

UNIVERSITE D'ALGER

6/76

2er

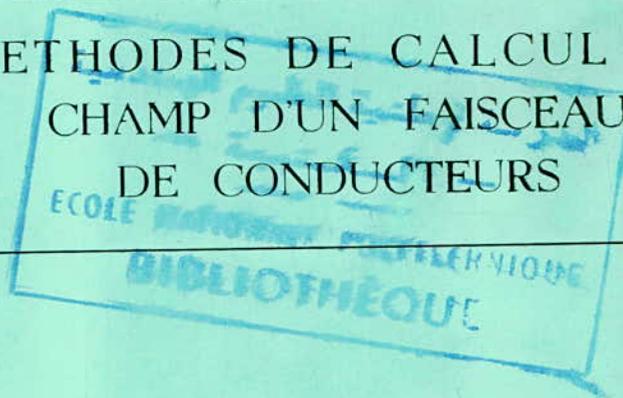
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRICITE



THESE DE FIN D'ETUDES

METHODES DE CALCUL DU
CHAMP D'UN FAISCEAU
DE CONDUCTEURS



Proposée par

M. DOBARDZIC

Etudiée par

A. BRANIA

PROMOTION 1976

UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRICITE

THESE DE FIN D'ETUDES

METHODES DE CALCUL DU
CHAMP D'UN FAISCEAU
DE CONDUCTEURS

Proposée par

M. DOBARDZIC

Étudiée par

A. BRANIA

PROMOTION 1976

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
------------------------	---

CHAPITRE I

L'INTENSITE. DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LE CAS DES LIGNES A H. T.

1.1 Généralités	2
1.2 Facteurs influençant E_{max}	4
1.3 L'apparition de décharges au voisinage des conducteurs des lignes aériennes	7
1.4 Les mesures pour la diminution de E_{max}	9

CHAPITRE II

FAISCEAUX DE CONDUCTEURS DANS LES LIGNES T.H.T

2.1 Généralités	11
2.2 Caractéristiques d'un faisceau.	12
2.3 Cylindre équivalent au faisceau de conducteurs.	13
2.4 Méthode de calcul du champ maximal d'un faisceau selon K. KUPFMULLER	15
2.5 Méthode de calcul du champ électrique d'un faisceau selon G. LESCH.	26
2.6 Calcul de l'intensité du champ maximal par la méthode du dipôle	33
2.7 Détermination des paramètres n , r , R d'un faisceau par la méthode d'Alexandrov.	43

CHAPITRE III

LES LIGNES T. H. T A FAISCEAUX DE CONDUCTEURS

3.1 Généralités	52
3.2 Les lignes T. H. T en exploitation	52
3.3 Caractéristiques des faisceaux de différentes lignes.	54
3.4 Problèmes de construction et de montage d'un faisceau de conducteurs.	60

CHAPITRE IV

VERIFICATION EXPERIMENTALE EN LABORATOIRE

4.1 Généralités	64
4.2 Laboratoire de H. T	64
4.3 Le modèle expérimental	64
4.4 Résultats de l'essai	65

CONCLUSIONS

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

- [1]: GARY. C : Effet couronne en tension alternative, Techniques de l'Ingénieur, D 640,3 page 3.
- [2]: PELISSIER. R : L'effet couronne sur les lignes aériennes, Techniques de l'Ingénieur, D 160, 1^{ère} édition 6 - 1951, page 1
- [3]: HAUTEFEUILLE. P et PORCHERON. Y : Lignes aériennes, Techniques de l'Ingénieur, D 640 page 14.
- [4]: KUPFMULLER. K : Electricité Théorique et Appliquée (traduction d'Allemand) Dunod, Paris 1959, page 153.
- [5]: TIMASCHEFF. A.S : Calculation of gradients for the center phase of a three-phase bundle conductor line with any number of sub-conductors Vol P.A.S - 90, N° 1, Janvier/ Février 1971, page 158.
- [6],[7]: KUPFMULLER. K : Electricité Théorique et Appliquée (traduction d'Allemand) Dunod, PARIS 1959, page 153.
- [8]: LESCH. G : Lehrbuch der Hochspannungstechnik, Springer-Verlag , Berlin 1959, page 45 - 46.
- [9]: LESCH. G : Lehrbuch der Hochspannungstechnik, Springer-Verlag, Berlin 1959, page 45.
- [10]: LESCH. G : Lehrbuch der Hochspannungstechnik, Springer-Verlag, Berlin 1959, page 46.
- [11]: THANASSOULIS. P ; and COMSA. R.P : Calculation of maximum voltage gradients, I.E.E.E. Vol P.A.S - 90 Janvier/ Février 1971 page 145 - 150.

- [12]: THANASSOULIS. P and COMSA. R.P : Calculation of maximum voltage gradients
I.E.E.E. Vol P.A.S - 90 Janvier/ Février 1971 page 146.
- [13]: THANASSOULIS. P and COMSA. R.P : Calculation of maximum voltage gradients,
I.E.E.E, Vol P.A.S - 90, Janvier/ Février 1971 page 147.
- [14]: THANASSOULIS. P and COMSA. R.P : Calculation of maximum voltage gradients,
Vol P.A.S - 90, Janvier/ Février 1971, page 148.
- [15]: Alexandrov. G : Theory of bundle conductors, vol P.A.S - 88, N° 6 Janvier
1969, page 932 - 936.
- [16]: Alexandrov. G : theory of bundle conductors, vol P.A.S - 88, N° 6 Janvier
1969, page 932.
- [17]; [18], [19], [20]: Alexandrov. G : theory of bundle conductors, vol P.A.S - 88,
N° - Juin 1969, page 933.
- [21]: BARIL. G.A, CAHILL. L, DUPONT. A, ROBERGE. G : CIGRE session 1966 Tome III,
rapport 429, page 4.
- [22]: MAGNIEM. M: CIGRE session 1966 Tome III, rapport 428, page 32 - 69.
- [23]: ROWBOTTOM. M. D, ALDHAM-HUGUES. R. R : CIGRE session 1972 Tome I rapport
22 - 02 page 4.

Introduction

Les lignes de très haute tension actuellement en utilisation dans les pays industrialisés ont les conducteurs sous tension en forme de faisceau et cela dans le but d'éviter les fortes intensités du champ électrique et les pertes dues aux décharges dans l'air près de la surface des conducteurs.

Dans notre pays, la tension maximale des lignes est déjà montée à 220 kV. On peut atteindre dans les quelques années suivantes, les tensions de transport de 400 kV et même d'avantage.

Ces lignes comporteront certainement des faisceaux de conducteurs.

Le but principal pour lequel ce sujet a été abordé, est de fournir quelques renseignements sur ce problème important.

Nous nous proposons d'étudier d'abord la théorie générale de calcul de l'intensité du champ électrique pour les systèmes plus couramment rencontrés en utilisation, puis de l'élargir sur les systèmes correspondants à faisceaux de conducteurs. A cet effet, seront proposées les méthodes classiques pour le calcul de l'intensité du champ.

A la fin seront données quelques renseignements concernant les lignes très haute tension en utilisation dans le monde ainsi que quelques résultats de mesures que nous avons effectués à notre laboratoire de haute tension.

CHAPITRE I. : L'intensité du champ électrique dans le cas des
lignes à H.T

1.1. Généralités

Dans ce chapitre seront exposées les méthodes classiques de calcul de l'intensité de champ, en particulier de l'intensité maximale, pour les systèmes de conducteurs les plus simples, utilisés dans le transport d'énergie dans les lignes aériennes à haute tension (H.T) jusqu'à une certaine valeur.

Cela nous permettra de faire une comparaison des résultats obtenus avec ceux des systèmes, plus complexes, actuellement en application dans les lignes à très haute tension (T.H.T) et ultra haute tension (U.H.T), c'est à dire les systèmes à faisceaux de conducteurs.

Les systèmes de conducteurs utilisés pour les lignes de H.T dont la valeur va jusqu'à 220 kV et courants correspondants habituels, sont les suivants:

- Conducteur - terre
- Conducteur - Conducteur
- Systèmes triphasés à une ou deux termes, disposés en triangle et en nappe horizontale et verticale.

Les formules de calcul de l'intensité du champ E de ces systèmes en un point de l'espace, sont plus ou moins semblables. La forme générale de l'expression de E pourra se présenter comme :

$$E = K_1 \cdot U$$

où K_1 est une constante caractérisant la géométrie du système de conducteurs et la position du point de l'espace.

La valeur maximale de E (on la désigne par E_{max}) peut se calculer selon la formule analogue :

$$E_{max} = K_2 \cdot U$$

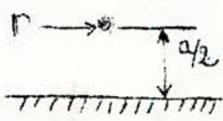
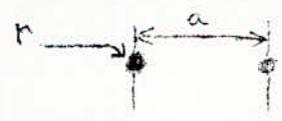
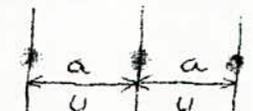
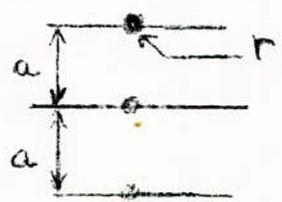
où K_2 dépend uniquement du système de conducteurs,

Cette intensité est toujours obtenue à la surface du conducteur. Les valeurs de K_2 sont calculées par les formules citées dans le tableau 1 .

Ces formules comprennent uniquement le rayon r du conducteur et la distance a entre deux conducteurs et ne comprennent pas les facteurs caractérisant l'état de la surface des conducteurs ; elles sont valables donc uniquement pour les surfaces parfaitement lisses et propres (idéales) .

Tableau 1

Les valeurs de la constante K_2 caractérisant la géométrie des systèmes de conducteurs.

systèmes de conducteurs	constante K_2 (cm^{-1})
	$\frac{1}{r \ln \frac{a}{r}}$
	$\frac{1}{2r \ln \frac{a}{r}}$
	$\frac{1,15}{2r \ln \frac{a}{r}}$
	$\frac{1,19}{2r \ln \frac{a}{r}}$
	$\frac{1,19}{2r \ln \frac{a}{r}}$

Remarque

Dans les systèmes conducteur - conducteur et triphasés on suppose $a/r \gg 20$ dans les formules de K_2 .

Cependant, durant l'utilisation, les surfaces des conducteurs ne sont jamais idéales car pour des raisons technologiques, il existe toujours des irrégularités et des aspérités; de plus, sous l'influence de la pollution atmosphérique et industrielle, elles sont toujours recouvertes par une couche chargée.

Donc l'intensité E_{max} est plus grande que celle calculée selon les formules du tableau 1.

Les facteurs influençant E_{max} seront commentés dans le paragraphe suivant.

1.2 facteurs influençant E_{max} .

Les facteurs influençant E_{max} sont donc de trois natures différentes suivantes :

- a) la tension U ,
- b) la forme géométrique des électrodes (le rayon des conducteurs r et la distance a),
- c) l'état de la surface (facteur géométrique de surface m_g , facteur de pollution de la surface m_p).

a) L'influence de U sur E_{max}

Dans les lignes d'énergie électrique, la tension d'utilisation (de service) est choisie en fonction de la puissance à transporter; aussi, son augmentation s'accompagne de celle de certains paramètres importants liés aux conducteurs, notamment le champ électrique maximal.

Dans un système quelconque de conducteurs E_{max} varie linéairement en fonction de la tension de service U (la tension peut être continue ou alternative) comme le montre la formule $E_{max} = K_2 \cdot U$, où K_2 est une constante pour ce système.

La tension U intervenant par sa valeur de crête; lorsqu'elle atteint une certaine valeur (tension disruptive), le champ devient capable de modifier les propriétés du diélectrique avoisinant les conducteurs qu'est l'air.

La tension disruptive pour un système de conducteurs est plus grande en polarité négative qu'en polarité positive; due à l'existence d'une barrière d'électrons autour des conducteurs, elle augmente donc la rigidité diélectrique de l'air.

b) L'influence de r et a sur E_{max}

L'intensité du champ près de la surface des conducteurs dépend aussi du rayon r et de la distance a entre deux ~~phases~~ voisines (voir tableau 1) .

Les influences de ces deux grandeurs sur E_{max} sont différentes comme nous pouvons le voir dans l'exemple suivant :

Considérons le système conducteur - conducteur auquel on fait varier séparément r et a à partir de certaines valeurs, pour un niveau de tension constant et calculons l'intensité maximale du champ dans chaque cas selon la formule :

$$E_{\max} = \frac{U}{2 r \ln \frac{a}{r}}$$

Pour démontrer l'influence du rayon r nous supposons U = 220 kV et a = 10m et nous prendrons r = 1,5 et 2cm

$$E_{\max} = \frac{220}{2 \cdot 1,5 \ln \frac{1000}{1,5}} = 11,28 \text{ kV/cm.}$$

Donnons ensuite à r la valeur : r = 2 cm ; l'intensité maximale du champ devient :

$$E_{\max} = \frac{220}{2 \cdot 2 \ln \frac{1000}{2}} = 8,85 \text{ kV/cm}$$

Puis choisissons pour a la valeur $a = 15$ m en gardant $r = 1,5$ cm ;

$$E_{\max} = \frac{220}{2 \cdot 1,5 \ln \frac{1500}{1,5}} = 10,6 \text{ kV/cm}$$

Les variations relatives de E_{\max} sont respectivement 21,5 % et 6 % ;

Pour avoir la même variation , nous devons prendre dans le second cas $a = 60$ m , mais une telle dimension est exclue de l'application. En fait, des considérations technicoéconomiques ne nous permettent pas d'agir sur a pour réduire le champ maximal. d'autant plus que c'est le rayon r qui influe le plus efficacement sur ce dernier.

Pour cette raison, nous nous proposons d'illustrer graphiquement la dépendance entre E_{\max} (théorique) et r ; sur la fig (1.1) sont ainsi représentées les courbes $E_{\max} = f(r)$ pour différents niveaux de la tension et les valeurs de a correspondantes.

Ces courbes sont calculées pour le cas d'une ligne triphasée disposée en nappe , par la formule :

$$E_{\max} = \frac{1,19 \cdot U}{2 \cdot r \ln \frac{a}{r}}$$

Lorsque le niveau de tension augmente, on est amené à accroître le rayon des conducteurs pour que E_{\max} reste dans les limites admissibles.

Mais cet accroissement de r ne doit pas faire dépasser la section du conducteur au delà d'une certaine valeur pour laquelle le coût d'exploitation (tenant compte de l'amortissement du prix d'achat des câbles et des pertes par effet Joule), est minimal : la section économique.

c) L'influence de l'état de la surface sur E_{\max} .

Il existe toujours des irrégularités dues à l'imperfection technologique; des aspérités qui proviennent des différentes manipulations et une couche étrangère qui se dépose sur les conducteurs des lignes électriques.

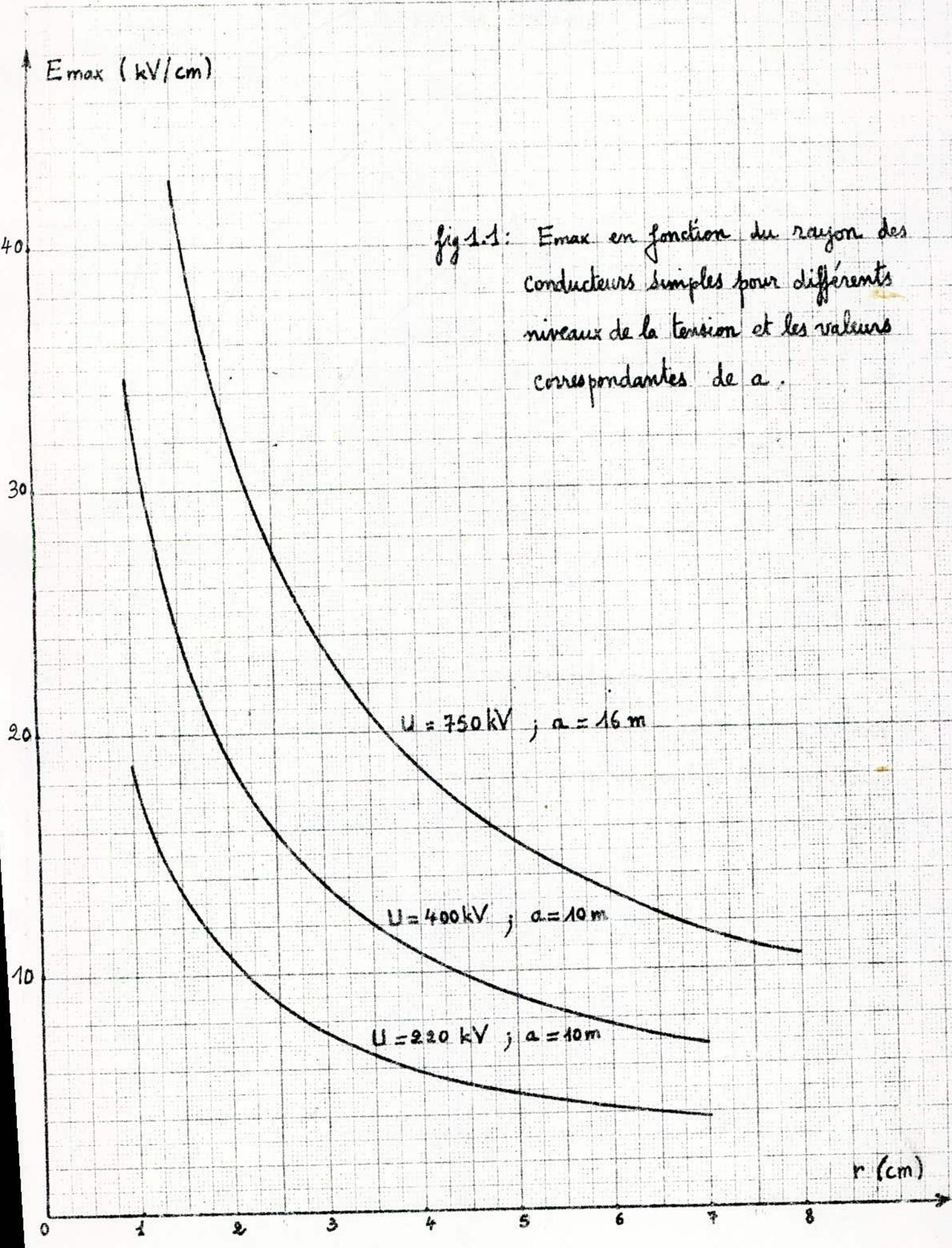


fig 1.1: E_{max} en fonction du rayon des conducteurs simples pour différents niveaux de la tension et les valeurs correspondantes de a .

La présence, d'irrégularités (et aspérités) équivaut à celle de systèmes d'électrodes à très faibles rayons de courbure provoquant ainsi une importante élévation locale du champ électrique à la surface des conducteurs.

De même, lorsqu'il pleut, des gouttes d'eau tombent sur le câble, formant une multitude de sphères à très faibles rayons, qui contribuent à l'accroissement du champ maximal.

Les fortes surintensités du champ maximal ont pour effet l'abaissement de la tension de rupture de l'air.

Les deux effets liés avec l'état de la surface des conducteurs, s'introduisent sous la forme de facteurs corrigeant la tension disruptive théorique (et par conséquent le champ maximal correspondant) ; ce sont respectivement le facteur géométrique de la surface m_g et le facteur de propreté de la surface m_p (ils sont tous deux inférieurs à 1) , dont le produit donne le facteur de l'état de la surface $m = m_g.m_p$.

Ce dernier facteur s'obtient donc par le rapport entre les valeurs pratique et théorique de la tension de rupture du diélectrique.

Lorsque U dépasse la valeur disruptive (critique) il en est de même pour E_{max} . Dans ces conditions il apparait au voisinage des conducteurs des décharges dont les conséquences peuvent être nuisibles tant du point de vue économique que de la dégradation du matériel.

Ces problèmes seront soulevés dans le paragraphe suivant.

1.3 L'apparition de décharges au voisinage des conducteurs des lignes aériennes

Comme tout diélectrique, l'air ne peut supporter un champ électrique auquel il est soumis, que si ce champ reste inférieur à une certaine valeur appelée champ disruptif.

Ce dernier est de l'ordre de 30kV/cm (valeur instantanée en alternatif) dans le cas des conducteurs de ligne ayant un diamètre suffisant du point de vue chute de tension, l'air étant à la pression de 760 mm Hg et à la température de 25°C .

Lorsque E_{max} dépasse le champ disruptif de l'air, celui-ci se trouve alors perforé par des décharges prenant naissance à la périphérie des conducteurs et qui, d'une part, se traduisent par des pertes d'énergie; d'autre part, donnent lieu à des bruits parasites dans les appareils récepteurs radiophoniques situés dans le voisinage des conducteurs.

Les premières décharges se manifestent par l'ionisation de l'air à proximité des conducteurs. En fait il existe toujours un certain nombre d'ions libres dus à des rayonnements lumineux et cosmiques. Ces ions libres placés dans le champ intense entourant les conducteurs sont accélérés et deviennent capables de provoquer l'ionisation des molécules neutres qu'ils heurtent (ionisation par choc) : c'est la décharge autonome.

Par suite, l'apparition de phénomènes lumineux est déterminée par la valeur du champ électrique à la surface des conducteurs . L'effet couron ne visuel apparaît sous la forme d'une gaine faiblement lumineuse autour des conducteurs. Les premières pertes sensibles commencent avec la formation de la couronne qui augmente de volume avec l'augmentation du champ, jusqu'à la première étincelle qui amorce la formation de phénomène luminescent : l'aigrette. Les décharges par aigrettes sont souvent localisées sur les irrégularités des conducteurs de lignes . Elles se prolongent par la décharge sous forme de l'arc visible.

Les pertes par effet couronne sont liées avec l'apparition d'une conductivité dans l'air . Les charges qui résultent de l'ionisation par choc se déplacent dans le voisinage des conducteurs sous l'effet du champ électrique. La charge d'espace ainsi créée étant de même polarité que celle du conducteur, la migration de ses ions dans le champ électrique est la cause physique des pertes

couronne; l'énergie étant dissipée par frottement des ions contre les molécules neutres de l'air. Mais le déplacement des charges provoque également un appel de courant par induction électrostatique dans le conducteur au siège de l'aigrette; lequel peut être considéré comme origine d'impulsions de courants. Ces impulsions sont représentables par leur spectre de Fourier; les composantes de ce spectre vont avoir des comportements différents selon leur fréquence. Les composantes dont la longueur d'onde se rapproche des dimensions transversales de la ligne sont propagées sous forme d'ondes électromagnétiques perturbant les ondes radiophoniques [1] .

Les pertes d'énergie de l'effet couronne sont donc de deux sortes: l'énergie nécessaire à l'ionisation et l'énergie nécessaire au déplacement de la charge d'espace; cette dernière sorte de pertes est en régime alternatif bien supérieure à la première [2] .

Un problème capital se pose dans les réseaux H.T, est la réduction des pertes couronne c'est à dire du champ maximal, car elle permet le transport de l'énergie électrique à un coût moindre.

Quelques mesures pour la réduction du champ électrique maximal seront discutées dans le paragraphe suivant .

1.4 Les mesures pour la diminution de E_{max}

L'augmentation du rayon des conducteurs constitue la méthode classique pour diminuer E_{max} .

Cependant, dans le domaine des T.H.T et U.H.T où le rayon doit être relativement important, la section des conducteurs ne doit pas dépasser la valeur économique.

Une solution apportée consiste en l'utilisation des conducteurs creux qui comporte de nombreuses variantes dont les conducteurs vides, formés de nappes enroulées et les conducteurs " dilatés " dans lesquels une partie de la

section est remplie de corps non conducteurs (. ficelle, papier imprégné etc...)

Mais l'emploi de ces conducteurs semble abandonné en raison des difficultés de réalisation et surtout de pose et de jonction qu'ils entraînent [3].

Une autre solution consiste à équiper chaque phase de la ligne au moyen d'un faisceau d'un nombre déterminé de conducteurs ; de section totale égale à la section économique, et convenablement écartés les uns des autres.

Les faisceaux de conducteurs constituent un domaine particulièrement important dans les réseaux de transport d'énergie électrique T.H.T qui sont actuellement largement utilisés dans le monde ; ils seront étudiés dans le chapitre suivant .

C H A P I T R E II:

Faisceaux de Conducteurs dans les lignes T.H.T.

2.1 Généralités :

Dans le chapitre précédent il a été démontré que l'intensité maximale du champ électrique E_{max} augmente avec la tension. En conséquence, les lignes à très haute tension (T.H.T) et ultra haute tension (U.H.T) doivent être équipées d'un faisceau de conducteurs dans chaque phase. Le choix du faisceau de conducteurs pour ces lignes, se fait sur la base de deux exigences :

- l'investissement optimal
- le coût d'exploitation minimal

En ce qui concerne la première exigence, il faudra trouver la solution la plus acceptable pour la section des conducteurs, le nombre de conducteurs par phase, la distance entre les conducteurs du faisceau, le mode d'accrochage des faisceaux, les pylônes etc...

Pour ce qui est de la seconde exigence; ce sont les pertes d'énergie dues à l'effet thermique (pertes Joule) et celles dues à l'effet de couronne qui peuvent être importantes surtout par forte humidité, et qui doivent être minimisées.

Dans ce chapitre seront étudiés les faisceaux de conducteurs sous les aspects suivants : d'abord seront données les caractéristiques géométriques et électriques qui définissent un faisceau, par la suite seront exposées quelques méthodes de calcul de l'intensité du champ électrique et la détermination des caractéristiques géométriques n , R , r , en fonction de la densité de courant j et de l'intensité maximale du champ E_{max} .

Les autres problèmes liés avec le faisceau, tels que les contraintes mécaniques et les contraintes électriques apparaissant au cours des régimes transitoires (court - circuit, surtensions), malgré leur importance ne seront soulevés qu'au passage.

2.2 Caractéristiques d'un faisceau :

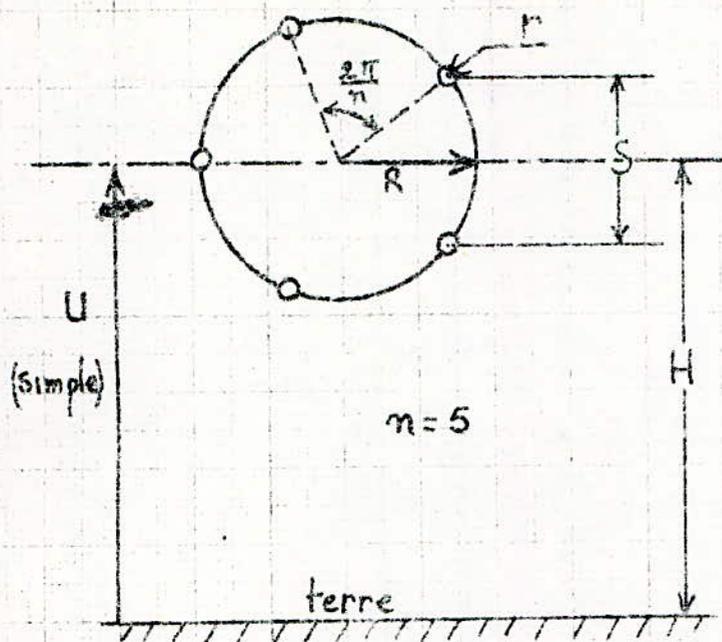
Un faisceau de conducteurs se compose habituellement par un groupe de conducteurs identiques s'appuyant sur les génératrices d'un cylindre et formant un polygone régulier. Ces conducteurs élémentaires sont soumis à la même tension de service et l'on suppose qu'ils portent la même charge linéique égale à la charge linéique totale du faisceau divisée par le nombre des conducteurs élémentaires.

Le faisceau pourra être défini par deux types de paramètres de base, les paramètres géométriques et ceux électriques.

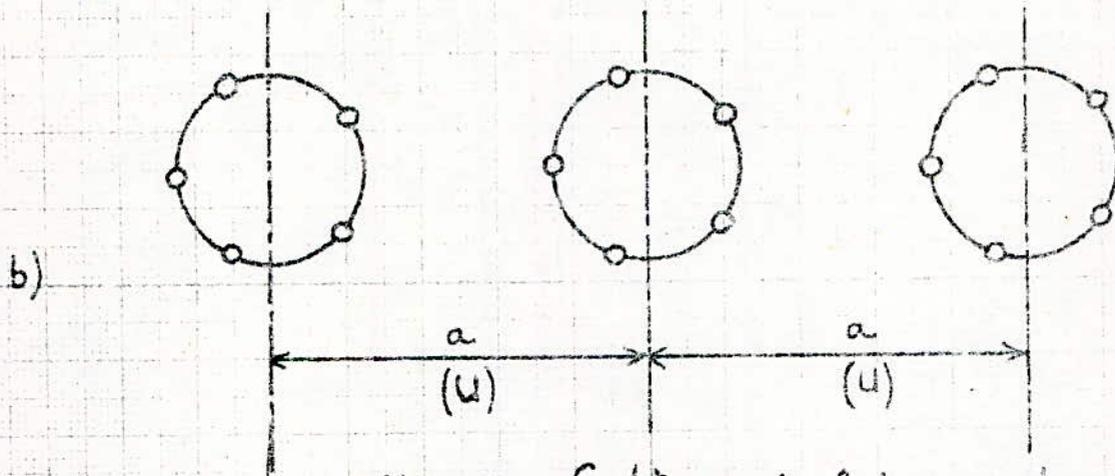
Les paramètres géométriques caractérisant un faisceau de conducteurs, sont représenté sur la fig (2.1a). Ces paramètres sont les suivants:

- le rayon r des conducteurs élémentaires du faisceau,
- le nombre n des conducteurs élémentaires,
- le rayon R du cercle circonscrit au faisceau;
cercle passant les centres de tous les conducteurs élémentaires; de diamètre $D = 2R$,
- la distance S entre deux conducteurs consécutifs du faisceau.

Dans le cas de plusieurs faisceaux on ajoute encore deux autres paramètres géométriques qui définissent la position du faisceau considéré par rapport aux autres faisceaux de la ligne et ceux-ci par rapport à la terre ; ce sont ;



a)



b)

fig 2.1 : Systèmes à faisceaux de conducteurs

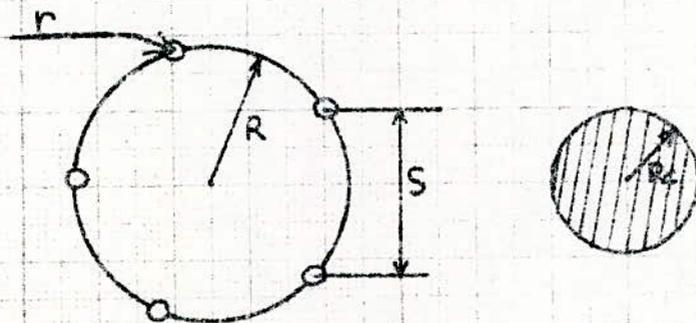


fig 2.2 : Cylindre équivalent au faisceau de conducteurs.

- la distance a entre les centres de deux faisceaux voisins,
- la hauteur moyenne H du faisceau par rapport au sol (ce paramètre est le moins considéré car l'influence de la terre est souvent négligée devant celles des autres phases dont la disposition en nappe horizontale est la plus courante, voir fig: (2.1 a et b).

Les paramètres électriques qui définissent un faisceau de conducteurs sont :

- la tension nominale du faisceau U (simple ou composée),
- la charge linéique totale du faisceau: Q ,
- l'intensité du champ électrique E , notamment l'intensité maximale E_{max} .

En ce qui concerne la tension nominale; pour l'étude des faisceaux de conducteurs, on se base le plus souvent sur la valeur simple.

Pour ce qui est de la charge linéique totale du faisceau, il est à noter que la charge linéique q dans chaque conducteur élémentaire est considérée identique $\left\{ q = \frac{Q}{n} \right\}$ en supposant que l'influence des phases voisines ne modifie pas la répartition des charges.

Enfin, pour l'intensité du champ autour d'un conducteur chargé, il faut rappeler qu'elle a la valeur maximale près de la surface du conducteur et qu'elle représente le paramètre le plus important.

2.3 Cylindre équivalent au faisceau de conducteurs

Le faisceau de conducteurs peut être remplacé par un seul conducteur dit cylindre équivalent qui aurait des caractéristiques électriques identiques à celles du faisceau; c'est à dire qu'il porterait la même charge sous le même potentiel, que le faisceau réel. Le rayon R_c du cylindre équivalent est obtenu en égalant les formules du potentiel et de la capacité, pour le faisceau et le cylindre (voir fig 2.2).

Comme il sera démontré dans le paragraphe suivant, on obtient comme résultat de cette égalité la formule suivante [4] pour le rayon R_c :

$$R_c = R \sqrt[n]{\frac{n \cdot r}{R}} \quad (2.1)$$

Dans la construction des lignes électriques, on se sert très souvent du rapport des rayons : R_c/r (rayons du cylindre équivalent et du conducteur élémentaire). Ce rapport peut être obtenu en fonction de deux dimensions du faisceau caractérisé par le rapport $\frac{S}{r}$.

La distance entre deux conducteurs du faisceau, S est définie par la formule :

$$S = 2 \cdot R \cdot \sin \frac{\pi}{n} \quad (2.2)$$

d'où on peut calculer la valeur de R pour ensuite l'introduire dans la formule (2.1). On obtient comme résultat pour le rapport :

$$\frac{R_c}{r} = \sqrt[n]{\lambda \cdot \left(\frac{S}{r} \right)^{n-1}} \quad (2.3)$$

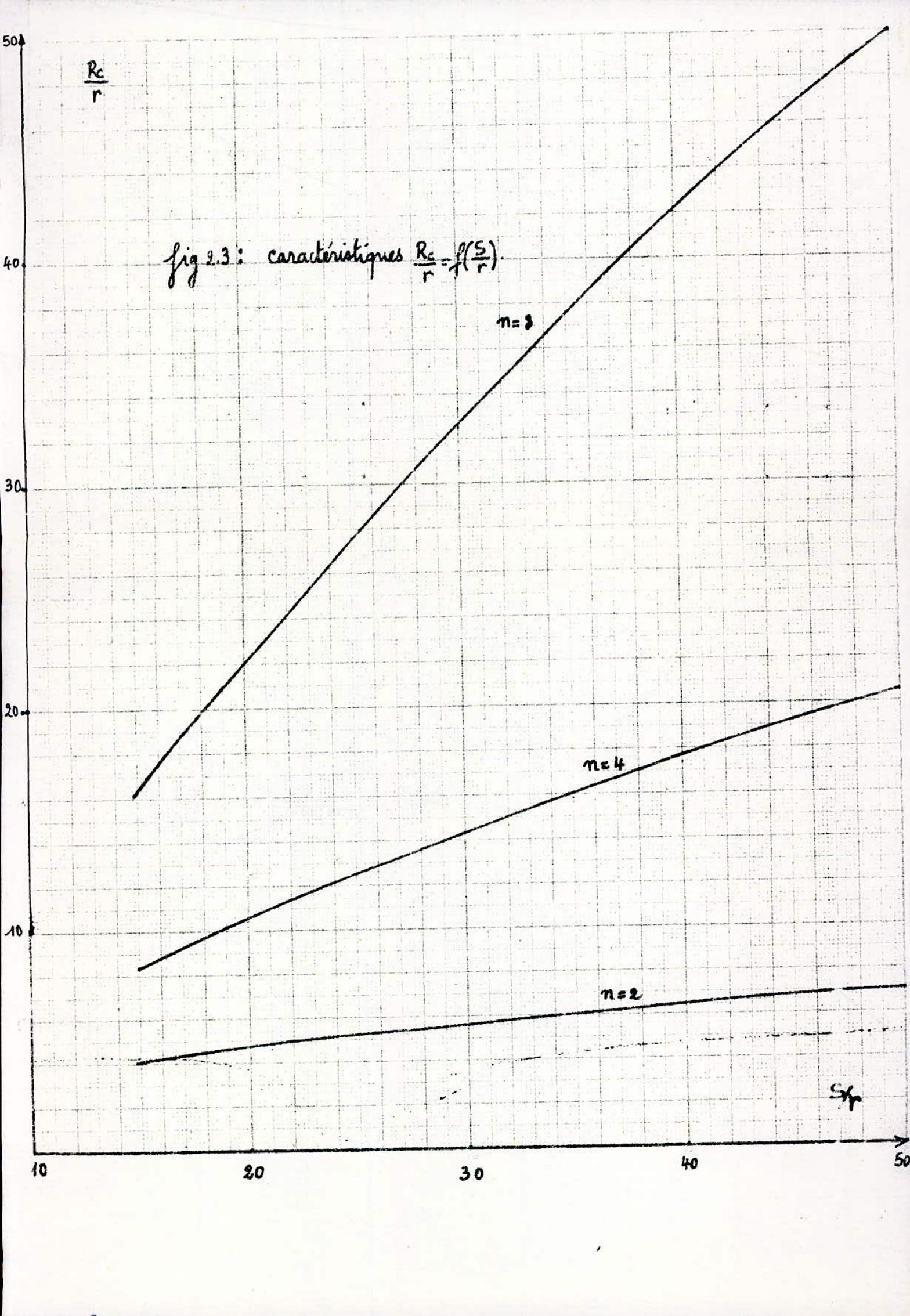
avec
$$\lambda = \frac{n}{\left(2 \sin \frac{\pi}{n} \right)^{n-1}}$$

Ce rapport est représenté graphiquement en fonction de $\frac{S}{r}$ sur la figure 2.3 pour $n = 2, 4, 8$. [5].

L'introduction du cylindre équivalent simplifie beaucoup le calcul du champ comme on peut le voir dans le paragraphe suivant.

$\frac{R_c}{r}$

fig 2.3: caractéristiques $\frac{R_c}{r} = f\left(\frac{S}{r}\right)$



2.4 Méthode de calcul du champ maximal dans un faisceau selon

K. Kùpfmùller.

La méthode de calcul du champ électrique d'un faisceau de conducteurs, selon K. Kùpfmùller est basée sur la résolution des équations différentielles du potentiel par la méthode des transformations conformes. Cette méthode consiste à représenter les répartitions réelles du champ et du potentiel électrique d'un système chargé dans l'espace, par une transformation mathématique qui donne les formules des lignes de champ et de potentiel de ce système en tout point de l'espace.

Avant de démontrer les résultats obtenus par cette méthode pour le calcul du champ d'un faisceau de conducteurs, nous rappellerons les notions générales de cette méthode importante, largement appliquée pour le calcul du champ électrique.

L'équation du potentiel dans un système orthogonal de l'espace à trois dimensions, dépourvu de charges est donnée par l'équation différentielle :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

C'est le cas le plus général et le plus compliqué qui se présente très rarement en utilisation.

L'équation du potentiel pour un espace à deux dimensions, dépourvu de charges spaciales est :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0$$

C'est le cas qui se présente le plus souvent dans l'application et surtout dans les lignes de H.T.

Le cas le plus simple est celui pour l'espace à une dimension (par exemple rencontré dans le condensateur électrique) pour lequel l'équation du potentiel est :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 0$$

Mais c'est l'équation du potentiel à deux dimensions qui nous intéresse le plus, c'est à dire :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0$$

Pour résoudre cette équation on a supposé une fonction analytique complexe Ψ de la grandeur complexe

$\zeta = x + j y$, pour laquelle l'équation du potentiel est satisfaite.

Cette supposition facilitera la présentation analytique des courbes de champ et du potentiel dans un système orthogonal.

Si l'équation du potentiel $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0$ est satisfaite par cette fonction analytique, on aura :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \Psi''(x + jy)$$

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

La fonction de potentiel $\Psi(\zeta)$ associée à chaque point de l'espace la valeur du potentiel complexe correspondant et réalise ainsi une transformation conforme c'est à dire qu'elle conserve les répartitions réelles du potentiel et du champ, dans le plan complexe.

Dans le cas d'un faisceau de conducteurs, la fonction analytique est donnée [6] pour n'importe quel point de l'espace par la formule :

$$\varphi(\xi) = \frac{q}{2\pi\epsilon} \left[\text{Ln} \left(\xi - \frac{1}{2}D \right) + \text{Ln} \left(\xi - \frac{1}{2}D \cdot e^{j\frac{2\pi}{n}} \right) + \right. \\ \left. \text{Ln} \left(\xi - \frac{1}{2}D \cdot e^{2j\frac{2\pi}{n}} \right) + \dots + \text{Ln} \left(\xi - \frac{1}{2}D \cdot e^{(n-1)j\frac{2\pi}{n}} \right) \right] \quad (2.4)$$

Où q , D , n ont été définis dans le paragraphe 2.2 et ϵ = constante diélectrique de l'air.

Cette formule représente la superposition des fonctions de potentiel de chacun des n conducteurs du faisceau au point P (image de ξ dans le plan complexe), fig 2.4. En remplaçant la somme des logarithmes par le logarithme du produit correspondant et en effectuant celui-ci, la formule devient plus simple :

$$\varphi(\xi) = \frac{q}{2\pi\epsilon} \text{Ln} \left[\xi^n - \left(\frac{1}{2}D \right)^n \right] \quad (2.5)$$

Ainsi le problème du calcul du champ d'un faisceau par la méthode de transformation conforme revient à celui du choix de la fonction analytique $\varphi(\xi)$ qui tient compte de la configuration de ce faisceau de conducteurs.

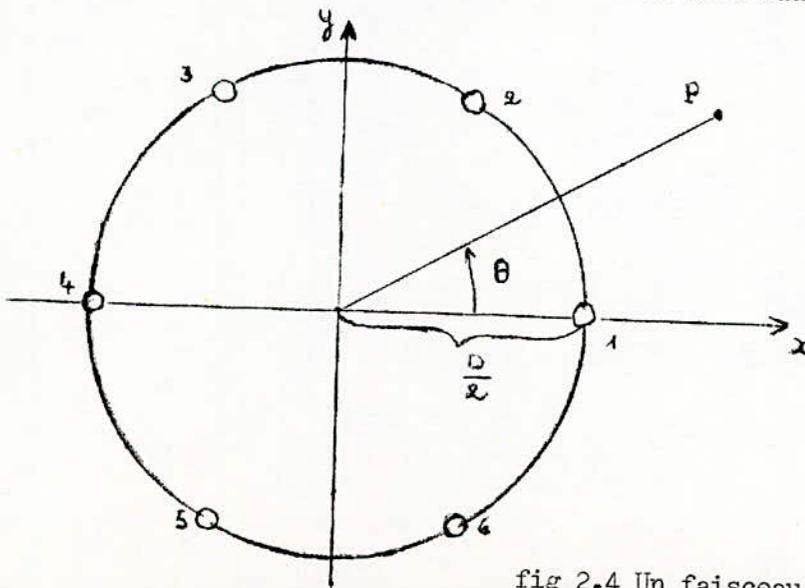


fig 2.4 Un faisceau de 6 conducteurs

Dans le voisinage des conducteurs élémentaires d'un faisceau, les surfaces équipotentiellles sont sensiblement des cylindres circulaires. Ainsi dans le cas où r est faible par rapport à D , la surface des conducteurs élémentaires coïncide pratiquement avec une telle équipotentielle [7]. Il s'en suit que le potentiel d'un conducteur élémentaire est obtenu pour la valeur de ξ qui correspond à un point de sa surface par exemple pour le conducteur 1 :

$$\xi = \frac{1}{2} D + r \quad (2.6)$$

Avec cette valeur de ξ introduite dans la formule (2.5) on obtient l'expression suivante pour la fonction analytique :

$$\varphi(\xi) = \frac{q}{2\pi\epsilon} \operatorname{Ln} \left[\left(\frac{1}{2} D + r \right)^n - \left(\frac{1}{2} D \right)^n \right]$$

Le développement de ξ^n par la formule du binôme de Newton jusqu'au premier ordre par rapport à r peut être justifié si on suppose r très petit par rapport à D . Comme résultat final, on trouve chez Klüpfmüller la formule du potentiel à la surface du conducteur élémentaire :

$$V = \frac{Q}{2\pi\epsilon n} \operatorname{Ln} \left[n \cdot r \cdot \left(\frac{D}{2} \right)^{n-1} \right] \quad (2.7)$$

~~(2.7)~~

Où Q représente la charge linéique totale du faisceau ($Q = n \cdot q$).

La méthode de représentation conforme permet encore d'assimiler le système de faisceaux de conducteurs à un système de conducteurs cylindriques simples pour lequel les formules de la capacité sont bien connues. Cette assimilation résulte de l'égalité entre le potentiel obtenu par la transformation conforme et celui pour un cylindre simple (cylindre équivalent); cette opération permet de calculer facilement le rayon du cylindre équivalent au faisceau de conducteurs.

Le potentiel d'un cylindre conducteur de diamètre $D_c = 2 R_c$ et portant la même charge linéique Q que le faisceau est :

$$V = \frac{Q}{2 \pi \epsilon} \ln \left(\frac{D_c}{2} \right) \quad (2.8)$$

En égalant les expressions pour le potentiel V d'un faisceau et d'un cylindre équivalent, on obtient le diamètre du cylindre équivalent :

$$\frac{Q}{2 \pi \epsilon n} \ln \left[n.r \left(\frac{D}{2} \right)^{n-1} \right] = \frac{Q}{2 \pi \epsilon} \ln \left[\frac{D_c}{2} \right]$$

d'où le diamètre du cylindre équivalent D_c :

$$\frac{1}{n} \ln \left[n.r \left(\frac{D}{2} \right)^{n-1} \right] = \ln \left[\frac{D_c}{2} \right]$$

$$\sqrt[n]{n.r \left(\frac{D}{2} \right)^{n-1}} = \frac{D_c}{2}$$

et finalement :

$$D_c = D \cdot \sqrt[n]{\frac{2.n.r}{D}} \quad (2.9)$$

Le faisceau de conducteurs se comporte donc vis à vis de la charge c'est à dire de la capacité comme un cylindre unique de diamètre D_c .

Le champ à la surface des conducteurs, est obtenu en dérivant le potentiel de ces conducteurs élémentaires par rapport au rayon, pour la valeur r ; il est égal à :

$$E_{\max} = \left(\frac{dV}{dr} \right)_r = \frac{Q}{2 \pi \epsilon n r} \quad (2.10)$$

Dans l'application, on a au moins deux faisceaux de conducteurs (pour les systèmes triphasés: trois); la capacité d'un système de deux faisceaux pourra se calculer, en remplaçant les deux faisceaux par deux cylindres équivalents (fig 25), par la formule connue suivante :

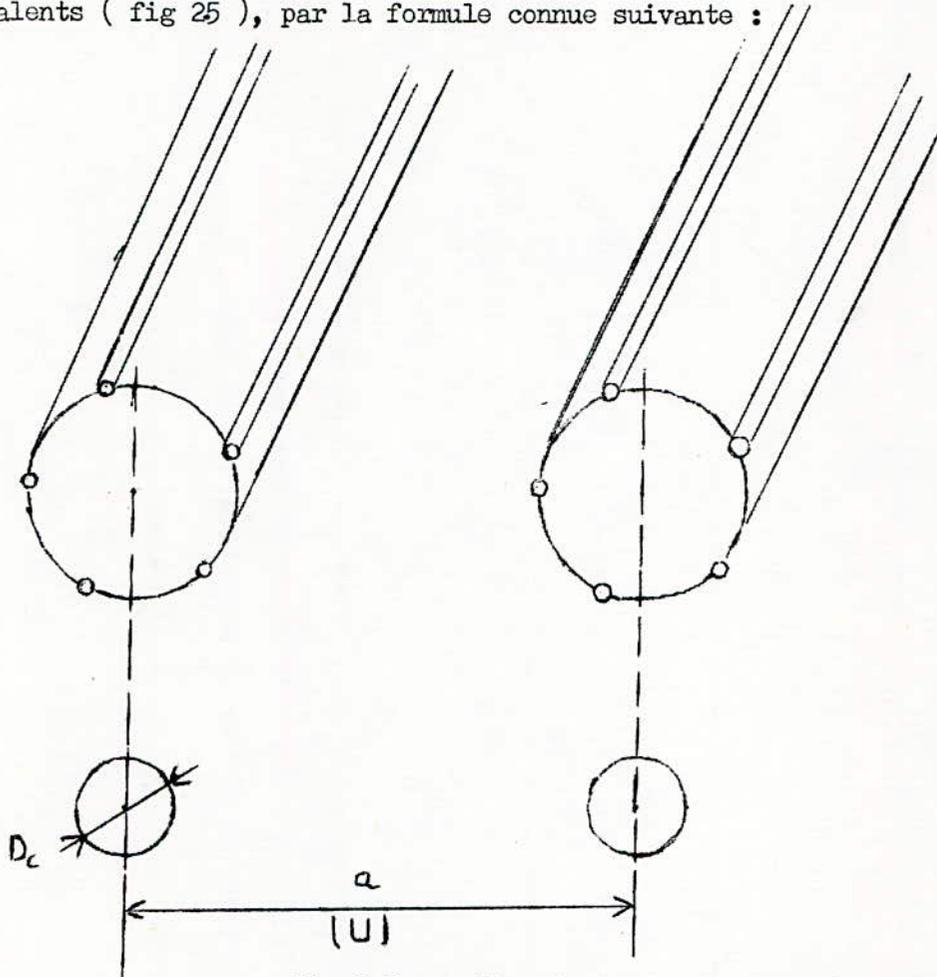


fig 2.5; système de deux cylindres équivalents aux faisceaux.

$$C = \frac{\pi \cdot \epsilon}{\ln \left(\frac{2a}{D_c} \right)}$$

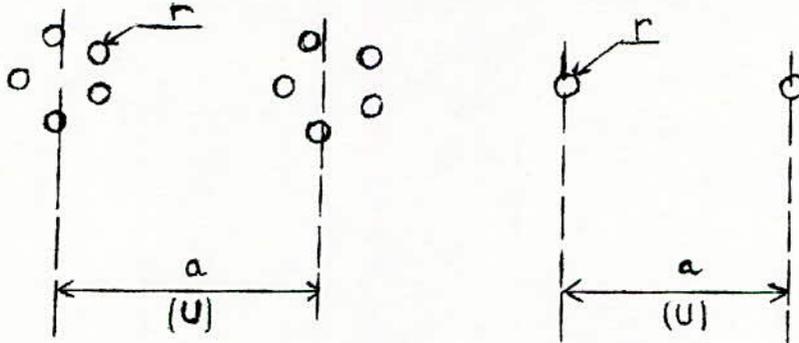
C'étant la capacité linéique de ce système. A la tension U entre les deux faisceaux, correspond donc la charge :

$$Q = C \cdot U = \frac{U \cdot \pi \cdot \epsilon}{\ln \left(\frac{2a}{D_c} \right)}$$

et le champ électrique à la surface des conducteurs, exprimé en fonction de la tension sera :

$$E_{\max} = \frac{Q}{2 \pi \epsilon \cdot n \cdot r} = \frac{U}{2n \cdot r \ln \left(\frac{2a}{Dc} \right)}$$

Le champ à la surface d'un conducteur du faisceau dépend surtout du nombre de conducteurs élémentaires n et de leur rayon r . Ce champ est toujours plus petit que la valeur du champ à la surface, dans le cas d'un système de deux conducteurs élémentaires disposés à la même distance et soumis à la même tension. Pour démontrer cette différence nous donnons l'exemple de Küpfmüller des deux systèmes mentionnés représentés schématiquement comme suit :



$$E_{\max} = \frac{U}{2r \cdot n \ln \left(\frac{2a}{Dc} \right)} \quad ; \quad E_{1\max} = \frac{U}{2r \ln \left(\frac{a}{r} \right)}$$

Alors

$$\frac{E_{\max}}{E_{1\max}} = \frac{\ln \left(\frac{a}{r} \right)}{n \ln \left(\frac{2a}{Dc} \right)}$$

Exemple numérique :

Les faisceaux de conducteurs d'une ligne à haute tension ont les paramètres suivants :

- n = 4. les quatres conducteurs élémentaires étant disposés suivant les sommets d'un carré

- r = 0,5 cm

- S = 10 cm

Il en résulte le diamètre du faisceau :

$$D = \frac{S}{\sin \frac{\pi}{4}} = S \cdot \sqrt{2} = 14,1 \text{ cm.}$$

- a = 10 m

L'équation (2.9) donne alors pour le diamètre du cylindre équivalent :

$$D_c = 14,1 \sqrt[4]{\frac{8 \cdot 0,5}{14,1}} \text{ cm} = 10,3 \text{ cm}$$

La capacité de cette ligne est donc la même que pour des conducteurs cylindriques massifs d'un diamètre de 10,3 cm.

L'intensité du champ à la surface des conducteurs du faisceau est réduite du facteur :

$$\frac{E_{\max}}{E_{1,\max}} = \frac{\ln \frac{1000}{0,5}}{4 \cdot \ln \frac{2000}{10,3}} = 0,36,$$

Soit sensiblement d'un tiers par rapport à l'intensité du champ à la surface de conducteurs de 1 cm de diamètre distants de 10 m.

Maintenant, on peut représenter les courbes du champ en fonction de la géométrie des faisceaux (et la tension), en considérant l'expression suivante de E_{\max} :

$$E_{\max} = K_2 \cdot U$$

Où K_2 est une constante pour un faisceau donné (elle dépend de ses paramètres géométriques).

Notons qu'à partir de cette expression, la formule semblable donnée dans le chapitre précédent ($E_{max} = K_2 \cdot U$) pour les conducteurs simples, peut être retrouvée pour $n = 1$.

Le conducteur élémentaire représente donc un cas limite du faisceau de conducteurs. Considérons alors la variation de E_{max} en fonction de r dans le cas généralisé des faisceaux de conducteurs avec $n = 1, 2, 4, 8$. Pour cela prenons le cas du système faisceau-faisceau avec $a = 10$ m, $U = 400$ kV et $R = 10$ cm; les courbes représentatives $E_{max} = f (r)$ sont montrées par la fig 2.6. L'intensité maximale du champ d'un faisceau augmente relativement très rapidement quant le rayon des conducteurs élémentaires diminue. Cette augmentation de E_{max} est plus importante encore lorsque le nombre de conducteurs élémentaires est réduit.

Si l'on fixe maintenant r , l'augmentation du nombre de conducteurs élémentaires permet de réduire E_{max} et cette réduction se fait suivant une allure presque hyperbolique représentée par la fig 2.7, pour différents rayons fixés.

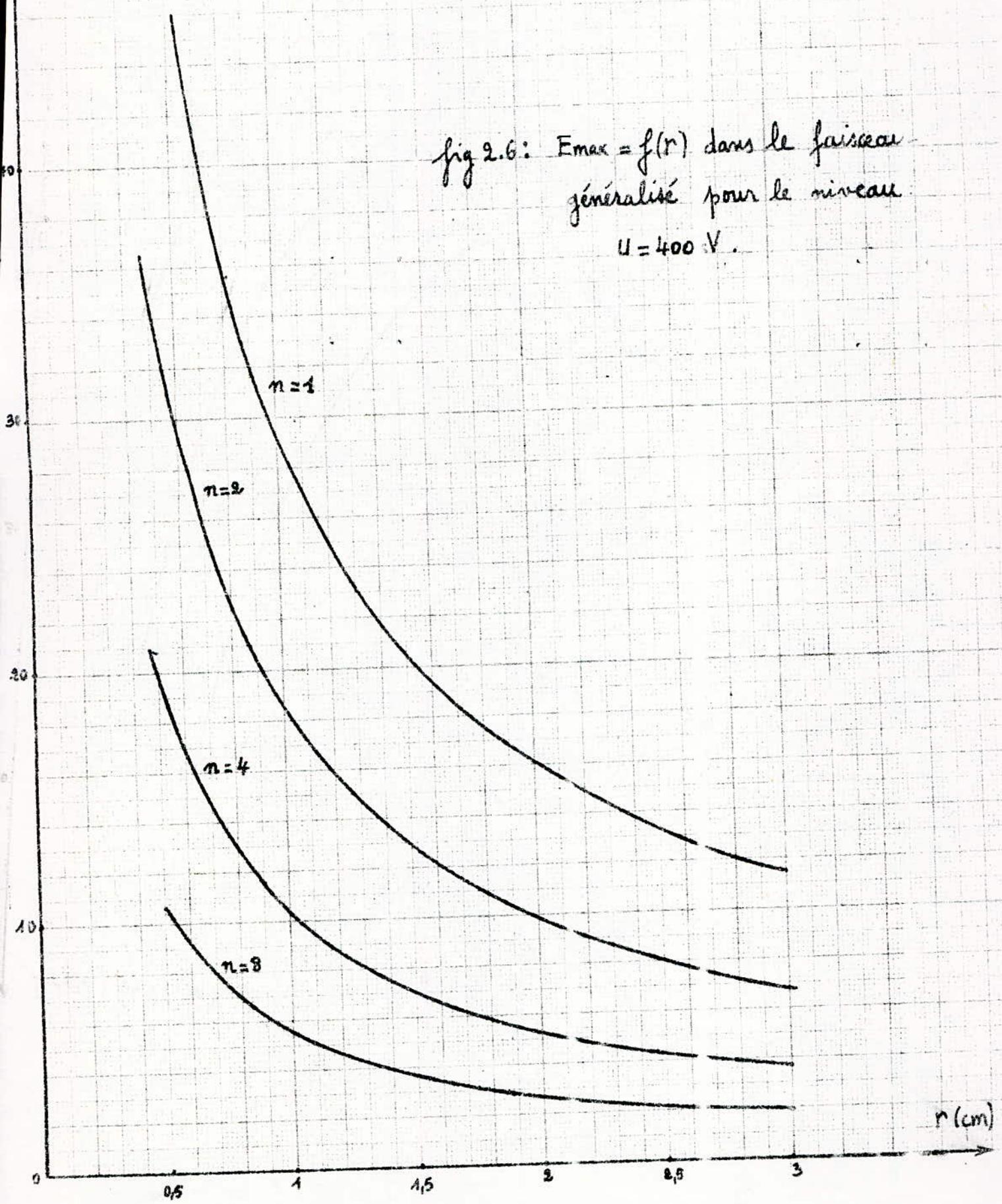
Il apparait donc que la réduction de E_{max} est plus efficace lorsqu'on augmente simultanément r et n .

Cette conclusion est valable aussi bien pour le système faisceau - faisceau que pour les autres systèmes couramment utilisés dans les lignes T.H.T.

Pour calculer l'intensité maximale du champ des systèmes à faisceaux de conducteurs constituant ces lignes, il suffira de donner les valeurs de K_2 pour les différents systèmes comme c'est fait dans le tableau T₂.

E_{max} (kV/cm)

fig 2.6: $E_{max} = f(r)$ dans le faisceau généralisé pour le niveau $U = 400$ V.



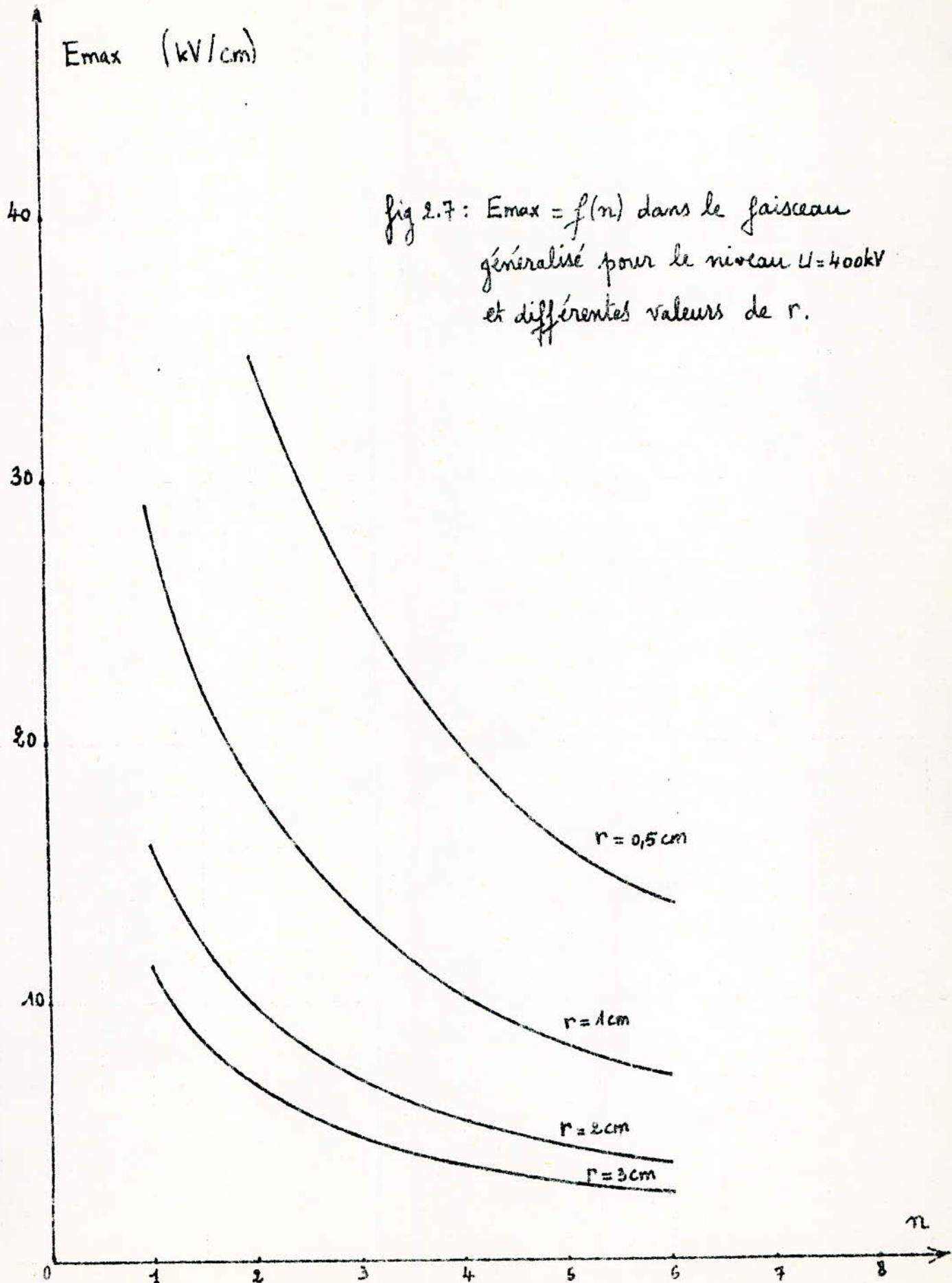
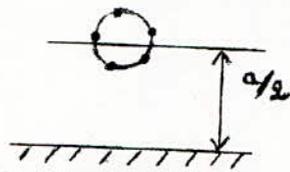
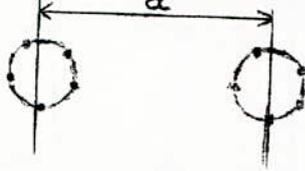
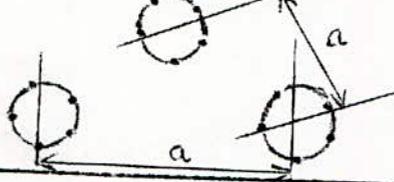
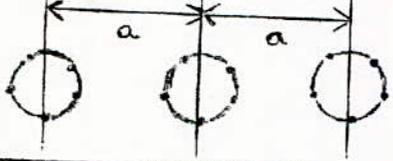
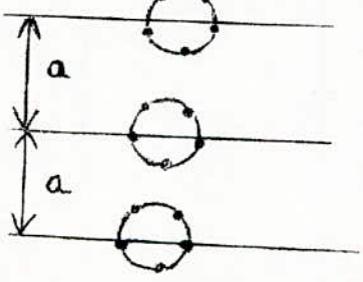


fig 2.7: $E_{max} = f(n)$ dans le faisceau généralisé pour le niveau $U = 400$ kV et différentes valeurs de r .

T2 : Valeurs de la constante K_2^1 caractérisant la géométrie des systèmes à faisceaux de conducteurs.

Systèmes à faisceaux de conducteurs	Constante K_2^1 (cm^{-1})
	$\frac{1}{n \cdot r \ln\left(\frac{a}{Rc}\right)}$
	$\frac{1}{2 \cdot n \cdot r \ln\left(\frac{a}{Rc}\right)}$
	$\frac{1,15}{2 \cdot n \cdot r \ln\left(\frac{a}{Rc}\right)}$
	$\frac{1,19}{2 \cdot n \cdot r \ln\left(\frac{a}{Rc}\right)}$
	$\frac{1,19}{2 \cdot n \cdot r \ln\left(\frac{a}{Rc}\right)}$

Remarque :

Dans les systèmes faisceau - faisceau et triphasés, on suppose

$$\frac{a}{Rc} \gg 20.$$

Conclusions sur la méthode de K. Küpfmüller :

La méthode de calcul du champ d'un faisceau de conducteurs d'après Küpfmüller est très générale car elle se base sur les solutions de l'équation générale des potentiels formulée par Laplace.

Cependant elle n'est valable que dans les conditions où la charge d'espace n'existe pas, car dans le cas contraire, l'équation de Laplace ne décrit plus la distribution réelle du champ et du potentiel; c'est l'équation de Poisson, qui doit être alors considérée :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{\mu}{\epsilon}$$

où μ est la densité volumique de charges et ϵ la constante diélectrique du milieu (l'air dans notre cas).

Mais dans les conditions où elle est applicable, cette méthode permet de calculer le champ en tout point de l'espace et celui à la surface des conducteurs élémentaires avec la précision voulue qui dépend seulement de l'ordre du développement de la formule du binôme de Newton. Ainsi, le développement du binôme jusqu'au premier ordre par rapport à r conduit à une valeur de E_{\max} qui ne tient pas compte de l'influence des autres conducteurs du même faisceau. En effet, la valeur de E_{\max} donnée par (2.10) peut être aussi obtenue en considérant seulement un conducteur du faisceau, dont la charge est $q = \frac{Q}{n}$.

Enfin, par l'introduction du concept de cylindre équivalent (du point de vue de la capacité), cette méthode permet de calculer facilement la valeur du champ maximal d'un système à faisceaux de conducteurs, en se ramenant au cas du système correspondant à simples conducteurs de phase.

2.5 METHODE DE CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE D'UN FAISCEAU SELON

G. LESCH. [8]

Cette méthode permet de démontrer la distribution réelle du champ à la surface d'un conducteur élémentaire en prenant en considération l'influence des autres conducteurs du faisceau c'est à dire en calculant le potentiel d'un conducteur élémentaire par la méthode de superposition.

Soient le faisceau de n conducteurs et un point P de l'espace environnant défini par ses coordonnées polaires ϱ et β (fig 2.8). Le potentiel en ce point résulte de la superposition des potentiels de tous les conducteurs élémentaires; il est égal a :

$$U_P = - \frac{Q}{2 \pi \epsilon \cdot n} \cdot \left[\sum_1^n \text{Ln} (S_{ip}) + C^{te} \right] \quad (2.11)$$

En notant que $\frac{Q}{n} = q =$ La charge linéique d'un conducteur élémentaire.

Le champ électrique au point P est calculé par la formule :

$$E_p = - \frac{\partial U_p}{\partial s}$$

Ce champ, exprimé ainsi en coordonnées polaires, peut être décomposé suivant les directions normales et tangentielle à la surface équipotentielle passant par ce point. Ces composantes ont respectivement les expressions suivantes :

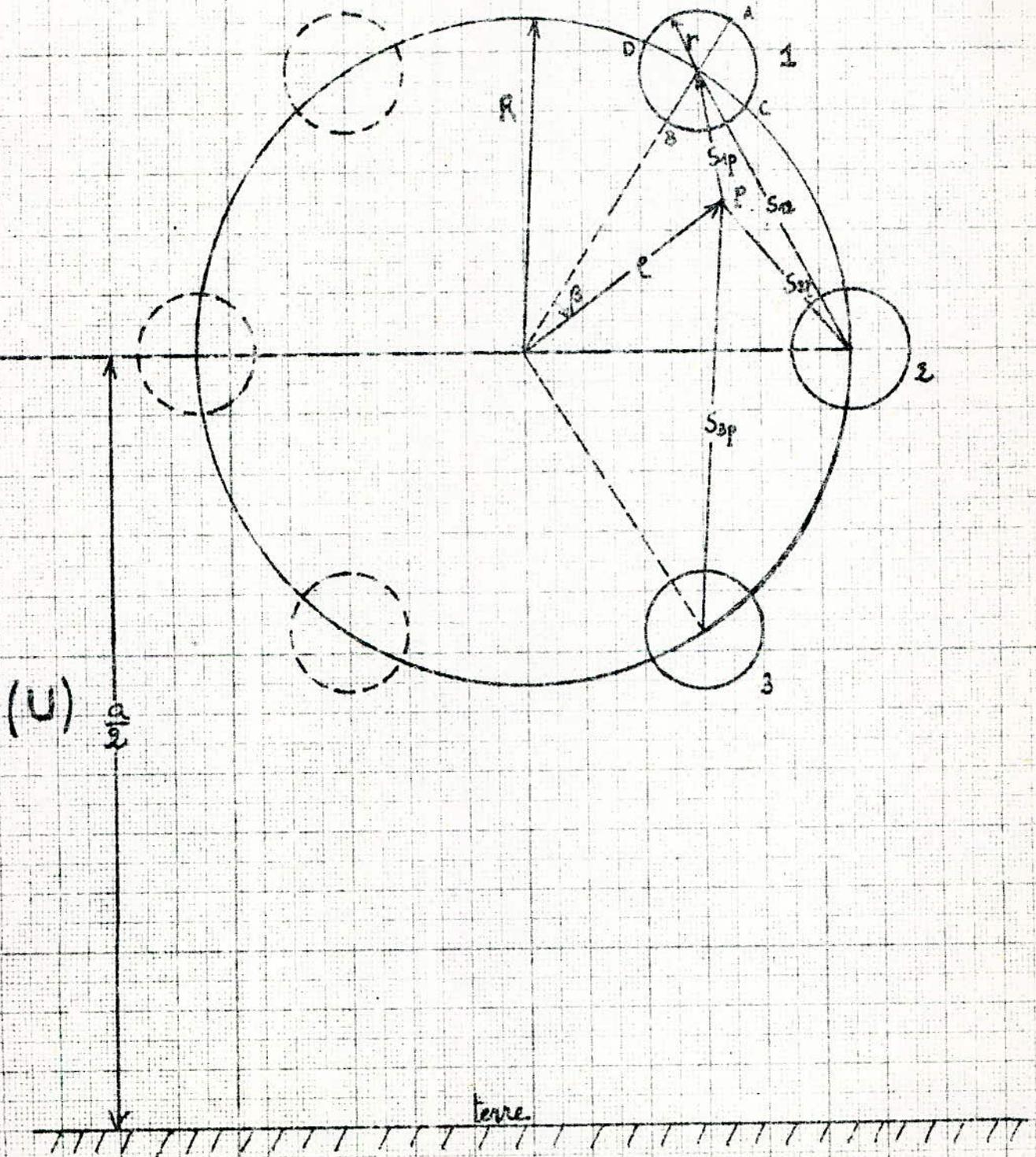
$$E_{p,n} = - \frac{\partial U_p}{\partial \varrho} \quad (2.12)$$

et

$$E_{p,t} = - \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial U_p}{\partial \beta} \quad (2.13)$$

En utilisant l'expression (2.11) du potentiel, les formules (2.12) et (2.13) deviennent:

fig 2.8: système faisceau de conducteurs - terre.



$$E_{p^n} = \frac{q}{2\pi\epsilon \cdot n} \cdot \left[\sum_1^n \frac{1}{Sip} \cdot \frac{\partial Sip}{\partial e} \right] \quad (2.14)$$

et

$$E_{p^t} = \frac{q}{2\pi\epsilon \cdot n} \cdot \frac{1}{e} \cdot \sum_1^n \left[\frac{1}{Sip} \cdot \frac{\partial Sip}{\partial \rho} \right] \quad (2.15)$$

où Sip représente la distance entre le point P et le centre du conducteur élémentaire i. La valeur de Sip peut être calculée par le produit scalaire du vecteur $Sip = R - e$, par lui-même. On aura ainsi :

$$Sip = \sqrt{(R - e) \cdot (R - e)} = \sqrt{R^2 + e^2 - 2 R e \cos \left[\frac{(i-1)2\pi}{n} - \beta \right]} \quad (2.16)$$

On pose $\beta' = \frac{(i-1)2\pi}{n} - \beta$ = l'angle compris entre les vecteurs e et R représentés par la figure 2.8.

On peut maintenant calculer les dérivées partielles entrant dans les expressions des deux composantes du champ :

$$\frac{\partial Sip}{\partial e} = \frac{e - R \cdot \cos \beta'}{\sqrt{R^2 + e^2 - 2 R e \cos \beta'}}$$

et

$$\frac{\partial Sip}{\partial \beta} = \frac{-R e \sin \beta'}{\sqrt{R^2 + e^2 - 2 R e \cos \beta'}}$$

et les formules (2.14) et (2.15) deviennent finalement :

$$E_{p^n} = \frac{q}{2\pi\epsilon n} \cdot \sum_1^n \left[\frac{e - R \cos \beta'}{R^2 + e^2 - 2 R e \cos \beta'} \right] \quad (2.17)$$

$$E_{p^t} = - \frac{q}{2\pi\epsilon n} \cdot \sum_1^n \left[\frac{R \sin \beta'}{R^2 + e^2 - 2 R e \cos \beta'} \right] \quad (2.18)$$

Pour la détermination de l'intensité maximale du champ à la surface des conducteurs élémentaires, on s'intéresse à la composante normale du champ, donnée par l'équation (2.17); en effet, dans les points A, B, C, D du conducteur élémentaire 1 où sera calculé E_{max} , la composante tangentielle du champ est nulle, pour des raisons de symétrie.

Dans les points A et B d'abord, pour lesquels $\beta = 0$ et π et $\rho = R \pm r$, l'intensité maximale du champ possède respectivement les deux valeurs extrêmes suivantes [9] :

$$E_{max 1} = \frac{Q}{2 \pi \epsilon . n . r} \cdot \left[1 + (n - 1) \frac{r}{R} \right] \quad (2.19)$$

et

$$E_{max 2} = \frac{Q}{2 \pi \epsilon . n r} \cdot \left[1 - (n - 1) \frac{r}{R} \right] \quad (2.20)$$

où on a considéré $n > 1$ et R suffisamment grand par rapport à r de façon que $R \approx e$.

Dans les points C et D du même conducteur élémentaire, l'intensité maximale du champ a une valeur moyenne [10] :

$$E_{moy} = \frac{Q}{2 \pi \epsilon . n . r} \quad (2.21)$$

La charge linéique totale du faisceau (Q) est calculée dans le cas du système monophasé représenté par la fig 2.8, à partir de la formule du potentiel du conducteur élémentaire :

$$U = \frac{Q}{2 \pi \epsilon . n} \cdot \sum_1^n \ln \left(\frac{a}{Sip} \right) \quad (2.22)$$

Où le point P est pris sur le conducteur élémentaire et où on a supposé $a \gg R$.

La capacité linéique du système sera donc :

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{2 \pi \epsilon \cdot n}{\sum_1^n \ln \left(\frac{a}{S_{ip}} \right)} = \frac{2 \pi \epsilon}{\frac{1}{n} \cdot n \ln a - \frac{1}{n} \ln \left(\prod_1^n S_{ip} \right)}$$

et finalement :

$$C = \frac{2 \pi \epsilon}{\ln \frac{a}{R_c}} \quad (2.23)$$

en posant : $R_c = \sqrt[n]{\prod_1^n S_{ip}}$

La formule donnant R_c a été démontrée par G. LESCH de la façon suivante :

On calcule d'abord le produit $\prod_1^n S_{ip}$ en utilisant l'équation (2.16) dans laquelle on prend : $e = R + r$:

$$\begin{aligned} \prod_1^n S_{ip} &= \prod_1^n \sqrt{\left(1 - \cos \frac{(i-1)2\pi}{n} \right) (R+r) 2R + r^2} = \\ &= r \prod_2^n \sqrt{2R(R+r) \cdot \left(1 - \cos \frac{(i-1)2\pi}{n} \right) + r^2} \end{aligned}$$

Et en négligeant maintenant r devant R on obtient :

$$\begin{aligned} \prod_1^n S_{ip} &= r \cdot \prod_2^n \sqrt{2R^2 \left(1 - \cos \frac{(i-1)2\pi}{n} \right)} \\ &= r \cdot \prod_2^n R \sqrt{2 \cdot \left(1 - \cos \frac{(i-1)2\pi}{n} \right)} \end{aligned}$$

et par suite :

$$\prod_1^n S_{ip} = r \cdot \prod_2^n \left[2R \sin \left(\frac{(i-1)\pi}{n} \right) \right] = r \cdot R^{n-1} \prod_1^{n-1} \left(2 \sin \left(\frac{i\pi}{n} \right) \right)$$

finalement : $\prod_1^n S_{ip} = n \cdot r R^{n-1}$

La formule de R_c sera donc :

$$R_c = \sqrt[n]{n \cdot r \cdot R^{n-1}}$$

En remplaçant cette formule dans (2.23) on obtient pour la capacité et la charge :

$$C = \frac{Q}{U} \equiv \frac{2 \pi \epsilon}{\text{Ln} \left[\frac{a}{\sqrt[n]{n \cdot \text{n.r.} \cdot R^{n-1}}} \right]}$$

et

$$Q = \frac{2 \pi \epsilon U}{\text{Ln} \left[\frac{a}{\sqrt[n]{n \cdot \text{n.r.} \cdot R^{n-1}}} \right]}$$

Les formules (9), (10) et (11) pour l'intensité maximale du champ à la surface du conducteur 1, deviennent alors respectivement :

$$E_{\text{max } 1} = \frac{U}{\text{n.r.} \cdot \text{Ln} \frac{a}{R_c}} \cdot \left[1 + (n - 1) \frac{r}{R} \right] \quad (2.24)$$

$$E_{\text{max } 2} = \frac{U}{\text{n.r.} \cdot \text{Ln} \frac{a}{R_c}} \cdot \left[1 - (n - 1) \frac{r}{R} \right] \quad (2.25)$$

et

$$E_{\text{moy}} = \frac{U}{\text{n.r.} \cdot \text{Ln} \frac{a}{R_c}} \quad (2.26)$$

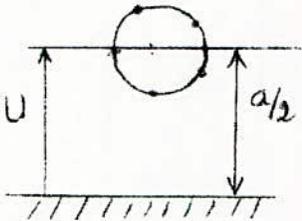
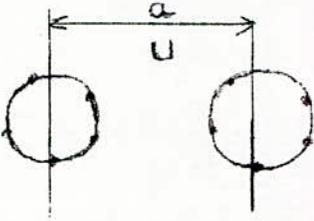
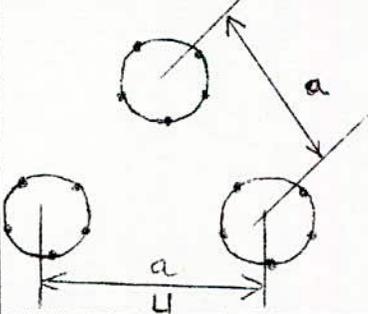
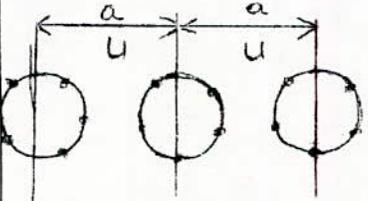
Dans tous les cas de systèmes à faisceaux de conducteurs, les formules de la capacité sont identiques à celles correspondantes du tableau T 2.

On pourra établir alors le tableau T₃ donnant les formules de calcul de E_{max} de la forme :

$$E_{\text{max } 1,2} = K''_{1,2} \cdot U$$

où K''_{1,2} sont deux constantes ne dépendant que de la géométrie du système de faisceaux de conducteurs.

Le cas de E_{moy} a été discuté dans la méthode de Klüpfmüller.

Systèmes de conducteurs	$K_{d,2}''$ (cm ⁻¹)
	$\frac{1 \pm (n-1) \frac{r}{R}}{n \cdot r \cdot \text{Log} \frac{a}{Rc}}$
	$\frac{1 \pm (n-1) \frac{r}{R}}{2 \cdot n \cdot r \cdot \text{Log} \frac{a}{Rc}}$
	$\frac{1,15 \left[1 \pm (n-1) \frac{r}{R} \right]}{2 \cdot n \cdot r \cdot \text{Log} \frac{a}{Rc}}$
	$\frac{1,19 \left[1 \pm (n-1) \frac{r}{R} \right]}{2 \cdot n \cdot r \cdot \text{Log} \frac{a}{Rc}}$

T3 : valeur de $K_{d,2}''$, permettant le calcul du champ maximal dans un système à faisceau de conducteurs .

C O N C L U S I O N

La méthode de G. LESCH montre par ses résultats que l'intensité maximale du champ n'est pas constante en tous les ^{points} de la surface des conducteurs élémentaires. L'intensité maximale varie ainsi de façon continue d'une valeur minimale obtenue au point le plus intérieur du conducteur élémentaire, à la valeur maximale qui se trouve au point le plus extérieur de ce conducteur.

2.6 Calcul de E_{max} par la méthode du dipôle [11] .

Cette méthode, formulée par P. THANASSOULIS et R. P. COMSA, repose sur un modèle analytique simple. Le concept d'établissement de ce modèle est de remplacer chacun des n conducteurs élémentaires chargés d'un faisceau, par une charge linéaire placée en son centre; plus $n-1$ paires de charges linéaires égales mais de signes contraires séparées par une distance δ , formant ainsi un dipôle électrique. Ces charges linéaires simples tiennent compte de la charge totale à la surface de chacun des conducteurs, et les dipôles simulent la non-uniformité de la distribution de charge à la surface de tout conducteur, due à l'effet de proximité des autres conducteurs.

L'intensité du champ à la surface d'un conducteur serait celle du champ résultant de la somme vectorielle de toutes les composantes du champ, produites par les charges linéaires simples et les dipôles.

Le calcul du champ maximal dans le faisceau de deux conducteurs est d'abord étudié parcequ'il est plus simple et que la solution exacte existe. Les résultats obtenus par cette méthode seront alors comparés graphiquement avec des formules développées (par Poitsky) pour la détermination de la solution exacte, dans le cas où le sol est considéré à une distance infinie. Après avoir montré son degré de précision, la méthode sera étendue à un faisceau de plusieurs conducteurs.

Considérons le cas de deux conducteurs 1 et 2 chargés positivement de charges $+q$ et séparés par une distance S (diamètre du faisceau) : fig 2.9 (a). On suppose que le rapport entre S et $d = 2r$ soit assez grand pour que la charge de chaque conducteur puisse être remplacée par une charge linéaire placée en son centre. Le problème des deux conducteurs chargés se réduit donc à celui de deux cylindres conducteurs et deux charges linéaires q placées à leurs centres respectifs comme le montre la fig 2.9 (b)

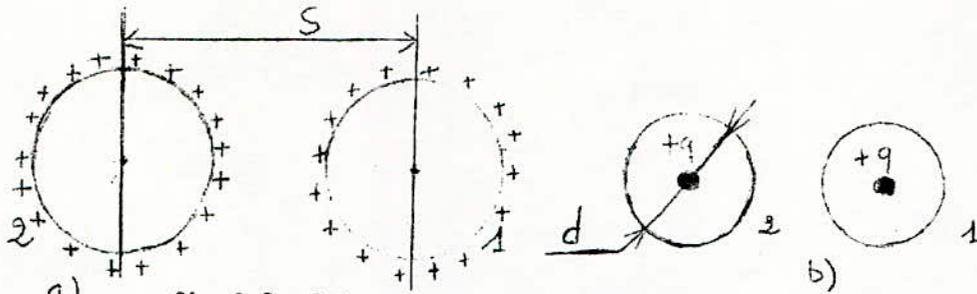


fig 2.9: faisceau de deux conducteurs chargés positivement.

Le cylindre conducteur 1 peut maintenant être remplacé par un système de charges de façon que lorsque ces charges et le système respectif équivalent de charges remplaçant l'autre conducteur, sont considérés, le conducteur 1 occupe la position de la surface équipotentielle propre. En utilisant le fait qu'une charge linéaire de $+q$ coulombs par unité de longueur, infiniment longue, placée parallèlement à un cylindre conducteur infiniment long, induit sur celui-ci une distribution de charge qui peut être simulée en plaçant une charge linéaire de $-q$ coulombs par unité de longueur dans le cylindre au point inverse, le cylindre conducteur 1 peut être remplacé par le système de charges suivant [12]:

- 1) une charge linéaire égale à deux q coulombs par unité longueur, placée en son centre.
- 2) une charge linéaire égale en grandeur mais opposée de signe à la charge du conducteur 2, placée à une distance $\delta = \frac{r^2}{S}$ du centre du conducteur cylindrique 1.

Pour les mêmes raisons, un ensemble similaire de charges linéaires, peut remplacer le conducteur cylindrique 2 et l'on obtient ainsi le système de charges montré par fig 2.10 .

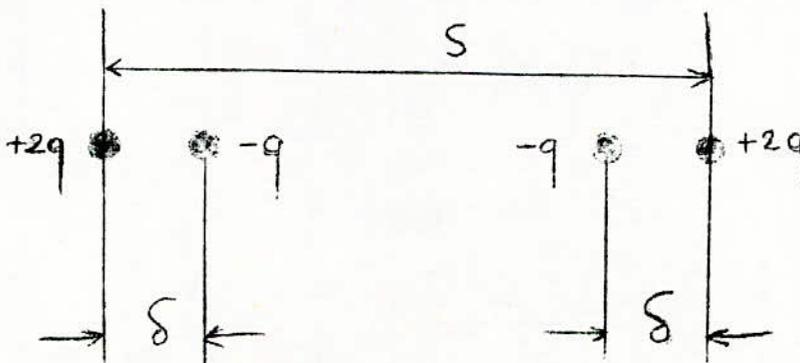


fig 2.10 : système de charges remplaçant deux conducteurs cylindrique chargés.

Le champ en tout point extérieur aux conducteurs serait dû à toutes ces charges linéaires.

Ainsi dans le cas d'un faisceau de ~~deux~~ conducteurs, chaque conducteur est remplacé par une charge linéaire en son centre, plus une paire de charges linéaires de polarité opposée. Si la distance d'une telle paires de charges linéaires au point où le champ est évalué, est grande en comparaison avec leur séparation δ , cette ~~paire~~ peut être traitée comme un dipôle électrique de moment $P = q \cdot \delta$; pour lequel les équations du champ en coordonnées polaires (r et θ) sont :

$$E_r = \frac{P \cdot \cos \theta}{2 \pi \epsilon \cdot r^2}$$

$$E_\theta = \frac{P \cdot \sin \theta}{2 \pi \epsilon r^2}$$

La condition précédente n'est cependant pas satisfaite pour la paire de charges linéaires dans le conducteur à la surface duquel l'intensité du champ est évaluée. Il est alors nécessaire que le dipôle dans un tel conducteur, puisse être traité comme deux charges linéaires individuelles.

La méthode décrite cidessus peut maintenant être appliquée pour calculer E_{max} d'un faisceau de deux conducteurs. Comme le montre la fig 2.11, le champ électrique au point M à la surface du conducteur 1 est dû à :

- 1) une charge linéaire de $+ 2q$ coulombs par unité de longueur placée au centre du conducteur 1.
- 2) une charge, linéaire de $- q$ coulombs par unité de longueur, placée à la distance $\delta = \frac{r^2}{S}$ du centre du conducteur 1,
- 3) une charge linéaire de $+ q$ coulombs par unité de longueur placée au centre du conducteur 2 et,
- 4) un dipôle linéaire de moment $P = q \cdot \delta$ dans le conducteur 2.

La composante normale du champ total à la surface du conducteur 1 en M est donc :

$$E_n = \frac{q}{2 \pi \epsilon} \left[\frac{2}{r} - \frac{\cos \alpha'}{r'} + \frac{\cos \alpha''}{r''} + \frac{\delta}{r''^2} \cdot \left(\cos \theta \cdot \cos \alpha'' + \sin \theta \cdot \cos \left(\alpha'' + \frac{\pi}{2} \right) \right) \right] \quad (2.27)$$

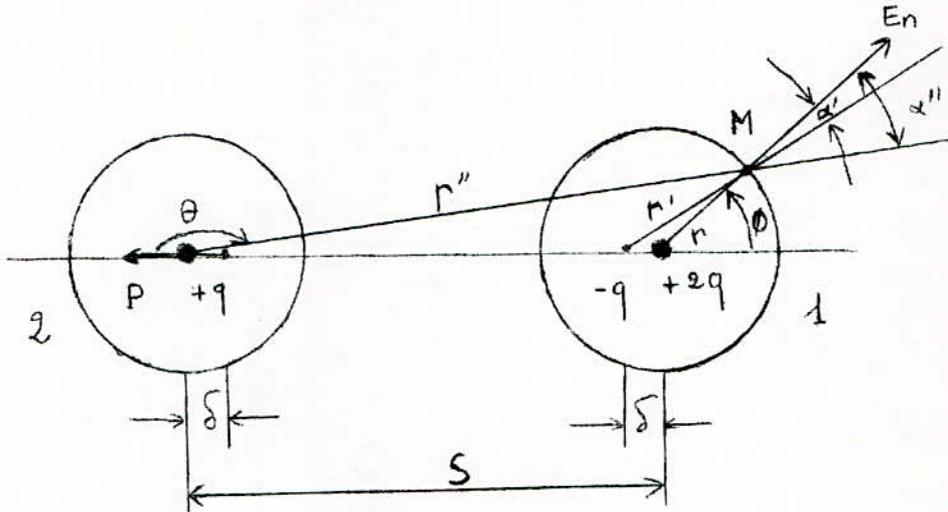


fig 2.11 modèle représentatif du faisceau de 2 conducteurs chargés.

L'intensité maximale du champ, E_{max} , à la surface du conducteur 1 est obtenue pour $\phi = 0$ [13].

En ce point :

$$r'' = S + r ; \quad r' = \delta + r ; \quad \delta = \frac{r^2}{S} ; \quad \alpha'' = 0 ; \quad \alpha' = 0 ; \quad \theta = \pi .$$

Il vient alors :

$$E_{max} = \frac{q}{2 \pi \epsilon} \left[\frac{2}{r} - \frac{1}{r + \frac{r^2}{S}} + \frac{1}{S + r} - \frac{r^2}{S (S+r)^2} \right]$$

ET en posant : $E_{moy} = \frac{q}{2 \pi \epsilon r}$; $\gamma = \frac{r}{S}$; l'expression suivante est obtenue :

$$E_{max} = E_{moy} \left[2 \cdot \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} - \frac{\gamma^3}{(1 + \gamma)^2} \right] \quad (2.28)$$

La précision de cette méthode a été illustrée graphiquement par THASSOULIS et COMSA, en fonction du rapport $\frac{S}{d}$; en comparant la courbe

$$\frac{E_{max}}{E_{moy}} = f \left(\frac{S}{d} \right) \text{ avec celle résultant de la solution exacte.}$$

Cette précision atteint la valeur de 2,5 % dans le cas extrême où $\frac{S}{d} = 1$ alors qu'elle chute jusqu'à 0,7 % pour $\frac{S}{d} = 2$. (voir fig 2,12).

Il convient de dire donc que la méthode du dipôle produit des résultats très précis pour E_{max} dans le faisceau de deux conducteurs, même si ces derniers sont relativement proches l'un de l'autre.

$\frac{E_{max}}{E_{moy}}$

erreur en (%)

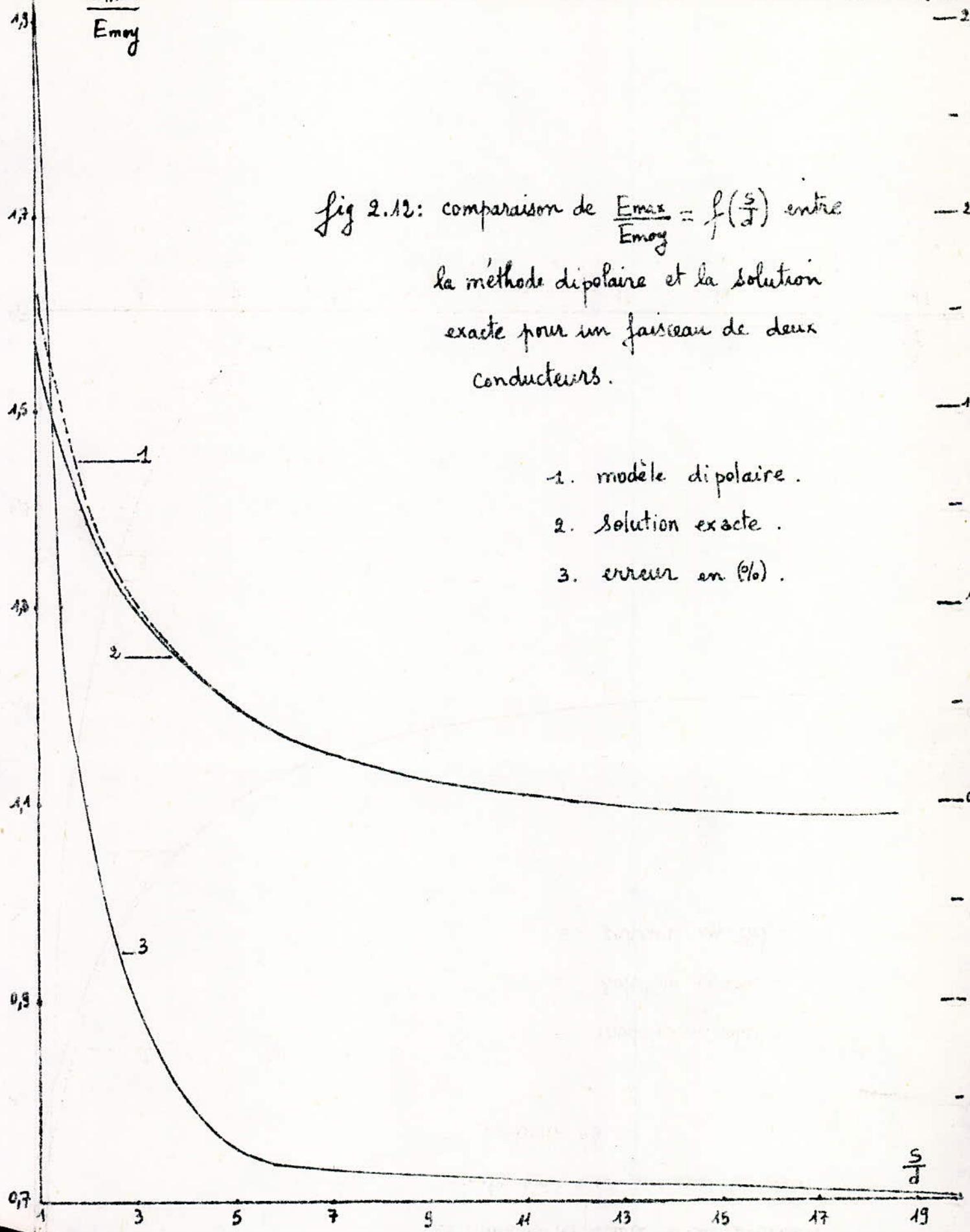


fig 2.12: comparaison de $\frac{E_{max}}{E_{moy}} = f\left(\frac{s}{d}\right)$ entre la méthode dipolaire et la solution exacte pour un faisceau de deux conducteurs.

- 1. modèle dipolaire.
- 2. solution exacte.
- 3. erreur en (%).

Considérons maintenant le cas de plusieurs conducteurs dans le faisceau; le concept d'utilisation de plusieurs dipôles dans chaque conducteur pour simuler la non uniformité de la distribution de charge à sa surface, est étendu pour les faisceaux habituels.

Pour établir le cas général, un faisceau de n conducteurs est considéré dans lequel chaque conducteur élémentaire chargé est représenté par une charge linéaire en son centre égale à la charge totale q à sa surface, plus $(n - 1)$ dipôles linéaires. Les dipôles dans le conducteur où est calculé le champ sont traités comme des charges linéaires individuelles. Le cas général de faisceau à n conducteurs avec le système de charges le représentant ainsi que toutes les distances géométriques importantes, est montré dans la fig 2.13 où le champ maximal est déterminé à la surface du conducteur 1.

Il faut noter que le conducteur 1 pourrait être n'importe quel conducteur du faisceau.

L'intensité du champ en tout point à la surface du conducteur 1 sera par le principe de superposition, la composante normale à la surface de la somme vectorielle des champs dus au système suivant de charges :

- 1) une charge linéaire de grandeur égale à $\frac{\text{charge à la surface}}{n}$ du conducteur 1, placée en son centre,
- 2) $n - 1$ paires de charges linéaires placées à l'intérieur du conducteur 1,
- 3) $n - 1$ charges linéaires, chacune placée au centre de chacun des autres conducteurs élémentaires.
- 4) $n - 1$ dipôles placés à l'intérieur de chacun des autres conducteurs.

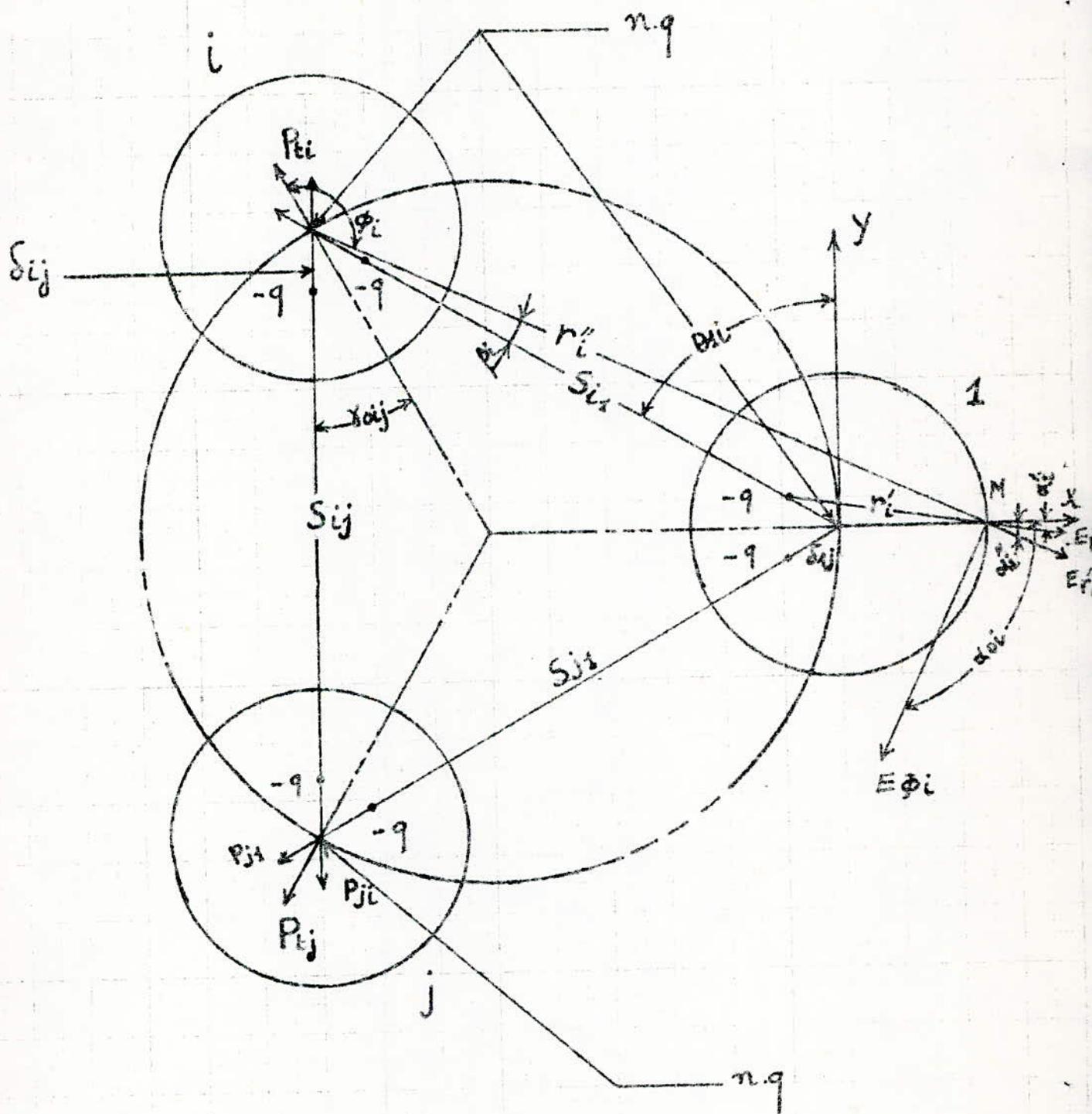


fig. 2.13 : faisceau à n conducteurs et système de charges le représentant.

Par raison de symétrie, l'intensité maximale du champ à la surface du conducteur 1 est obtenue au point M; ses composantes dues au système de charges précédent dans l'ordre établi, sont :

$$E_r = \frac{1}{2\pi\epsilon} \cdot \frac{q}{r} \quad (2.29)$$

$$E_{r'} = \frac{1}{2\pi\epsilon} \cdot \left[q \cdot \sum_{i=2}^n \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha_i}{r'_i} \right) \right] \quad (2.30)$$

$$E_{r''} = \frac{1}{2\pi\epsilon} \cdot q \cdot \sum_{i=2}^n \frac{\cos \alpha''_i}{r''_i} \quad (2.31)$$

$$E_d = \frac{1}{2\pi\epsilon} \cdot \sum_{i=2}^n \frac{P_{ti}}{r_i^2} \cdot (\cos \phi_i \cdot \cos \alpha''_i + \sin \phi_i \cdot \cos \alpha_{oi}) \quad (2.32)$$

où P_{ti} est la valeur du moment dipolaire total dans le i^{eme} conducteur. On a supposé [14] sans introduire une erreur appréciable, que la direction du vecteur P_{ti} est le long du rayon du faisceau, passant par le centre du i^{eme} conducteur. Le moment dipolaire total est défini par :

$$P_{ti} = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n P_{ij} \cdot \cos \gamma_{oij} \quad (2.33)$$

où $P_{ij} = q \cdot \delta_{ij}$ (2.34)

$$\delta_{ij} = \frac{r^2}{S_{ij}} \quad (2.35)$$

d'après la figure 2.13 :

$$S_{ij} = \left| \frac{S}{\sin \frac{\pi}{n}} \sin \left\{ \frac{\pi}{n} (j-1) \right\} \right| \quad (2.36)$$

(S étant la distance entre les centres de deux conducteurs élémentaires consécutifs du faisceau)

$$\text{et } \gamma_{oij} = \frac{\pi}{2} - \theta_{ij} \quad (2.37)$$

$$\theta_{ij} = \left| \frac{\pi}{n} (j-1) \right| \quad (2.38)$$

Dans ces équations on a :

P_{ij} = valeur de moment dipolaire dans le $i^{\text{ème}}$ conducteur, dû à la charge q du $j^{\text{ème}}$ conducteur.

S_{ij} = distance centre ^{entre} -centre le $i^{\text{ème}}$ et le $j^{\text{ème}}$ conducteur.

γ_{oij} = angle entre la ligne d'action du moment dipolaire total et la ligne d'action du moment P_{ij} .

θ_{ij} = angle entre l'axe Y dans le $i^{\text{ème}}$ conducteur et la ligne le joignant avec le $j^{\text{ème}}$ conducteur.

En utilisant maintenant (2.34), (2.35); (2.36), (2.37) et (2.38), le moment dipolaire total dans le $i^{\text{ème}}$ conducteur aura l'expression suivante :

$$P_{ti} = q \cdot \frac{r^2}{S} (n-1) \sin \frac{\pi}{n} = P_t \quad (2.39)$$

Le moment dipolaire total dans le $i^{\text{ème}}$ conducteur peut être le moment dipolaire total de n'importe quel conducteur du faisceau car une fois la géométrie des conducteurs élémentaires, fixée, sa valeur peut être calculée en utilisant (2.39) sans référence à un quelconque conducteur.

C'est la raison pour laquelle l'indice i a été souscrit de P_t dans (2.39)

Notons de la fig 2.13 que :

$$\alpha_{oi} = \frac{\pi}{2} + \alpha''_i \quad \text{et}$$

considérant (2.38), (2.32) devient :

$$E_d = \frac{(n-1)}{2\pi\epsilon} \cdot \frac{r^2}{S} \cdot \sin \frac{\pi}{n} \cdot q \cdot \sum_{i=2}^n \frac{\cos(\phi_i + \alpha''_i)}{r_i''^2} \quad (2.40)$$

L'intensité maximale du champ à la surface du conducteur 1 est obtenue en additionnant algébriquement (2.29), (2.30), (2.31) et (2.40).

Il faut rappeler que le champ résultant est dirigé le long de l'axe

X. Sa valeur est en posant $E_{\text{max}} = \frac{q}{2\pi\epsilon r}$:

$$E_{\text{max}} = E_{\text{maxy}} \left\{ n - r \left[\sum_{i=2}^n \left(\frac{\cos \alpha'_i}{r'_i} - \frac{\cos \alpha''_i}{r''_i} \right) - (n-1) \frac{r^2}{S} \sin \frac{\pi}{n} \cdot \frac{\cos(\phi_i + \alpha''_i)}{r_i''^2} \right] \right\} \quad (2.41)$$

Cette formule peut être utilisée pour calculer l'intensité maximale du champ à la surface de tout conducteur d'un faisceau à n conducteurs.

La comparaison du résultat de E_{max} donné par la méthode du dipôle avec celui obtenu par CAHEN d'expression :

$$E_{\text{max}} = E_{\text{maxy}} \left\{ 1 + (n-1) \frac{d}{D} \right\}$$

permet d'étudier la précision de la méthode. Pour cela on a considéré [14] les variations $\frac{E_{\text{max}}}{E_{\text{maxy}}} = f\left(\frac{S}{d}\right)$ représentées dans la fig 2.14. Cette figure montre que la solution obtenue par la méthode du dipôle dévie considérablement du résultat de l'équation de Cahen pour les faibles valeurs du rapport $\frac{S}{d}$.

Ainsi l'écart maximum est obtenu pour $\frac{S}{d} = 1$ et est aux environs de 21 %. Ce dernier résultat montre les limites de cette méthode pour, au dessous d'une certaine valeur de $\frac{S}{d}$, le remplacement d'un conducteur élémentaire chargé par une charge linéaire (placée en son centre) et (n - 1) dipôles linéaires (situés dans le conducteur), n'est plus valable.

Conclusion :

Une méthode analytique simple a été présentée par laquelle l'intensité maximale du champ d'un faisceau à n conducteurs, peut être calculée. Cette méthode, basée sur le modèle dipolaire, permet un calcul précis de E_{max} sur tout conducteur du faisceau, lorsque celui-ci possède des paramètres S et d tels que le rapport $\frac{S}{d}$ soit plus grand que 6. Cependant dans le cas d'un faisceau de deux conducteurs, cette condition, n'a pas grande importance.

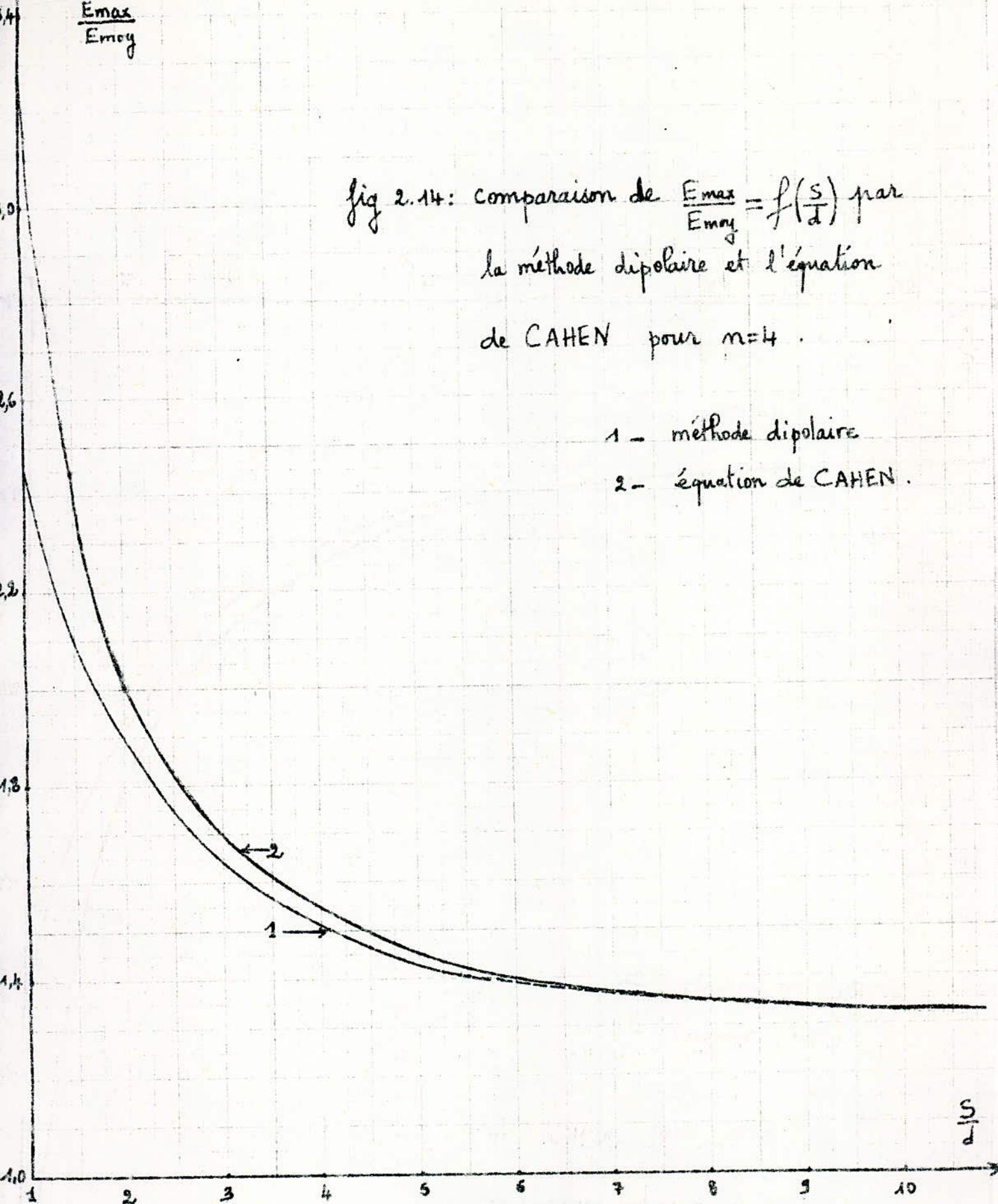
Mais dans tous les cas, le calcul de E_{max} nécessite la détermination de la charge du faisceau de phase qui peut être faite à l'aide d'une équation matricielle du type $[q] = [C] \cdot [V]$ où $[C]$ ne dépend que de la géométrie du faisceau de conducteurs.

La géométrie du faisceau, elle même dépend de certaines paramètres électriques comme l'intensité maximale du champ E_{max} et la densité de courant dans les faisceaux. Ce problème sera soulevé dans le paragraphe suivant.

$\frac{E_{max}}{E_{moy}}$

fig 2.14: comparaison de $\frac{E_{max}}{E_{moy}} = f\left(\frac{s}{d}\right)$ par
la méthode dipolaire et l'équation
de CAHEN pour $n=4$.

- 1 - méthode dipolaire
- 2 - équation de CAHEN.



2.7 Détermination des paramètres n , r , R d'un faisceau par la méthode d'Alexandrov [15].

Nous avons vu que les paramètres géométriques n , R , r définissent complètement le faisceau de conducteurs, destiné aux lignes T. H. T et U. H. T; pour chaque ligne ces paramètres doivent être optimisés sur la base de deux conditions importantes:

- la détermination de la section transversale du faisceau de conducteurs par la densité de courant économique j_e (c'est à dire une densité de courant qui correspond à une consommation minimum de cuivre pour la puissance considérée).

- la limitation des décharges couronne à la surface des conducteurs, liée avec l'intensité maximale du champ électrique.

De plus, tout en assurant la capacité maximum de transmission de la ligne, la plus petite distance possible entre phases, est choisie.

Enfin le coefficient de remplissage K_f qui caractérise le type des conducteurs élémentaires en fonction de la densité de matériel conducteur les composant, doit être aussi optimisé.

Considérons le choix du faisceau de conducteurs, la première condition étant la détermination de la section transversale de ce faisceau, elle est basée donc sur la détermination de l'optimum économique de la densité de courant donné par une formule de calcul technico-économique [16].

$$j_e = \sqrt{\frac{(P_n + P_a) K_q}{3 \rho \cdot \tau \cdot C_e}} \quad (2.42)$$

où K_q est le facteur de proportionnalité entre le coût composant 1 Km de longueur de ligne dépendant de la section transversale du faisceau, et la section transversale elle même.

P_n : coefficient normalisé d'investissement efficace.

P_a : taux d'amortissement.

ρ : résistivité spécifique des conducteurs.

τ : durée des pertes maximales.

C_e : Coût des pertes de puissance.

La seconde condition se réfère à la surface des conducteurs et résulte du besoin d'imposer certaines restrictions sur les pertes de puissance et les perturbations radiophoniques causées par les décharges couronne. Le niveau permis des pertes couronne est aussi déterminé par un calcul économique.

Les faisceaux de conducteurs ainsi choisis doivent satisfaire simultanément les deux conditions. Les opérations de combinaison de ces conditions selon Alexandrov, sont exécutées dans une forme analytique qui facilite quelque peu la technique du choix des faisceaux de conducteurs.

Cette méthode analytique utilise deux équations électriques principales, pour calculer la densité de courant dans le faisceau (j) et la tension simple (U), en fonction des autres paramètres électriques et géométriques. Ces équations sont respectivement :

$$I_n = \frac{U}{Z} \quad (2.43)$$

et

$$Q = C \cdot U \quad (2.44)$$

avec Z = impédance caractéristique de la ligne avec déphasage nul.

I_n = le courant total du faisceau, correspondant à Z .

C = valeur moyenne de la capacité linéique effective.

L'impédance caractéristique de la ligne est définie par :

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{V_0 C} \quad (2.45)$$

où : L est la valeur moyenne de l'inductance linéique effective

V_0 est la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique le long de la ligne (V_0 est proche de la vitesse de la lumière).

Ainsi d'après (2.44) et (2.45) ; (2.43) devient :

$$I_n = Q \cdot V_0 \quad (2.46)$$

La relation (2.46) n'est donc vraie que dans le cas de transmission avec impédance caractéristique où le déphasage est nul.

Pour calculer la valeur de I_n (donc de j) il est nécessaire de déterminer la charge linéique Q .

Selon Alexandrov, deux considérations permettent de déterminer la charge réelle dans le faisceau :

1. d'abord, comme il a été démontré par la méthode de Lesch, la charge linéique Q détermine l'intensité maximale du champ à la surface des conducteurs du faisceau suivant la formule

$$E_{\max} = \frac{Q}{2\pi\epsilon r \cdot n} \left[1 + (n-1) \frac{r}{R} \right] \quad (2.47)$$

Etant donné que l'intensité maximale du champ permise (E_{per}) par des considérations sur l'effet couronne est déterminée par un calcul économique; la valeur de la charge permise (Q_{per}) correspondante serait d'après

$$(2.47): \quad Q_{\text{per}} = \frac{2 \pi \epsilon r \cdot n}{1 + (n-1) \frac{r}{R}} \cdot E_{\text{per}} \quad (2.48)$$

De plus, on sait que dans l'étude des lignes T. H. T à transmission, on choisit les caractéristiques de l'isolement pour la tension maximale de service cependant, durant le fonctionnement, les conditions de transmission de la puissance sont caractérisées par la tension de service effective de la ligne. Il s'en suit que (comme pour la tension), la charge sur la ligne, à la tension considérée, est plus faible que la valeur permise déterminée par (2.48), avec l'hypothèse que la capacité C reste constante.

Sa valeur est alors :

$$Q = \alpha \cdot Q_{\text{per}} \quad (2.49)$$

avec

$$\alpha = \frac{U}{U_{\text{max}}}$$

2. La seconde considération est liée au fait bien connu que dans une ligne électroénergétique avec arrangement en nappe, l'intensité maximale du champ est obtenue sur les conducteurs de la phase du milieu. Donc c'est sur cette phase que la charge est limitée par l'effet couronne; sur les phases extérieures, sa valeur est plus faible que Q_{per} .

En conséquence, la valeur moyenne de la charge dans les phases de la ligne, peut être estimée proportionnelle au rapport entre la capacité moyenne de fonctionnement (C) et la capacité maximum de fonctionnement (C_{max}) [17] :

$$Q = \alpha \cdot Q_{\text{per}} \cdot \frac{C}{C_{\text{max}}} \quad (2.50)$$

Considérant (2.48) et (2.50), la valeur du courant moyen dans le faisceau, dans l'hypothèse de fonctionnement en régime caractéristique avec le déphasage nul, est égale à :

$$I_n = \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot r \cdot n \cdot V_0 \cdot \alpha \cdot E_{per} \cdot C}{1 + (n-1) \frac{r}{R} C_{max}} =$$

$$= \frac{\alpha \cdot n \cdot r \cdot E_{per}}{60 \left[1 + (n-1) \frac{r}{R} \right]} \cdot \frac{C}{C_{max}} \quad (2.51)$$

En réalité le régime de fonctionnement diffère du régime caractéristique et la puissance dans ces conditions peut être notée par :

$$P = \beta \cdot P_n$$

où $P_n = 3 \frac{V^2}{Z} =$ puissance caractéristique.

Et la relation (2.46) entre la charge et le courant diffère car dans ce cas le déphasage n'est pas nul. De ce fait l'équation (2.51) devient :

$$I_n = \frac{2 \pi \cdot \epsilon \cdot V_0 \cdot n \cdot r \cdot \alpha \cdot \beta \cdot E_{per} \cdot C}{\cos \varphi \left[1 + (n-1) \frac{r}{R} \right] C_{max}}$$

Mais , dans le calcul de la densité de courant moyenne, on considère l'équation (2.51), car d'une part, la puissance transmise diffère pratiquement de très peu de la puissance caractéristique et que d'autre part dans l'intervalle : $0,9 \leq \beta \leq 1,1$ alors $\cos \varphi \approx 1$ [18].

Et l'on a finalement pour la densité de courant :

$$j = \frac{I_n}{n \cdot \pi \cdot K_f \cdot r^2} = \frac{\alpha \cdot E_{per}}{60 \cdot \pi \cdot K_f \cdot r \left[1 + (n-1) \frac{r}{R} \right]} \cdot \frac{C}{C_{max}} \quad (2.53)$$

où K_f possède habituellement les valeurs suivantes:

$K_f = 0,65$	pour conducteur du type	- A.C
$K_f = 0,67$	" " " "	ACO
$K_f = 0,61$	" " " "	ACY

Avec le type de conducteur, connu (c'est à dire K_f) et la valeur de la densité de courant fixée d'après (2.42), l'équation (2.53) relie les trois paramètres géométriques r , n , R .

Une seconde équation les reliant peut être obtenue par (2.44) :

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{\alpha \cdot Q_{per}}{C} \cdot \frac{C}{C_{max}} = \frac{2\pi\epsilon \cdot n \cdot r \cdot E_{per}}{1 + (n-1) \frac{r}{R}} \cdot \frac{\alpha}{C_{max}} \quad (2.54)$$

Après calcul de C_{max} par l'équation approximative (2.46), l'équation (2.54) devient [19] :

$$U = \frac{\alpha \cdot n \cdot r \cdot E_{per}}{1,2 \left[1 + (n-1) \frac{r}{R} \right] \cdot \left[\frac{1}{\text{Log} \left[\sqrt[3]{2} \frac{a}{R} \sqrt{\frac{n \cdot r}{R}} \right]} - 0,018 \right]} \quad (2.55)$$

Lorsque les conditions climatiques ne varient pas (c'est à dire que E_{per} reste fonction seulement de r), la formule (2.53) permet de tracer les dépendances $j = f (r)$ car pratiquement les paramètres n et R des faisceaux habituels, introduisent une correction d'ordre inférieur à deux [20] .

La fig (2.15) de l'annexe I représente $j = f (r)$ pour différentes classes de la tension avec $\alpha = 0,95$ et $K_f = 0,67$ et $0,52$. Elle montre que les différentes caractéristiques $j = f (r)$ sont très serrées entre elles; ceci signifie que pour une classe de tension arbitraire, les conducteurs élémentaires ont le même ou presque le même rayon. En conséquence, d'après (2.55), la variation de $n = f (U)$ est pratiquement linéaire pour chaque densité de courant fixée, comme le montre la fig (2.16) donnée par Alexandrov (annexe I).

De plus les dépendances $j = f (R)$ pour des lignes à différentes classes de tension, avec différents nombres de conducteurs élémentaires

et $\alpha = 0,95$, présentées sur la fig (2.17) de l'annexex II, montrent que la densité du courant moyenne augmente avec l'augmentation de n , qui elle même est due à la réduction du rayon r . Le rayon optimum du faisceau est tel que lorsque n est connu, la densité de courant est maximum, ce maximum ne correspond pas à la valeur minimum du rayon des conducteurs élémentaires. La relation déduite par ce même auteur à partir de la fig (2.17), entre le rayon optimum du faisceau et la classe de tension est représentée par une courbe moyenne dans la fig (2.18) de l'annexe II. Cette relation est indépendante du nombre de conducteurs élémentaires. Le tableau suivant représentant les valeurs de la tension et du rayon optimum R correspondant, en conformité avec la fig (2.18), est donné par Alexandrov en tenant compte des exigences sur l'isolement entre phases:

U (kV)	330	500	750	1000	1250
R (m)	0,20	0,25	0,40	0,50	0,60
a (m)	9	11	16	20	25

En vertu de tous les résultats précédents, la considération de l'équation (2.55) montre que pratiquement, pour une classe de tension donnée, le produit nr change très peu quand n change : fig (2.19) de l'annexe III. Ainsi nr peut être considéré comme un paramètre déterminant la classe de tension, voir fig (2.20), annexe III.

Cependant pour un type de conducteur donné, et une tension donnée le changement de n entraîne un rapide changement de r (et par conséquent de j) comme on peut le voir sur la fig (2.19)

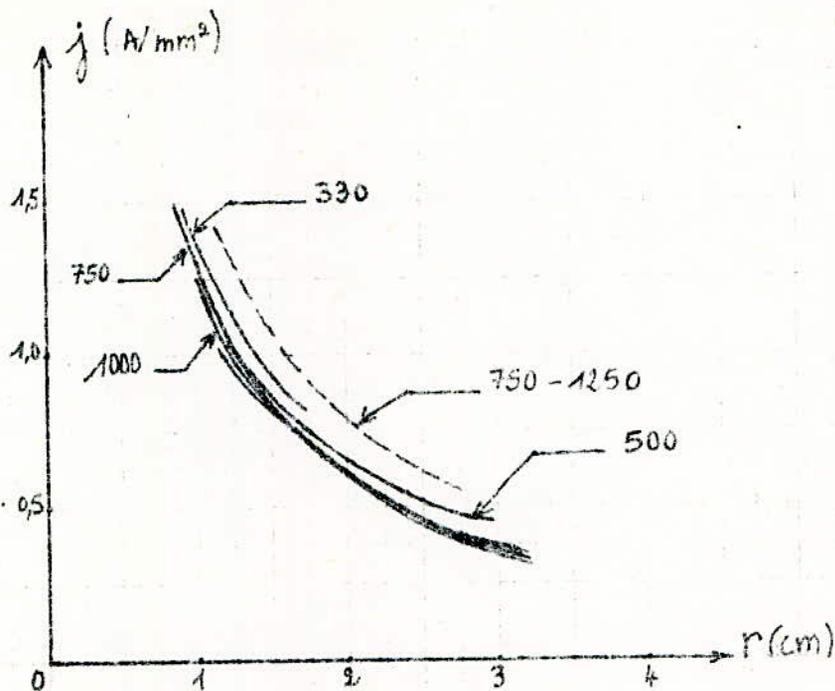


fig 2.15 : variations $j = f(r)$ avec $\alpha = 0,95$, $k_f = 0,67$ (continue), $k_f = 0,5$ (pointillés) et U paramètre en kV.

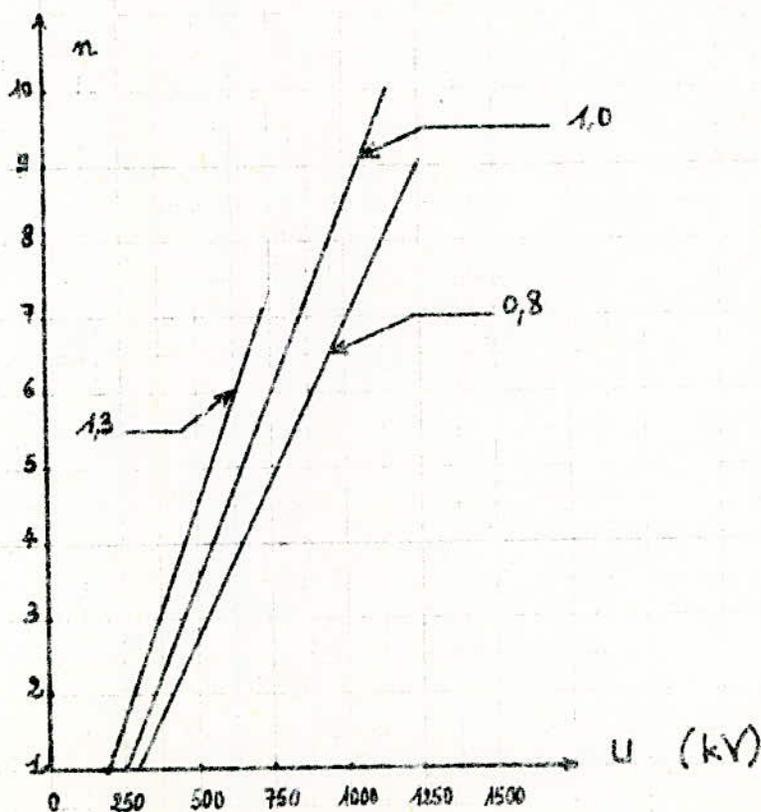


fig 2.16 : variations $n = f(U)$ avec $\alpha = 0,95$, $k_f = 0,67$ et j paramètre en (A/mm^2)

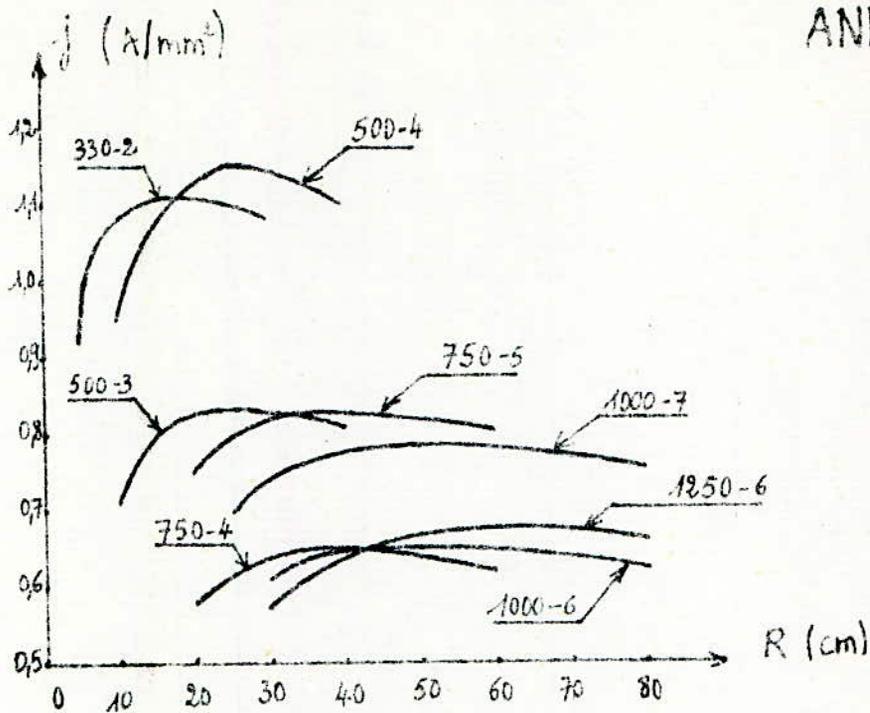


fig 2.17: Courbes $j = f(R)$ avec $\alpha = 0,95$ et U et n paramètres.

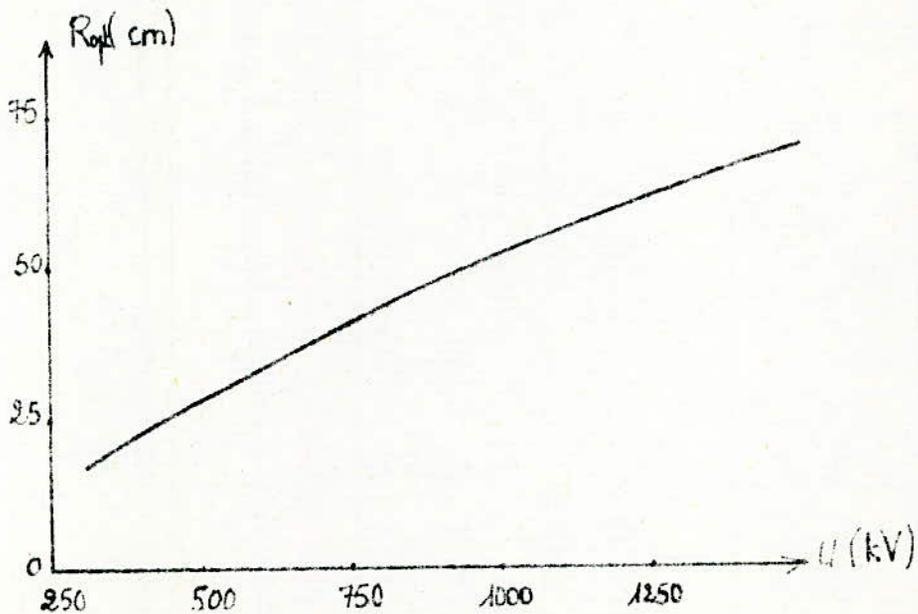


fig 2.18: courbe moyenne $R_{opt} = f(U)$ avec $\alpha = 0,95$.

ANNEXE III

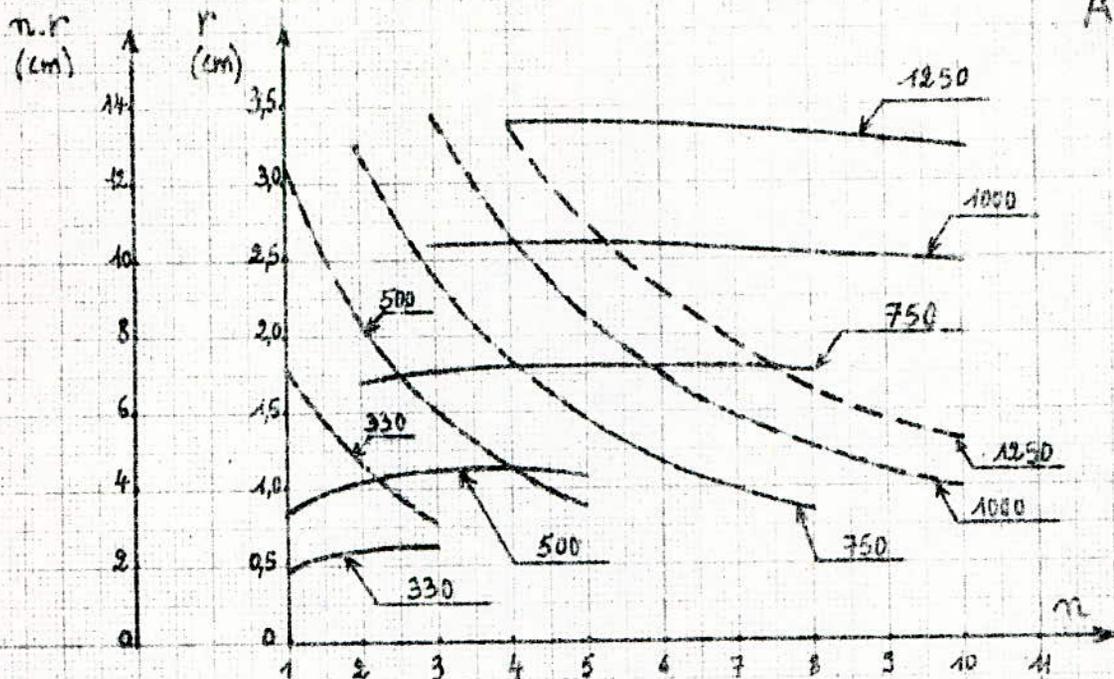


fig 2.19: ——— courbes $n.r = f(n)$
 - - - courbes $r = f(n)$
 avec $\alpha = 0,95$ et U paramètre (en kV).

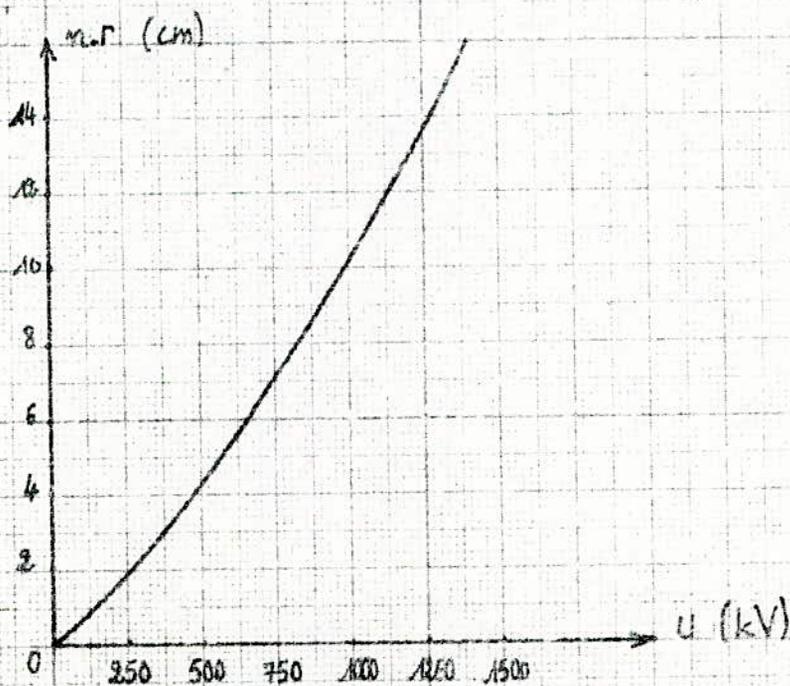


fig 2.20: courbe $n.r = f(U)$ avec $\alpha = 0,95$

Conclusion :

La méthode d'optimisation des paramètres r , n , R selon Alexandrov, se base donc sur deux formules analytiques pour la tension et la densité de courant. Ces formules permettent avec certaines considérations pratiques, d'établir différentes caractéristiques graphiques dont la combinaison permet de déterminer les trois paramètres r , n , et R du faisceau. Le processus du choix de ces paramètres serait le suivant :

Pour une tension donnée, le produit $n.r$ est connu; si en plus la valeur de la densité de courant économique est donnée, le rayon r est déterminé. Ces deux conditions permettent avec un choix convenable du coefficient de remplissage K_f , de déterminer n . Ce dernier paramètre augmente avec l'augmentation de la tension. Enfin, le rayon optimum du faisceau doit être conforme à l'utilisation maximum de ce faisceau.

Les faisceaux de conducteurs ainsi déterminés sont encore sujets à différentes contraintes de nature mécaniques et électriques durant le fonctionnement. En ce qui concerne les contraintes mécaniques, elles sont dûes principalement à l'action du poids des conducteurs et à celles du vent, de la neige et du givre et les contraintes électriques aux forces électrodynamiques et électrostatiques. Ces deux dernières peuvent être importantes, surtout lors des régimes transitoires comme par exemple pour les forces électrodynamiques dues aux courants de court-circuits et les forces électrostatiques correspondantes aux fortes intensités du champ, dûes aux surtensions.

Ces contraintes peuvent dans de tels cas provoquer une irrégularité dans la configuration du faisceau pouvant changer certains paramètres de ligne comme l'inductance et la capacité.

Pour éviter ces anomalies il est nécessaire de placer des entretoises entre les conducteurs de chaque faisceau. La forme et le nombre des entretoises à adopter pour une ligne, dépendent des caractéristiques de celle-ci.

Dans le chapitre suivant seront considérées quelques caractéristiques de lignes actuellement en exploitation.

Chapitre III Lignes T. H. T à faisceaux de conducteurs.

3. I Généralités

Le transport des grandes quantités d'énergie des lieux de production jusqu'aux centres de consommation, se fait actuellement largement au moyen des lignes T.H.T à faisceaux de conducteurs. En conséquence de nombreux problèmes spécifiques aux faisceaux de conducteurs sont rencontrés lors de la construction et l'exploitation de telles lignes. Parmi ces problèmes figurent le raccordement des conducteurs du faisceau, l'isolement, les dimensions des pylônes, la protection contre les surtensions (les surtensions de manœuvre surtout) etc...

Dans les pays les plus industrialisés l'utilisation de ces lignes se trouve de plus en plus accrue, aussi, une grande expérience est acquise actuellement dans ce domaine.

Dans ce chapitre seront d'abord citées quelques lignes T.H.T en exploitation ainsi que les caractéristiques des faisceaux adoptés pour ce genre de lignes, par la suite nous passerons en revue quelques problèmes relatifs à la construction et au montage des faisceaux de conducteurs.

3.2 Les lignes T.H.T en exploitation

Les lignes T.H.T sont utilisées pour le transport de l'énergie produite par de puissantes centrales électriques ainsi que pour l'interconnexion de réseaux électriques importants. Parmi elles se trouvent les lignes ayant les niveaux de tensions : 380/ 400 KV , 500 kV et 700 kV qui sont actuellement les plus répandues (le domaine des ultra hautes tensions étant encore au stade de l'expérimentation).

Sur le tableau suivant sont indiquées les valeurs de la puissance transportée par des lignes T.H.T en exploitation dans différents pays :

pays	R.F.A		U.R.S.S	Canada
jusqu'à l'année	1970		1966	1972
U (kV)	380	4x420	500	735
P (MW)	600	2800	1000	5700

Dans de telles lignes il est nécessaire de placer en permanence des réactances shunt afin de limiter à un niveau acceptable les surtensions à fréquence industrielle [21].

Les surtensions de manœuvres sont pour leur part l'un des éléments les plus importants pour la définition de la géométrie des supports (pylônes) et de la ligne toute entière. En conséquence les lignes T.H.T sont caractérisées par leurs dimensions transversales énormes déterminées par le niveau d'isolement choisi. Ainsi pour le niveau 765 kV par exemple, la distance entre deux phases voisines sera environ de 20 m et le faisceau de chaque phase pourra être isolé du pylône par une double chaîne d'isolateurs disposées en " V " et mesurant chacune 7 m de longueur.

L'isolement des conducteurs du faisceau dépend des caractéristiques de celui-ci.

Les caractéristiques des faisceaux dans certaines lignes en exploitation, sont données dans le paragraphe suivant.

3.3 Caractéristiques des faisceaux de différentes lignes.

Ces caractéristiques sont rassemblées pour chaque ligne dans le tableau suivant [22] :

Caractéristiques électriques et mécaniques des faisceaux de conducteurs.

<u>Caractéristiques du faisceau</u>	<u>pays</u>		
	FRANCE	ETATS-UNIS	CANADA
tension pour laquelle la ligne est construite (kV)	380	525	735
tension d'exploitation de la ligne (kV)	380	525	735
date de mise en service	25/12/1963	Février 1967	15/10/1965
ligne simple ou ligne double	simple	simple	simple
nature des conducteurs câblés	Al+AC, Alec + AC	Al+Alliage AL	AL + Ac
nom ou type des conducteurs	"	"	«Bersimis»
nombre de conducteurs par phase	2	3	4
rayon du cercle sur lequel sont disposés les conducteurs du faisceau (cm)	20	26,39	22,86
position angulaire des différents conducteurs sur ce cercle (sens trigo.)	0°-180	30°-150°-270°	45°135°225° - 315°
diamètre d'un conducteur câblé (mm)	32,3	29,59	35,05

Nomenclature de l'âme d'acier	Alliage-Al		
diamètre et section du premier fil (mm, mm ²)	2,65 - 5,53	4,226-14,03	2,54-5,067
1ere couche: nombre de fils, diamètre, section (mm,mm ²)	6 - 2,65 - 5,53	6 - 4,226 - 14,03	6 - 2,54 - 5,067
2eme couche: nombre de fils, diamètre, section (mm,mm ²)	12 - 2,65 - 5,53	6 - 4,226 - 14,03	
section totale de l'âme d'acier (mm ²)	105	182,36	35,5
nomenclature de la couronne conductrice en aluminim :			
1ere couche : nombre de fils, diamètre, section (mm,mm ²)	18-2,64-5,47	6-4,226-14,03	8-4,57-16,41
2eme : couche	24-2,64-5,47	18-4,226-14,03	14-4,57-16,41
3eme couche	20-4,24-14,12		20-4,57-16,41
section totale des fils aluminim (mm ²)	512	336,72	689,7
section totale Aluminim + Acier (mm ²)	617	519,08	752,2
poids kilométrique du câble (Kg)	2260	1434,3	2184

module d'élasticité du câble (Kg/mm ²)		5177-6058	6300
charge de rupture du câble (Kg)		II 367	15420
tension mécanique de service du câble (Kg)		I818	6350
Section totale de l'ensemble des conducteurs constituant le faisceau (mm ²)(Al+Acier)	I234	I557	2900,8
Distances entre phases (on appelle 1,2,3 les faisceaux de conducteurs de chaque phase) :			
d 1 - 2 (m)	10	9,22	15,24
d 1 - 3 (m)	20	18,43	30,48
d 2 - 3 (m)	10	9,22	15,24
informations diverses concer- nant les câbles:		à 60 HZ	à 60 HZ
résistance linéique (Ω/Km)	Al+Ac:0,057	0,0608 à 258	0,01165
réactance linéique (Ω/Km)		0,2477	0,341
longueur de la ligne (Km)	Al+Ac :251 Alec+Ac:28		
pour l'altitude moyenne de la ligne : le rapport de la tension d'apparition de l'effet de couronne (formule de PREEK) à la tension de service.		I,23	I,43

<p><u>Câble de garde :</u></p> <p>nombre de câbles de garde (conducteurs 4 et 5) nature du câble de garde</p>		<p>2 acier galvanisé «c» à haute résistance.</p>	<p>2 acier au creu- set galvanisé.</p>
<p><u>distance entre les conducteur de phase et les câbles de garde :</u></p> <p>1. à l'aplomb du pylône :</p> <p>d 1 - 4 (m) d 3 - 4 (m) d 1 - 5 (m) d 3 - 5 (m) d 4 - 5 (m)</p> <p>2. au milieu de la portee:</p> <p>d 1 - 4 (m) d 3 - 4 (m) d 1 - 5 (m) d 3 - 5 (m) d (4- 5) (m)</p>		<p>9,90 18,04 18,04 9,90 12,34 14,08 20,63 20,63 14,08 12,34</p>	<p>13,71 28,96 28,96 13, 71 21,5 17,37 30,92 30,92 17,37 21,5</p>
<p><u>pylône :</u></p> <p><u>type du pylône :</u></p> <p><u>pour un pylône normal d'alignement :</u></p> <p>dimensions :</p> <p>hauteur totale entre le sol et le sommet du pylône (m)</p> <p>largeur maximale entre les extrémités de la traverse ou de deux consoles . (m)</p>	<p><< chat >></p> <p>type B₁NW</p> <p>31,4</p> <p>20</p>	<p>acier en nappe; sans hauban</p> <p>38,09</p> <p>27,12</p>	<p>sans hauban</p> <p>40,48</p> <p>42,67</p>

Chaines d'isolateurs :			
Chaîne simple verticale	I C I5 F	V E E	V chaîne double
type d'isolateur	Verre I.5I5L- capot et tige	à chape	capot et tige à chape sus- pendu.
dimensions (mm)	I45X 280	I46x254	I46,05x254 I46,05x254 I58,75x266,7
nombre	I9	2 x 24	2 x 35
charge mécanique qu'un isola- teur supporte indéfiniment (t)	I5	4,545	6,804 II,34 I6,329
chaîne d'ancrage	XIII. CI5F		chaîne qua- druple
type d'isolateur	Verre I.5I5L- capot et tige	à chape	capot et tige à chape sus- pendu
dimensions (mm)	I45 x 280	I46x254	I58,75x266,7
nombre	3 x I9	3 x 24	4 x 35
charge mécanique qu'un isola- teur supporte indéfiniment (t)	I5	6,82	
tension tenue au choc par les chaines d'isolateurs (kV crête)	I560	I050	I350 -
tension tenue à fréquence in- dustrielle sous pluie (kV eff)	640	9I5	

4 Problèmes de construction et de montage d'un faisceau de conducteurs :

1. Les conducteurs.

Les conducteurs élémentaires doivent être régulièrement disposés en faisceau tout le long de la portée. Cette disposition est souvent réalisée durant l'exploitation de la ligne, du fait des contraintes électriques et surtout des oscillations mécaniques. De plus les conducteurs du faisceau sont soumis en plus de leur poids propre, à des surcharges temporelles (neige, givre) ainsi qu'à des efforts mécaniques internes comme la tension mécanique, qui peuvent entraîner la rupture des conducteurs.

Tous ces facteurs contribuent à déformer la configuration du faisceau et, de ce fait, empêchent la marche vers des tensions plus élevées nécessitant des faisceaux plus complexes.

La majorité des faisceaux installés ont le rapport de l'écartement au diamètre du conducteur, variant entre 15 et 18 [23].

2. raccordement :

Les conducteurs élémentaires du faisceau devant être partout au même potentiel, il se pose alors le problème du raccordement entre eux et aux parties mises sous tension. La forme du raccordement ne doit pas présenter d'irrégularités géométriques afin de garder une répartition homogène du champ

Car dans le cas défavorable, les décharges locales peuvent devenir très dangereuses pour la ligne.

3. Les isolateurs :

Le faisceau de conducteurs est isolé du pylône auquel il est suspendu au moyen d'une ou plusieurs chaînes d'isolateurs.

Ces chaînes sont disposées différemment selon le parcours de la ligne: elles sont généralement verticales pour l'alignement du faisceau et horizontales pour son ancrage. Elles peuvent aussi former un «V» (dans le plan vertical) pour la suspension de faisceaux à U.H.T.

Les isolateurs se trouvent ainsi soumis à des contraintes combinées (électriques, thermiques, mécaniques etc...) qui peuvent concourir à leur destruction. En ce qui concerne les contraintes électriques; notons l'inégale répartition des potentiels à travers les éléments de la chaîne; en effet les éléments proches des conducteurs du faisceau sont soumis à des potentiels plus élevés que ceux médians. Pour la protection de ces éléments, on dispose, aux extrémités des chaînes, près des conducteurs, de deux anneaux de garde portés au même potentiel que le faisceau. Ce dispositif produit une amélioration de la répartition des potentiels et permet ainsi de maintenir d'une part, les perturbations radiophoniques à un niveau acceptable et d'autre part l'arc de puissance suffisamment loin des isolateurs.

L'arc de puissance peut dans les cas défavorables provoquer des contraintes thermiques très importantes sur les isolateurs.

Enfin les contraintes mécaniques résultent des actions simultanées du poids du faisceau et des poussées du vent.

La forme et les dimensions des chaînes d'isolateurs dépendent en particulier :

- de la tension de la ligne,
- des efforts mécaniques auxquels ils sont soumis,
- de la pollution du site et,
- du prix de revient de la ligne et de son importance.

4. Les pylônes :

Les faisceaux de conducteurs se trouvent attachés aux pylônes par l'intermédiaire de chaînes d'isolateurs qui, sous la tension normale de service et en cas de surtensions, ne doivent être ni perforés, ni contournés. Les parties du support doivent se trouver à une distance du faisceau, telle que dans ces mêmes conditions, un arc ne puisse s'amorcer à travers l'air. Les distances minimales qu'il faut aménager entre conducteurs et pièces métalliques mises à la terre, déterminent la silhouette et les dimensions (la largeur surtout) des pylônes compte tenu des surtensions probables. Deux sortes de pylônes sont utilisées dans une ligne à T. H. T :

- les pylônes de suspension et d'angle qui sont en général d'une construction boulonnée et,
- les pylônes d'arrêt, d'une construction soudée.

Le calcul mécanique des pylônes doit tenir compte des efforts

verticaux:

- poids des constituants du pylône.
- poids des faisceaux de conducteurs.
- poids des isolateurs.

transversaux

- pressions du vent sur les portées.
- pour les supports d'angle: composante horizontale de la résultante des tensions de part et d'autre du pylône.
- pression du vent sur le pylône lui-même.

Le poids des pylônes entre dans une large mesure dans le coût de la ligne sans compter les indemnités faisant suite aux acquisitions de terrains par le constructeur de la ligne. Enfin l'esthétique des pylônes, adoptée pour chaque ligne doit correspondre aux sites naturels par lesquels passe cette ligne.

5. Distance

La distance entre faisceaux de phase caractérise le niveau d'isolement des lignes T. H. T. L'isolement est généralement dimensionné d'après les surtensions de manœuvre dont la fréquence peut être facilement déterminée. Les distances minimales entre phases; entre phase et masse etc..., sont donc déterminées par les conditions défavorables de surtensions dont la durée du front d'onde détermine la rigidité diélectrique.

Chapitre IV : Vérification expérimentale en laboratoire.

4.1 Généralités.

Après avoir étudié quelques méthodes de calcul de l'intensité du champ d'un faisceau et les caractéristiques de ce dernier, il serait convenable de procéder à une vérification expérimentale sur un modèle réduit à l'échelle de laboratoire. L'objet de cette vérification est de comparer la tension d'apparition de l'effluve (couronne) dans les cas d'un faisceau de conducteurs et d'un conducteur élémentaire. Pour ce faire on a procédé aux essais pendant la nuit à cause de la mauvaise couverture du laboratoire de H.T de l'E.N.P.A.

4.2 Laboratoire de H.T.

Dans le laboratoire de H.T de l'E.N.P.A on s'intéresse à la station d'essais à la fréquence industrielle de 50 Hz qui se compose des éléments suivants :

1. transformateur d'essais à haute tension monophasé.
2. transformateur de réglage monophasé.
3. voltmètre de crête.
4. pupitre de commande.

Parmi ces éléments, le plus important est le transformateur à H.T dont la tension nominale au secondaire est de 300 kV.

4.3 Le modèle expérimental.

Le faisceau de conducteurs pris comme modèle d'essai possède les caractéristiques géométriques suivantes:

- $D = 10$ cm
- $n = 4$
- $d = 1,5$ mm
- $a = 4$ m
- la longueur $l = 2$ m environ.

Les conducteurs élémentaires sont disposés, aux extrémités du faisceau, sur les génératrices de deux cylindres en bois de diamètres D , et 10 cm de long.

Malgré cette disposition l'écartement entre ces conducteurs élémentaires n'est pas rigoureusement constant tout le long du faisceau donc imperfection du modèle. Cette imperfection est encore plus importante en ce qui concerne le raccordement des conducteurs élémentaires entre eux et à la borne H.T du transformateur. Ce dernier inconvénient du modèle peut entraîner des erreurs sur la mesure de la tension correspondante à l'apparition des décharges visibles.

4.4 Résultats de l'essai .

Nous mesurons les valeurs de la tension avec le voltmètre de crête à spot lumineux pour les cas du faisceau à quatre conducteurs et du conducteur élémentaire unique. Nous obtenons ainsi respectivement les valeurs suivantes de la tension :

$$U_{\max} = 72 \text{ kV}$$

$$U_{1\max} = 26 \text{ kV}$$

Le rapport des deux tensions sera donc :

$$\frac{U_{\max}}{U_{1\max}} = \frac{72}{26} = 2,77.$$

La valeur du rapport théorique correspondant, dans les conditions

idéales est :

$$\frac{U_{\max}}{U_{1\max}} = \frac{n \ln \frac{a}{Rc}}{\ln \frac{a}{r}} = 2,4.$$

Conclusion:

En considérant l'état réel du faisceau (les conducteurs élémentaires irrégulièrement écartés les uns des autres) et les conditions de la manipulation, défavorables (mauvaise visualisation du début des effluves), on peut dire que la théorie est dans une large mesure, vérifiée.

C O N C L U S I O N S

1) Les faisceaux de conducteurs représentent une solution plus économique et techniquement plus réalisable que les conducteurs uniques équivalents.

2) Parmi les méthodes de calcul de l'intensité du champ, celles de K. Kipfmüller et de G. Lesch pourront être considérées comme étant les plus classiques.

3) Pour le dimensionnement d'un faisceau de conducteurs en fonction de l'intensité maximale du champ, les paramètres de base qui influencent le plus cette grandeur sont les suivants :

- le rayon r des conducteurs élémentaires,
- le rayon R du faisceau et,
- le nombre n des conducteurs élémentaires du faisceau.

4) Dans les pays industrialisés, parmi les lignes à très haute tension actuellement en utilisation, les plus importantes sont les suivantes :

- 380 kV (France)
- 500/ 525 kV (ETATS-UNIS)
- 735 kV (CANADA)

Les faisceaux de ces lignes sont constitués des conducteurs élémentaires suivants :

tension (kV)	380	525	735
type	Al+Ac. et Alec+Ac e	Al+Alliage Al	Al + Ac
rayon (mm)	16,15	14,8	17,5
nombre	2	3	4

5) Au cours des mesures de la tension d'apparition des décharges visibles sur le modèle choisi, il a été constaté que dans le cas du faisceau cette tension était environ trois fois plus grande que celle mesurée sur un conducteur élémentaire.

6) Il est vivement recommandé pour l'extension de cette étude, de procéder au calcul du champ d'un faisceau de conducteurs en appliquant autres méthodes en prenant en considération tous les facteurs nécessaires pour le dimensionnement des lignes de très haute tension correspondantes.