

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Abderahmane Mira.Béjaia

Faculté de Technologie

Département de Génie Electrique

# Mémoire de Magister

Présenté par :**M.MEGHERFI Soufiane**

En vue de l'obtention du diplôme de magister en génie électrique

**Option** : électrotechnique

## ***Thème***

***Caractéristiques de la propagation des décharges partielles sous contrainte thermique dans le câble moyenne tension de transport d'énergie électrique***

Soutenu publiquement le : **05/12/2013** devant le jury composé de :

GHADAMSI	Kaci	Président	MCA	université de Bejaia
BOUDISSA	Rabah	Examineur	MCA	université de Bejaia
HAMOU	Nouri	Examineur	MCA	université de Sétif
ZEBBOUDJ	Youcef	Rapporteur	professeur	université de Bejaia

Promotion : 2013



## *Remerciements*

*Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au laboratoire de génie électrique de l'université de Bejaia sous les précieuses orientations de Monsieur ZEBBOUDJ Youcef Professeur à l'université de Bejaia. Je tiens à le remercier pour tous les conseils qu'il m'a donné, sa disponibilité et sa confiance qui ont été pour moi, une source de motivation tout au long de mon travail.*

*Toute mes reconnaissance et remerciements sont adressés également à Monsieur Ouatah El hanafi, qui ma beaucoup aidés durant tout ce travail.*

*Je tiens à remercier Monsieur K.GHADAMSI Maitre de conférences à l'université A.Mira de Bejaia de m'avoir fait l'honneur de présider le jury. Mes remerciements vont également à Monsieur R.BOUDISSA Maitre de conférences à l'université A.Mira de Bejaia et à Monsieur N. HAMOU Maitre de conférences à l'université de Sétif, pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger mon travail.*

*Sans oublier de remercier tous les membres de ma famille pour leurs soutient et leurs encouragements, particulièrement mes parents.*

*Mes sincères remerciements vont aussi à tout le personnel du laboratoire de génie électrique de l'université de Bejaia surtout Melle BOUREBA Hassiba.*

*Mes remerciements s'adressent aussi à tous ceux qui ont participé, de prés ou de loin, à la réalisation de ce travail.*





# *Dédicaces*

*Je dédie ce travail :*

- ❖ *A mes très chers parents.*
- ❖ *A mon frère et à mes sœurs : Toufik, Nacira, Nawal et Sonia.*
- ❖ *A mes grands-parents et à mes oncles.*
  - ❖ *A ma tante Fadila.*
  - ❖ *A toute la famille.*
- ❖ *A tous mes amis(es) surtout GANI Louanes ,KADDOUR Rabia et AMIMEUR Dalil.*

*Soufiane. M*



# LISTE DES ABREVIATIONS

## Liste des abréviations

$A_r$  : Amplitude relative,

$B$  : Induction magnétique,

$C$  : Capacité,

$c$  : Vitesse d'une onde électromagnétique dans le vide,

Câble PILC : Câble en papier imprégné,

$D(t)$  : Induction électrique,

DP : Décharge partielle,

$E$  : Champ électrique,

Fig : Figure,

$G$  : Conductance,

$G_{1ph,c}$  : Conductance du conducteur de phase,

$G_{1ph,d}(\omega)$  : Conductance associée aux pertes diélectriques.

$G_{1ph,sc}(\omega)$  : Conductance des couches semi-conductrices

$i(t)$  : Impulsion de courant,

$i'_1(t)$  : Courant d'absorption,

$i'_2(t)$  : Courant de résorption,

$i_p$  : Courant de polarisation,

$i_c$  : Courant de conduction,

$J$  : Densité de courant,

$K(\omega)$  : Fonction d'atténuation

$L$  : Inductance,

$L_{1ph,i}(\omega)$  : Inductance interne du câble,

$L_{1ph,e}(\omega)$  : Inductance externe du câble,

$l$  : longueur du câble,

$P(t)$  : Polarisation,

PRC : Polyéthylène réticulé chimiquement,

$R_f$  : Résistance,

$R_{1ph}(\omega)$  : Résistance de conducteur de phase

$R_c$  : Résistance du conducteur,

$R_i$  : Résistance de l'isolant

$r_0, R$  : Rayon de phase et rayon intérieur de l'écran respectivement,

Tab : Tableau,

$tg(\delta)$  : Facteur de dissipation diélectrique,

$U_s$  : Tension seuil,

$u(t)$  : Impulsion de tension,

$v$  : vitesse de phase,

$\chi_e$  : Susceptibilité électrique,

$Y$  : Admittance,

$Z$  : Impédance,

$Z_c$  : Impédance d'onde,

$\alpha$  : Constante d'atténuation,

$\beta$  : Constante de dispersion,

$\gamma$  : Constante de propagation,

$\delta(\omega)$  : Epaisseur de peau,

$\varepsilon$  : Constante diélectrique,

$\varepsilon_r$  : Permittivité relative du diélectrique,

$\varepsilon_r'(\omega)$  : Partie réelle de la permittivité diélectrique,

$\varepsilon_r''(\omega)$  : Partie imaginaire de la permittivité diélectrique,

$\mu$  : Perméabilité,

$\rho$  : Coefficient de réflexion,

$\sigma$  : Conductivité,

$\sigma_{sc}$  : Conductivité du semi-conducteur.

$\Phi$  : Flux magnétique,

$\omega$  : pulsation,

PRC : polyéthylène réticulé chimiquement

# LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

# Liste des figures

## Chapitre I

<b>Fig.I.1</b> : Câble d'énergie unipolaire.....	<b>3</b>
<b>Fig.I.2</b> : Coupe transversale d'un câble d'énergie unipolaire (Photo laboratoire de génie électrique).....	<b>4</b>
<b>Fig.I.3</b> : Câble coaxial (condensateur cylindrique).....	<b>4</b>
<b>Fig.I.4</b> : Coupe longitudinale d'un câble unipolaire.....	<b>6</b>
<b>Fig.I.5</b> : Facteur de dissipation diélectrique.....	<b>8</b>
<b>Fig.I.6</b> : Formes des courants d'absorption et de résorption dans un isolant.....	<b>10</b>
<b>Fig.I.7</b> : Réponse temporelle à un échelon de champ E d'un isolant.....	<b>12</b>
<b>Fig.I.8</b> : Condensateur plan à double couche du diélectrique.....	<b>14</b>
<b>Fig.I.9</b> : Evolution typique des courants transitoires d'absorption pour différentes températures.....	<b>17</b>

## Chapitre II

<b>Fig. II.1</b> : Imperfections dans un câble monophasé.....	<b>20</b>
<b>Fig. II.2</b> : Mécanisme de décharge partielle.....	<b>22</b>
<b>Fig. II.3</b> : Evolution des champs électriques au cours du temps.....	<b>23</b>
<b>Fig. II.4</b> : Evolution de la répartition de charges.....	<b>24</b>
<b>Fig. II.5</b> : Types des décharges partielles : a : interne, b : de surface, c : couronne, d : en arborescence.....	<b>25</b>
<b>Fig. II.6</b> : Modèle classique des capacités équivalentes d'un diélectrique avec une cavité interne.....	<b>26</b>
<b>Fig. II.7</b> : Récurrence des DP dans une cavité.....	<b>26</b>
<b>Fig. II.8</b> : Courbe de Paschen pour quelques gaz simples.....	<b>27</b>
<b>Fig. II.9</b> : Circuit équivalent et récurrence des décharges couronnes.....	<b>28</b>
<b>Fig. II.10</b> : Une décharge partielle a entraîné une arborescence électrique.....	<b>29</b>
<b>Fig. II.11</b> : Destruction d'un matériau isolant.....	<b>29</b>
<b>Fig. II.12</b> : Signaux modélisant les décharges partielles.....	<b>31</b>
<b>Fig. II.13</b> : Evolution de la charge apparente d'une DP en fonction de la taille de la cavité origine pour un câble XLPE (15kV).....	<b>32</b>



<b>Fig. II.14:</b> Capteur capacitif permettant la détection de décharges partielles provenant d'un échantillon.....	35
<b>Fig. II.15:</b> Capteurs inductifs.....	36
<b>Fig. II.16:</b> Montage d'un capteur inductif.....	36
<b>Fig. II.17:</b> Autres capteurs.....	37
<b>Chapitre III</b>	
<b>Fig. III.1:</b> Elément dz d'une ligne de transmission.....	39
<b>Fig. III.2</b> facteur d'atténuation en fonction de fréquence pour un câble PILC.....	45
<b>Fig. III.3:</b> facteur de dispersion en fonction de fréquence pour un câble PILC.....	46
<b>Fig. III.4:</b> Atténuation d'un signal en fonction de sa fréquence et de la distance parcourue pour un câble PILC.....	47
<b>Fig. III.5:</b> Déformation d'un pulse de décharge partielle avec la distance parcourue.....	47
<b>Fig. III.6:</b> Influence de $\epsilon'_r$ sur le facteur d'atténuation.....	48
<b>Fig. III.7:</b> Influence de $\epsilon''_r$ sur le facteur d'atténuation.....	49
<b>Chapitre IV</b>	
<b>Fig. IV.1:</b> Schéma général du dispositif expérimental.....	51
<b>Fig. IV.2:</b> Câble de 50 m en court-circuit avec une batterie (12V,70Ah et 340A).....	52
<b>Fig.IV.3:</b> Evolution des courants d'absorption et de résorption en fonction du temps à $T=23c$ .....	52
<b>Fig.IV.4:</b> Courant d'absorption pour $l = 50m$ sous une contrainte thermique.....	54
<b>Fig.IV.5:</b> Courant de résorption pour $l=50m$ sous une contrainte thermique.....	54
<b>Fig.IV.6:</b> le coefficient alpha en fonction de la température pour un câble de 50.....	55
<b>Fig.IV.7:</b> la pente (n) de la décroissance du courant en fonction de la température pour câble de 50 m.....	56
<b>Chapitre V</b>	
<b>Fig.V.1:</b> Câble d'énergie unipolaire (coupe transversale).....	57
<b>Fig.V.2:</b> Schéma général du dispositif expérimental.....	58
<b>Fig.V.3:</b> Train d'impulsion de Trichel.....	59
<b>Fig.V.4:</b> Impulsion de Trichel.....	59
<b>Fig.V.5:</b> Schéma de principe d'étude de la réflexion dans un câble coaxial.....	60
<b>Fig.V.6:</b> Résultat de réflexion dans un câble coaxial de longueur $l=130m$ .....	61
<b>Fig.V.7:</b> Courbe obtenue par l'expérimentation pour $T=22^{\circ}C$ .....	62
<b>Fig.V.8:</b> Courbe du signal obtenue à l'aide du logiciel Origin sur le canal (1).....	63

<b>Fig.V.9:</b> l'ensemble des signaux en fonction de la température.....	<b>64</b>
<b>Fig.V.10:</b> Distance parcourue par l'onde en fonction du temps sous contrainte thermique	<b>65</b>
<b>Fig.V.11:</b> Amplitude relative en fonction de la distance parcourue par l'onde en fonction des différentes températures .....	<b>66</b>
<b>Fig.V.12:</b> Amplitude relative en fonction de la distance à T=23°C....	<b>67</b>
<b>Fig.V.13:</b> Facteur d'atténuation en fonction de la température.....	<b>68</b>
<b>Fig.V.14:</b> Largeur de bande en fonction de la distance parcourue par l'onde sous contrainte thermique.....	<b>69</b>
<b>Fig.V.15:</b> La largeur de bande en fonction de la température.....	<b>69</b>

## Liste des tableaux

### Chapitre II

<b>TAB. II.1:</b> Facteurs affectant, au cours du temps, l'isolation d'un câble souterrain.....	<b>19</b>
---	-----------

# SOMMAIRE

## Sommaire

Liste d'abréviation	
Liste des figures et des tableaux	
<b>Introduction générale</b> .....	<b>1</b>
<b>Chapitre I</b> <b>Modélisation et caractérisation des câbles coaxiaux</b>	
Introduction .....	3
I.1 Configuration d'un câble d'énergie .....	3
I.2 Modélisation d'un câble coaxial .....	4
I.3 Caractérisation du câble unipolaire .....	5
I.3.1 Capacité du câble .....	5
I.3.2 Inductance d'un câble coaxial .....	6
I.3.3 Impédance caractéristique du câble .....	6
I.3.4 Permittivité relative du câble .....	7
I.4 Facteurs de dissipation diélectrique et de puissance.....	8
I.5. Etude des courants d'absorption et résorption dans le câble unipolaire.....	9
I.5.1 Courant d'absorption et courant de résorption dans un diélectrique .....	9
I.5.2 Courant d'absorption réversible .....	10
I.5.3 Courant d'absorption dans le câble unipolaire.....	11
I.5.3.1 Calcul de la polarisation après l'application d'une impulsion de tension .....	11
I.5.3.2 Détermination de la réponse à une impulsion de Dirac .....	13
I.5.4 Polarisation interfaciale (Maxwell).....	13
I.5.4.1 Hypothèses de base .....	14
I.5.5 Influence de la température sur les courants transitoires.....	16
I.5.6 Application.....	17
I.5.6.1 Résistance d'isolement .....	17
I.5.6.2 Mise en court-circuit .....	17
I.5.6.3 Indice de polarisation .....	17
Conclusion .....	18
<b>Chapitre II</b> <b>Généralité sur les décharges partielles</b>	
Introduction.....	19
II.1 Origines d'une décharge partielle.....	19
II.2. Phénomène de décharge partielle.....	21
II.3. Classification.....	25
II.4. Récurrence des décharges partielles.....	26
II.4.1. Décharges internes.....	26
II.4.2. Décharges couronnes.....	27
II.5 Conséquences des décharges partielles.....	28
II.5.1 Destruction de l'isolation.....	28
II.6. Caractéristiques des décharges partielles.....	30
II.6.1. Temps de montée et durée.....	30
II.6.2. Amplitude.....	31
II.6.3. Forme du pulse de décharge.....	32

II.7. Détection d'une décharge partielle.....	33
II.7.1 Méthodes standardisées pour le diagnostic des câbles.....	33
II.7.2 Types de capteur.....	34
Conclusion .....	38

### Chapitre III Propagation des ondes électromagnétiques dans les câbles coaxiaux

Introduction .....	39
III.1 Propagation dans un câble monophasé .....	39
III.2 Détermination des paramètres d'un câble unipolaire .....	40
III.2.1 Impédance d'un câble .....	40
III.2.2 Admittance d'un câble .....	41
III.2.3 Facteur d'atténuation d'un signal de DP dans le câble.....	42
III.2.4 Dispersion et vitesse de phase d'un signal de décharge partielle .....	44
III.2.5 Impédance d'onde $Z_c$ d'un câble .....	44
III.2.6 Permittivité diélectrique relative .....	44
III.3 Modélisation.....	45
III.4 Influence de la permittivité relative.....	48
Conclusion .....	50

### Chapitre IV étude expérimentale : mesure des courants d'absorption et de résorption sous contrainte thermique.

Introduction .....	51
IV.1 Dispositif expérimental.....	51
IV.2 Résultats expérimentaux .....	52
IV.3 Traitement des données.....	53

### Chapitre V : étude expérimentale sur la réflectométrie dans le câble unipolaire sous contrainte thermique

Introduction .....	57
V.1 Générateur d'impulsions brèves.....	57
V.1.1 Dispositif expérimental .....	58
V.1.2 Résultats expérimentaux.....	59
V.2 Phénomène de réflexion d'ondes électromagnétiques dans les câbles coaxiaux .....	60
V.3 Caractérisation du câble unipolaire par la méthode de réflexion d'onde sous contrainte thermique.....	61
V.3.1 Paramètres du câble.....	64
<b>Conclusion générale</b> .....	70

Références bibliographiques

# **INTRODUCTION GENERALE**

## Introduction générale

Alors que la demande en énergie électrique est toujours croissante dans les pays industrialisés, l'objectif actuel est de fournir de l'énergie non polluante, fiable, et peu chère. L'intensification de cette demande se traduit par une augmentation de la capacité de transport à haute tension en particulier vers les grandes métropoles, quel que soit le tracé parcouru : montagne, mer. Pour cela, différentes voies d'acheminement sont possibles : sous-marine, souterraine ou aérienne.

L'enterrement des lignes électriques est un gain en maintenance par rapport aux lignes aériennes, qui sont à la merci des conditions climatiques. Les technologies d'isolation des câbles de transport électrique souterrains n'ont cessé d'évoluer depuis la fin des années 30, et l'isolant papier imprégné d'huile a donné toute satisfaction pour ce type de transport. C'est dans les années 60 que l'emploi des matériaux synthétiques extrudés, thermoplastiques ou réticulés, prit son essor. Un matériau, surtout, a occupé le devant de la scène : le polyéthylène utilisé pur ou réticulé ; mais, l'emploi du caoutchouc d'éthylène-propylène se développe également. Car, les isolants synthétiques offrent des avantages vis-à-vis des techniques traditionnelles. Ils sont moins polluants, plus facilement recyclables, offrent une plus grande capacité de transport par rapport aux papiers imprégnés, et moins de maintenance. C'est pour ces raisons qu'ils sont de plus en plus employés dans l'isolation des câbles électriques.

L'intérêt évident d'un câble unipolaire c'est qu'il cumulerait les avantages du bifilaire, pas de fréquence de coupure basse, fonctionnement jusqu'au continu, et du guide d'ondes fonctionnant aux fréquences élevées. Un tel support est nécessairement constitué de deux conducteurs (pour s'assimiler à un bifilaire aux basses fréquences) et se présenter comme un tube (pour confiner l'onde électromagnétique aux fréquences élevées).

Le câble coaxial est constitué d'un conducteur extérieur cylindrique creux et d'un conducteur intérieur coaxial ou âme, séparés par un espace totalement ou partiellement rempli par un isolant ou diélectrique. Aux basses fréquences, le tube extérieur et l'âme jouent le rôle des deux brins du bifilaire et l'énergie transite entre les conducteurs. Les grandeurs électriques les plus appropriées pour décrire le signal sont la tension et le courant. Aux fréquences élevées, au contraire, le coaxial se comporte comme un guide d'ondes creux contenant un brin central. L'énergie transite sous forme d'une onde électromagnétique dans le diélectrique qui

est alors le milieu de propagation. Les grandeurs électriques les plus appropriées pour décrire le comportement de l'onde sont dans ce cas les champs électriques et magnétiques.

Durant la fabrication des câbles souterrains, des particules étrangères et des inclusions gazeuses sont introduites involontairement dans l'isolation du câble. Sous un champ électrique, ces inclusions deviennent le siège de micro décharges dites décharges partielles (DP). En effet, les décharges partielles (DP) prenant naissance dans une partie seulement de l'isolation peuvent se développer en arborescences et mener au claquage du diélectrique et à la destruction du câble. Ainsi, la prédiction des DP constitue un enjeu capital en vue d'assurer un service de qualité à long terme.

Les mesures quantitatives des grandeurs relatives aux décharges partielles (DP) sont souvent brouillées par les interférences causées par des perturbations. Bien que nous pouvons toujours limiter les interférences à un niveau acceptable et de lutter contre les sources de bruit extérieures par des moyens techniques appropriés, il est impossible d'éliminer la contribution des sources de bruit internes. Le bruit peut être de forme semblable à l'impulsion de DP et peut se produire dans le même spectre de fréquence, ce qui rend relativement difficile la détection. Pour cela, il est important de penser d'une manière intelligible à extraire le signal de DP utile du bruit qui limite en grande partie la sensibilité de la détection des DP.

Il nous a paru judicieux de consacrer notre travail à l'étude d'un câble de moyenne tension 30 kV isolé au polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) sous une contrainte thermique.

Pour cerner le sujet, nous envisageons une démarche en cinq chapitres :

Le premier chapitre est consacré à la caractérisation et à la modélisation des câbles coaxiaux. Le deuxième chapitre aborde des généralités sur les décharges partielles. Le troisième chapitre présente la théorie de propagation des ondes électromagnétiques dans les câbles unipolaires. Le quatrième chapitre fera l'objet d'une étude expérimentale des câbles coaxiaux pour notamment la mesure des courants d'absorption et de résorption sous une contrainte thermique. Le dernier chapitre est consacré à la mesure des paramètres liés à la propagation des ondes électromagnétiques sous une contrainte thermique.

Pour réaliser notre travail, nous utiliserons une bibliographie qui se rapporte à notre sujet (ouvrages, rapports de recherches et d'études, revues, articles, mémoires, communications, ...).



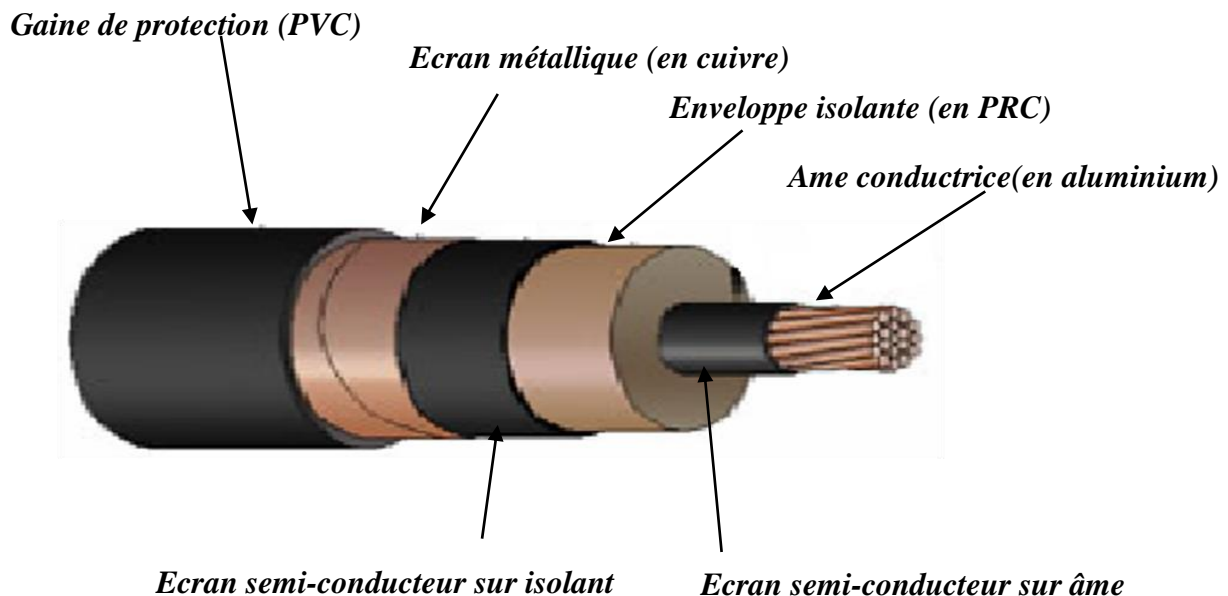
**CHAPITRE I :**  
**CARACTERISATION ET**  
**MODELISATION DES CABLES**  
**COAXIAUX**

## Introduction

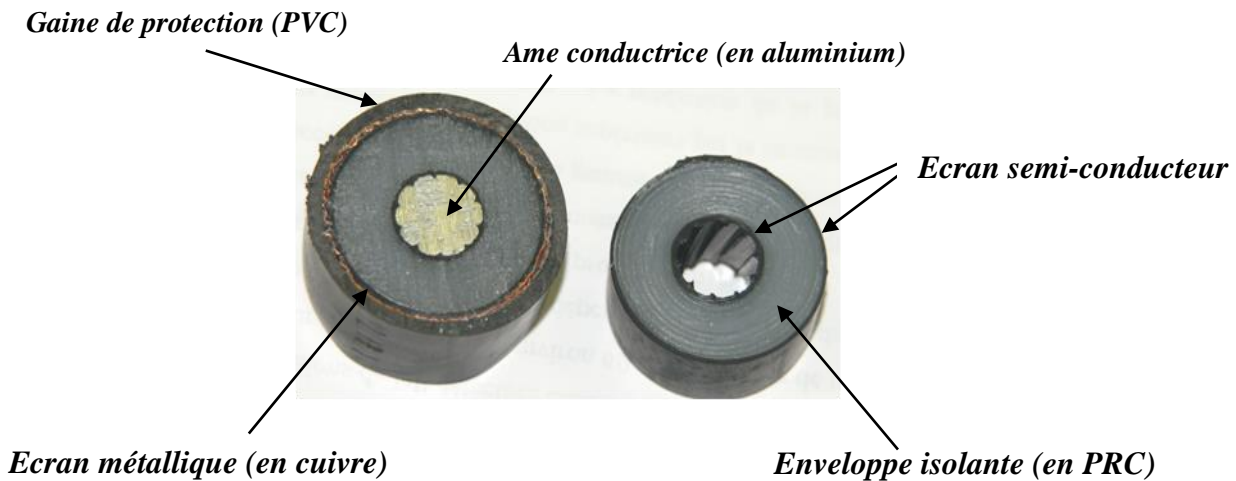
Les câbles isolés souterrains sont principalement employés, au moins jusqu'à présent, pour le transport et la distribution de l'énergie électrique dans les zones fortement urbanisées aux abords ou à l'intérieur des grandes villes, parfois pour résoudre des problèmes locaux particuliers, techniques ou d'environnement, pour lesquels la mise en œuvre de lignes aériennes est difficile ou impossible. Toutefois, les câbles souterrains sont de plus en plus utilisés en moyenne tension (HTA), même en zone rurale ou semi-rurale. De plus, des progrès récents en HT faciliteront la mise en souterrain dans un avenir proche.

### I.1. Configuration d'un câble d'énergie

La figure (I.1) représente un schéma de configuration d'un câble unipolaire. L'âme formée par des brins d'aluminium est entourée d'une couche semi-conductrice constituée par du noir de carbone. Cet écran semi-conducteur permet de limiter et homogénéiser le champ électrique à l'interface semi-conducteur / isolant. L'isolant est ordinairement en polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) dénommé également XLPE, entouré d'une couche semi conductrice.



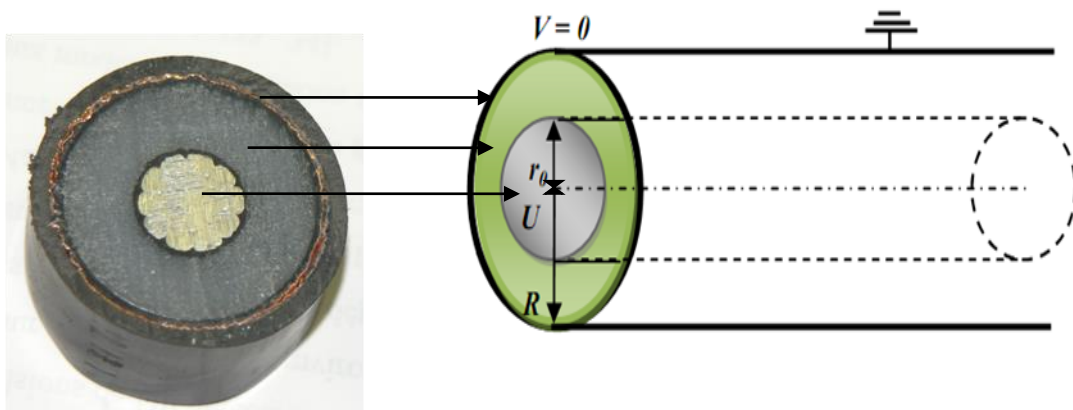
**Fig. I.1** Câble d'énergie unipolaire



**Fig.I.2** Coupe transversale d'un câble d'énergie unipolaire (Photo laboratoire de génie électrique)

## I.2 Modélisation d'un câble coaxial

Le câble isolé est assimilable électriquement à un condensateur cylindrique. Le champ électrique est confiné entre les deux électrodes et c'est l'enveloppe isolante qui supporte la totalité de la contrainte électrique en régime permanent. Son dimensionnement devra donc être particulièrement soigné, afin que seule la composante radiale du champ électrique soit dimensionnante. Dans la suite de ce chapitre on considérera la fréquence constante est égale à 50 Hz. On désigne par  $r_0$  et  $R$  les rayons des conducteurs internes et externes (figure (I.3)).



**Fig. I.3** Câble coaxial (condensateur cylindrique)

Le milieu entre les conducteurs est régi par l'équation de Laplace. Si le câble est supposé de longueur infinie, cette équation à une distance  $r$  s'écrit [1]:

$$\nabla^2 V = \Delta V = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dV}{dr} \right) = 0 \quad (\text{I.1})$$

D'où :

$$r \frac{dV}{dr} = K$$

$K$  est une constante d'intégration et le champ électrique est donné par la relation :

$$E = - \frac{dV}{dr} \quad (\text{I.2})$$

Si le potentiel sur l'écran est nul et  $U$  est celui du conducteur, on obtient alors :

$$E = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{R}{r_0}} \quad (\text{I.3})$$

Pour  $r = r_0$  ,  $r = R$  on obtient respectivement :

$$E_{max} = \frac{U}{r_0 \cdot \ln \frac{R}{r_0}} \quad \text{et} \quad E_{min} = \frac{U}{R \cdot \ln \frac{R}{r_0}}$$

En rappelant que  $E_{max}$  et  $E_{min}$  sont les champs maximum et minimum respectivement à la surface des conducteurs internes et externes d'où la relation :

$$\frac{E_{max}}{E_{min}} = \frac{R}{r_0}$$

### I.3 Caractérisation du câble unipolaire

Un câble coaxial de longueur  $l$  peut être modélisé par ses paramètres linéiques : l'inductance  $L$ , la capacité  $C$ , la résistance des conducteurs  $R_c$  et la résistance de l'isolant  $R$ . Nous allons nous limiter à la modélisation d'un câble sans perte ainsi seuls les paramètres  $L$  et  $C$  sont à considérer.

#### I.3.1 Capacité du câble

La capacité du câble est directement reliée à la quantité de charge électrique emmagasinée par les conducteurs pour une différence de potentiel entre ces conducteurs donnée :

$$C = \frac{Q}{\Delta V}$$

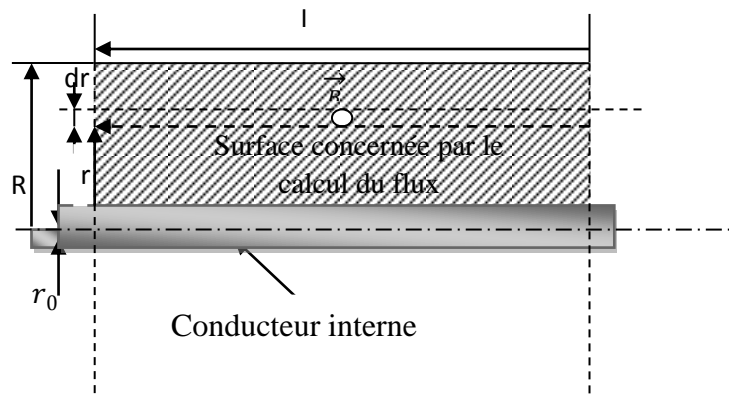
La capacité d'un câble coaxial est également reliée à la géométrie du câble et à la nature du diélectrique par la relation suivante :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln\frac{R}{r_0}} \cdot l \quad (\text{F}) \quad (\text{I.4})$$

Où  $\epsilon_0=8,854.10^{-12}(\text{F/m})$  et  $\epsilon_r$  sont respectivement les permittivités du vide et relative du diélectrique et  $l$  est la longueur du câble.

### I.3.2 Inductance d'un câble coaxial

Le champ magnétique d'induction s'exprime à partir du champ d'excitation magnétique :  $\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H}$  où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide qui vaut  $4.10^{-7}$  H/m et  $\mu_r$  la perméabilité relative du milieu de valeur voisine de 1 (sauf pour les matériaux ferromagnétiques). Ici les lignes d'induction sont des cercles concentriques de rayon  $r$  où le champ magnétique est constant le long d'une ligne.



**Fig.I.4** Coupe longitudinale d'un câble unipolaire

La circulation du courant dans les conducteurs du câble engendre un champ magnétique radial dans le diélectrique, l'induction magnétique  $B=\mu_0 \cdot H$  est donnée par :

$$B = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi r}$$

D'où un flux magnétique  $\Phi = B \cdot S$  et de la relation  $\Phi = L_l \cdot I$  on obtient :

$$L_l = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{R}{r_0} \cdot l \quad (\text{H}) \quad (\text{I.5})$$

### I.3.3 Impédance caractéristique du câble

L'impédance caractéristique  $Z_c$  d'un câble sans pertes est donnée par la relation suivante [1]:

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (\text{I.6})$$

En remplaçant les expressions de L et C données par les relations (I.4) et (I.5) on obtient :

$$Z_c = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} \ln \frac{R}{r_0} \quad (\Omega) \quad (\text{I.7})$$

L'impédance caractéristique ne dépend pas de la longueur du câble, elle dépend uniquement des rayons des conducteurs coaxiaux et de la nature du diélectrique.

### I.3.4 Permittivité relative du câble

La permittivité diélectrique est une propriété physique qui décrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique appliqué. C'est une grandeur macroscopique, essentielle de l'électrostatique, ainsi que de l'électrodynamique des milieux continus. Elle intervient dans de nombreux domaines, notamment dans l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques.

La vitesse d'une onde électromagnétique se propageant le long d'un câble coaxial est donnée par la relation suivante :

$$v = \sqrt{\frac{1}{L.C}}$$

Où L et C sont respectivement l'inductance linéique et la capacité linéique du câble.

En remplaçant dans cette équation les expressions de C et L données respectivement par les équations (I.4) et (I.5) nous obtenons :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \frac{1}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}}$$

D'où la relation importante [1]:

$$\varepsilon_r = \frac{1}{\mu_r} \frac{c^2}{v^2} \quad (\text{I.8})$$

Avec  $c = 3 \cdot 10^8$  m/s est la vitesse de l'onde électromagnétique dans le vide ( $\varepsilon_0, \mu_0$ ).

#### I.4 Facteurs de dissipation diélectrique et de puissance

Appliquons à l'isolant une différence de potentiel alternative [2] :

$$\bar{V} = V_0 \exp(j\omega t)$$

$\omega=2\pi f$  étant la pulsation du générateur.

Si l'isolant est parfait, il ne pourrait être traversé que par un courant capacitif

$$\bar{I} = j\bar{V}C\omega$$

En pratique, l'imperfection du matériau se traduit par la circulation d'un courant d'absorption et d'un courant de conduction ; par conséquent, on a

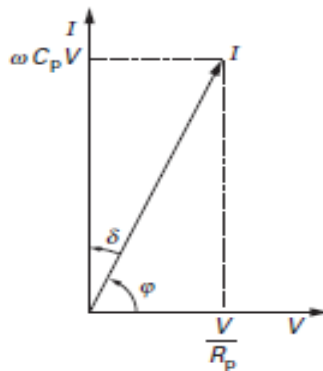
$$\bar{I} > j\bar{V}C\omega$$

En considérant globalement les effets des phénomènes d'absorption et de conduction, on peut représenter l'isolant sous forme d'un circuit équivalent composé d'une résistance  $R_p$  et d'une capacité  $C_p$ , montées en parallèle ; dans ce cas :

$$I = V \sqrt{\frac{1}{R_p^2} + \omega^2 C_p^2}$$

Ce courant  $\bar{I}$  n'est pas en quadrature avec la tension  $\bar{V}$  (Fig.I.5) ; l'écart se mesure à l'aide de l'angle de pertes, caractérisé par le facteur de dissipation diélectrique

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega C_p R_p}$$



**Fig.I.5** Facteur de dissipation diélectrique.

Le facteur de puissance  $\cos \varphi$  n'est autre que  $\sin \delta$ , puisque  $\varphi$  et  $\delta$  sont complémentaires. Dans la pratique industriel  $\delta \ll 1$ . Il en résulte que :

$$\cos \varphi \approx \operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega C_p R_p}$$

### **I.5. Etude des courants d'absorption et de résorption dans le câble unipolaire**

L'origine physique des courants transitoires fait encore l'objet de recherches. Il peut s'agir de réorganisations lentes de charges d'espace à l'intérieur de l'échantillon, d'échanges de porteurs entre des niveaux de piégeage situés à proximité des interfaces et des états de surface ou de relaxations interfaciales. En pratique, tous les isolants solides, (soumis à des champs électriques ne permettent pas l'injection de charges au niveau des électrodes), sont parcourus par des courants résiduels ou anormaux qui persistent pendant des jours, voir des mois. On les appelle courant d'absorption et courant de résorption

#### **I.5.1 Courant d'absorption et courant de résorption dans un diélectrique**

Lorsqu'un matériau diélectrique est soumis à un échelon de tension, le courant qui le traverse évolue dans le temps (courant transitoire) et se décompose en deux phases [1,41] :

Une première phase durant laquelle le courant décroît, lorsque l'on applique une tension  $V$  constante, qui correspond à divers phénomènes de polarisation dans le matériau diélectrique et/ou aux interfaces entre celui-ci et ses électrodes. Cette décroissance peut être très longue avant d'atteindre un régime permanent aux temps longs. Le courant de cette première phase est appelé courant de polarisation  $i_p$ . Il se décompose lui-même en deux sous-courants appelés le courant d'absorption  $i'_1$  (composante transitoire) et le courant de conduction  $i_c$  (composante continue). Le courant d'absorption  $i'_1$  s'exprime par :

$$i'_1 = i_p - i_c$$

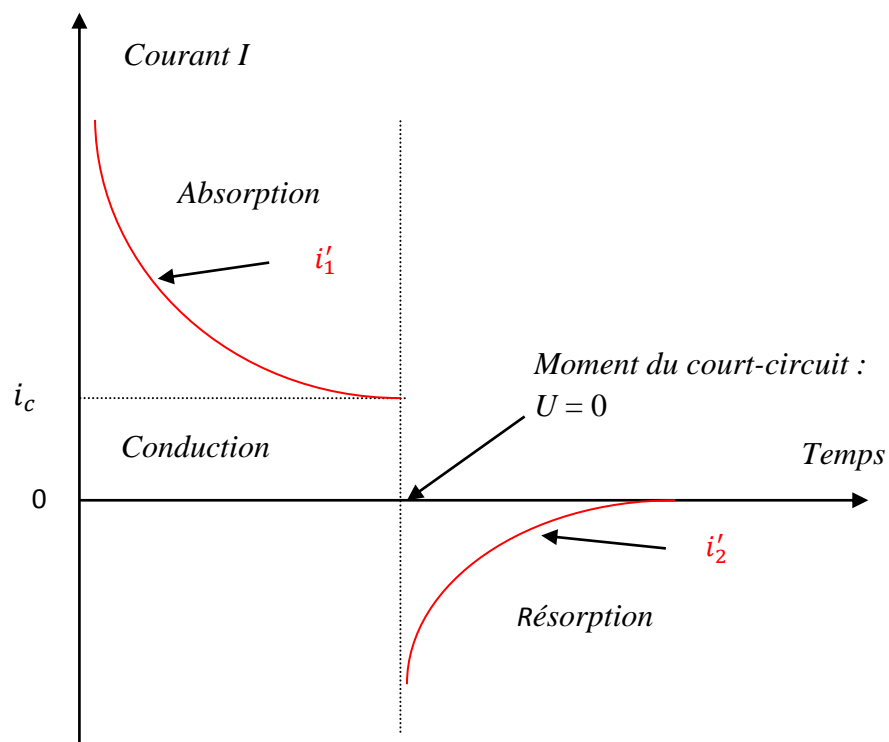
L'origine physique du courant d'absorption  $i'_1$  est généralement liée à l'orientation des dipôles dans le sens du champ électrique. Sa décroissance traduit le fait que les dipôles atteignent progressivement leurs positions d'équilibre n'induisant plus petit à petit de courant via leurs déplacements. Le courant de conduction  $i_c$  correspond, quant à lui, au déplacement des éléments non polaires dans le matériau à savoir les porteurs de charge électrique (électrons, ions, trous) et nous renseigne ainsi sur la résistivité de l'isolant.



Une deuxième phase, lorsque l'on supprime la contrainte électrique, où l'agitation thermique tend à redistribuer aléatoirement l'orientation des dipôles. Il s'ensuit alors un courant de polarité opposée au courant d'absorption qui décroît jusqu'à s'annuler quand la nouvelle répartition est atteinte. Ce courant est appelé courant de dépolarisation  $i'_2$  (OU de résorption) et s'exprime par :

$$i'_2 = -i'_1$$

La figure (I.6) résume l'évolution classique des courants transitoires lorsque l'on applique un échelon de tension aux bornes d'un matériau diélectrique.



**Fig.I.6** Formes des courants d'absorption et de résorption dans un isolant [1,4].

### I.5.2 Courant d'absorption réversible

Les premières études systématiques ont été faites par Kohlrausch en 1854, elles reçurent une forte impulsion lors des expériences de J. Hopkinson et J. Curie. Ce dernier (en 1889) a découvert que la variation en fonction du temps du courant d'absorption réversible peut être exprimée par la formule empirique [5] :

$$i'_1(t) = at^{-n} \tag{I.9}$$

Où  $a$  et  $n$  sont des constantes.

En changeant la valeur de la tension, la variation du courant en fonction du temps reste la même, mais les valeurs augmentent proportionnellement à la chute de tension. On peut écrire que :

$$i'_1(t) = K.C.V_0\phi(t) \quad (\text{I.10})$$

$k$  est une constante,  $\phi(t)$  est une fonction telle que :  $\lim_{t \rightarrow \infty} \phi(t) = 0$  et  $C$  est la capacité du condensateur.

La température a également une influence marquée sur le courant d'absorption.

### I.5.3 Courant d'absorption dans le câble unipolaire

Si l'on soumet un isolant à un champ électrique  $E(t)$  dépendant du temps, l'induction électrique s'écrit [1,4]:

$$D(t) = \varepsilon_0 E(t) + P(t) \quad (\text{I.11})$$

La réponse est instantanée pour la contribution du vide, c'est-à-dire  $\varepsilon_0.E(t)$ . Par contre, la polarisation  $P(t)$  ne va s'établir qu'avec un retard plus ou moins long selon la nature du diélectrique.

On définit une fonction  $\phi(t)$  pour caractériser la réponse à des contraintes électriques dont les plus utilisées sont obtenues avec :

- L'impulsion de Dirac  $\delta(t)$ .
- L'échelon unité  $\gamma(t)$ .

#### I.5.3.1 Calcul de la polarisation après l'application d'une impulsion de tension $E_0$

Étudions la réponse de l'isolant à une impulsion  $E_0.\delta(t)$  sachant que l'impulsion unité  $\delta(t)$  est la limite quand  $\Delta t \rightarrow 0$  de la fonction :

$$F_{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \quad 0 \leq t \leq \Delta t$$

$$F_{\Delta t} = 0 \quad t > \Delta t \quad \text{Avec} \quad \int_0^{\infty} F(t). dt = 1$$

Et que la réponse à  $\delta(t)$  est  $\phi(t)$ .

Si le champ électrique appliqué tend vers une impulsion de Dirac temporelle  $E_0 \cdot \delta(t)$ , la polarisation  $P(t)$  prend la forme simple [3] :

$$P(t) = \varepsilon_0 \cdot E_0 \cdot \Delta t \cdot \phi(t) \quad (\text{I.12})$$

La réponse  $\phi(t)$  est une fonction réelle qui vérifie :

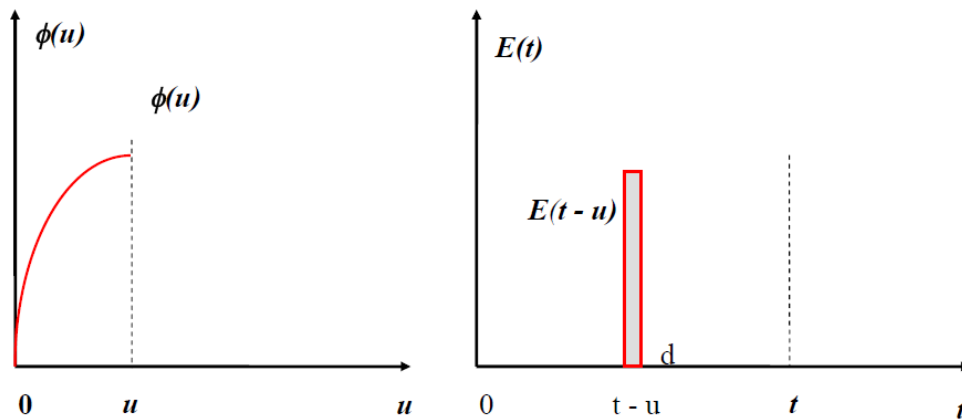
$$\phi(t) = 0 \quad \text{pour} \quad t < 0$$

Un champ électrique quelconque  $E(t)$  peut s'écrire sous la forme d'impulsion de Dirac. Le milieu étant linéaire et le principe de superposition s'applique.

En considérant la figure (I.10), la réponse à  $E(t)$  est de la forme :

$$\begin{aligned} P(t) &= \sum_i P_i(t) = \sum_i \varepsilon_0 E(u_i) \phi(t - u_i) \Delta u \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_0 E(u) \phi(t - u) du = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_0 E(t - u) \phi(u) du \end{aligned}$$

$$P(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_0 \phi(u) E(t - u) du \quad (\text{I.13})$$



**Fig.I.7** Réponse temporelle à un échelon de champ  $E$  d'un isolant

Le phénomène qui était présent au temps  $u$  dans le passé, à partir du temps  $t$  pris comme origine se passe effectivement au temps  $t - u$ .

Compte tenu des propriétés de  $\phi(t)$ , on a pu étendre le domaine d'intégration à  $-\infty$  ; on note que  $P(t)$  est un produit de convolution de fonctions.

### I.5.3.2 Détermination de la réponse à une impulsion de Dirac

La réponse de l'isolant à un échelon de tension  $E_0$ , sachant que l'échelon unité  $\gamma(t)$  est défini par les conditions :

$$\begin{cases} \gamma(t) = 0 & \text{pour } t < 0 \\ \gamma(t) = 1 & \text{pour } t > 0 \end{cases}$$

Se calcule facilement. D'après ce qui précède, puisque  $E_0$  est constant on peut écrire :

$$P(t) = \varepsilon_0 E_0 \int \phi(u) du$$

$$\text{Et } D(t) = \varepsilon_0 E_0 \left\{ \gamma(t) + \int_0^t \phi(u) du \right\}$$

Le courant d'absorption  $i_1'$  s'écrit [1]:

$$i_1' = \frac{dD(t)}{dt} = \varepsilon_0 E_0 \{ \delta(t) + \phi(t) \} + \sigma_c E_0 \quad (\text{I.14})$$

On a tenu compte du courant de conduction  $i_c = \sigma_c E_0$ .

Pratiquement la fonction  $\phi(t)$  est obtenue à partir du courant de résorption qui est mesuré après l'application d'un échelon de tension.

En se reportant à la définition de la polarisation électrique  $P = \varepsilon_0 \chi_e E$ , ou  $\chi_e$  est appelée susceptibilité électrique. On peut établir la relation suivante :

$$P_0 = \varepsilon_0 E_0 \int_0^\infty \phi(t) dt = \varepsilon_0 E_0 \chi(0) \quad (\text{I.15})$$

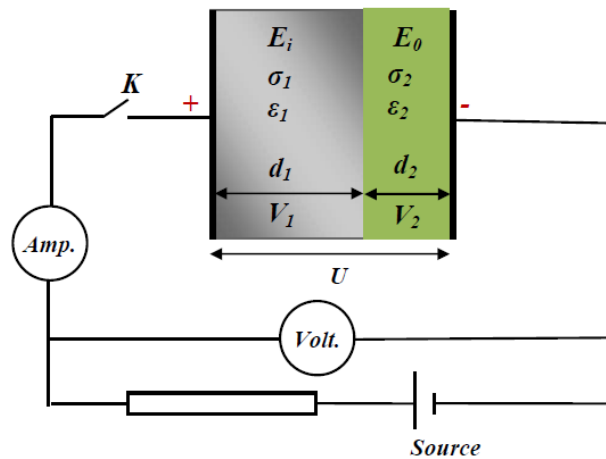
Ceci montre que l'intégrale de la fonction  $\phi(t)$  doit rester finie.

### I.5.4 Polarisation interfaciale (Maxwell)

A l'aide de deux propriétés considérées comme indépendantes, la permittivité  $\varepsilon$  et la conductivité  $\sigma$ , Maxwell a établi une théorie de l'absorption qui concerne les milieux diélectriques hétérogènes. Dans un diélectrique homogène, il montre qu'aucune charge

résiduelle ne peut apparaître. Par contre, l'association de deux diélectriques possédant des permittivités et des conductivités différentes est à l'origine du phénomène d'absorption. Il peut s'agir de deux matériaux solides, mais également d'un complexe constitué par un solide et un liquide (le papier imprégné par exemple). Un matériau seul peut également être concerné à condition que sa structure soit hétérogène : par exemple les polyéthylènes qui sont formés d'une phase amorphe non ordonnée et d'une phase cristalline, ces deux phases étant fortement imbriquées l'une dans l'autre.

Disposons deux plaques d'isolants entre les armatures d'un condensateur et appliquons un échelon de tension  $U$  au temps  $t = 0$ . Les permittivités relatives des deux diélectriques sont désignées par  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  et les conductivités par  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  comme l'indique la figure (I. 8)



**Fig.I.8** Condensateur plan à double couche du diélectrique

#### I.5.4.1 Hypothèses de base

Au temps  $t = 0$ , les inductions électriques  $D_1$  et  $D_2$  sont égales puisqu'il n'y a pas de charges piégées à l'interface [1,6] :

$$\epsilon_0 \epsilon_1 E_1 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2$$

Comme les courants de conduction  $ic_1$  et  $ic_2$  sont différents dans les deux couches, il apparaît une charge interfaciale  $Q_{12}$

- Au temps  $t = \infty$ , lorsque l'équilibre est atteint,  $ic_1 = ic_2$ , dans ce cas

$$E_1 \sigma_1 = E_2 \sigma_2$$

- Durant la période transitoire :

$$D_1 - D_2 = Q_{12}$$

En dérivant par rapport à  $t$ , on obtient :

$$\frac{dD_1}{dt} - \frac{dD_2}{dt} = \frac{dQ_{12}}{dt}$$

Si on fait recours à la définition du courant de conduction :

$$\frac{dQ_{12}}{dt} = i_{c1} - i_{c2}$$

Le courant traversant chaque diélectrique s'écrit :

$$i_1 = i_{c1} + \frac{dD_1}{dt}$$

$$i_2 = i_{c2} + \frac{dD_2}{dt}$$

A ces deux solutions, ajoutons également l'équation différentielle :

$$\frac{dD_1}{dt} - \frac{dD_2}{dt} = i_{c1} - i_{c2} \quad (\text{I.16})$$

Si les épaisseurs  $d_1$  et  $d_2$  des deux plaques sont égales :  $d_1 = d_2 = d$ , on peut écrire

$$\text{A } t=0 \quad \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2$$

$$\text{Et } V_1 + V_2 = V_0 \Rightarrow d \cdot E_1 + d \cdot E_2 = d \cdot (E_1 + E_2) = V_0 \quad (\text{I.17})$$

$$\text{D'où } E_1 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \frac{V_0}{d}$$

$$E_2 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \frac{V_0}{d}$$

$$\text{A l'équilibre : } i_{c1} = \sigma_1 \cdot E_1 \quad \text{et} \quad i_{c2} = \sigma_2 \cdot E_2$$

Ceci donne les relations :

$$E_1 = \frac{\sigma_2}{\sigma_2 + \sigma_1} \frac{V_0}{d}$$

$$E_2 = \frac{\sigma_1}{\sigma_2 + \sigma_1} \frac{V_0}{d}$$

Quant au régime transitoire, il nécessite la prise en compte des relations (I.16) et (I.17);

On obtient les deux équations différentielles suivantes :

$$\begin{aligned}\varepsilon_0(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{dE_1}{dt} + (\sigma_1 + \sigma_2)E_1 &= \frac{V_0}{d} \sigma_2 \\ \varepsilon_0(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{dE_2}{dt} + (\sigma_1 + \sigma_2)E_2 &= \frac{V_0}{d} \sigma_1\end{aligned}$$

La résolution de la première de ces équations différentielles donne :

$$E_1 = \frac{\sigma_2}{\sigma_2 + \sigma_1} \frac{V_0}{d} + K e^{-t/\tau}$$

Avec K=constante d'intégration.

Et

$$\tau = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}{\sigma_2 + \sigma_1}$$

$\tau$  est une constante de temps.

Remarquons que :

si  $d_1 \neq d_2 \neq d$  alors

$$\tau = \varepsilon_0 \frac{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1}{d_2 \cdot \sigma_2 + d_1 \cdot \sigma_1}$$

Si l'on détermine K alors :

$$E_1 = \frac{\sigma_2}{\sigma_2 + \sigma_1} \frac{V_0}{d} + \frac{V_0}{d} \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \right) \cdot e^{-t/\tau}$$

$$J = \frac{V_0}{d \cdot (\sigma_1 + \sigma_2)} \cdot \left[ \sigma_1 \cdot \sigma_2 + \frac{(\sigma_1 \varepsilon_2 - \sigma_2 \varepsilon_1)^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2} \cdot e^{-t/\tau} \right] \quad (\text{I.18})$$

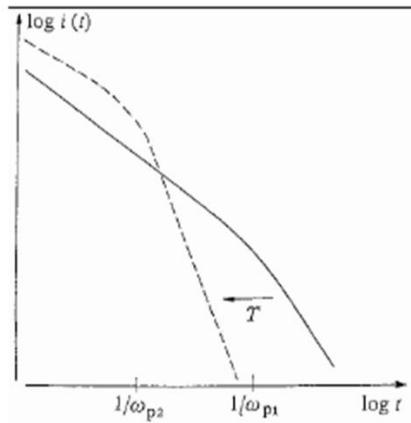
La densité du courant  $J$  est la somme d'une densité de courant de conduction et d'une densité de courant d'absorption qui décroît exponentiellement [1,5].

Notons que le courant d'absorption est nul si :  $\sigma_1 \varepsilon_2 = \sigma_2 \varepsilon_1$

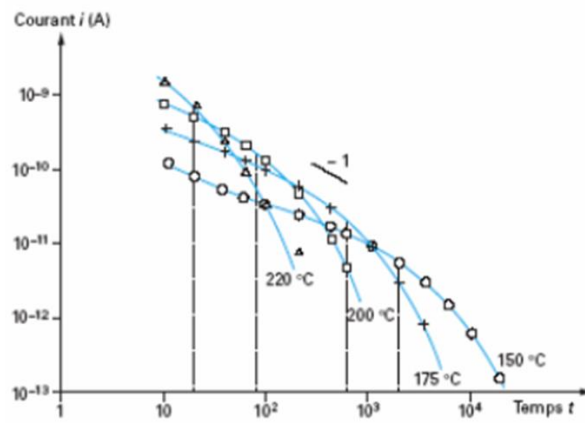
### I.5.5 Influence de la température sur les courants transitoires

Dans les matériaux diélectriques, le courant est une grandeur thermiquement activée.

Une augmentation de la température tend à déplacer, par translation, la caractéristique définie par la relation (I.9) vers des temps plus courts (Figure I.9). Cette observation qui traduit une orientation plus rapides des dipôles est généralement liée à une augmentation de leur mobilité au sein de leur environnement et donc à une aptitude plus aisée à se déplacer pour s'orienter dans le sens du champ.



(a)[10]



(b)[11]

**Fig I.9** - Evolution typique des courants transitoires d'absorption pour différentes températures

### I.5.6 Applications :

#### I.5.6.1 Résistance d'isolement

Il faut que le courant d'absorption soit devenu négligeable pour accéder au courant de conduction et à la résistance d'isolement. En pratique, comme le courant final n'est pas atteint rapidement. Dans l'industrie des câbles, la mesure de la résistance d'isolement devrait être effectuée après la mise sous tension.

#### I.5.6.2 Mise en court-circuit

Après la mise en court-circuit d'un câble composite ou d'un condensateur, on peut observer, lorsque le circuit est ouvert à nouveau, la réapparition d'une tension entre les bornes. Des règles précises doivent être observées pour éviter tout accident.

#### I.5.6.3 Indice de polarisation

Dans l'industrie des machines tournantes, on utilise l'indice de polarisation **IP** pour caractériser l'état d'une isolation. On peut le définir à partir du rapport des courants mesurés à 1 minute et 10 minutes après l'application d'une tension continue.

$$I_p = \frac{I_1}{I_{10}} \approx \frac{i_c + i'_1}{i_c} = 1 + \frac{i'_1}{i_c}$$

$$I_p = 1 + \frac{i'_1}{i_c}$$

Si  $I_p \leq 1,5$  l'isolation est trop humide ou vieille ou polluée superficiellement.



Par contre, pour  $I_p > 4$ , on admet que l'isolation est très sûre et très propre [7,8].

### **Conclusion**

La mesure du courant d'absorption fourni une évaluation de l'imperfection d'une isolation. En courant alternatif on se rend compte que les pertes diélectriques, qui s'expriment par la tangente de l'angle des pertes  $\tan(\theta)$ , ne sont qu'une autre manifestation des effets du courant d'absorption.

**CHAPITRE II :**  
**GENERALITE SUR LES**  
**DECHARGES PARTIELLES**

**Introduction :**

Les diélectriques (solides, liquides ou gazeux) jouent un rôle important dans le domaine de la haute tension. Leur fonction principale est d'isoler deux ou plusieurs conducteurs portés à des potentiels différents.

Dans les câbles de transport d'énergie, on utilise les diélectriques solides. Ces derniers comportent toujours des inclusions de particules étrangères (impuretés) et des vacuoles gazeuses. A ce jour, aucune technique ne peut réduire l'existence des inclusions gazeuses qui sont produites par les différents modes de fabrication des câbles. Ces vacuoles sont les zones où les décharges partielles se manifestent grâce à la différence de leurs permittivités avec celle du diélectrique. Ces constatations font que des décharges dites partielles (DP) apparaissent dans les vacuoles pour des tensions 20 à 60 fois plus faibles que celle qui entraînent la perforation de l'isolant solide. Pour mieux comprendre le phénomène de DP, on fait appel à la théorie des décharges couronnes. Un aperçu sur les origines, les techniques de détection et les conséquences des DP est présenté dans ce chapitre.

**II.1 Origines d'une décharge partielle**

L'isolation d'un câble souterrain n'est jamais parfaite. Non seulement, on y trouve des défauts qui dérivent directement de la production du câble mais en outre, l'isolation vieillit inéluctablement.

Lorsqu'un câble est en service, son isolation est le siège de contraintes thermiques, électriques, mécaniques et enfin de contraintes liées à l'environnement [12]. Au cours du temps, ces diverses charges (TAB II.1) engendrent des modifications irréversibles de l'isolant. On parle généralement d'un vieillissement intrinsèque du câble concerné, au cours duquel l'isolation se dégrade de façon homogène

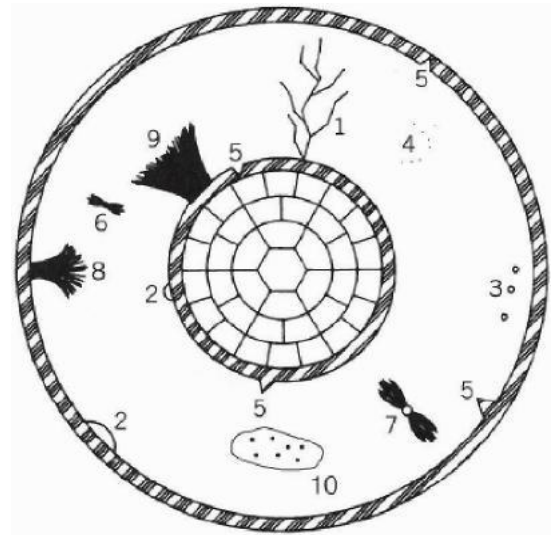
Thermique	Electrique	Environnement	Mécanique
– Température maximale	– Tension (AC,DC)	– Gaz (air,O <sub>2</sub> )	– Flexion
– Température ambiante	– Courant	– Humidité	– Traction
– Gradient thermique	– Fréquence	–Eau	– Compression
– Cycle thermique	–Impulsions	– Corrosion	– Torsion

**Tab. II.1:** Facteurs affectant, au cours du temps, l'isolation d'un câble souterrain [12]

Par ailleurs, le vieillissement prématuré des câbles peut provenir de contaminants (particules étrangères), de défauts, de protubérances ou de vides qui apparaissent dans l'isolant lors de la production, du transport ou de l'installation du câble. Initialement, ces imperfections constituent des défauts ponctuels ou localisés de l'isolant. Par contre au cours du temps, elles peuvent s'aggraver et se propager progressivement au sein de l'isolation lorsque le câble est en service. In fine, elles peuvent même impliquer la destruction complète de l'isolant

La figure II.1 illustre un ensemble d'imperfections susceptibles de se manifester dans un câble monophasé.

1. Arborescence électrique
2. Vide à l'interface
3. Vide dans l'isolant
4. Contaminant
5. Protubérance dans le semi-conducteur
6. Décharge à partir d'un contaminant
7. Décharge à partir d'un vide
8. Décharge à partir de l'isolant
9. Décharge à partir du conducteur
10. Humidité



**FIG. II.1:** Imperfections dans un câble monophasé [13].

En particulier, remarquons que les jonctions ou joints entre câbles sont souvent le siège d'un nombre important de défauts. En effet, ces joints thermorétractables sont réalisés in situ et manuellement. On ne peut donc y éviter la présence de multiples imperfections. Il en résulte notamment que l'activité des décharges partielles est souvent prépondérante au niveau de ces jonctions. Nous devons par conséquent examiner ces accessoires lors de l'analyse des décharges partielles.

Toutes ces imperfections constituent des sites particulièrement propices aux décharges partielles. Pour le comprendre, prenons l'exemple d'une cavité (remplie d'air) malheureusement présente dans l'isolant. Typiquement, celle-ci constitue un point faible pour deux raisons.

- D'une part, la rigidité diélectrique de l'air est plus faible que celle de l'isolant (polyéthylène réticulé ou papier imprégné). Or, rappelons que cette rigidité s'exprime sous la forme d'un champ électrique au-delà duquel le diélectrique concerné perd ses propriétés isolantes.
- D'autre part, la permittivité diélectrique relative de l'air vaut  $\epsilon_r \approx 1$ . Par conservation du

déplacement électrique ( $\epsilon_{\text{air}} E_{\text{air}} = \epsilon_{\text{isolant}} E_{\text{isolant}}$ ), le champ électrique est amplifié de  $\epsilon_{\text{isolant}}$  au niveau de la cavité lorsque le câble est sous tension.

En d'autres termes, les contraintes électriques sont accrues au niveau des imperfections qui, en outre, résistent moins bien que l'isolant. Par conséquent, les décharges partielles apparaissent inévitablement au sein de ces défauts d'isolation. C'est d'ailleurs là tout l'intérêt de l'étude des DP puisque celles-ci révèlent la présence d'imperfections dans l'isolant du câble et en reflètent donc indirectement la qualité.

## II.2. Phénomène de décharge partielle

Le terme décharge partielle est défini par la norme IEC 60270 comme une décharge électrique localisée qui ne traverse que partiellement un isolant compris entre deux électrodes (figure II.2). En d'autres termes, elle ne court-circuite pas l'entièreté de cet isolant. Pour les raisons évoquées précédemment, les décharges partielles surviennent au niveau des imperfections du diélectrique, comme le montre la figure II.2. Par exemple, dans le cas d'une cavité, l'air qui y règne claque et perd ses propriétés isolantes lorsque le champ électrique y est trop important.

Les décharges partielles [14] sont donc dues à un processus d'ionisation, induit par le champ électrique extérieur. Ce processus s'interprète physiquement par un phénomène d'avalanche électronique. La physique qui se cache derrière ce phénomène est relativement complexe et ne fait pas l'objet de ce mémoire. Par contre, remarquons d'ores et déjà que le champ électrique local doit excéder une valeur critique  $E_{\text{critique}}$  pour que le phénomène d'avalanche puisse s'enclencher.

En résumé, pour que le phénomène d'avalanche puisse avoir lieu, il faut que les deux conditions suivantes soient vérifiées.

- Un électron germe est disponible pour déclencher l'avalanche.
- Le champ électrique local dépasse un certain seuil critique.

- **Electrons germes**

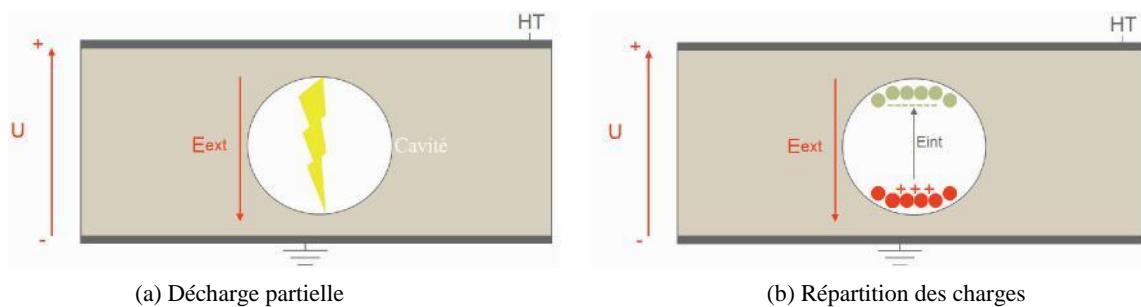
Il n'est pas inutile de se rappeler l'origine des électrons germes, présents par exemple au sein d'une cavité d'un isolant [14, 16, 17]. Nous pouvons entre autres distinguer :

- Les radiations ionisantes provenant du rayonnement ambiant.
- Les phénomènes de surface : les surfaces de la cavité concernée émettent des électrons. L'intensité de cette émission [14] est supposée augmenter exponentiellement avec le champ électrique appliqué. De plus, elle dépend d'autres

facteurs, parmi lesquels la nature de l'isolant, la rugosité de surface de la cavité, la polarité de cette surface mais surtout la concentration de charges laissées sur les surfaces par les décharges partielles qui y sont précédemment apparues.

- On ne peut jamais exclure une radioactivité naturelle (très faible évidemment).

Ces différents mécanismes peuvent intervenir séparément ou collectivement, leur importance respective dépendant de la géométrie et des conditions du défaut, du champ électrique appliqué et du stade de dégradation du défaut. La présence de ces électrons libres peut d'ailleurs être considérée comme un processus stochastique auquel on associe en pratique un décalage temporel  $\Delta t_{lag}$  (time lag). On définit cette variable stochastique comme le temps qui s'écoule entre le moment auquel le champ électrique local (dans une cavité par ex.) atteint sa valeur de claquage théorique et le moment auquel l'effet d'avalanche se déclenche réellement ( fig 2.3). Il est évident que plus la concentration d'électrons germes augmente et plus  $\Delta t_{lag}$  diminue.



**Fig. II.2:** Mécanisme de décharge partielle.

- **Phénomène d'avalanche**

Le processus d'avalanche débute avec des électrons germes qui sont accélérés par le champ électrique extérieur  $E_{ext}$ . Ces électrons entrent inévitablement en collision avec des molécules du gaz présent dans la cavité. Pour autant que l'énergie des électrons soit suffisante, ceux-ci ionisent les molécules percutées lors des collisions. De nouveaux électrons sont ainsi libérés et peuvent prendre part, à leur tour, au phénomène.

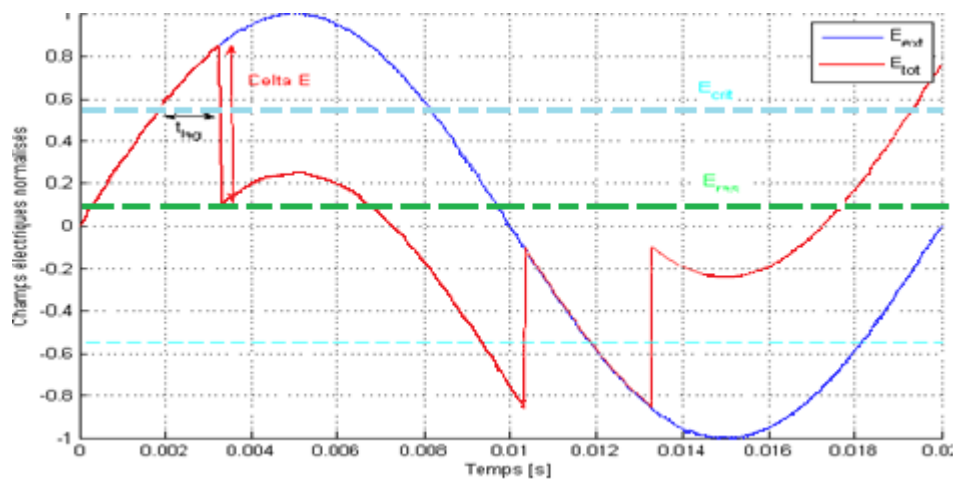
L'effet d'avalanche entraîne une répartition de charges similaire à celle illustrée à la figure II.2. A cette accumulation de charges, on peut associer un champ électrique  $E_{int}$  qui compense (voire annihile) le champ extérieur  $E_{ext}$ . Ce phénomène porte le nom de relaxation. Au passage, rappelons que le champ électrique est amplifié au niveau des imperfections de l'isolant par un facteur  $f$  qui dépend de la permittivité diélectrique de l'isolant, de la forme du

défaut, etc. Lorsqu'une décharge survient, l'amplitude du champ électrique local  $E_{tot} = E_{ext} + E_{int}$  s'écroule suite au phénomène de relaxation. Notons  $\Delta E$  la chute de ce champ électrique

$$\Delta E = E(t^-) - E(t^+) \quad (\text{II.1})$$

Où  $t^+$  et  $t^-$  représentent respectivement le moment auquel débute la décharge et le moment auquel elle se termine. Niemeyer [14] a montré que l'amplitude  $q$  de la décharge partielle associée est proportionnelle à  $\Delta E$ .

La figure II.3 représente l'évolution du champ électrique extérieur  $E_{ext}$  (proportionnel à la tension appliquée) et celle du champ électrique total  $E_{tot}$ . Notons  $E_{crit}$  le champ électrique théorique de claquage et  $E_{res}$  le champ électrique résiduel à la suite d'une décharge. Enfin, rappelons que  $\Delta t_{lag}$  représente le décalage temporel, variable stochastique dépendant de la disponibilité d'électrons germes. Lors de la période représentée à la figure II.3 surviennent trois décharges partielles. A chacune des décharges est associée une chute du champ électrique  $E_{tot}$ .



**Fig. II.3:** Evolution des champs électriques au cours du temps.

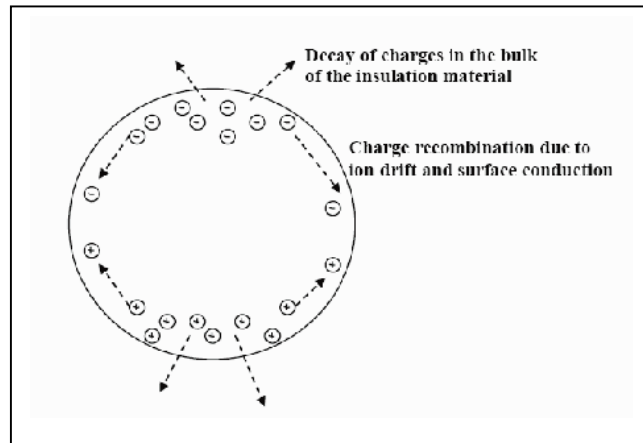
Lorsque le champ électrique total  $E_{tot}$  s'effondre, sa valeur chute en très peu de temps (de l'ordre de la ns). Cette variation transitoire importante du champ électrique induit dans les électrodes, disposées de part et d'autre de l'isolant, une pulsation de courant  $i_{ind}(t)$ . D'après [18], le temps de montée de ce pulse est de l'ordre de la ns. Quant à la fréquence qui y est associée, elle s'élève à quelques centaines de MHz, voire 1GHz. Le signal de DP (sous la forme d'une impulsion de courant et de tension) peut alors se propager vers les deux extrémités du câble concerné.

Enfin, remarquons que la répartition des charges représentée à la figure II.2.b (faisant suite

à une décharge partielle) n'est que transitoire. D'une part, ces charges peuvent diffuser vers l'isolant et d'autre part, elles peuvent se recombiner entre elles (figure II.4). Il s'en suit que le champ électrique  $E_{int}$  n'est pas constant mais suit plutôt une loi du type :

$$E_{int}(t) = E_{int}(t_0)e^{-t/\tau} \quad (\text{II.2})$$

Où  $t_0$  est l'instant marquant la fin d'une décharge et  $\tau$  une constante de temps.



**Fig. II.4:** Evolution de la répartition de charges [19].

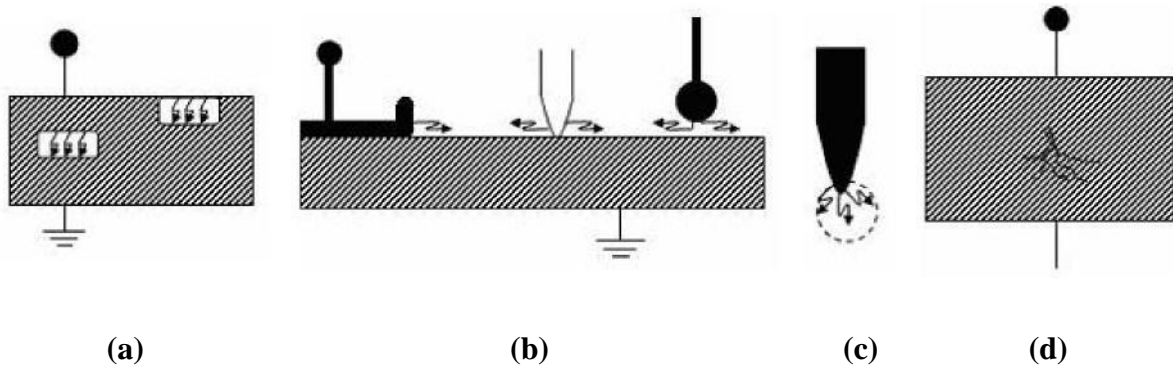
Une décharge partielle apparaît lorsque l'intensité du champ électrique est suffisante, i.e. lorsque la tension appliquée au câble est supérieure à un niveau critique. On définit dès lors la tension d'apparition des DP. Il s'agit du niveau de tension, lorsqu'il augmente progressivement, à partir duquel les premières DP sont observées.

De même, on définit la tension d'extinction des DP. Il s'agit du niveau de tension, lorsqu'il diminue progressivement, en deçà duquel les DP ne sont plus excitées. Certains facteurs, comme la température, l'humidité et la pollution influencent les tensions d'apparition et d'extinction des DP.



### II.3. Classification

Plusieurs classes de décharges partielles ont été proposées. Suivant leur localisation, Kreuger [31, 32] a divisé les DP en quatre groupes :



**Fig.II . 5 :** *Types des décharges partielles : a : interne, b : de surface, c : couronne, d : en arborescence.*

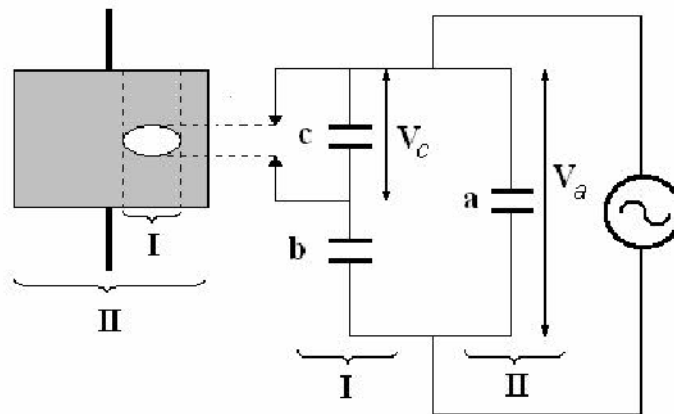
1. **Décharges internes** : Ces décharges apparaissent à l'intérieur du matériau isolant, aux endroits où la rigidité diélectrique est faible, par exemple dans une cavité dans un solide ou une bulle dans un liquide (Figure II - 5 -a).
2. **Décharges de surface** : elles se manifestent lorsqu'un champ tangentiel important existe à la surface d'un diélectrique (Figure II - 5 -b).
3. **Décharges couronnes** : elles prennent naissance au niveau des points où le champ électrique est renforcé. La décharge est restreinte à une zone réduite entourant la pointe (Figure II - 5 - c).
4. **Décharges en arborescence** : elles se produisent suite à un défaut dans l'isolant. Une croissance des différentes branches de l'arborescence produira des conditions propices pour l'apparition d'autres DP (Figure II - 5 -d).

## II.4. Récurrence des décharges partielles.

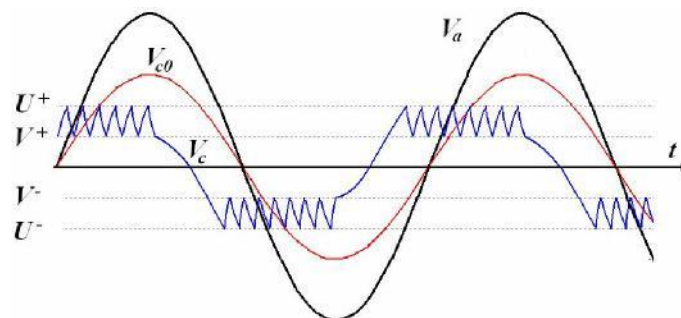
### II.4.1. Décharges internes

Le comportement des décharges internes peut être présenté par le circuit équivalent composé de 3 condensateurs notés a, b et c (Figure II - 6).

- c : la capacité de la cavité, qui est en parallèle avec un éclateur. Lorsque la tension de claquage de la cavité est atteinte, l'éclateur se met en court-circuit.
- b : la capacité du diélectrique sans DP en série avec la cavité.
- a : la capacité équivalente de l'isolant en parallèle avec a et b. Cette capacité correspond à la partie saine de l'isolant.
- $V_a$  : la tension appliquée aux bornes du diélectrique.
- $V_c$  : la tension aux bornes de la cavité.



**Fig.II. 6 :** *Modèle classique des capacités équivalentes d'un diélectrique avec une cavité interne [33].*



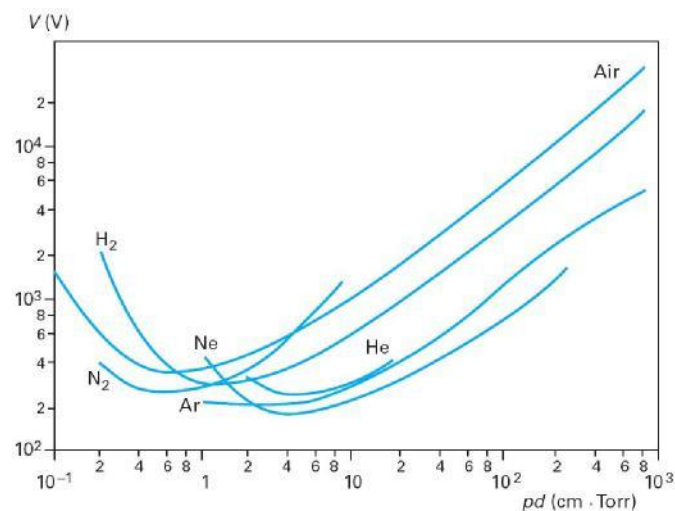
**Fig.II - 7 :** *Récurrence des DP dans une cavité [33]*

Dans l'hypothèse où il n'y a pas de claquage dans le condensateur c, si une tension alternative  $V_a$  est appliquée sur le diélectrique, une tension  $V_{c0}$  apparaît à travers la cavité.

$$V_{c0} = \frac{b}{c+b} V_a \quad (\text{II.3})$$

Lorsque la tension dans la cavité ( $V_c$ ) dépasse une certaine valeur critique  $U^+$  (tension d'ignition), une décharge partielle apparaît.  $V_c$  chute à une valeur d'extinction  $V^+$  et la décharge disparaît. Cette chute de tension se produit sur une durée très courte (quelques nanosecondes) par rapport à la période de la tension sinusoïdale appliquée (50Hz). Ensuite, la tension aux bornes de la cavité augmente à nouveau, et s'effondre lorsque la valeur  $U^+$  est atteinte, une nouvelle décharge se produit. Ce phénomène perdure jusqu'à ce que la tension appliquée  $V_a$  n'augmente plus (phase  $\varphi=90^\circ$ ). Le même phénomène se produit pendant l'alternance négative (arrêt des décharges à  $270^\circ$ ) avec des seuils d'apparition et d'extinction de décharges à  $U^-$  et  $V^-$ . Ces décharges dans la cavité produisent des impulsions de courant rapides (quelques nanosecondes) dans l'échantillon et le circuit externe (Figure II - 7).

Le courbe de Paschen [34] permet de déterminer la tension d'apparition des décharges dans une cavité en fonction du produit pression du gaz occlus dans la cavité - distance inter-électrodes.

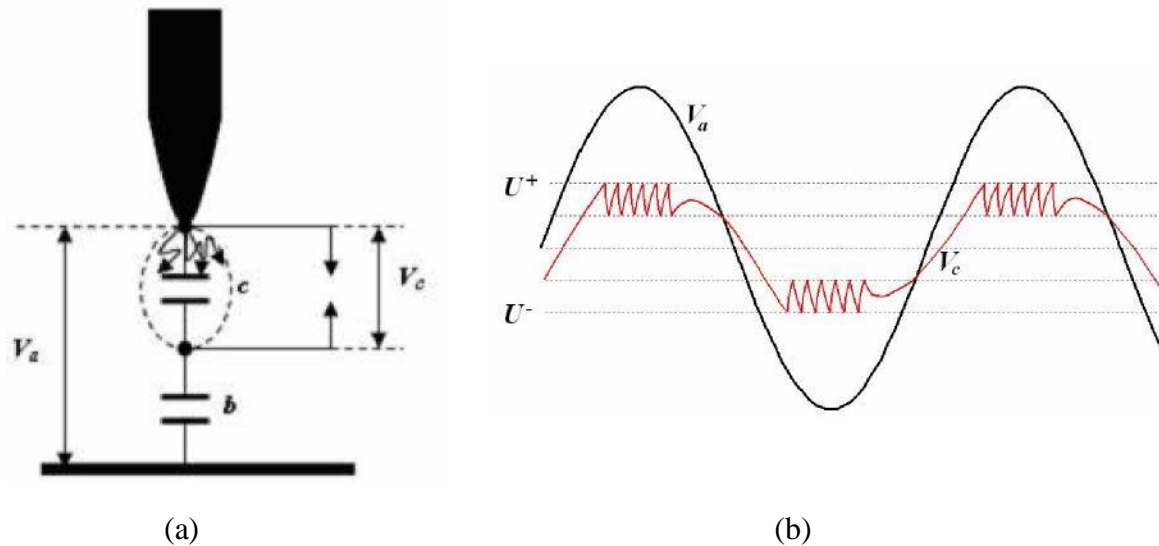


**Fig.II . 8:** Courbe de Paschen pour quelques gaz simples [48]

#### II.4.2. Décharges couronnes

En configuration pointe-plan des décharges de types couronnes peuvent se produire. Leurs signatures diffèrent de celles dans les cavités. Le circuit équivalent d'une décharge couronne est présenté par la Figure II - 9-a. Lorsque la tension appliquée  $V_a$  dépasse une

certaine valeur critique  $U^+$  (seuil d'apparition des décharges), l'ionisation se produit et le phénomène de décharge couronne se manifeste. Ceci se répète jusqu'à ce que la tension appliquée  $V_a$  deviennent inférieure au seuil de décharge  $V^+$  (Figure II - 9-b). Le même phénomène se produit pendant l'alternance négative. Les distributions de décharges sont centrées sur  $90^\circ$  et  $270^\circ$  pendant une alternance.



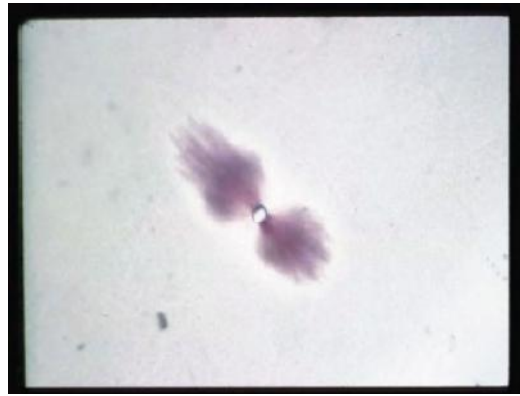
**Fig. II - 9 :** Circuit équivalent et récurrence des décharges couronnes [33]

## II.5 Conséquences des décharges partielles

Le phénomène de décharges partielles crée localement à la fois une érosion et une oxydation de l'isolant (par réactions chimiques). Une décharge partielle entraîne donc un vieillissement local qui a de grandes chances de s'étendre en fonction du temps. Il est même admis à ce jour que le phénomène de décharges partielles peut entraîner la destruction du matériel après un certain temps d'usage.

### II.5.1 Destruction de l'isolation

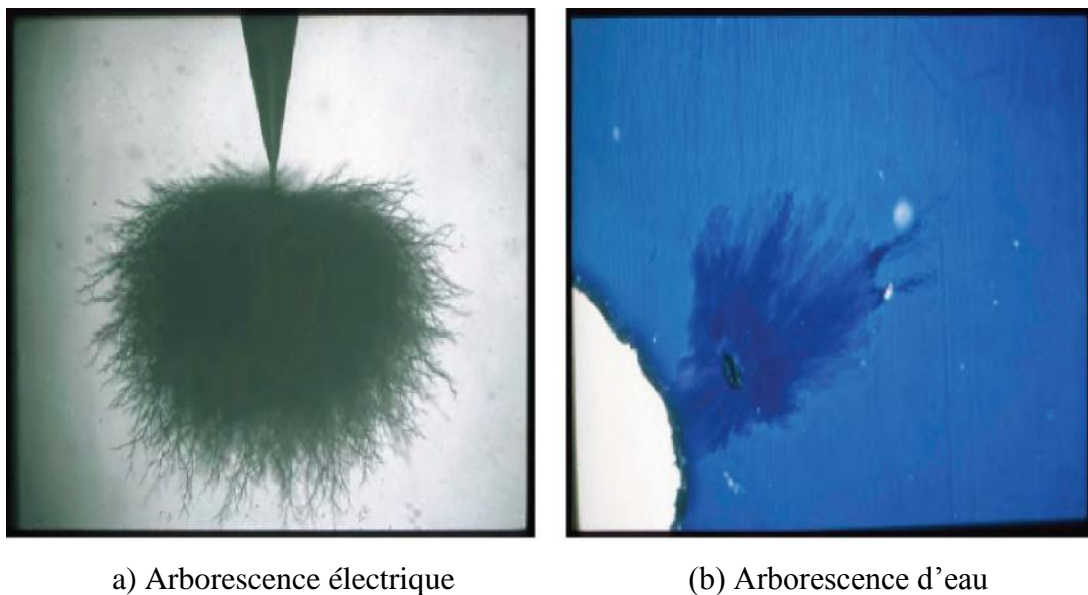
Nul doute ne fait que la détection de l'activité des DP est d'un intérêt capital pour prévenir toute dégradation d'un isolant. La figure II.10 illustre un site de DP, photographié grâce à un microscope [20]. Une décharge partielle y a créé une arborescence électrique.



**Fig. II.10:** Une décharge partielle a entraîné une arborescence électrique [20]

Une arborescence électrique est un réseau de fins canaux carbonisés qui se propagent relativement vite dans l'isolation et qui finissent par la détruire [12]. Autre ennemi juré des câbles extrudés et de leurs accessoires (joints) : l'arborescence d'eau (figure II.11.b). En soi, une arborescence d'eau n'engendre pas de décharges partielles. Par contre, elle provoque localement un accroissement du champ électrique, donnant lieu avec le temps à une arborescence électrique. Cette dernière est alors responsable des nombreuses décharges partielles associées à ce type d'imperfection.

Enfin, nous devons noter que les décharges partielles n'engendrent pas systématiquement la destruction de l'isolation du câble. En effet, certaines sources de DP peuvent être actives



**Fig. II.11:** Destruction d'un matériau isolant [20]

Pendant des années sans pour autant causer de dommages catastrophiques. Néanmoins, quelle que soit la situation, le suivi de l'activité des DP nous renseignera avec intérêt sur l'état d'un isolant.

En guise de conclusion, nous pouvons dire que les décharges partielles sont d'une part un symptôme (signe précurseur) de la dégradation d'un isolant mais sont également responsables de cette dégradation.

## II.6. Caractéristiques des décharges partielles

Comme nous l'avons vu précédemment, une décharge partielle se manifeste sous la forme d'un pulse de courant et de tension. Il est d'usage de modéliser cette pulsation sous la forme d'un signal exponentiel amorti (*Damped Exponential Pulse*) ou d'un signal oscillatoire amorti (*Damped Oscillatory Pulse*)[21]. L'expression de ces signaux, représentés à la figure II.12, est donnée par

$$DEP(t) = A(\exp^{-t/t_1} - \exp^{-t/t_2}) \quad (II.4)$$

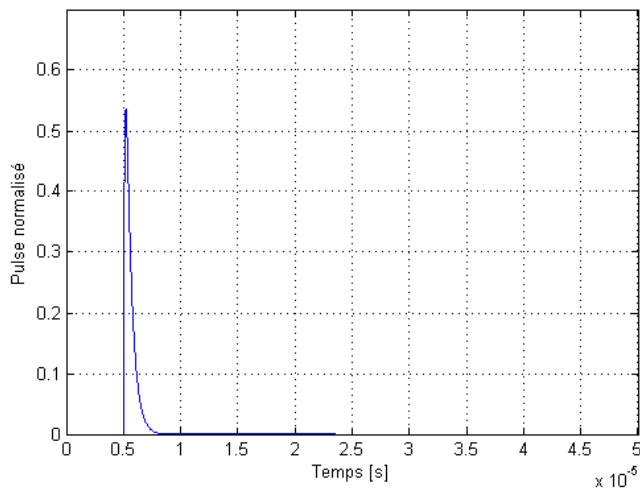
$$DOP(t) = A\sin(2\pi f_c t)(\exp^{-t/t_1} - \exp^{-t/t_2}) \quad (II.5)$$

Où A est la valeur de pic du pulse,  $t_1$  et  $t_2$  sont deux constantes de temps à partir desquelles on peut calculer le temps de montée, la durée du pulse et enfin  $f_c$  est la fréquence d'oscillation de DOP. En pratique, on utilise l'un ou l'autre modèle en fonction du circuit de détection de DP utilisé [21, 22]. Ainsi, on préfère un signal DEP pour un circuit de détection RC (du premier ordre) tandis qu'on opte plutôt pour un signal DOP pour un circuit RLC (du second ordre).

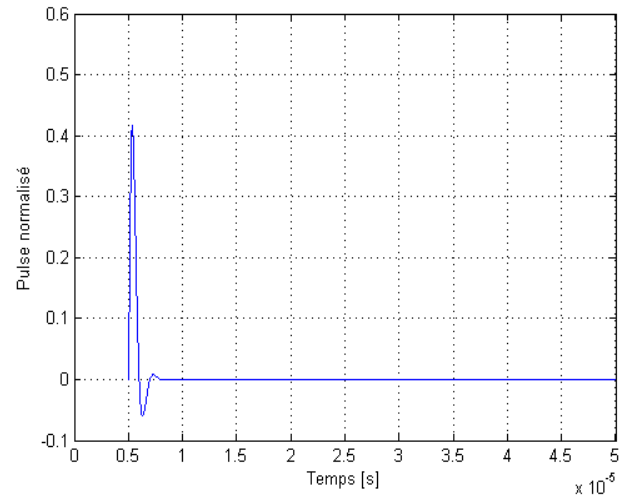
Qu'il s'agisse du temps de montée, de la durée, de l'amplitude, de la forme, . . . des pulses de DP, nous avons tout intérêt à en connaître un ordre de grandeur. Nous pourrions ainsi choisir le matériel de détection des décharges partielles en conséquence

### II.6.1. Temps de montée et durée

Selon [18], le temps de montée d'un pulse de DP est de l'ordre de la ns. Quant à la fréquence qui y est associée, elle s'élève à quelques centaines de MHz, voire 1GHz. La durée d'un pulse peut atteindre la  $\mu$ s.



(a) DEP(t) : signal exponentiel amorti



(b) DOP(t) : signal oscillatoire amorti

**Fig. II.12:** Signaux modélisant les décharges partielles

### II.6.2. Amplitude

L'amplitude réelle d'une décharge partielle ne peut pas être mesurée directement. Comme nous l'avons vu par contre, une DP survenant au cœur de l'isolant induit, sur les électrodes disposées de part et d'autre de cet isolant, une pulsation de courant  $i_{ind}(t)$  libre de se propager. L'amplitude de ce courant induit dépend de nombreux facteurs tels que la direction relative de la DP par rapport aux électrodes, de la position du défaut dans l'isolant [15], de l'importance du défaut, etc. La norme IEC60270 préconise donc d'utiliser plutôt une quantité

appelée charge apparente, dont l'expression est donnée par la formule (II.6). On l'exprime souvent en pC (ou nC).

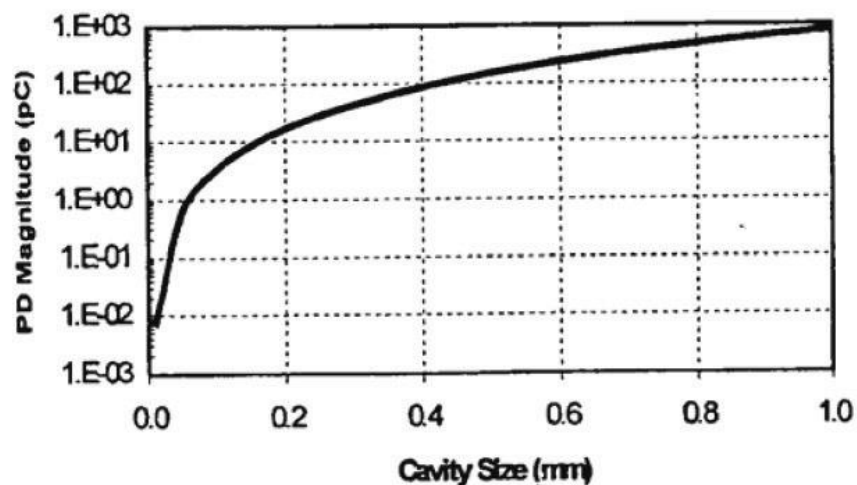
$$Q_{app} = \int i_{ind}(t) dt \quad (II.6)$$

où  $i_{ind}(t)$  est le courant mesuré par l'appareil de mesure.

La charge apparente se définit donc comme la charge qui, si elle était injectée directement entre les électrodes de l'objet testé, conférerait à l'instrument de mesure une valeur qui correspond à l'intégrale du pulse de courant réellement injecté. Il est à noter qu'en

préalable à toute mesure de DP, un système de détection doit être étalonné. Cette phase de calibration consiste à injecter des pulses de courant dont l'amplitude (la charge) est connue.

D'autre part, l'amplitude d'une décharge est à mettre en relation avec le défaut qui en est l'origine. Par conséquent, la charge apparente  $Q_{app}$  s'avère être d'un grand intérêt pour se faire une idée du défaut de l'isolation. Par exemple, la figure II.13 montre l'évolution de la charge apparente d'une DP en fonction de la taille de la cavité où elle survient.



**Fig. II.13:** Evolution de la charge apparente d'une DP en fonction de la taille de la cavité origine pour un câble XLPE (15kV) [23]

### II.6.3. Forme du pulse de décharge

Il est coutume de mettre en relation la forme du pulse de décharge avec la nature de cette décharge [24]. Par exemple, une décharge corona serait différenciable d'une décharge partielle interne par simple analyse de leur forme de pulse de courant. De même, le bruit ambiant est caractérisé par une forme de pulse qui lui est propre. Ce n'est cependant pas la seule information que l'on peut extrapoler de la forme du pulse de DP.

Aussi étonnant qu'il n'y paraisse, on peut mettre en évidence le stade de vieillissement d'un isolant en se basant sur la forme des pulses de décharges partielles. En effet, celle-ci évolue [25, 26] durant la vie de l'isolant concerné. Mentionnons au passage que la forme de



ces pulses est corrélée au mécanisme de décharge sous-jacent (*effet d'avalanche Townsend, Streamer, ...*).

Notons enfin que, lorsque l'isolation vieillit, l'amplitude des décharges évolue également. Par exemple, [26] montre que l'amplitude des pulses de courant est de l'ordre de 10 mA pour un échantillon vierge (*dans une cavité donnée*) tandis qu'il est de l'ordre de 10  $\mu$ A pour un échantillon âgé (*dans la même cavité*). En revanche, le taux d'occurrence (*ou fréquence d'apparition*) de ces décharges augmente fortement lorsque l'isolant vieillit.

## II.7. Détection d'une décharge partielle

La détection d'une décharge partielle n'est pas une tâche aisée. Il convient tout d'abord de préciser les conditions d'expérience selon lesquelles les décharges partielles sont excitées.

D'autre part, la détection d'une décharge partielle ne peut se faire sans un capteur capable d'extraire judicieusement les signaux provenant des DP. La conception de ce capteur est loin d'être triviale. Il devra notamment être sensible aux HF (fréquences des DP) tout en restant indifférent à la fréquence du réseau (50Hz). La section 2.3.2 décrit succinctement les différents capteurs susceptibles d'être utilisés pour la détection des décharges partielles.

### II.7.1 Méthodes standardisées pour le diagnostic des câbles

A priori, on peut envisager d'exciter les décharges partielles de deux façons fondamentalement différentes.

- **Mesure Off-line.** Elle consiste à déconnecter le câble du réseau et le tester off-line (lorsqu'il n'est pas en service). Un générateur extérieur est utilisé pour mettre le câble sous tension et pour exciter de la sorte les décharges partielles. Le recours à un générateur extérieur permet de faire varier le niveau de tension  $U$  lors d'un essai. En pratique, on peut s'équiper soit d'un générateur à la fréquence du réseau (50 Hz), soit d'un générateur à très basse fréquence (0,1 Hz par exemple) [28]. D'autres variantes, que nous passerons sous silence, existent d'ailleurs [29].
- **Mesure On-line.** Dans ce cas, le câble n'est pas déconnecté du réseau. Il reste donc en service lors de son diagnostic. Inutile de préciser que le niveau de tension et la fréquence sont imposés par le réseau ( $f = 50$  Hz).

Si on compare ces deux méthodes, on ne peut s'empêcher de mettre en exergue les avantages indéniables d'une mesure on-line [27].

- Puisqu'il n'est pas nécessaire de déconnecter le câble du réseau, on peut le tester sans interrompre la puissance qu'il transite. Par conséquent, cette mesure n'occasionne aucune perturbation sur le réseau.
- Le câble est testé dans ses conditions exactes de fonctionnement.
- Pour un câble donné, on peut suivre l'évolution des décharges partielles qui y règnent. Dans cette optique, une augmentation anormale de l'activité des DP s'apparente à un signe précurseur de la fin de vie du câble concerné. En détectant cette transition, on peut prévoir au moment opportun la maintenance (voire le remplacement) de ce câble.

Nonobstant ses avantages, la mesure on-line de DP souffre d'un inconvénient majeur. Elle est en effet toujours polluée par de nombreuses interférences électromagnétiques (*Electro-Magnetic Interference*), parmi lesquelles les signaux émis par les stations de radio, de TV, de télécommunication, . . . Détecter un signal de DP parmi tant de bruit devient donc une mission extrêmement délicate. Pour reconnaître une DP des interférences, l'outil le plus efficace reste le traitement de signal qui permet de supprimer, le bruit parasite [15, 21].

### II.7.2 Types de capteur

A priori, tout capteur sensible aux hautes fréquences pourrait être utilisé pour détecter des décharges partielles. En particulier, on peut sans peine élaborer un capteur établissant soit un couplage capacitif soit un couplage inductif avec le matériel à tester. Nous abordons de façon non exhaustive les différents types de capteur qui sont fréquemment employés dans la pratique pour la détection de DP.

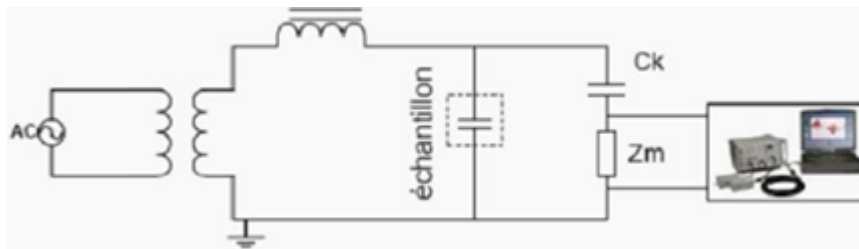
#### ➤ Capteur capacitif

Comme l'illustre la figure II.14, une capacité  $C_k$  de couplage (*capable de tenir la haute tension*) est connectée directement au terminal sous tension de l'objet testé. S'il s'agit d'un câble souterrain, la capacité sera connectée directement au conducteur de phase. Par son impédance élevée à basse fréquence et faible à haute fréquence ( $Z_c = \frac{1}{j\omega C}$ ), la capacité  $C_k$  se comporte tel un filtre ne laissant passer que les décharges partielles provenant de l'appareil à tester. En effet,  $C_k$  s'apparente à un circuit ouvert à la fréquence du réseau tandis que son impédance est faible à la fréquence des décharges partielles.

Lorsque le courant rapide transitoire créé par une décharge partielle s'écoule dans la branche de détection, il traverse une impédance de mesure  $Z_m$ . Ce faisant, il crée une brusque

variation de tension aux bornes de  $Z_m$  qui peut être détectée par un système d'acquisition adéquat.

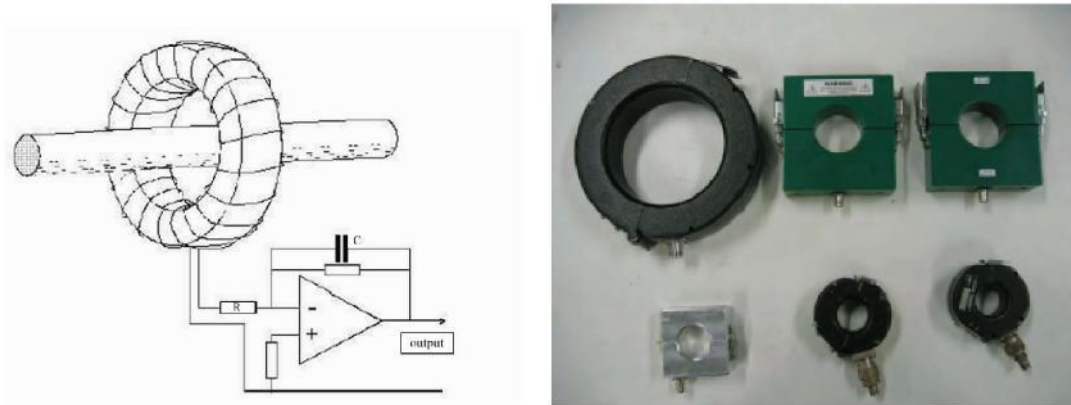
Ce type de capteur est fréquemment utilisé pour des mesures *off-line*. Par contre, on ne peut résolument pas envisager son utilisation pour des mesures *on-line*. En effet, pour des raisons de sécurité évidentes, il est préférable d'assurer une isolation galvanique entre le capteur et la tension du réseau en mode *on-line*. Or, dans le cas du capteur capacitif,  $C_k$  doit être directement raccordé à la haute tension et n'assure par conséquent aucune protection.



**Fig. II.14:** Capteur capacitif permettant la détection de décharges partielles provenant d'un échantillon [30]

### ➤ Capteur inductif

Parmi les capteurs inductifs, un Transformateur d'Intensité Haute Fréquence (TIHF) pourrait être utilisé pour détecter les décharges partielles. Son fonctionnement est très simple. Dans un câble souterrain, une décharge partielle se manifeste par une pulsation de courant qui se propage dans l'écran conducteur de ce câble. Or, cet écran conducteur doit être relié à la terre. L'utilisation d'un TIHF autour de cette connexion de terre permet de capter ces pulses de courant HF



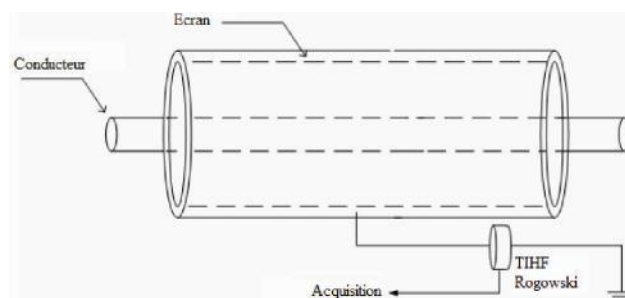
(a) Bobine de Rogowski

(b) Transformateurs de courant [21]

**Fig.II.15:** Capteurs inductifs

Un autre exemple bien connu de capteur inductif est la bobine de Rogowski, fréquemment utilisée en pratique [27]. La bobine de Rogowski est un bobinage dans l'air placé autour d'un conducteur (fig.II.15.a), de telle manière que le champ magnétique produit par le courant de DP génère aux bornes de cette bobine une tension proportionnelle à la dérivée du courant. Il suffit alors d'intégrer cette sortie pour retrouver le courant de DP. Par conception, la tension de sortie ne dépend pas fondamentalement du centrage de la bobine autour du conducteur. De même, la technologie employée pour réaliser le bobinage réduit au minimum l'influence des courants et des champs magnétiques extérieurs.

Les capteurs inductifs jouissent d'un avantage indéniable vis-à-vis des capteurs capacitifs : ils assurent une isolation galvanique. Alors que les capteurs capacitifs sont souvent utilisés pour des mesures *off-line*, les capteurs inductifs sont largement préférés pour des mesures *on-line*. La figure II.15 en illustre quelques exemples

**Fig. II.16:** Montage d'un capteur inductif

➤ **Autres capteurs**

Il existe également des capteurs exploitant d'autres caractéristiques des décharges partielles telles que leurs émissions électromagnétiques, leurs émissions sonores, . . . etc. Par exemple, les émissions électromagnétiques d'une décharge peuvent être détectées à l'aide d'une antenne radio. Celle-ci est généralement réglée sur la plage [5 ;100] MHz [21]. Autre exemple, si la décharge apparaît à la surface de l'isolant, le flux d'électrons résultant crée une onde de pression, qui peut être détectée par un capteur acoustique.



(a) Capteur acoustique et son amplificateur



(b) Antenne radio et son analyseur

**Fig. II.17:** *Autres capteurs* [21]

### **Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons fait un aperçu sur les dommages et les techniques de détection des décharges partielles dans les câbles de transport d'énergie.

La très courte durée des impulsions de décharge partielle (DP) favorise leur propagation dans le câble. En se propageant le signal perd de l'énergie, ceci est connu en tant que phénomène d'atténuation. Le troisième chapitre fera l'objet d'un fondement théorique sur les phénomènes liés à la propagation des signaux haute fréquence dans les câbles de transport d'énergie.

**CHAPITRE III :**

**PROPAGATION DES ONDES**

**ELECTROMAGNETIQUES DANS**

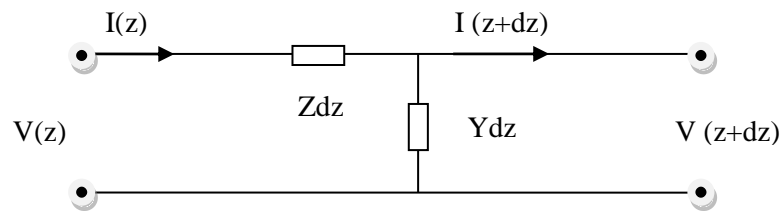
**LES CABLES COAXIAUX**

## Introduction

Les décharges partielles (DP) proviennent des défauts du diélectrique séparant le (où les) conducteur de phase et le (où les) écran métallique du câble de transport. Les décharges induisent des impulsions de courant très rapides qui se propagent jusqu'aux extrémités du câble. Puisque nous sommes capables de les détecter seulement aux extrémités du câble, dans les stations ou les unités de distribution, les impulsions de DP mesurées peuvent être modifiées ou réarrangées par les caractéristiques du canal de propagation. Dans ce chapitre, nous allons décrire le modèle de propagation dans les câbles unipolaires.

### III.1 Propagation dans un câble monophasé

La structure coaxiale d'un câble monophasé peut être représentée par un modèle classique de transmission à deux conducteurs [9,35]. La figure (III.1) en illustre d'ailleurs un élément infinitésimal.



**Fig.III.1:** *Elément dz d'une ligne de transmission*

Notons par  $Z$  l'impédance et par  $Y$  l'admittance par unité de longueur de la ligne de transmission. Pour un élément  $dz$ , on peut écrire les équations sous forme d'une matrice :

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} V(z, \omega) \\ I(z, \omega) \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 & Z(\omega) \\ Y(\omega) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V(z, \omega) \\ I(z, \omega) \end{pmatrix} \quad (\text{III.1})$$

En découplant et en résolvant ces équations différentielles, on obtient les équations suivantes :

$$V(z, \omega) = V_+ e^{-\gamma(\omega)z} + V_- e^{+\gamma(\omega)z} \quad (\text{III.2})$$

$$I(z, \omega) = I_+ e^{-\gamma(\omega)z} + I_- e^{+\gamma(\omega)z} \quad (\text{III.3})$$

Le signe (+) se réfère au sens direct (dans la direction des  $z$  croissants) tandis que le signe (-) est associé au sens inverse ou rétrograde de la propagation de l'onde. La constante de propagation  $\gamma(\omega)$  du câble est donnée par [36, 37] :



$$\gamma(\omega) = \sqrt{Z(\omega) \cdot Y(\omega)} \quad (\text{III.4})$$

Cette constante est un nombre complexe que l'on peut exprimer sous la forme [11] :

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + j\beta(\omega) \quad (\text{III.5})$$

La partie réelle  $\alpha(\omega)$  traduit physiquement l'atténuation du signal. Quant à la partie imaginaire  $\beta(\omega)$ , on l'associe à un retard ou à la dispersion des signaux aux hautes fréquences. Le rapport entre la tension et le courant (en sens direct ou inverse) définit l'impédance caractéristique du câble dont l'expression est donnée par la relation suivante:

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z(\omega)}{Y(\omega)}} \quad (\text{III.6})$$

Plutôt que de décrire la ligne de transmission par son impédance  $Z(\omega)$  et son admittance  $Y(\omega)$  (par unité de longueur), on peut caractériser entièrement le système par sa constante de propagation  $\gamma(\omega)$  et son impédance d'onde  $Z_c(\omega)$ .

## III.2 Détermination des paramètres d'un câble coaxial monophasé

Pour déterminer l'impédance caractéristique et la constante de propagation d'un câble, on se doit dans un premier temps de calculer l'impédance  $Z(\omega)$  et l'admittance  $Y(\omega)$  qui est l'objectif de la présente section.

### III.2.1 Impédance $Z(\omega)$ du câble

Les câbles monophasés ont une structure coaxiale. Le conducteur de phase est enveloppé d'un isolant autour duquel est agencé un écran métallique conducteur. La résistance longitudinale de ce câble doit tenir compte de la conductivité finie du conducteur et de l'effet de température. Ainsi, dans une plage de températures raisonnable, la résistivité du conducteur croît linéairement avec la température.

En outre, à haute fréquence, on ne peut négliger l'effet de peau caractérisée par une épaisseur donnée par la relation suivante :

$$\delta(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (\text{III.7})$$

Ou  $\sigma$  est la conductivité des conducteurs et  $\mu$  leur perméabilité voisine de celle du vide. La résistance par unité de longueur du conducteur de phase et de l'écran métallique peut être approximée par la relation suivante [36]:

$$R_{1ph}(\omega) = \frac{1}{2\pi r_0 \delta_1 \sigma_1} + \frac{1}{2\pi R \delta_2 \sigma_2} \quad (\Omega/m) \quad (III.8)$$

Nous rappelons que  $r_0$  et  $R$  sont respectivement le rayon du conducteur de phase et le rayon intérieur de l'écran métallique,  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  leurs conductivités respectives,  $\delta_1$  et  $\delta_2$  leurs épaisseurs de peau respectives.

L'inductance d'un câble monophasé peut se scinder en deux parties : une inductance interne  $L_{1ph,i}(\omega)$  et une inductance externe  $L_{1ph,e}(\omega)$  [9,36] :

$$L_{1ph,i} \approx \frac{\mu_0 \delta_1}{4\pi r_0} + \frac{\mu_0 \delta_2}{4\pi R} \quad (III.9)$$

$$L_{1ph,e} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{R}{r_0} \quad (III.10)$$

En définitive, l'impédance linéique d'un câble unipolaire vaut :

$$Z_{1ph}(\omega) = R_{1ph}(\omega) + j\omega(L_{1ph,i} + L_{1ph,e}) \quad (III.11)$$

### III.2.2 Admittance $Y(\omega)$ du câble

La capacité par unité de longueur du câble de géométrie coaxiale s'exprime par :

$$C_{1ph} = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{R}{r_0}} \quad (III.12)$$

Pour les câbles sans couches semi-conductrices, la partie réelle de l'admittance associée au diélectrique possède deux termes.

La conductivité  $\sigma_i$  de l'isolation est idéalement nulle. En pratique, elle est faible et la conductance associée vaut :

$$G_{1ph,c} = \frac{2\pi\sigma_i}{\ln \frac{R}{r_0}} \quad (III.13)$$

Un champ électrique alternatif au sein de l'isolation du câble y entraîne la polarisation de dipôles. Ces dipôles s'alignent dans la direction du champ électrique extérieur, dissipant par la même occasion de l'énergie sous forme de chaleur.

Cet effet peut être pris en compte par une permittivité diélectrique complexe.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0[\varepsilon_r'(\omega) - j\varepsilon_r''(\omega)] \quad (\text{III.14})$$

Où  $\varepsilon_0$  est la permittivité diélectrique du vide,  $\varepsilon_r'(\omega)$  la partie réelle de la permittivité diélectrique relative du matériau isolant et  $\varepsilon_r''(\omega)$  la partie imaginaire associée aux pertes diélectriques.

En tenant compte des pertes par polarisation et en remplaçant  $\varepsilon(\omega)$  de l'équation (III.14) dans l'équation (III.12) on obtient :

$$C_{1ph}(\omega) = \Re(C_{1ph}) = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r'(\omega)}{\ln\frac{R}{r_0}} \quad (\text{III.15})$$

$$G_{1ph,d}(\omega) = \Re(j\omega C_{1ph}) = \omega \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r''(\omega)}{\ln\frac{R}{r_0}} \quad (\text{III.16})$$

Où  $G_{1ph,d}(\omega)$  représente la conductance associée aux pertes diélectriques.

M.Wielen a généralisé dans ses travaux [9] ces résultats pour les câbles comportant des couches semi-conductrices par une conductance supplémentaire.

$$G_{1ph,sc}(\omega) = \omega^2 \frac{4\pi^2\varepsilon_0(\varepsilon_r'(\omega))^2 d_{sc}}{\sigma_{sc} R \ln^2 \frac{R}{r_0}} \quad (\text{III.17})$$

Où  $\sigma_{sc}$  et  $d_{sc}$  sont respectivement la conductivité et l'épaisseur du semi-conducteur.

On obtient en sommant les différentes contributions l'admittance totale.

$$Y_{1ph}(\omega) = G_{1ph,c} + G_{1ph,d}(\omega) + G_{1ph,sc}(\omega) + j\omega C_{1ph}(\omega) \quad (\text{III.18})$$

Un autre phénomène caractéristique des câbles coaxiaux est la dissipation d'énergie sous forme de chaleur dans le diélectrique, lié à la polarisation. Ce phénomène est caractérisé par l'angle de perte  $\delta$  :

$$\tan\delta = \frac{\Re(Y)}{\Im(Y)} = \frac{\varepsilon_r''(\omega)}{\varepsilon_r'(\omega)} + \frac{\sigma_i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r'(\omega)} \quad (\text{III.19})$$

Le second terme de l'équation (III.19) peut être négligé à haute fréquence.

### III.2.3 Facteur d'atténuation du signal de DP dans le câble

La cause principale de la distorsion d'un signal de DP dans les câbles coaxiaux de transport d'énergie est la forte dépendance des pertes diélectriques de la fréquence de ce signal et du matériau semi-conducteur. La fonction d'atténuation dans le câble est donnée par la relation suivante [38,43] :

$$K(\omega) = \exp(-\alpha(\omega) \cdot \omega \cdot l) \quad (\text{III.20})$$

Où  $l$  est la distance parcourue par le signal le long du câble et  $\alpha(\omega)$  est le facteur d'atténuation dépendant également de la fréquence du signal.

Aux hautes fréquences l'atténuation devient sévère à cause des pertes diélectriques et une grande partie de l'énergie est perdue dans le câble. Cette grande atténuation du signal limite la sensibilité de mesure des décharges partielles.

D'après les équations (III-4) et (III-5), nous pouvons écrire :

$$\sqrt{Z(\omega) \cdot Y(\omega)} = \alpha(\omega) + j\beta(\omega) \quad (\text{III.21})$$

Avec  $Z(\omega) = R(\omega) + j\omega L(\omega)$  et  $Y(\omega) = G(\omega) + j\omega C(\omega)$ . En général, le facteur d'atténuation  $\alpha(\omega)$  peut, à haute fréquence, être approximé par la relation suivante [39,15] :

$$\alpha(\omega) \approx \frac{1}{2} \left[ R(\omega) \cdot \sqrt{\frac{C(\omega)}{L(\omega)}} + G(\omega) \cdot \sqrt{\frac{L(\omega)}{C(\omega)}} \right] \quad (\text{III.22})$$

Le premier terme de cette équation représente les pertes dues à l'effet de peau. Quand cet effet domine, on montre que  $\alpha_{sk}$  (*l'atténuation due à l'effet pelliculaire par unité de longueur*) est proportionnel à  $\sqrt{\omega}$ . Le second terme résulte de la conductance  $G(\omega)$ . Il est à noter que les pertes diélectriques se manifestent par  $\alpha_d$  (*l'atténuation due aux pertes diélectriques par unité de longueur*) proportionnel à  $\omega$ , tandis que les pertes dans les couches semi-conductrices par  $\alpha_{sc}$  (*l'atténuation due aux couches semi-conductrices par unité de longueur*) proportionnel à  $\omega^2$ .

### Remarque

Pour les câbles à diélectrique solide qui est le sujet principal de mesure des décharges partielles dans les systèmes de distribution, l'atténuation du signal de DP aux hautes fréquences est causée par les couches semi conductrices. Cependant, les propriétés de ces couches peuvent varier considérablement d'un câble à un autre. Le plus important est que l'atténuation peut être modélisée comme proportionnelle à la fréquence, ce qui permet d'établir une solution analytique de la propagation des impulsions de DP dans les câbles [38].

### III.2.4 Dispersion et vitesse de phase d'un signal de DP

Les différentes composantes fréquentielles d'un signal qui se propage ne se déplacent pas nécessairement à la même vitesse. Ce phénomène porte le nom de dispersion. On montre que la vitesse de phase de chaque fréquence vaut [15]:

$$v_p(\omega) = \frac{\omega}{\beta(\omega)} \quad (\text{III.23})$$

Généralement, aux basses fréquences le signal se déplace avec des vitesses plus faibles qu'aux hautes fréquences. De plus, puisque l'atténuation pour les hautes fréquences est plus importante, les pulsations, en se propageant, perdent leurs composantes HF et la vitesse de propagation diminue lorsque la distance parcourue augmente. On montre, qu'en première approximation, qu'on peut estimer  $v_p$  par :

$$v_p(\omega) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r'(\omega)}} \quad (\text{III.24})$$

Où  $c$  représente la vitesse de l'onde électromagnétique dans le vide donnée par la relation :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

### III.2.5 Impédance caractéristique $Z_c$ du câble

L'impédance caractéristique d'un câble coaxial est donnée par [15]:

$$Z_c(\omega) = \sqrt{\frac{Z(\omega)}{Y(\omega)}} \quad (\text{III.25})$$

Dans le cas où  $R \ll \omega L$  et  $G \ll \omega C$ , on obtient des équations (III-11) et (III-18) :

$$Z_c = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r'(\omega)}} \ln \frac{R}{r_0} \quad (\text{III.26})$$

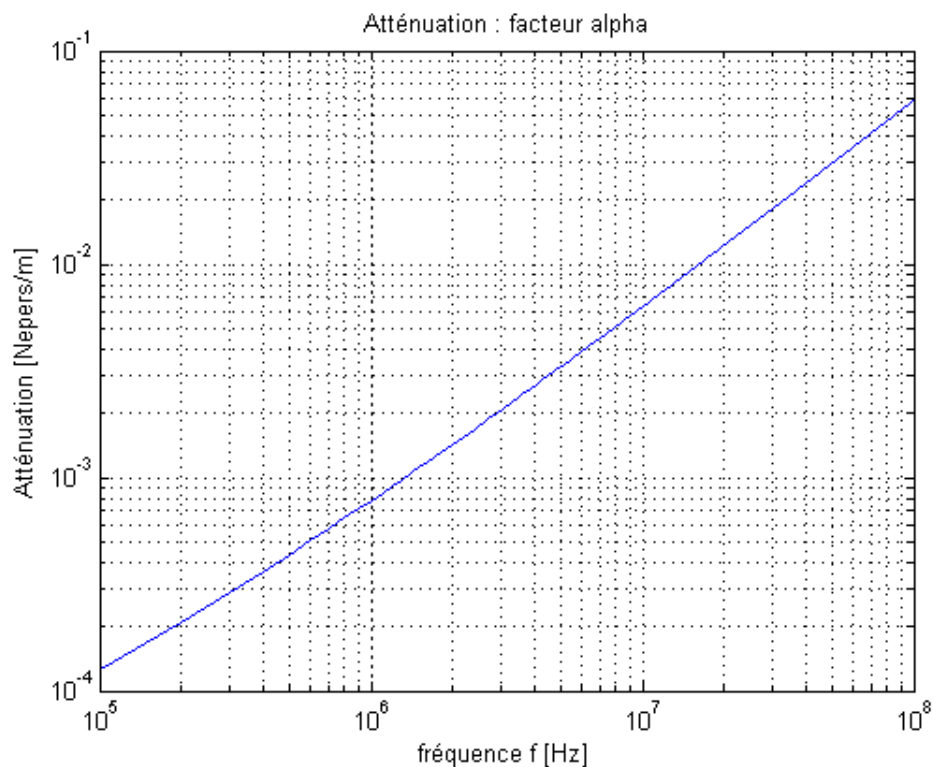
### III.2.6 Permittivité diélectrique relative $\varepsilon_r$

Les équations (III-22), (III-24) et (III-26) mettent en évidence l'importance de la permittivité relative de l'isolant à l'égard du phénomène de propagation. Pour un câble en polyéthylène réticulé chimiquement (PRC ou XLPE), la permittivité est relativement constante jusqu'à une fréquence de l'ordre du MHz. Pour les câbles PILC, la permittivité peut varier, non seulement avec la fréquence, mais également avec d'autres facteurs, tels que la nature du papier, la température, . . . etc. Nous devons donc connaître, ou mieux mesurer,  $\varepsilon_r'$  et  $\varepsilon_r''$  du câble pour en déterminer les caractéristiques.

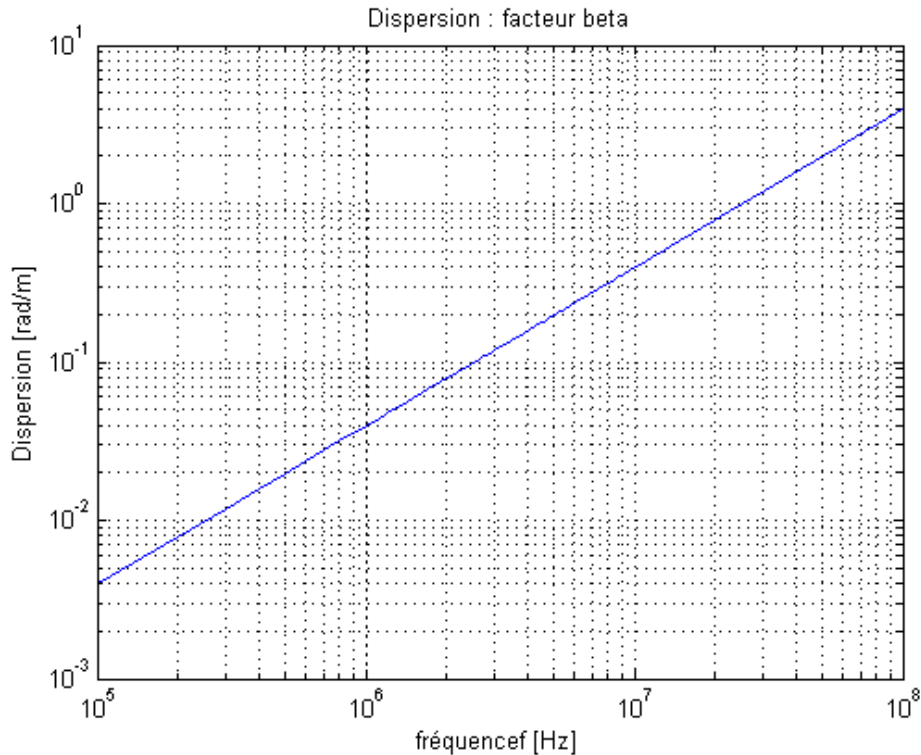
### III.3.Modélisation [39]

On ne peut clore cette section sans donner un ordre de grandeur approximatif des paramètres de propagation d'un câble. A cette fin, nous avons modélisé, à l'aide du logiciel MATLAB, les effets de la propagation d'un pulse dans un câble monophasé au papier imprégné. D'après les équations III.22, III.24 et III.26, la permittivité relative  $\epsilon_r(\omega)$  de l'isolant est un paramètre clef qu'il nous faudrait mesurer. A défaut de mesures, nous poserons, en première approximation,  $\epsilon'_r=3.5$  et  $\epsilon''_r=0.1$ .

La figure III.2 illustre l'évolution, en fonction de la fréquence, de l'atténuation  $\alpha$ . En particulier, la figure III.2 a montré très clairement que plus  $f$  augmente, plus  $\alpha$  croît également.



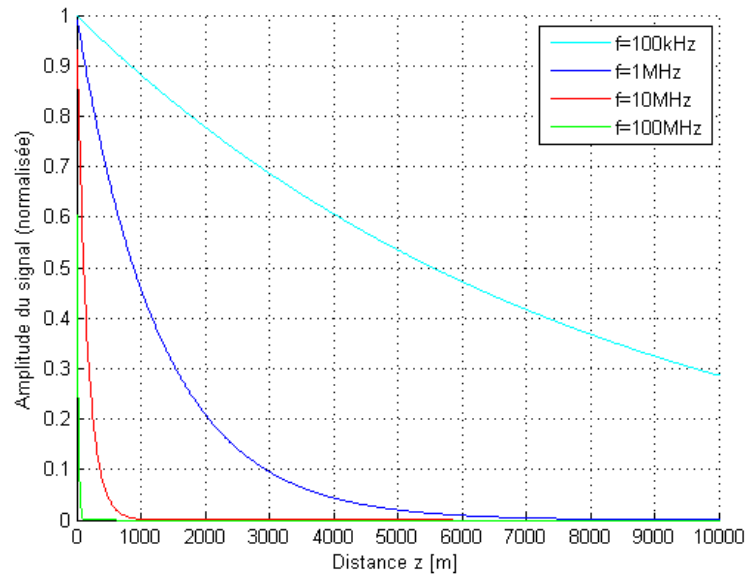
**Fig.III.2 :** facteur d'atténuation en fonction de fréquence pour un câble PILC



**Fig.III.3:** *facteur de dispersion en fonction de fréquence pour un câble PILC*

La figure III.3 montre l'évolution du facteur de dispersion  $\beta$  en fonction de la fréquence.  $\beta$  augmente également avec  $f$ .

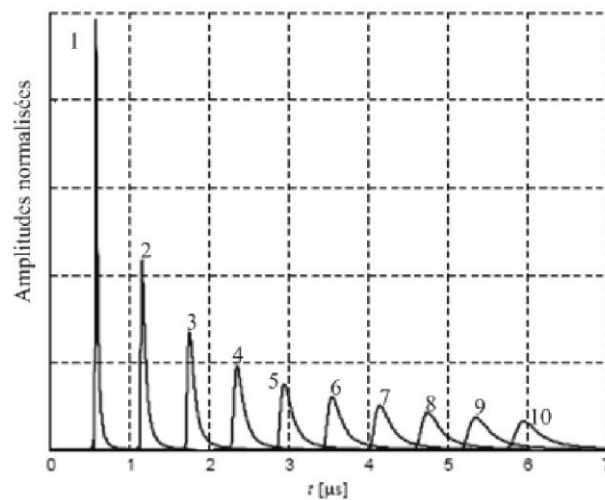
Nous remarquons que les phénomènes d'atténuation et de dispersion des ondes électromagnétiques deviennent très sévères à hautes fréquences. En outre, il est intéressant de voir comment, en fonction de sa fréquence, un signal quelconque s'atténue avec la distance parcourue. Nous constatons d'après la figure III.4 que le signal s'atténue à mesure que la fréquence s'élève. Pour une fréquence  $f = 100\text{MHz}$ , la composante fréquentielle ne se propage que sur quelques mètres. La détection des signaux dans les câbles coaxiaux est très difficile à très hautes fréquences.



**Fig.III.4:** Atténuation d'un signal en fonction de sa fréquence et de la distance parcourue  $z$  pour un câble PILC

. Lorsqu'une impulsion de DP se propage, elle se déforme à cause des phénomènes d'atténuation et de dispersion. Cet effet s'accroît bien évidemment avec la distance parcourue par l'impulsion. La figure III.5 montre le changement de forme de l'impulsion de DP avec la distance parcourue. Sur cette figure, la  $i^{\text{ème}}$  impulsion a parcouru  $i * 100$  m .

En pratique, en détectant la forme de l'impulsion de DP à l'extrémité du câble, on peut avoir donc une idée de la distance qu'elle a parcourue. Par conséquent, cette méthode peut être utilisée pour localiser le site d'origine de la décharge partielle.



**Fig.III.5:** Déformation d'un pulse de décharge partielle avec la distance parcourue

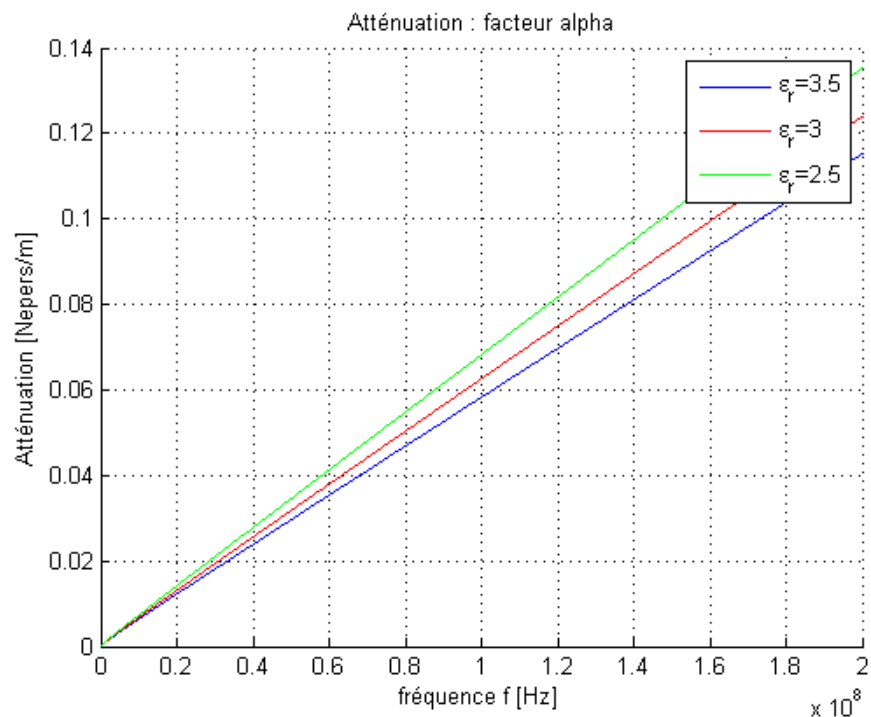
[27]



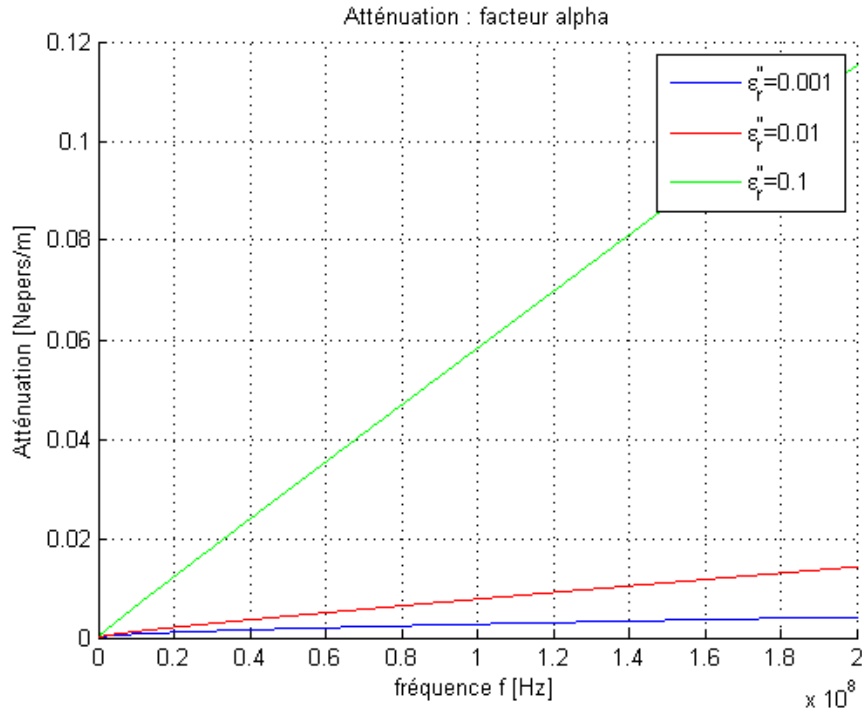
### III.4. Influence de la permittivité relative

Vu l'importance que revêt la permittivité relative sur l'atténuation et la dispersion des signaux de DP, nous allons illustrer l'effet de  $\epsilon'_r$  et  $\epsilon''_r$  sur  $\alpha(\omega)$  (atténuation) et sur la vitesse de propagation de l'impulsion. A cette fin, les figures III.6 et III.7 illustrent la dépendance de  $\alpha(\omega)$  lorsqu'on fait varier  $\epsilon'_r$ , en fixant  $\epsilon''_r = 0,1$  et  $\epsilon'_r$  en fixant  $\epsilon''_r = 3,5$ .

Les résultats obtenus indiquent que plus  $\epsilon'_r$  augmente, plus l'atténuation des signaux diminue. En revanche, plus  $\epsilon''_r$  croît, plus  $\alpha(\omega)$  augmente significativement.



**Fig.III.6 :** Influence de  $\epsilon'_r$  sur le facteur d'atténuation [39].



**Fig.III.7 :** Influence de  $\varepsilon''_r$  sur le facteur d'atténuation [39].

Par ailleurs, nous constatons sur La figure (III.2) que  $\alpha$  croît linéairement avec la fréquence. Cette observation nous pousse à croire que les pertes diélectriques dominent le phénomène d'atténuation. Il convient également de remarquer que  $\alpha$  ne dépend pas de la géométrie du câble.

Les équations montrent que seule l'impédance caractéristique  $Z_c$  dépend des paramètres géométriques du câble considéré.

En ce qui concerne la vitesse de propagation des signaux de DP, l'équation (III.24) montre que  $v$  ne dépend que de  $\varepsilon'_r$ . En effet, la vitesse de propagation diminue lorsque  $\varepsilon'_r$  augmente. De même, l'équation (III.26) établit la relation entre l'impédance caractéristique  $Z_c$  d'un câble et la permittivité relative de son isolation. Tout comme pour la vitesse de propagation,  $Z_c$  diminue lorsque  $\varepsilon'_r$  augmente.

**Conclusion**

La mesure en réflectométrie permet de caractériser les câbles en régime temporel. Elle vise à déterminer la réponse indicielle (à un échelon) et donc à apprécier leur qualité en relevant des éventuelles dispersions, une intégration du front de montée et des déformations par rapport au signal incident. Elle permet également de détecter de probables défauts dans les câbles ou pertes d'insertion dues aux connecteurs qui se traduisent par des réflexions. Enfin, cette technique permet aussi de déterminer la longueur des câbles.

**CHAPITRE IV :**

**ETUDE EXPERIMENTALE :**

**MESURE DES COURANTS**

**D'ABSORPTION ET DE**

**RESORPTION SOUS CONTRAINTE**

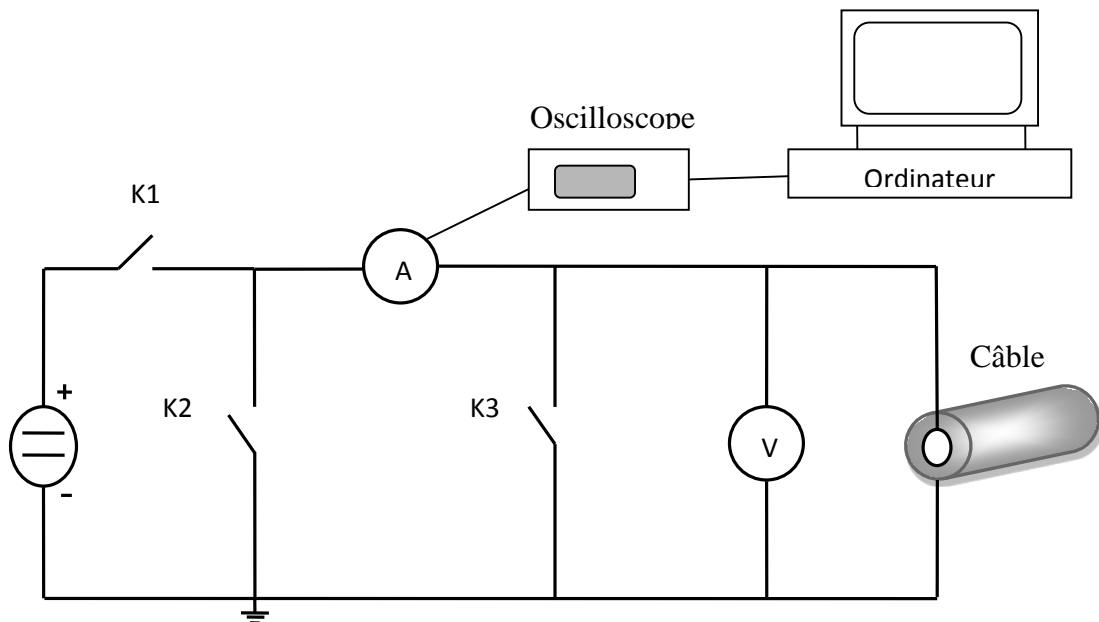
**THERMIQUE**

## Introduction

Pour mieux appréhender les phénomènes liés aux courants résiduels, appelés également courants d'absorption et de résorption, dans les câbles de transports d'énergie, nous nous sommes intéressés dans cette partie à l'étude expérimentale de ces courants dans un câble coaxial de 30kV isolé au polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) sous contrainte thermique. Nous avons réalisé notre étude au Laboratoire de Génie Electrique de l'université de Bejaia.

### IV.1 Dispositif expérimental

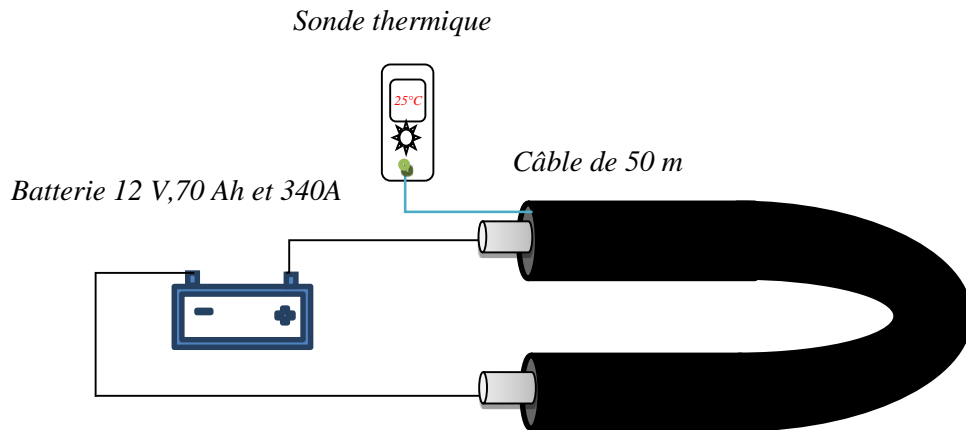
Le dispositif expérimental est représenté sur la figure (IV.1), il est composé de la source de tension continue délivrant une tension de 198V, d'un pico-ampèremètre, d'un voltmètre électrostatique à haute impédance d'entrée et des interrupteurs K1, K2 et K3. Le pico ampèremètre est relié à un ordinateur via un oscilloscope (*TektronixTDS1012*) muni d'une interface *TDS 2CMX* pour l'acquisition et la numérisation des signaux en fonction du temps.



**Fig.IV.1 :** Schéma général représentant notre dispositif expérimental

Les interrupteurs K1, K2 et K3 sont initialement en position ouverte. Le câble est préalablement chauffé en le court-circuitant à l'aide d'une batterie (12V, 70Ah et 340A) et en plaçant une sonde thermique à 2/3 du rayon du diélectrique à partir de l'âme conductrice, on mesure la température de ce dernier (figure IV.2). Lorsqu'on ferme K1 le câble est mis sous tension et se comporte ainsi comme un condensateur et on observe alors à l'oscilloscope un

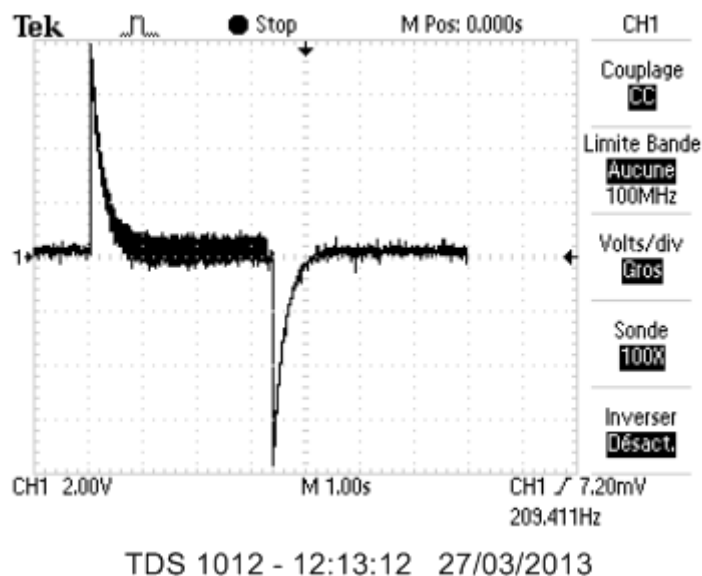
courant décroissant dans le temps qui tend vers une valeur constante indiquant ainsi que le câble est complètement chargé. En ouvrant K1 et en fermant K2, le câble se décharge via le pico-ampèremètre et on observe à l'oscilloscope un courant négatif décroissant qui tend vers zéro. Lors de la charge du câble le courant est appelé courant d'absorption et lors de la décharge du câble il est appelé courant de résorption.



**Fig.IV.2** : câble de 50 m en court-circuit avec une batterie (12V,70Ah et 340A).

## IV.2 Résultats expérimentaux

La figure (IV.3) montre l'évolution de ces courants, appelés également courants résiduels, relevés sur un échantillon du câble 30 kV isolé au PRC de 50 m de longueur à une température de 23 °C.



**Fig.IV.3** : Evolution des courants d'absorption et de résorption en fonction du temps  
à  $T=23^{\circ}\text{C}$

Ces courants résiduels sont dus au phénomène de polarisation du diélectrique du câble lorsque celui-ci est soumis à la contrainte d'un champ électrique. En effet, l'orientation des dipôles sous l'action du champ électrique occasionne un déplacement de charges électriques donnant naissance à ces courants.

Nous avons utilisé le dispositif précédent pour mesurer les courants d'absorptions et de résorptions. L'interrupteur K3 sert à décharger le câble directement à la terre afin de le vider complètement de ces charges pour un essai ultérieur.

Pour avoir une bonne précision des mesures des courants résiduels nous avons effectué des essais sur diverses températures de 23°C, 25°C, 26°C, 28°C, 30°C, 34°C et 41°C. Nous avons utilisé l'oscilloscope (*TektronixTDS1012*) muni de l'interface TDS2CMAX pour l'acquisition des données courant-temps sous le format numérique. Nous avons traité ces données à l'aide du logiciel Origin.

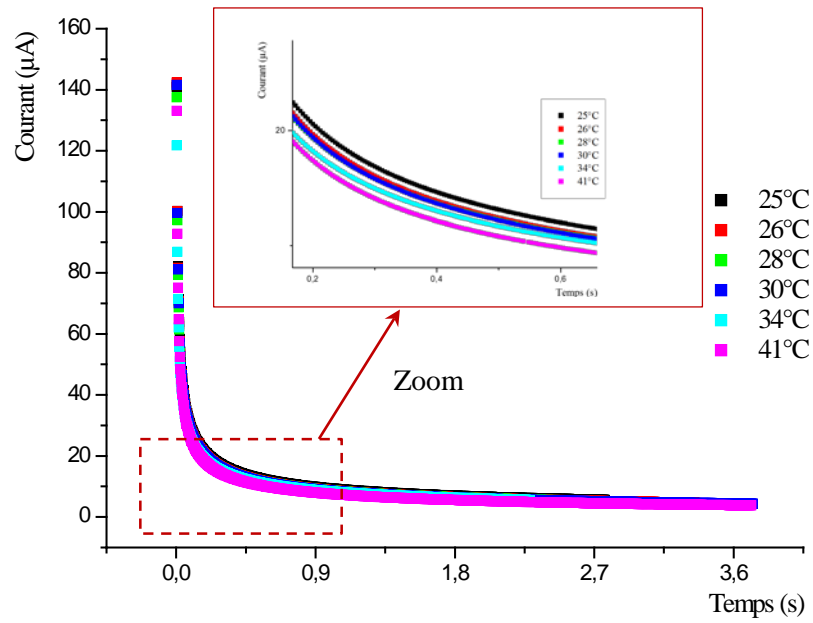
Nous remarquons que l'allure des courants obtenus expérimentalement suit la loi empirique classique de J. Hopkinson et J. Curie :  $i_1'(t) = at^{-n}$ .

Si l'on applique un champ continu, les dipôles se déplacent puis atteignent un état d'équilibre. Statiquement, on peut alors considérer que les charges sont immobiles et que le courant cesse.

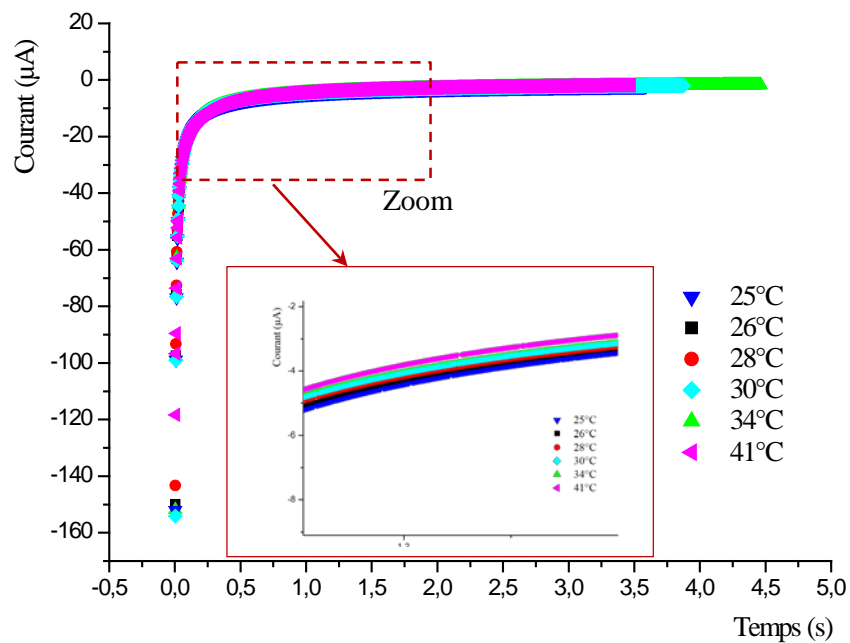
Lorsqu'on supprime la contrainte, l'agitation thermique tend à redistribuer aléatoirement l'orientation des dipôles. Il s'ensuit alors un courant, de polarité opposée au courant précédent, qui décroît jusqu'à s'annuler lorsqu'on atteint la nouvelle répartition.

### IV.3 Traitement des données

Les figures IV.4 et IV.5 représentent respectivement les courants d'absorption et de résorption en fonction du temps pour le câble de longueur  $l=50m$  sous une contrainte thermique.



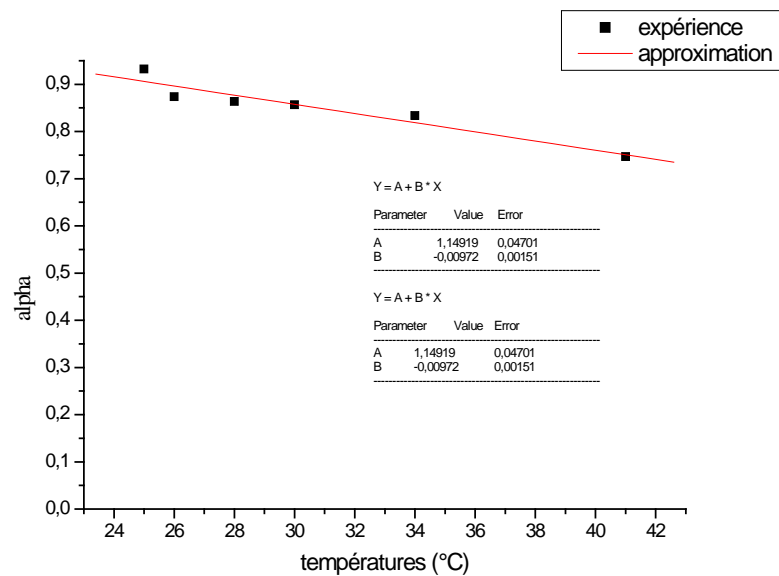
**Fig.IV.4 :** Courant d'absorption pour  $l = 50m$  sous une contrainte thermique



**Fig.IV.5 :** Courant de désorption pour  $l=50m$  sous une contrainte thermique



L'augmentation de la température déplace, par translation, la caractéristique de J. Curie définie par la relation (I.9) vers des temps plus courts comme le démontre la figure IV.4 et la figure IV.5. Ce phénomène traduit une orientation plus rapides des dipôles elle est liée à une augmentation de leur mobilité au sein du câble et donc à une aptitude plus aisée à se déplacer pour s'orienter dans le sens du champ.



**Fig.IV.6 :** le coefficient alpha en fonction de la température pour un câble

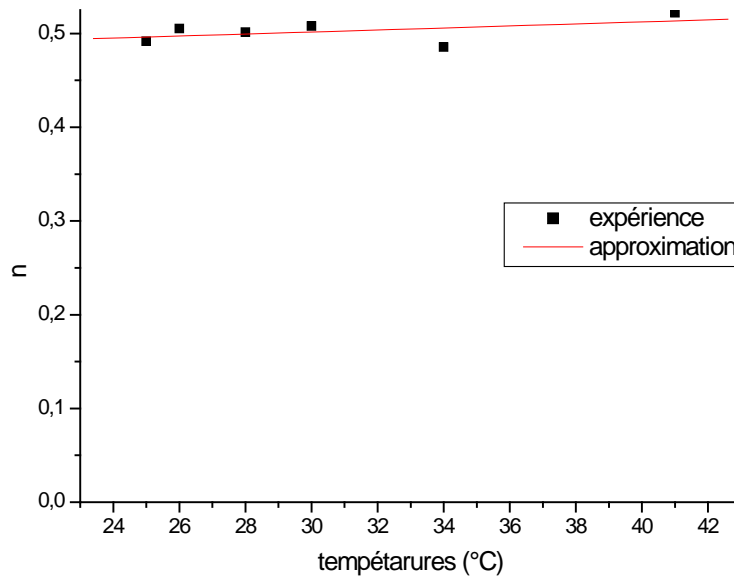
La figure IV.6 représente le coefficient ( $\alpha$ ) en fonction de la température. On constate que celui-ci obéit à une fonction linéaire décroissante tel que :  $\alpha = A + B.T$

Après traitement des données on obtient la fonction suivante :

$$\alpha = 1,14919 - 0,00972.T \quad (\text{IV.1})$$

Donc la formule de J. Curie en fonction de la température et du temps s'écrit comme suivant :

$$i_1'(t) = (1,14919 - 0,00972.T).t^{-n} \quad (\text{IV.2})$$



**Fig.IV.7 :** la pente (n) de la décroissance du courant en fonction de la température pour un câble de 50 m

La figure IV.7 représente la pente (n) de la décroissance du courant en fonction de la température. On observe que celle-ci ne varie pas, Ce qui nous permet d'élaborer la relation régissant les courants d'absorption et de résorption pour le câble sous une contrainte thermique:

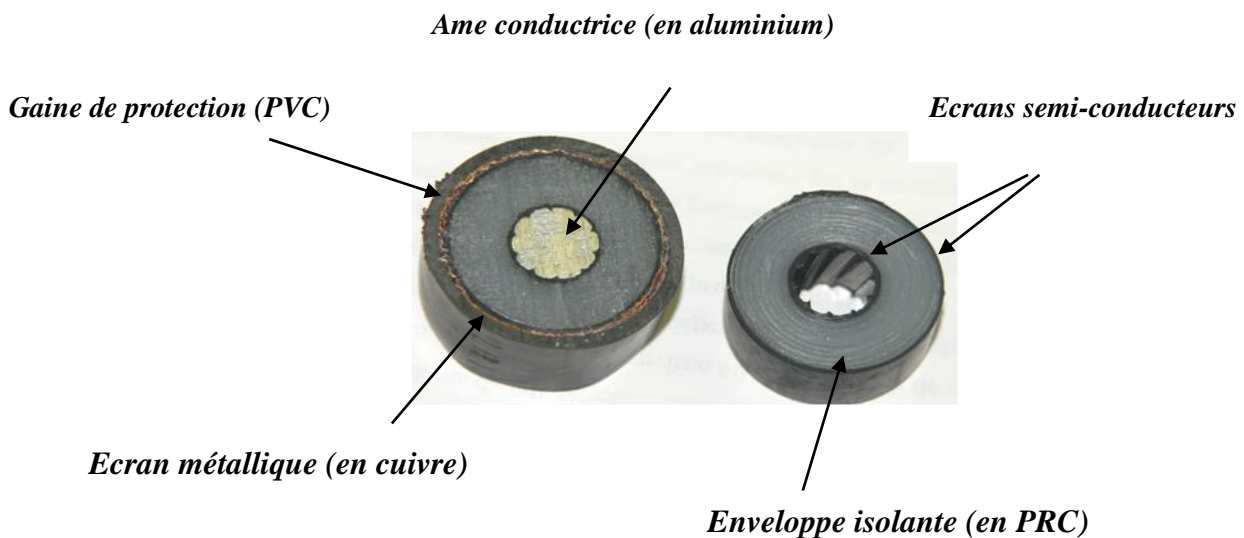
$$i_1'(t) = (1,14919 - 0,00972 \cdot T) \cdot t^{-0.502345} \quad (\text{IV.3})$$

**CHAPITRE V :**  
**ETUDE EXPERIMENTALE**  
**SUR LA REFLECTOMETRIE DANS LE**  
**CABLE UNIPOLAIRE SOUS**  
**CONTRAINTES THERMIQUE**

## Introduction

Pour mieux comprendre les phénomènes liés à la propagation des impulsions de décharges partielles sous contrainte thermique dans les câbles de transport d'énergie, nous nous sommes intéressés dans cette partie du travail à l'étude expérimentale de ces phénomènes sur un câble MT de 30 kV isolé au PRC au laboratoire. L'impulsion de courant est générée par une décharge électrique de polarité négative dans un système d'électrodes pointe-plan. Cette impulsion génère une onde électromagnétique se propageant le long du câble MT.

La figure (V.1) représente la section du câble expérimenté au laboratoire.



**Fig.V.1** : Câble d'énergie unipolaire (coupe transversale)

Les rayons des conducteurs intérieur et extérieur sont respectivement  $r_0 = 6,275$  mm et  $R = 15,8$  mm mesurés à l'aide d'un pied à coulisse.

### V.1 Générateur d'impulsions brèves

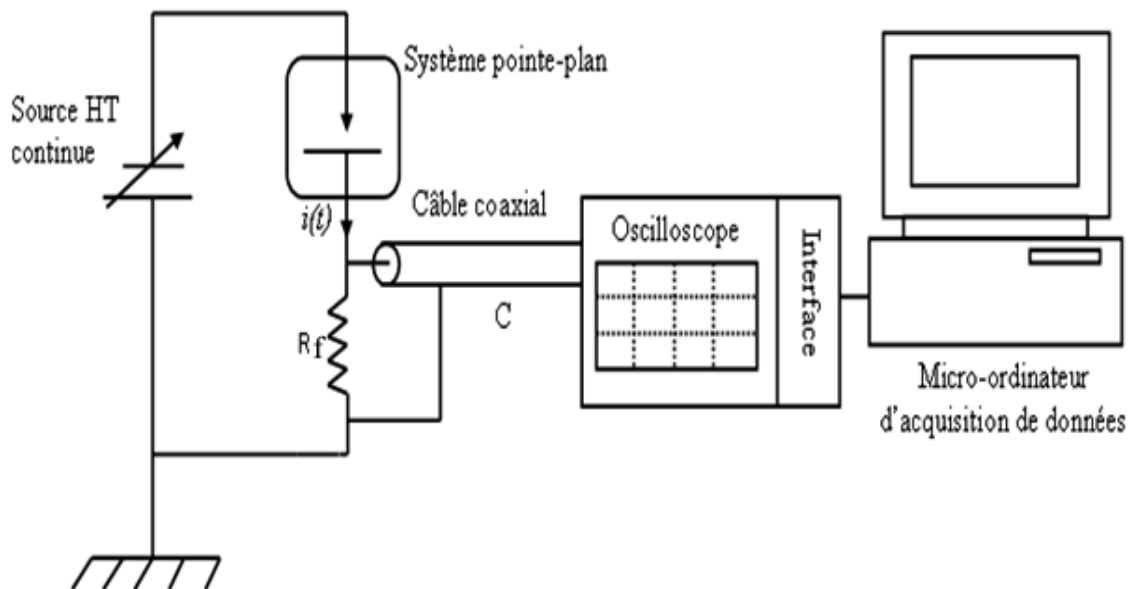
Depuis les travaux de Trichel vers la fin des années 1930, les impulsions de courant dans les gaz ont fait objet de nombreuses études, et en 1948 loeb avait donné une interprétation. On signale aussi les travaux de Amin en 1954 qui entreprenait une première analyse de impulsion de Trichel dans les gaz en géométrie pointe plan.

Notre générateur d'impulsions est basé sur le principe d'une décharge couronne dans l'air entre une pointe reliée à la haute tension et un plan de mise à la terre via une résistance. En polarité négative de la tension appliquée, le courant de décharge comprend une composante continue et une composante impulsionnelle (impulsions de Trichel).

### V.1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental représenté sur la figure V.2 est composé de la source haute tension continue délivrant une tension allant de 0 à 7 kV, de la cellule pointe-plan, du circuit de collecte du courant de décharge et de mise en forme, de l'oscilloscope (Tektonix TDS 1012) et d'un micro-ordinateur. Un ensemble de programme d'acquisition et de traitement des données complète le dispositif.

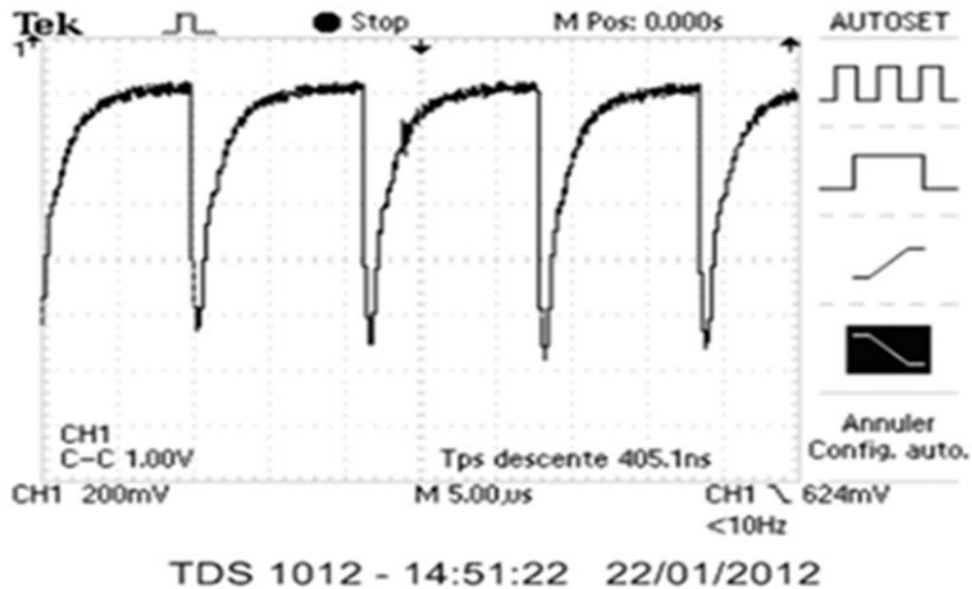
Le seuil de la décharge couronne est obtenue au voisinage de  $U_s = 4\text{ kV}$ . Nous avons effectué des mesures pour une valeur de  $U = 5\text{ kV}$ . Le courant de décharge est composé d'une composante continue et d'une composante impulsionnelle  $i(t)$  à front très raide. La circulation du courant à la terre via la résistance  $R_f$  et la capacité  $C$  du câble engendre une impulsion de tension  $u(t)$  aux bornes.



*Fig.V.2 : Schéma général du dispositif expérimental*

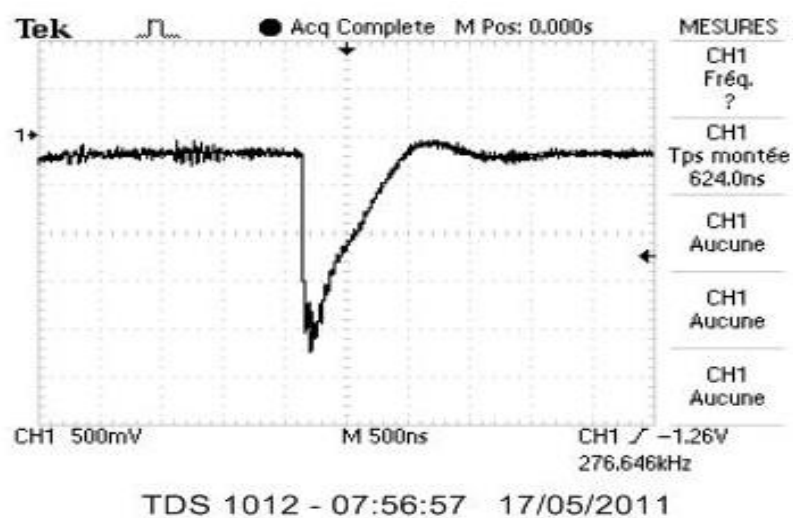
### V.1.2 Résultats expérimentaux

Nous avons fixé la valeur de la tension appliquée à la pointe en polarité négative à 5 kV. Le train d'impulsions de Trichel observé est représenté sur la figure (V.3).



*Fig.V.3 : Train d'impulsions de Trichel*

Les impulsions observées sont régulières de fréquence de répétition de l'ordre de la centaine du kHz. Elles ont une forme Gaussienne asymétrique à front de montée rapide. Avec ce dispositif, nous pouvons obtenir des impulsions dont la durée du front est de l'ordre de la dizaine de nanoseconde comme le montre la figure (V.4).



*Fig.V.4 : Impulsion de Trichel*

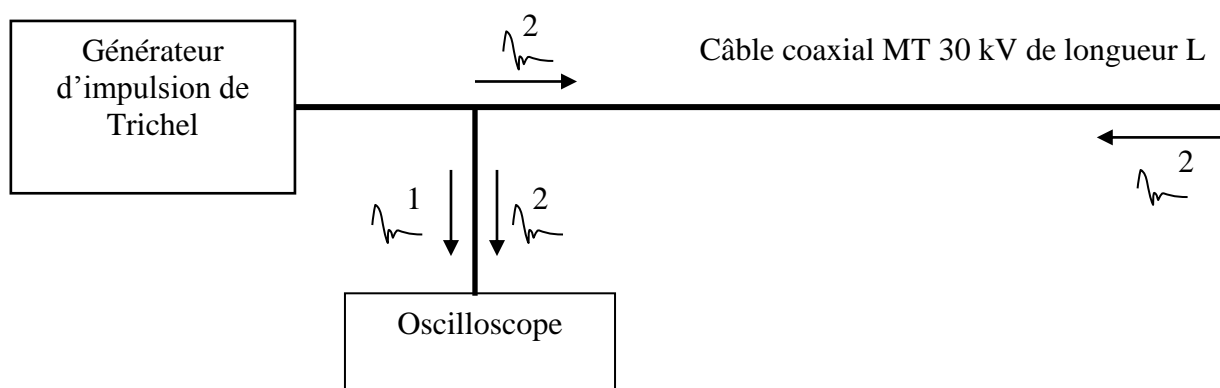
D'après Pecastaing [40], le front de montée de l'impulsion de Trichel dépend du rayon de courbure de la pointe, de la nature et de la pression du gaz entre les électrodes et de la largeur de bande de l'oscilloscope.

La valeur de la capacité  $C$  du câble de connexion et la valeur de la résistance  $R_f$  influencent la forme de l'impulsion. A partir d'une certaine longueur du câble, un autre paramètre entre en jeu à savoir son inductance  $L$ . les impulsions de tension présentent alors des oscillations.

Les données de l'impulsion sont enregistrées à l'aide d'un micro-ordinateur via une interface de l'oscilloscope TDS 1012.

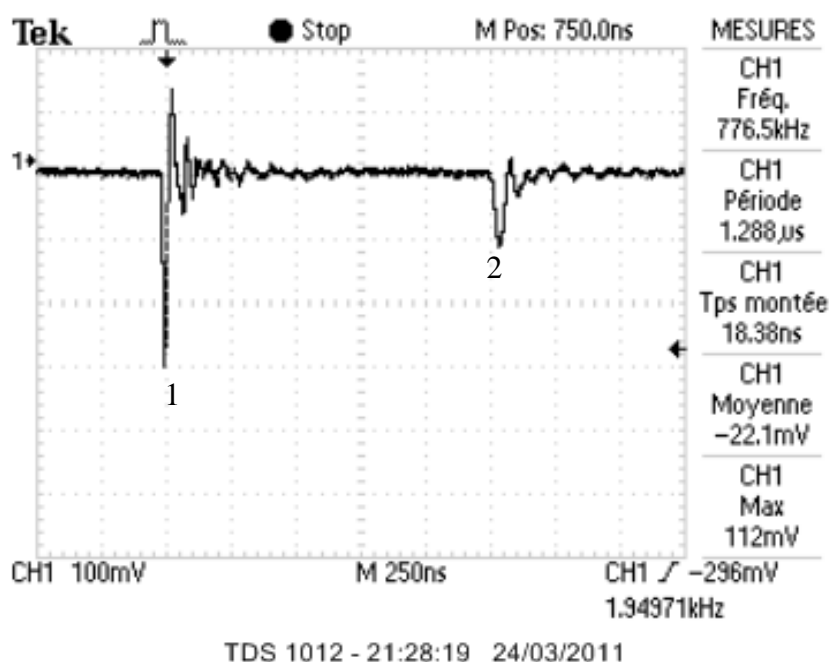
## V.2. Phénomène de réflexion d'ondes électromagnétiques dans les câbles coaxiaux

Le phénomène de réflexion d'ondes électromagnétiques est l'une des méthodes les plus utilisées actuellement dans la localisation de DP dans les câbles de transport d'énergie et d'autres sources de perturbation dans les câbles coaxiaux en général. Le but de cette section est d'étudier ce phénomène dans le câble de moyenne tension de 30 kV isolé au PRC. Le principe consiste à injecter une impulsion de Trichel à l'une des extrémités du câble et d'observer l'onde réfléchi par l'autre extrémité libre, figure V.5.



**Fig.V.5 :** Schéma de principe d'étude de la réflexion dans un câble coaxial

L'impulsion de Trichel est générée par le dispositif décrit précédemment. La figure V.6 montre l'évolution d'une impulsion de Trichel sur un échantillon de longueur  $l=130\text{m}$  :



**Fig.V.6 :** Résultat de réflexion dans un câble coaxial de longueur  $l=130m$

1 : Onde entrante directe à l'oscilloscope

2 : Onde entrante après réflexion au bout du câble

Nous remarquons que l'onde réfléchi (2) accuse un retard et subit un affaiblissement (atténuation) par rapport à l'onde (1) entrante directe. Plusieurs phénomènes sont responsables de l'atténuation de l'onde [42,44] . Citons l'effet de peau, associé à la résistance du conducteur de phase et de l'écran métallique ( $R_{1ph}$ ), qui augmente en fonction de la racine carrée de la fréquence et notamment les pertes diélectriques dans l'isolant aux hautes fréquences.

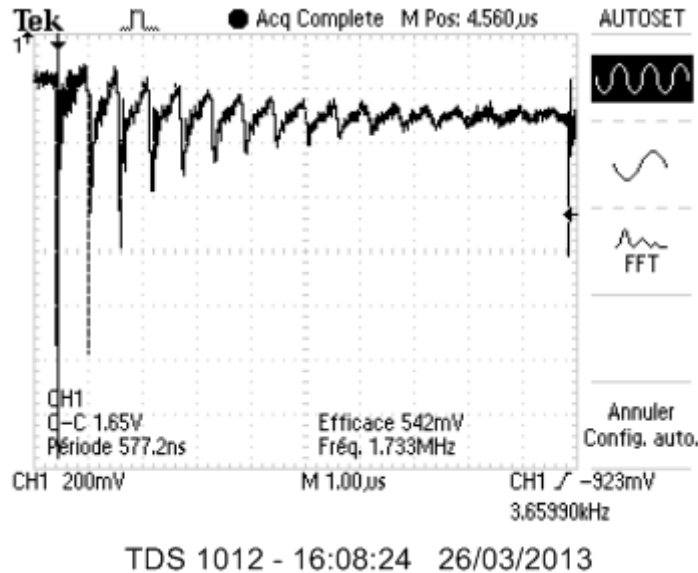
### V.3.Caractérisation du câble par la méthode de réflectométrie sous contrainte thermique

Cette partie du travail a pour but de mesurer les paramètres du câble coaxial sous contrainte thermique . Pour réaliser notre étude, nous avons procédé de la même façon que l'expérimentation précédente mais en faisant varier la température du câble chauffé préalablement (Fig.IV.2) . Pour avoir une bonne précision des mesure, nous avons utilisé pour chaque variation de température subite par le câble l'interface d'acquisition des données de l'oscilloscope pour stocker un maximum de données dans des fichiers texte. Nous avons utilisé des méthodes numériques pour traiter ces données. L'évaluation du retard  $\Delta t$  dû à la propagation de l'onde nous a permis de déterminer la vitesse de l'onde électromagnétique et



la permittivité relative de l'isolant. La mesure de l'amplitude de l'impulsion en fonction de la longueur du câble nous a permis de déterminer le facteur d'atténuation et la largeur de l'impulsion.

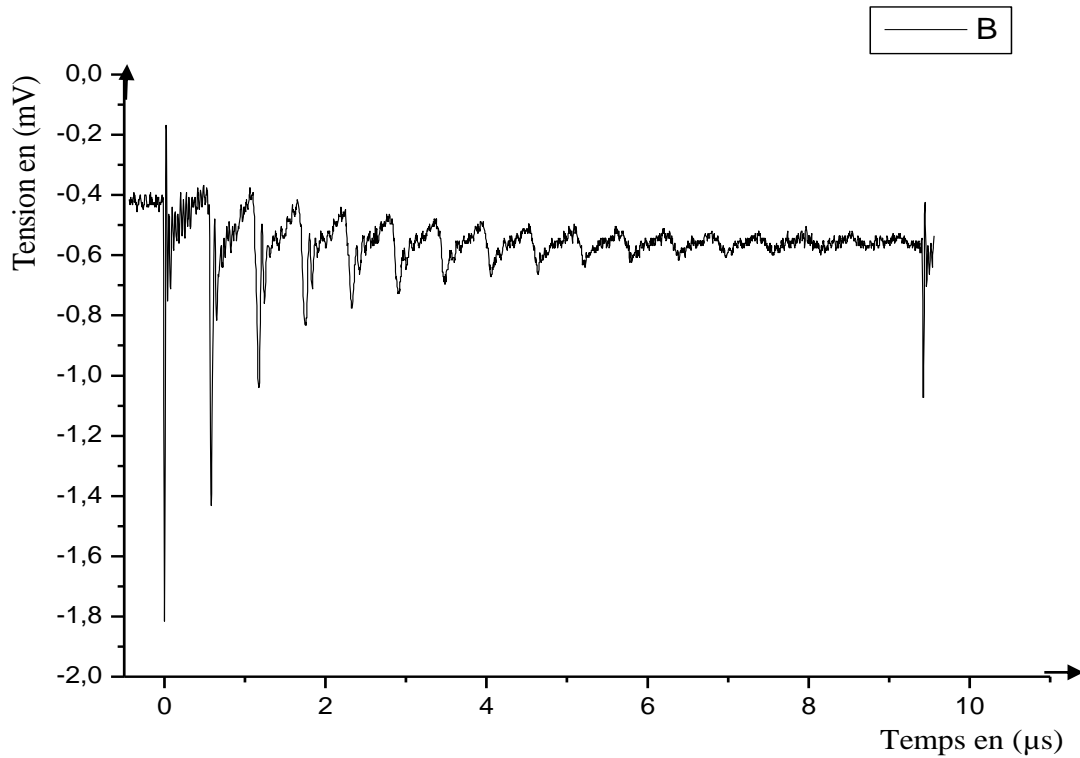
La Figure (V.7) représente l'allure d'une onde électromagnétique se propageant le long du câble à  $T=23^{\circ}\text{C}$ , prise par l'oscilloscope Tektronics TDS 1012.



**Fig.V.7 :** Courbe obtenue par l'expérimentation pour  $T=23^{\circ}\text{C}$

La figure montre donc une onde qui se propage d'une extrémité à l'autre du câble de longueur  $l = 50$  m par réflexion totale. La distance parcourue par l'onde avant son atténuation totale dans le câble est de 1500 m.

Après numérisation et traitement du signal reçu par le canal Ch1 à l'aide du logiciel Origin nous avons obtenu la figure (V.8).

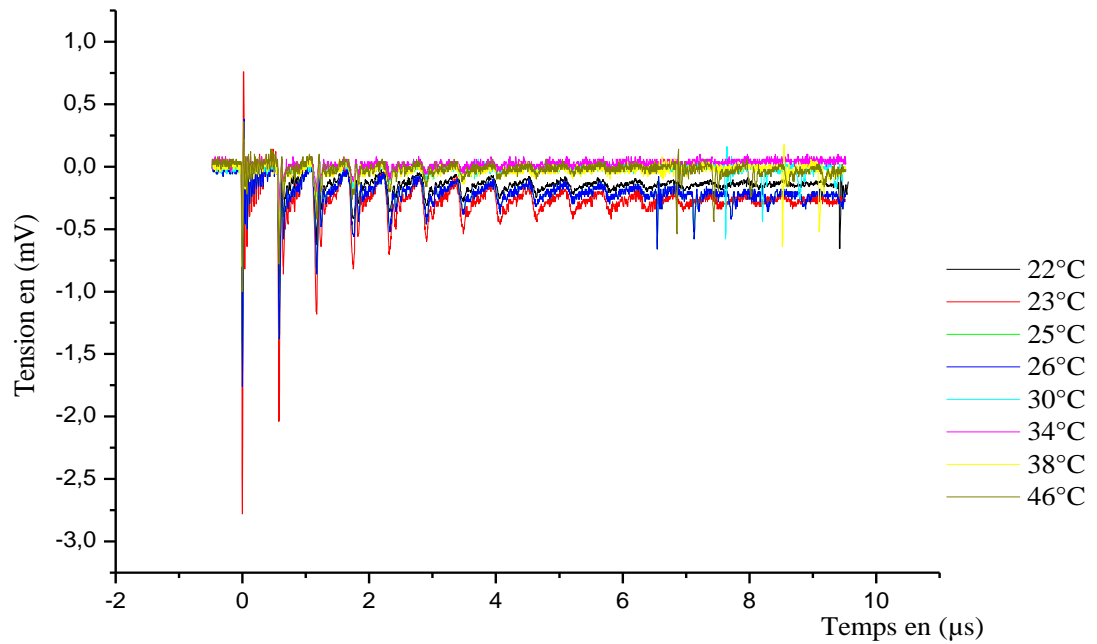


**Fig.V.8 :** Courbe du signal obtenue à l'aide du logiciel Origin sur le canal à 23°C (1)

Nous remarquons que l'onde s'atténue de façon exponentielle en se propageant le long du câble et que sa largeur de bande à la mi-amplitude augmente en fonction de la distance parcourue. A une température de 23°C et sur une distance de 1500 m environ le signal ne représente que 3 à 4 % de sa valeur initiale ( $x = 0$ ). Autrement dit, la largeur de bande tend à être linéaire.

La figure (V.9) représente l'ensemble des signaux à des températures variables après numérisation.

Nous remarquons que la distance de propagation diminue en fonction de la température.



*Fig.V.9 : l'ensemble des signaux en fonction de la température*

### V.3.1 Paramètres du câble.

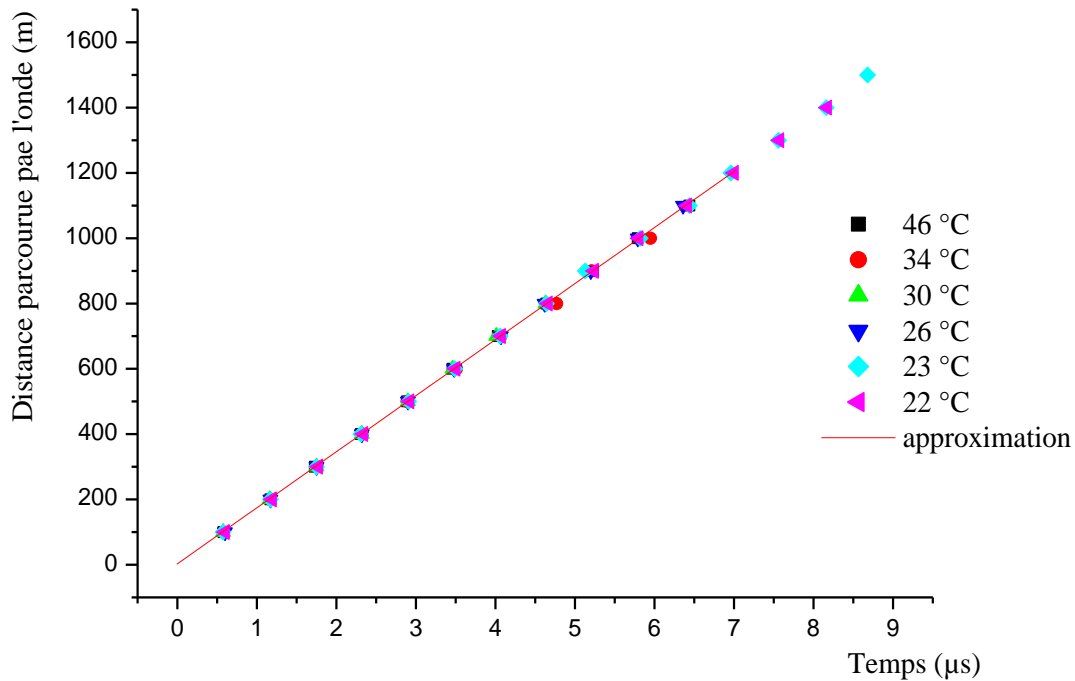
Le traitement des données de mesures nous ont permis également de déduire les paramètres importants de l'onde électromagnétique se propageant le long du câble.

#### ➤ Vitesse de propagation

La vitesse de propagation de l'onde est donnée par :

$$v = \frac{2l}{\Delta\tau} \quad (\text{m/s}) \quad (\text{V.1})$$

La figure (V.10) représente la distance parcourue par l'onde en fonction du temps.



**Fig.V.10 :** Distance parcourue par l'onde en fonction du temps sous contrainte thermique

Les courbes sont linéaires de la forme  $x=a.t$  et leurs pentes ( $a$ ) représente la vitesse de l'onde électromagnétique, nous observons que cette dernière est indépendante de la température ( $T$ ).

D'après le traitement des mesures que nous avons réalisé on obtient la valeur de la vitesse de l'onde électromagnétique :

$$v = 1,73.10^8 \text{ m/s}$$

#### ➤ Permittivité relative du diélectrique

La permittivité relative du diélectrique du câble est donnée par la relation :

$$\varepsilon_r = \frac{c^2}{v^2} \quad (\text{V.2})$$

Les mesures donnent :  $\varepsilon_r = 2.99$

#### ➤ Impédance caractéristique du câble

De l'expression (I.7) du paragraphe (I.4.3 en page 7) on obtient :

$$Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{R}{r_0} \quad (\text{V.3})$$

D'où :  $Z_c = 32\Omega$

### ➤ Facteur d'atténuation

L'amplitude relative  $A_r(\%)$  entre l'onde directe (1) et l'onde réfléchie (2), à fréquence constante, est une fonction exponentielle de la distance parcourue par l'onde en valeur relative [19] :

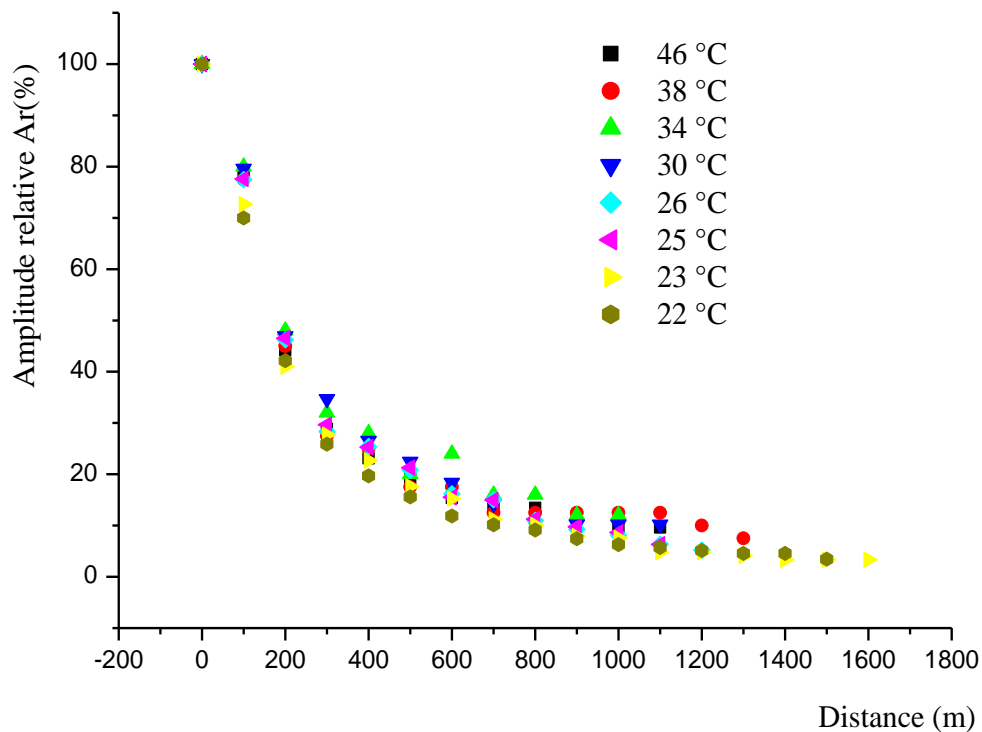
$$A_r(\%) = 100 \cdot \exp(-2\alpha\omega l) \quad (\text{V.4})$$

Nous avons effectué nos mesures à fréquence constante  $\omega = 1,7584 \cdot 10^8$  rd/s.

L'expression ci-dessous peut s'écrire sous la forme :

$$A_r(\%) = 100 \cdot \exp(-3.5168 \cdot 10^8 \cdot \alpha \cdot l) = 100 \exp\left(-\frac{l}{\tau}\right)$$

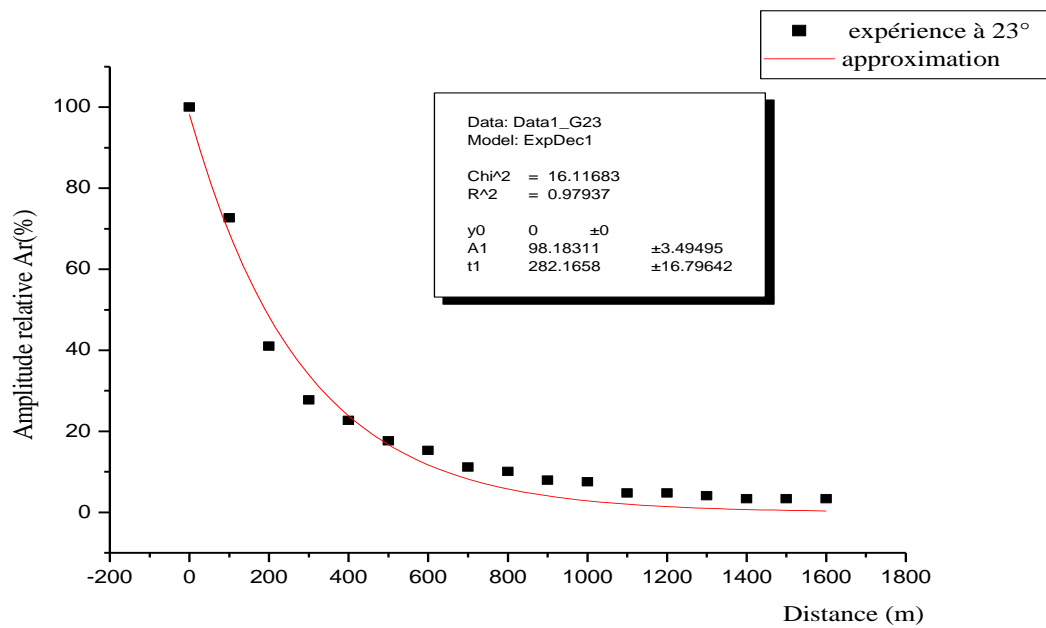
Avec  $\tau = \frac{1}{3.5168 \cdot 10^8 \cdot \alpha}$  (V.5)



**Fig.V.11** : Amplitude relative en fonction de la distance parcourue par l'onde et en fonction des différentes températures.

La figure V.11

La figure (V.12) représente l'amplitude relative en fonction de la distance parcourue par l'onde à une température de 23°C.



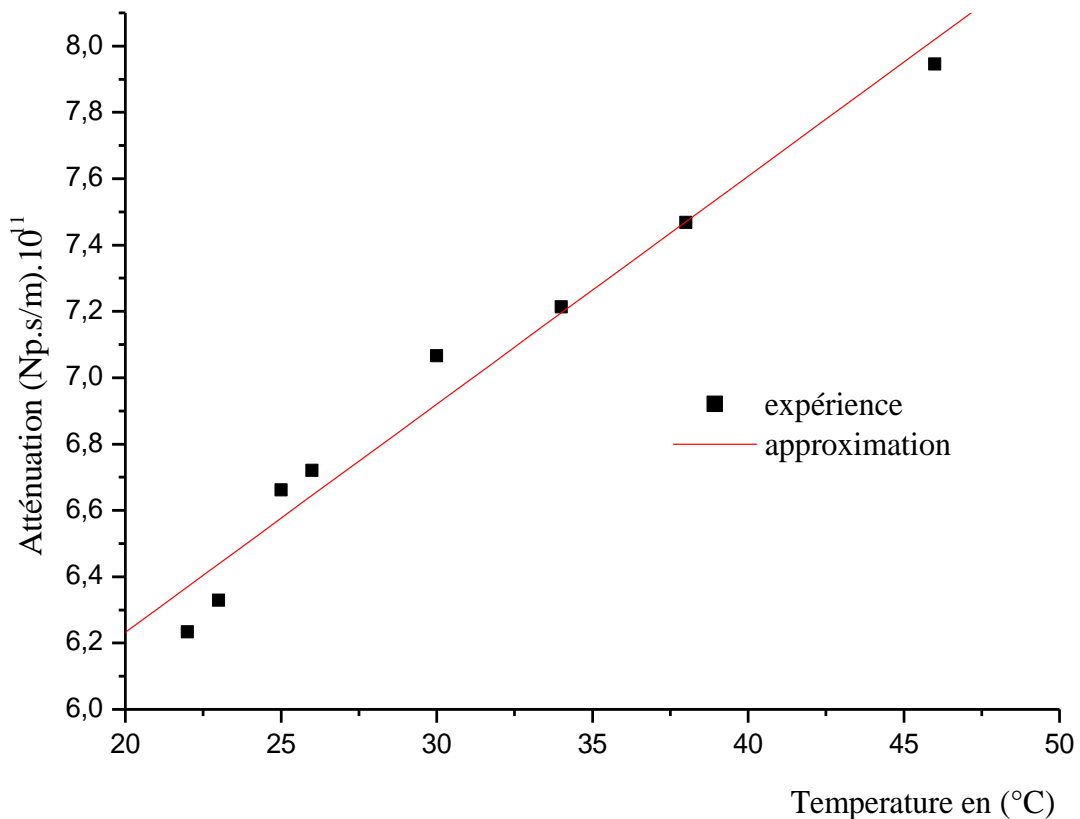
**Fig.V.12** : Amplitude relative en fonction de la distance parcourue par l'onde à  $T=23^\circ\text{C}$

L'amplitude relative  $A_r$  diminue avec la distance parcourue par l'onde. La loi de variation suit une loi exponentielle dont la constante d'atténuation est :  $\tau = 282.1658(\text{m})$ .

Par identification avec l'expression (IV.5) nous obtenons la valeur du coefficient d'atténuation :

$$\alpha = 6.2337 \cdot 10^{-12} \text{ Np.s/m}$$

➤ La figure (V.13) représente Facteur d'atténuation en fonction de la température.



**Fig.V.13** Facteur d'atténuation en fonction de la température.

On remarque que le facteur d'atténuation varie linéairement en fonction de la température, avec une pente positive :  $\alpha = A + B.T$

Après traitement des données on déduit :

$$\alpha = 4,8577.10^{-11} + 6,8751.10^{-13}.T \quad \text{Np.s/m} \quad (\text{V.6})$$

#### ➤ Largeur de bande $B(\omega)$

Lorsqu'une impulsion se propage le long d'un câble coaxial sa largeur de bande  $B(\omega)$  à la mi-amplitude augmente avec la distance parcourue. La figure (V.14) représente l'évolution de  $B(\omega)$  en fonction de la distance parcourue par l'onde sous contrainte thermique.

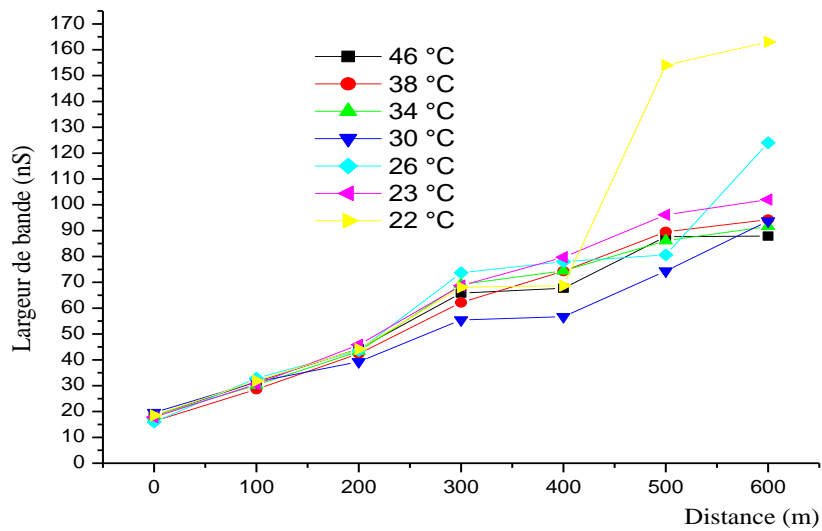


Fig.V.14. Largeur de bande en fonction de la distance parcourue par l'onde sous contrainte thermique.

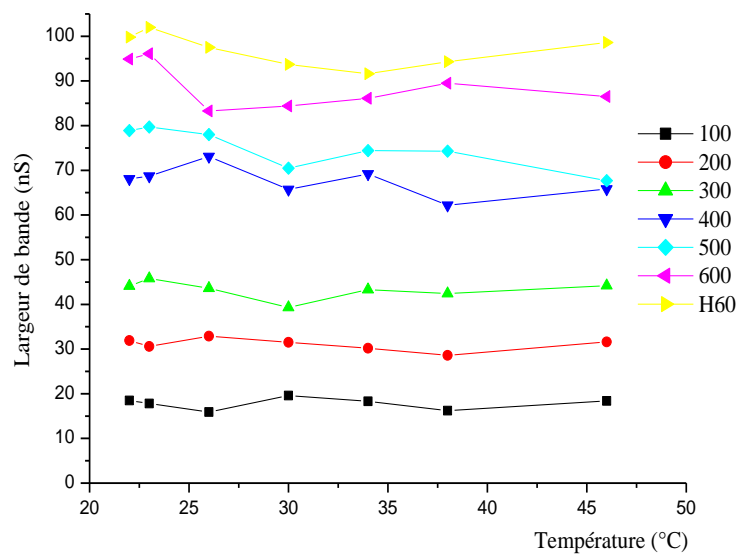


Fig.V.15. La largeur de bande en fonction de la température.

La figure (V.15) montre que la largeur de bande de l'onde électromagnétique est indépendante de la température du câble.



# **Conclusion générale**

## Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire nous a permis de comprendre les mécanismes des courants d'absorption et de résorption dans les diélectriques ainsi que le phénomène de propagation des ondes électromagnétiques, sous une contrainte thermique dans le câble de transport d'énergie électrique souterrain. Dans l'étude théorique nous avons rappelé les lois générales sur ces courants résiduels, sur les décharges partielles et sur les phénomènes de propagation. Le modèle théorique de propagation des impulsions de DP dans les câbles de transport d'énergie développé dans ce mémoire nous a permis de conclure sur les différents facteurs affectant sensiblement la détection de ces impulsions.

Nous avons présenté une étude expérimentale scindée en deux parties. Dans la première nous avons mesuré les courants d'absorption et de résorption afin d'évaluer les imperfections de l'isolation du câble sous une contrainte thermique. La deuxième partie est consacrée à l'étude du phénomène de propagation des ondes électromagnétiques sous une contrainte thermique afin de caractériser notre câble en vue de la détection des décharges partielles par la méthode de réflectométrie.

Au laboratoire nous avons pu mesurer les courants résiduels sous contrainte thermique en appliquant une tension constante de 198 V. Nous avons constaté que l'allure de ces courants suit la loi empirique classique de J. Curie pour l'échantillon du câble expérimenté.

En utilisant une technique de caractérisation basée sur le principe de la réflectométrie dans un câble unipolaire de transport d'énergie, sous une contrainte thermique, nous avons pu synthétiser une technique de caractérisation pour déterminer les caractéristiques électriques du câble à savoir :

- l'impédance caractéristique ;
- la permittivité relative du diélectrique ;
- la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique ;
- le facteur d'atténuation et la largeur de bande.

Dans les câbles de transport d'énergie nous pouvons localiser les décharges partielles par la méthode de réflectométrie. En effet, ces décharges émettent des ondes électromagnétiques se propageant le long du câble. Les signaux de ces décharges sont captés aux extrémités du câble et leur analyse permet de localiser ces décharges.

La constante d'atténuation du PRC déterminée par la méthode de réflectométrie est en bon accord avec les mesures données par d'autres auteurs. Ces mesures ont été réalisées en fonction de la contrainte thermique exercée sur le câble de 50 m. L'étude de l'atténuation du signal de décharges partielles en fonction de la fréquence est souhaitable afin de compléter ce travail.

# Références bibliographiques

## Références bibliographiques

- [1] Robert.Fornié, “ *Les isolants en électrotechnique concepts et théories*”, 1986 Eyrolles.
- [2] Diélectriques, Bases théoriques, Robert Fournie, revu et actualisé par Roland Coelho  
Technique d’ingénieur, D 2 300.
- [3] A.K.Jonscher, Diélectric relaxation in solids. Chelsea Diélectrics Press, 1983.
- [4] Diélectriques, Courants de conduction, Technique d’ingénieur, D 2 301.
- [5] J.Curie, Ann.Chim.Phys.T.6, n°18, 1889, p.203.
- [6] Câbles de transport d’énergie, Technologies. Caractéristiques, Technique d’ingénieur,  
D 4 520.
- [7] F.R.Schleif, “*Separation of absorption and leakage components in high voltage D-C  
insulation testing*”, 1958.
- [8] V.E. Manni, “*Evaluating motor ground insulation for improved operating reliability*”,  
1978.
- [9] M.v .d.Wielen, “*On-line Detection and Location of partial Discharges in Medium-  
voltage Power Cables*”, Thèse de doctorat, Technische Universiteit Eindhoven,  
2005.
- [10] A. K. Jonscher, *New Interpretation of Dielectric Loss Peaks, Nature*, Vol. 256, No. 14,  
pp. 566-568, 1975.
- [11] Y. Ségui, *Diélectriques – Courants de Conduction*, Techniques de l’Ingénieur Traité  
Génie Electrique, Article D 2301, 2000.
- [12] J. Densley : Ageing mechanisms and diagnostics for power cables - an overview. Electrical  
Insulation Magazine, IEEE, 17(1):14–22, 2001.
- [13] I. Gilbertson Oswald : *Electrical Cables for Power and Signal Transmission. Wiley-  
Interscience*, Apr 2000.
- [14] L. Niemeyer : *A generalized approach to partial discharge modeling. IEEE Transactions  
on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2(1):510–528, Aug 1995.

- [15] J.Veen, “*On line Signal Analysis of Partial Discharge in Medium-Voltage power cables*”, Thèse de doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, 2005.
- [16] Pol Pirotte : *Réseaux d'énergie électrique et environnement (effet de couronne et champs), une introduction*. Université de Liège, Sep 2001.
- [17] R.J. Van Brunt : *Stochastic properties of partial discharge phenomena*. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 26(1):902–948, Aug 1991.
- [18] S. Boggs et J. Densley : *Fundamentals of partial discharge in the context of field cable testing*. *IEEE Electrical Insulation Magazine*, 16(1):13–18, Sep 2000.
- [19] Laboratorio Ingegneria dei Materiali ed Alte Tensioni Limat : [www.limat.ing.unibo.it/didattica/mod\\_ing\\_mat/PD\\_2.pdf](http://www.limat.ing.unibo.it/didattica/mod_ing_mat/PD_2.pdf).
- [20] H. Orton : Power cable and wiring diagnostics. Presentation in UNSW, Sep 2005.
- [21] Hao Zhang : *Advanced techniques application of on-line partial discharge detection in power cable*. Thèse de doctorat, University of New South Wales, 2006.
- [22] X. Ma, C. Zhou et I.J. Kemp : *Interpretation of wavelet analysis and its application in partial discharge detection*. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 9(3):446–457, Jun 2002.
- [23] Nezar Ahmed et Nagu Srinivas : *On-line versus off-line partial discharge testing in power cables*. *IEEE/PES Transmission and Distribution Conference and Exposition*, 2:865–870, 2001.
- [24] M. de Nigris, G. Rizzi, F. Ombello, F. Puletti, A. Cavallini, G.C. Montanari et M. Conti : *Cable diagnosis based on defect location and characterization through partial discharge measurements*. CIGRE, paper 109, 2002.
- [25] E. Carminati, L. Cristaldi, M. Lazzaroni et A. Monti : *Partial discharge mechanism detection by neuro-fuzzy algorithms*. *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference IMTC/98*, 2:744–748, May 1998.
- [26] P. Morshuis : *Assessment of Dielectric Degradation by Ultrawide-band PD Detection*. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2(5): 744–760, Oct 1995.

- [27] Maria van derWielen : *On-line Detection and Location of Partial Discharges in Medium-Voltage Power Cables*. Thèse de doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, 2005
- [28] E. Gulski, F. Wester, W. Boone, N. Van Schaik, E.F. Steenis, E.R.S Groot, J. Pellis et B.J. Grotenhuis : *Knowledge rules support for CBM of distribution power cables CIGRE*, paper 104, 2002.
- [29] S. Brettschneider, E. Lemke, J.L. Hinkle et M. Schneider : *Recent field experience in PD assessment of power cables using oscillating voltage waveforms*. Conference Record of the 2002 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, 7(1):546–552, 2002.
- [30] T. Lebey : *Les décharges partielles dans le diagnostic des systèmes électriques*. J3eA, Journal sur l'enseignement des sciences et technologies de l'information et des systèmes, 4, Mars 2005.
- [31] F. H. Kreuger, « *Partial discharge detection in high voltage equipments* », Butterworth-Heinemann, 1990.
- [32] F.H. Kreuger, E.Gulski, A. Krivda, « *Classification of partial discharges* », IEEE Transaction on electrical Insulation, Vol.28, No.6, pp 917 – 931,1993.
- [33] D. König, Y. Narayana Kao, « *Partial discharges in electrical power apparatus* », VDE VERLAG, 1993.
- [34] Y. Segui, « *Diélectriques – Courant de conduction* », Techniques de l'Ingénieur, D2301, 2000.
- [35] Gavita Mugala: « *High frequency characteristics of medium voltage XLPE power cables* », Thèse de doctorat, Kungl Tekniska Hogskolan Electrical Engineering, Stockholm (Suede), 2005.
- [36] C.R.Paul, « *Analysis of multiconductor transmission lines* », John Wiley, New York, USA, 1994.
- [37] G. C. Stone, S. A. Boggs, Annual report of the conference on Electric Insulation and Dielectric phenomena, National Academy of Science, DC, pp 257-280, 1982.

- [38] N.Oussalah, “*Détection et analyse des décharges partielles dans le câble de transport de l’énergie électrique*”, Thèse de doctorat, Université A/Mira de Bejaia, Algérie, 2008.
- [39] Pierre.Lebas, “*diagnostic des câbles souterrains par détection de décharges partielles*” Ingénieur civil électro-mécanicien, Université de Liège, 2008.
- [40] L. Pecastaing, Thèse de doctorat, Université de Pau et des pays de l’Adour, 2005.
- [41] Sombel.Diaham, “*Etude du Comportement Sous Haute Température de Matériaux Polyimides en Vue de la Passivation de Composants de Puissance à Semi-conducteur Grand Gap*”, Thèse de doctorat de l’Université de Toulouse, 2007.
- [42] S.Roblot, “*Caractérisation des couplages électromagnétiques dans les réseaux filaires cuivre en vue d’optimiser les transmissions à haut débit*”, Thèse de doctorat, Université de Limoge, France, 2007.
- [43] N. Oussalah, Y. Zebboudj, S. A. Boggs, IEEE Trans on Dielectrics and Electrical insulation, Vol 14, pp 1264-1270, 2007.
- [44] C. Xu, L. Zhou, J. Y. Zhou, S. A. Boggs, IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol 21, N° 6, pp 24-28, 2005.



## Résumé

Les câbles électriques à écran peuvent être considérés comme des lignes de transport à pertes. Cependant lorsqu'une décharge partielle de courte durée se propage le long du câble elle subit une atténuation en haute fréquence, son amplitude et son énergie ainsi diminuent.

Ce travail a pour but de comprendre mieux ce phénomène par une étude expérimentale sur la propagation des impulsions brèves dans le câble unipolaire de 30 kV isolé au PRC. Les paramètres caractéristiques de l'impulsion de DP (amplitude, temps de montée et largeur d'impulsion). Ainsi que le facteur de qualité du PRC seront déterminés en fonction de la température interne du câble. Les essais sont réalisés au laboratoire sur un échantillon de 50 m de longueur.

Dans l'étude théorique nous avons rappelé les lois générales sur les courants résiduels, les généralités sur les décharges partielles et sur les phénomènes de propagation. Le modèle théorique de propagation des impulsions de DP dans les câbles de transport d'énergie présenté dans ce mémoire nous a permis de conclure sur les différents facteurs affectant sensiblement la détection de ces impulsions.

Notre partie expérimentale est scindée en deux parties. Dans la première nous avons mesuré les courants d'absorption et de résorption afin d'évaluer les imperfections de l'isolation du câble sous une contrainte thermique. La deuxième partie est consacrée à l'étude du phénomène de propagation des ondes électromagnétiques afin de caractériser notre câble. Sous une contrainte thermique, on a déterminé l'impédance caractéristique, la permittivité relative du diélectrique, la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique, le facteur d'atténuation et la largeur de bande en vue de la détection des décharges partielles par la méthode de réflectométrie.

## Abstract

The electric cables with screen can be regarded as lines of transport with losses. However, when a partial discharge of short duration is propagated along the cable it undergoes an attenuation in high frequency, its amplitude and its energy decrease.

The purpose of this work is to better include/understand this phenomenon by an experimental study on the propagation of the short impulses in the single-core cable of 30 Kv insulated with the PRC. Parameters characteristic of the impulse of PD (amplitude, time boarding and width of impulse). As well as the factor of quality of the PRC will be given according to the internal temperature of the cable. The tests are carried out at the laboratory on a 50 m length sample.

In the theoretical study we recalled the general laws on the residual currents, the general information on the partial discharges and the phenomena of propagation. The theoretical model of propagation of the impulses of PD in the cables of transport of energy presented in this memory enabled us to conclude on the various factors affecting detection of these impulses. Our experimental part is divided into two parts. In the first we measured the currents of absorption and resorption in order to evaluate the imperfections of the insulation of the cable under a thermal stress. The second part is devoted to the study of the phenomenon of propagation of the electromagnetic waves in order to characterize our cable. Under a thermal stress, we determined the characteristic impedance, the relative permittivity of dielectric, the propagation velocity of the electromagnetic wave, the attenuation factor and the band width for the detection of the partial discharges by the reflectometry method.

## ملخص

يمكن اعتبار الكابلات الكهربائية ذات شاشة خطوط نقل ذو خسائر. ومع ذلك، عندما تنتشر التصريفات الجزئية قصيرة المدى على طول الكابل تتعرض إلى تخفيفات في مجال الترددات العالية، والسعة والطاقة تنقصان. ويهدف هذا العمل إلى فهم أفضل لهذه الظاهرة من خلال دراسة تجريبية على بث نبضات قصيرة في كابل أحادي النواة 30 كيلو فولت معزولة بالبولي إيثيلين الشبكي كميائين (PRC). خصائص ومواصفات نبضة من التصريفات الجزئية (DP) (السعة، وقت الارتفاع والعرض نبضة) وكذلك سيتم تحديد عامل جودة PRC وفقاً لدرجة حرارة الداخلية للكابل. وسيتم إجراء الاختبارات في المختبر على عينة من 50 م طول. في الدراسة النظرية، أعدنا التذكير القوانين العامة لتيارات المتبقية، عمومية التصريف الجزئي وظاهرة الانتشار للتصريفات الجزئية. يسمح النموذج النظري لانتشار نبضة في الكابلات الكهربائية DP المقدمة في هذا النقل أطروحة إلى استنتاج العوامل المختلفة التي تؤثر بشكل كبير في الكشف عن هذه النبضات.

وتنقسم الدراسة التجريبية في هذا الجزء إلى قسمين. في أول قمتنا بقياس التيارات المتصلة لتقييم أوجه القصور في عزل الكابل تحت الإجهاد الحراري. ويخصص الجزء الثاني لدراسة ظاهرة انتشار الموجات الكهرومغناطيسية من أجل تمييز الكابل لدينا. تحت الإجهاد الحراري، تم تحديد خاصية مقاومة، السماحية النسبية للعازل، سرعة انتشار الموجة الكهرومغناطيسية، وعامل التوهين وعرض النطاق الترددي للكشف عن التفريغ الجزئي من خلال طريقة reflectometry