

CHAPITRE I**GENERALITES SUR LA HAUTE TENSION****I INTRODUCTION****1) Définition: haute tension**

C'est le niveau de tension qui engendre un champ électrique suffisamment élevé capable de modifier les propriétés de la matière isolante des composants d'un système. La haute tension traite donc de l'ensemble des systèmes soumis aux champs électriques élevés.

2) Domaine de la haute tension**Réseaux de transport d'énergie électrique**

lignes aériennes, câbles souterrains et marins, isolateurs, sectionneurs, disjoncteurs, parafoudres, mises à la terre, condensateurs, transformateurs de puissance, alternateurs, appareillage SF6, compatibilité électromagnétique (CEM).

Electricité statique

Générateurs électrostatiques, moteurs électrostatiques, filtres électrostatiques, xérocopie, imprimante électrostatique, peinture électrostatique.

Physique

microscope électronique, accélérateurs de particules.

Médecine

Effets biologiques des champs électriques, diagnostique par rayons X, thérapie par rayons X, ozonothérapie, diélectrophorèse

Electronique

Tube cathodique, générateurs piézo-électriques, allumage électrique, flash électronique, lampe à décharge, filtre bactériologique UV.

Foudre

Captage de la foudre, protection contre la foudre (paratonnerre, éclateurs, parafoudre, câble de garde).

Impulsions électromagnétiques d'origine nucléaire (NEMP)

Protection des lignes de transmission, protection des antennes, protection des appareils électroniques, cages blindées (cage de Faraday).

3) Installations à fort courant

Les installations à fort courant sont celles qui produisent ou utilisent des courants présentant un danger pour les personnes et les objets ($I > 10$ mA à 50 Hz), exemple une ligne de transport d'énergie électrique.

4) Installation à faible courant

Les installations à faible courant sont celles qui produisent ou utilisent des courants n'offrant aucun danger pour les personnes ou les objets ($I < 10$ mA), exemple appareils de traitement médical.

II TRANSPORT D'ENERGIE ELECTRIQUE EN HAUTE TENSION

1) Introduction

Les centrales de production d'énergie électrique sont en général situées dans des endroits éloignés des lieux de la consommation d'énergie. Comme c'est le cas des centrales hydrauliques, centrales nucléaires, installations photovoltaïques et éoliennes.

2) Classe des tensions

Niveau de tension	Gamme de tension	Classe de tension kV	Réseau de	Extension
Moyenne tension MT	A	1 - 45	Répartition	Région
Haute tension HT	B	45 - 300	Transport	Pays
Très haute tension THT	C	300 - 750	Transport Interconnexion	Pays Entre pays
Ultra haute tension UHT	D	> 750	Interconnexion	Continent Pays à continent

3) Puissance active transportée

Soit une ligne de transport d'énergie électrique monophasée où l'on néglige les capacités et les conductances transversales, figure 1 ci-dessous.

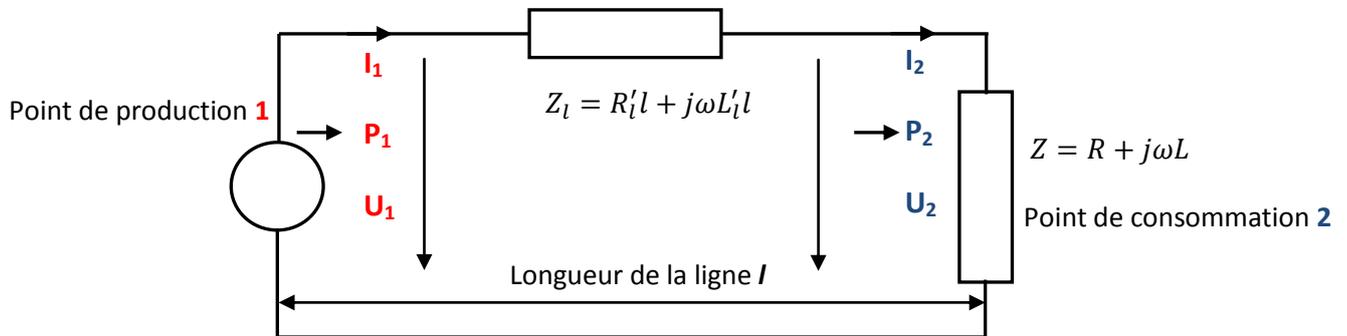


Figure 1: Modèle simplifié d'une ligne aérienne monophasé de transport d'énergie électrique

l: longueur de la ligne

Z_l, R_l et L_l sont les paramètres linéiques de la ligne

Z, R et L sont les paramètres de la charge

$P_1 = U_1 I_1 \cos \phi_1 ; P_2 = U_2 I_2 \cos \phi_2 ; I_2 = I_1 = I$

4) Nécessité de la haute tension

Deux variables entrent en jeu afin d'augmenter la puissance électrique transportée:

L'élévation de la tension U_2

L'élévation du courant I_2

Le premier est fondamental puisqu'il justifie le recours à la haute tension. Quant au deuxième, concernant l'élévation du courant, est lié à l'effet Joule et aux chutes de tension inductive.

Une élévation du courant entraîne:
 une augmentation de la densité de courant (échauffement des conducteurs par effet Joule);
 un surdimensionnement de la section des conducteurs qui peuvent devenir insuspendables

5) Ligne de haute tension

Il existe deux types de ligne de transport d'énergie électrique: la ligne aérienne et le câble souterrain ou marin. Il y'a deux possibilités de transiter de l'énergie électrique dans une ligne, soit par tension continue soit par tension alternative sinusoïdale 50 ou 60 Hz. Le schéma équivalent par unité de longueur est représenté sur la figure 2 ci-dessous.

Ligne aérienne

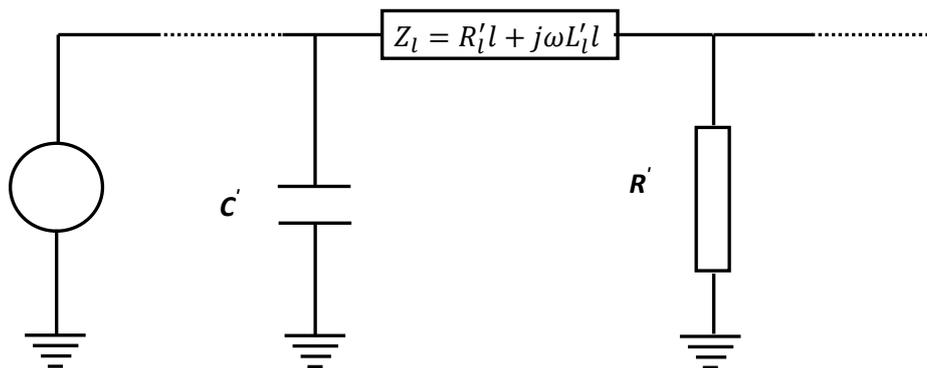


Figure 2: Modèle simplifié en Π d'une ligne monophasé de transport d'énergie électrique

Z_l est l'impédance longitudinale (Ω)

R'_l est la résistance linéique longitudinale (Ω/m)

L'_l est l'inductance linéique longitudinale (Hr/m)

C' est la capacité linéique transversale (F/m)

$G' = 1/R'$ est la conductance linéique transversale (Ω^{-1})

En négligeant les composantes transversales G' et C' le rendement d'une ligne de transport d'énergie vaut:

$$\eta = \frac{P_2}{P_2 + P_e}$$

$$P_2 = U_2 I_2 \cos\varphi_2 \text{ et } P_e = R'_l l I^2$$

P_e est la puissance perdue dans la ligne de longueur l . Avec $I_2 = I_1 = I$ le rendement devient:

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{R'_l l}{\cos^2\varphi_2} \frac{P_2}{U_2^2}}$$

Exemple Valeurs de rendement d'une ligne de transport d'énergie électrique ($R'_l = 0,1 \frac{m\Omega}{m}$; $l = 100 \text{ km}$; $\cos\varphi_2 = 0,8$; $P_2 = 300 \text{ MW}$) en fonction du niveau de tension composée:

U (kV)	132	220	380	750
η	0,79	0,91	0,97	0,99

Câble souterrain ou marin

Un câble souterrain ou marin est composé principalement de deux conducteurs cylindriques coaxiaux séparés par un isolant, figure 3.

La rigidité diélectrique de l'isolant est élevée, sa permittivité diélectrique et ses pertes diélectriques doivent être les plus faibles possibles.

Le conducteur central du câble (âme du câble) est porté à un potentiel, il est composé de plusieurs brins de conducteurs généralement en alliage d'aluminium. Il est recouvert par une mince couche d'un semi-conducteur afin d'uniformiser le champ électrique à la surface de l'âme afin d'éviter l'effet de pointe (voir chapitre II).

Le conducteur externe (manteau du câble) de faible épaisseur est mis à la terre, et permet ainsi d'avoir une distribution radiale du champ électrique et joue particulièrement le rôle de cage de Faraday (voir chapitre III).

Une couche en PVC recouvre entièrement le câble, elle sert de protection contre les agressions extérieures (eau, humidité, chaleur etc..).

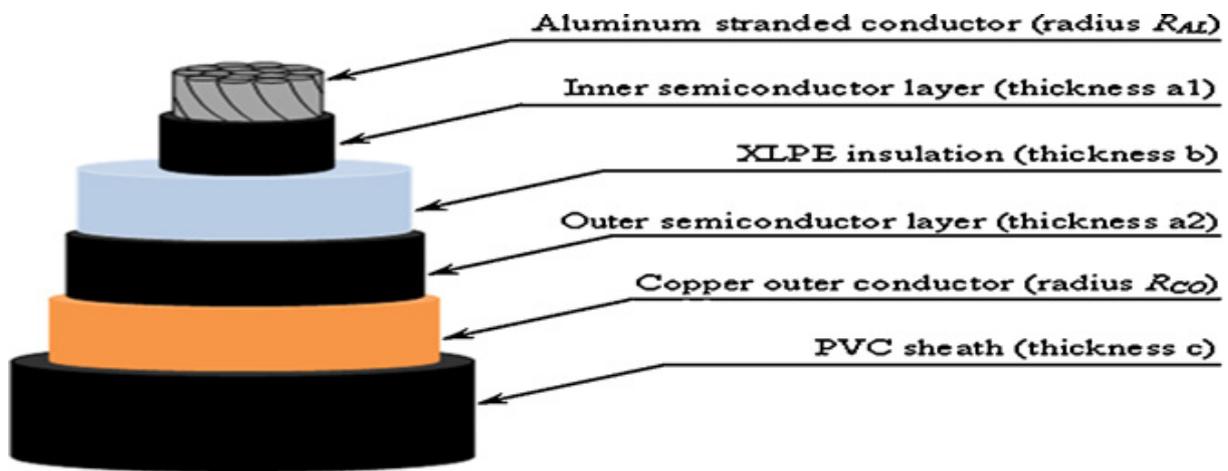


Figure 3 Câble unipolaire de transport d'énergie électrique

Il existe trois catégories principales de câbles à haute tension:

- Les câbles isolés au papiers imprégnés.
- Les câbles à isolations synthétiques.
- Les câbles à isolations gazeuses.

CHAPITRE II

CHAMPS ELECTRIQUES ET CONDUCTEURS EN HAUTE TENSION

I INTRODUCTION

L'étude des champs électriques dans les systèmes à haute tension est importante. En effet, plus la tension est élevée, plus les distances d'isolation nécessaires, afin d'éviter la rupture diélectrique, sont importantes et le matériel devient encombrant. Il faut donc optimiser les systèmes d'isolation afin de réduire la taille des appareils et sans diminuer leur qualité. Les champs électriques élevés sont à l'origine du vieillissement rapide de l'isolation, donc d'une réduction de la durée de vie des appareils et des équipement à haute tension.

1) Rappel de quelques notion d'électrostatique

Le champ électrique est crée par les charges électriques. En régime statique et en régime permanent la deuxième et la troisième équations de Maxwell s'écrivent respectivement dans le vide:

$$\nabla \wedge E = 0$$

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

où ρ est la densité de charge (C/m^3), E le champ électrique et $\vec{\nabla}$ est l'opérateur nabla. En coordonnées cartésiennes de vecteurs unitaires $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$:

$$\vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

Soit S une surface quelconque s'appuyant sur le contour (C) , figure 4 ci-dessous

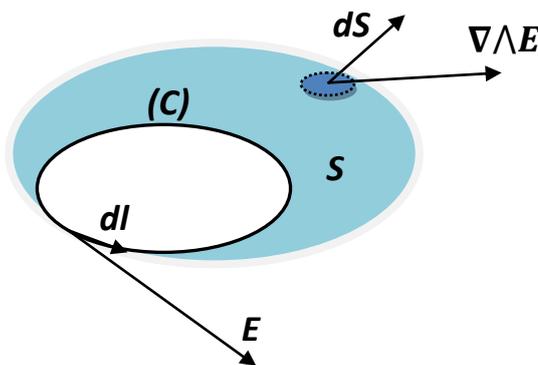


Figure 4: Une surface s'appuyant sur un contour fermé

Appliquons le théorème de Stokes (*La circulation d'un vecteur E le long d'une courbe fermée C est égale au flux de son rotationnel sortant de la surface S délimitée par C*).

$$\oint_C E \cdot dl = \iint_S (\nabla \wedge E) \cdot dS = 0$$

$$\nabla \wedge E = 0 \Leftrightarrow \oint E \cdot dl = 0$$

Théorème: *Un vecteur dérive d'un potentiel scalaire si et seulement si son rotationnel est nul.*

En électrostatique et en régime permanent le champ électrique E dérive d'un potentiel scalaire électrique V

$$E = -\nabla V$$

2) Equation de Poisson

Introduisons l'expressions de E dans l'équations de Maxwell – Gauss :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot E &= \nabla \cdot (-\nabla V) = -\nabla^2 V = -\Delta V = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \Delta V + \frac{\rho}{\epsilon_0} &= 0 \end{aligned}$$

Dans la région de l'espace où $\rho = 0$ on obtient l'équation de Laplace:

$$\Delta V = 0$$

Où Δ est l'opérateur laplacien. En coordonnées cartésiennes de vecteurs unitaires $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$

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

II APPLICATIONS

1) Deux conducteurs plans parallèles

Soient deux électrodes planes et parallèles de dimensions infinies distantes de d séparées par un isolant dont la densité de charge est $\rho = 0$. L'une des électrodes est portée à un potentiel continu U et l'autre est mise à la terre comme l'indique la figure 5 ci-dessous.

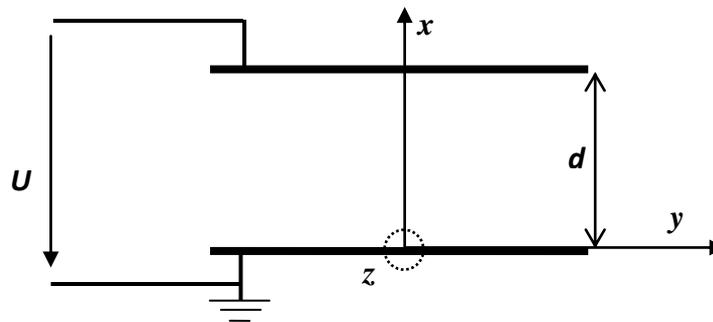


Figure 5: Condensateur plan

Si les électrodes sont de dimensions infinies selon les axe oy et oz , le potentiel électrique V ne dépend que de la seule coordonnée x et l'équation de Laplace se réduit à:

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

Après intégration de cette équation nous obtenons:

$$V(x) = K_1 x + K_2$$

Avec les conditions aux limites: pour $x = 0$; $V = 0$ et pour $x = d$; $V = U$ nous obtenons:

$$V(x) = \frac{U}{d} x$$

D'où le champ électrique en valeur absolue ($E = -\nabla V = -\partial V/\partial x$) :

$$E = \frac{U}{d}$$

En configuration plane et parallèle des conducteurs le champ électrique inter électrodes est uniforme.

2) Deux conducteurs cylindriques coaxiaux (cas d'un câble coaxiale) unipolaire

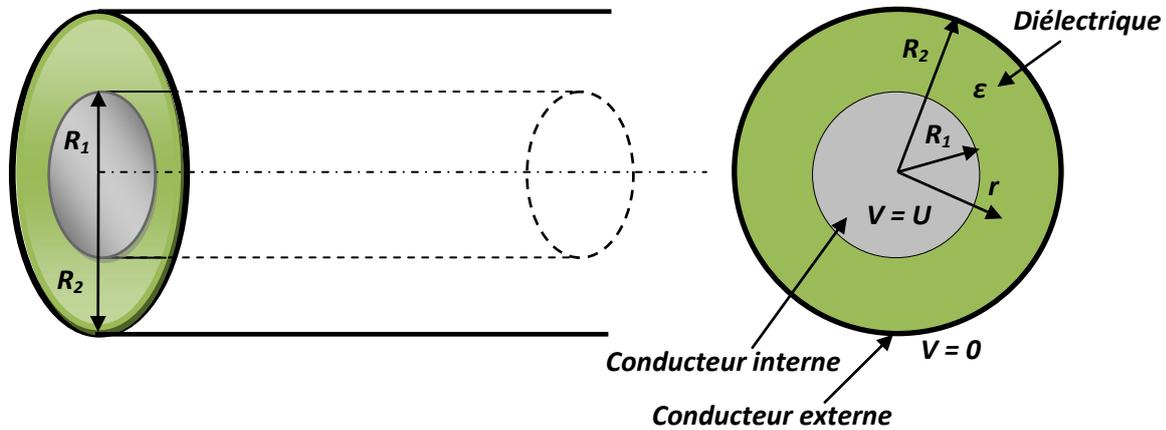


Figure 6: Condensateur cylindrique

Cette configuration d'électrodes, figure 6 ci-dessus, présente une parfaite symétrie de révolution, si elle est considérée de longueur infinie selon son axe de révolution oz . Ces électrodes forment un condensateur cylindrique. Si en outre le diélectrique est dépourvu de charges $\rho = 0$, le milieu est ainsi régi par l'équation de Laplace et en coordonnées cylindriques nous obtenons:

$$\Delta V = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = 0$$

Après intégration du potentiel électrique V et avec les conditions aux limites (pour $r = R_1$; $V = U$ et pour $r = R_2$; $V = 0$) et de la relation $E = -dV/dr$, nous obtenons le champ électrique entre les conducteurs:

$$E(r) = \frac{U}{r \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

A l'inverse du système d'électrodes planes, la configuration cylindrique coaxiale présente une distribution du champ électrique non homogène. La distribution est radiale, où le champ électrique est maximum à la surface de l'électrode interne (de faible rayon de courbure) et minimum à la surface de l'électrode externe:

$$E_{max} = \frac{U}{R_1 \ln \frac{R_2}{R_1}} \quad ; \quad E_{min} = \frac{U}{R_2 \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

On peut déduire facilement la capacité linéique du câble C_l , son inductance linéique L_l , son impédance caractéristique Z et sa résistance d'isolement R :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \text{ (F/m)} ; L = \left(\frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1} \right) \text{ (H/m)} ; Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0\epsilon_r} \ln \frac{R_2}{R_1}} \text{ (\Omega)} ; R = \frac{1}{2\pi\sigma l} \ln \frac{R_2}{R_1} \text{ (\Omega)}$$

Dans la technique d'isolement, le champ maximum doit être inférieur à la rigidité diélectrique de l'isolant.

3) Deux sphères conductrices concentrique

On adopte le même procédé de calcul que précédemment et en coordonnées sphériques l'équation de Laplace se réduit à:

$$\Delta V = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) = 0$$

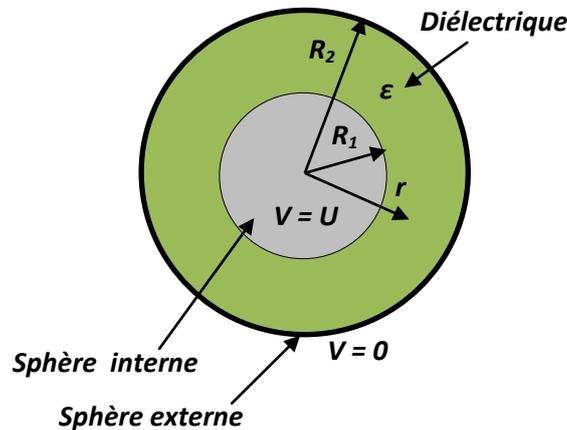


Figure 7: Condensateur sphérique

Après intégration du potentiel électrique V et avec les conditions aux limites (pour $r = R_1$; $V = U$ et pour $r = R_2$; $V = 0$) (figure 7 ci-dessus) et de la relation $E = -dV/dr$, nous obtenons le champ électrique entre les conducteurs:

$$E(r) = \frac{U}{r^2} \frac{R_2 R_1}{R_2 - R_1}$$

On retrouve également que le champ électrique est non homogène entre les conducteurs et il est également maximum à la surface de la sphère interne et minimum à la surface de la sphère externe:

$$E_{max} = \frac{U}{R_1} \frac{R_2}{R_2 - R_1} \quad ; \quad E_{min} = \frac{U}{R_2} \frac{R_1}{R_2 - R_1}$$

Application terre-ionosphère

La terre est assimilée à une sphère de rayon $R_1 = 6367 \text{ km}$. Elle est entourée de la couche de Heaviside appelée également la ionosphère dont le rayon est $R_2 = 6467 \text{ km}$. La ionosphère est chargée positivement par les rayons cosmiques provenant du soleil (vent solaire) sous l'effet de photo ionisation. La charge positive Q portée par la ionosphère induit une charge négative de valeur $-Q$ à la surface de la terre. Le système forme ainsi un condensateur sphérique où le diélectrique est l'atmosphère de la terre d'épaisseur $e = R_2 - R_1 = 100 \text{ km}$. Il règne ainsi un champ électrique E appelé champ électrique terrestre dont la mesure donne $E = 130 \text{ V/m}$. On peut considérer que le champ électrique terrestre est uniforme étant donné que $e \ll R_1$, de sorte que $R_1 \approx R_2 \approx r$, d'ou:

$$E = \frac{U}{e}$$

Remarque:

$U = E \times e = 130 \times 100000 = 1,3 \text{ MV}$ est la DDP entre la terre et la ionosphère.

En principe une personne de $1,80 \text{ m}$ debout sur terre se trouve sous une DDP de 234 V appliquée entre ses pieds et sa tête. Comme le corps humain est conducteur et forme ainsi une équipotentiel, sa

tête et ses pieds se trouvent au même potentiel celui de la terre. Un corps conducteur déforme les lignes du champ électrique, quand on est à l'intérieur d'un champ électrique il n'y à aucun danger mais une source extérieure de 234 V présente un danger pour le corps humain.

La mesure de la conductivité au voisinage immédiat du sol donne $\sigma = 23 \cdot 10^{-15} \text{ S/m}$. La densité de courant J à la surface de la terre est ainsi $J = \sigma \times E = 299 \cdot 10^{-14} \text{ A/m}^2$. On en déduit le courant reçu par la terre $I = J \times S = J \times 4\pi R^2 = 1,5 \text{ A}$

La terre est un conducteur sphérique, cette valeur du courant est très faible pour un conducteur de la taille de la terre.

4) Deux conducteurs cylindriques parallèles (cas d'une ligne aérienne)

Les deux conducteurs de rayon r sont séparés par une distance d et sont soumis à une différence de potentiel U , figure 8. L'un porte une charge positive Q et l'autre une charge négative $-Q$. La résolution de l'équation de Laplace dans le milieu entre conducteurs est complexe. Cependant, l'application du théorème de Gauss et du principe de superposition permet d'obtenir le champ électrique E le long de l'axe D . Au point A de coordonnée x le champ électrique vaut:

$$E(x) = \frac{1}{2\pi\epsilon} \left[\frac{Q}{x} + \frac{Q}{d-x} \right]$$

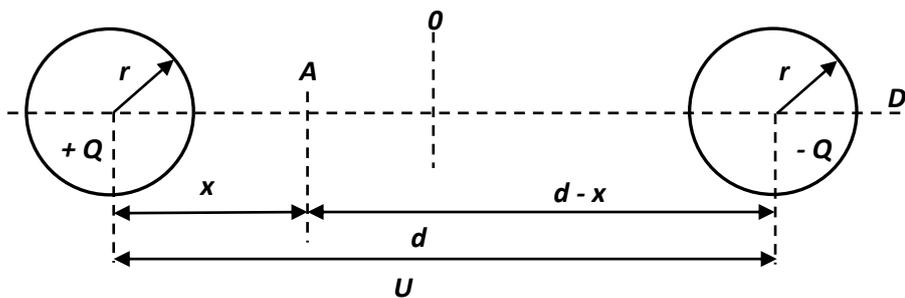


Figure 8: Conducteurs cylindriques parallèles (ligne monophasée)

Le potentiel électrique est obtenu par intégration de $E(x)$:

$$U = \frac{Q}{2\pi\epsilon} \left[\int_r^{d-r} \frac{1}{x} dx + \int_r^{d-r} \frac{1}{d-x} dx \right] \cong \frac{Q}{\pi\epsilon} \ln \frac{d}{r} \quad \text{avec } (d \gg r)$$

d'où l'expression de la charge Q

$$Q = \frac{\pi\epsilon}{\ln \frac{d}{r}} U$$

Le champ électrique s'écrit en fonction du potentiel sous la forme:

$$E(x) = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{x} + \frac{1}{d-x} \right] \frac{U}{\ln \frac{d}{r}}$$

On retrouve également que le champ est non homogène et que le champ est maximum à la surface des conducteurs (à $x = r$):

$$E_{max} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{d-r} \right] \frac{U}{\ln \frac{d}{r}} = \frac{1}{2} \left[\frac{d-r+r}{R(d-r)} \right] \frac{U}{\ln \frac{d}{r}} \cong \frac{U}{2r \ln \frac{d}{r}}$$

5) Conclusion:

- a) La distribution du champ électrique est non homogène entre conducteurs de configuration non plane.
- b) Le champ électrique est maximum à la surface du conducteur ayant le plus faible rayon de courbure.
- c) A tension constante plus le rayon de courbure du conducteur est plus petit, plus le champ maximum est plus élevé, c'est l'effet de pointe (appelé également le pouvoir des pointes), voir paragraphe ultérieur. Aux champs électriques élevés les gaz peuvent s'ioniser aux voisinages immédiats des conducteurs de faible rayon de courbure si le champ disruptif est dépassé. dans le cas des isolants solides ou liquides il peut se produire un claquage.
- d) En haute tension les électrodes doivent avoir des formes rondes avec un rayon de courbure le plus élevé possible afin de minimiser le champ maximum.
- e) En revanche, dans la technologie du vent ionique et de la production de charges électrostatiques on utilise des électrodes de faible rayon de courbure pour produire des champs électriques élevés capables d'ioniser les gaz inter-électrodes, par décharge couronne (voir chapitre IV).

6) Facteur de Schwaiger

Soient deux électrodes de forme géométrique quelconque séparées par une distance d et soumises à une différence de potentiel U , figure 9 ci-dessous

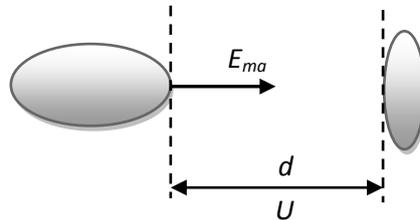


Figure 9: Facteur de Schwaiger d'un système d'électrodes quelconque

Le champ électrique homogène équivalent est $E_h = U/d$. Le rapport $\eta = E_h/E_{max} = U/E_{max} \times d$ est appelé le facteur de Schwaiger, il définit l'acuité maximale d'un champ électrique entre deux électrodes.

7) Application aux systèmes d'électrodes étudiés précédemment

- a) Deux électrodes planes parallèles: $\eta = 1$
- b) Deux conducteurs cylindriques coaxiaux: $\eta = \frac{R_1}{R_2 - R_1} \ln \frac{R_2}{R_1}$
- c) Deux conducteurs cylindriques parallèles: $\eta = \frac{2r}{d} \ln \frac{d}{r}$
- d) Deux sphères concentriques: $\eta = \frac{R_1}{R_2}$

8) Electrodes de Rogowski

Dans un système d'électrodes planes, le champ est théoriquement uniforme (facteur de Shwaiger $\eta = 1$). Mais en pratique les électrodes planes sont de dimensions finies et présentent des bords pointus de faible rayon de courbure où l'effet de pointe est important (champ électrique très élevé). Les bords doivent être arrondis pour réduire cette effet comme illustré sur la figure 10 ci-dessous.

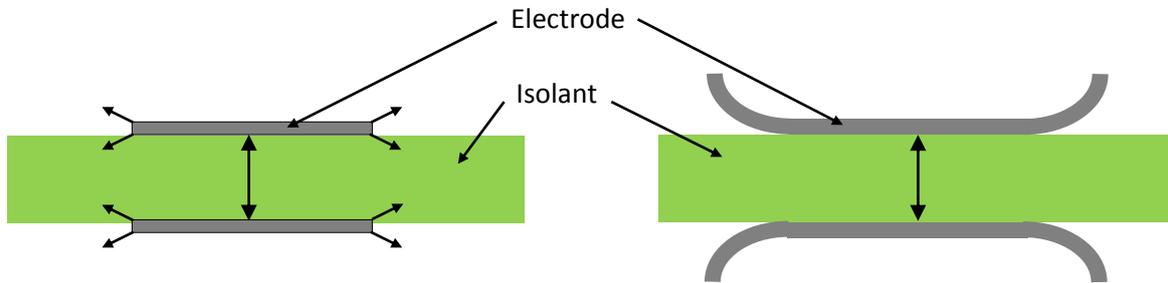


Figure 10: Electrodes de Rogowski

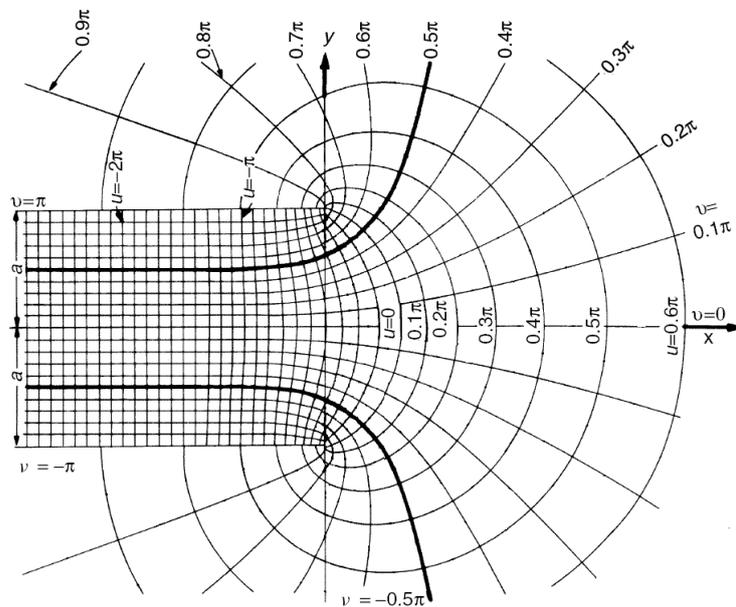


Figure 11: Configurations des lignes du champ et du potentiel électriques entre deux électrodes planes parallèles de Rogowski.

Les deux électrodes forment un condensateur réel dont les armatures sont de dimensions finies. Le champ est à peu près uniforme au centre de ce condensateur, mais il prend une configuration compliquée à l'extérieur. Les électrodes de Rogowski permettent de minimiser l'effet de pointe aux extrémités. Elles sont idéales dans la mesure de la rigidité diélectrique des matériaux isolants.

La rigidité diélectrique d'un isolant solide est, par définition, le champ électrique maximal qu'il peut supporter avant d'être perforé par une étincelle. Un échantillon en forme de plaque est placé entre les deux électrodes de Rogowski et une différence de potentiel croissante, jusqu'au claquage, est appliquée entre les électrodes. Le champ électrique résultant du quotient de la tension de claquage par l'épaisseur de l'échantillon est considéré comme la rigidité diélectrique de l'isolant. Cela n'est vrai que si le champ est uniforme.

9) Effet de pointe (ou pouvoir des pointes): Applications

On pratique une pointe est de forme quelconque. Au laboratoire on utilise des formes géométriques bien connues pour modéliser l'effet de pointe. On distingue: un conducteur cylindrique, une sphère conductrice, un conducteur dont l'extrémité est de forme sphérique ou parabolicoïde ou également hyperboloïde. Le rayon de courbure de la pointe doit être bien connu.

Exemple: Une sphère de rayon R portant une charge Q répartie sur sa surface entourée d'un milieu de permittivité ϵ , figure 12 ci-dessous.

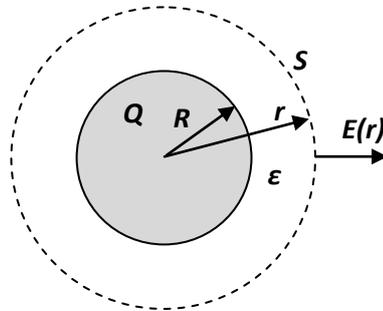


Figure 12: Sphère portant une charge électrique

L'application du théorème de Gauss $\oint \epsilon E(r) ds = Q$ nous permet de calculer facilement $E(r)$ étant donné que S est une surface équipotentielle sur laquelle le champ $E(r)$ est constant

$$E(r) = \frac{Q}{\epsilon 4\pi r^2}$$

Comme le champ dérive d'un potentiel scalaire $E = -\nabla V \Rightarrow V = -\int_r^\infty E(r)$, il vient que:

$$V(r) = \frac{Q}{\epsilon 4\pi r}$$

En éliminant la charge Q de ces deux équation, on obtient:

$$E(r) = \frac{V(r)}{r}$$

A la surface de la sphère le champ est maximum et vaut:

$$E(r) = \frac{V(R)}{R}$$

Remarque: A potentiel constant le champ électrique à la surface est d'autant plus grand que le rayon de la sphère est plus petit. On retrouve le même comportement à la surface de n'importe quel conducteur porté à un potentiel électrique.

En techniques de haute tension, l'effet de pointe est omniprésent. Il se développe autour de la pointe, où le champ électrique est intense, une décharge électrique appelée **décharge couronne** (voir chapitre IV). Le pouvoir des pointes intervient de manière négative dans certaines conditions et de manière positive dans d'autres conditions.

Effets négatifs:

Limitation des potentiels admissibles, production d'une ionisation qui est source de rayonnements électromagnétiques perturbateurs, d'une instabilité des tensions ou des courants, de pertes d'énergie par effet couronne dans les ligne de transport et de production d'ozone.

Effets positifs:

Permet de contrôler le seuil et le point d'apparition d'une décharge, permet d'obtenir un champ électrique localement élevé à l'aide d'un potentiel relativement modeste, limite le potentiel à un niveau

que l'on ne souhaite pas dépasser (cas de parafoudre et d'éclateurs de protection), attraction de la foudre (paratonnerre).

CHAPITRE III

PHENOMENES D'ELECTROSTATIQUE EN HAUTE TENSION

I INTRODUCTION

L'électricité statique traite d'un état stable des charges électriques. Des potentiels élevés (kilovolts à méga-volts) peuvent être obtenus à partir de phénomènes électrostatiques qui sont à faible énergie (micro-joules à milli-joules). Certains corps frottés ont la propriété d'attirer des corps légers, on dit qu'ils sont électrisés. Il existe deux types d'électricité et portent le nom d'électricité positive et négative. Electrifier un corps positivement c'est lui arracher des électrons et électrifier un corps négativement c'est lui céder des électrons. Il existe plusieurs modes d'électrification.

1) Electrification par frottement (tribo-électricité)

Elle apparaît lorsqu'on frotte un corps isolant contre un autre. Des électrons sont arrachés de l'un des isolants (électrifié positivement) et sont transmis à l'autre (électrifié négativement). Exemple:

- écoulement d'un fluide dans une conduite;
- une personne marchant sur un sol synthétique;
- frottement de particules entre-elle;
- frottement des particules de poussières contre la carrosserie de voitures.

2) Electrification par compression ou extension (piézoélectricité)

Elle apparaît lorsqu'on exerce une force sur les faces d'un cristal convenablement taillé, figure 13. La modification de la distribution des charges électriques à l'intérieur du matériaux induit une charge positive sur l'une des faces et une charge négative sur l'autre.

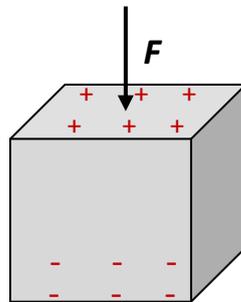


Figure 13: Cristal chargé sous l'effet d'une force.

Ce phénomène est connu sous le nom de piézo-électricité, il donne lieu à de nombreuses applications (mini-générateurs à haute tension, capteurs de mesure de pression, briquets, etc...)

3) Electrification par contact

Lorsqu'un conducteur est mis au contact avec un isolant chargé (positivement ou négativement) en prend une partie, il est alors chargé avec le même signe.

4) Electrification par influence

Soient deux conducteurs A et B. On charge négativement par une source externe le conducteur A. Ces charges vont attirer les charges positives et repousser les charges négatives dans le conducteur B.

5) Electrification par charge d'espace (décharge électrique)

Soit un conducteur cylindrique C, porté à une tension positive V, et un plan P mis à la terre. Il règne alors un champ électrique E entre C et P, figure 14. Aux fortes valeurs de V, le champ électrique E est intense. Des électrons germes sont accélérés sous l'effet de la force électrostatique $F = qE$ et ionisent des molécules constituant l'air (Oxygène, Azote). Il y a séparation de charges électriques par le champ électrique E au sein de l'air qui devient ainsi conducteur. Ces charges portent le nom de charges d'espace. Sous l'effet du champ les ions vont se diriger vers le plan en créant un vent ionique.

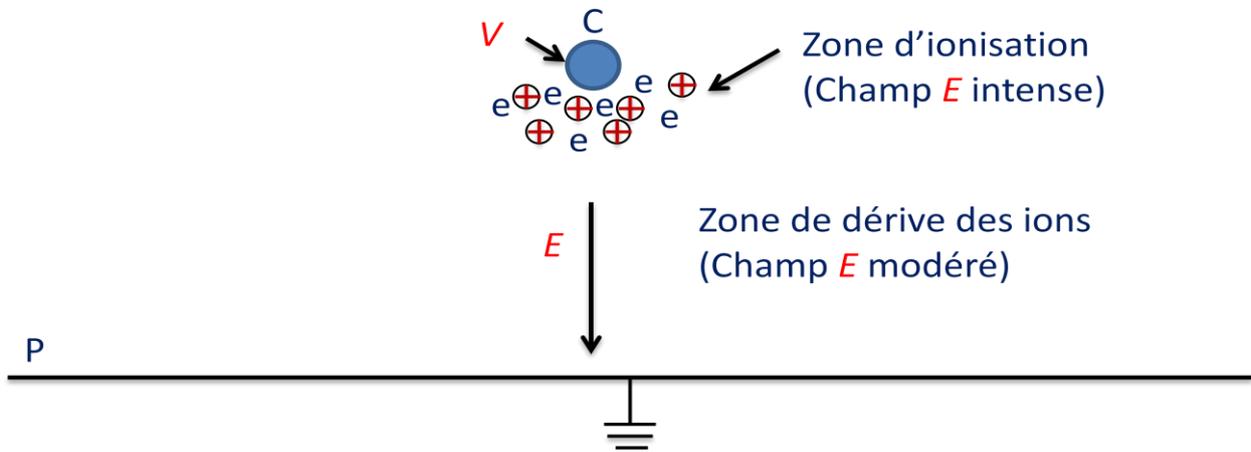


Figure 14: Représentation schématique d'une décharge couronne

6) Autres modes d'électrisation

- Electrisation par clivage ou fragmentation (cas du nuage le cumulonimbus);
- Electrisation par effet photoélectrique;
- Electrisation par effet thermoélectronique.

II PRINCIPE DE LA CAGE DE FARADAY

1) Rappel du théorème de Gauss

Quand on sépare les charges positives et les charges négatives dans un milieu conducteur, elles se recombinent instantanément en suivant une loi dite de relaxation de charge $\rho = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ avec $\tau = \sigma/\epsilon_0$. $\tau \approx 10^{-19}$ seconde pour les métaux. autrement dit la densité de charge électrique est telle que $\rho = 0$. A l'intérieur d'un conducteur la charge électrique est nulle, autrement dit lorsqu'un conducteur porte une charge électrique, celle-ci est repoussée vers la surface avec une distribution uniforme.

Soit un conducteur quelconque A portant une charge Q en sa surface et placé dans un milieu de permittivité ϵ , figure 15 ci-dessous. Soit une surface fermé S englobant entièrement ce conducteur. Le théorème de Gauss de l'électrostatique indique que le flux du champ électrique à travers la surface S est égal au quotient de la charge totale contenue dans le volume délimité par la surface S sur la permittivité ϵ du milieu.

$$\oiint_S \mathbf{E} d\mathbf{S} = \frac{Q}{\epsilon}$$

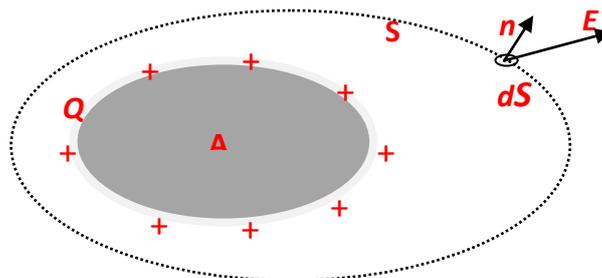


Figure 15: Champ électrique à l'extérieur d'un conducteur portant une charge électrique

2) Conducteur plein

- A l'extérieur du conducteur la charge totale contenue dans le volume délimité par la surface S est Q donc le champ électrique est non nul, figure 15 ci-dessus.

- Par contre, à l'intérieur d'un conducteur plein, figure 16, la charge totale contenue dans le volume délimité par la surface S est nulle, donc **le champ électrique à l'intérieur est $E = 0$**

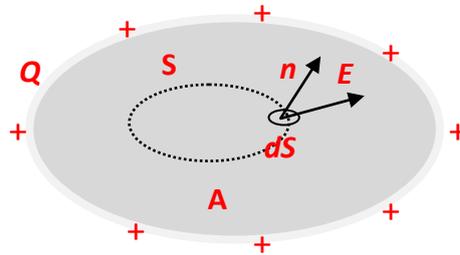


Figure 16: Champ électrique à l'intérieur d'un conducteur plein

3) Conducteur creux

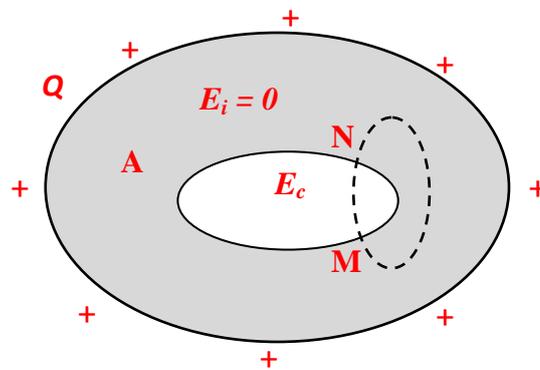


Figure 17: Champ électrique à l'intérieur d'un conducteur creux

Dans le conducteur le champ électrique est $E_i = 0$. Pour calculer le champ dans le creux du conducteur on calcule la circulation du champ électrique le long du contour fermé C , figure 17 ci-dessus. Les points M et N sont les intersections du contour C avec le creux du conducteur.

$$\oint_C E dl = 0 \Rightarrow \int_M^N E_c dl + \int_N^M E_i dl = 0 \Rightarrow E_c = 0$$

Le champ électrique est nul à l'intérieur d'un conducteur creux

Soit σ la densité surfacique de charge en un point P de la paroi de la cavité. L'application du théorème de Gauss montre que la charge sur la paroi de la cavité est nulle:

$$\oiint_S E_c dS = \frac{\iint \sigma dS}{\epsilon} = 0 \Rightarrow \sigma = 0$$

La surface de la cavité d'un conducteur creux est dépourvue de charges électriques.

4) Théorème des écrans

Soit un conducteur creux C (exemple une paroi métallique fermée) et un corps A placé à l'intérieur, figure 18.

Cas (a): Si l'on charge par exemple positivement **A** et qu'on relie **C** à la terre, ce dernier sera chargé négativement sous l'influence de **A**. L'application du théorème de Gauss, en prenant une surface fermée englobant le conducteur **C** donne un champ à l'extérieur nul $E = 0$ car l'ensemble des charge est $+Q - Q = 0$.

Cas (b): Si le conducteur **C** est maintenu au potentiel $+U$, celui-ci sera chargé positivement. Comme le champ à l'intérieur d'un conducteur creux est nul, le corps **A** placé dans l'enceinte est soustrait à l'action de tout champ extérieur crée par exemple par un corps **B** de charge quelconque.

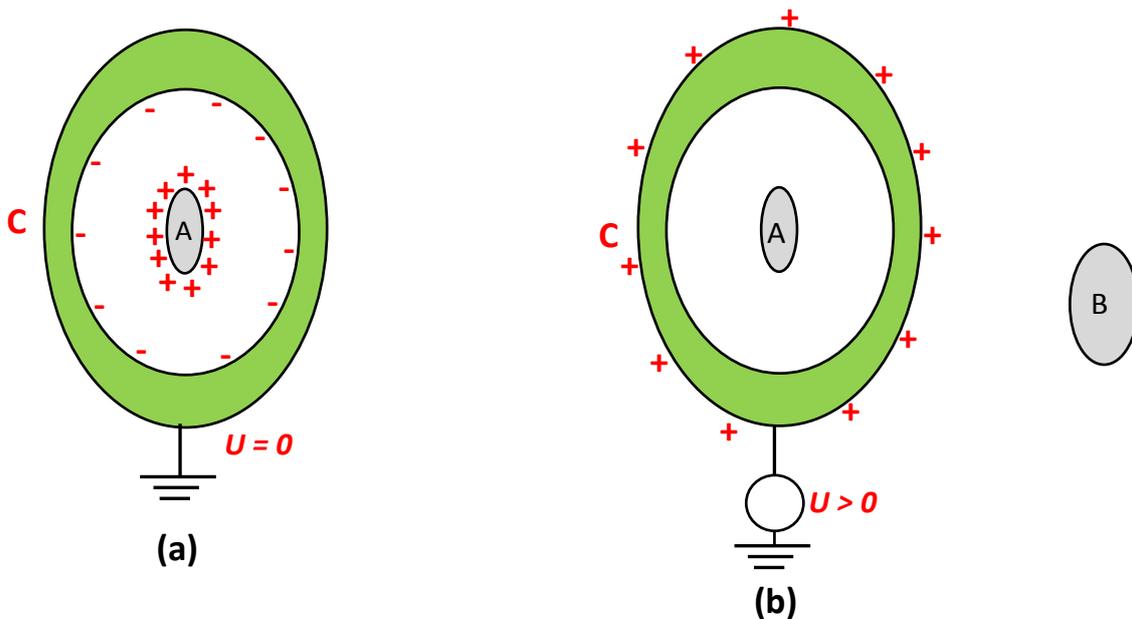


Figure 18: Principe de la cage de Faraday

Un conducteur creux maintenu à un potentiel constant partage l'espace en deux régions indépendantes du point de vu électrostatique. C'est le principe physique de la cage de Faraday.

Pour les champs stationnaires ($f = 0$) et quasi-stationnaires ($f = 50 \text{ Hz}$) un grillage est suffisant (d'où le nom de cage de Faraday).

Aux hautes fréquences le périmètre des mailles doit remplir la condition suivante: $4l < \lambda$ ($\lambda = c/f$) à cause de la propagation des champs électromagnétiques, figure 19.

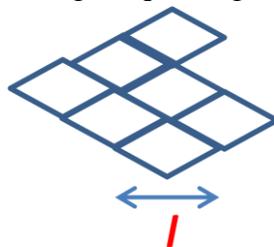


Figure 19: Mailles en losange de la cage de Faraday de coté l

Dans certaines circonstances les faces de la cage doivent êtres des tôles conductrices pleines, on parle alors de blindage électromagnétique où il faut également tenir compte de la profondeur de peau δ de la tôle.

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \sigma \mu}}$$

L'épaisseur de la tôle doit être plus grande que la profondeur de peau: $e > \delta$
 λ est la longueur d'onde du signal et f sa fréquence.
 e est l'épaisseur de la tôle, σ sa conductivité et μ sa perméabilité ($\mu = \mu_0 \times \mu_r$)

La cage de Faraday est utilisée pour protéger des appareils et parfois des personnes des nuisances causées des champs électromagnétiques extérieurs. Elle est également utilisée pour empêcher les nuisances électromagnétiques de certains appareils sur l'environnement extérieur.

5) Exemples d'application:

Un câble coaxial de transport d'énergie électrique ou de transport d'information (câble de télévision et câble d'internet). Le conducteur extérieur blindé mis à la terre forme une cage de Faraday et protège ainsi le conducteur intérieur (âme du câble).

Les boîtiers en plastique des appareils électroniques tels que les ordinateurs sont revêtus intérieurement d'une couche métallisée et forment ainsi une cage de Faraday.

Les boîtiers métalliques des appareils électriques forment une cage de Faraday et assurent la protection des circuits électriques des sources extérieures.

Les voitures et les avions sont des cages de Faraday et protègent les personnes de la foudre.

III PHENOMENE DE Foudre

1) Introduction

Le champ électrique terrestre comme on l'a évoqué au chapitre II est de l'ordre de 130 kV/m par beau temps. Localement, il peut être plus élevé lors de la présence de nuage tels que le cumulonimbus. En effet, les nuages se chargent en électricité par le phénomène de triboélectricité et par clivage, et modifie ainsi localement les distributions du champ et du potentiel électriques terrestres. Le nuage et la terre forme un condensateur chargé et lorsque la valeur du champ atteint la limite de disruption dans l'air, qui est de 3 MV/m , une décharge électrique s'amorce entre ce nuage et la terre, c'est le phénomène de foudre caractérisé par un courant d'une forte intensité. Il peut également se produire une décharge entre deux nuages voisins. A la différence d'un condensateur de laboratoire, où les charges sont à la surface des électrodes conductrices, dans un nuage orageux, les charges sont portées par les gouttelettes d'eau ou les cristaux de glace ; leurs déplacements sont relativement lents, de telle sorte qu'une décharge ne met en jeu qu'une partie des charges contenues dans le nuage.

On peut estimer approximativement les grandeurs d'un coup de foudre :

Le potentiel d'un nuage est de 10^8 à 10^{10} V ;

le champ électrique au voisinage du sol pendant les orages est de 5 à 10 kV/m ;

l'intensité d'une décharge est de 20 à 60 kA ;

les charges des nuages est de 10 à 300 C.

Les objets conducteurs pointus à la surface de la terre développent des champs électriques intenses par effet de pointe lorsque leur potentiel est élevé. Des décharges couronnées se développent aux voisinages de ces objets et vont à la rencontre du leader de foudre. C'est la décharge la plus développée (objet plus pointu et plus haut) qui décidera du point d'impact de la foudre.

2) Conséquences

Chaque coup de foudre neutralise une certaine quantité de charge à la surface de la terre. On compte en moyenne 90 coups de foudre par seconde dans le monde. Ils contribuent à équilibrer les charges entre la terre et la ionosphère. En leur absence le potentiel électrique augmenterait indéfiniment (sous l'action du rayonnement cosmique) et la vie finirait par être impossible à la surface de la Terre.

3) Impacts de la foudre

a) Couplage inductif

La forme du courant de foudre est approximé par un choc bi-exponentielle figure 20:

$$I(t) = I_0[e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}]$$

Ordre de grandeur des paramètres du courant de décharge : $\alpha = 20000 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 1000000 \text{ s}^{-1}$, $I_0 = 30 \text{ kA}$. L'intensité est maximale au bout du temps de montée tel que $t_{montée} = 1/(\beta-\alpha) \cdot \ln(\beta/\alpha)$, d'ordre de grandeur $2 \mu\text{s}$.

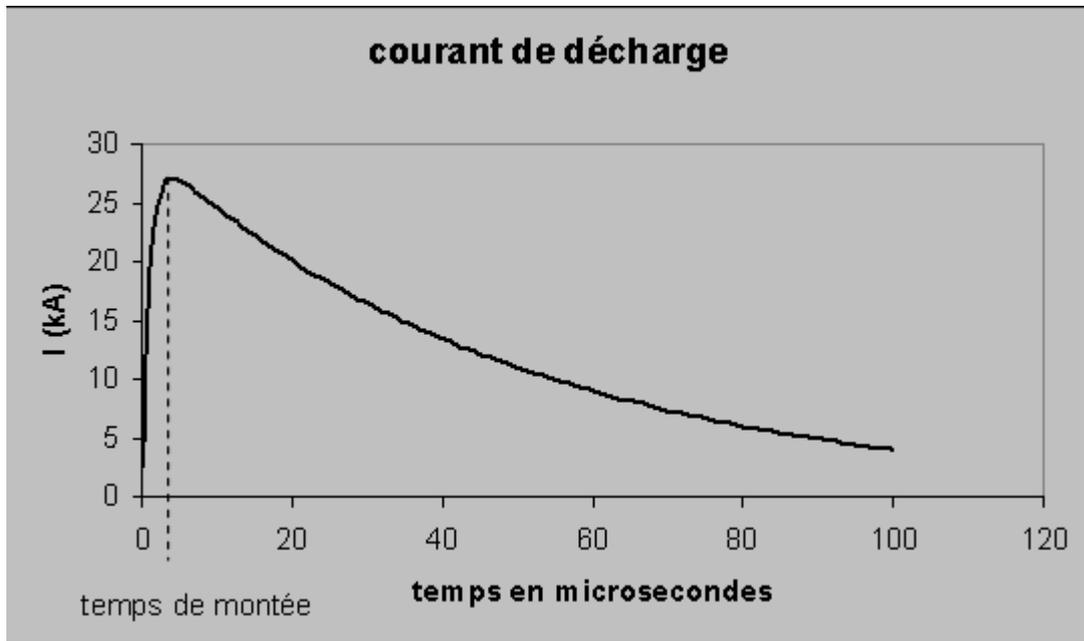


Figure 20: Onde de courant de foudre

L'écoulement du courant de foudre vers la terre est source d'un champ magnétique et l'une des conséquences est l'induction d'une force électromotrice dans les circuits électriques aux voisinages du canal de foudre.

Le canal de foudre peut être assimilé à un conducteur parcouru par un courant $I(t)$, figure 21. Soit un circuit électrique fermé quelconque. Le courant crée un champ magnétique dont l'induction à une distance r du canal vaut:

$$B = \frac{\mu I(t)}{2\pi r}$$

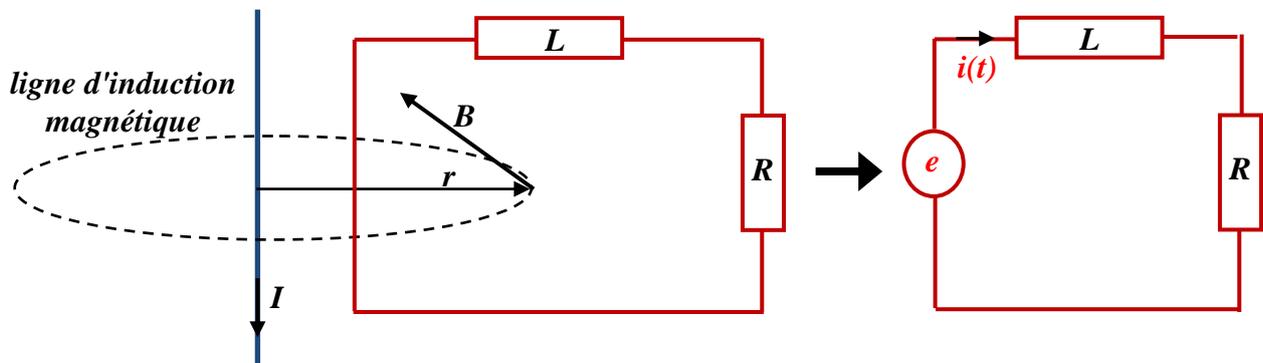


Figure 21: Induction électromagnétique dans un circuit dû au courant de foudre.

Lorsque cette induction coupe le circuit fermé, une FEM est induite à ses bornes (loi de Faraday):

$$e(t) = -\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{d(BS)}{dt} = -\frac{\mu S}{2\pi r} \frac{dI(t)}{dt}$$

où φ est le flux en Weber, μ la perméabilité magnétique du milieu et S la surface délimitée par le circuit. En remplaçant l'expression du courant on obtient:

$$e(t) = -\frac{\mu I_0 S}{2\pi r} [\beta e^{-\beta t} - \alpha e^{-\alpha t}]$$

Exemple : Un circuit fermé de surface $S = 1 \text{ m}^2$ situé à une distance $r = 100 \text{ m}$ du point d'impact de la foudre dont l'intensité est $I = 30 \text{ kA}$, est le siège d'une tension induite de 60 V .

A son tour le circuit va véhiculer un courant $i(t)$ sous l'effet de la tension induite $e(t)$. Si on assimile le circuit à une composante selfique L en série avec une composante ohmique de résistance équivalente R , le courant induit est celui créé par une source de tension $e(t)$ aux bornes du circuit:

$$Ri(t) + L \frac{di(t)}{dt} = e(t) = -\frac{\mu I_0 S}{2\pi r} [\beta e^{-\beta t} - \alpha e^{-\alpha t}]$$

Après intégration de cette équation on obtient le courant induit dans le circuit:

$$i(t) = \frac{\mu I_0}{2\pi r} \left[\left(\frac{\beta}{R - \alpha L} - \frac{\alpha}{R} \alpha L \right) e^{-\frac{R}{L}t} + \frac{\alpha}{R - \alpha L} e^{-\alpha t} - \frac{\beta}{R - \beta L} e^{-\beta t} \right]$$

b) Tension de Pas

On suppose qu'au point d'impact de la foudre la source de courant est ponctuelle et qu'à partir de ce point les charges électriques s'écoulent au sol avec une intensité supposée constante I , dans toutes les directions avec une symétrie sphérique, figure 22. Comme la terre est conductrice et présente une résistance R à l'écoulement du courant, une répartition du potentiel est générée au niveau du sol.

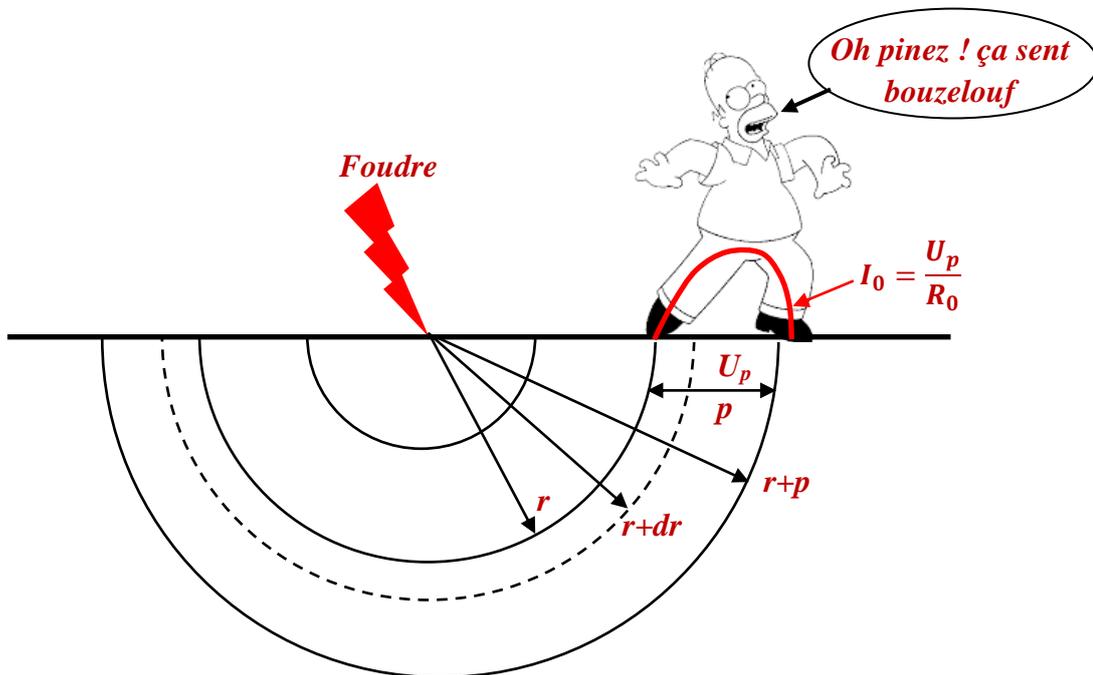


Figure 22: Tension de pas dû à l'impact de foudre sur le sol

Entre un point distant de r du point d'impact et un point distant de $r + dr$, la différence de potentiel est $dU = U(r+dr) - U(r)$, liée à l'intensité par la loi d'Ohm :

$$dU = IdR$$

Les équipotentielles sont des demi-sphères et la section du courant est ainsi $S = 2\pi r^2$. L'élément de longueur parcourue par le courant étant dr et l'élément de résistance dR est donné par:

$$dR = \frac{\rho dr}{S}$$

Où ρ est la résistivité du sol supposée constante.

$$dU = \frac{\rho I dr}{2\pi r^2}$$

D'où la tension de pas qui s'intègre entre r et $r + p$:

$$U_p(r) = U(r + p) - U(r) = \frac{\rho I}{2\pi} \int_r^{r+p} \frac{dr}{r^2} = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r+p} \right) = \frac{\rho I}{2\pi r} \frac{p}{r+p}$$

$U_p(r)$ est la tension de pas à la distance r du point le moins éloigné de la source.

Remarques :

Pour un pas fixé p , plus on s'éloigne de la source plus la tension de pas diminue et tend vers 0 quand tend vers l'infini. On n'a plus rien à craindre à partir d'une distance où la tension de pas devient inférieure à 30 V (tension de sécurité avec une peau mouillée).

Si R_0 est la résistance électrique du corps, celui-ci est traversé par un courant I_0 dû à la tension de pas, d'autant plus élevé que le corps est conducteur :

$$I_0 = \frac{U_p}{R_0}$$

Ce courant ne doit pas dépasser 10 mA pour être en sécurité.

4) Contraintes appliquées à une ligne touchée par la foudre

Du point de vue de l'électrotechnicien le canal de foudre peut être assimilé à un générateur de courant qui injecte son courant dans le point d'impact.

Dans le cas d'une ligne ne portant pas de câble de garde, on suppose que le point d'impact est une phase, figure 23.

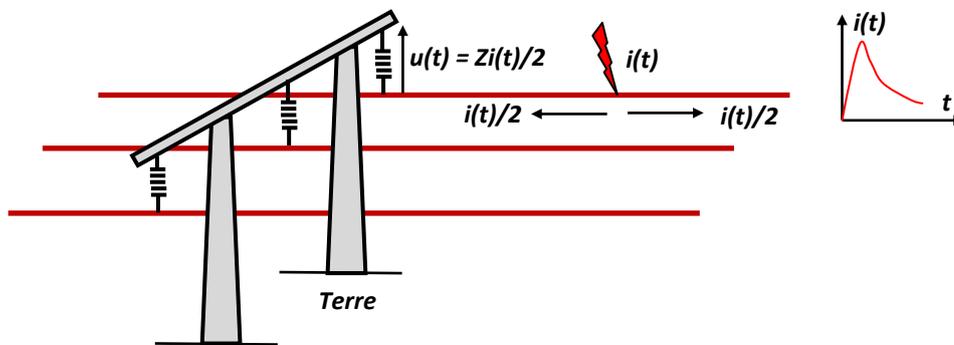


Figure 23: Impact de foudre sur une phase d'une ligne aérienne

La propagation du courant dans le conducteur de phase de chaque coté du point d'impact [$i(t)/2$] va engendrer une DDP $u(t) = Zi(t)/2$ où Z est l'impédance caractéristique de la ligne. La chaîne d'isolateurs de suspension de la phase se trouve sous une DDP $U = U_{phase} + u(t)$. Si cette tension est supérieur à la tension de contournement de la chaîne il y'aura un amorçage vers la terre.

Dans le cas d'une ligne avec câble de garde, on suppose que le point d'impact est le câble de garde. Une fraction du courant $ki(t)$ va circuler vers la terre via le pylône, figure 24.

Il en résulte une DDP $u(t)$ entre le pylône et les phases:

$$u(t) = k \left[Ri(t) + L \frac{di(t)}{dt} \right]$$

Où R est la résistance du pylône et de sa prise de terre et L son inductance. Si la DDP $u(t)$ est supérieur à la tension de contournement de la chaîne d'isolateurs, il y' aura un amorçage en retour de la terre vers la phase.

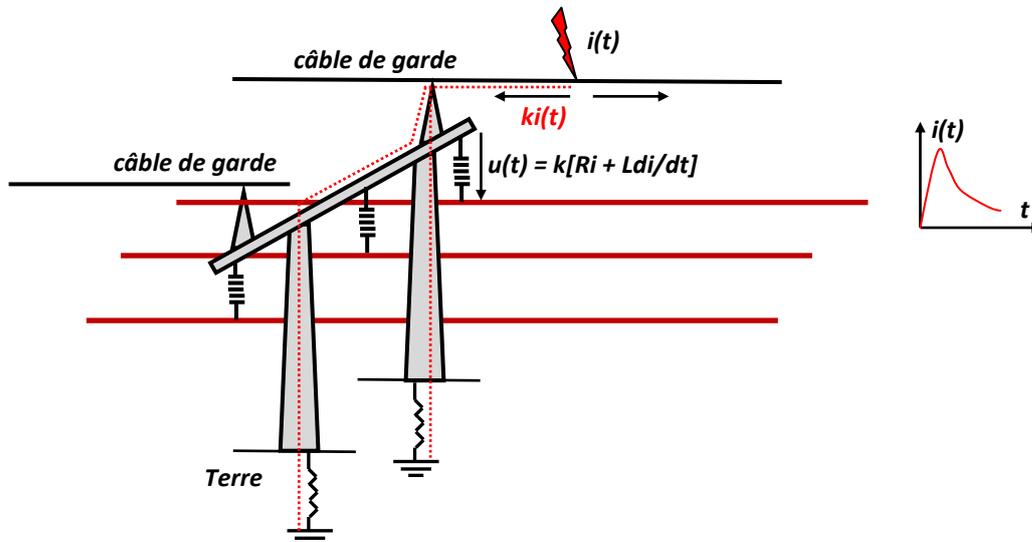


Figure 24: Impact de foudre sur un câble de garde d'une ligne aérienne

5) Protection contre la foudre

Quand la foudre tombe directement sur une phase de la ligne de transport, une surtension est engendrée dans la ligne par la foudre. Cette tension à front raide (de même forme que le courant) se propage en direction du transformateur situé à l'extrémité de la ligne (poste de distribution et centrale). Des protections contre les surtensions de foudres sont nécessaires pour la protection des équipements des postes et des centrales. On utilise généralement les éclateurs à cornes, les éclateurs à sphères et les parafoudres connectés à l'entrée du transformateur de ligne.

a) Protection primaire (paratonnerre)

Certaines structures tels que les bâtiments peuvent être protégés de la foudre à l'aide d'un paratonnerre. C'est une simple tige conductrice verticale (appelée également tige de Franklin), placée au lieu le plus haut de l'édifice (sur le toit par exemple), figure 25. Elle est reliée à la terre et dont l'extrémité est pointue de faible rayon de courbure. Le potentiel à la pointe est suffisamment élevé lors des orages et provoque un champ intense capable d'ioniser l'air au voisinage de la pointe. Une décharge couronne s'amorce et va à la rencontre du canal de la foudre. La pointe de la tige est le point d'impact et le courant de foudre est évacué vers la terre. La résistance R doit être la plus petite possible pour minimiser la DDP en retour: $u(t) = R i(t)$

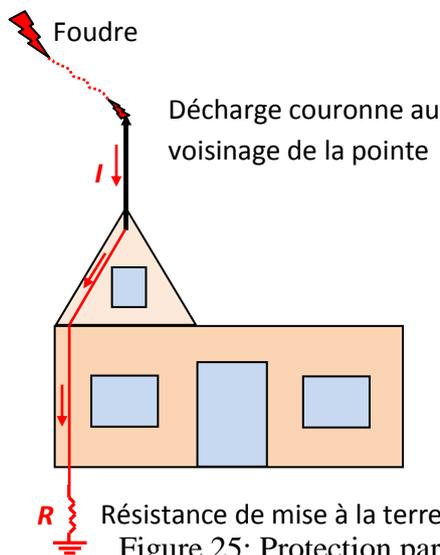


Figure 25: Protection par paratonnerre vertical

La protection primaire des lignes aériennes de transport d'énergie est assurée par le câble de garde. On l'appelle également le paratonnerre horizontale. On dispose de deux câbles disposés au dessus des phases, ils sont reliés directement au pylône.

b) Protection secondaire (éclateurs)

Quand une foudre tombe sur le câble de garde ou sur le pylône, une surtension en retour est générée par l'écoulement vers la terre du courant de foudre. Cette surtension est appliquée aux bornes de la chaîne d'isolateurs. Pour les foudres de forte intensité elle est souvent supérieur à la tension de contournement de la chaîne. Une décharge à la surface de la chaîne s'amorce et le milieu devient conducteur. La surtension se propage ainsi le long de la phase en direction du transformateur installé au niveau de la centrale où du poste de distribution. La protection dite secondaire est indispensable.

Eclateurs (à sphères et à cornes)

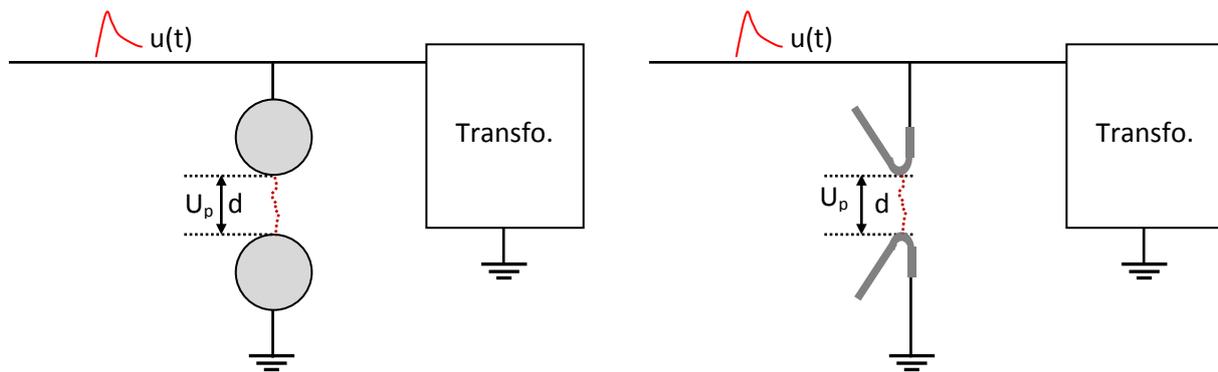


Figure 26: Eclateurs de protection secondaire

Lorsque la surtension de foudre $u(t)$ est supérieur à la tension U_p fixée comme niveau de protection, il se produit un amorçage entre les éclateurs (le milieu devient conducteur) et l'onde de courant est ainsi évacuée vers la terre, figure 26 ci-dessus. L'inconvénient de cette méthode est que les éclateurs ne se désamorcent pas d'eux-mêmes. Le courant de ligne est aussi évacué à la terre ce qui conduit à la mise hors service de la ligne.

Parafoudre

Vu les inconvénients des éclateurs, une autre catégorie d'appareils a été développée: les parafoudres, figure 27. Ils sont munis de résistances variables (varistances à l'oxyde de zinc ZnO) qui permettent de limiter le niveau de tension à une certaine limite. L'onde de courant est absorbée sans que la ligne ne soit mise hors service.

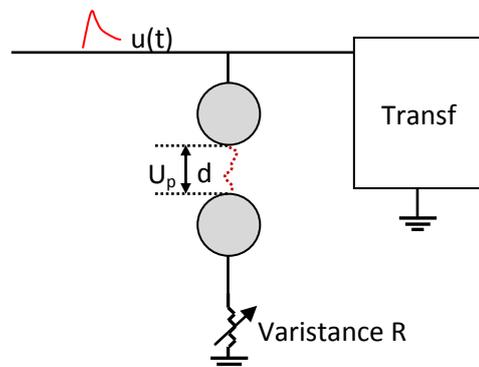


Figure 27: Schéma d'un parafoudre

CHAPITRE IV

DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ

Dans certaines conditions, un gaz peut être traversé par un courant intense, on dit qu'il est le siège d'une décharge dont il existe plusieurs types. Une décharge ne peut se développer que si elle est initiée par un électron naturel. Cet électron germe doit se trouver bien situé près d'une des électrodes servant à appliquer le champ électrique. Si des électrons liés au métal de l'électrode possèdent une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel située à l'interface conducteur-isolant, ils peuvent être à l'origine de la décharge.

Au laboratoire, les électrons nécessaires à l'initiation et au développement de décharges peuvent être produits à la surface d'une électrode. Il suffit de l'irradier avec un agent ionisant extérieur (rayonnement U.V, par exemple) ou de la chauffer (effet thermo-ionique).

Sous l'effet d'un champ électrique, les charges peuvent se multiplier. Les décharges sont non-autonomes (ou non entretenues) si elles s'interrompent dès que cesse d'agir l'agent ionisant extérieur. Dans les cas où elles se maintiennent, les décharges sont dites autonomes (ou auto-entretenuées). La pression des gaz est un paramètre important qui peut modifier les caractéristiques de la décharge.

I DECHARGES NON AUTONOME SANS MULTIPLICATION DE CHARGES

On applique un champ statique à deux électrodes planes, parallèles, séparées par une distance d et baignant entièrement dans le vide ou un gaz (figure 28).

Chauffons la cathode et appliquons une différence de potentiel V aux électrodes, suffisamment faible pour qu'il ne se produise pas de multiplication des charges. Des électrons sont injectés dans le vide ou le gaz sans que de nouvelles charges soient créées et le courant peut être limité par une charge d'espace. On a alors deux cas :

Dans le vide ou dans un gaz sous faible pression, la densité du courant J est donnée par la formule de CHILD (1911) :

$$J = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{m} \right)^{0,5} \frac{V^{1,5}}{d^2}$$

Elle est valable pour $J < J_s$ où J_s est la densité de courant à la saturation. Le courant est limité par la charge d'espace due aux électrons.

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

$$J = \frac{9}{8} \epsilon_0 \mu \frac{V^2}{d^3}$$

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

Si V croît progressivement, J augmente puis tend vers une valeur de saturation, (figure 29). Pour V assez grand, J recommence à croître comme le prévoit la théorie : (J.S. TOWNSEND en 1901). Pour expliquer cette augmentation de la densité de courant, il faut intervenir un autre phénomène : l'ionisation du gaz par les électrons primaires. Elle apparaît lorsque V est égale ou supérieur au potentiel d'ionisation V_i du gaz. Un électron est arraché de la couche externe de l'atome, accéléré par le champ électrique, il ionise à son tour d'autres atomes.

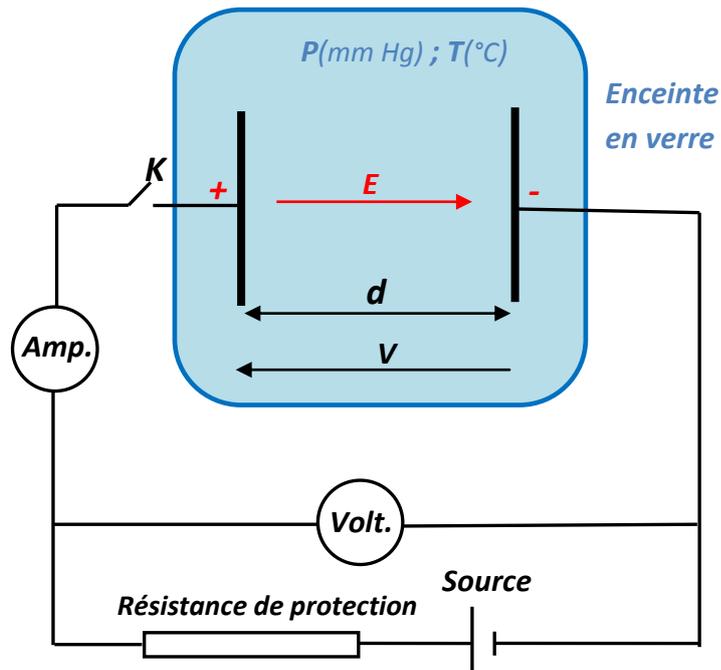


Figure 28 : Banc d'essais de mesure de la caractéristique courant – tension en champ uniforme

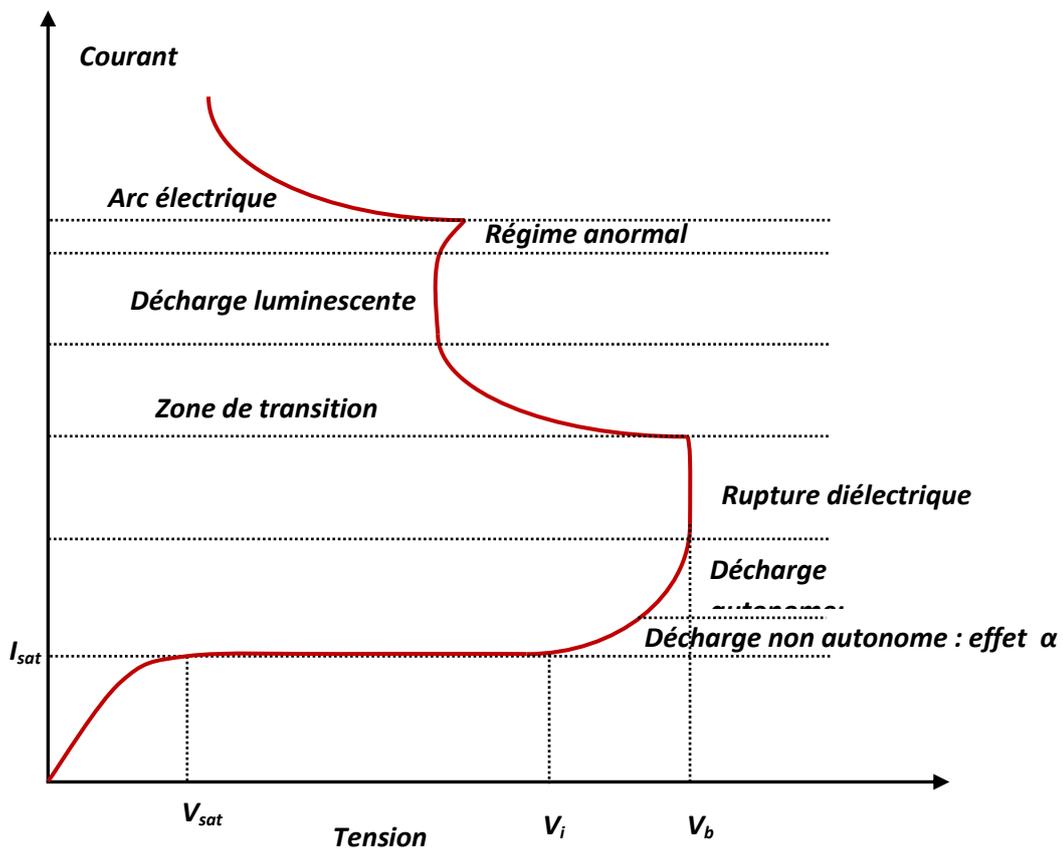


Figure 29 : Caractéristique courant – tension des décharges dans les gaz sous faible pression

II DECHARGES NON AUTONOMES AVEC MULTIPLICATION DE CHARGES

En utilisant le dispositif expérimental du paragraphe précédent, irradions la cathode avec un rayonnement ultra-violet. Si l'on fait croître progressivement la tension, le courant mesuré augmente linéairement, reste constant sur un grand intervalle de tension à partir de V_{sat} , puis augmente jusqu'à la rupture diélectrique V_b , figure 29. Notons que I_{sat} , dépend de d , P et de la nature du gaz.

Au champ réduit E/P constante, E étant le champ électrique, il se produit avant le claquage un phénomène d'ionisation par collisions. Remarquons que E/P représente l'énergie moyenne gagnée par l'électron entre les collisions. En effet, E/P est proportionnel à $1/N$ où N étant le nombre de molécules du gaz par cm^3 , P la pression du gaz et λ le libre parcours moyen de l'électron dans un gaz dont les molécules ont un diamètre $2r$:

$$\lambda = \frac{1}{4\pi r^2 N}$$

Le libre parcours moyen varie donc proportionnellement à la température absolue et en raison inverse de la pression. On fait également les hypothèses suivantes :

à chaque collision, l'électron ionisant perd toute son énergie ;

la probabilité de l'ionisation par collision est l'unité dès que l'énergie cinétique de l'électron ionisant excède l'énergie d'ionisation de l'atome gazeux.

Irradiée, la cathode émet N_0 électrons par unité de temps. Chaque photo-électron génère α paire d'ion-électron sur chaque unité de longueur de son parcours ; α est le coefficient d'ionisation primaire de TOWNSEND. A une distance x de la cathode, supposons qu'il se soit formé N_x électrons, ils vont générer dN_x électrons sur la distance dx (figure 3) : $dN_x = N_x \alpha dx$

En tenant compte que à $x = 0$, $N_x = N_0$, on obtient : $N_x = N_0 e^{(\alpha x)}$

Quant au nombre N_d d'électrons arrivant à l'anode, il vaut :

$$N_d = N_0 e^{(\alpha d)}$$

N_d est une *avalanche* et la charge collectée par unité de temps vaut : $eN_d = eN_0 e^{(\alpha d)}$

Le courant collecté à l'anode vaut :

$$i = i_0 e^{(\alpha d)} \quad (1)$$

III DECHARGES AUTONOMES

Si l'on représente la courbe $\log(i/i_0) = f(d)$ dans l'expérience réalisée avec une irradiation de cathode, il apparait une augmentation rapide de la pente à partir d'une certaine valeur de d , due à des phénomènes d'ionisation secondaire, figure 30.

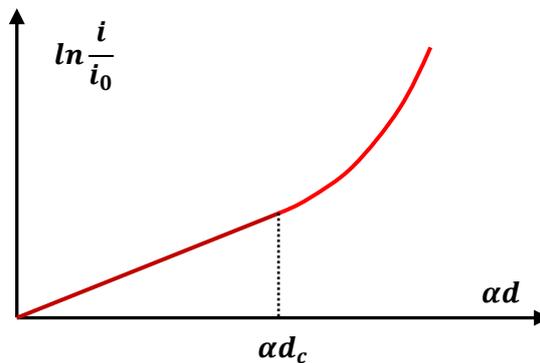


Figure 30 : Variation du courant de décharge en fonction de la distance inter électrode

1) Effet de l'émission d'électrons secondaires

En effet, à la cathode, il se produit une émission d'électrons additionnels due à la présence d'ions positifs, et à un effet photoélectrique produit par les molécules gazeuses excitées. Dans certains cas, les molécules neutres et métastables peuvent jouer un rôle.

L'émission d'électrons secondaires sous le choc des ions positifs est un phénomène de première importance, qui est invoquée dans l'explication du mécanisme de l'entretien de la décharge. Un ion positif, animé d'une énergie cinétique W_c neutralise un électron de la cathode en libérant l'énergie d'ionisation W_i . Cet électron est extrait du métal en absorbant une énergie W_e . La condition nécessaire pour extraire un électron s'écrit :

$$W_c + W_i \geq 2W_e$$

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

Supposons que N_x électrons à la distance x produisent non seulement $\alpha N_x dx$ mais également $\omega N_x dx$ nouveaux électrons à la cathode. Le nombre total d'électrons N'_0 émis à la cathode est alors :

$$N'_0 = N_0 + \int_0^d \omega N_x dx$$

Or :

$$N_x = N'_0 e^{(\alpha x)}$$

Et :

$$N'_0 = N_0 + \int_0^d \omega N'_0 e^{(\alpha x)} dx = N_0 + \frac{\omega}{\alpha} N'_0 [e^{(\alpha d)} - 1]$$

Où :

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

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

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

$$N_d = \frac{N_0 e^{(\alpha d)}}{1 - \frac{\omega}{\alpha} [e^{(\alpha d)} - 1]}$$

Par définition :

$$\frac{\omega}{\alpha} = \gamma \text{ est le deuxième coefficient de Townsend}$$

2) Critere de claquage de townsend

Avant le claquage le courant i peut s'écrire :

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

Pour une distance critique $d = d_c$, telle que :

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

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

Or comme :

$$e^{\alpha d_c} \gg 1$$

On obtient :

$$\gamma e^{\alpha d_c} = 1$$

Pour chaque valeur de E/P , on trouve une valeur de d_c et une tension de rupture diélectrique en champ uniforme :

$$V_c = E d_c$$

Ceci signifie également que :

une seule ionisation due à une cause extérieure peut générer un courant très intense. Ce dernier n'est limité que par la résistance de la source. La décharge est autonome.

Si la cathode ou le gaz ne sont pas irradiés, l'apparition du premier électron est due uniquement au rayonnement naturel ambiant (cosmique, nucléaire, lumineux...) en régime impulsionnel, le temps qui s'écoule entre l'application de V_c et l'apparition de l'électron germe est essentiellement aléatoire : il est appelé temps statistique. Le temps qui s'écoule entre l'instant d'apparition du premier électron et l'établissement du régime permanent s'appelle temps formatif. La somme de ces deux temps représente le temps de retard.

Pour $V = V_c$ appelée tension de disruption ou de claquage, le critère de claquage s'écrit :

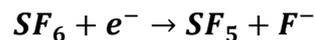
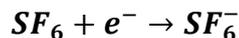
$$\gamma e^{\alpha d_c} = 1 \quad (2)$$

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

$$\gamma \left(\int_0^{d_c} \alpha dx \right) = 1 \quad (3)$$

3) Décharges dans les gaz electronegatifs

Dans des gaz électronégatifs tels que le SF_6 , il faut tenir compte du fait que les molécules peuvent soit s'attacher un électron, soit capter un électron, puis se dissocier :



4) Loi de Paschen

On a indiqué que :

$$\frac{\alpha}{P} = f\left(\frac{E}{P}\right) \quad \text{et de plus } \gamma = \Phi\left(\frac{E}{P}\right)$$

A partir du critère de rupture diélectrique proposé par Townsend :

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

on peut montrer que :

$$V_c = f(Pd)$$

V_c correspond à la distance critique d conduisant au claquage.

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

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta$$

Les courbes accusent un net minimum pour la plupart des gaz purs. $(V_c)_{min}$ est compris entre **100 et 500 V**. Dans la pratique industrielle, il convient de s'éloigner de ce point en recourant soit aux basses pressions (vide), soit aux pressions élevées (SF₆ ou air à haute pression). On retrouve la loi établie par PASCHEN en 1889. Elle est valable pour une température constante, mais présente des déviations pour les pressions élevées, elles sont certainement associées à la présence de champs électriques supérieurs à 10 kV/mm, qui provoquent un renforcement local de la contrainte électrique (rugosité de surface, particules...). Aux basses pressions, l'influence de la cathode se fait sentir au fur et à mesure que P diminue. On présente sur la figure 31 la courbe de PASCHEN pour le gaz Argon où les électrodes sont en tungstène.

%Matlab file "pasch.m":

```
gamma=0.095;
```

```
pd_start_1=0.01;
```

```
pd_stop_1=1;
```

```
pd_inc_1=0.001;
```

```
pd_start_2=2;
```

```
pd_stop_2=1000;
```

```
pd_inc_2=1;
```

```
A=13.6;
```

```
B=235;
```

```
pd_1=pd_start_1:pd_inc_1:pd_stop_1;
```

```
pd_2=pd_start_2:pd_inc_2:pd_stop_2;
```

```
pd=[pd_1 pd_2];
```

```
term1=B*pd;
```

```
term2=log(pd*A);
```

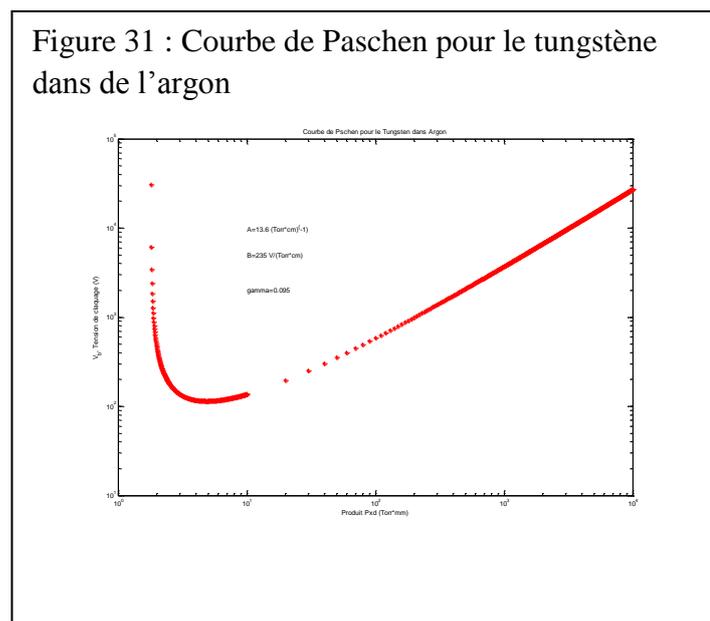
```
term3=log(log(1+gamma^(-1)));
```

```
vb=term1./(term2-term3);
```

```
for count=1:length(vb);
```

```
    if vb(count)<0;
```

Figure 31 : Courbe de Paschen pour le tungstène dans de l'argon



```

vb(count)=nan;

end;

end;

%Plot pd as Torr*mm rather than Torr*cm:

loglog(pd*10,vb,'*r');

title('Paschens Spark Curve for Argon and Tungsten');

axis([1e0 1e4 1e1 1e5]);

xlabel('pd (Torr*mm)');

ylabel('V_b, Breakdown Voltage (volts)');

text(10,10e3,['A=' num2str(A) ' (Torr*cm)^(-1)']);

text(10,5e3,['B=' num2str(B) ' V/(Torr*cm)']);

text(10,2e3,['gamma=' num2str(gamma)]);

```

5) Les streamers

MEEK a proposé un modèle qui privilégie le rôle joué par la photo-ionisation dans la charge d'espace générée par la première avalanche près de la cathode. Ces photo-électrons amorcent des avalanches secondaires près de l'anode en créant une charge d'espace positive qui rejoint rapidement la cathode ; à ce moment, une avalanche d'électrons vient neutraliser la charge positive et provoque la formation d'une étincelle.

Ce phénomène de streamer est caractérisé par un temps de retard de l'ordre de 10^{-8} s, alors que la décharge de TOWNSEND nécessite des temps de 10^{-5} s pour entraîner un claquage. Plus le produit Pd est grand, plus petite est la probabilité pour qu'une avalanche puisse parcourir la distance d .

RAETHER a établi un critère simple basé sur le fait que l'avalanche doit atteindre une taille critique pour que le streamer puisse se développer. Il s'écrit simplement :

$$\int_0^{x_c} \alpha dx = \text{Log}(N_c) \quad (5)$$

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

IV DECHARGE LUMINESCENTE

1) Zone de transition et stabilité des régimes

Reprenons le schéma de la caractéristique $V - I$ des décharges gazeuses pour des pressions comprises entre 0.1 et 10 mm Hg. On y reconnaît les régimes de décharge que nous avons déjà étudiés.

Le circuit électrique utilisé pour relever la caractéristique $V - I$ d'une décharge peut avoir une grande influence sur les résultats. Le circuit usuel est représenté sur la figure 32. On fait varier E_g ou R ou les deux et on relève V et I .

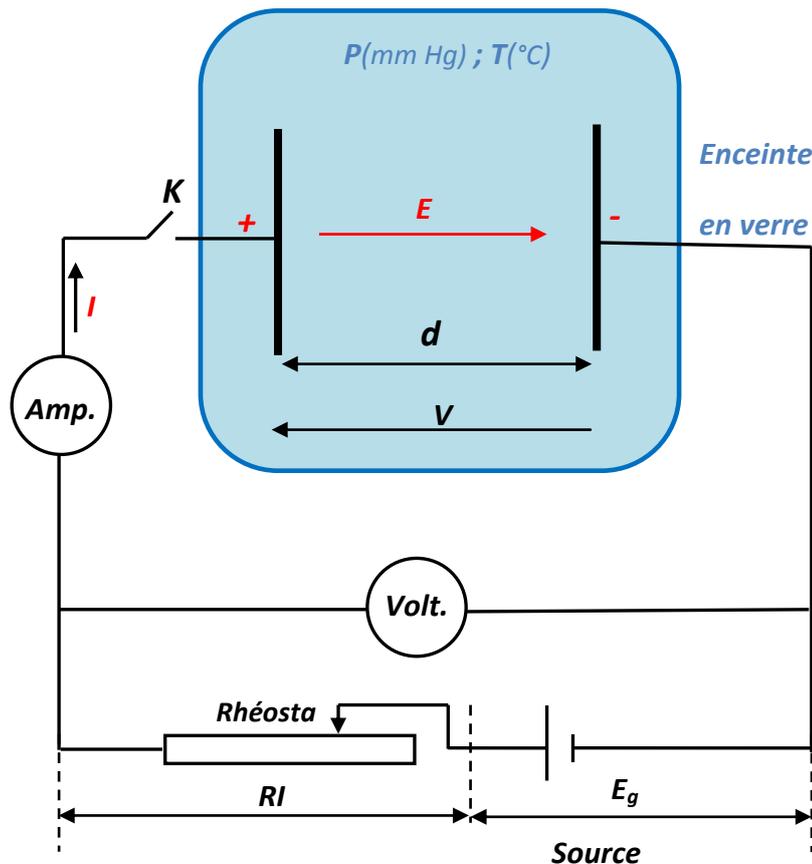


Figure 32 : Relevé d'une caractéristique $V - I$

Pour un système de valeurs E_g et R , de la F.E.M. du générateur, et de la résistance chuteuse (qui comprend la résistance interne du générateur), V et I sont déterminés par le système d'équation :

$$\begin{cases} (a) & V = E_g - RI \\ (b) & V = f(I) \end{cases}$$

où $f(I)$ est la caractéristique de la décharge. Sur le graphique de la figure 33, l'équation (a) est représentée par la droite de charge D et l'équation (b) par la courbe C

Les coordonnées des points d'intersection de C et D sont solution du système d'équation (a) et (b). Chacun de ses points représente un état d'équilibre. Pour une même combinaison E_g , R , ces points peuvent être multiples, mais tous ne correspondent pas à des régimes stables.

En effet, au voisinage de l'un de ces points, l'équation (b) peut s'écrire (développement limité au premier ordre) :

$$V = V_0 + \left(\frac{dV}{dI}\right)_0 \cdot \Delta I = V_0 + \rho_0 \cdot \Delta I$$

ρ_0 est la résistance dynamique au point considéré.

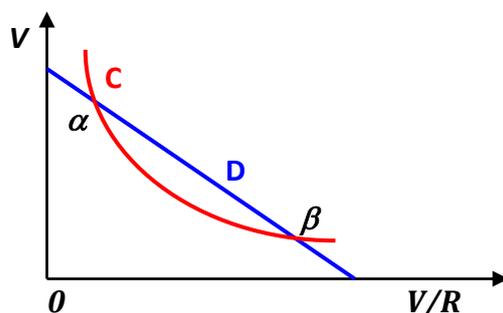


Figure 33: Caractéristiques de la zone de transition (α : régime instable, β : régime stable)

Si, pour une raison fortuite, le courant dans la décharge varie de ΔI par rapport à sa valeur d'équilibre, il apparaît dans le circuit une F.E.M. :

$$\Delta e = E_g - V - RI = (\rho_0 + R) \cdot \Delta I$$

comptée positivement dans le sens des aiguilles d'une montre. On voit que :

si $\rho_0 + R > 0$, Δe est de sens opposée à celui de ΔI et tend à contrecarrer la perturbation ; le point β est un point d'équilibre stable

si $\rho_0 + R < 0$, Δe est de même sens que ΔI et tend à favoriser la perturbation ; *équilibre instable*, ceci correspond au point α . Le point de fonctionnement se déplace rapidement vers un point du type β .

Ainsi, pour tracer sans difficulté toute la caractéristique, le mieux serait d'utiliser un générateur à résistance interne infinie, c'est-à-dire un générateur à courant constant (mais réglable). Dans ce cas, la droite de charge est parallèle à l'axe des V . A défaut, on peut prendre un générateur à F.E.M. constante et élevée en série avec une résistance élevée.

2) Décharge lumineuse

Lorsque le courant d'une décharge de Townsend croît, la tension entre les électrodes diminue et il fini par s'établir un nouveau type de décharge : la décharge lumineuse, caractérisée par l'apparition de plusieurs zones lumineuses diffuses et par une D.D.P. constante entre les électrodes.

Comme d'habitude l'expérience se fait avec un tube de verre cylindrique scellé contenant deux électrodes planes parallèles placées chacune à l'une des extrémités du tube. Pour faciliter l'analyse théorique des phénomènes, on admet que les électrodes sont infiniment étendues.

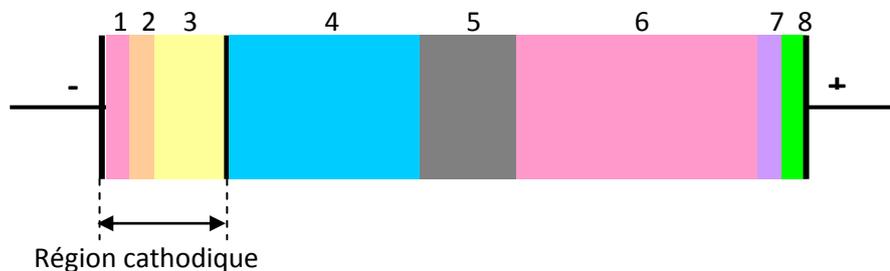


Figure 34 : Décharge lumineuse normale (les régions 4 et 6 émettent de la lumière)

La figure 34 représente les différentes régions que l'on peut distinguer entre ces électrodes.

1- zone d'Aston ; 2- gaine cathodique ; 3- zone cathodique ou de Crookes ; 4- lumière négative ; 5- espace sombre de Faraday ; 6- colonne positive ; 7- zone anodique ; 8- lumière positive.

La couleur de la lumière émise varie avec le gaz et la région considérée. Ainsi, dans l'air, la lueur ou lumière négative est bleuâtre, tandis que la colonne positive est rose.

L'étendue relative des diverses zones varie suivant la pression et la distance inter électrodes.

Au fur et à mesure que la pression décroît, la lueur négative et l'espace sombre de Faraday se dilatent aux dépens de la colonne positive, qui peut disparaître complètement. De même, si la distance entre électrodes diminue, la longueur de la colonne positive décroît d'autant sans que l'étendue des autres régions varie. Si l'on déplace la cathode, toutes les zones jusqu'à celle de Faraday se déplacent

avec elle. Enfin, si les électrodes sont placées dans un grand volume sphéroïdal, au lieu d'un tube, on ne peut observer de colonne positive.

Ces faits montrent d'une part que, au voisinage de la cathode, les électrons ont des trajectoires moyennes rectilignes et, d'autre part, que la colonne positive n'est pas caractéristique de la décharge comme le sont les zones claires et sombres voisines de la cathode.

Le potentiel V ne varie pas linéairement en fonction de la distance à l'une des électrodes. Cela résulte de la présence de charge d'espace.

La D.D.P. V aux bornes du tube à décharge se compose en gros, de : V_c = chute cathodique; V_p = chute le long de la colonne positive; V_a = chute anodique; $V_n = V_c + V_p + V_a$

Il est remarquable que $V_c \gg V_p + V_a$. D'ailleurs, dans certaines conditions, $V_a = 0$. Sinon $V_a \approx$ potentiel de première ionisation du gaz.

Dans la colonne positive, le champ électrique est constant et peu intense : quelques volts par centimètre.

On a donc : $V_n = V_c$

On appelle ainsi la région de longueur d qui s'étend de depuis la surface de la cathode jusqu'à la lueur négative (non comprise). Elle correspond à la chute cathodique V_c , c'est-à-dire la quasi-totalité de V_n . La théorie des phénomènes cathodique est basée sur les hypothèses suivantes :

Tous les électrons de la cathode sont émis sous l'effet de bombardement ionique ($2^{\text{ème}}$ coefficient de Townsend).

Le champ électrique au voisinage de la cathode décroît linéairement en fonction de la distance x (c'est un fait expérimental).

La condition du maintien de la décharge est :

$$\gamma \left[e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right] = 1$$

C'est-à-dire le même que pour la décharge de Townsend, mais appliquée à l'intervalle $0 - d$ correspondant à la chute cathodique. On admet donc que tous les ions apparaissent dans la région cathodique qui se comporte comme un tube à décharge de Townsend.

V DECHARGE D'ARC ÉLECTRIQUE

1) Définition

Lorsque le courant d'une décharge luminescente dépasse une certaine limite, la D.D.P. entre les électrodes diminue rapidement : on dit que la décharge s'est transformée en arc.

Un arc est caractérisé par les propriétés essentielles suivantes :

La densité de courant est très élevée. Elle peut atteindre plusieurs dizaines de milliers d'ampères par cm^2 sur les électrodes. En général, elle est moins élevée le long de la décharge proprement dite, dont l'aire de section droite va en croissant quand on s'éloigne des électrodes. Même là, la densité de courant est $\gg 1 \text{ A/cm}^2$.

La plus grande partie du courant de décharge au voisinage de la cathode est transporté par des électrons issus de celle-ci et non par des ions résultants de l'ionisation du gaz.

La D.D.P. entre électrodes est nettement moins élevée que pour les autres types de décharge : quelques dizaines de volts en général.

Cette définition s'applique à un très grand nombre de décharge qui peuvent différer beaucoup les unes des autres et qui sont en général assez mal comprises quoique très utilisées.

2) Classification

Dans les décharges que nous avons étudiées précédemment, l'émission électronique de la cathode était une émission secondaire due à l'impact des ions. Dans l'arc, cela ne suffit plus (d'autres processus doivent intervenir pour donner lieu à l'énorme densité de courant. On distingue :

les arcs thermoïniques, où l'émission cathodique est d'origine thermique : les électrodes doivent être en matériau réfractaire.

Les arcs à émission de champ, où les électrons sont extraits de la cathode sous l'effet d'un champ très élevé. Ce champ peut être dû, soit à une charge d'espace positive au voisinage immédiat de la cathode, soit à l'existence, à la surface de celle-ci, d'une couche électriquement isolante, qui se chargerait d'ions et serait ainsi portée à un potentiel positif très élevé. Ce genre d'émission électronique doit prévaloir dans le cas des arcs dits métalliques, où le matériau de cathode n'est pas réfractaire : interrupteurs divers en Cu, Ag, Al et redresseurs à cathode liquide de mercure (température de cathode \sim quelques centaines de °C. Il n'est pas exclu que les deux processus d'émission coexistent dans certains types d'arc.

Parmi les arcs thermoïniques, qui sont les plus courants, on distingue les arcs autonomes et les arcs non-autonomes, selon que la haute température de la cathode est maintenue par l'impact des ions accélérés ou par des moyens extérieurs de chauffage. Enfin, on peut faire fonctionner les arcs à basse pression (10^{-2} mm Hg) ou haute pression (plusieurs atmosphères), la ligne de démarcation étant située entre 0,1 et 1 atm. Cette distinction est justifiée par le net changement des propriétés de la décharge au passage de cette limite. La distance entre les électrodes peut varier de quelques microns à quelques mètres ; enfin la tension qui leur est appliquée est continue ou alternative. Nous nous bornerons, ici à étudier les arcs thermoïniques autonomes, longs, en courant continu.

3) Allumage

On a vu que, dans une décharge luminescente en régime anormal, une augmentation du courant total I s'accompagne nécessairement d'une augmentation de la densité J du courant. En même temps, l'épaisseur de la chute cathodique diminue et, par conséquent, les ions perdent moins d'énergie en collision. Il en résulte que l'énergie fournie à la cathode par les impacts ioniques augmente, et que sa température s'élève. A partir du point G de la caractéristique $V-I$, l'émission thermoélectronique de la cathode devient notable. Les électrons émis contribuent à ioniser le gaz en face de la cathode, d'où un échauffement supplémentaire de celle-ci. Ainsi s'explique la diminution de V dans la partie GH de la caractéristique, (figure 35).

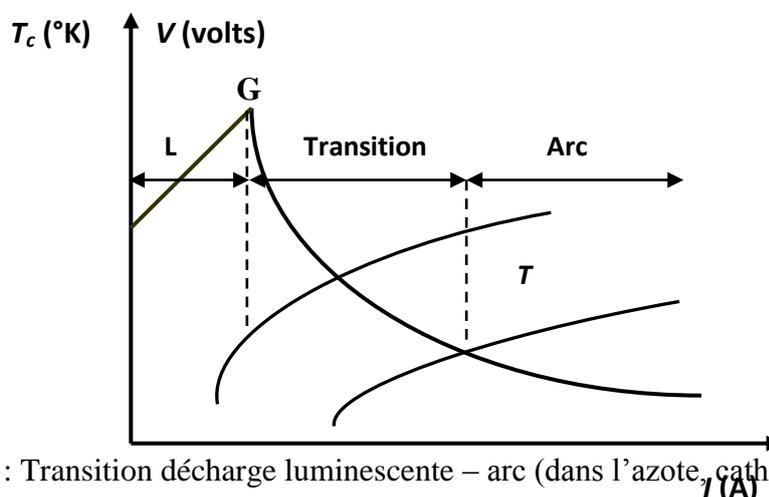


Figure 35 : Transition décharge luminescente – arc (dans l'azote, cathode en tungstène)

L : région de décharge luminescente; I_t : courant thermoélectronique de saturation; I : courant total à la cathode

Lorsque $I_t > I$, il se forme en face de la cathode une charge d'espace électronique qui annule localement le champ électrique. Le domaine de validité de ce mode d'allumage est le même que celui de la décharge luminescente : distance inter électrodes de plusieurs centimètres, rayon d'enceinte de quelques centimètres et pression de quelques mm Hg.

On peut également atteindre le régime d'arc sans passer par des régimes intermédiaires stables, tels que décharge de Townsend et décharge luminescente.

Il en est ainsi, par exemple, dans les gaz à la pression atmosphérique et pour un écartement notable des électrodes, surtout lorsque la D.D.P appliquée dépasse la tension de claquage de Paschen : une étincelle éclate alors et dégénère très rapidement (10^{-6} s) en un arc, si la capacité du générateur de courant le permet. Ce processus, contrairement au précédent, est irréversible.

Exemple : foudre, claquage d'isolant.

Si l'on écarte deux électrodes initialement en contact et traversées par un courant très intense, il s'établi entre elles un arc qui permet au courant de se maintenir. Dans ce cas, la D.D.P. entre les électrodes ne dépasse jamais la faible valeur caractéristique de l'arc.

Exemple : interrupteurs, disjoncteurs, etc.

3) Propriétés de l'arc

La caractéristique $V - I$ de l'arc n'a pas partout une pente négative. Celle-ci finit toujours par s'inverser aux courants élevés. D'ailleurs, la caractéristique dynamique diffère beaucoup de la caractéristique statique : si l'on opère très vite, ni la pression ni la température n'ont le temps de prendre leur valeur de régime permanent ; celui-ci ne s'établit qu'au bout de plusieurs minutes.

4) Répartition du potentiel le long de l'arc

La figure 36 montre qu'il existe, dans les arcs longs, une colonne positive uniforme ($E = \text{constante}$), comme dans la décharge luminescente.

On distingue également une région et une chute cathodique, ainsi qu'une région et une chute anodique, sans pouvoir les analyser d'avantage car elles s'étendent sur des distances assez faibles.

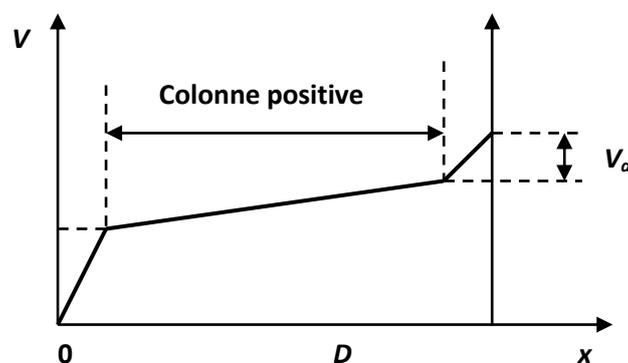


Figure 36 : Répartition du potentiel le long de l'arc

En général, la chute cathodique prédomine. Elle est de l'ordre de grandeur du potentiel d'ionisation du gaz utilisé et de la vapeur de l'élément constituant la cathode, tableau ci-dessous).

Il varie suivant la pression et le courant. En général, la colonne positive est très lumineuse. Au voisinage des électrodes elle se contracte et s'y raccorde par des spots ou taches extrêmement lumineuses. Les électrodes sont portées à incandescence et s'évaporent à un rythme accéléré. Aussi, le spectre d'émission de la colonne positive contient-il des raies caractéristiques des matériaux d'électrodes.

Le gaz entre les électrodes est porté à très haute température lorsque la pression est assez élevée. Il est alors le siège de courants de convection, la section de la colonne peut varier d'un point à un autre et en fonction du temps.

5) La colonne positive

Comme dans la décharge luminescente, la colonne positive de l'arc est constituée par un plasma : le champ électrique y est faible et relativement homogène, on en déduit que les charges positives et négatives se neutralisent à l'échelle macroscopique : $n_e \approx n_i \approx n$; elle sont animées de vitesse d'agitation thermique grande devant leur vitesse de dérive (diffusion de concentration ou entraînement par le champ).

Les propriétés de la colonne d'arc diffèrent peu de celles de la colonne luminescente tant que la densité de courant n'est pas très élevée et que la pression ne dépasse pas 0,1 atm (arc à basse pression).

Nous allons étudier maintenant l'évolution de la colonne positive en fonction de ces deux paramètres principaux, pression et courant.

Electrodes	Gaz	I (A)	T _c (°K)	T _a (°K)	J _e (A/cm ²)	J _a (A/cm ²)	V _c (V)	V _a (V)
C – C	Air	1 – 10	3500	4200	470	65	9 – 11	11 – 12
C – C	N ₂	4 – 10	3500	4000	500	70		
Cu – Cu	Air, N ₂	~ 5	< 2200	2400	~ 10 ⁶	~ 10 ³	8 – 9	2 – 6
Fe – Fe	Air	~ 5	2400	2600	grand		8 – 12	2 – 6
Ni – Ni	Air	~ 5	2400	2400				
W – W	Air	~ 5	3000	4200				
Al – Al	Air	~ 5	3400	3400				
Al – Al	N ₂	~ 5	~ 2500	~ 2500				
Zn – Zn	Air	~ 5	3000	3000				
Zn – Zn	N ₂	~ 5	faible	faible				

Les ions positifs et les molécules neutres du gaz ayant la même masse à peu de chose près, échangent aisément de l'énergie. Comme les molécules sont nombreuses, les collisions molécule-molécule et ion-molécule sont fréquentes. Il s'établit rapidement un régime d'équilibre où les températures T_g et T_i, du gaz et des ions, sont quasiment confondues. En fait, T_i est légèrement supérieur à T_g car, entre deux chocs, les ions sont accélérés par le champ électrique.

Les ions négatifs sont rares et ne jouent pas un rôle important. Quant aux électrons, grâce à leur mobilité, ce sont eux qui absorbent le plus d'énergie du champ électrique. Ils en communiquent une partie aux ions et molécules par collisions élastiques et inélastiques. Les premières échauffent le gaz tandis que les secondes l'excitent et l'ionisent. Leur fréquence dépend surtout de la température électronique (car les électrons sont toujours plus rapides que les autres particules).

Aux basses pressions, la théorie de la décharge luminescente est valable. Aux hautes pressions, quand toutes les températures sont égales, il y a équilibre au sens thermodynamique et le degré d'ionisation x est déterminé par une loi d'action de masse mise par Saha sous la forme :

$$\frac{x^2}{1 + x^2} P = 2,4 \cdot 10^{-4} \times T^{5/2} e^{(-eV/kT)}$$

$x = n_e/N = n_i/N ;$

$T = T_e = T_i = T_g ;$

P = pression (en mm Hg),

V_i = potentiel d'ionisation du gaz,

N = densité de molécules neutres.

Ordre de grandeur : $x = 10^{10}/cm^3$ (basse pressions) $x = 10^{18}/cm^3$ (très haute pression) ; $x = 10^{14}$ à $10^{16}/cm^3$ à la pression atmosphérique et pour I = quelques ampères.

VI DECHARGE COURONNE

1) Définition

Le terme décharge couronne désigne en général l'ensemble des phénomènes évoluant dans un milieu gazeux situé entre deux électrodes, dont l'une d'elle est active de faible rayon de courbure. Ce milieu est soumis à des champs électriques intenses mais non disruptifs. Les électrodes peuvent former divers systèmes: pointe-plan, conducteur-cylindre, conducteur-plan). La figure 37 schématise cette décharge

Les phénomènes observés sont de nature, optique (couronne lumineuse autour du conducteur actif), acoustique (bruit d'abeille ou bruit de friture) et électrique (passage d'un courant électrique entre les conducteurs à travers le gaz).

Le mécanisme de développement de la décharge couronne est basé sur la multiplication électronique décrite par Townsend et sur la formation du streamer.

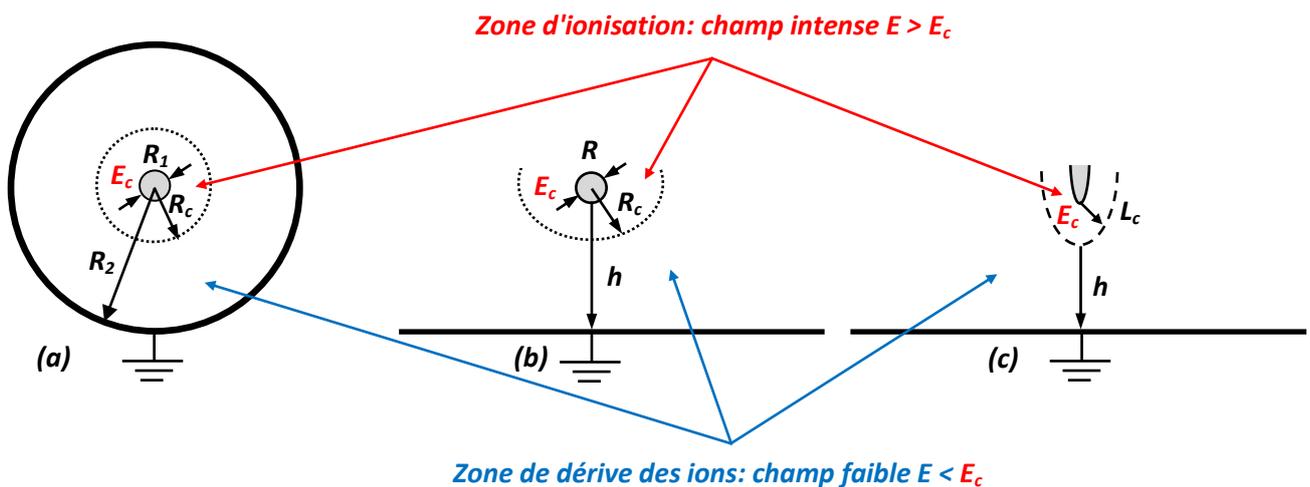


Figure 37: Représentation schématique de la décharge couronne

(a) système d'électrodes cylindriques coaxiales

(b) système d'électrodes conducteur-plan

(c) système d'électrodes pointe-plan

Lorsqu'on applique une tension U à l'électrode active suffisante pour créer un champ intense à son voisinage (effet de pointe), une décharge couronne est créée. L'espace entre les électrodes se répartie en deux zones distinctes séparées par une ligne où le champ électrique est égale au champ critique du minimum d'ionisation E_c :

zone d'ionisation où le champ est intense $E > E_c$ et où se produit la multiplication électronique (production de charges électriques ions et électrons)

zone de dérive des ions où le champ électrique est faible $E < E_c$, dans cette zone le champ électrique est insuffisant pour la multiplication électronique. Les ions produits dans la zone d'ionisation sont entrainés vers l'électrode mise à la terre sous faible champ.

2) Loi courant-tension de Townsend

La décharge couronne est stable. Ainsi dans le circuit circule un courant où le gaz inter-électrodes présente une résistance à caractère non ohmique. En effet, la relation tension-courant est non linéaire, mais quadratique telle que décrite par Townsend

$$I = KV(V - V_s)$$

Où: K est le facteur géométrique et V_s la tension seuil d'apparition de la décharge (voir TP 2).

En géométrie cylindrique:

$$K = \frac{8\pi\epsilon_0\mu}{R_2^2 \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

En géométrie conducteur-plan:

$$K = \frac{4\pi\epsilon_0\mu}{h^2 \ln \frac{h}{R}}$$

Lorsque le conducteur actif est bien poli, la lueur bleue est uniforme c'est une couronne (d'où le nom de décharge couronne) autour du conducteur c'est la zone d'ionisation (à visualiser en TP).

Lorsque le rayon du conducteur croit, pour atteindre les dimensions des lignes de transport d'énergie, l'effet couronne perd cet aspect de gaine lumineuse uniforme; il se discrétisent en lueurs localisées. En effet, les conducteurs de lignes sont torsadés et présentent des aspérités (pointes de faibles rayon de courbure) où apparaît en premier lieu la décharge. L'observation à l'oscilloscope montre que la décharge présente un composante continue et une composante impulsionnelle du courant (à visualiser en TP).

En polarité négative de la décharge, les impulsions, dites de Trichel, sont régulières et sont à l'origine des perturbations radioélectriques car elles présentent un front raide et se propagent dans l'espace (onde électromagnétique).

Dans les lignes de transport d'énergie, l'effet couronne est omniprésent, l'écoulement du courant de décharge des conducteurs vers la terre donne lieu à de pertes d'énergie. Dans la modélisation des réseaux l'espace conducteur-terre est représenté par la conductance transversale G due à l'effet couronne.

3) Loi de Peek (champ seuil)

L'étude du seuil de l'effet couronne a donné lieu à de nombreux travaux. des expressions empiriques et semi-empiriques ont été proposées à l'issue de travaux expérimentaux et théoriques. Peek, en 1929, a proposé une loi qui porte son nom où il exprime le champ seuil d'apparition de la décharge couronne à la surface d'un conducteur de rayon R_0

$$E_s = 31m\delta \left(1 + \frac{308}{\sqrt{\delta R_0}} \right) \quad (kV/cm)$$

m : facteur d'irrégularité ($m = 1$ conducteur lisse, $m = 0,6$ conducteur toronné)

δ : densité de l'air $\delta = \frac{P}{760} \frac{273}{273+\theta}$ où P est la pression en mmHg et θ la température °C

La loi de Peek est établie pour la géométrie cylindrique mais il semble valable pour la géométrie conducteur-plan. Elle est d'un grand intérêt dans le dimensionnement des lignes. Il suffit de connaître le rayon du conducteur pour évaluer le champ seuil et déduire la tension seuil V_s à la surface du conducteur. Exemple en géométrie cylindrique, la tension seuil est:

$$V_s = E_s R_0 \ln \frac{R}{R_0}$$

R_0 étant le rayon du conducteur actif porté à la tension V_s et R le rayon du conducteur mis à la terre.