

16/83

DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

2e

FILIERE D'INGENIEUR EN ELECTROTECHNIQUE



PROJET DE FIN D'ETUDES

Etude Théorique et Experimentale de la Tension

SUJET: d'apparition de l'effet couronne dans les lignes  
Haute Tension (50 HZ) en Faisceaux

PROPOSE PAR : A. BEROUAL  
Dr. ES SCIENCES

REALISE PAR . { M.S.: NAIT-Saïd  
A. GUETTAFI



—O— D E D I C A C E S —O—

À mes parents

À mes frères

À ma soeur

À mes belles soeurs

À mes neveux et mes nièces

À tous mes amis

A. GUETTAFI

À mes parents

À tous mes frères et toutes mes soeurs

À toute ma famille

À tous mes amis

M.S. NAIT-SAID



-oOo- R E M E R C I E M E N T S -oOo-

-Nous tenons à exprimer nos plus vifs remerciements à  
Monsieur. A.BEROUAL pour toute l'aide et les conseils  
précieux qu'il nous a prodigués.

-Nous tenons aussi à remercier tous les professeurs qui  
ont contribué à notre formation.

-Nos remerciements vont aussi vers tous ceux qui ont  
contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce  
modeste ouvrage et qu'ils trouvent ici l'expression de  
notre profonde gratitude.

INTRODUCTION.....	I
CHAPITRE I	
<u>DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ</u>	
I-1 Conduction dans les gaz.Généralités.....	3
I-2 Mécanismes d'ionisation des gaz.....	3
I-3 Mécanismes de formation des décharges dans les gaz	
Caractéristique i-u.....	4
I-4 Mouvement des particules dans un champ électrique.....	5
I-5 Facteurs influençants la décharge couronne.....	8
CHAPITRE II	
<u>TENSION D'APPARITION DE L'EFFET COURONNE</u>	
2-1 Définition.....	15
2-2 Calcul du champ superficiel pour divers systèmes	
d'electrodes cylindriques.....	15
2-3 Faisceaux de conducteurs.....	20
2-4 Champ critique-Formule de PEEK.....	25
2-5 Tension de seuil de l'effet couronne.....	27
CHAPITRE III	
<u>PERTES PAR EFFET COURONNE</u>	
3-1 Généralités.....	28
3-2 Mécanisme de formation des pertes par effet couronne.....	28
3-3 Pertes en régime localisé.....	28
3-4 Pertes en régime généralisé.....	29
3-5 Prédétermination des pertes couronnes.....	29
3-6 Dispositifs de mesure des pertes couronnes.....	33
3-7 Mesures à prendre dans le cas du mauvais temps.....	34
CHAPITRE IV	
<u>PERTURBATIONS RADIOELECTRIQUES</u>	
4-1 Généralités.....	35
4-2 Définition énergétique du bruit.....	35
4-3 Mécanisme des perturbations.....	37
4-4 Caractéristiques des champs perturbateurs par effet couronne.....	37
4-5 Facteurs influençants le champ perturbateur.....	38
4-6 Perturbations causées par l'appareillage des postes	
et les chaines d'isolateurs.....	39

4-7 Méthodes de prédétermination des niveaux perturbateurs.....39

CHAPITRE V

VERIFICATION EXPERIMENTALE AU LABORATOIRE

5-1 Introduction.....40  
5-2 Matériels expérimental et modèle.....40  
5-3 Mode opératoire.....41  
5-4 Résultats de mesures.....41  
5-5 Interprétations et conclusion.....42  
Conclusion.....44

INTRODUCTION :

L'effet couronne désigne l'ensemble des phénomènes liés à l'apparition d'une conductivité d'un gaz dans l'environnement d'un conducteur porté à haute tension ( H.T. ). L'origine de cette conductivité est le champ électrique à proximité du conducteur, celui-ci peut être accentué au voisinage des régions de fortes courbures ( effet de pointe ).

Pour les fils conducteurs très minces, le phénomène apparaît sous forme de gaine luminescente de couleur bleue-violette ; puis le phénomène se discrétise, de plus en plus, avec l'augmentation du diamètre du conducteur, sous forme d'aigrettes ; du fait de la présence de certaines aspérités d'origines diverses...

Dans la construction des lignes aériennes de H.T, la prise en compte du phénomène couronne s'avère obligatoire, d'une part pour le dimensionnement géométrique de la ligne, d'autre part pour l'estimation de la tension de service, prise généralement inférieure à la tension de seuil couronne de 10 à 20% ; en outre d'autres facteurs peuvent entrer en jeu et déterminent d'une façon approximative la pose de la ligne H.T.

La décharge couronne est toujours accompagnée de deux phénomènes physiques distincts à savoir : les pertes et les perturbations radioélectriques, les pertes constituent une chute de puissance transportée pouvant être économiquement gênante, voire dans les bilans d'énergie ( annuels ), quant aux perturbations, elles constituent une nuisance reçue par les appareils de réception acoustique ou visuelle ( Radio, TV, par exemple ).

Enfin, la décharge couronne peut être nuisible du côté environnement, où il résulte la production d'ozone très toxique pour la matière organique ; de plus certains acides prenant naissance dans l'air lors de la décharge couronne, s'attaquent aux matériaux ( conducteurs, supports métalliques ) de la ligne.

La solution envisagée consiste en effet, à la réduction du champ superficiel, certes, l'augmentation du rayon du conducteur constitue une bonne solution, mais du point de vue technique, elle est délicate ; voire économiquement très mauvaise.

Actuellement, l'emploi des conducteurs en faisceaux ( surtout à partir de 300 kV ) est d'un très grand intérêt, non seulement pour l'élévation de la tension, mais aussi pour réduire les inductances de la ligne d'où l'augmentation de la capacité de transport d'énergie de la ligne.

Notre travail consiste en l'étude de la tension de seuil de l'effet couronne pour les différentes configurations de conducteurs cylindriques et en faisceaux, largement rencontrés dans les lignes H.T, de même qu'il est donné un aperçu théorique sur les pertes et les perturbations radioélectriques.

Pour terminer, on procédera à une vérification expérimentale sur un modèle réduit à l'échelle du laboratoire de L'E.N.P.A.

---

## CHAPITRE I

### DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ

#### I.1 Conduction dans les gaz. Généralités :

Tout gaz à l'état naturel contient des charges électriques ( électrons ; ions ) libres dues à l'action de certains agents ionisants extérieurs permanents tels que les radiations cosmiques, la radioactivité de la terre et la radioactivité de certains gaz présents dans l'atmosphère. Lorsqu'un gaz est soumis à un champ électrique, il apparait des phénomènes de conduction très variés désignés sous le nom de " Décharges dans les gaz ".

#### I.2 Mécanismes d'ionisation des gaz :

parmi les mécanismes d'ionisations les plus importants, nous en citerons trois :

##### a) Ionisation par choc d'électrons :

Les atomes heurtés par des électrons qui sont accélérés dans le champ électrique donnent naissance à des ions positifs. Ce phénomène est appelé processus  $\alpha$  ( avalanche électronique ).

##### b) Attachement électronique :

Lorsque les électrons sont trop énergétiques, ils peuvent s'attacher à un atome ou une molécule neutre pour donner un ion négatif [1]. Le phénomène inverse, lorsqu'il a lieu, est appelé détachement électronique.

##### c) Ionisation par photons ultra-violetts :

Un électron se recombine avec un ion positif pour donner un atome neutre. Cette réaction est accompagnée d'une émission de photons ultra-violetts qui à leur tour peuvent ioniser le gaz à une certaine distance ( développement des streamers ) [1].

Notons que pour chacun de ces mécanismes, il est nécessaire que l'énergie cinétique de l'électron soit au moins égale à l'énergie d'ionisation. Il en est de même pour l'énergie photonique et ceci pour que l'ionisation se produise ; autrement dit, il faut que :

— L'énergie cinétique de l'électron  $\gg$  L'énergie d'ionisation  
ou — L'énergie du photon  $h\nu \gg$  L'énergie d'ionisation.

(  $h$ , constante de Planck et  $\nu$  : fréquence du photon émis ).

### I.3 Mécanismes de formation des décharges dans les gaz . Caractéristique

i-u :

La figure ( I-1 ) donne la caractéristique  $i = f(u)$  des décharges entre deux électrodes planes placées dans une enceinte fermée contenant un gaz à une pression relativement basse. Elle donne les ordres de grandeurs des courants et tensions intervenant dans les différentes formes de décharges .

Dans la région OAB ( fig. I-1 ) le courant augmente d'abord linéairement avec la tension puis tend vers un courant de saturation  $i_s$  [ 2 ]. Ceci peut être expliqué par le fait que le courant ne fait appel qu'au déplacement des ( ions-électrons ) primaires produits dans le gaz par l'agent ionisant extérieur. Aucune émission de lumière n'accompagne ce stade de décharge et le courant cesse dès qu'on supprime l'agent ionisant extérieur ; on dit qu'on a affaire à une décharge non autonome.

Dans la région BCD ; le courant augmente à partir du point B jusqu'au point C caractérisé par le seuil d'apparition de la décharge couronne (  $u_g$  ) ; d'une manière exponentielle, puis du point C le courant croît rapidement jusqu'au point D. L'accroissement du courant est dû au fait que les ions responsables de la conductivité sont non seulement les charges libres primaires produites par l'agent ionisant mais aussi les ions positifs-électrons, produits par chocs d'électrons secondaires avec les molécules neutres du gaz ( avalanche électronique, zone BC ) ; à ceci s'ajoutent d'autres électrons extraits de la cathode lorsque celle-ci est bombardée par le nuage d'ions positifs entraînés fortement par le champ ( processus  $\gamma$  : zone CD ). Il est donc évident que ce processus d'ionisation augmente l'intensité du courant . La région BC est dite zone de décharge semi-autonome [ 3 ] et la décharge reste toujours obscure.

Dans la zone DEFGH : dépassant le point C, après avoir atteint le potentiel d'amorçage  $u_g$ , le rôle de la charge déspace devient, en principe, prédominant, permettant ainsi l'ionisation du gaz ; cela conduit à une augmentation du courant ( diminution de la résistance électrique du gaz ) et la décharge devient alors visible. Cette région est appelée zone de décharges lumineuses : décharges autonomes [ 3 ]. Après le point G, commence le régime d'arc ; la température de la cathode devient si élevée qu'il apparaît une abondante émission thermo-électronique, ce qui conduit à une augmentation brutale du courant

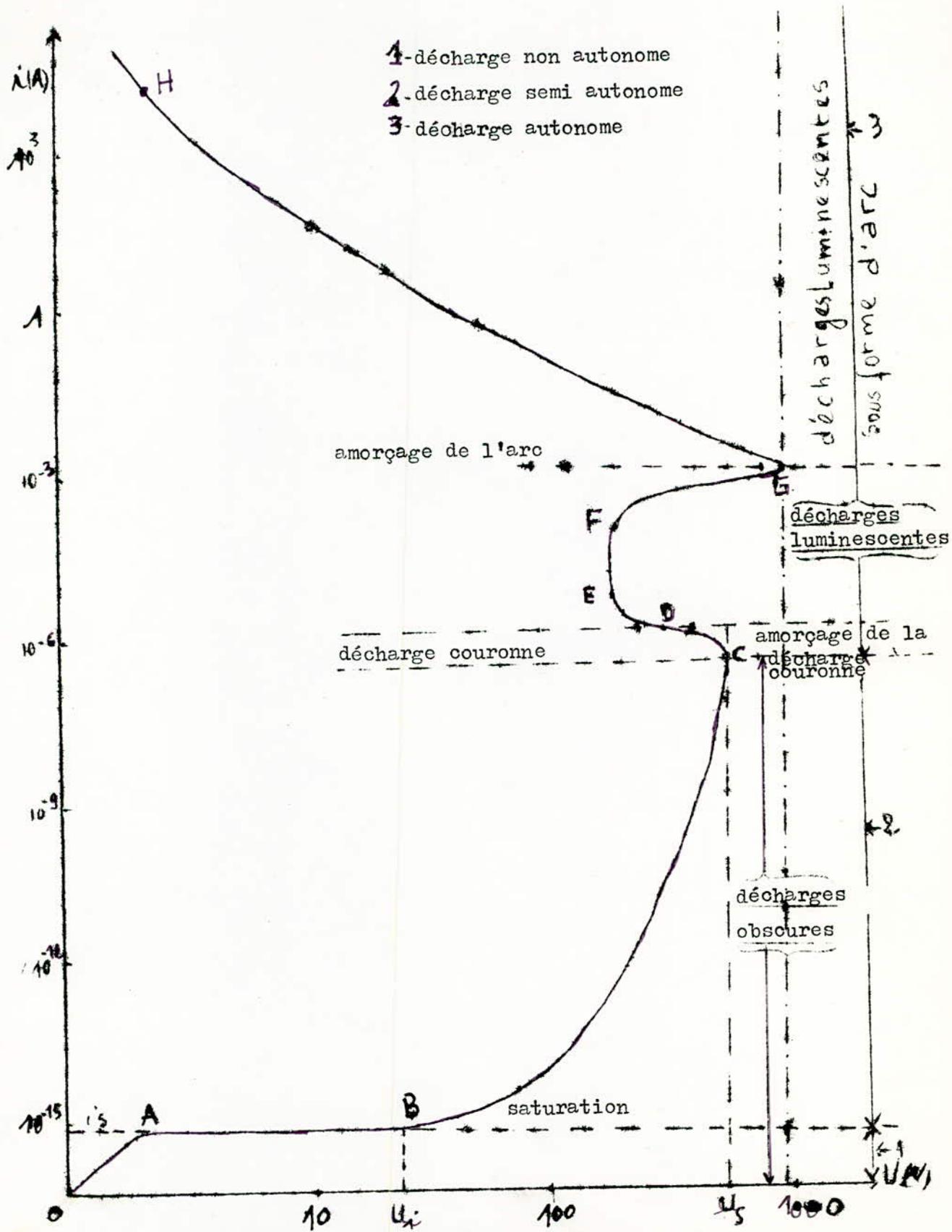


Fig. I-1 Caractéristique complète de la décharge dans les gaz d'après Küpfmüller. (2)

pendant que la tension aux bornes des électrodes décroît jusqu'au court-circuit : c'est le claquage.

La zone qui nous intéresse le plus pour l'étude de l'effet couronne est la zone CD dans laquelle la charge d'espace joue un rôle important, et la lumière émise rend visible la décharge couronne : étape initiale de la décharge lumineuse. Les effets lumineux observés dans la décharge couronne sont dus essentiellement à l'émission de photons lors de la désexcitation des atomes [1].

Remarques :

- Dans un champ non uniforme, les premières décharges visibles se manifestent sous la forme d'éffluves ou d'aigrettes, on aura la même conséquence si l'état de la surface des électrodes n'est pas suffisamment poli ( présence d'aspérités, par exemple ), et même si elles sont planes ; donc les phénomènes lumineux des décharges dépendent énormément de la distribution du champ électrique.
- Ces décharges sont toujours plus fortes aux endroits où le champ électrique est plus intense ; ceci est observé surtout autour de l'électrode ayant un petit rayon de courbure, comme c'est le cas par exemple du système pointe-plan, où le champ électrique atteint sa valeur maximale au voisinage de la pointe.
- Pour ce qui est du conducteur cylindrique, on note que la valeur du champ électrique atteint son maximum à sa surface car le champ électrique pour un conducteur varie hyperboliquement en fonction de la distance .
- Il est à noter que lorsque le champ électrique à la surface d'un conducteur atteint sa valeur critique, il se produit à la surface du conducteur une décharge lumineuse et le champ électrique se trouve alors modifié par la présence de charges libres près du conducteur.

I.4 Mouvement des particules dans un champ électrique :

En présence d'un champ les particules chargées qui étaient auparavant dans un mouvement désordonné d'agitation thermique et de diffusion, se trouvent soumises à des forces électriques de valeurs  $\vec{F} = q \vec{E}$  (  $q$  : charge de particule,  $\vec{E}$  : champ électrique ) qui leur communiquent une accélération dans la direction du champ, constamment contrariée par les collisions. Ces particules acquièrent, alors une vitesse moyenne donnée par  $\vec{v} = \mu \vec{E}$ , où  $\mu$  désigne la mobilité ionique,

qui pour l'air vaut :

— Pour les particules de charge positive :  $\mu_+ = 1,5 \cdot 10^{-4}$  m/s par V/m.

— Pour les particules de charge négative :  $\mu_- = 1,8 \cdot 10^{-4}$  m/s par V/m.

Le mouvement des charges intervient dans l'étude des pertes, et des perturbations radiophoniques.

I.4.1 Décharge couronne négative (Avalanche de Townsend) :

En polarité négative du conducteur, l'avalanche électronique se développe depuis le conducteur vers l'extérieur. ( voir schéma ci-dessous )

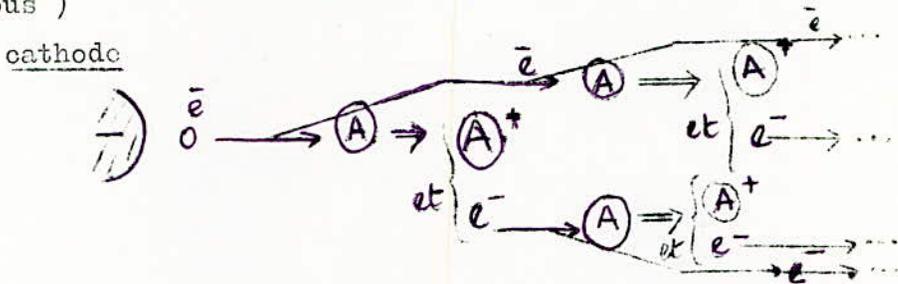


Fig. I.2.a processus  $\alpha$  .

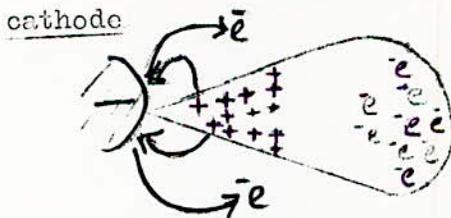


Fig.I.2.b processus  $\gamma$  .

Un électron libre dans le gaz, accéléré dans un champ électrique suffisamment intense, vient heurter un atome neutre ; il se forme alors une paire ( ion positif - électron ). Ce même premier électron créateur de la collision est réaccélééré pour de nouvelles collisions. Sous l'effet du champ électrique le deuxième électron créé subit le même mécanisme que l'électron qui lui a donné naissance, et ainsi de suite ; il se produit une avalanche électronique dénommée processus  $\alpha$ . ( Voir figure I.2.a )

D'après Townsend  $\alpha$  est défini comme étant le nombre de paires

d'ion-électrons engendrées par l'électron sur un centimètre de son parcours dans la direction du champ. Le nombre total d'électron contenus dans une avalanche issue d'un seul électron après un parcours  $l$  est donné par [ I ] :

$$N = \exp \int_0^l (\alpha' - \eta') \cdot dl \quad ( I-1 )$$

où  $\eta' = \frac{\eta}{p}$  : coefficient d'attachement électronique réduit correspondant aux faibles champs.

$\alpha' = \frac{\alpha}{p}$  : coefficient de Townsend réduit.

$p$  : pression du gaz en mm de Hg.

Le développement de l'avalanche s'arrête quand le champ n'est pas suffisant pour assurer la multiplication électronique ( dans l'air il est de 26 kV/cm, valeur de crête ) on dit alors que le phénomène d'ionisation est limité à une couronne d'une épaisseur bien défini [ 4 ], c'est la couronne négative.

En réalité, il existe de nombreux processus d'ionisation secondaire qui se superposent au processus  $\alpha$  déjà cité. En revanche, tous ces processus supposent, au préalable, la formation des électrons et des ions dans le gaz par le processus primaire d'ionisation  $\alpha$  [ 3 ] .

Parmi ces processus, citons le processus  $\gamma$  ( figure I.2.b ).  $\gamma$  est appelé deuxième coefficient de Townsend ;  $\gamma$  exprime la probabilité qu'à un ion positif de créer un électron par bombardement de la cathode. Ainsi on définit la condition d'auto-entretien par l'expression [ I ] :

$$\gamma ( N - I ) \gg I \quad ( I-2 )$$

C'est à dire pour que les avalanches se poursuivent il faut qu'il y'ait au moins l'extraction d'un électron de la cathode.

I.4.2 Décharge couronne positive :

C'est l'avalanche électronique qui prend naissance dans l'espace et se développe vers le conducteur ( voir schéma ci-dessous ).

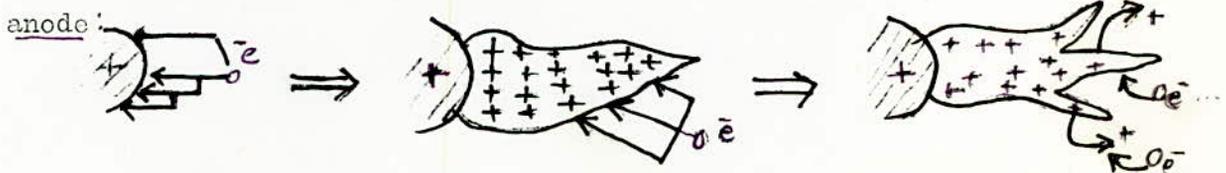


Fig. I.3 développement des streamers.

Les électrons qui sont absorbés par le conducteur laissent derrière eux un nuage d'ions positifs beaucoup moins mobiles ( particules lourdes ). Tout se passe comme si le conducteur est prolongé d'une pointe positive. Cette dernière va permettre l'apparition d'une nouvelle avalanche en avant de la première. Ce processus d'ionisation est appelé streamer.

Les ramifications ( figure I.3 ) dues à la répulsion électrostatique et à la dispersion de l'émission photonique, s'arrêtent dans la zone où le champ est faible : c'est la couronne positive.

#### I.4.3 Type d'émission des décharges couronnes :

Du fait de la présence de certaines aspérités dans les conducteurs en H.T, il se forme alors, un système dissymétrique des électrodes pouvant être assimilé au système pointe-plan, et où l'effet couronne perd son aspect de gaine lumineuse et prend l'aspect d'émissions continues impulsionnelles. En effet le passage du courant de l'aspérité vers l'air donne souvent lieu à des relaxations dues au blindage de celle-ci par des charges déjà émises. Il y a interruption du processus d'ionisation qui recommence dès que les charges sont suffisamment éloignées sous l'effet du champ : c'est le phénomène des aigrettes. Nous retenons parmi ces impulsions, les suivantes :

- Aigrettes positives : visuellement, elles se présentent comme une étincelle arboréscente très lumineuse dont la base est attachée à une aspérité du câble ; elles sont accompagnées par un claquement acoustique sec, et responsables du bruit radioélectrique dans les lignes H.T..

- Aigrettes négatives : visuellement, elles correspondent à un cône lumineux dont le sommet plus brillant est posé sur la pointe.

#### I.5 Facteurs influençant la décharge couronne :

Le seuil de la décharge couronne diffère d'une condition à une autre selon l'influence de certains facteurs, qui sont répartis en trois catégories :

- Facteurs physico-chimiques du gaz.
- Facteurs géométriques.
- Facteurs électriques.

#### I.5.1 Facteurs physico-chimiques du gaz :

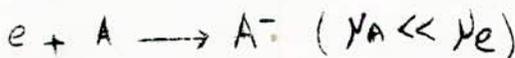
##### a) Nature du gaz :

En technique de H.T on emploie trois types de gaz :

-Les gaz monoatomiques: Vu leurs performances modestes, ils sont rarement utilisés dans les appareils électriques.

-Les gaz diatomiques: Ils possèdent une rigidité diélectrique légèrement inférieure à celle de l'air, ils sont employés dans certains systèmes isolants fermés (fig. I.4.a).

-Les gaz électronégatifs: Ce sont les gaz qui contiennent surtout un atome électronégatif (Fluor, Brome, Chlore, Oxygène). Ils offrent un pouvoir isolant beaucoup plus important que celui de l'air à la même pression. En effet, vu leur poids moléculaire important, leur structure moléculaire complexe, ils peuvent offrir ainsi des collisions inélastiques et absorber l'énergie de l'électron incident.



Nous retenons parmi ces gaz électronégatifs les composés suivants:

-CCl<sub>4</sub> (tétrachlorure de carbone): Il accroît le pouvoir isolant de l'air, d'une manière remarquable même si l'air est soumis à de fortes pressions. [5.5]

-CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub> (le fréon), et le SF<sub>6</sub> (hexafluor de soufre) offrent dans une large gamme de pressions un pouvoir isolant d'environ trois fois celui de l'air à la même pression (fig I.4.b).

Les caractéristiques  $i=f(u)$  des gaz électronégatifs sont semblables à celles des autres gaz, mais les décharges se produisent pour des champs électriques plus élevés à des pressions identiques. Lorsque les molécules électronégatives soumises à des champs électriques élevés, sont excitées et ionisées elles se décomposent en structure variées mais plus simples, contenant des atomes libres de chlore et de fluor qui ont pour conséquences des composés toxiques et corrosifs. [5]

Parmi les gaz électronégatifs qui ont retenu l'attention de nombreux chercheurs, l'hexafluor de soufre qui donne de très bonnes performances, à savoir, une rigidité diélectrique importante.

L'air ionisé sous l'influence des champs élevés produit de l'ozone et plusieurs oxydes d'azote.

La formation de l'ozone se fait sous l'effet couronne de la manière suivante



L'atome O. vient de la dissociation de la molécule O<sub>2</sub>

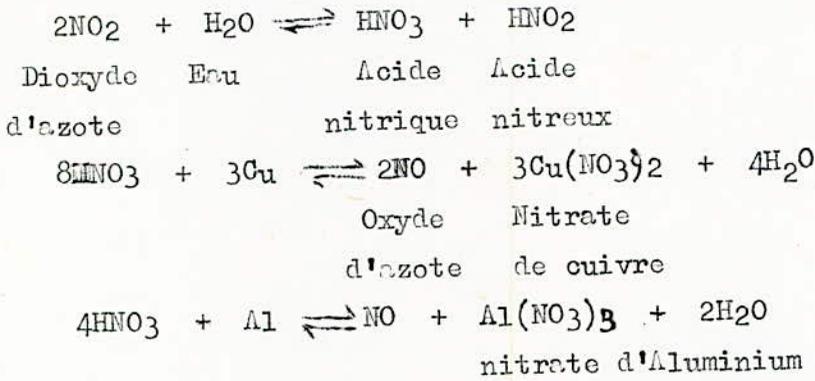


Cette dissociation est due soit aux chocs d'électrons d'énergie suffisante sur la molécule d'oxygène, soit à l'action sur celle-ci de photons de longueur d'onde inférieure à 0,22microns.

L'effet couronne dans l'oxygène est le moyen généralement utilisé pour obtenir de l'ozone [6]. L'ozone est un produit très toxique et surtout pour les corps organiques.

~~Ammoniac~~ en effet 20 volumes d'ozone dans  $10^7$  volumes d'air suffisent pour rendre l'atmosphère insupportable et toxique.

Pour les oxydes d'azote, ils donnent en présence d'humidité des acides nitreux et nitriques qui attaquent les métaux et les corps organiques:



b) Influence de la pression sur la rigidité diélectrique des gaz

Loi de PASCHEN:

Dans un système plan où le diélectrique est un gaz la tension sous laquelle apparaît la première étincelle entre les deux électrodes dépend de la pression et de la distance entre électrodes, c'est à dire de la masse de gaz comprise entre les deux électrodes. En effet d'après la loi de Boyle-Mariotte on a:

$$m = k \frac{p \cdot a}{T} \quad (I-3) \quad k: \text{constante}$$

et comme  $U_s = f(m)$  on a:

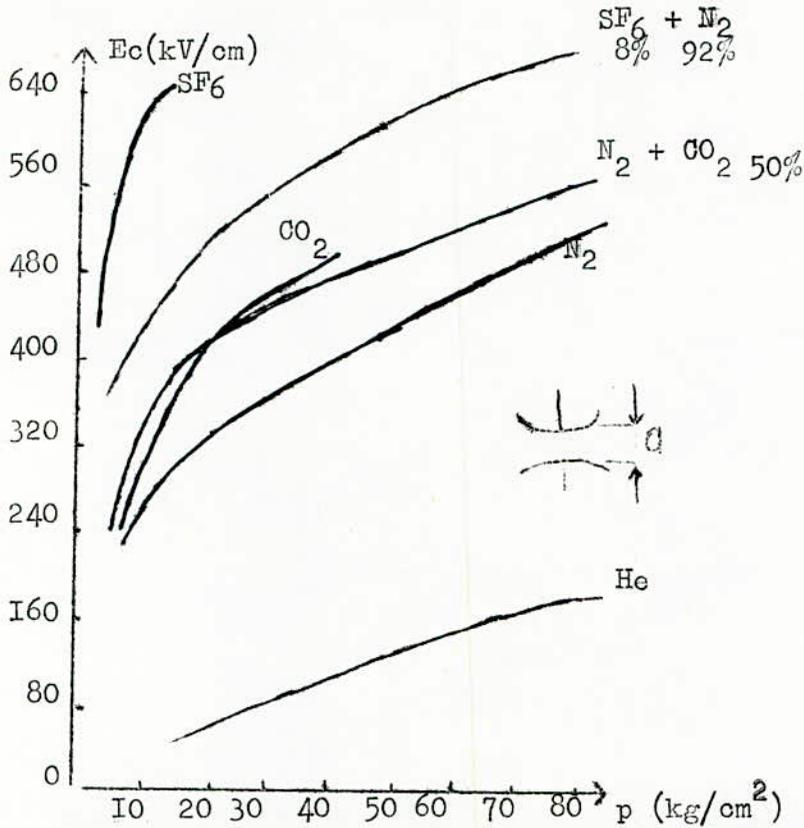
$$U_s = f(p \cdot a) \quad \text{où: } U_s: \text{tension de seuil}$$

p: pression du gaz  
a: distance entr électrodes.

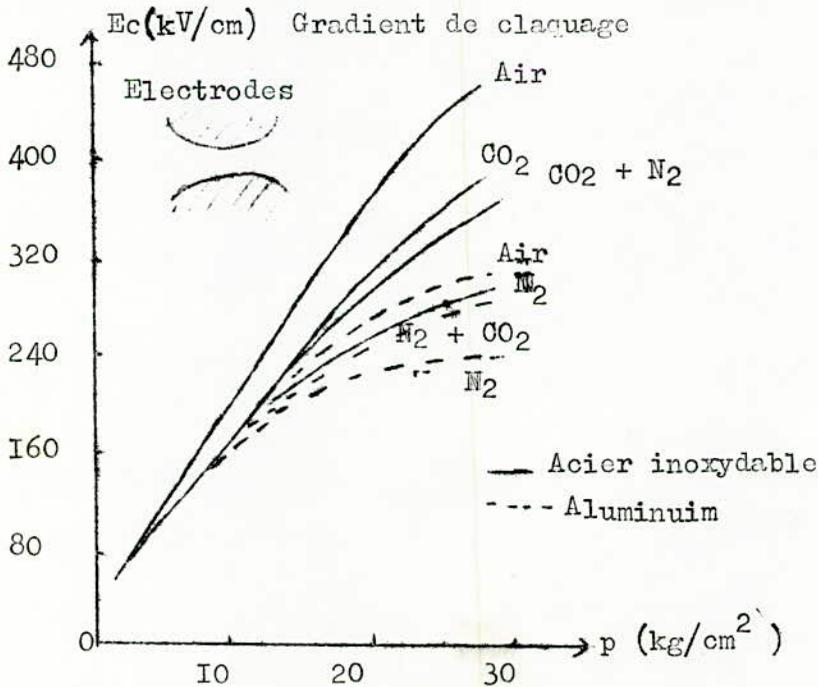
Pour un appareil H.T. on peut influencer la tension de claquage soit en augmentant a, soit p.

Il est à noter que la rigidité diélectrique croît avec la pression mais pas indéfiniment.

-L'explication de l'allure de la courbe de PASCHEN (fig I-5): Pour une température donnée quand le produit p.a croît à partir de valeurs très petites,  $U_s$  (tension de seuil) est d'abord très grande (ce qui correspond au vide qui est l'isolant le plus parfait), diminue et passe par un minimum puis augmente à peu près linéairement pour des valeurs suffisamment grandes du produit p.a. Cette loi est vérifiée jusqu'à 50 atmosphères.

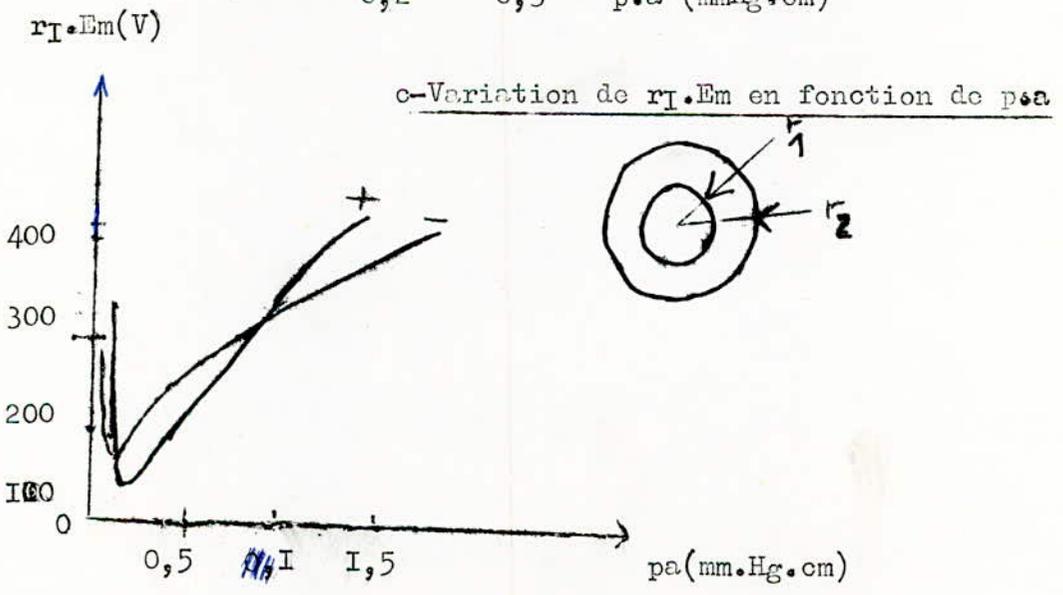
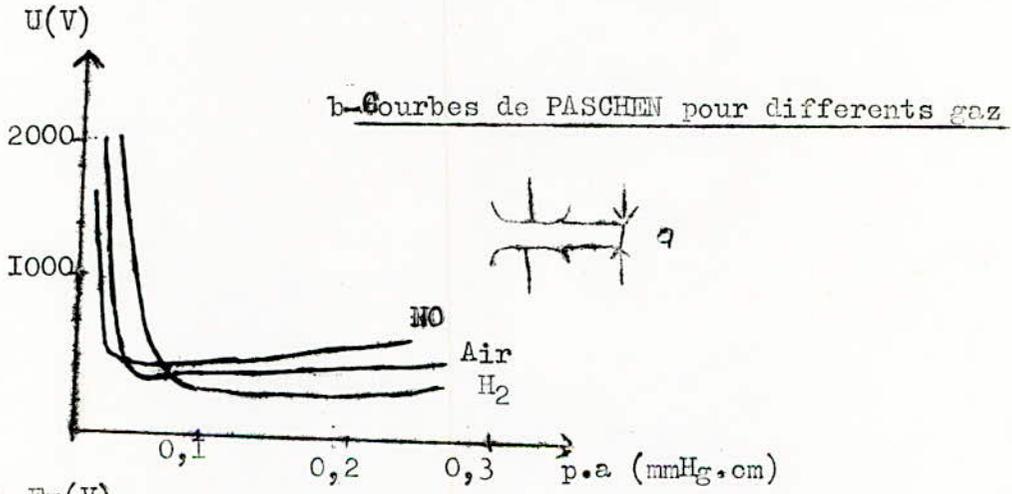
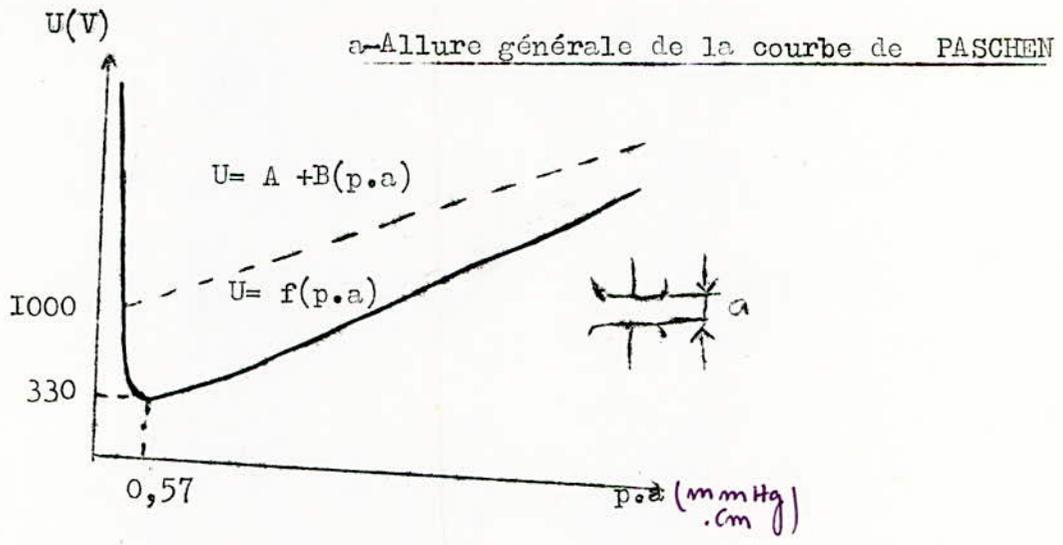


FigI-4-b Gradient de claquage dans différents gaz en fonction de la pression  $p$  pour des électrodes planes



FigI-4-a rigidités diélectriques comparées de plusieurs gaz

Fig I-5 Courbes de PASCHEN [3]



La présence du minimum sur  $U = f(p.a)$  peut s'expliquer, en partant de la constatation que le produit  $p.a = k.m$  est proportionnel au nombre d'atomes ou molécules se trouvant entre les électrodes. En effet lorsque celui-ci est petit le nombre de collisions ionisantes est insuffisant pour que la décharge s'auto-entretienne si le potentiel d'amorçage n'est pas suffisamment grand; plus  $p.a$  est petit, plus  $U$  est grand (on tend vers le vide). Quand  $p.a$  est grand la densité des molécules gazeuses croît, ce qui réduit le libre parcours moyen entre les collisions; et par suite permet d'augmenter la tension entre les armatures.

On peut approximer la caractéristique  $U = f(p.a)$  pour les valeurs de  $(U, p.a)$  à une droite d'équation:

$$U = A + B.(p.a)(1-4)$$

Ainsi pour l'air à la température  $t = 20^{\circ}C$  on a:

$$U = 1500 + 3.10^6 a \quad U: \text{en Volts} \quad (4-5)$$

$a: \text{en cm}$

Pour  $a = 1 \text{ cm}$   $U = 3.10^6 + 1500 = 31 \text{ kV/cm}$  (valeur maximum)

Ce qui correspond à la rigidité diélectrique de l'air.

En champ non-uniforme on peut faire la même étude que pour les systèmes plans; avec l'hypothèse que la variation du champ non homogène sur un libre parcours moyen est suffisamment petite et que la charge d'espace ne modifie pas la distribution du champ.

Soit le système de deux cylindres coaxiaux fig(2-2) où le potentiel est donné par:

$$U = E_{\text{max}} \cdot \ln \frac{r_1}{r_2} \quad (1-6)$$

$U$ : tension entre électrodes  
 $r_1$ : rayon du cylindre intérieur  
 $r_2$ : rayon du cylindre extérieur  
 $E_{\text{max}}$ : champ maximum d'un point situé sur le cylindre 1

L'allure de la courbe  $U = f(p.r_1)$  sera donc similaire à celle de la fig(1-5).

En conclusion: la pression influe sur la décharge couronne, du moment qu'elle influe sur le libre parcours moyen des électrons, donc la vitesse des particules, c'est à dire sur l'ionisation des molécules gazeuses donc sur l'intensité du champ.

L'augmentation des décharges couronnes est beaucoup plus ressentie dans les lignes de H.T. en haute altitude qu'en basse altitude, car la pression diminue avec l'altitude.

c) Influence de la température:

La rigidité diélectrique de l'air diminue quand la température augmente [2] à pression normale, c'est-à-dire dit la décharge couronne est favorisée.

Au delà d'une certaine température (1500 °C), le champ électrique subit une grande déformation qui est due à la distorsion des électrodes par la chaleur.

d) Influence de l'humidité:

L'humidité a aussi une influence sur la rigidité diélectrique de l'air, la vapeur d'eau a une grande électronégativité. Les molécules d'eau se trouvant dans l'air captent les électrons libres diminuant ainsi leur nombre. Par conséquent l'augmentation de l'humidité de l'air peut augmenter sa rigidité. Ce phénomène a une importance quand le champ électrique est très non uniforme. Cependant cette importance est négligeable quand le champ est uniforme, c'est à dire que l'on néglige l'influence de l'humidité.

D'une façon générale; l'humidité dans l'air n'agit pas fortement sur les décharges tant qu'elle n'est pas importante.

Dans les expériences au laboratoire on doit tenir compte des conditions d'humidité, de température et de pression en introduisant les équations approchées suivantes :

et 
$$\delta = \frac{3,92 \cdot p}{t + 273} \quad (I-7)$$

$$K_h = 1 + (W - 11) 0,012 \quad (I-8)$$

- $\delta$ : densité relative de l'air
- W: humidité absolue ( g/m<sup>3</sup> )
- K<sub>h</sub>: coefficient de correction de l'humidité
- t: température du milieu ambiant [°C]
- p: pression du gaz [cm de Hg]

$$E(t.p.W) = E(25^\circ, 760 \text{ mm Hg}, 11 \text{ g/m}^3) \cdot K_g \quad (I-9)$$
  
 corrigé conditions normales

$$K_g : \text{coefficient de correction global} = K_h \cdot \delta \quad (I-10)$$

I.5-2 Facteurs Géométriques:

a) Influence de la forme des électrodes:

La géométrie des électrodes conditionne le début de la répartition du champ électrique, en effet pour un intervalle donné, la tension d'apparition de la première décharge U<sub>s</sub> sera d'autant plus grande que le champ est plus uniforme.

La non uniformité du champ est observée dans le cas des lignes H.T. car les dimensions des conducteurs sont relativement faibles par rapport aux distances interconducteurs. Les décharges se manifestent alors sous formes variées et la couronne apparaît à la tension  $U_S$  fig. (I-I).

b) Influence de l'état surface :

la présence de certaines aspérités, orraflures ( défauts techniques) ou d'autres dépôts provenant de la pollution ( poussière, graisse) sur la surface des conducteurs, entraînent des déformations importantes du champ électrique local. Cette déformation favorise le développement de l'ionisation de l'air et la décharge sous formes variées ( aigrettes, effluves).

Pour le calcul de la tension  $U_S$  on tient compte de toutes les irrégularités de surface en introduisant un coefficient  $m$  décomposé en deux autres coefficients  $m_g$  et  $m_p$ , avec  $m_g$  : coefficient tenant compte des irrégularités géométriques du conducteur.  
 $m_p$  : coefficient attribué à la propriété du conducteur.

On relève pour  $m_g$  et  $m_p$  les valeurs suivantes [ 3 ] :

$m_g = 0,9$  pour un conducteur de I2 à I3 brins

$m_p = 0,8$  pour un conducteur à arêtes vives

$m_p = 0,9$  pour un conducteur propre

$m_p = 0,5 \div 0,8$  en présence de pluie ou de brouillard

Cependant lorsque le conducteur est mis sous tension permanente et après une durée de quelques mois, l'effet des défauts de surface s'atténue assez rapidement; le conducteur se couvre d'une couche uniforme qui masque parfaitement les aspérités d'origine, entraînant ainsi une réduction des pertes couronnes qui se stabilisent au tiers environ des pertes du conducteur à l'état neuf.

La présence de certaines gouttes d'eau tout le long du conducteur par un temps brumeux diminue considérablement le gradient critique par rapport à un temps sec. Par un temps pluvieux les pertes augmentent très rapidement, passent par un maximum et reviennent ensuite à une valeur inférieure.

Pour le bilan annuel des pertes on doit tenir compte des pertes par beau temps lesquelles sont d'ailleurs nettement inférieures aux pertes par mauvais temps.

Nous remarquons en conclusion que les facteurs climatiques ont une grande influence sur l'état de surface des conducteurs et par conséquent sur le phénomène de la decharge.

c) Influence de la disposition des conducteurs:

L'influence de la disposition des conducteurs ( en nappe ou en triangle)- et de la distance entre ces conducteurs sur la décharge, les pertes et surtout le champ perturbateur est très complexe; ceci est dû essentiellement aux irrégularités de surface de chaque conducteur.

1-5-3 Facteurs Electriques :

L'effet couronne differe selon qu'on applique aux conducteurs une tension continue ou alternative.

- En tension continue, sous l'influence du champ électrique la charge d'espace est attirée vers le sol (où le conducteur de polarité opposée). Dans ce cas particulier le conducteur de polarité positive emet un champ parasite sensible. Les pertes couronne en tension continue sont plus faibles que celles en tension alternative. Dans ce cas le travail d'ionisation n'est plus négligeable devant l'énergie nécessaire au déplacement de la charge d'espace, faute de moyens et d'études expérimentales les pertes couronnes sous tension continue sont encore mal connues.

- En tension alternative les particules sont soumises à un mouvement périodique . Il résulte alors des combinaisons partielles chaque fois que les charges de signes opposés se croisent. Pendant l'alternance négative les perturbations radiophoniques restent faibles tandis que les grandes aigrettes qui apparaissent lors de l'alternance positive engendrent un champ perturbateur intense.

---

TENSION D'APPARITION DE L'EFFET COURONNE

2-1 Définition:

Dans ce présent chapitre sera étudiée la tension d'amorçage de l'effet couronne; la tension d'amorçage d'effet couronne est la tension pour laquelle un électron crée un nombre bien déterminé de paires d'ions le long de son trajet de la cathode vers l'anode permettant la visibilité de la décharge. Pour PEEK, lorsqu'un conducteur est soumis à une tension croissante, le champ critique d'effet couronne est défini par l'apparition brusque d'une importante conductivité de l'air dans son voisinage immédiat [4]

superficiel

2-2 Calcul du champ critique pour divers systèmes d'électrodes cylindriques

Le calcul du champ maximum va porter essentiellement sur les systèmes d'électrodes suivants :

- cylindriques concentriques
- conducteur - plan
- conducteur - conducteur
- trois conducteur ( en nappe et en triangle )
- faisceaux de conducteurs

Elaborons tout d'abord la formule du champ pour un conducteur cylindrique de densité linéique  $\lambda$ , et de longueur  $l$ .

La charge totale du conducteur est donnée par la formule

$$Q = \lambda \cdot l$$

L'utilisation du théorème de GAUSS s'avère la plus pratique pour le calcul du champ; en effet

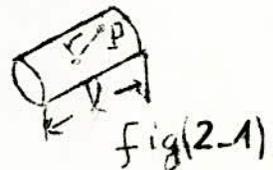
$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon} \sum q_i$$

$E$  : champ électrique d'un point quelconque

$\epsilon$  : permittivité du milieu

$q_i$  : charge intérieure à  $S$

$S$  : section du conducteur



Nous choisissons ici comme élément de surface, la surface latérale du cylindre. La distribution de la charge est uniforme et étant donné la symétrie du cylindre on peut écrire :

$$\left. \begin{aligned} E \cdot S &= \frac{1}{\epsilon} Q \\ S &= 2\pi r l \text{ et } l=1m \end{aligned} \right\} E(r) = \frac{Q}{2\pi \epsilon r} \quad (2.1)$$

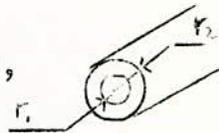
avec  $Q = \sum q_i = \lambda \cdot l$

a)- Système cylindres concentriques

Pour le calcul du champ maximum ( $E_{max}$ ), nous utilisons la définition du gradient

$$dv = - \vec{E} \cdot d\vec{r}$$

fig 2-2



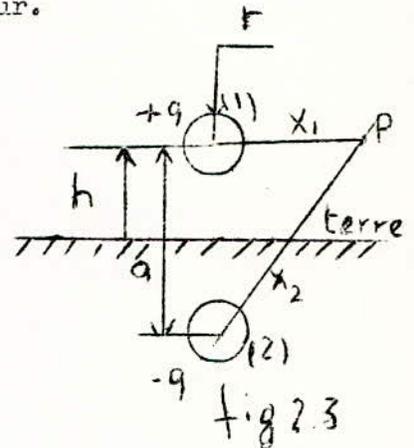
La valeur de  $E_{max}$  est alors donnée par la formule :

$$E_{max} (r = r_1) = \frac{U}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}} = kU \quad (2-2)$$

U : potentiel à la surface du conducteur.

b)- Système conducteur-plan

L'une des méthodes les plus utilisées pour le calcul du champ maximum est celle dite de superposition. Elle consiste à considérer un conducteur fictif symétrique du conducteur réel par rapport au plan (potentiel nul), de charge opposée et de superposer ensuite l'action des deux charges en un point quelconque P.



Comme nous l'avons déjà établie, la formule du champ pour un cylindre est :

$$E(r) = \frac{Q}{2\pi\epsilon r}$$

$$\vec{E}_p = \vec{E}_1(+q) + \vec{E}_2(-q)$$

En utilisant le gradient du potentiel on a :

$$U_p = - \int_{R_\infty}^{x_1} E_1 \cdot dx - \int_{R_\infty}^{x_2} E_2 \cdot dx$$

On intègre du potentiel le moins élevé jusqu'au potentiel le plus élevé, ce qui donne

$$U_p = \frac{q}{2\pi\epsilon} \cdot \ln \frac{x_2}{x_1}$$

Au niveau du conducteur on a

$$x_1 = r \text{ et } x_2 = a - r = 2h - r$$

d'où  $U = U_1 = \frac{Q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{a-r}{r}$

U =  $U_1$  : tension entre le conducteur et le plan

or

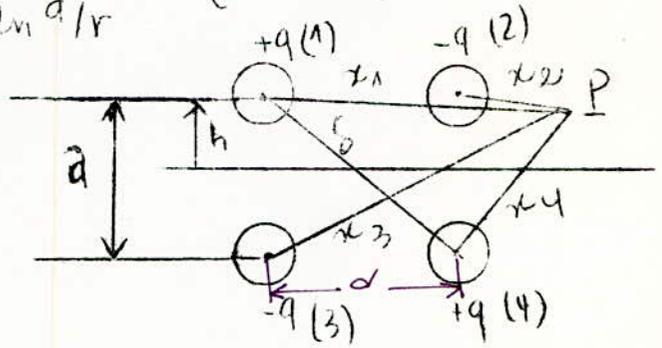
$$\left. \begin{aligned} Q &= \frac{2\pi\epsilon U_1}{\ln \frac{a-r}{r}} \\ \text{et} \\ E &= \frac{Q}{2\pi\epsilon r} \end{aligned} \right\}$$

$$E_{max}(x_1=r) = \frac{U}{r \ln \frac{a-r}{r}} \quad (2.3 a)$$

Pour  $r \ll 2h$  on a

$$E_{\max}(x_1=r) = \frac{u}{r \ln a/r} \quad (2.3-b)$$

c) Conducteur - Conducteur:



Au point P on a

$$U_P = \sum_{i=1}^4 \int_{x_i}^{+\infty} E_{x_i} dx_i$$

$$\text{avec } E_{x_i} = \frac{q_i}{2\pi\epsilon x_i}$$

par la méthode déjà vue on arrive à

$$U_P = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{x_2 x_3}{x_1 x_4}$$

Au niveau du Conducteur 1 on a

$$x_1 = r, \quad x_2 = d - r, \quad x_3 = \sqrt{(2h)^2 + r^2} \quad \text{et} \quad x_4 = \sqrt{(d-r)^2 + (2h)^2}$$

On fait les approximations suivantes:

pour  $r \ll d$  et  $r \ll 2h$ .

$$x_1 = r; \quad x_2 = d; \quad x_3 = 2h; \quad x_4 = \sqrt{d^2 + (2h)^2} = \delta$$

$$U_1 = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{2dh}{r\delta} = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{2dh}{r\sqrt{d^2 + (2h)^2}}$$

Dans le cas où  $\frac{d}{2h} \ll 1$  cette formule devient

$$\boxed{U_1 = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{d}{r}} \quad (2.4.a)$$

et lorsque  $\frac{d}{2h} \gg 1$  on a 
$$U_1 = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{2h}{r} \quad (2.4.b)$$

d'autre part 
$$\left. \begin{aligned} U_1 - U_2 = U \\ \text{avec } U_2 = -U_1 \end{aligned} \right\} U_1 = \frac{U}{2}$$

$$E_{\max}(r) = \frac{q}{2\pi\epsilon r}$$

$$q = \frac{2\pi\epsilon U/2}{\ln d/r} \quad \left(\frac{d}{2h} \ll 1\right) \quad \text{et} \quad q = \frac{2\pi\epsilon U/2}{\ln 2h/r} \quad \left(\frac{d}{2h} \gg 1\right)$$

$$E_{\max} = \frac{U\pi\epsilon}{\ln d/r} \cdot \frac{1}{2\pi\epsilon r} = \frac{U}{2r \ln \frac{d}{r}} \quad \left(\frac{d}{2h} \ll 1\right)$$

et 
$$E_{\max} = \frac{U}{2r \ln \frac{2h}{r}} \quad \left(\frac{d}{2h} \gg 1\right) \quad (2.5.a)$$

Remarquons que le cas le plus rencontré est celui où  $2h \gg d$  c'est à dire 
$$E_{\max} = \frac{U}{2r \ln \frac{d}{r}} \quad (2.5.b)$$

c) Système trois conducteurs

Vu que les calculs par la méthode de superposition pour une ligne triphasée sont très délicats car ils prennent en considération l'influence interconducteur et l'influence des capacités parasites on se contentera de donner ici uniquement les formules dites semi-empiriques pour trois conducteurs disposés en triangle et trois conducteurs disposés en nappe.

Pour les conducteurs disposés en triangle on a :

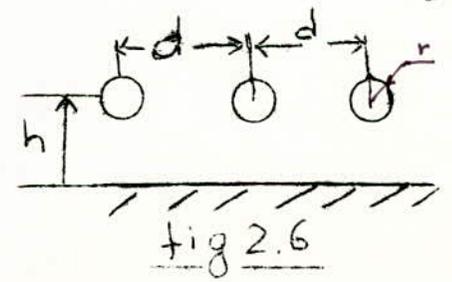
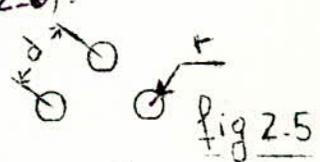
$$E_{\max} = 1,15 U / 2r \ln d/r \quad (2.6)$$

Pour les conducteurs disposés en nappe on a :

$$E_{\max} = 1,19 U / 2r \ln \frac{d}{r}, \quad \left(\frac{d}{2h} \ll 1\right)$$

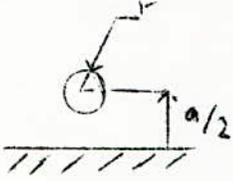
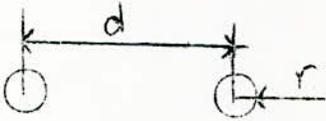
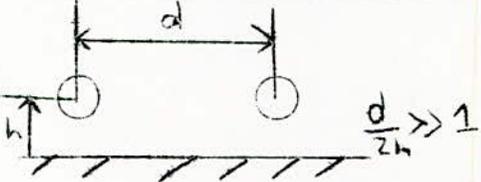
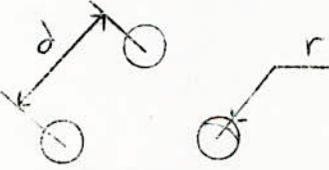
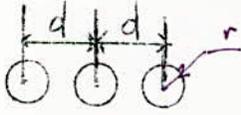
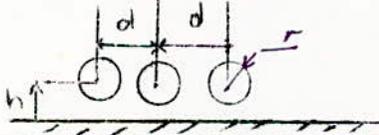
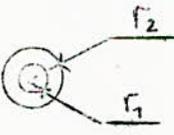
et 
$$E_{\max} = 1,19 U / 2r \ln \frac{2h\alpha}{r}, \quad \left(\frac{d}{2h} \gg 1\right) \quad (2.7)$$

$\alpha$  est donné par la fig(2.13)



On remarque que pour tous les systèmes on a:  $E_{max} = kU$ , on peut ainsi dresser un tableau donnant les valeurs de  $k$  pour les différents systèmes

Tableau II- I

Système de Conducteurs	Constante $k$ ( $Cm^{-1}$ )
	$\frac{1}{r \ln \frac{a}{r}}$
	$\frac{1}{2r \ln \frac{d}{r}}$
	$\frac{1}{2r \ln \frac{2h}{r}}$
	$\frac{1,15}{2r \ln \frac{d}{r}}$
	$\frac{1,19}{2r \ln d/r}$
	$\frac{1,19}{2r \ln \frac{2ha}{r}}$
	$\frac{1}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}}$

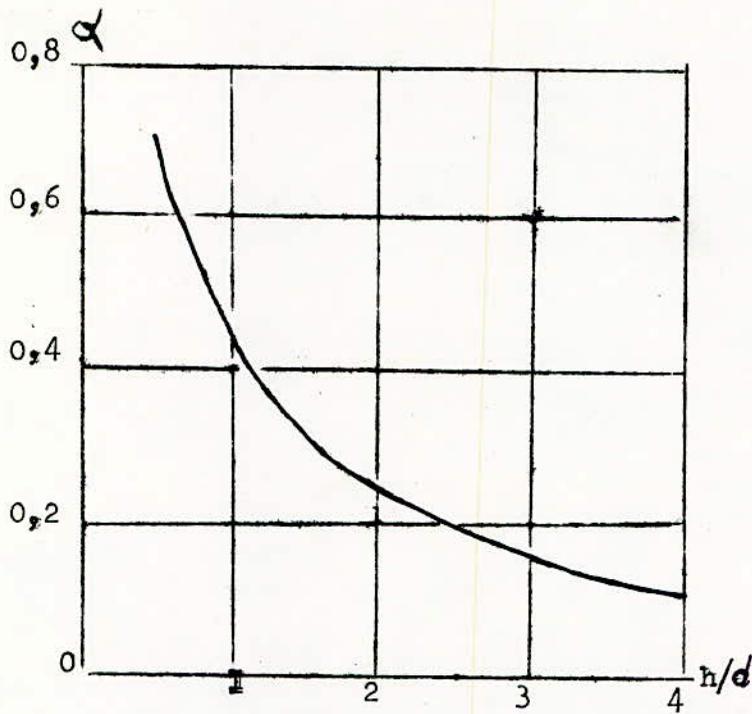


Fig (2-12) Variation de  $\alpha = f( h/d )$  pour les formules  
 du champ d'une ligne en nappe horizontale [7]

### 2-3 Faisceaux de conducteurs:

#### 2-3.I Généralités:

Les lignes de très haute tension (supérieure à 300kV) sont équipées presque exclusivement de faisceaux de conducteurs. Cette disposition permet de maintenir les champs superficiels des conducteurs à des valeurs admissibles.

L'usage des faisceaux entraîne la nécessité de définir deux nouvelles grandeurs à savoir:

a) Le rayon équivalent d'un faisceau: C'est le rayon d'un conducteur fictif unique qui aurait les mêmes capacités par rapport à tous les conducteurs de la ligne.

b) Le gradient superficiel maximal: Par effet de blindage mutuel des conducteurs du faisceau, le gradient réel est plus faible vers l'intérieur et passe par un maximum vers l'extérieur du faisceau; pour ce qui est de l'étude des perturbations radioélectriques, il est d'usage de se référer à ce gradient maximum.

Cependant il nous appartient de prendre en considération deux exigences remarquablement importantes:

— L'investissement optimal: Nous sommes amenés à trouver la solution la mieux significative concernant la section des conducteurs, leur nombre par phase et la distance entre les conducteurs du faisceau etc...

— Le coût d'exploitation: Dans ce cas il faut minimiser les pertes par effet thermique et par effet couronne surtout dans <sup>le cas</sup> d'une forte humidité

Un faisceau de conducteurs est caractérisé par les grandeurs suivantes:

#### — Grandeurs géométriques:

r: Rayon d'un conducteur élémentaire du faisceau

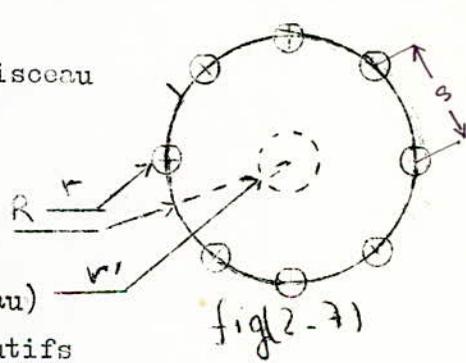
n: Nombre de conducteurs élémentaires dans le faisceau.

R: Rayon du cercle circonscrit au faisceau (cercle passant par les centres de tous les conducteurs élémentaires du faisceau)

S: Distance entre deux conducteurs consécutifs

du faisceau; on remarque que  $S = 2R \cdot \sin \pi/n$  (2-8)

r': Rayon du conducteur cylindrique unique équivalent au faisceau de conducteurs.



Dans une ligne triphasée on ajoute les deux paramètres suivants:

a: Position d'un faisceau par rapport aux autres.

h: Position de ces faisceaux par rapport à la terre.

Grandeurs Electriques: Elles sont représentées par :

U: tension nominale du faisceau (simple ou composée )

Q: chargez linéique totale du faisceau

E<sub>max</sub>: l'intensité maximale du champ électrique

2-3-2 Méthode de calcul du champ maximal dans un faisceau de conducteurs

Pour ce faire ; nous proposons une méthode classique, basée essentiellement sur la résolution des équations différentielles du potentiel par une transformation mathématique conforme. Ces équations différentielles sont de la forme :

$$\Delta V(M) = - \frac{\rho}{\epsilon} \quad (2-9)$$

où V(M): potentiel en un point M de l'espace.

$\rho$ : densité volumique de charge.

$\epsilon$ : permittivité du milieu

$\Delta$ : Opérateur de Laplace

pendant, nous ne considérons que le cas où  $\rho = 0$ , autrement dit, la charge d'espace n'existant pas, ce qui revient à résoudre l'équation de Laplace;

$$\Delta V = 0 \quad (2-10)$$

Pour un système d'axes orthogonal, l'équation s'écrit :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (2-11)$$

En fait l'expression (2-11) représente le cas le plus général et en même temps le plus compliqué qui est rarement utilisé. En pratique dans les lignes haute tension on a l'équation réduite

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0 \quad (2-12)$$

L'équation (2-12) admet en réalité une famille importante de solutions dont la détermination est plus générale soit, alors la fonction analytique f de grandeur complexe  $\zeta = x + jy$  ( $j = \sqrt{-1}$ ), nous remarquons que :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = f''(x + jy) \text{ et } \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} = -f''(x + jy)$$

ce qui vérifie bien (2-12). Donc la fonction f ( $\zeta$ ) associée à chaque point de l'espace la valeur du potentiel complexe correspondante.

- Dans le cas d'un faisceau de n conducteurs (fig 2-8), la fonction est donnée par [2]:

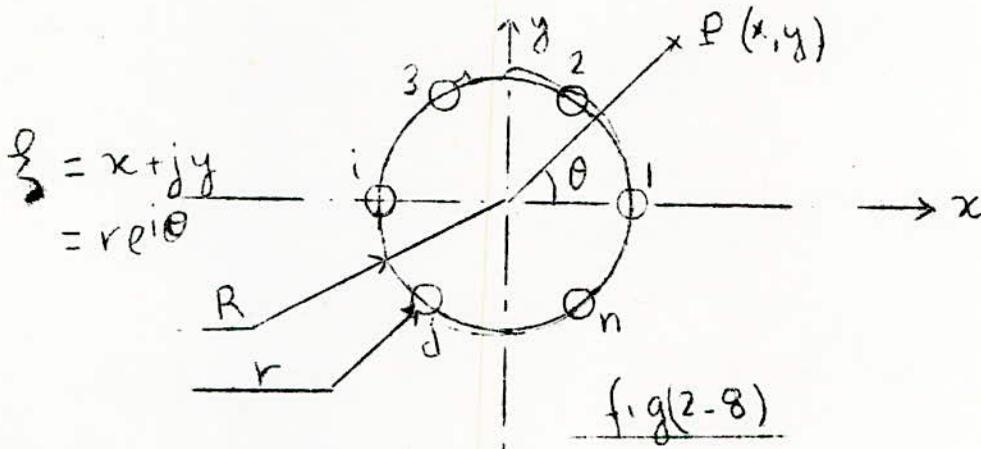
$$f(\zeta) = \frac{q}{2\pi\epsilon} \left[ \sum_{i=1}^n \ln \left( \zeta - \frac{1}{\zeta} D e^{j(i-1) \frac{2\pi}{m}} \right) \right] \quad (2-13)$$

où  $\phi_i(\xi_i) = \ln \left[ \xi - \frac{1}{2} D^i e^{(i-1)2\pi/n} \right]$  représente le potentiel du conducteur élémentaire  $i$

$n$  : nombre de conducteurs du faisceau

$D$  : diamètre du cercle circonscrit

$q$  : charge d'un conducteur élémentaire du faisceau



En remplaçant la somme des logarithmes par le logarithme produit, l'équation (2-13) devient :

$$\phi(\xi) = \frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \left( \xi^n - \left(\frac{1}{2} D\right)^n \right) \quad (2-14)$$

Dans le voisinage immédiat de conducteurs les surfaces équipotentiellles sont sensiblement des cylindres; ainsi dans le cas où le rayon  $r$  des conducteurs coincide avec une telle équipotentielle, le potentiel d'un conducteur du faisceau est alors donné par la valeur de  $\xi$  qui correspond à un point de sa surface; par exemple pour le conducteur I :

$$\xi = \frac{1}{2} D + r \quad (\text{partie imaginaire nulle})$$

Etant donné que  $r$  est relativement petit par rapport à  $D$ , il est possible de développer  $\xi^n$  par la formule du binôme de NEWTON et en négligeant les termes en  $r^i$  pour  $i > 1$  on obtient :

$$\xi^n = \left(\frac{D}{2} + r\right)^n = \left(\frac{1}{2} D\right)^n + nr \left(\frac{1}{2} D\right)^{n-1} \quad (2-15)$$

En introduisant (2-15) dans (2-14) on trouve d'après [2] l'expression du potentiel à la surface du conducteur élémentaire :

$$\int (\frac{Q}{S_1}) = V = \frac{Q}{2\pi\epsilon m} \ln \left[ nr \left( \frac{D}{2} \right)^{n-1} \right] \quad (2-16)$$

Avec  $Q = nq$  charge linéique totale du faisceau.

D'après (2-16), on peut assimiler le faisceau de conducteurs à un seul conducteur cylindrique équivalent de diamètre  $D'$  et de même charge  $Q$  telle que :

$$D' = \left[ nr \left( \frac{D}{2} \right)^{n-1} \right]^{1/n}$$

ou bien

$$D' = D \sqrt[n]{\frac{2nr}{D}} \quad (2-17)$$

c'est-à-dire

$$r' = R \sqrt[n]{\frac{2nr}{R}} \quad \text{avec } D' = 2r'$$

$r'$ : rayon équivalent

Donc on peut tirer comme première conclusion, que le faisceau de conducteurs se comporte vis à vis de la charge comme un cylindre unique de diamètre  $D'$  ; ce qui permettra de calculer sa capacité donc sa charge, de même que le champ à la surface de l'un de ses conducteurs.

Immédiatement,  $E_{max}$  au niveau du conducteur est :

$$E_{max} = \left( -\frac{dV}{dr} \right)_r = \frac{Q}{2\pi\epsilon n} \quad (2-18)$$

- En pratique, on a au moins deux faisceaux (pour les systèmes triphasés trois), ce qui donne pour la capacité fig(2-9).

$$Q = C U = C 2 V$$

$$C = \frac{Q}{2 V} = \frac{\pi \epsilon}{\ln 2a/D'} \quad (2-19)$$

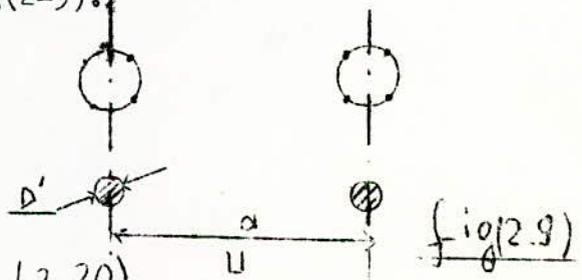
avec  $U$  : tension entre phases du système biphasé

$V$  : tension simple

et par la même occasion  $Q = \frac{U \pi \epsilon}{\ln 2a/D'} \quad (2-20)$

En portant (2-20) dans (2-18)  $E_{max}$  s'écrit :

$$E_{max} = \frac{Q}{2\pi\epsilon nr} = \frac{U}{2nr \ln 2a/D'} \quad (2-21)$$



Remarquons que, le champ électrique à la surface d'un conducteur élémentaire d'un faisceau est toujours plus petit que la valeur dû à la surface d'un seul conducteur pris à part, en effet pour un système biphasé on a fig(2-10)

$$E_{mc} = \frac{U}{2r \ln \frac{a}{r}} \quad \text{et} \quad E_{mf} = \frac{U}{2nr \ln(2a/D')}$$

où  $E_{mc}$  : champ électrique d'un conducteur pris seul

$E_{mf}$  : champ critique du même conducteur pris dans un faisceau électrique

$$\frac{E_{mf}}{E_{mc}} = \frac{1}{n} \frac{\ln a/r}{\ln 2a/D'} = \delta \% \quad (\delta < 100\%)$$

Donc  $E_{mf} = \delta \% E_{mc}$  (2.22)

( pour un même  $a$ , même  $U$  et même  $r$  du conducteur élémentaire)

Pour illustrer cela, considérons un exemple soit une ligne haute tension avec conducteurs en faisceaux définis par les paramètres ; (fig. 2.11)

$n = 2$ ;  $r = 0,25 \text{ cm}$ ;  $S = 50 \text{ cm}$   $a = 5 \text{ m}$

on a  $D = \frac{S}{\sin \frac{\pi}{2}} = S = 50 \text{ cm}$

$$D' = D \sqrt{\frac{2nr}{D}} = 50 \sqrt{\frac{4 \cdot 0,25}{50}} = 2,23 \text{ cm}$$

$$\text{d'où} \quad \frac{E_{mf}}{E_{mc}} = \frac{1}{2} \frac{\ln \frac{5 \cdot 10^2}{0,25}}{\ln \frac{10 \cdot 10^2}{2,23}} = 0,62$$

Soit  $E_{mf} = 62\% E_{mc}$

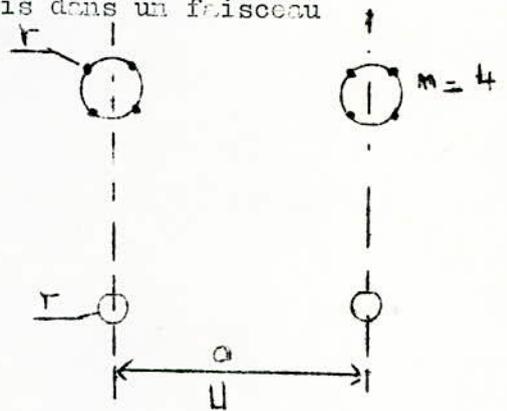


fig 2.10

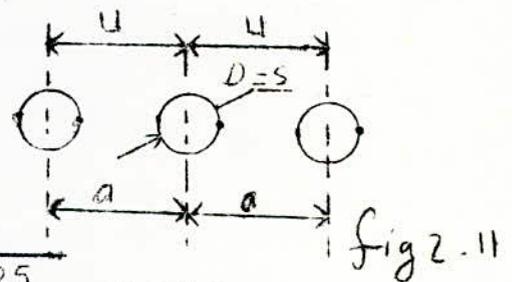


fig 2.11

C'est à dire, en adoptant la ligne de transport de haute tension en faisceaux, le champ à la surface d'un conducteur du faisceau est réduit presque de 40 % par rapport au champ d'un seul conducteur pris à part, pour la même distance et la même tension.

Ce qui diminue les phénomènes d'ionisation autour du conducteur du faisceau donc la réduction de pertes par effet couronne et de perturbations.

Comme on vient de le voir, un faisceau de conducteurs peut être assimiler à un seul conducteur équivalent défini comme indiqué plus haut. Ainsi en combinant les résultats déjà obtenus dans le tableau établi pour les conducteurs simples, on peut dresser un autre tableau pour les conducteurs en faisceau avec la formulation :  $E_{max} = k' U$  où  $k'$  dépend des dimensions géométriques des conducteurs en faisceau ainsi que de leurs positions (voir tableau II-2).

2-4 CHAMP CRITIQUE - FORMULE DE PEEK

Comme on l'a déjà vu, l'effet couronne apparaît lorsque le gradient superficiel dépasse une certaine valeur dite valeur critique du champ; cette valeur est liée non seulement à l'état du gaz avoisinant, mais aussi au rayon du conducteur. Les lois de l'effet couronne ont été étudiées par divers auteurs; notamment par PEEK [8] qui donne une formule empirique du champ critique soit:

$$E_c = E_0 \left( 1 + \frac{k_f}{\sqrt{sr}} \right) \text{ en } kV_{eff}/cm \quad (2-23)$$

avec  $E_0$  : valeur de crête du champ  
 $k_f$  : coefficient dépendant de la forme des électrodes

$$\delta = \frac{3,92 P}{273+t} \quad \text{densité relative de l'air à la pression } p \text{ (cm de Hg) et la température } t \text{ en } (^\circ C)$$

D'après [8], pour les rayons  $r$  tels que  $0,7 < r < 2,5$  (cm) :

$$E_c = 30 \delta^{2/3} (1 - 0,07 r) kV_{eff}/cm \quad (2-24)$$

Les formules établies ci-dessus sont valables pour un conducteur cylindrique parfait (propre, lisse....) mais en pratique il faut leur affecter un coefficient  $m = m_c$  ; où  $m_c = m_p \cdot m_g$  ( $m_c < 1$ ) (voir Chapitre I) ce qui permettra la correction de  $E_c$  , avec  $E'_c = m_c E_c$  (2-25)

2-4-I Variation du champ critique en fonction du rayon

Comme on l'a déjà noté, le champ critique ne dépend pas uniquement de l'état du gaz, mais aussi du rayon du conducteur. Pour ce faire on se place dans le cas où  $m=1$  (conducteur lisse et propre);

$$\delta = 1 \quad \text{et} \quad k_f = 0,308$$

La formule de Peek devient alors :

$$E'_c = E_c = 30 \left( 1 + \frac{0,3}{\sqrt{r}} \right) \text{ en } kV_{max} / cm \quad (2-26) \text{ (voir fig 2-I2)}$$

Systèmes à faisceaux de conducteurs	$K' (Cm^{-1})$
	$\frac{1}{nr \ln \frac{4h}{D'}}$
	$\frac{1}{2nr \ln \frac{2a}{D'}}$
	$\frac{1,15}{2nr \ln \frac{2a}{D'}}$
	$\frac{1,19}{2nr \ln \frac{2a}{D'}}$
	$\frac{1,19}{2nr \ln \frac{4h \alpha}{D'}}$

Tableau II - 2

$\alpha$ : voir fig(2.13.)

$r$ ( cm )	0,25	0,5	1	2	3	4	5
$E_c$ (kV/cm)	48	43	39	36,4	35	34,5	34

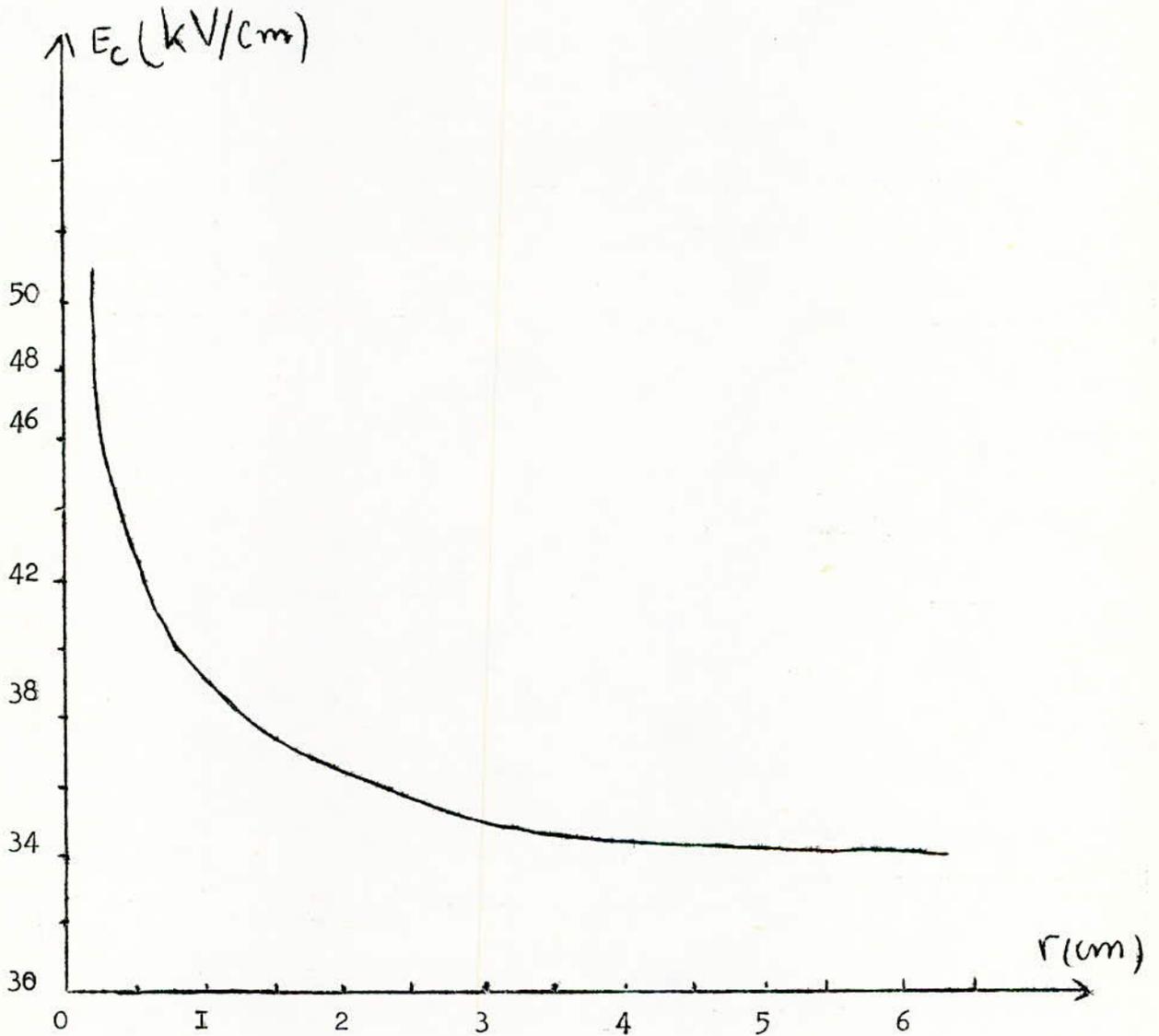


Fig.2-12 Variation de  $E_c = f(r)$  [ 9 ]

Le coefficient  $k_f$  définit l'uniformité du champ électrique d'un conducteur, il est égale à 1 pour un champ électrique uniforme (condensateur plan).

Pour les cylindres parallèles  $k_f = 0,308$  et  $k_f = 0,308$  pour les cylindres coaxiaux.

$E_0$  dépend aussi des types de cylindres:

$$E_0 = 30 \text{ kVmax/ cm pour les cylindres parallèles}$$

$$\text{et } E_0 = 3I \text{ kVmax/ cm pour des cylindres coaxiaux.}$$

## 2. 5 Tension de seuil de l'effet couronne:

Etant donné le peu de précision sur  $m_c (=m)$ , on peut formuler une expression semi-empirique combinée entre le gradient superficiel qui est de la forme  $E_{\max} = kU$  (voir tableau II-1 et II-2) et la formule de PEEK.

Pour déterminer la tension critique  $U_s$  correspondant à  $E_0$  :

$$m_c \cdot E_0 = E_{\max} = kU_s$$
$$\text{ou } U_s = m_c \cdot E_0 / k = \frac{m_c}{k} \cdot E_0 \delta \left( 1 + \frac{K_f}{\sqrt{\delta r}} \right)$$

$$U_s = E_0 \frac{m_c \delta}{k} \left( 1 + \frac{K_f}{\sqrt{\delta r}} \right) \quad (2.27)$$

Dans le cas des conducteurs en faisceau, le rayon pris en considération dans la formule de PEEK est celui du conducteur élémentaire, là où le champ maximal a été déjà calculé.

PERTES PAR EFFET COURONNE3-1 Généralités:

On distingue deux types de pertes dues à l'effet couronne:

Les pertes par ionisation de l'air et les pertes dues au déplacement des charges d'espaces, ainsi formées, au voisinage du conducteur.

L'énergie mise en jeu lors de l'ionisation de l'air au voisinage du conducteur est pratiquement négligeable devant l'énergie nécessaire au déplacement des charges d'espace.

3-2 Mécanisme de formation des pertes par effet couronne

Quelque soit le mode d'émission de charges, le phénomène fondamental est toujours lié à la dissociation des atomes en électrons et en ions positifs; les charges de signe contraire à celles du conducteur sont instantanément attirées vers celui-ci et neutralisées; par contre les charges de même signe que le conducteur sont repoussées vers l'extérieur et entraînées par le champ où elles vont agglomérer des molécules neutres du gaz pour former de gros ions. Tout se passe, comme si le conducteur émettait, sous l'effet du phénomène d'ionisation, des ions lourds de même signe que lui. Le déplacement de ces ions lourds dans le champ électrique est la cause physique des pertes couronnes; l'énergie étant dissipée par frottement de ces ions contre les molécules neutres de l'air. Le mouvement de ces ions va engendrer dans le conducteur, par induction électrostatique, un courant qui possède une composante fondamentale en phase avec la tension. Par l'intermédiaire de cette composante s'effectue le transfert d'énergie mécanique en énergie électrique, et de cette façon l'énergie dissipée mécaniquement est fournie sous sa forme électrique [4]

Dans les lignes de H.T., les pertes couronnes apparaissent aussi bien pour des tensions inférieures à la tension critique ( où on parle alors de pertes localisées ), que pour des tensions supérieures à la tension critique ( ce cas est celui des pertes généralisées ).

3-3 Pertes en régime localisé

La plupart des mesures effectuées sur les lignes expérimentales montrent que les pertes couronnes prennent naissance à des tensions inférieures à la tension critique.

Dans ce régime, l'établissement de lois pour le calcul des pertes est très difficile, car la variation de l'état surface masque en grande partie l'influence des paramètres électriques et géométriques du conducteur.

Le champ électrique superficiel influence les pertes dues à l'effet couronne. Cette influence <sup>est due</sup> à des phénomènes assez complexes et multiples qui correspondent à une combinaison des divers modes d'émission de charges dans l'espace.

Les grosses aspérités du conducteur commencent une activité d'ionisation bien avant que le champ électrique critique ne soit atteint. La quantité de charges émises par ces aspérités croit avec le champ appliqué et lorsque le champ superficiel de conducteur **croit d'une** manière progressive, des aspérités de plus en plus petites entrent elles aussi en activité et émettent à leur tour des charges. Ces aspérités sont le siège d'aigrettes de plus en plus intenses parce que se développant dans un champ plus fort et fournissent d'avantage de charges. Il résulte de la combinaison de ces deux phénomènes une loi de croissance des pertes représentée par [4] :

$$P_2 / P_1 = 10^7 (E_2^* - E_1^*) \quad (3-I)$$

Dans laquelle  $P_2$  et  $P_1$  sont les pertes engendrées par un conducteur soumis à deux champs superficiels différents  $E_2$  et  $E_1$  exprimés en valeur relative ( $E^* = E/E_c$ ).  $E$ , valeur de crête du champ appliqué;  $E_c$ , champ critique donné par PEEK.

### 3-4 Pertes en régime généralisé

Dans ce régime, les charges d'espace deviennent suffisamment denses pour réagir sur les charges portées par le conducteur, c'est à dire sur le champ électrique superficiel qui se trouve ainsi modifié. Le phénomène d'émission est alors soumis à un mécanisme de régulation décrit comme suit:

Toute nouvelle émission, en augmentant la quantité de charge, provoque un accroissement de la charge de signe opposé induite sur le conducteur, d'où une diminution du champ superficiel et un freinage de l'émission. Le champ superficiel **réel** du conducteur en définitive ne peut pas dépasser la valeur de  $E_c$ , car tout dépassement de cette valeur entraîne une génération de nouvelles charges d'espaces. L'émission ne dépend plus des caractéristiques des sources d'ions mais dépend de la quantité et du mouvement des charges déjà émises; dans ces conditions le calcul des pertes est accessible [I].

### 3-5 Prédétermination des pertes couronnes

#### 3-5-I Prédétermination des pertes des conducteurs secs:

Ce sont des prédéterminations faites dans le cas où les conducteurs <sup>S</sup>secs sont soumis à des champs modifiés et inférieurs à 20 ou 22 kV/cm en valeur efficace, ceci représente la majeure partie des lignes H.T et T.H.T en beau temps.

Des études très poussées dans la station des Renardières (France) ont abouti à une formule plus simple, donnée par [ I ]

$$P(W/m) = \rho_0 r^{1,8} (n+6)^2 10^7 (E^* - 0,7) \quad (3-2)$$

ou  $\rho_0 = 1,5 \cdot 10^{-2} W/m$  pour des conducteurs neufs et sales

$\rho_0 = 1,5 \cdot 10^{-3} W/m$  pour des conducteurs vieillis et propres

$r$  = rayon du conducteur élémentaire (cm)

$n$  = nombre de conducteurs élémentaires

$E^* = \frac{E}{E_c}$  champ relatif;  $E_c$  champ de PEEK

$E$  : champ superficiel maximal de fonctionnement.

En regroupant  $\rho_0 \cdot 10^7 (E^* - 0,7) = P_0$ , telle que  $P_0$  est fonction de  $E^* = E/E_c$ ; ceci conduit à donner une abaque (voir fig 3-1) permettant de déterminer instantanément le domaine des pertes possibles d'un faisceau de conducteurs (fig 3-1).

### 3-5-2 Prédétermination des pertes sous pluie

Elles sont faites, en pratique, lorsque les lignes de H.T. et T.H.T sont dans des conditions atmosphériques mauvaises: brouillard épais, neige ou en pluie; ou bien lorsqu'un très grand nombre de gouttes d'eau attachées aux conducteurs constituent autant de sources d'ionisations.

Dans ce cas les pertes couronnes sont données par la formule [ I ]

$$P = k \cdot P_n \quad (W/m) \quad (3-3)$$

$$\text{où } k = (nr \beta)^2 \frac{(2,52 - \log r') (\log \rho - \log r')}{2,52 - \log \rho} \quad (\text{en } W/W)$$

$n$  : nombre de conducteurs

$r$  : rayon des conducteurs (cm)

$r'$  : rayon équivalent du faisceau (cm)

$\beta = 1 + 0,308 / \sqrt{r}$  (facteurs de PEEK)

$\rho = 25 \sqrt{n r}$  ( rayon des charges d'espace) (cm)

$P_n$  = pertes réduites données par l'abaque (fig 3-2) en W/m

$P$  = pertes réelles en (W/m)

Remarques concernant le champ superficiel  $E$  qui intervient dans le calcul du champ relatif (voir tableau 3-3)

nombre de conducteurs (n)	champ superficiel
I	$E = E_{max}$
2 à 4	$E = E_{moyen}$
6 à I2	$E = \frac{2 E_{moy} + E_{max}}{3}$

où  $E_{moy}$  est donné en fonction de  $E_{max}$  par la formule [4].  
 $E_{moy} = E_{max} / (I + (n-I)r/R)$

Tableau(3-3) [I]

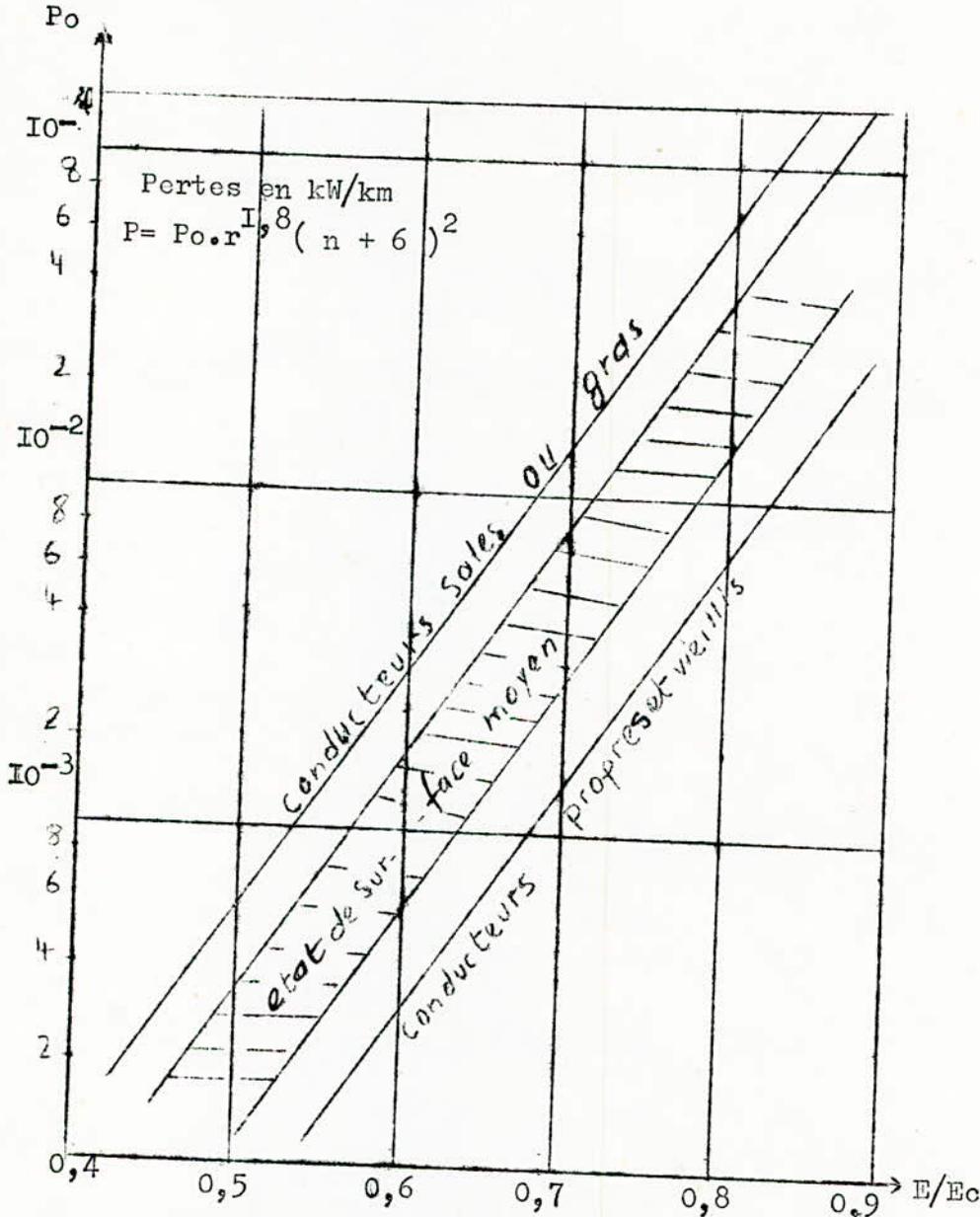
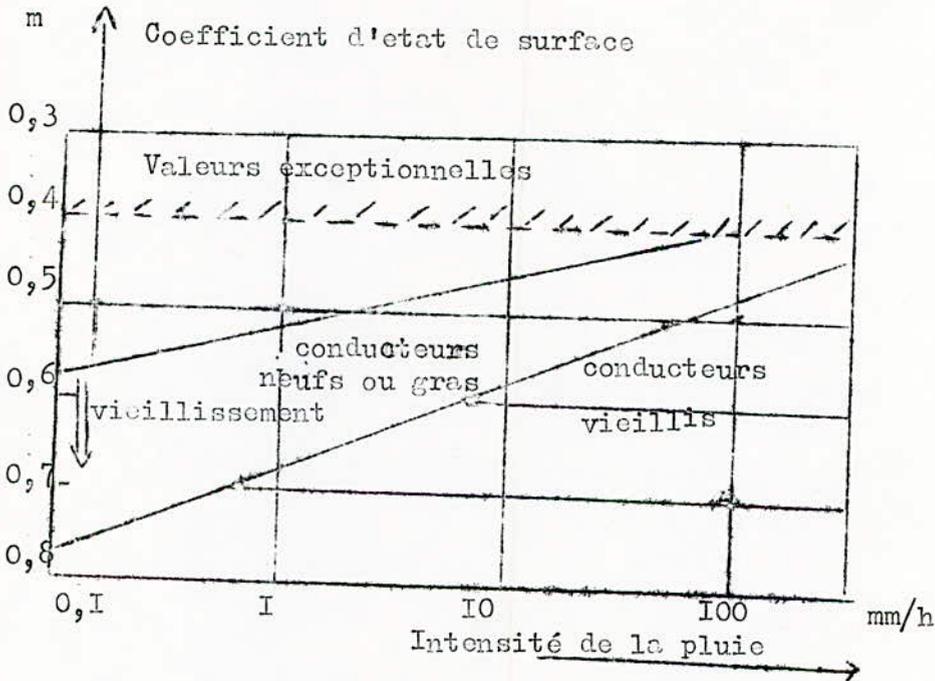
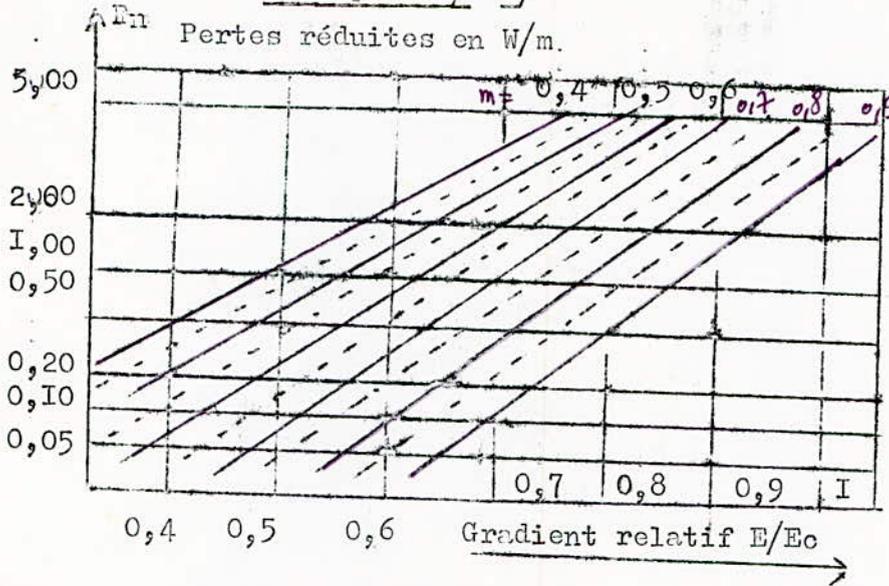


Fig 3-I Abaque de prédétermination des pertes de conducteurs secs

Fig 3-2 Abaques de prédetermination des pertes de conducteurs sous pluie [I]



### 3-6 Dispositifs de mesure des pertes couronnes

Les pertes dues à l'effet couronne d'une ligne H.T. peuvent varier dans une plage allant de quelques centaines de Watts à plusieurs Kilowatts par kilomètre. Les recherches effectuées pour l'amélioration du calcul des pertes avec une certaine précision en fonction de la tension par beau temps, et l'obtention d'indications continues des variations de ces pertes lors des perturbations atmosphériques ont abouti à la définition de plusieurs méthodes de mesure dont celle du pont de SCHERING. La mesure des pertes à l'aide de ce pont s'effectue au moyen d'une tension monophasée des conducteurs par rapport à la terre. Ce dispositif convient bien pour la mesure des pertes sur des lignes courtes et pour l'examen des phases initiales de la décharge couronne. Pour la protection de l'appareillage contre les effets de champ électrostatique, et par mesure de sécurité, on place le dispositif de mesure dans une cage de FARADAY.

Dans ce type de mesure l'équilibrage du pont nous donne la valeur du facteur  $\text{tg } \delta$  et celle de la capacité  $C$ , par conséquent les pertes sont :

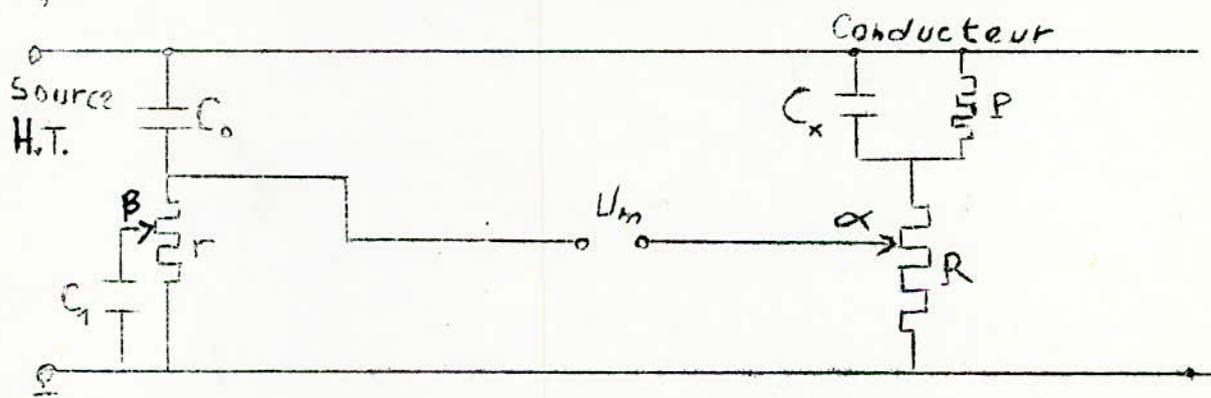
$$P = U C \omega^2 \text{tg } \delta \quad (3-4)$$

avec  $U$  : tension d'essai

$\omega$  : pulsation de la ligne

Actuellement, dans les grandes stations expérimentales les pertes par effet couronne sont mesurées au moyen d'un pont de SCHERING automatique sans aucune intervention manuelle (fig 3-3)

Fig 3-3 Schéma de principe d'un pont de SCHERING Automatique [I]



Où on définit :

$C_0$  : capacité étalon sans pertes

$r$  : Potentiomètre de mesure des pertes

$R$  : Potentiomètre de mesure de la capacité

$C_1$  : Capacité de mesure des pertes

$C_x$  : Capacité du conducteur à H.T.

$P$  : Résistance fictive des pertes telle que  $\frac{1}{C_x P \omega} = \text{tg } \delta$

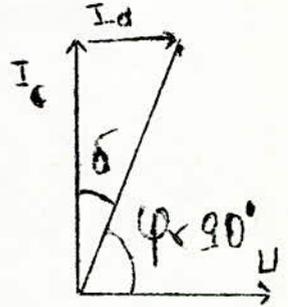
$\alpha < \beta < 1$  : fractions des potentiomètres prises par les curseurs

l'équilibrage du pont donne :

$$C_x = C_n \frac{r}{\alpha R} \frac{1 + \beta^2 \theta^2 (1 - \beta)}{1 + \beta^2 \theta^2}$$

$$\text{tg } \delta = \frac{\beta^2 \theta}{1 + \beta^2 \theta^2 (1 - \beta)}$$

ou  $A = r C_n \omega$



- La variation de  $R$  donne la capacité à mesurer par annulation de la composante en quadrature. La variation de  $C_I$  donne le facteur  $\text{tg } \delta$  par annulation de la composante en phase.

3-7 Mesures à prendre dans le cas du mauvais temps

La pluie, le brouillard ou la neige multiplient les aspérités du conducteur en déposant sur sa surface des gouttes d'eau; le nombre d'aigrettes alors augmente et la charge d'espace ainsi formée devient considérable, ce qui a pour conséquence l'élévation des pertes couronnes à un niveau non négligeable et économiquement gênant. Ce qui nécessite une adjonction de puissance supplémentaire dans les lignes de H.T. en vue de compenser ces pertes; ceci est fait dès que le niveau d'eau tombée s'élève à une certaine hauteur.

Notons que les conséquences du mauvais temps sur les lignes de H.T. sont telles que [7] :

- la tension critique se réduit au 1/3 à celle d'un temps sec
- les pertes couronnes sont estimées au 1/10 des pertes Joules.

PERTURBATIONS RADIOELECTRIQUES

4-1 Généralités

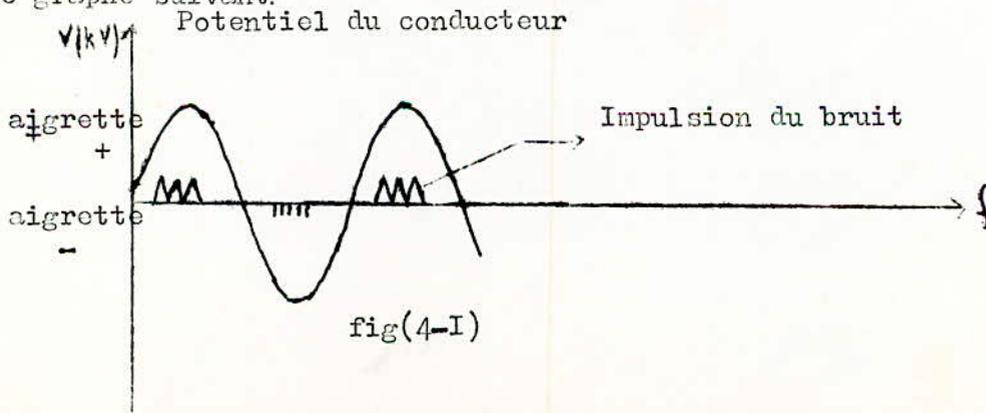
Certaines perturbations causées aux postes récepteurs (Télévision, Radio) peuvent provenir des décharges couronnes qui apparaissent dans les lignes de H.T. Ces perturbations se transmettent jusqu'au récepteur perturbé soit directement, par rayonnement électromagnétique capté par l'antenne du récepteur, soit par l'intermédiaire du réseau de distribution électrique lui-même et entrent dans le récepteur par son alimentation.

Pour les perturbations arrivant par l'alimentation, elles peuvent être neutralisées à l'aide d'un condensateur placé à l'entrée de l'alimentation (c'est un filtre laissant passer uniquement la fréquence du réseau, et qui constitue un court circuit pour ces perturbations). Cependant grâce à l'amortissement suffisamment grand du réseau, le niveau de ces perturbations n'est pas très gênant. Par contre les perturbations rayonnées sous forme d'ondes électromagnétiques dans l'air, elles sont gênantes; la seule solution pour remédier à cette gêne consiste à éloigner ces lignes des zones agglomérées [9]

4-2 Définition énergétique du bruit

En général, l'intensité instantanée d'un bruit varie continuellement de façon désordonnée; mais lorsque son énergie moyenne évaluée pendant une durée T suffisamment longue (par exemple une seconde) est constante, on dit d'un tel bruit qu'il est aléatoire stationnaire [4]

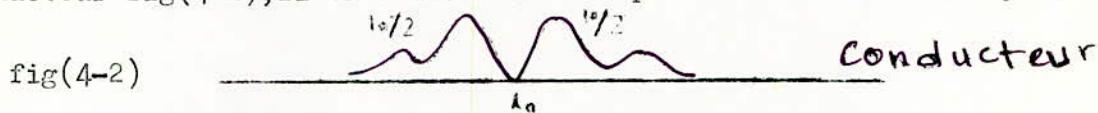
Quand au bruit dû à l'effet couronne il possède les mêmes caractéristiques que celles du bruit défini ci-dessus à la seule différence que le bruit d'effet couronne n'existe que pendant les périodes de formation des aigrettes c'est à dire pendant une fraction (2 à 5 millisecondes) d'alternance de haute tension. Les aigrettes positives provoquent un bruit beaucoup plus important que celui des aigrettes négatives comme l'illustre le graphe suivant:



### 4-3 Mécanisme des Perturbations

Il est très bien expliqué par l'équipe de recherches sur l'effet couronne des Renardières (France). Nous le résumons dans ce qui suit :

Le phénomène fondamental des perturbations " couronnes " est la formation d'un champ perturbateur à large spectre; en effet la formation et le déplacement des charges d'espace provoquent une modification de la distribution des potentiels électrostatiques, d'où résultera l'émission d'une onde électromagnétique; ce rayonnement du type sphérique s'atténue en  $1/r^2$  (  $r$  : distance d'un point de l'espace au conducteur ) et sa contribution au champ perturbateur a été reconnue négligeable. Par contre le déplacement de ces charges induit un courant qui se répartit par moitié de part et d'autre de l'aigrette engendrée en un point du conducteur fig(4-2), il en résulte deux impulsions de courants symétriques



se propageant en sens inverse le long du conducteur. Ces impulsions peuvent être représentées par le spectre de Fourier. Les composantes du spectre peuvent différer selon leur fréquence :

--tant que les dimensions de la ligne sont négligeables devant la longueur d'onde associée à une composante spectrale, la propagation transversale des potentiels est alors négligeable. Dans ce cas la composante du courant est associée à un système de deux champs orthogonaux; l'un électrique et l'autre magnétique se propageant le long de la ligne. Ils forment une onde plane guidée par le vecteur de Poynting parallèle à la ligne. Cette onde subit une déformation et une atténuation le long de son trajet sur la ligne. Comme cette atténuation est relativement faible, on est alors certain que le phénomène perturbateur est dû à la composition des effets de toutes les aigrettes réparties sur la ligne et non à l'effet direct des aigrettes proches.

--Si la longueur d'onde se rapproche des dimensions de la ligne, l'étude du mécanisme de propagation s'apparente aux études de rayonnement des antennes. Une partie de l'énergie est rayonnée directement sous forme d'onde électromagnétique et par conséquent la partie guidée du spectre est fortement atténuée. C'est ainsi que les composantes spectrales très élevées ( fréquence de TV ) ne sont pratiquement pas guidées mais entièrement rayonnées.

En effet les expériences faites aux Renardières, ont confirmées que les perturbations en fréquence de télévision ne sont jamais propagées par les lignes de très haute tension et que leurs sources n'ont qu'une action locale.

#### 4-4 Principales caractéristiques du champ perturbateur dû à l'effet couronne sur les lignes Haute Tension

##### 4-4-1 Spectre du champ perturbateur:

Le spectre est la variation du niveau perturbateur mesuré en un point donné au voisinage de la **ligne** en fonction de la fréquence. Il résulte de la composition de deux phénomènes:

- Les impulsions de courants engendrées dans les conducteurs par les aigrettes présentent un spectre propre qui dépend de leur forme. Pour des fréquences radiophoniques (0,15 à 30 MHz) où les aigrettes sont prépondérantes, le spectre a une allure sensiblement indépendante de l'amplitude des aigrettes et du diamètre des conducteurs.

- L'atténuation de propagation augmente avec la fréquence. Cet effet modifie le spectre propre des impulsions en accélérant la baisse du niveau perturbateur vers les fréquences croissantes. Les spectres mesurés sont généralement assez irréguliers à cause des fluctuations continuelles de niveau du champ perturbateur au cours d'une mesure. Les discontinuités de la ligne ( pylones, irrégularités de la conductivité du sol, rotation des phases, hauteur de la ligne ) expliquent les irrégularités du spectre mesuré [ 4 ]

La figure ( 4-3 ) donne la variation du champ parasite en fonction de la fréquence.

##### 4-4-2 Profil transversal du champ perturbateur

Le profil transversal est la variation du champ perturbateur en fonction de la distance à l'axe de la ligne, il est caractérisé par une décroissance rapide. Généralement, il est déterminé au niveau du sol à des fréquences inférieures à 10 MHz et pour des distances n'excédant pas 200m. Aux fréquences et distances supérieures, l'effet perturbateur des lignes devient négligeable.

Comme pour les spectres et pour les mêmes raisons, les profils sont aussi assez irréguliers [ I ]

##### 4-4-3 Les distributions statistiques des niveaux perturbateurs

L'étude statistique du champ perturbateur en fonction des longues durées consiste à établir une loi pouvant régir les variations des niveaux perturbateurs au cours du temps.

On présente souvent ces résultats sous forme d'histogramme ou sous forme cumulées. Ces dernières expriment le pourcentage du temps pendant lequel le niveau perturbateur a été inférieur à une valeur donnée. La répartition des mesures de chacun des sous groupes (beau temps, sec, pluie)

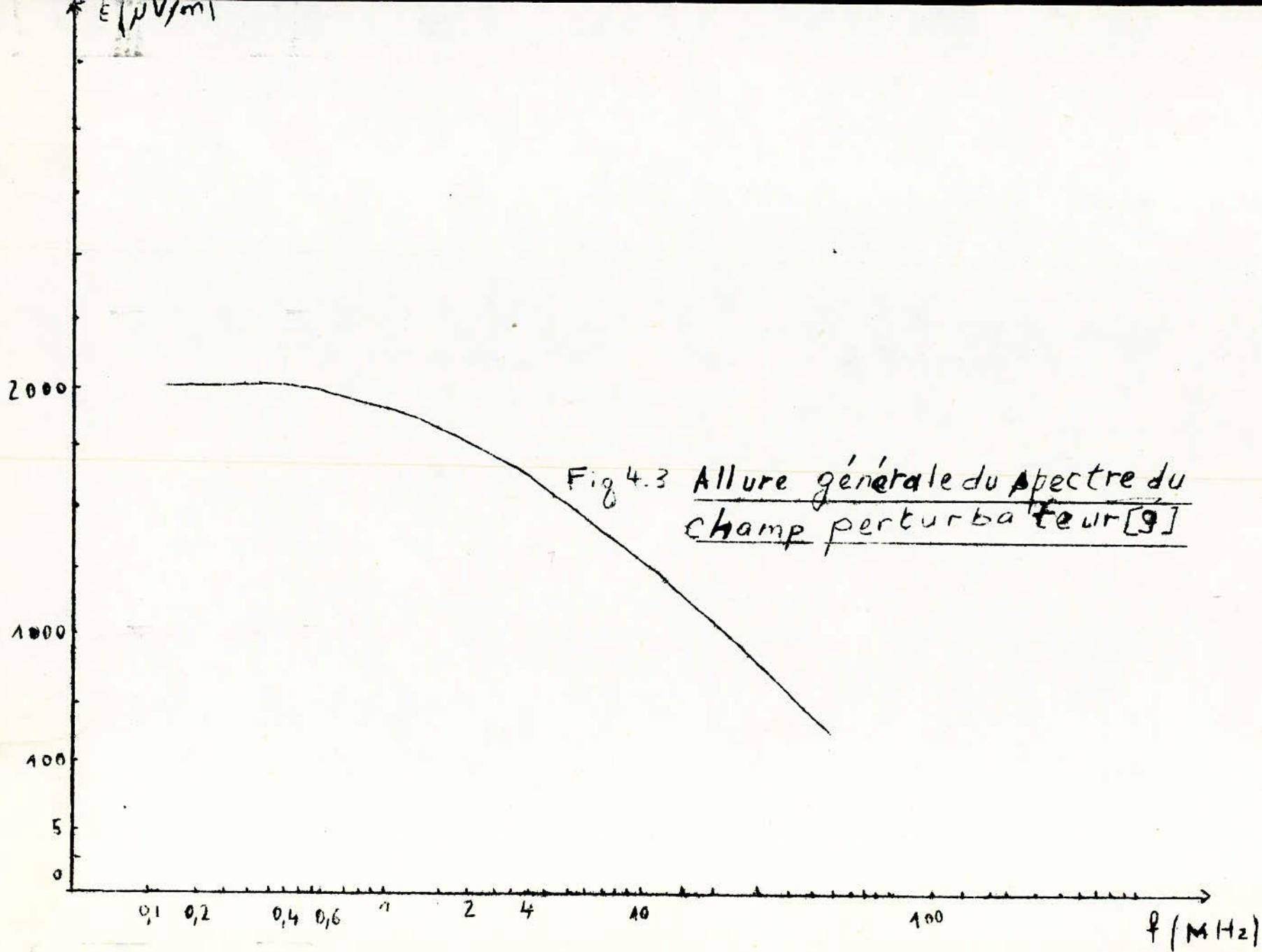


Fig 4.3 Allure générale du spectre du  
champ perturbateur [9]

obéissent sensiblement à une loi de GAUSS [9]

4-5 Facteurs influençant le champ perturbateur

a) Influence de la distance

Le champ perturbateur varie en fonction de la distance horizontale y à la ligne selon la loi suivante [9]

$$(4-1) \quad E_p = \frac{E_0 h^2}{h^2 + y^2} \quad \text{où } E: \text{ est le champ au point d'abscisse } y$$

$E_0: \text{ est le champ maximum au niveau du sol}$   
 $h: \text{ hauteur moyenne de la ligne au dessus du sol}$

On constate que le champ perturbateur décroît rapidement dès que l'on s'éloigne de la ligne.

La mesure ou le calcul du champ perturbateur est effectuée pour une fréquence de référence de 0,5 MHz.

b) Influence de la tension

Lorsqu'on augmente la tension, le champ perturbateur croît d'abord très rapidement puis tend de plus en plus vers une limite lorsque la tension atteint la valeur critique  $U_s$

La limitation des perturbations radioélectriques à un niveau acceptable dans les lignes de haute tension est un facteur très important pour le dimensionnement des lignes.

c) Influence des conditions atmosphériques

Plusieurs travaux ont été effectués dans ce domaine. Parmi les résultats obtenus on peut énoncer le suivant :

- un temps humide ou pluvieux augmente le niveau perturbateur alors qu'un temps sec le réduit. En effet la pluie augmente l'effet couronne, donc on peut s'attendre à une augmentation du niveau perturbateur. En particulier sous pluie les aigrettes apparaissant sur les gouttes d'eau sont une source importante de perturbations radioélectriques. Le champ perturbateur est, par conséquent plus favorisé sous pluie que par temps sec.

d) Influence de l'altitude

La raison physique de l'influence de l'altitude est l'abaissement du champ critique lorsque la densité de l'air décroît, comme le met en évidence la formule de PEK. La variation du niveau perturbateur en fonction de l'altitude est assez bien représentée par l'expression empirique suivante : [I]

$$E_h \text{ (dB)} = E_0 \text{ (dB)} + \frac{h}{300} \quad (4-2)$$

$E_0$  : champ perturbateur au niveau de la mer  
 $E_h$  : champ perturbateur à l'altitude h(m)

e) Influence de l'état de surface du conducteur

L'état de surface du conducteur a une influence sur le niveau perturbateur selon qu'il présente ou non des défauts. Si les surfaces des conducteurs sont lisses et propres les lignes de haute tension ne créent pratiquement pas de perturbations.

4-6 Perturbations causées par l'appareillage de postes et les chaînes d'isolateurs

Vu que notre étude concerne pas spécialement les perturbations et leurs sources, on se contentera ici de dire que l'appareillage de postes et les chaînes d'isolateurs peuvent être des sources de perturbations. Leur contribution est négligeable lorsque le conducteur est de faible section poluée avec des chaînes d'isolateurs de bonne qualité et avec anneau de garde. Cependant elle devient importante lorsque le conducteur est de grande section mais les chaînes sont avec cornes.

4-7 Méthodes de prédétermination des niveaux perturbateurs

Il existe deux méthodes pour la prédétermination du niveau perturbateur, les méthodes empiriques et les méthodes analytiques.

Pour les méthodes empiriques, leur principe consiste à comparer à une ligne parfaitement connue et choisie comme référence la ligne dont on veut estimer le niveau perturbateur. Le niveau de référence est corrigé en fonction des différents paramètres électriques et géométriques qui différencient la ligne étudiée et la ligne de référence [ 4 ]

Ces méthodes empiriques se distinguent les unes des autres par la façon dont le niveau de référence est défini et par le nombre de paramètres en jeu à savoir : le gradient superficiel, le rayon des conducteurs, leur nombre s'il s'agit d'un faisceau et finalement la distance directe entre le point de mesure et le conducteur le plus proche.

Les méthodes analytiques sont beaucoup plus récentes (1968). Elles s'efforcent de reconstituer les mécanismes de formation du champ perturbateur, en partant du phénomène générateur primaire et en prenant en compte tous les paramètres de la ligne. Les travaux effectués par les chercheurs de l'E.D.F., ont permis de développer un procédé de calcul d'une haute précision. Leur inconvénient réside dans leur mise en oeuvre du fait qu'elle nécessite un long calcul; par contre leur intérêt est qu'elles permettent de calculer les profils latéraux de n'importe quelle ligne. Elles permettent aussi de vérifier le domaine de validité des méthodes empiriques.

## CHAPITRE V

### VERIFICATION EXPERIMENTALE AU LABORATOIRE

#### 5-1 Introduction

L'effet couronne est un phénomène de décharges dans les gaz qui prend naissance quand le conducteur est soumis à une certaine tension dite tension de seuil de l'effet couronne ( $U_s$ ). Cette tension dépend de tous les facteurs déjà cités au chapitre I, et en particulier les facteurs géométriques, dont la présente expérience en fera l'objet.

Le manque de matériel dans le laboratoire de H.T. de l'E.N.P.A, a laissé l'expérience s'orienter vers la détection du phénomène couronne visuellement pour chaque faisceau de conducteurs sous tension, dans le système monophasé (conducteur-plan), et ceci, car on dispose uniquement d'un transformateur monophasé de 100kV. En ce sens, l'étude expérimentale des pertes et perturbations par effet couronne, et, d'ailleurs, demande un matériel perfectionné, n'a pas eu lieu.

#### 5-2 Matériel expérimental et modèles

##### 5-2-1 Modèle-support

Pour réaliser cette expérience, on a utilisé un modèle réduit (voir schéma) qui convient le mieux à l'échelle du laboratoire. Le modèle réduit est constitué par une plaque de plexiglass perforée de 12 trous, dont 6 trous sur le cercle de diamètre 8cm et les 6 autres sur le cercle de diamètre 4cm. Cette plaque de plexiglass est montée dans un tripied en bois, de manière à avoir une hauteur faisceau-terre d'environ 1,50mètre. Pour le maintien du faisceau de conducteurs de l'autre bout, on a utilisé également un deuxième modèle similaire au premier.

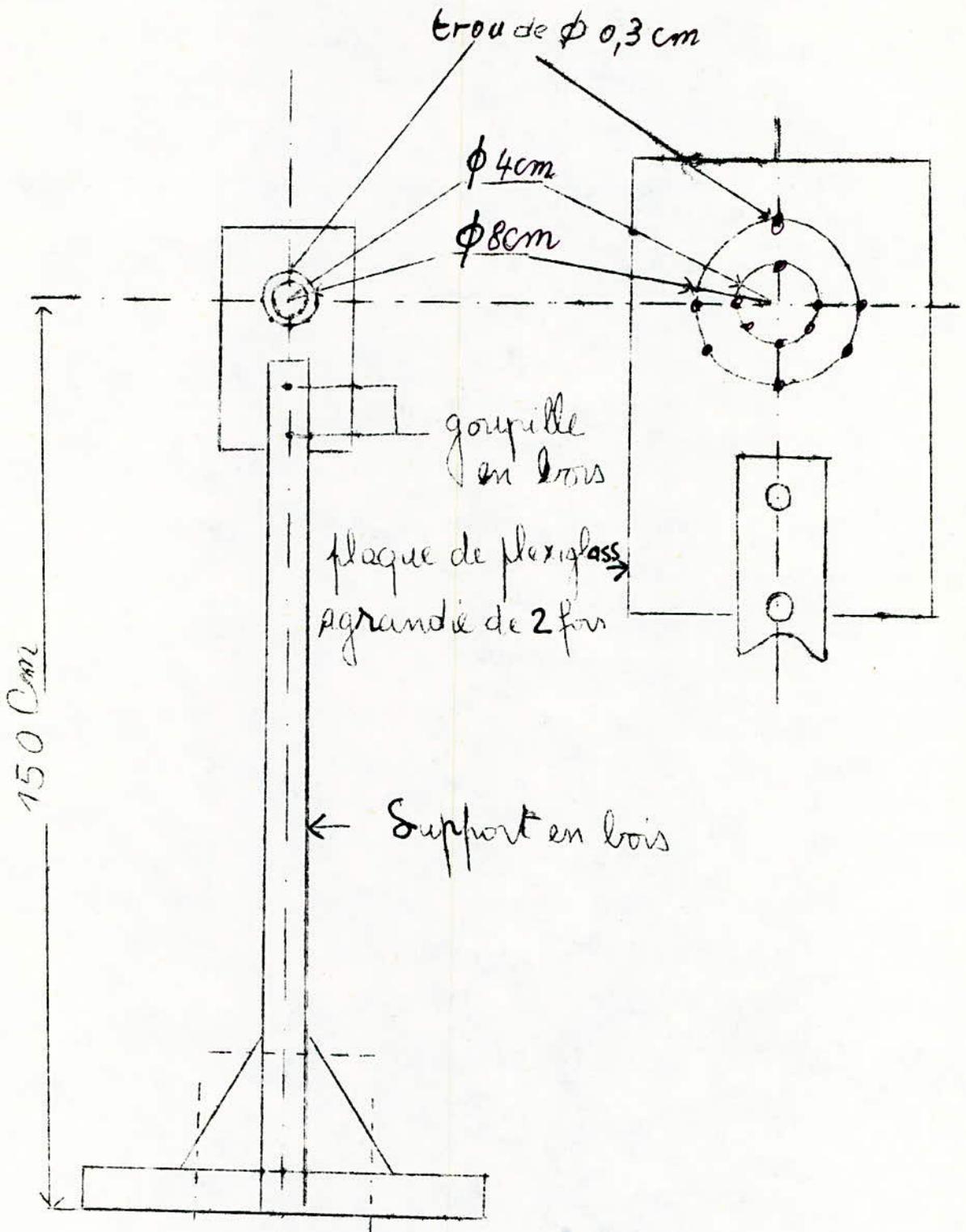
##### 5-2-2 Fils conducteurs

Les conducteurs utilisés au cours de cette expérience ont été choisis de manière à ce que la tension  $U_s$  théorique ne dépasse pas les 100kV du transformateur d'essai; ils sont des fils conducteurs en cuivre (nus) de diamètre variant de 0,017 à 0,180 cm, et dont la longueur par conducteur est d'environ 1,20 mètre.

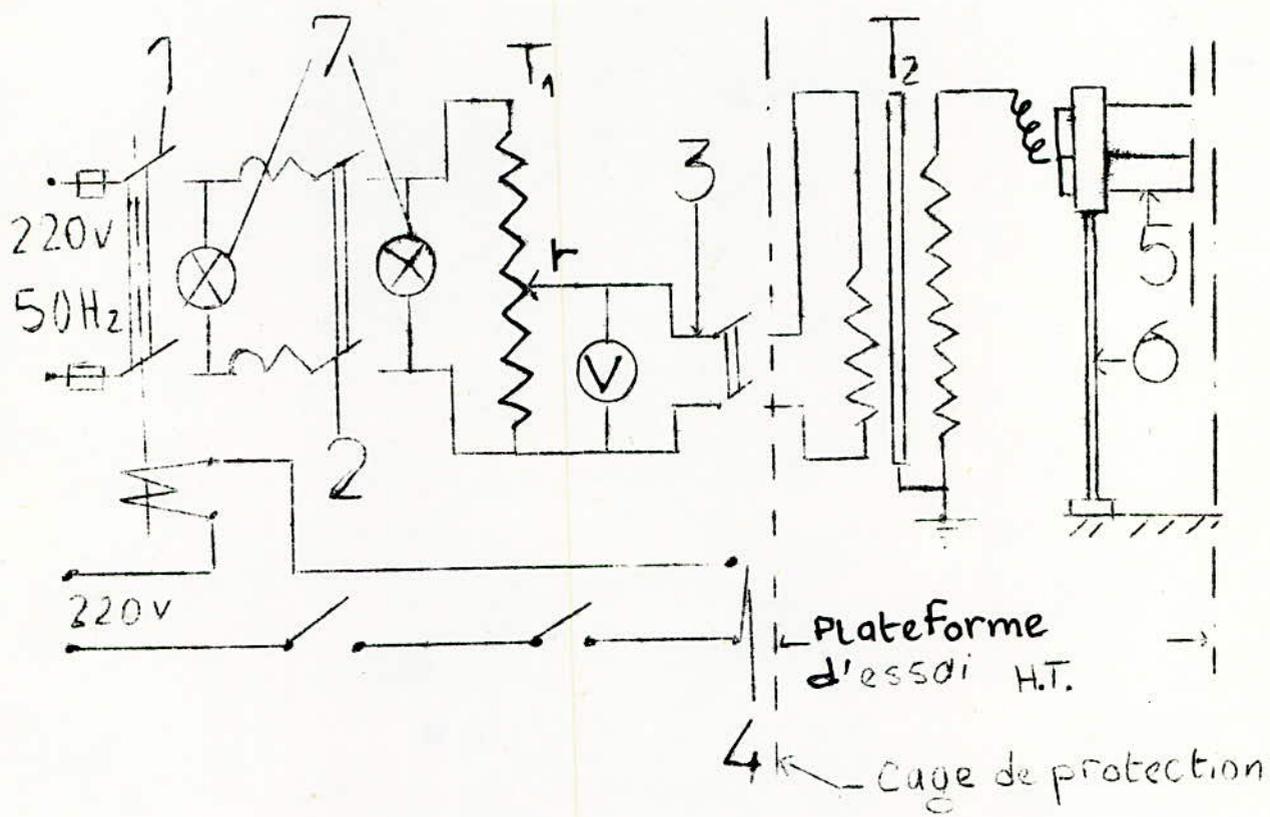
##### 5-2-3 Matériel électrique

Le matériel électrique utilisé lors de cette expérience est composé des éléments indiqués par la fig(5 -I):

- 1,2,3: Disjoncteurs (1 avec protection fusible; 2 avec la protection magnéto-thermique contre surcharge et court-circuit)
- 4 : Contact de protection à l'entrée sur la plateforme d'essai)



Dessin du modèle réduit - Support



Fig(5-I) Schema de l'essai

5 : Faisceau de conducteurs.

6 : Support isolant.

7 : Lampes "temoins".

T<sub>1</sub> : Transformateur de regulation de la tension d'essai avec regulateur  
r.

T<sub>2</sub> : Transformateur d'essai monophasé à 100kV.

V : Voltmètre branché côté basse tension donnant la tension en valeur efficace directement en kV.

### 5-3 Mode opératoire

Après avoir pris en considération toutes les consignes de sécurité, on met sous tension, en partant de 0kV, une configuration de faisceau de conducteurs donnée; à l'apparition de la première décharge couronne qui est caractérisée visuellement par une légère luminescence tout au long des conducteurs, on relève alors la tension correspondante. L'essai est répété quatre fois pour chaque faisceau, afin de prendre une moyenne de quatre lectures différentes sur le voltmètre, et enfin pour mieux encadrer la tension de seuil couronne  $U_s$ .

### 5-4 Resultats de mesures

Les valeurs de  $U_s$  mesurées et corrigées, selon les conditions atmosphériques ambiantes du laboratoire (voir ci-dessous), sont classées dans le tableau (5-1).

Les mesures ont été effectuées dans les conditions atmosphériques suivantes:

#### -Pour les essais 1-2-3-4

-Température  $t_1 = 15 \text{ }^\circ\text{C}$

-Pression  $p_2 = 755 \text{ mm Hg}$

-Humidité relative de l'air = 83%

Le calcul donne  $\delta_1 = 1,010$ ,  $K_{h_1} = 0,996$  et enfin un coefficient global de correction  $K_{g_1} = 1,006$

#### -Pour les essais 5-6-7-8

-Température  $t_2 = 16 \text{ }^\circ\text{C}$

-Pression  $p_2 = 756 \text{ mm de Hg}$

-Humidité relative de l'air = 100%

Le calcul donne  $\delta_2 = 1,008$ ,  $K_{h_2} = 1,038$ , et enfin un coefficient global de correction  $K_{g_2} = 1,047$ .

Pour une étude comparative entre les valeurs calculées (prises pour  $m = 1$ ) et les valeurs expérimentales de la tension  $U_s$  (corrigées), les valeurs du champ critique de PEEK sont ramenées dans les conditions où  $\delta = 1$

et elles sont classées dans le tableau suivant:

d (cm)	0,017	0,025	0,028	0,040	0,060	0,110	0,158	0,180
Ec (kV/cm)	89,76	77,76	74,60	65,86	57,65	48,10	43,60	42,20

Ec est donné, alors par la formule suivante:

$$Ec = 21,1 \left( 4 + \frac{0,3}{\sqrt{d/21}} \right) \quad (\delta = 1, m = 1) \quad (5-1)$$

Ec en kVeff/cm

Par suite, les valeurs théoriques de Us calculées (voir chapitre III) selon la formule (5-2), sont portées elles aussi dans le tableau (5-1).

La formule donnant  $Us = f(n, D, d)$  est la suivante (pour  $\delta = 1, m = 1$ ):

$$Us = Ec(d) \cdot n \cdot d \ln 4h/D' \quad ; \quad n = 1, 2, 3, 4 \quad (5-1)$$

$$\text{avec } D' = D \sqrt{\frac{n \cdot d}{D}} \quad ; \quad D = 4; 8 \text{ cm}$$

Les figures (5-1; 5-2) donnent les variations de  $Us = f(d)$  pour n et D donnés.

Les figures (5-3; 5-4) donnent les variations de  $Us = f(n)$  pour d et D donnés.

### 5-5 Interprétation et conclusions

Les courbes expérimentales ont une ~~autre~~ <sup>même</sup> allure que les courbes théoriques. Le petit écart existant est dû essentiellement à l'état de surface ( $m \neq 1$ ) qui n'était pas parfait (aspérités, poussières, etc...), l'effet de bord observé surtout pour les diamètres supérieurs à 0,040cm; en effet les décharges apparaissent aux bords bien avant qu'elles apparaissent sur les conducteurs; et finalement à la défaillance de la vision due à la mauvaise couverture du laboratoire.

Vu la manière dont les conducteurs ont été dénudés (bûlés à l'aide d'un bec benzène), des aspérités et des poussières prennent naissance à la surface des conducteurs, ce qui explique la baisse de la tension du seuil couronne mesurée (moyenne de quatre lectures) par rapport à la tension de seuil calculée; en effet la présence de ces irrégularités de surface créent un renforcement local du champ électrique, par conséquent une réduction du niveau de tension. Cette explication est étendue au cas de faisceau de conducteurs de grandes sections, où l'écart entre tension mesurée et tension calculée est très accentué, du fait de la modification du champ

électrique par le mouvement des charges d'espace qui deviennent, dans ce cas, prédominantes.

D'après les courbes tracées, il apparaît que la tension de seuil couronne croît aussi bien avec le diamètre du conducteur qu'avec le nombre de conducteurs élémentaires par faisceau. Cette tension décroît avec le diamètre  $D$  du faisceau pour  $n$  et  $d$  donnés.

En conclusion, on peut dire que la théorie est, dans une large mesure, vérifiée.

N <sup>o</sup>	↓d [cm]	n: nombre de conducteurs	D = 4cm			Conduc- teur Unique	D = 8cm		
			2	3	4	1	2	3	4
1	0,017	U <sub>s</sub> [kV] calcul.	11,30	14,80	18,40	7,99	10,75	13,74	16,82
		U <sub>s</sub> [kV] mesurée et corrigée	11,22	14,91	17,88	8,44	10,63	14,53	16,89
2	0,025	U <sub>s</sub> [kV] cal.	14,00	18,46	23,05	9,79	13,31	17,10	21,03
		U <sub>s</sub> [kV] mes. corr.	13,91	17,38	22,85	9,44	13,41	16,39	20,36
3	0,028	U <sub>s</sub> [kV] cal.	14,92	19,80	24,66	10,42	14,09	18,25	22,49
		U <sub>s</sub> [kV] mes. et corr.	14,41	18,13	23,85	10,17	13,91	16,89	21,86
4	0,040	U <sub>s</sub> [kV] cal.	18,35	24,51	30,68	12,66	17,43	22,81	27,91
		U <sub>s</sub> [kV] mes. et corr.	16,54	22,35	26,83	11,52	16,39	18,88	25,33
5	0,060	U <sub>s</sub> [kV] cal.	23,40	31,48	39,53	15,93	22,19	28,89	35,93
		U <sub>s</sub> [kV] mes. et corr.	20,14	25,54	31,03	13,84	18,14	23,67	27,69
6	0,110	U <sub>s</sub> [kV] cal.	34,18	46,55	58,86	22,76	32,37	42,71	53,62
		U <sub>s</sub> [kV] mes. et corr.	30,55	35,81	43,93	20,05	26,73	33,42	42,97
7	0,158	U <sub>s</sub> [kV] cal.	43,28	59,40	75,42	28,40	40,89	54,27	68,25
		U <sub>s</sub> [kV] mes. et corr.	35,32	43,93	51,56	26,73	34,38	42,97	47,75
8	0,180	U <sub>s</sub> [kV] cal.	47,20	64,70	82,66	30,80	44,60	59,45	74,74
		U <sub>s</sub> [kV] mes. et corr.	38,20	55,38	60,95	30,55	37,71	53,48	60,17

Tableau (5-1) de Valeurs

fig 51 COURBES  $U_s = f(d)$  pour  $D = 4 \text{ cm}$

--- Courbes expérimentales

— Courbes théoriques

Légendes:

- $\Delta$  }  $n=1$
- $\nabla$  }  $n=2$
- $\times$  }  $n=3$
- $\circ$  }  $n=3$
- $\ast$  }  $n=4$

$U_s$  [kV]

$d$  [cm]

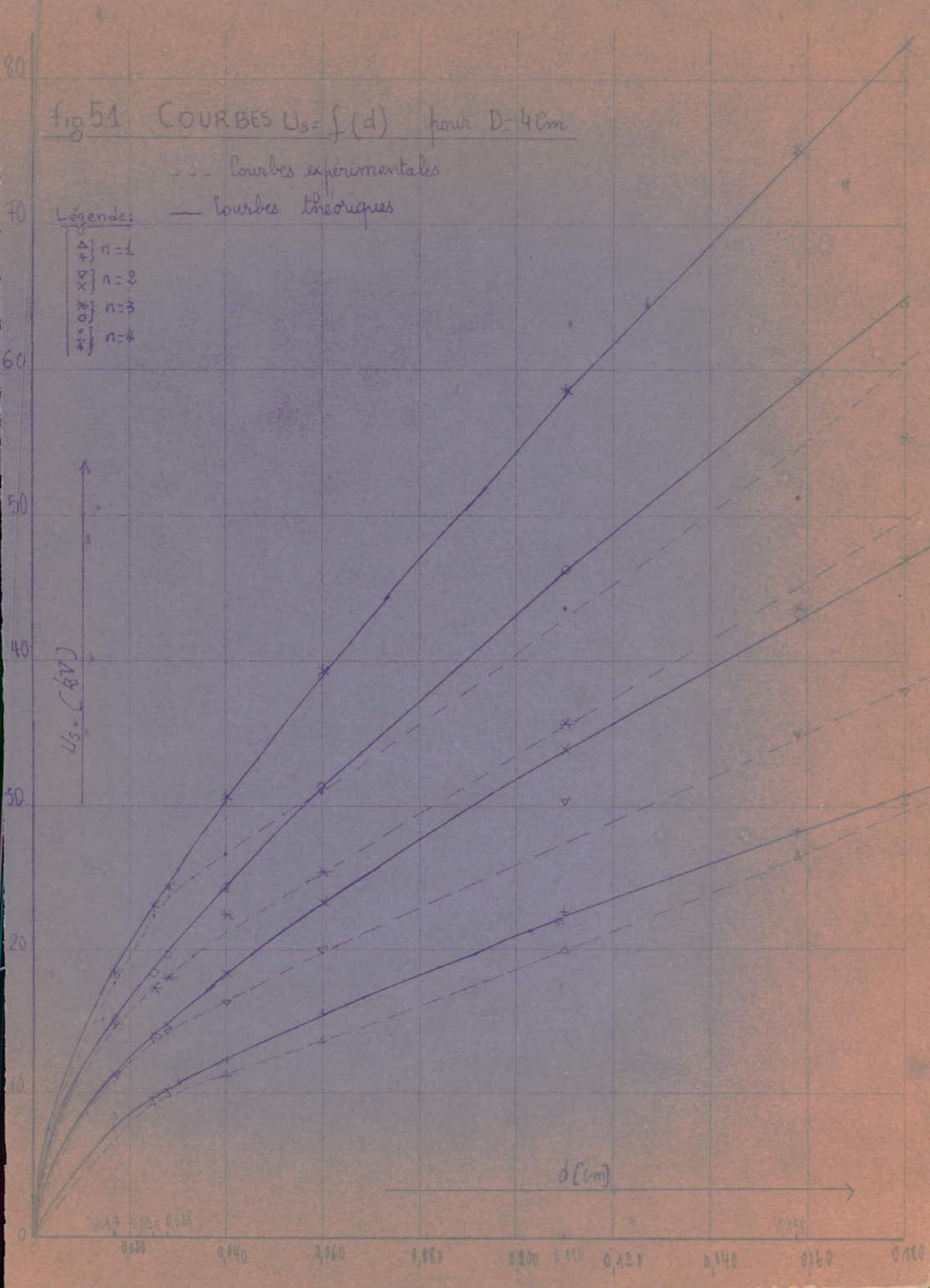


fig. 5-3 COURBES  $U_s = f(n)$  pour  $D = 4\text{cm}$

--- Courbes expérimentales  
 ——— Courbes théoriques

Légende:

- $\Delta$  }  $d = 0,017\text{cm}$
- $+$  }
- $\nabla$  }  $d = 0,020\text{cm}$
- $\times$  }
- $\circ$  }  $d = 0,028\text{cm}$
- $*$  }
- $\dagger$  }  $d = 0,040\text{cm}$
- $\ast$  }
- $\odot$  }  $d = 0,060\text{cm}$
- $\square$  }  $d = 0,110\text{cm}$
- $\times$  }
- $\theta$  }  $d = 0,158\text{cm}$
- $\Delta$  }
- $\ast$  }  $d = 0,180\text{cm}$
- $\Delta$  }

$U_s$  [kV]

$n$ : nombre de Conducteurs

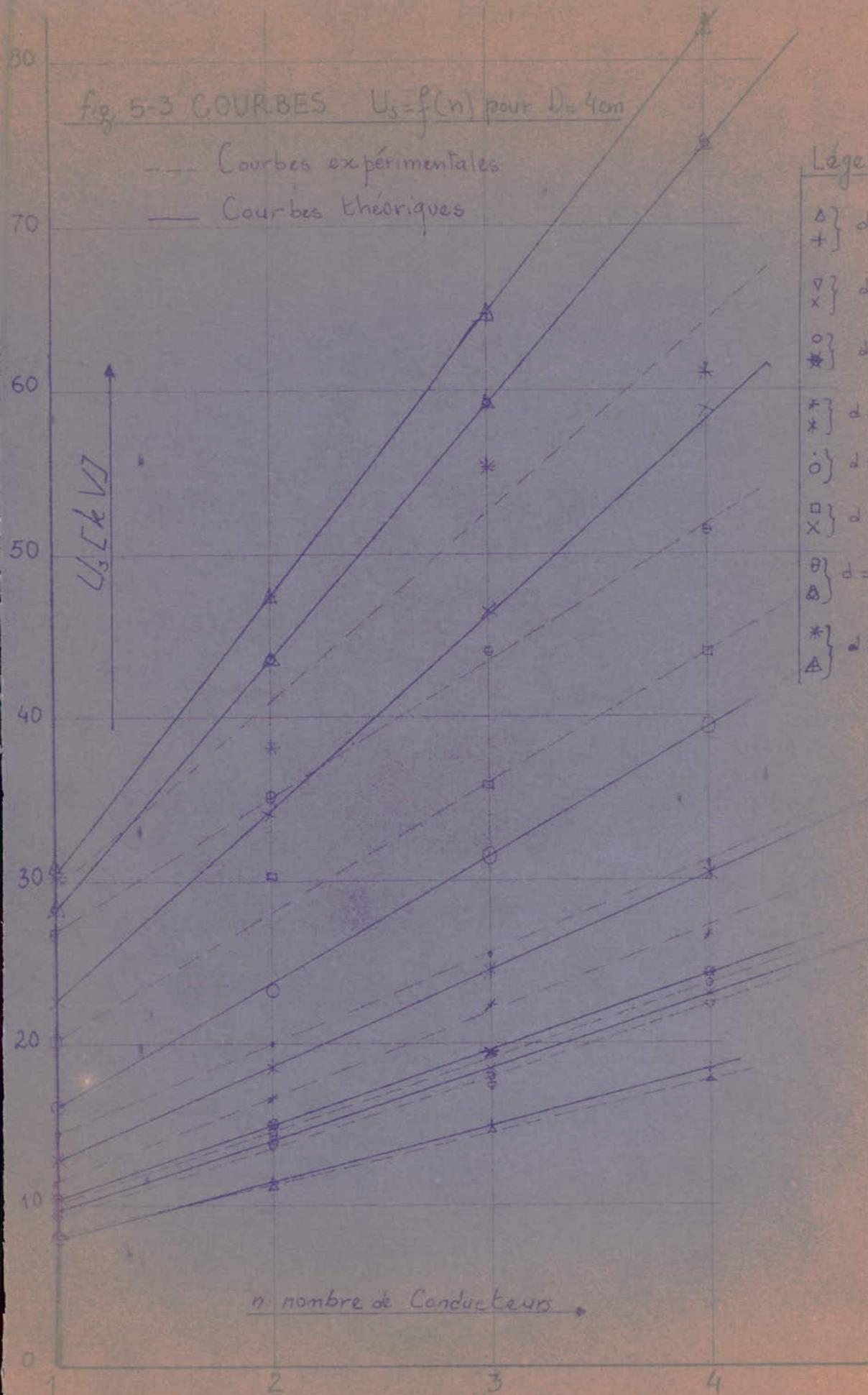


fig 5-2 Courbes  $U_a - f(d)$  pour  $D = 8.3m$

Légende:

- $\square$  }  $n=1$
- $\nabla$  }  $n=2$
- $\times$  }  $n=2$
- $\circ$  }  $n=3$
- $\ast$  }  $n=3$
- $\triangle$  }  $n=4$
- $\ast$  }  $n=4$

--- Courbes expérimentales  
 ——— Courbes théoriques

$U_s [kV]$

$d [cm]$

0,017 0,025 0,028

0,110

0,150

0 0,020 0,040 0,060 0,080 0,100 0,120 0,140 0,160 0,180

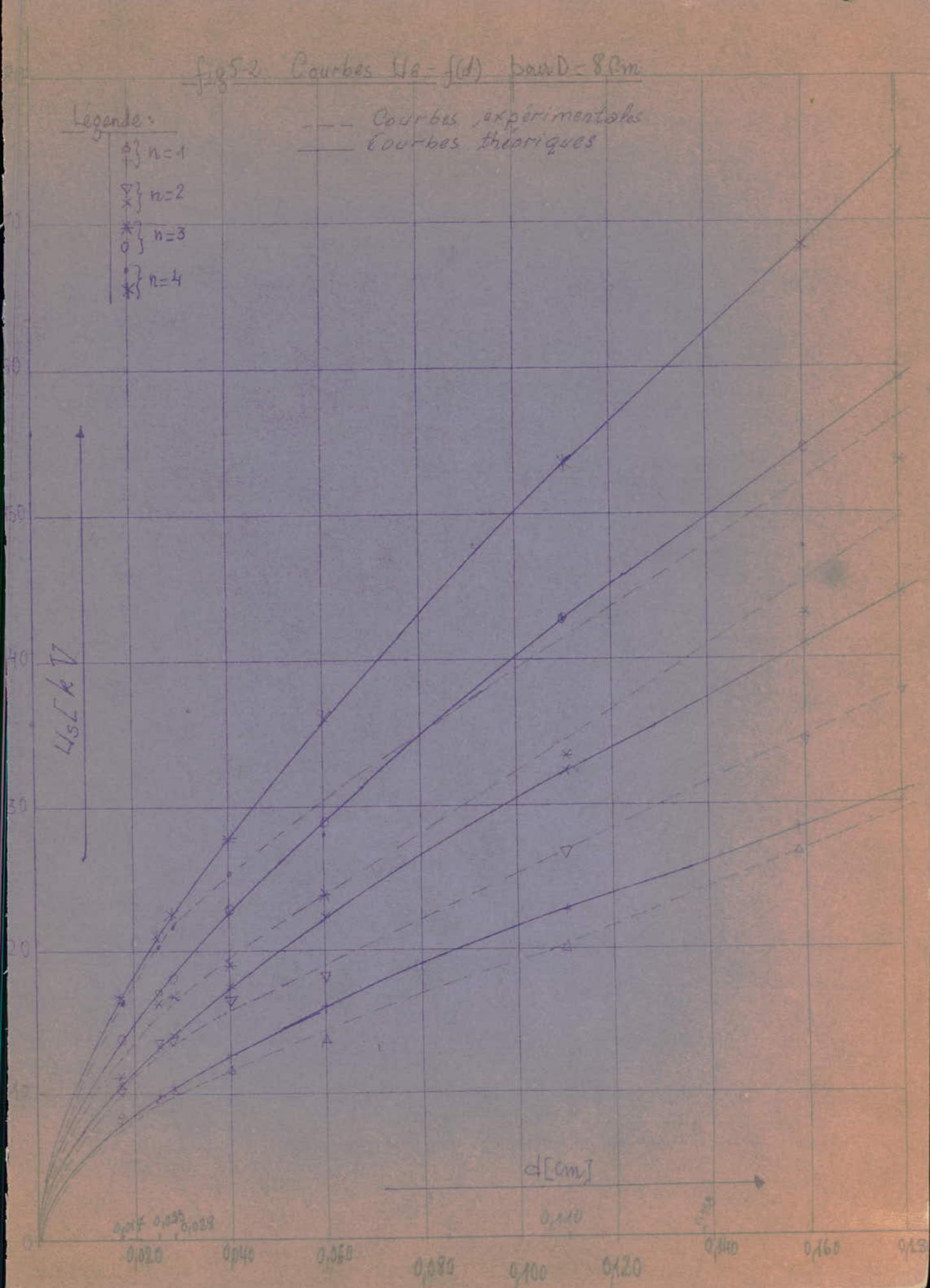
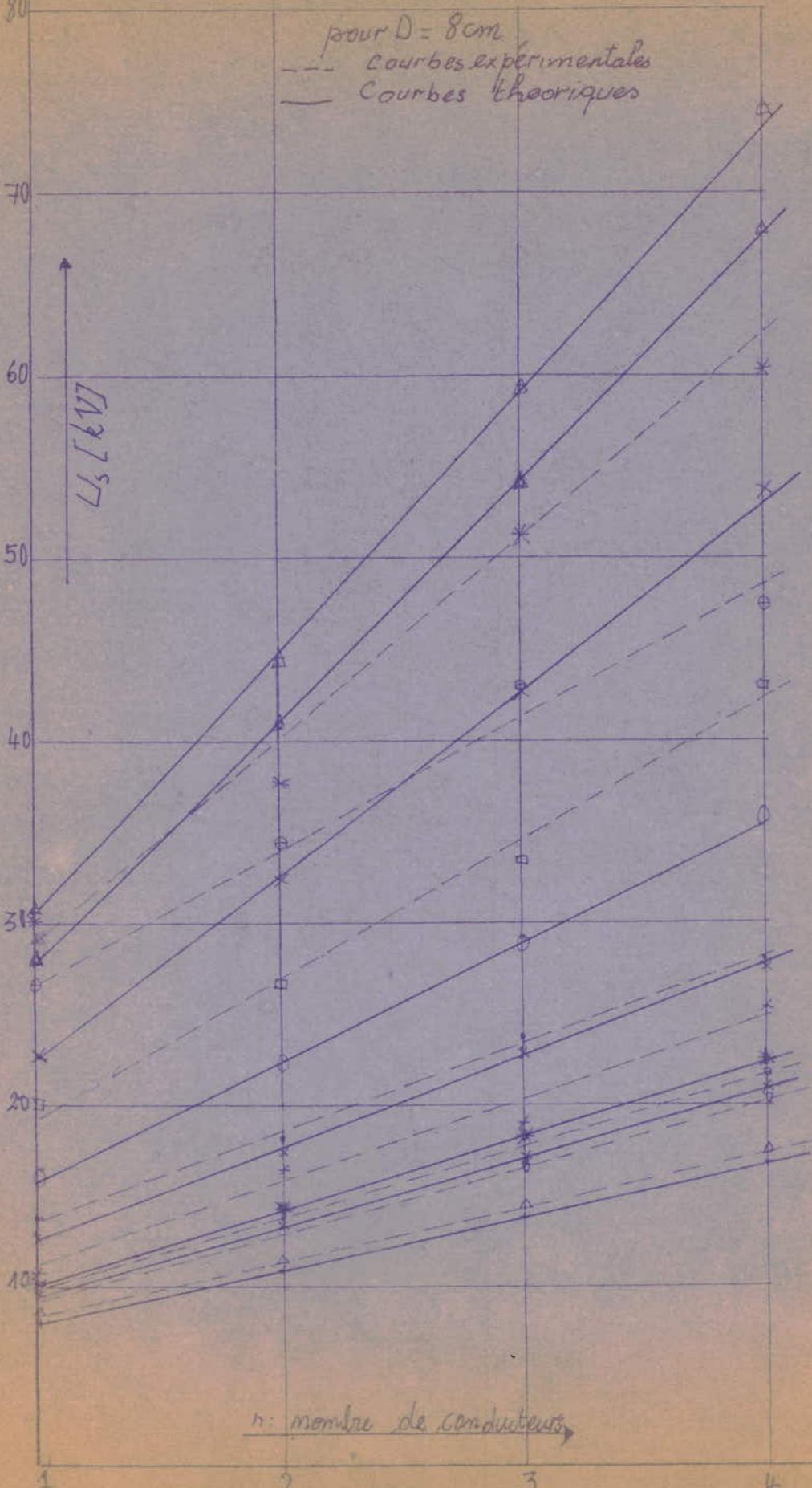


fig 5.4 COURBES  $U_0 = f(n)$



- Légende:
- $\Delta$  }  $d = 0,017\text{ cm}$
  - $+$  }  $d = 0,017\text{ cm}$
  - $\nabla$  }  $d = 0,025\text{ cm}$
  - $x$  }  $d = 0,025\text{ cm}$
  - $\circ$  }  $d = 0,028\text{ cm}$
  - $*$  }  $d = 0,040\text{ cm}$
  - $\cdot$  }  $d = 0,040\text{ cm}$
  - $\circ$  }  $d = 0,110\text{ cm}$
  - $\square$  }  $d = 0,060\text{ cm}$
  - $X$  }  $d = 0,060\text{ cm}$
  - $\theta$  }  $d = 0,158\text{ cm}$
  - $\Delta$  }  $d = 0,158\text{ cm}$
  - $*$  }  $d = 0,180\text{ cm}$
  - $\Delta$  }  $d = 0,180\text{ cm}$

C O N C L U S I O N

=====oOo=====

L'emploi de faisceaux ~~de~~ de conducteurs dans les lignes haute tension et très haute tension s'avère plus économique que l'emploi de conducteurs uniques équivalents. La disposition en faisceaux de conducteurs permet de maintenir les champs superficiels à des valeurs admissibles et de réduire le problème mécanique; de même qu'elle permet une meilleure évacuation de la chaleur.

Il est montré que le diamètre  $d$  des conducteurs élémentaires, le diamètre  $D$  du faisceau et le nombre  $n$  de conducteurs élémentaires du faisceau sont parmi les paramètres les plus importants lors du dimensionnement des lignes haute tension ( en faisceaux).

Les essais effectués au laboratoire de l' E.N.P.A. sur un modèle réduit de faisceaux de conducteurs ont permis, dans la limite des moyens, de vérifier certains résultats théoriques relatifs à la tension  $U_s$  d'apparition de l'effet couronne à savoir sa variation en fonction des paramètres  $d, D,$  et  $n$ .

Le manque de matériels de détection des décharges courantes nous a contraint à se limiter à une détection visuelle de ce phénomène. Ce qui pourrait affecter la précision de nos mesures.

Nous suggérons à cet effet de doter le laboratoire de haute tension de dispositifs de détection et de mesures des pertes et des perturbations dues à l'effet couronne; ce qui permettra de développer une structure de recherche dans ce domaine et contribuera à la conception des lignes haute tension dans notre pays.

==o== B I B L I O G R A P H I E ==o==

- [1]: M.MOREAU;C.GARY : "L'effet couronne en tension alternative à 50 Hz"  
Edition Eyrolles,PARIS, 1976.
- [2]: K.KUPFMULLER: "Electricité théorique et appliquée"  
Edition Dunod,PARIS, 1959.
- [3]: E.BADAREU;I.POPESCU : "Gaz ionisés"  
Edition Dunod,PARIS, Edition Roumaine Meridrairie BUCAREST
- [4]: Technique de l'ingénieur tome I;D640,3:  
"Effet couronne en tension alternative" par C.GARY
- [5]: V.HIPPEL : "Les diélectriques et leurs application"  
Editions Dunod,PARIS, 1961.
- [6]: ADRIEN LACCHIA: "Contribution à l'étude de la charge d'un jet de  
particules microniques dans le champ ionisé d'un système pointe-plan"  
Thèse de Doctorat soutenue en 1974 à Grenoble(France)
- [7]: CHARLES AVRIL: "Construction des lignes aériennes à haute tension"  
Edition Eyrolles,PARIS,1974.
- [8]: A.MAUDUIT: "Installations électriques à haute et basse tension"  
Edition Dunod ,PARIS, 1964.
- [9]: R.PELISSIER " Les reseaux d'energie electrique"  
Tome I, Edition Dunod,PARIS, 1971.

