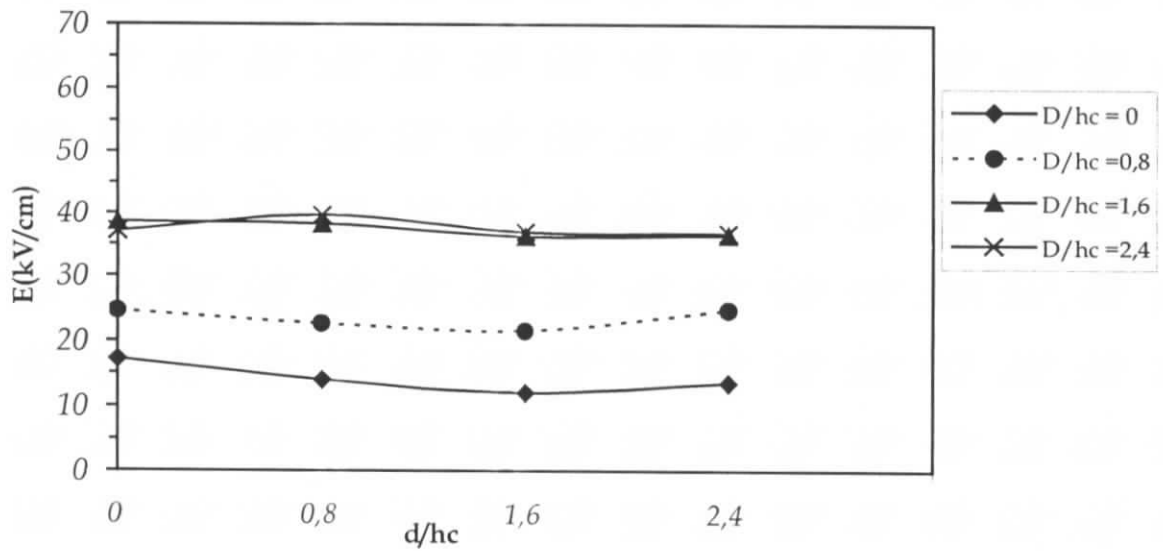


Figure V.15 : $H=16\text{ cm}, U=0.9U_{0\%}$

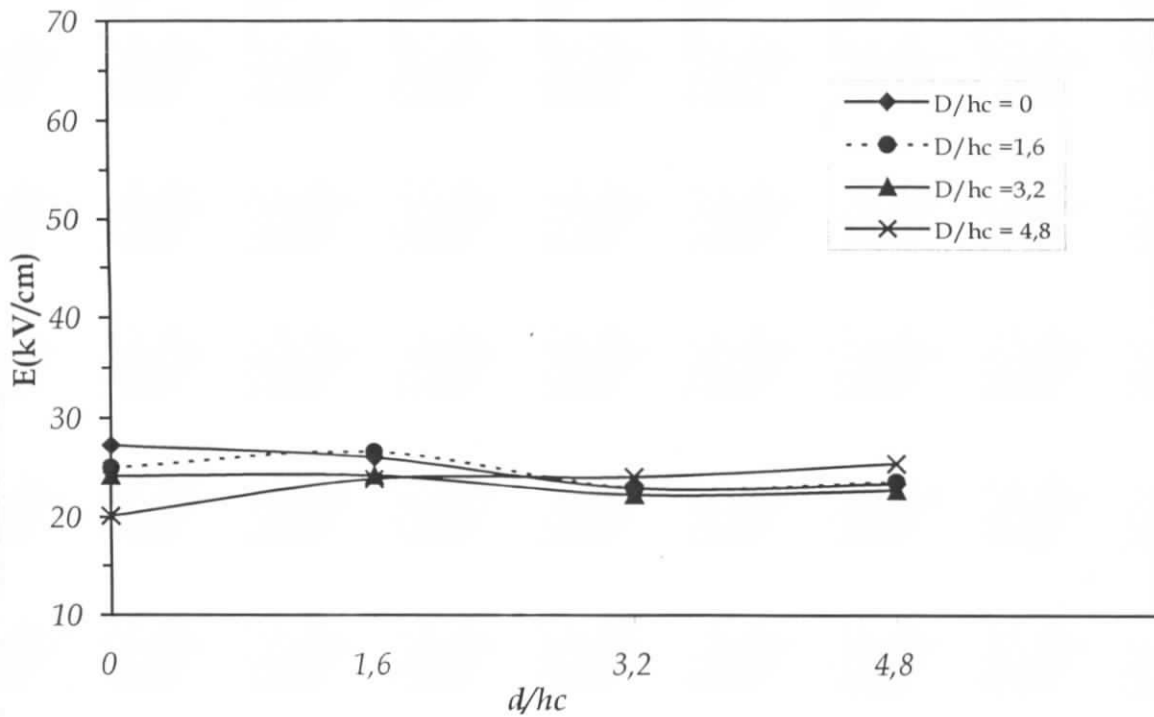


Figure V.16: $H=20\text{ cm}$ $U=0.5U_{0\%}$

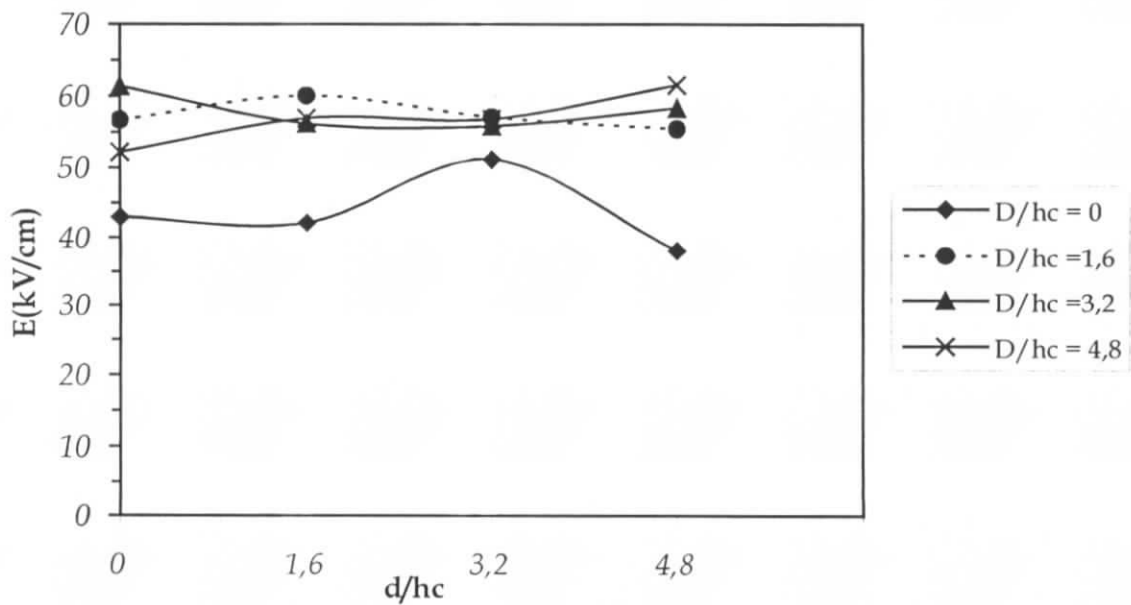


Figure V.17: $H=20\text{ cm}$ $U=0.9U_{0\%}$

V.2.2. INFLUENCE DE LA POSITION DU PARATONNERRE (D/h_c)

Pour les rapports D/h_c faibles nous remarquons que l'intensité du champ mesuré au sol est faible (figures V.18 à V.23).

Nous avons considéré, lors de l'étude de cette configuration, les quatre valeurs D/h_c de: 0, 0.4, 0.8 et 1.2. Ces valeurs représentent les positions: proche, moyenne et éloignée du paratonnerre par rapport à l'axe de la tige vertical.

En général, pour une tension appliquée égale à $0.5U_{0\%}$ le comportement du champ électrique en fonction de la position du paratonnerre n'est pas évident; c'est presque la même allure pour toutes les positions. Par contre pour le niveau de tension $0.9U_{0\%}$, on constate qu'il y a une similitude dans la forme des courbes pour les différentes positions D/h_c . Pour les rapports de D/h_c faibles il y a une forte diminution du champ électrique mesuré à cause de l'effet du paratonnerre. Au fur et à mesure que le paratonnerre s'éloigne de la tige de HT (rapport D/h_c augmente) le champ électrique prend les valeurs que dans le cas du système sans paratonnerre.

Le champ mesuré diminue au fur et à mesure que le paratonnerre se rapproche de l'axe de la tige HT (D/h_c diminue). Cette tendance est expliquée par la rigidité diélectrique du deuxième système pointe-pointe (tige-paratonnerre). L'intervalle d'air tige-paratonnerre constitue un chemin préférentiel pour les lignes de champ. En effet, le système tige-paratonnerre qui est un système pointe-pointe et moins rigide que le système pointe (négative)-plan [28]; ce qui justifie la remarque que pour les faibles valeurs des rapports D/h_c on obtient parfois des décharges disruptives sur le paratonnerre.

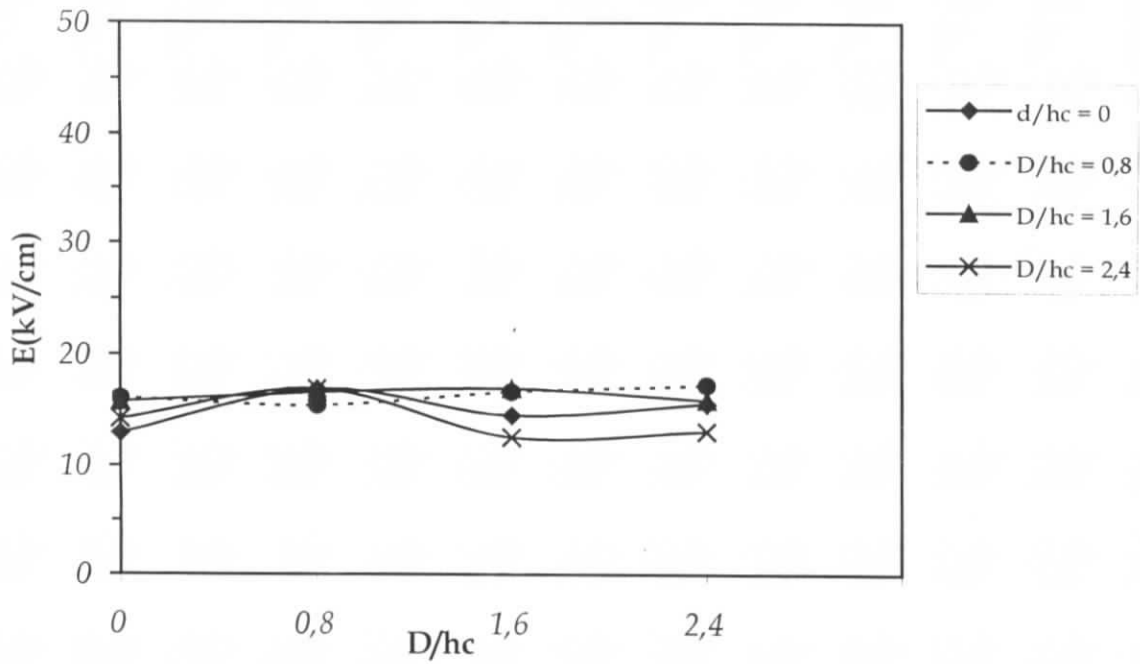


Figure V.18 : $H=12\text{ cm}$ $U=0.5U_{0\%}$

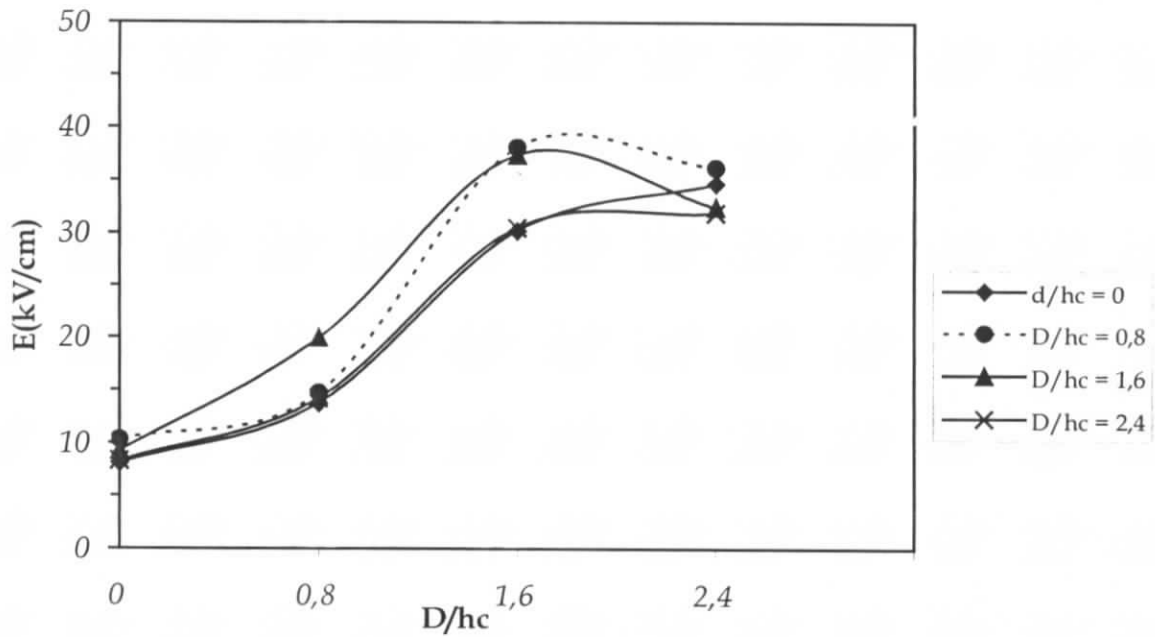


Figure V.19 : $H=12\text{ cm}$ $U=0.9U_{0\%}$

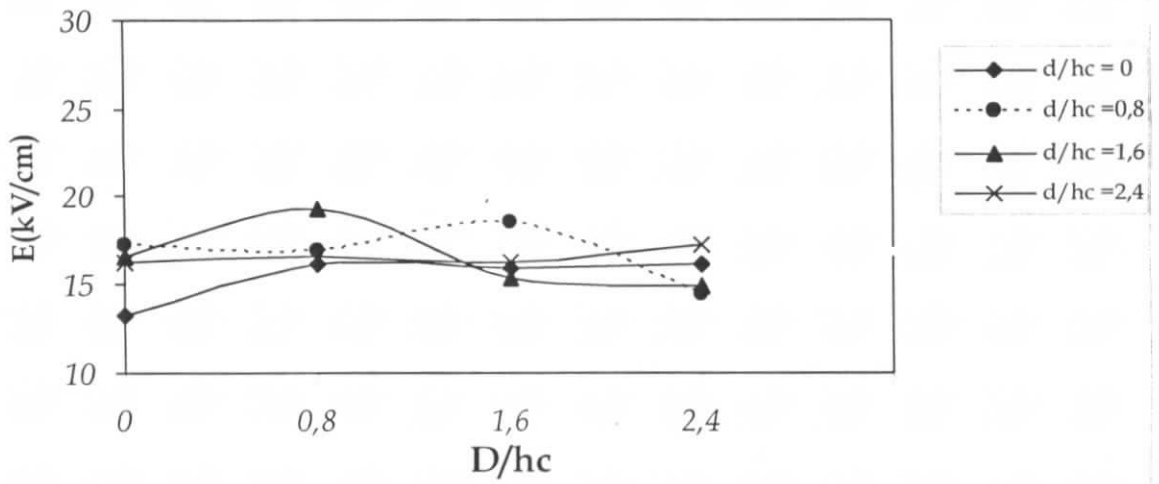


Figure V.20 : $H=16\text{ cm}$ $U=0.5U_{0\%} = 14\text{ kV}$

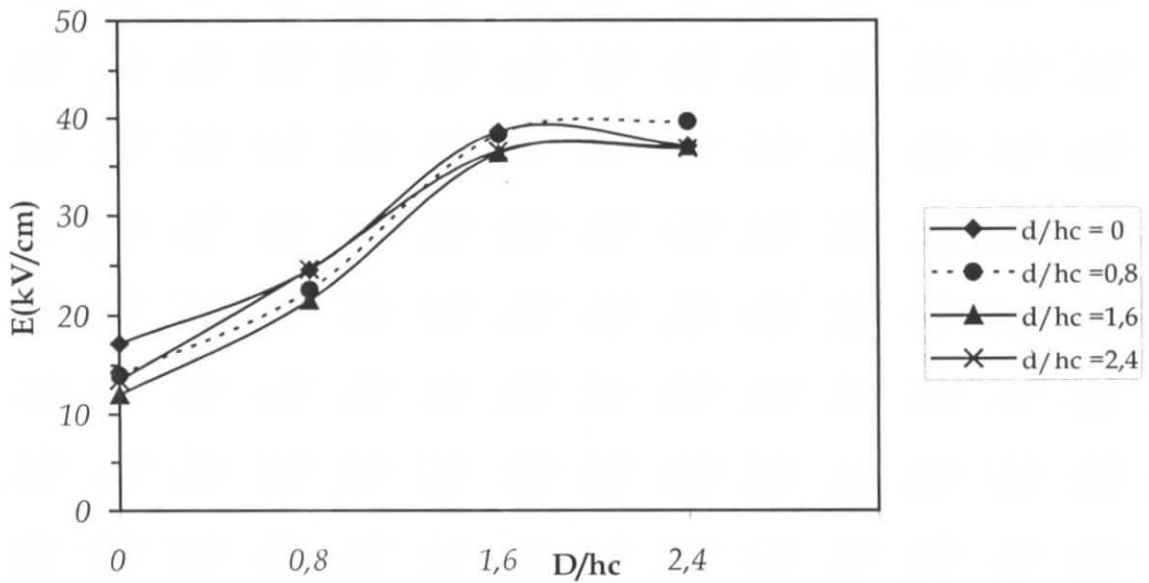


Figure V.21 : $H=16\text{ cm}$ $U=0.9U_{0\%}$

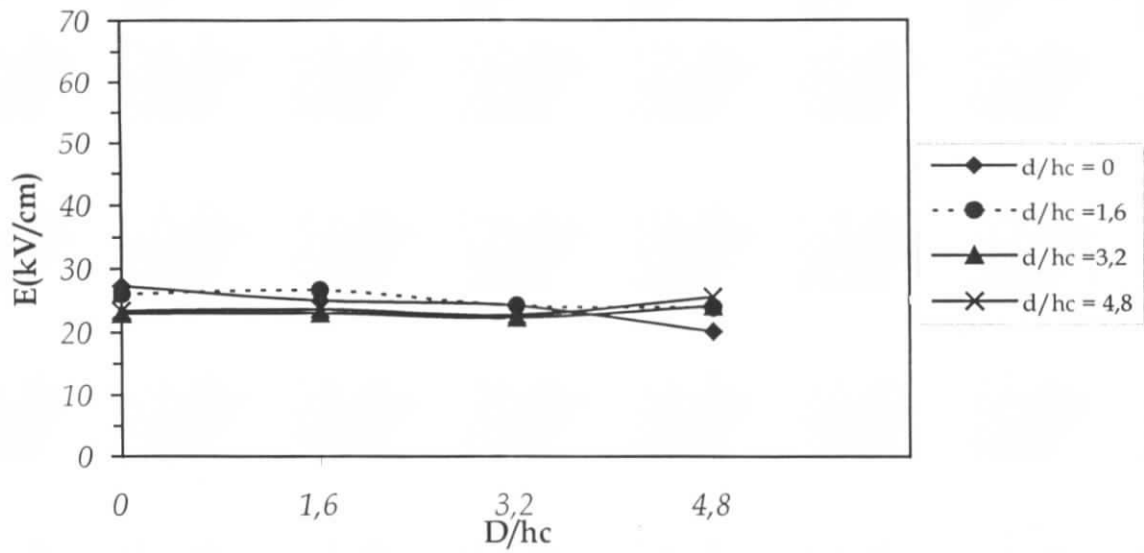


Figure V.22 : $H=20\text{ cm}$ $U=0.5U_{0\%}$

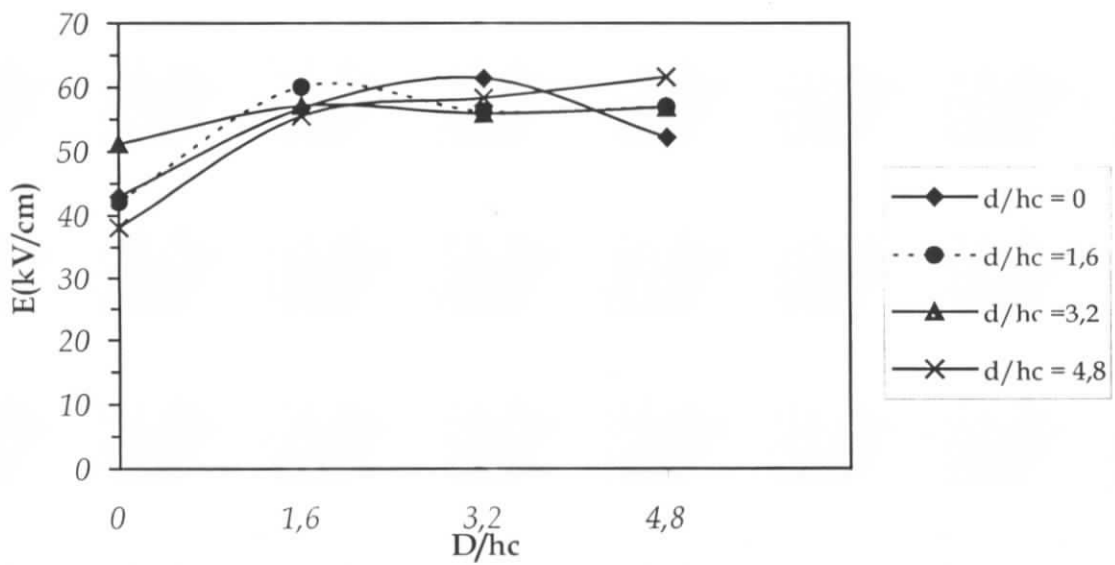


Figure V.23: $H=20\text{ cm}$, $U=0.9U_{0\%}$

V.2.3. INFLUENCE DE L'INTERVALLE TIGE-PLAN (H)

La variation du champ électrique en fonction de l'intervalle d'air H est présentée aux figures (V.24 à V.31).

L'accroissement de la pente des caractéristiques $E(H)$ pour les grandes valeurs de H s'explique par l'augmentation de la tension $U_{0\%}$, ainsi que par la forte probabilité d'existence des charges d'espace dans l'intervalle point-plan (apparition de l'effet *couronne*).

Les figures suscitées montrent que les valeurs de champ mesuré sont d'autant plus grandes que l'intervalle H augmente. Si le paratonnerre s'éloigne (D/h_c augmente), son effet sur le champ au sol diminue.

Nous constatons également que les courbes où, la tension appliquée égale à $0.5U_{0\%}$, le champ a une légère augmentation pour les intervalles H (12 et 16 cm). Par contre pour l'intervalle $H = 20$ cm le champ s'accroît considérablement.

Si on compare les courbes obtenues dans la configuration sans paratonnerre avec les courbes suivantes, on peut remarquer que la forme générale est la même, le seul changement est au niveau des valeurs du champ trouvées.

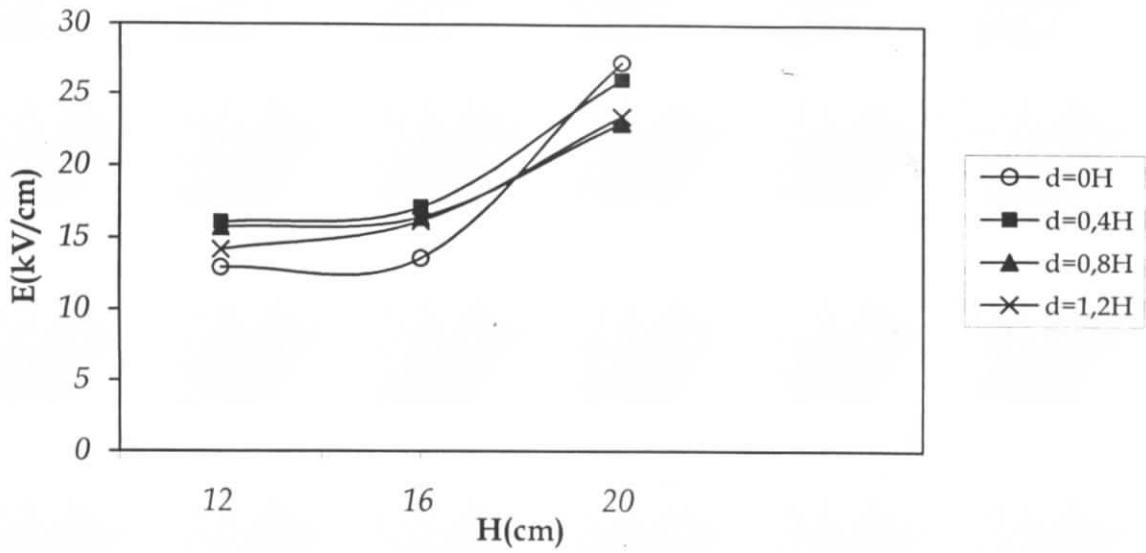


Figure V.24 : $U = 0.5U_0\%$, $D = 0H$

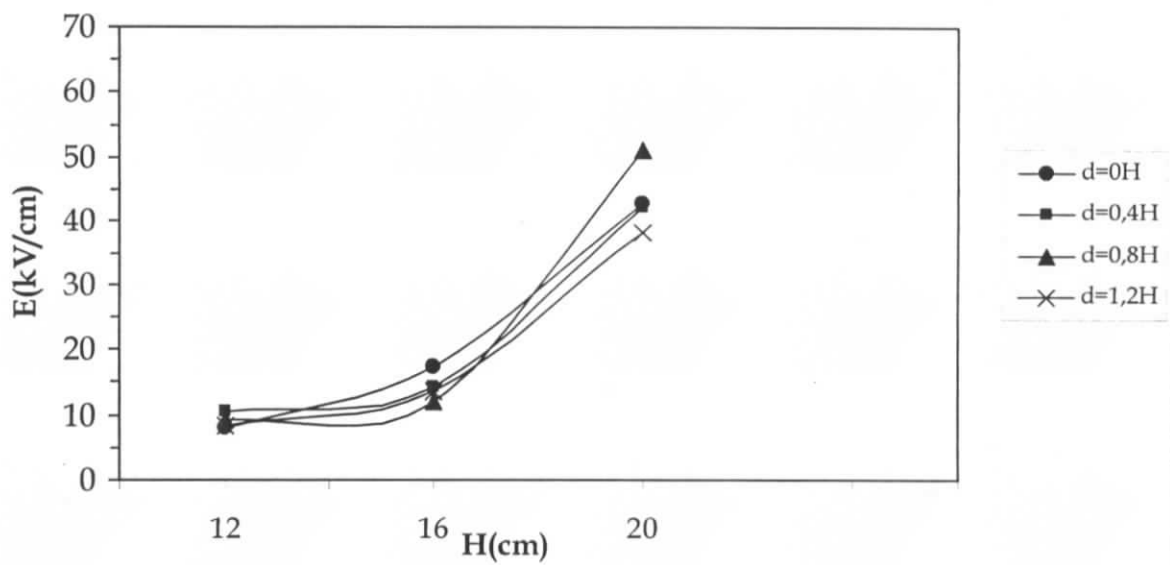


Figure V.25 : $U = 0.9U_0\%$, $D = 0H$

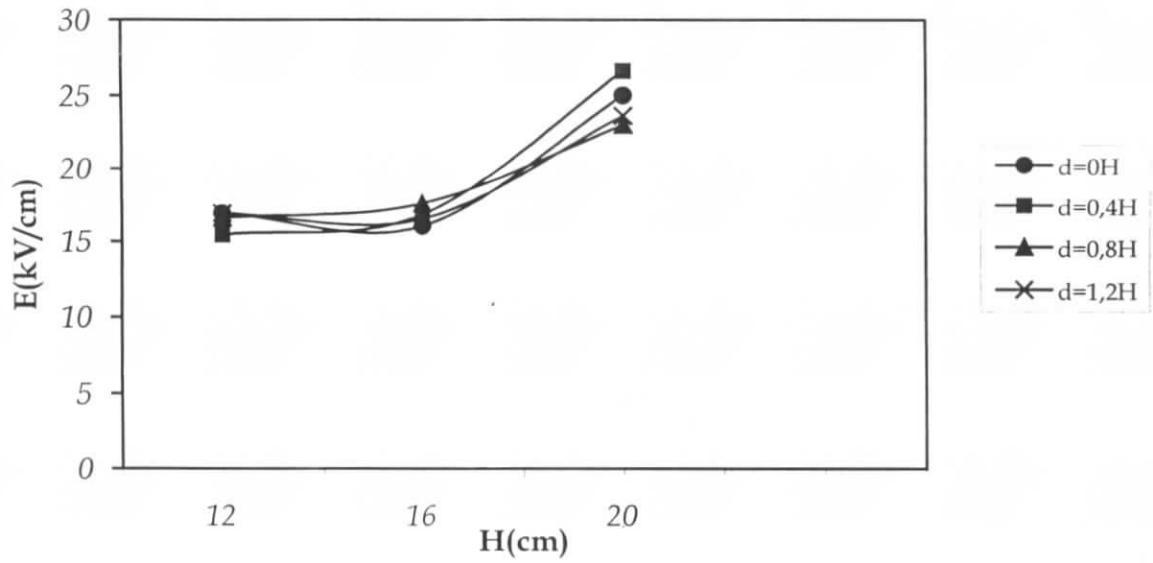


Figure V.26 : $U = 0.5U_{0\%}, D = 0.4H$

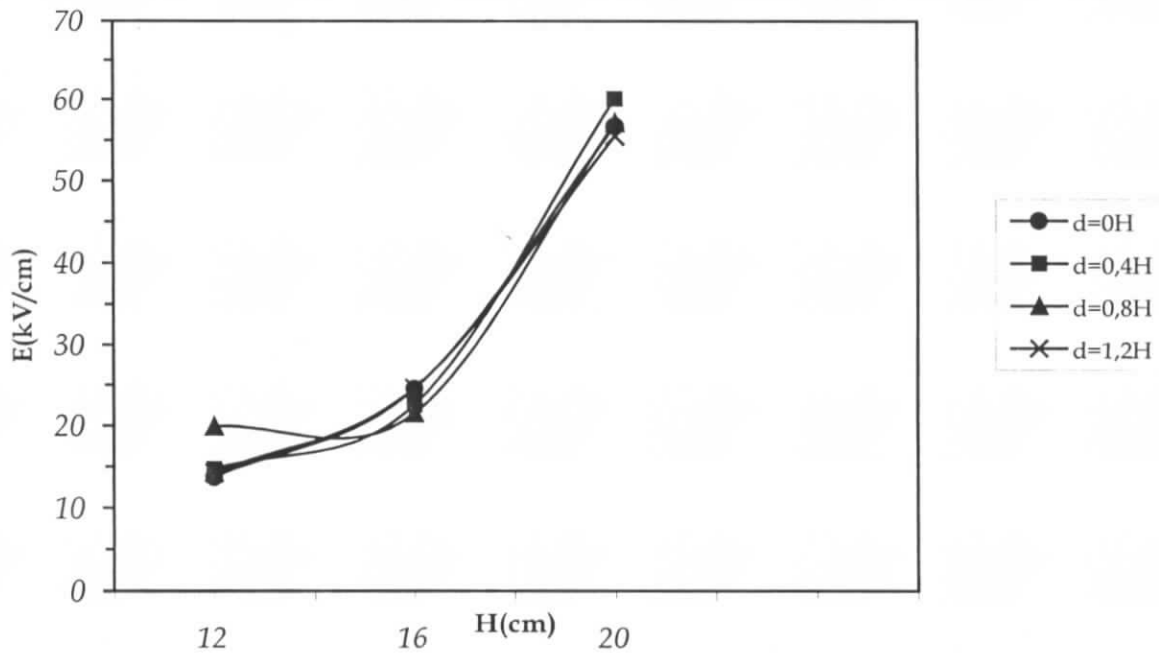


Figure V.27: $U = 0.9U_{0\%}, D = 0.4H$

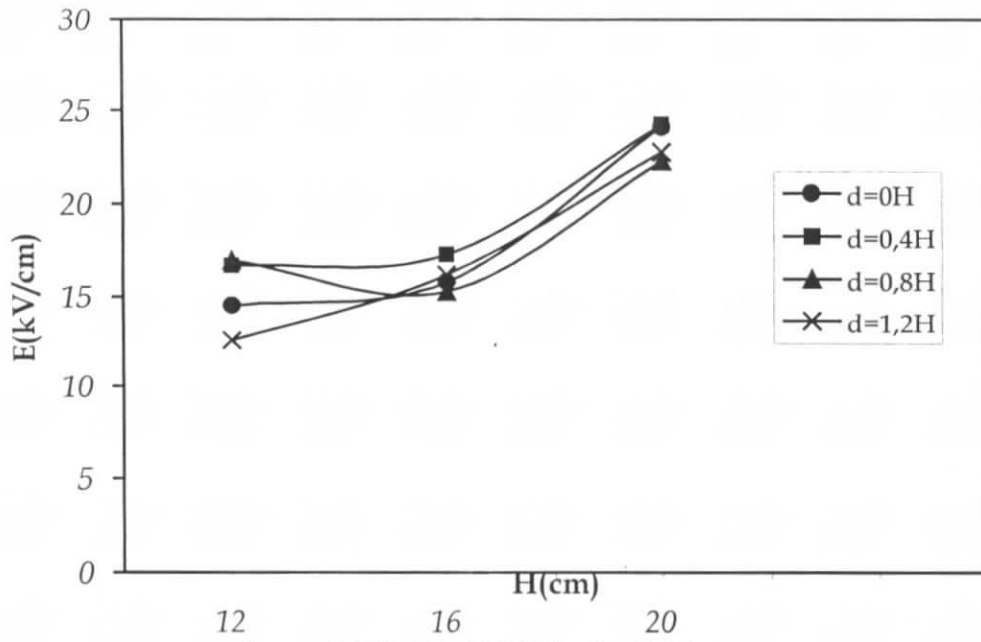


figure V.28 : $U=0,5U_0\%$, $D=0,8H$

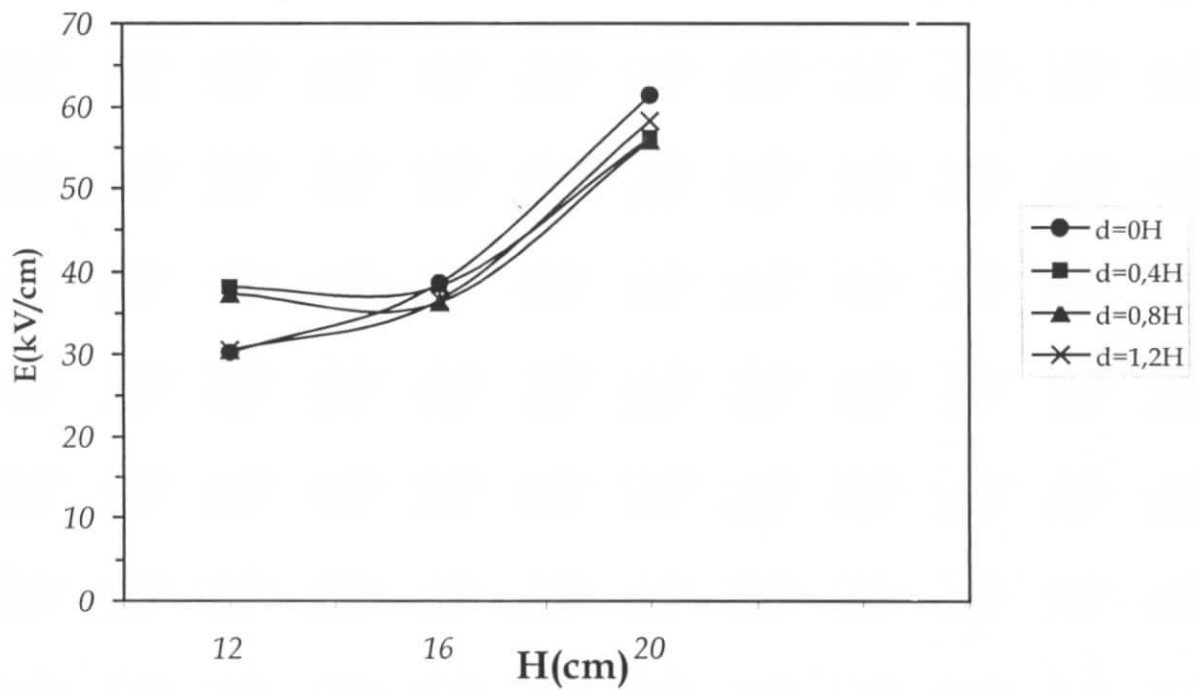


Figure V.29 : $U= 0.5U_0\%$, $D=0,8H$

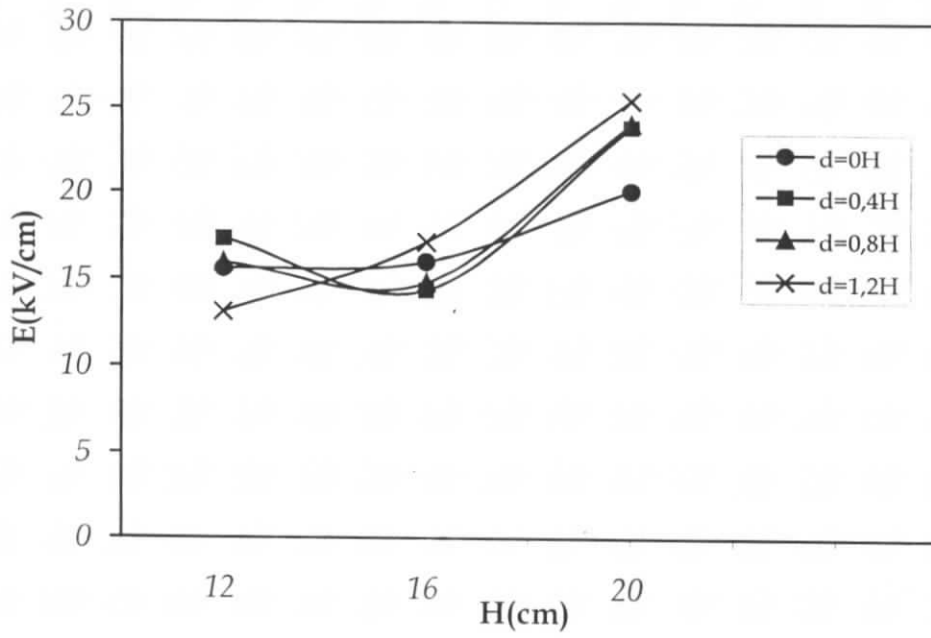


Figure V.30 : $U=0.5U_0\%$, $D=1.2H$

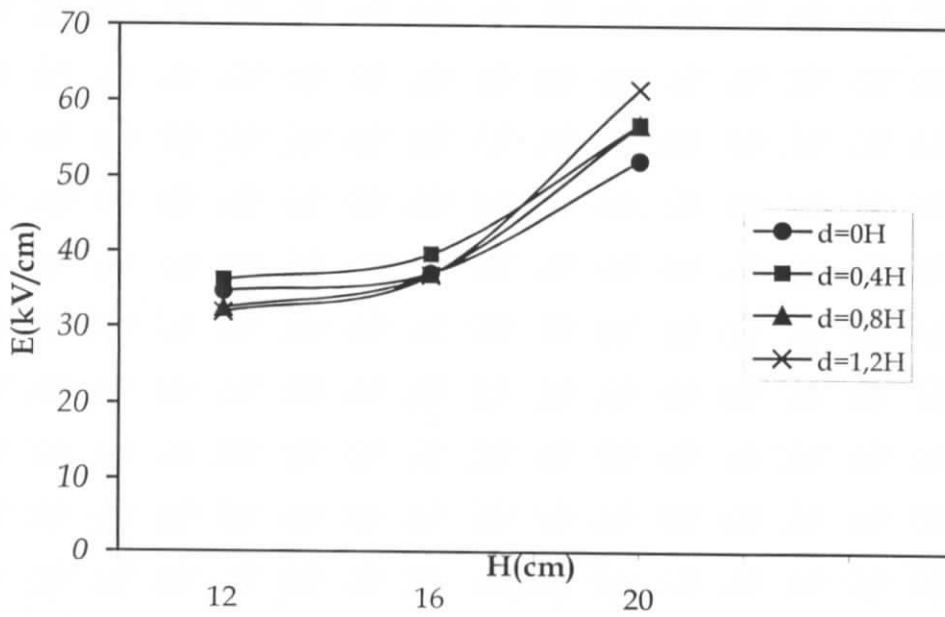


Figure V.31: $U=0.9U_0\%$, $D=1.2H$

V.1.4 DISCUSSION SUR L'EFFET DU PARATONNERRE

Afin d'illustrer l'influence du paratonnerre sur le champ électrique au sol dans un système tige-plan, on a défini un rapport K entre le champ mesuré dans les configurations avec paratonnerre et sans paratonnerre.

La remarque générale qu'on peut tirer des figures (V.32 à V.34) c'est que K est faible pour le rapport $D/h_c = 0$. Cette remarque est prévisible et normale car la position du paratonnerre directement sous l'axe de la tige HT est une position meilleur pour éliminer ou réduire le champ électrique au sol. On peut expliquer cette remarque par l'effet de la zone de protection du paratonnerre tels que les objets situés directement au dessus du paratonnerre sont pratiquement protégés et le champ est très réduit par rapport aux autres positions où dans le cas de la configuration sans paratonnerre.

Au fur et à mesure que le paratonnerre s'éloigne, on peut remarquer que le rapport K augmente jusqu'à l'unité, cas où le paratonnerre n'a pratiquement plus d'influence (valeur du champ égale à la valeur de la configuration sans paratonnerre).

Cette remarque est affirmée aussi pour l'augmentation du rapport d/h_c , c'est-à-dire que le paratonnerre n'a pas d'influence si l'endroit de mesure est très loin par rapport à l'axe de la tige HT.

Pour la hauteur $H = 20$ cm, les remarques précédentes sont valables. On peut ajouter en plus que dans le cas du paratonnerre situé directement sous l'axe de la tige HT, le rapport K n'est pas aussi faible que celui obtenu pour les autres hauteurs. Ceci serait dû à la forte tension appliquée à la tige de haute tension qui provoquerait l'apparition de l'effet de couronne aussi bien au niveau de la tige qu'au niveau du paratonnerre. Nous avons même obtenu dans certains cas des décharges disruptives au paratonnerre.

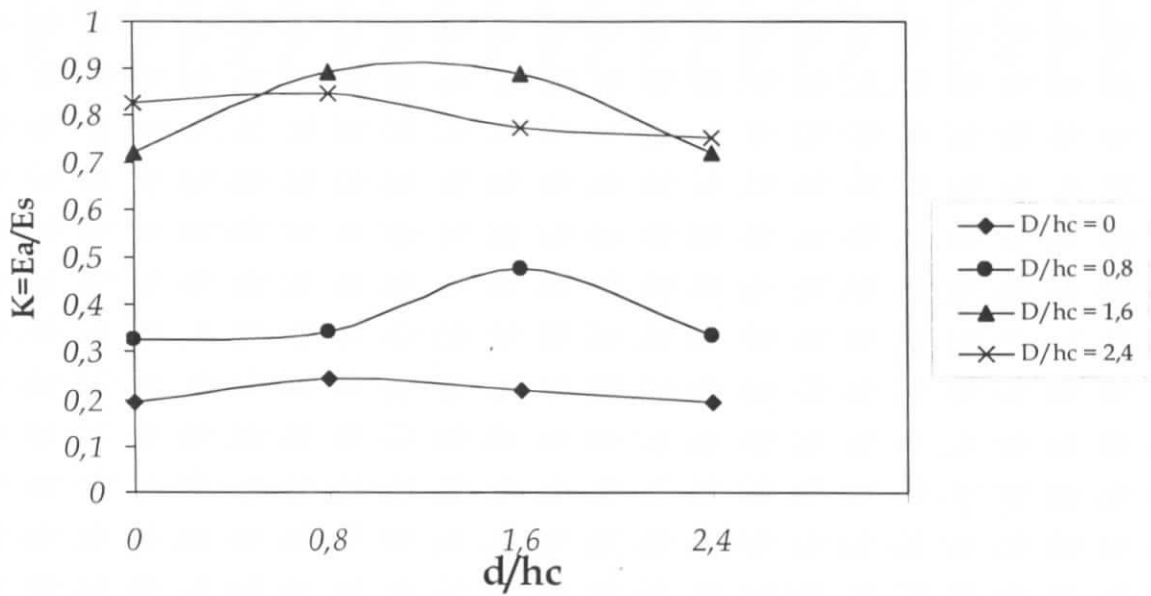


Figure.32: $H=12\text{ cm}, U=0.9U_{0\%}$

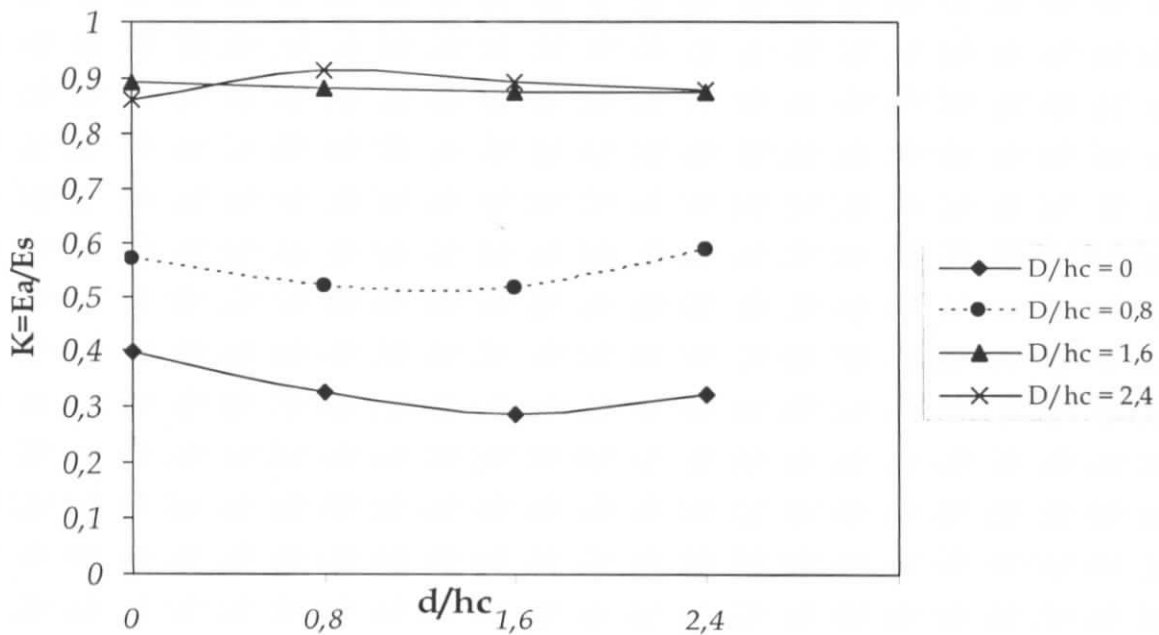


Figure.33: $H=16\text{ cm}, U=0.9U_{0\%}$

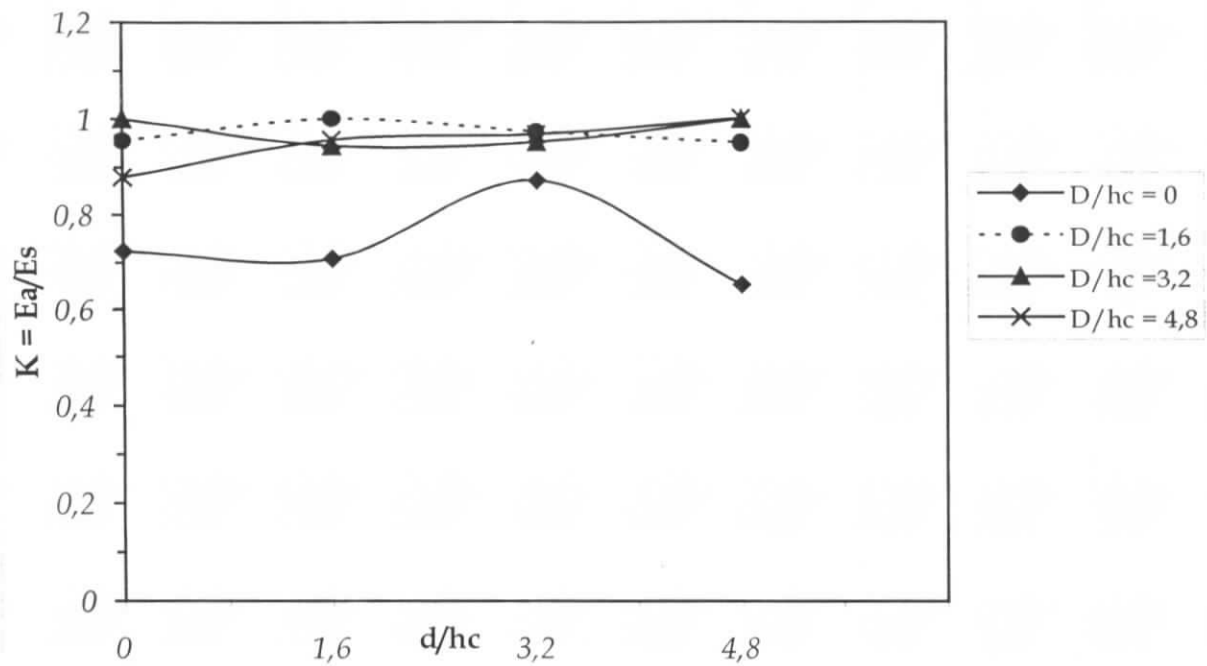


Figure.34: $H=20\text{ cm}$ $U=0.9U_{0\%}$

CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons introduit un paratonnerre suspendu horizontalement dans le système tige-plan. Nous avons mesuré le champ électrique au sol pour les différentes positions du paratonnerre par rapport à l'axe de la tige haute tension.

L'interprétation de la variation du champ électrique en fonction des différents rapports D/h , d/H , E_a/E_s , nous a conduit à tirer les conclusions suivantes :

La tension de l'ordre de $0.5U_{0\%}$ appliquée dans les différents intervalles d'air n'engendre pas un grand changement dans le champ électrique mesuré pour les différentes positions du paratonnerre.

Par contre, pour une tension appliquée de l'ordre de $0.9U_{0\%}$, la variation du champ est importante.

Le paratonnerre horizontal reçoit une quantité importante des lignes de champ électrique de manière à ce que ce dernier reste constant quelle que soit la position au sol par rapport à l'axe de la décharge.

Le paratonnerre n'influe pas sur le champ électrique s'il est relativement loin par rapport à l'axe de la tige haute tension.

La rigidité diélectrique du système pointe pointe est inférieure à celle du système pointe plan. C'est pour cela que le champ électrique mesuré dans le cas des positions du paratonnerre proches de la tige haute tension, est plus faible que celui mesuré pour les autres positions. Ceci est dû au fait que le paratonnerre renforce localement le champ électrique ce qui provoque l'apparition des décharges sur le paratonnerre.

La position du paratonnerre directement sous l'axe de la tige haute tension c'est une position préférable pour réduire énormément le champ électrique au sol.

On peut résumer l'influence du paratonnerre dans les notes suivantes :

- 1)- Le champ mesuré dans la configuration avec paratonnerre est toujours moins important que celui mesuré sans paratonnerre ($K < 1$).
- 2)- Le champ diminue rapidement si le paratonnerre se rapproche de l'axe de la tige haute tension.
- 3)- Pour les grands intervalles d'air avec paratonnerre le champ est moins réduit comparativement avec les petits intervalles pour une même configuration.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GÉNÉRALE

Notre travail a permis en premier lieu de confirmer et de compléter le modèle de protection contre la foudre élaboré à l'E.N.P d'Alger. Il a été ainsi orienté vers la mesure du champ électrique sur le sol dans un système tige-plan avec et sans paratonnerre. Le paratonnerre horizontal a un impact scientifique très important dans le domaine des travaux de recherche sur la protection contre la foudre.

L'étude développée dans ce projet a mise en évidence les performances de la sonde à capacités réparties SCR dans la mesure du champ électrique. La sonde que nous avons réalisée, est incorporée dans un système d'électrode tige-plan, les divers essais effectués ont permis de déterminer la densité du champ électrique à la surface du sol en fonction de plusieurs paramètres :

- Intervalle d'air H.
- Position d/H de la sonde.
- Position du paratonnerre D/h_c.

Utilisant cette méthode de mesure, nous avons déterminé le rapport du champ dans un système d'essai sans paratonnerre et avec paratonnerre.

Les résultats des essais effectués nous ont menés à citer les constatations suivantes :

1- Le champ électrique sans paratonnerre est maximum dans une position déterminée au sol, cette position est donnée en fonction de la hauteur de la tige haute tension.

2- Pour les deux paramètres U et H, on remarque que le champ est directement proportionnel au rapport U/H.

3- Le champ électrique est renforcé au niveau du paratonnerre ; ce qui provoque parfois l'apparition des décharges sur ce dernier. Ceci est dû au fait que le paratonnerre attire un grand nombre de lignes de champ.

4- La position du paratonnerre directement sous l'axe de la tige haute tension est une position limite pour réduire ou éliminer le champ électrique sur le sol.

5- Le paratonnerre à toujours un effet de réduction du champ électrique au sol quelle que soit sa position et sa hauteur.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE



- [01] **A. Rahmani** : « Détermination des zones d'attraction d'un paratonnerre horizontal dans le cas d'une terre mauvais conductrice », thèse de magistère, Université de Béjaïa, Algérie, 1996.
- [02] **A. HAUBERT** : « L'ionosphère », collection, que sais-je ?, PUF, n°1477 Paris 1972
- [03] **M. AGUET et M. IANOZ** : « Haute tension », Vol XXII, Dunod, Paris 1987.
- [04] **2F** : France Franklin, « protection contre la foudre », France
- [05] **G. L. ROY et C. GARY** : « Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes Tensions », EYROLES, PARIS 1984.
- [06] **A. Schmitt, T. Deflandre** ; « Les surtensions et les transitoires rapides de tension, en milieu industriel et tertiaire », Ed. Eyrolles, Paris 1997.
- [07] **D. TARNOWSKI** « Dompter la foudre », science et vie n° 913 octobre 1993
- [08] **C. GARY** : « La Foudre » MASSON Paris 1994.
- [09] **R. H. GOLDE**: « Ligthning » ; Vol 2 « Ligthning protection », Academic Press, London 1977.
- [10] **C. GARY** : « La foudre et les phénomènes orageux », RGE N° 3 mars 1989, pp3-11
- [11] **E. KUFFEL, W. S. ZENGEL**: « Hight voltage engineering » pergamon press Oxford, 1986.
- [12] **H. BROURI** : « Détermination des zones d'attraction d'un paratonnerre horizontal dans le cas d'une terre discontinue », thèse de magistère, ENP Alger, Algérie, 2000.

- [13] **C. GARY B. HUTZLER** : « Simulation en laboratoire de l'impact au sol », RGE N°3, Mars 1989, pp 18-24.
- [14] **B. HUTZLER** : « Simulation de la foudre en laboratoire » EDF Bull D.E.R, série B, réseaux électriques, Matériels électriques N°3, 1988 pp 31-40.
- [15] **Norme Français** : « Protection contre la foudre : Installation de paratonnerres », C17-100, Février, 1987, pp : 1-19
- [16] **Norme Français** : « Protection contre la foudre : Protection des structures et des zones ouvertes contre la foudre par paratonnerre à dispositif d'amorçage. », C17-102, Juillet 1995, pp : 1-48.
- [17] **R. Iken, A. Lemzadmi, Y. Zebboudj, H. Yala** : Sonde Linéaire De Mesure Du Champ Electrique En Fonction De La Distance Inter Electrode Lors De La Décharge Couronne Positive En Géométrie Fil-Plan, C.N.H.T. Ghardaïa 2002
- [18] **Y. Zebboudj** : Octobre 1988, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris 6. Spécialité Sciences Physiques.
- [19] **A. Bouziane, G. Hartmann, K. Hidaka, M.C. Taplamacioglu, R.T Waters**, 1994, IEE proc. Technol. Vol. 141, N°2, p.111-117.
- [20] **O.J. Tassicker**, 1974, proc. IEE, Vol. 121, N°3, p.213-220.
- [21] **E.O. Selim, R.T. Waters**; 1980, IEEE Trans, Vol. IA-16, p 458-463.
- [22] **Y. Zebboudji, S. Gherbi**, 1995, C.N.H.T. I 95, Béjaïa (Algérie), p 13-18.
- [23] **R. Iken**, Thèse de Magistère, Centre Universitaire A. Mira de Béjaïa, 1997.
- [24] **M. Dobardzie** : « Station d'essai au choc a haute tension », PFE, ENP, Alger, Algérie, 1972.

- [25] **C.E.I.** ; « Technique d'essai de haute tension », 1973. (60-01/02).
- [26] **A. Sabot, J. Michaud** : « Lignes et poteaux. Choix et coordination des isolements », Technique de l'ingénieur », D4750. 1999.
- [27] **R. Belaïcha** : « Zone d'attraction d'un paratonnerre vertical dans le cas d'une terre mauvaise conductrice », Thèse de Magister, ENP, Alger, Algérie 1994.
- [28] **S. A. A. Boumaza** : « Amorçage au choc de foudre de intervalles d'air tige-plan avec terre hétérogène », Thèse de Magister, ENP, Alger, Algérie, 1998.
- [29] **A. Chouchou** : « Détermination des zones d'attraction d'un paratonnerre vertical dans le cas d'une terre discontinue », Thèse de Magister, ENP, Alger, Algérie, 1999.
- [30] **S. Rataoin** : « contribution à la caractéristique du rayonnement électromagnétique de foudre et à sa modélisation en vue couplage sur les câbles », N°93-41 1993.pp :94-115

ANNEXES

ANNEXE 1

I. DETERMINATION DE LA TENSION DE TENUE $U_{0\%}$ POUR L'INTERVALLE D'AIR TIGE PLAN

I.1.1. Polarité positive

H [cm]	12	16	20
$U_{50\%}$ [kV]	106	121	170
δ [kV]	3.5	5.5	7
$U_{0\%}$ [kV]	72	77	128

Tableau 1. Les tensions de tenues en polarité positive.

I.1.2. Polarité négative

H [cm]	12	16	20
$U_{50\%}$ [kV]	220	279.5	360
δ [kV]	8	9	9.5
$U_{0\%}$ [kV]	184	225.2	297

Tableau 2. Les tensions de tenues en polarité négative.

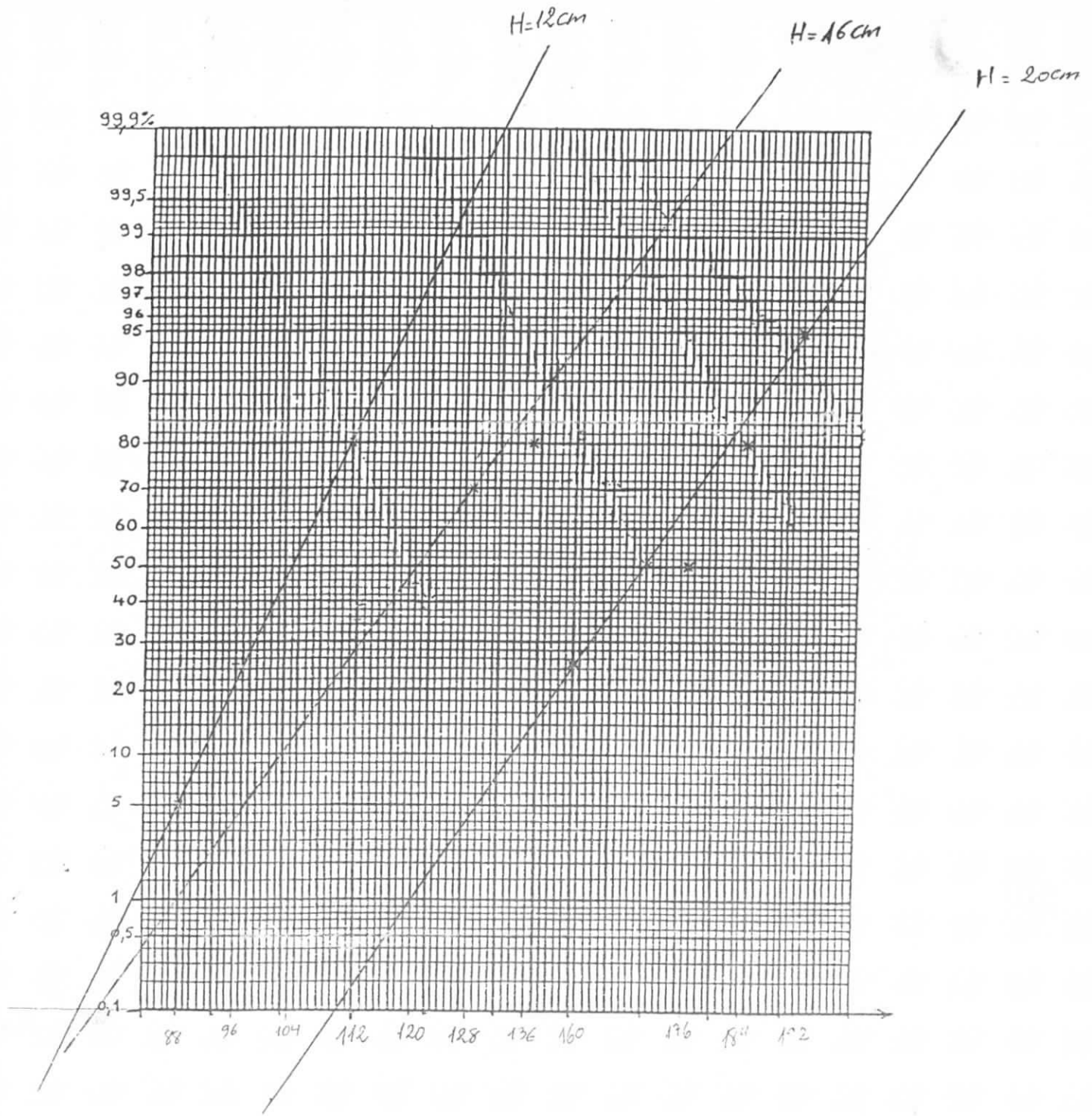


Figure I. détermination de la tension de tenue $U_{0\%}$ pour l'intervalle d'air tige plan en polarité positive à $H = 12, 16$ et 20 cm .

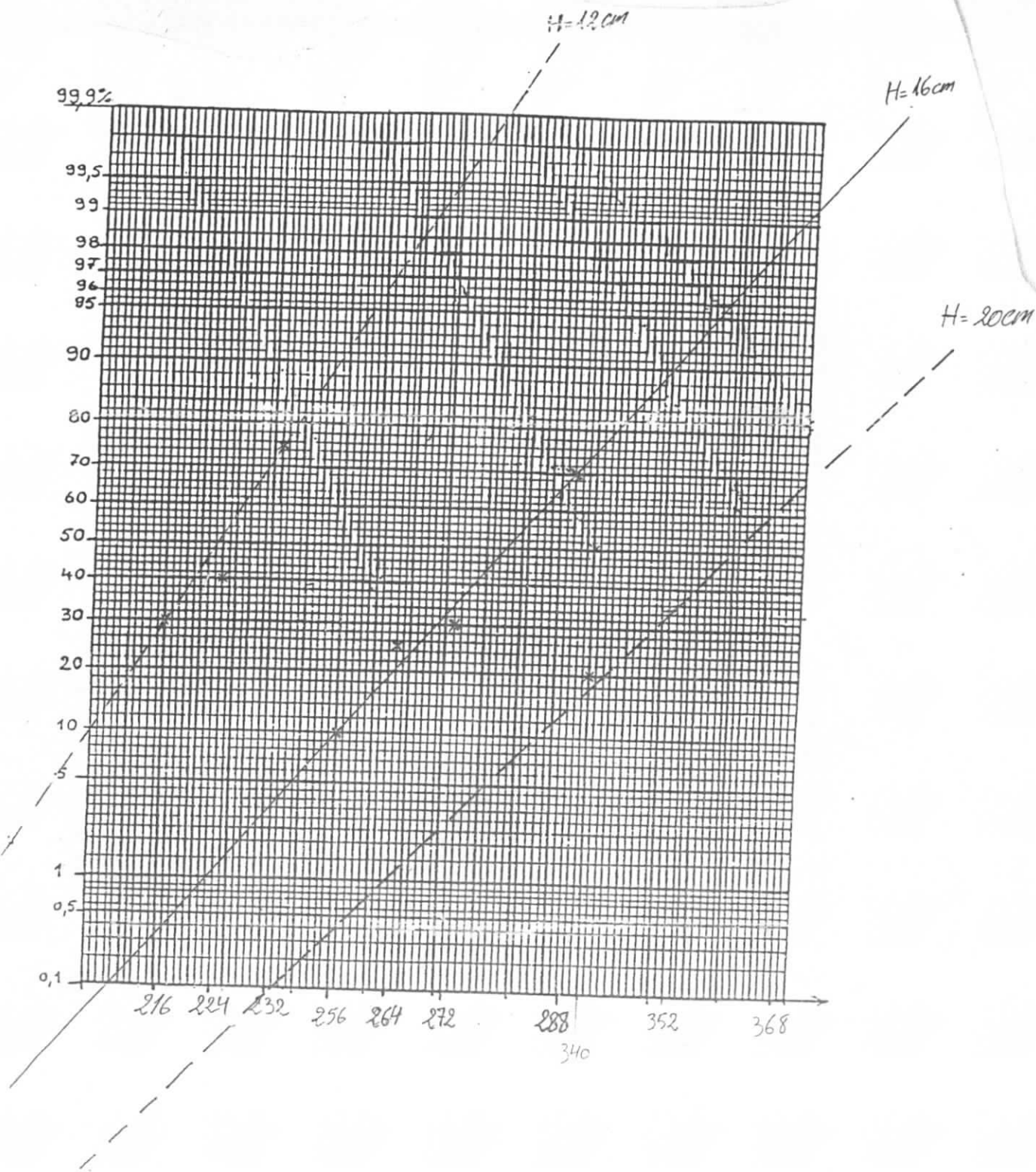


Figure 2. Détermination de la tension de tenue $U_{0\%}$ pour l'intervalle d'air tige plan en polarité négative à $H = 12, 16$ et 20 cm .

Pour faciliter le réglage de la tension du générateur de choc, nous avons choisi les tensions suivantes :

Polarité positive

H (cm)	12	16	20
$0.5U_{0\%}$ [kV]	32	40	64
$0.9U_{0\%}$ [kV]	64	72	112

Tableau 3. Les tensions appliquées en polarité positive.

Polarité négative

H (cm)	12	16	20
$0.5U_{0\%}$ [kV]	96	112	144
$0.9U_{0\%}$ [kV]	160	192	264

Tableau 4. Les tensions appliquées en polarité négative.

ANNEXE 2

II. MESURE DE CHAMP ELECTRIQUE

II.1. CONFIGURATION SANS PARATONNERRE

II.1.1. Champ électrique E en fonction de la distance d/H

A)- Polarité négative

H = 12 cm

U [kV]	$0,5U_{0\%} = 96 \text{ kV}$			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	25.32	24.10	24.48	24.14
U [kV]	$0,9U_{0\%} = 160 \text{ kV}$			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	41.91	42.75	41.89	42.41

Tableau 5. Variation du champ E en fonction de la distance d/H pour H=12cm en polarité négative.

H = 16 cm

U [kV]	0,5U _{0%} = 112 kV			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	25.72	25.05	25.74	24.01

U [kV]	0,9U _{0%} = 192 kV			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	43.19	43.43	41.56	41.91

Tableau 6. Variation du champ E en fonction de la distance d/H pour H=16cm en polarité négative.

H = 20 cm

U [kV]	0,5U _{0%} = 144 kV			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	25.84	29.08	26.76	24.87

U [kV]	0,9U _{0%} = 264 kV			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	59.37	59.52	58.70	58.38

Tableau 7. Variation du champ E en fonction de la distance d/H pour H=20cm en polarité négative.

B)- Polarité positive

H = 12 cm

U [kV]	0,9U _{0%} = 64 kV			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	12.29	13.43	-	-

Tableau 8. Variation du champ E en fonction de la distance d/H pour H=12cm en polarité positive.

H = 16 cm

U [kV]	0,9U _{0%} = 64 kV			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	14.75	19.68	13.13	12.80

Tableau 9. Variation du champ E en fonction de la distance d/H pour H=16cm en polarité négative

H = 20 cm

U [kV]	0,5U _{0%} = 64 kV			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	10.58	11.60	10.50	8.38
U [kV]	0,9U _{0%} = 112 kV			
d/H	0	0.4	0.8	1.2
E (kV/cm)	24.78	25.06	22.44	24.08

Tableau 10. Variation du champ E en fonction de la distance d/H pour H=20cm en polarité négative.

II.2. Calcul des pentes

a)- Polarité négative

H = 12 cm : Les pentes sont : 0.26, 0.29, 0.27, 0.28

H = 16 cm : Les pentes sont : 0.22, 0.23, 0.20, 0.22

H = 20 cm : Les pentes sont : 0.28, 0.25, 0.27, 0.28

En utilisant : $\Gamma = \frac{U}{E.d}$, on a :

H [cm]	12	16	20
Pente	0.275	0.21	0.27
Γ	0.30	0.185	0.30

Table 11. Les valeurs des pentes et de Γ pour les différentes distances H.

b)- Polarité positive

H = 20 cm : 0.30, 0.27, 0.25, 0.32

La ponte est : 0.285

On calcule Γ moyenne, on trouve que $\Gamma = 0.24$

Γ est dit facteur géométrique, il caractérise le système d'électrode utilisée.

ANNEXE 3

III. CONFIGURATION AVEC PARATONNERRE

III.1. Le champ E en fonction de la distance d/h_c

III.1.1. H = 12 cm, $h_c = 6$ cm

a)- $D/h_c = 0$

U [kV]	0.5U _{0%} = 96 kV			
d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
E (kV/cm)	13.73	17.10	16.72	15.07
Γ [μ s]	21.32	18.89	25.16	24.07
U [kV]	0.9U _{0%} = 160 kV			
E (kV/cm)	8.57	10.98	9.81	8.80
Γ [μ s]	1.94	3.17	2.07	2.44

Table 12. Champ E en fonction de la position d/h_c pour H=12cm et $D/h_c = 0$.

b)- $D/h_c = 0.8$

U [kV]	0.5U _{0%} = 96 kV			
d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
E (kV/cm)	17.96	16.39	17.61	17.96
Γ [μ s]	27.01	27.14	27.30	27.66
U [kV]	0.9U _{0%} = 160 kV			
E (kV/cm)	14.59	15.60	21.13	15.09
Γ [μ s]	2.16	4.09	2.92	3.68

Tableau 13 Champ E en fonction de la position d/h_c pour H=12cm et $D/h_c = 0.8$

c)- $D/h_c = 1.6$

U [kV]	0.5U _{0%} = 96 kV			
d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
E (kV/cm)	15.43	17.71	17.99	13.34
Γ [μ s]	27.78	27.38	28.04	29.23
U [kV]	0.9U _{0%} = 160 kV			
E (kV/cm)	32.06	40.46	39.69	32.38
Γ [μ s]	27.12	27.05	27.00	29.61

Tableau 14 Champ E en fonction de la position d/h_c pour H=12cm et $D/h_c = 1.6$

d)- $D/h_c = 2.4$

U [kV]	0.5U _{0%} = 96 kV			
d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
E (kV/cm)	16.56	18.35	16.92	13.91
Γ [μ s]	28.67	27.79	27.38	30.45
U [kV]	0.9U _{0%} = 160 kV			
E (kV/cm)	36.78	38.43	34.43	33.87
Γ [μ s]	27.21	27.11	26.99	28.73

Tableau 15. Champ E en fonction de la position d/h_c pour H=12cm et $D/h_c = 2.4$

III.1.2. $H = 16 \text{ cm}$, $h_c = 8 \text{ cm}$

a)- $D/h_c = 0$

U [kV]	0.5U _{0%} = 112 kV			
d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
E (kV/cm)	14.01	18.20	17.46	17.19
Γ [μs]	29.39	26.18	26.33	26.94
U [kV]	0.9U _{0%} = 192 kV			
E (kV/cm)	18.26	14.87	12.71	14.29
Γ [μs]	3.93	2.03	2.66	2.12

Tableau 16. Champ E en fonction de la position d/h_c pour $H=16\text{cm}$ et $D/h_c = 0$

b)- $D/h_c = 0.8$

U [kV]	0.5U _{0%} = 112 kV			
d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
E (kV/cm)	17.02	17.86	20.47	17.54
Γ [μs]	28.58	27.16	26.99	26.94
U [kV]	0.9U _{0%} = 192 kV			
E (kV/cm)	26.06	23.95	22.84	26.13
Γ [μs]	3.52	3.22	3.45	3.55

Tableau 17. Champ E en fonction de la position d/h_c pour $H=16\text{cm}$ et $D/h_c = 0.8$

c)- $D/h_c = 1.6$

U [kV]	0.5U _{0%} = 112 kV			
d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
E (kV/cm)	16.77	19.58	16.23	17.19
Γ [μs]	28.39	27.51	27.11	27.29
U [kV]	0.9U _{0%} = 192 kV			
E (kV/cm)	40.99	40.68	38.57	38.85
Γ [μs]	26.95	26.94	26.62	26.93

Tableau 18. Champ E en fonction de la position d/h_c pour $H=16\text{cm}$ et $D/h_c = 1.6$

d)- $D/h_c = 2.4$

U [kV]	0.5U _{0%} = 112 kV			
d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
E (kV/cm)	16.98	15.24	15.70	18.16
Γ [μ s]	26.99	27.12	26.95	27.25
U [kV]	0.9U _{0%} = 192 kV			
E (kV/cm)	39.42	42.14	39.32	39.13
Γ [μ s]	26.87	26.83	26.72	27.00

Tableau 19. Champ E en fonction de la position d/h_c pour H=12cm et $D/h_c = 2.4$

III.1.3. H = 20 cm, $h_c = 5$ cm

a)- $D/h_c = 0$

U [kV]	0.5U _{0%} = 144 kV			
d/h_c	0	1.6	3.2	4.8
E (kV/cm)	28.95	27.65	24.37	24.86
Γ [μ s]	27.61	27.10	27.08	27.02
U [kV]	0.9U _{0%} = 264 kV			
E (kV/cm)	45.62	44.76	54.34	40.46
Γ [μ s]	3.69	3.50	19.40	3.30

Tableau 20. Champ E en fonction de la position d/h_c pour H=20cm et $D/h_c = 0$.

b)- $D/h_c = 1.6$

U [kV]	0.5U _{0%} = 144 kV			
d/h_c	0	1.6	3.2	4.8
E (kV/cm)	26.55	28.26	24.42	25.09
Γ [μ s]	26.96	26.98	27.25	27.12
U [kV]	0.9U _{0%} = 264 kV			
E (kV/cm)	60.18	63.80	60.63	58.90
Γ [μ s]	27.12	25.39	27.09	27.09

Tableau 21. Champ E en fonction de la position d/h_c pour H=20cm et $D/h_c = 1.6$

c)- $D/h_c = 3.2$

U [kV]	0.5U _{0%} = 144 kV			
d/h_c	0	1.6	3.2	4.8
E (kV/cm)	25.64	25.72	23.67	24.17
Γ [μ s]	27.20	27.47	27.01	27.31
U [kV]	0.9U _{0%} = 264 kV			
E (kV/cm)	65.18	59.68	59.33	61.90
Γ [μ s]	28.05	26.90	26.93	26.94

Tableau 22. Champ E en fonction de la position d/h_c pour H=20cm et $D/h_c = 3.2$.

d)- $D/h_c = 4.8$

U [kV]	0.5U _{0%} = 144 kV			
d/h_c	0	1.6	3.2	4.8
E (kV/cm)	21.34	25.36	25.58	27.03
Γ [μ s]	27.00	27.06	27.00	27.25
U [kV]	0.9U _{0%} = 264 kV			
E (kV/cm)	55.39	60.45	60.35	65.37
Γ [μ s]	26.95	27.00	27.03	27.11

Tableau 23. Champ E en fonction de la position d/h_c pour H=12cm et $D/h_c = 4.8$

Remarque :

- Pour les $\Gamma < 15 \mu$ s implique qu'il y a décharge sur le paratonnerre.
- Pour $\Gamma > 20 \mu$ s, il n'y a pas de décharge sur le paratonnerre.

IV. INFLUENCE DU PARATONNERRE

IV.1. Le rapport K en fonction de la distance d

IV.1.1. $H = 12$ cm

D/h_c	d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
0	E_S (kV/cm)	41.91	42.75	41.98	42.41
	E_A (kV/cm)	8.07	10.34	9.24	8.29
	K	0.193	0.242	0.220	0.195
0.8	E_A (kV/cm)	13.74	14.69	19.90	14.21
	K	0.328	0.344	0.474	0.335
1.6	E_A (kV/cm)	30.20	38.11	37.38	30.50
	K	0.721	0.891	0.890	0.719
2.4	E_A (kV/cm)	34.65	36.20	32.43	31.90
	K	0.827	0.847	0.773	0.752

Tableau 24. Le rapport K en fonction de la position d/h_c et D/h_c pour $H = 12$ cm.

IV.1.1. $H = 16$ cm

D/h_c	d/h_c	0	0.8	1.6	2.4
0	E_S (kV/cm)	43.19	43.43	41.56	41.91
	E_A (kV/cm)	17.20	14.10	11.97	13.46
	K	0.398	0.325	0.288	0.321
0.8	E_A (kV/cm)	24.55	22.56	21.51	24.61
	K	0.568	0.519	0.518	0.587
1.6	E_A (kV/cm)	38.61	38.32	36.33	36.60
	K	0.894	0.882	0.874	0.873
2.4	E_A (kV/cm)	37.13	39.69	37.04	36.86
	K	0.860	0.914	0.891	0.880

Tableau 25. Le rapport K en fonction de la position d/h_c et D/h_c pour $H = 16$ cm.

IV.1.1. $H = 20$ cm

D/h_c	d/h_c	0	1.6	3.2	4.8
0	E_S (kV/cm)	59.37	59.52	58.70	58.38
	E_A (kV/cm)	42.97	42.16	51.18	38.11
	K	0.724	0.708	0.872	0.653
1.6	E_A (kV/cm)	56.69	59.10	57.11	55.48
	K	0.955	0.993	0.973	0.950
3.2	E_A (kV/cm)	59.20	56.21	55.88	58.31
	K	0.997	0.944	0.952	0.999
4.8	E_A (kV/cm)	52.18	56.94	56.84	58.00
	K	0.879	0.957	0.968	0.993

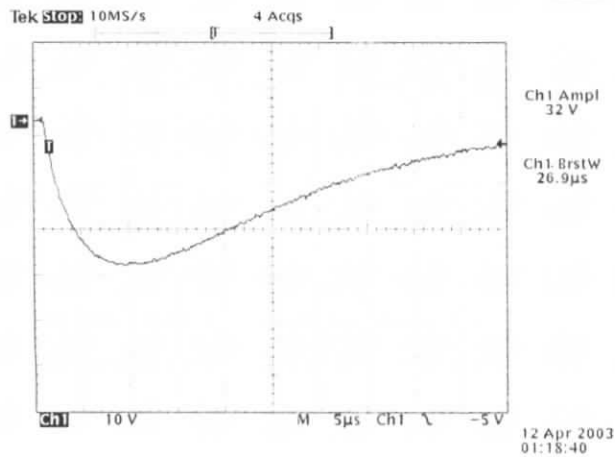
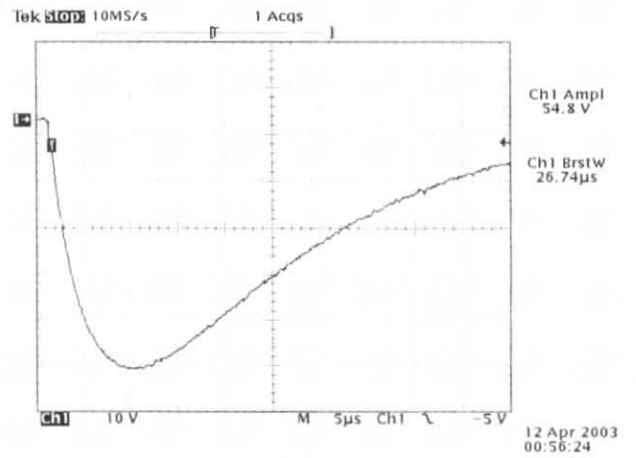
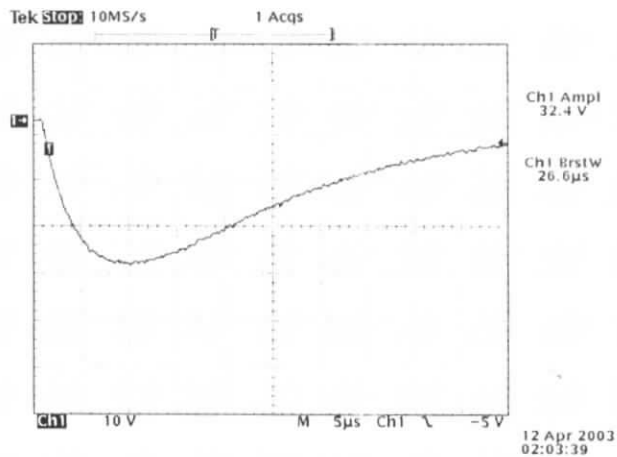
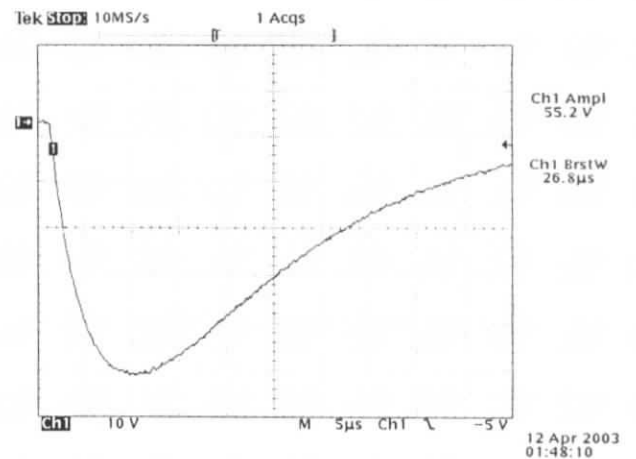
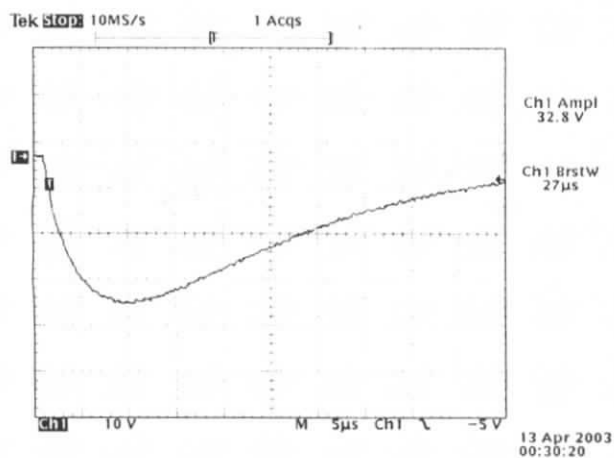
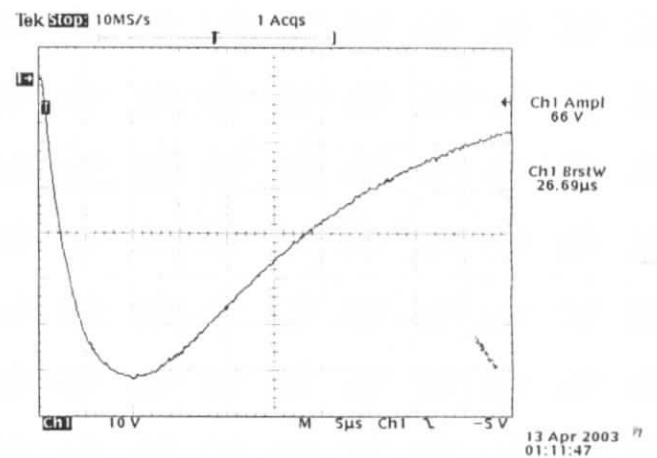
Tableau 26. Le rapport K en fonction de la position d/h_c et D/h_c pour $H = 20$ cm.

Annexe 4

IV.1. Formes d'ondes obtenues par l'oscilloscope :

IV.1.1. sans paratonnerre :

Ondes négatives

H = 12 cmFigure 1. $d/H=0$, $U=0.5U_{0\%}$ Figure 2. $d/H=0$, $U=0.9U_{0\%}$ Figure 3. $d/H=0.4$, $U=0.5U_{0\%}$ Figure 4. $d/H=0.4$, $U=0.9U_{0\%}$ H = 16 cmFigure 5. $d/H=0$, $U=0.5U_{0\%}$ Figure 6. $d/H=0$, $U=0.9U_{0\%}$

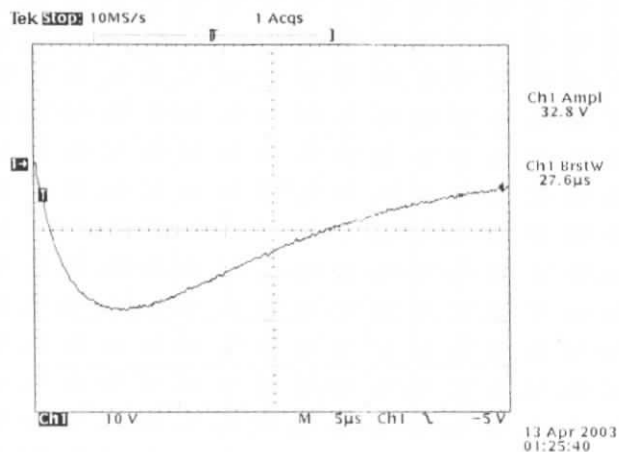


Figure 7. $d/H=0.4, U=0.5U_{0\%}$

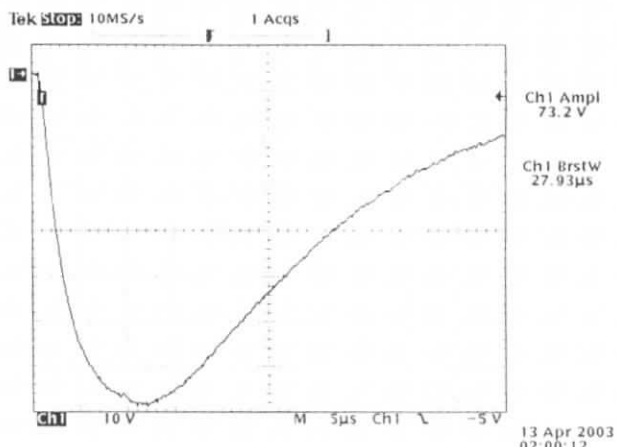


Figure 8. $d/H=0.4, U=0.9U_{0\%}$

H = 20 cm

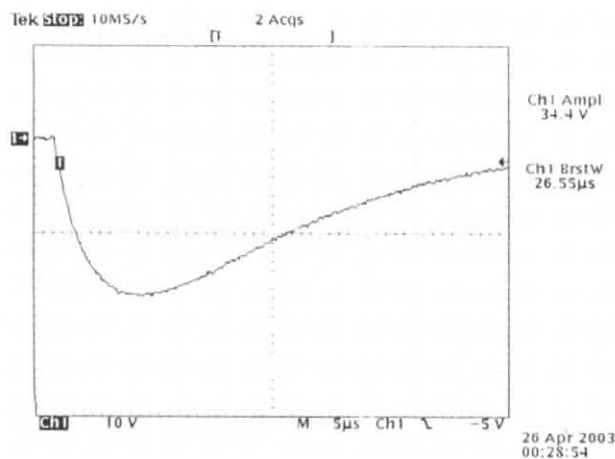


Figure 9. $d/H=0, U=0.5U_{0\%}$

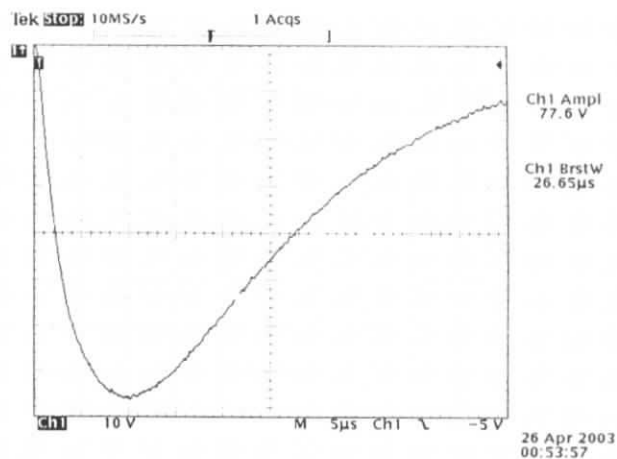


Figure 10. $d/H=0, U=0.9U_{0\%}$

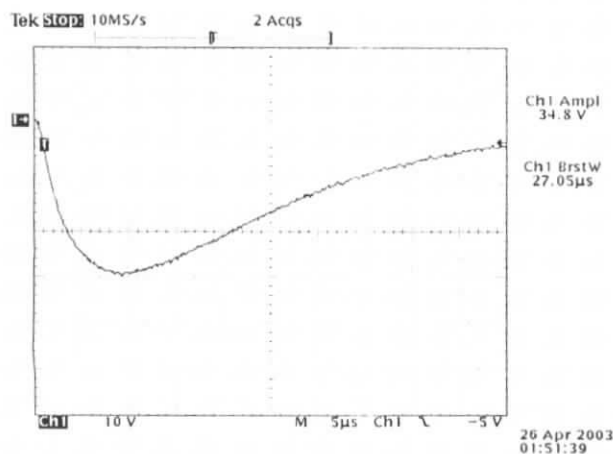


Figure 11. $d/H=0.8, U=0.5U_{0\%}$

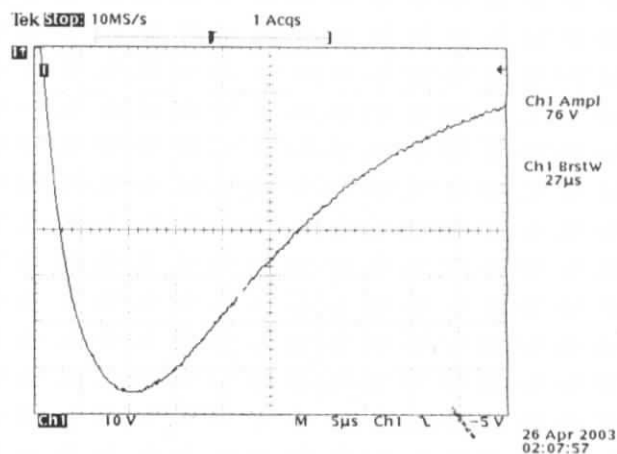
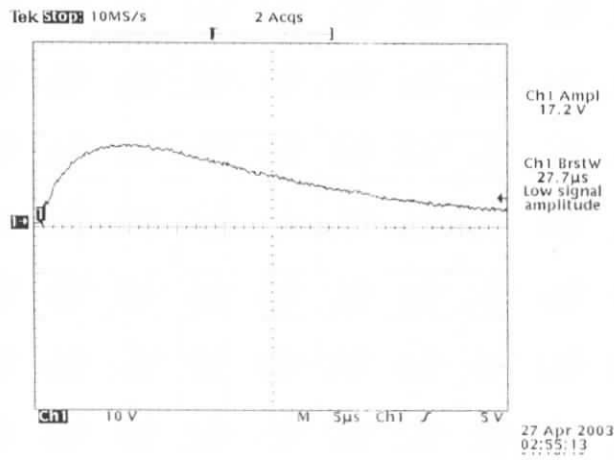
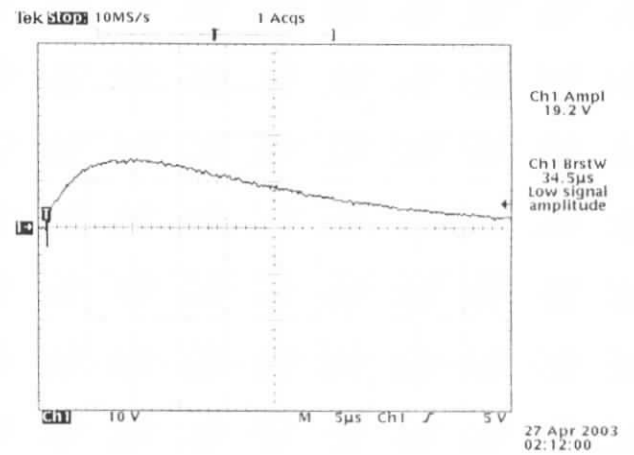
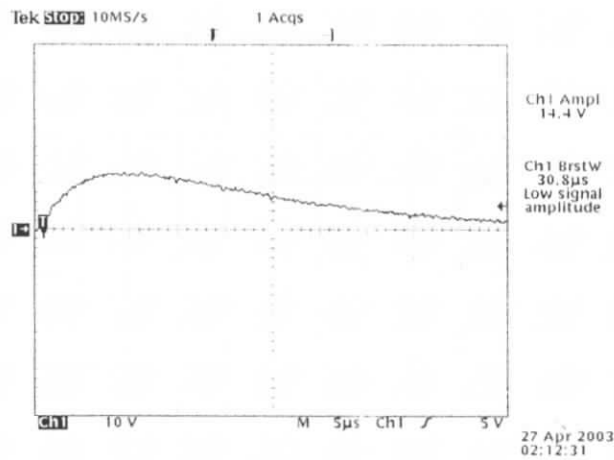
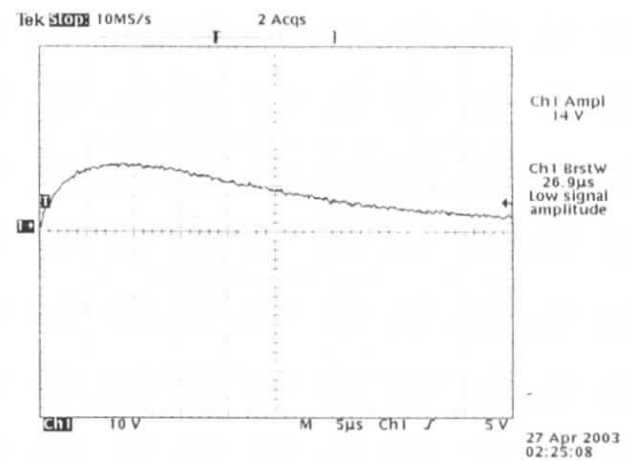


Figure 12. $d/H=0.8, U=0.9U_{0\%}$

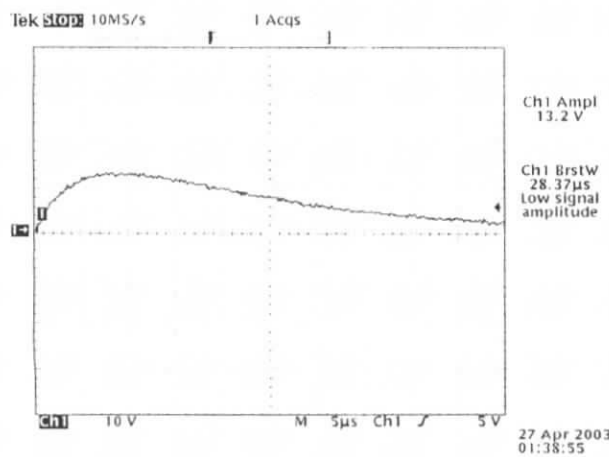
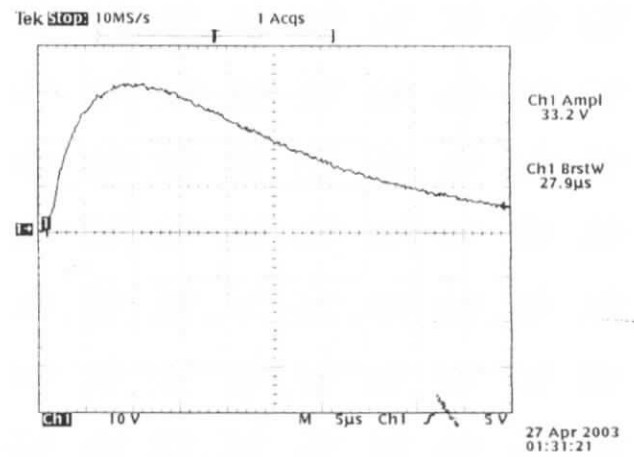
Ondes positives
H = 12 cm

Figure 13. $d/H=0.4$, $U=0.5U_{0\%}$ Figure 14. $d/H=0$, $U=0.9U_{0\%}$

H = 16 cm

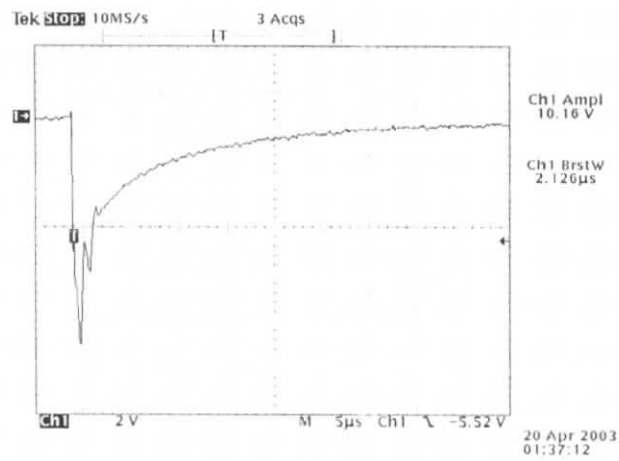
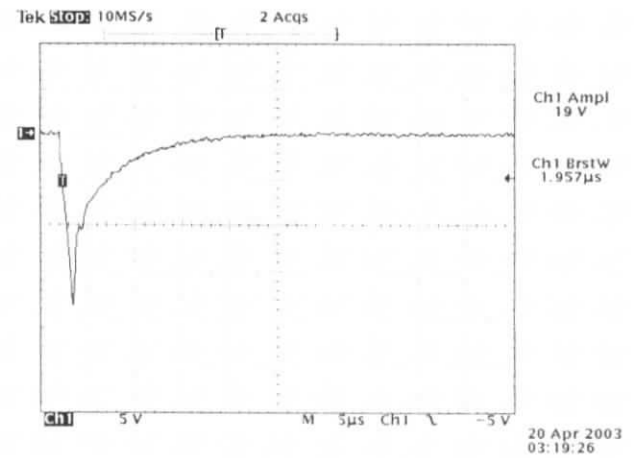
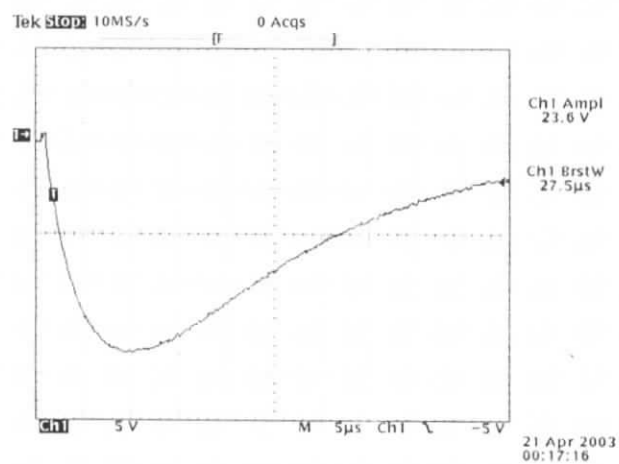
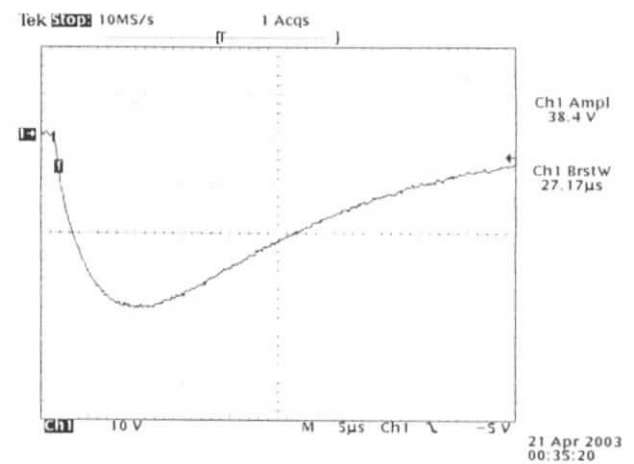
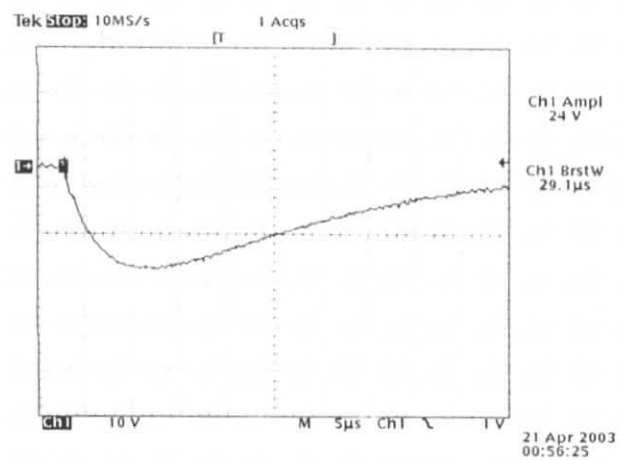
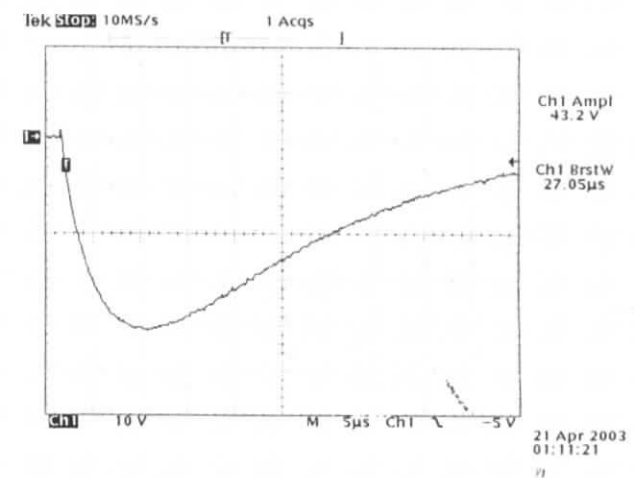
Figure 15. $d/H=0.4$, $U=0.5U_{0\%}$ Figure 16. $d/H=0.8$, $U=0.9U_{0\%}$

H = 20 cm

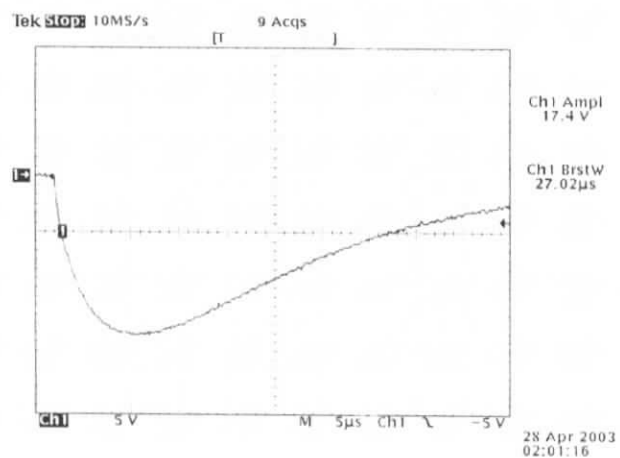
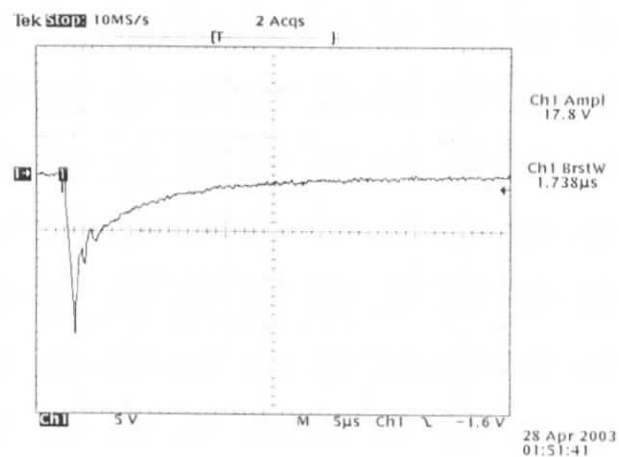
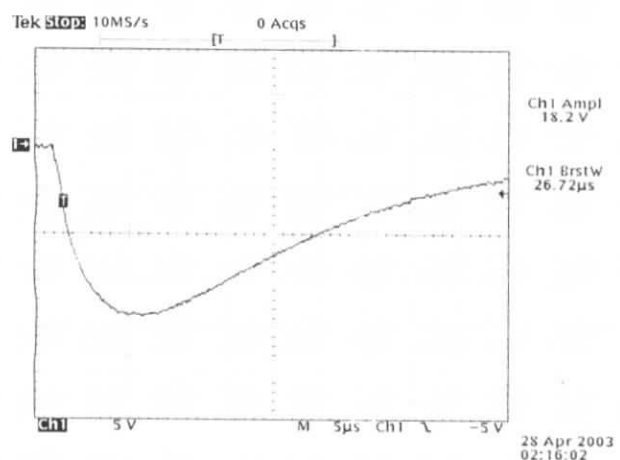
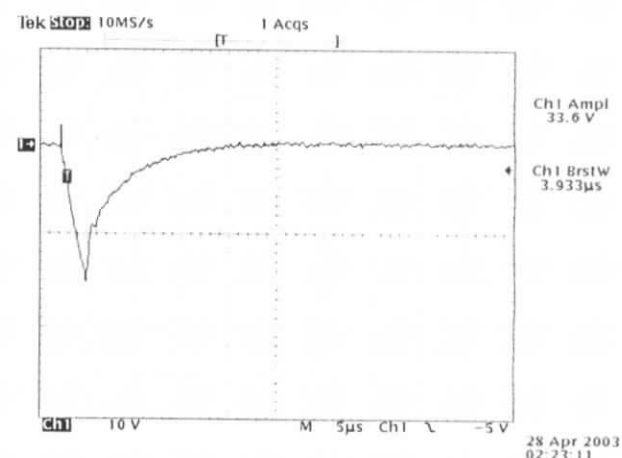
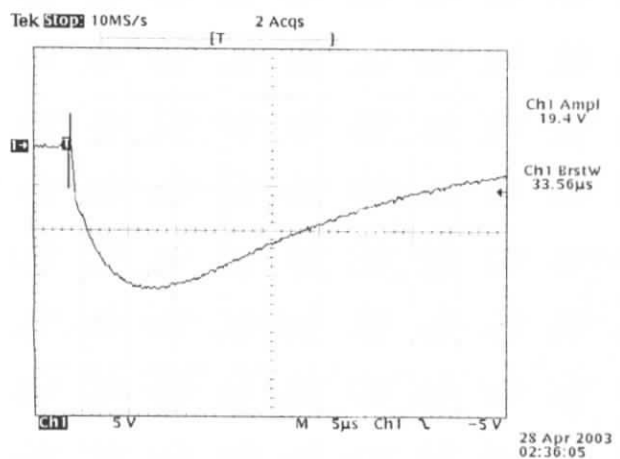
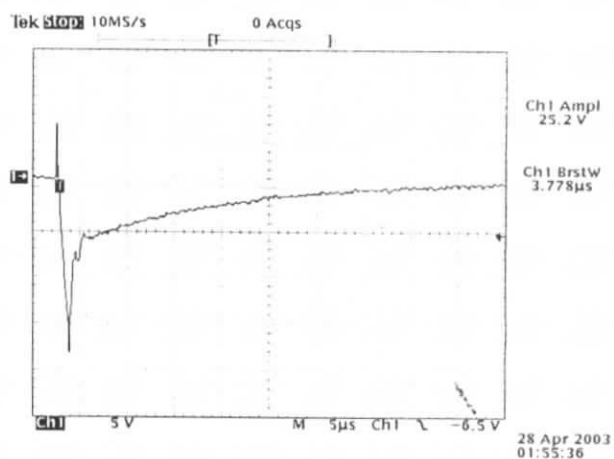
Figure 17. $d/H=0$, $U=0.9U_{0\%}$ Figure 18. $d/H=0$, $U=0.5U_{0\%}$

CONFIGURATION AVEC PARATONNERRE

H=12cm

Figure 19. $d/H=0$, $D/H=0$, $U=0.9U_{0\%}$ Figure 20. $d/H=0$, $D/H=0.8$, $U=0.9U_{0\%}$ Figure 21. $d/H=0$, $D/H=1.6$, $U=0.5U_{0\%}$ Figure 22. $d/H=0$, $D/H=1.6$, $U=0.9U_{0\%}$ Figure 23. $d/H=0$, $D/h_c=2.4$, $U=0.5U_{0\%}$ Figure 24. $d/H=0$, $D/h_c=2.4$, $U=0.9U_{0\%}$

H=16cm

Figure 25. $d/H=0$, $D/h_c=0$, $U=0.5U_{0\%}$ Figure 26. $d/H=0$, $D/h_c=0$, $U=0.9U_{0\%}$ Figure 27. $d/H=0$, $D/h_c=0.8$, $U=0.5U_{0\%}$ Figure 28. $d/H=0$, $D/h_c=0.8$, $U=0.9U_{0\%}$ Figure 29. $d/H=0$, $D/h_c=1.6$, $U=0.5U_0$ Figure 30. $d/H=0$, $D/h_c=1.6$, $U=0.9U_0$

H=20cm

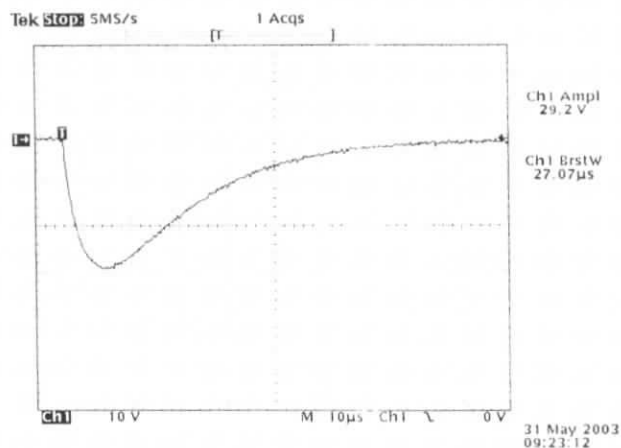


Figure 31. $d/H=0$, $D/h_c=0$, $U=0.5U_0$

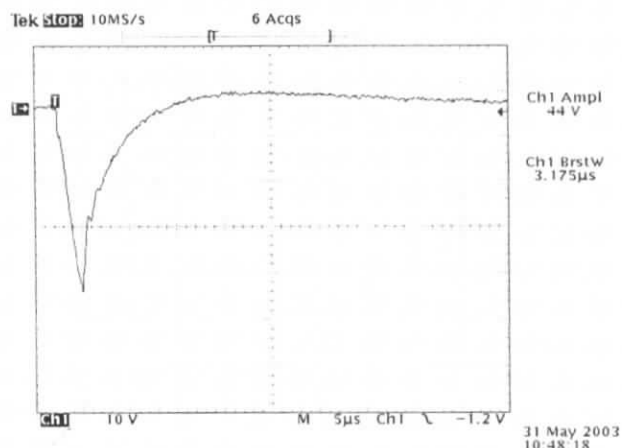


Figure 32. $d/H=0$, $D/h_c=0$, $U=0.9U_0$

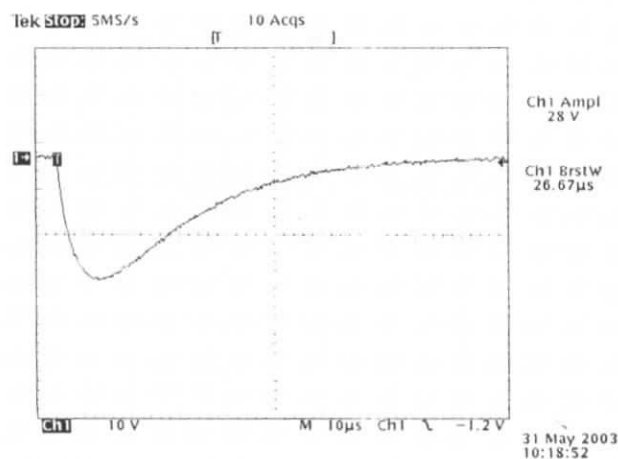


Figure 33. $d/H=0$, $D/h_c=1.6$, $U=0.5U_0$

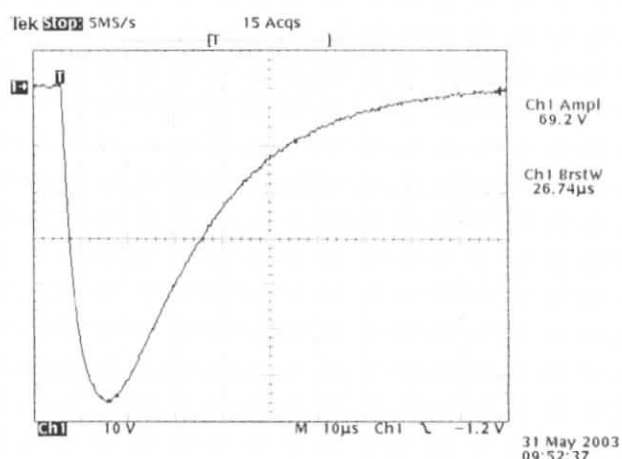


Figure 34. $d/H=0$, $D/h_c=1.6$, $U=0.9U_0$

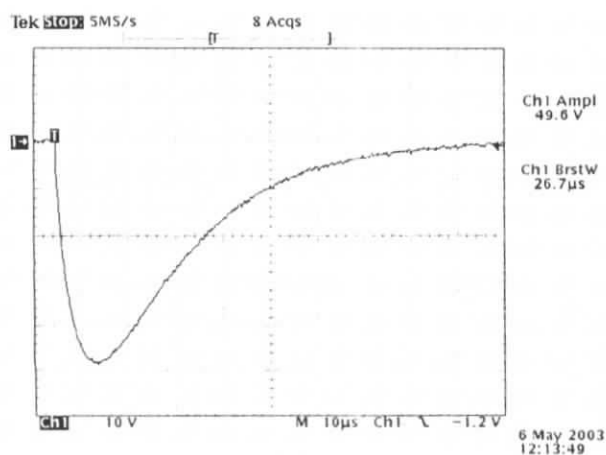


Figure 35. $d/H=1.6$, $D/h_c=4.8$, $U=0.5U_0$

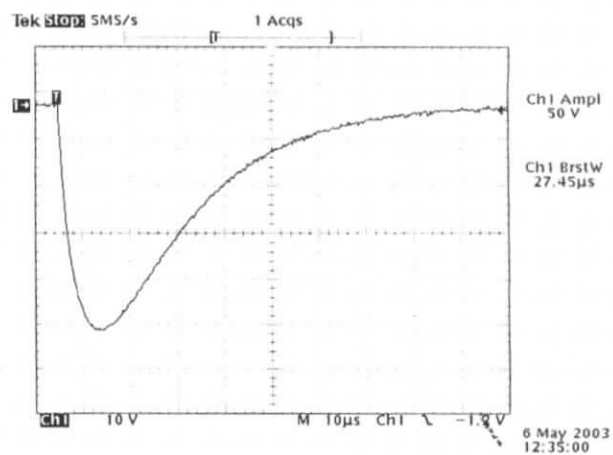


Figure 36. $d/H=1.6$, $D/h_c=4.8$, $U=0.9U_0$

الملخص

العمل المقدم يتطرق إلى قياس الحقل الكهربائي في الأرض بطريقة المجس ذات المكثفات الموزعة، وهذا في نظام ذات قضيب للتوتر العالي و سطح مستوى، في حضور و غياب مضاد للصواعق أفقي، التوتر مولد من طرف جهاز توليد الصواعق. في هذه التجارب قمنا بتثبيت وضعية المضاد للصواعق ثم قياس الحقل الكهربائي في مختلف الوضعيات على الأرض.

لكي نبين تأثير مضاد الصواعق المستعمل في هذا النظام نقوم بدراسة النسبة بين قيمة الحقل الكهربائي الذي تم قياسه بوجود مضاد الصواعق و القيمة الموجودة في غيابه.

Summary

The present work concerns the measure of the electric field to soil by the method of the probe to capacities distributed in a point-plan system with and without horizontal lightning conductor generated by a shock wave of thunderbolt.

Tests that one achieved consist in fixing the position of the lightning conductor and to measure the electric field in the different positions on soil.

In order to illustrate the influence of the lightning conductor us studies the report of the electric field in the two configurations in the different positions of the lightning conductor.

Key words

Lightning, lightning rod, electric field.

Résumé

Le présent travail concerne la mesure du champ électrique au sol par la méthode de la sonde à capacités réparties dans un système tige-plan avec et sans paratonnerre horizontal généré par une onde de choc de foudre.

Les essais qu'on a réalisés consistent à fixer la position du paratonnerre et mesurer le champ électrique dans les différentes positions sur le sol.

Afin d'illustrer l'influence du paratonnerre nous étudions le rapport du champ électrique dans les deux configurations dans les différentes positions du paratonnerre.

Mots clés :

Foudre, Paratonnerre, champ électrique.