

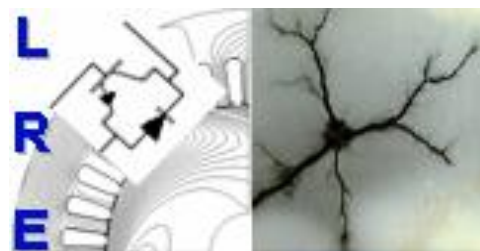
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

**Ecole Nationale Polytechnique**



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
Ecole Nationale Polytechnique



**Département d'ELECTROTECHNIQUE**

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme d'

**Ingénieur d'Etat en Electrotechnique**

Intitulé

**Modélisation analytique et numérique du vieillissement  
thermique des matériaux polymères**

Présenté par :

**Abdelmalek Akram SOLTANI**

Sous la direction de **Pr. Abdelouahab MEKHALDI**

Soutenu publiquement le 03/07/2019

**Membres du Jury**

Président :	A. BOUBAKEUR	Professeur	ENP
Rapporteur :	A. MEKHALDI	Professeur	ENP
Examineur :	M. TEGUAR	Professeur	ENP

**ENP 2019**

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique (LRE) - Ecole Nationale Polytechnique (ENP)

10, Avenue des Frères Oudek, Hassen Badi, BP. 182, 16200 El Harrach, Alger, Algérie



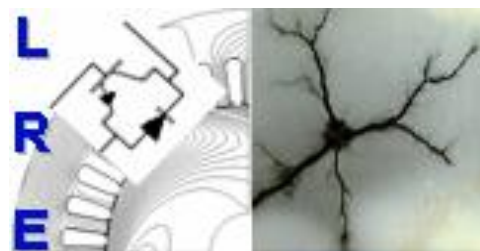
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

**Ecole Nationale Polytechnique**



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
Ecole Nationale Polytechnique



**Département d'ELECTROTECHNIQUE**

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme d'

**Ingénieur d'Etat en Electrotechnique**

Intitulé

**Modélisation analytique et numérique du vieillissement  
thermique des matériaux polymères**

Présenté par :

**Abdelmalek Akram SOLTANI**

Sous la direction de **Pr. Abdelouahab MEKHALDI**

Soutenu publiquement le 03/07/2019

**Membres du Jury**

Président :	A. BOUBAKEUR	Professeur	ENP
Rapporteur :	A. MEKHALDI	Professeur	ENP
Examineur :	M. TEGUAR	Professeur	ENP

**ENP 2019**

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique (LRE) - Ecole Nationale Polytechnique (ENP)

10, Avenue des Frères Oudek, Hassen Badi, BP. 182, 16200 El Harrach, Alger, Algérie

## Dédicace

*A ma mère et mon père.*

*Abdelmalek Akram SOLTANI*

## **Remerciements**

Je voudrais dans un premier temps remercier, mon directeur de mémoire Monsieur A.MEKHALDI, professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique à Alger, pour sa patience, sa disponibilité et surtout ses judicieux conseils, qui ont contribué à alimenter ma réflexion.

Je tiens à remercier Monsieur A.BOUBAKEUR, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail en tant que président de jury.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Monsieur M.TEGUAR, professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, pour son soutien, et pour l'honneur d'accepter de juger ce travail.

Je tiens finalement à témoigner toute ma reconnaissance à mes chers parents, pour leur soutien constant et leurs encouragements.

## ملخص

يتناول هذا العمل نموذج نظري للخصائص الكهربائية للمواد المستعملة كعوازل في كوابل نقل الكهرباء ذات التوتر المتوسط و العالي تحت تأثير درجة الحرارة و زمن التعرض للمؤثرات الحرارية و الكهربائية. النتائج المتحصل عليها تمت مقارنتها بنتائج تجريبية متحصل عليها في أطروحة أخرى و نلاحظ أنها تتوافق، خصوصا من حيث طريقة التغير.

**كلمات مفتاحية:** نموذج – نظري – حسابي – مؤثرات كهربائية و حرارية – خصائص كهربائية – COMSOL.

## Abstract

The aim of this work is to study the analytical, as well as numerical modelling of the behavior of electrical properties of polymers used in medium and high voltage cable insulation under thermal stress, with regard to temperature and thermal ageing.

The modelling results are then compared with those obtained experimentally by L. Boukezzi in his work on the thermal ageing of polymer insulated cables. A good coherence is found between them, particularly concerning their evolution.

**Index terms:** modelling – analytical – theoretical – numerical – COMSOL – electrical and thermal stresses - thermal ageing – electrical properties.

## Résumé

Le but de ce travail est de faire une modélisation analytique et une étude numérique de la variation des propriétés électriques des polymères utilisés dans l'isolation des câbles électriques de moyenne et de haute tension sous vieillissement thermique, en fonction de la température et du temps de vieillissement.

Les résultats obtenus par la modélisation ont été comparés avec ceux déjà obtenus expérimentalement par L.Boukezzi dans son travail sur le vieillissement thermique des polymères. Une bonne concordance a été trouvée entre les deux, en particulier concernant leur évolution.

**Mots clés :** modélisation – analytique – numérique – COMSOL – contraintes électrique et thermique – vieillissement thermique – propriétés électriques.

# **Table des matières :**

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction générale.....	12
<b><u>Chapitre I :</u></b> Matériaux isolants polymères .....	14
I.1 - Introduction.....	15
I.2 - Structure d'un câble haute tension .....	15
I.3 - Polymères utilisés dans les câbles à haute tension.....	15
I.3.1 - Polyéthylène : .....	16
I.3.2 - Polyéthylène réticulé chimiquement (PRC).....	17
I.3.3 - Polychlorure de vinyle (PVC) .....	18
I.3.4 - Ethylène Propylène Diène Monomère (EPDM) .....	19
I.4 – Facteurs influençant sur les propriétés diélectriques des polymères.....	20
I.5 – Mécanismes de rupture dans les polymères .....	21
I.5.1. Mécanisme de rupture à court terme .....	21
I.5.2. Mécanisme de rupture à long terme .....	23
I.6 – Vieillissement des polymères .....	23
I.6.1. Le vieillissement thermique .....	24
I.6.2. Le vieillissement électrique .....	25
I.6.2. Le vieillissement électrochimique .....	25
I.7 – Influence du vieillissement thermique sur les propriétés de l'isolant .....	26
<b><u>Chapitre II :</u></b> Modèles de vieillissement .....	28
II.1 - Introduction.....	29
II.2. Modèles classiques.....	29
II.2.1 – Loi d'Arrhenius .....	29
II.2.2 – Loi de puissance inverse .....	31
II.2.3 – Loi d'Eyring .....	33
II.3 – Approches plus récentes.....	33
II.3.1. Approche cinétique (Zhurkov) .....	33
II.3.2. Approche électromécanique (Lewis) .....	34
II.3.3. Approche thermodynamique (Crine) .....	37
II.3.4. Approche thermoélectrique (Dissado-Mazzanti-Montanari – DMM) .....	40
<b><u>Chapitre III :</u></b> Modélisation du vieillissement thermoélectrique .....	45
III.1 – Propriétés électriques.....	46
III.1.1. Permittivité diélectrique.....	46

III.1.2. Résistivité électrique.....	48
III.1.3. Conductivité électrique.....	48
III.1.4. Facteur de pertes diélectriques.....	49
III.2 – Modélisation analytique.....	50
III.2.1. Calcul de la contrainte électrique (Distribution du champ électrique E).....	52
III.2.2. Calcul de la contrainte thermique (Distribution de température T).....	53
III.2.2.1. Distribution de température dans l'âme conductrice.....	54
III.2.2.2. Distribution de température dans l'isolant .....	56
III.3 – Modélisation numérique .....	61
III.3.1. Modélisation numérique d'un isolant sans défauts.....	61
III.3.2. Modélisation numérique d'un isolant en présence d'une vacuole d'air .....	65
III.3.3 Méthode des éléments finis (2D) .....	66
III.4 – Résultats et interprétations.....	70
III.4.1. Résultats analytiques.....	71
III.4.2. Résultats numériques (sans défauts) .....	74
III.4.3. Influence de la présence d'une vacuole d'air sur le champ électrique .....	80
Conclusion générale .....	82
Références bibliographiques .....	83



## Liste des figures :

Fig. I.1 - Structure d'un câble de haute tension unipolaire .....	15
Fig. I.2 - Molécule d'éthylène .....	16
Fig. I.3 - Molécule de polyéthylène ramifiée .....	16
Fig. I.4 - Structure moléculaire du PRC .....	17
Fig. I.5 - Schéma de réticulation de polyéthylène avec un faisceau d'électrons.....	17
Fig. I.6 - Chlorure de vinyle .....	18
Fig. I.7 - Structure de l'EPDM.....	19
Fig. I.8 - Claquage par arborescence.....	23
Fig. I.9 - Variation d'une propriété P en fonction du temps de vieillissement pour différentes valeurs d'une contrainte C.....	24
Fig. I.10 - Variation de la résistivité transversale en fonction de la température.....	26
Fig. I.11- Variation de la permittivité relative en fonction de la température.....	27
Fig. I.12- Variation du facteur de pertes diélectriques en fonction de la température .....	27
Fig. II.1- Modèle d'Arrhenius (énergie d'activation).....	29
Fig. II.2 - Résultats expérimentaux pour la viscosité, en échelle logarithmique, de différents liquides possédant un comportement visqueux, en fonction de la température réduite $T_g/T$ .....	30
Fig. II.3 - Schéma de distorsions de liaisons chimiques induisant la présence d'un dilaton ...	34
Fig. II.4 - Phases cristallines en lamelles et amorphes du polyéthylène .....	35
Fig. II.5 - Contrainte de cohésion en fonction de la distance entre chaînes inter lamellaires ..	36
Fig. II.6 - Propagation d'une fissure et formation de cavités sous contrainte mécanique.....	36
Fig. III.1 - Circuit équivalent d'un diélectrique .....	46
Fig. III.2 - Variation de la polarisation diélectrique en fonction du temps .....	47
Fig. III.3 - Représentation schématique d'un câble HT .....	51
Fig. III.4 - Coupe transversale du câble HT .....	51
Fig. III.5 - Distribution du champ électrique $E(r_1)$ dans un câble HT .....	53
Fig. III.6 - Directions des chaleurs à travers le câble HT.....	54
Fig. III.7 - Distribution de la température dans l'isolant en fonction du rayon .....	58
Fig. III.8 - Isolation d'un câble en présence d'une vacuole .....	65
Fig. III.9 - Section droite du condensateur.....	66
Fig. III.10 – Domaine réduit du condensateur .....	67
Fig. III.11- Maillage du domaine d'étude .....	68

Fig. III.12- Variation de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement (Analytique) .....	71
Fig. III.13- Variation de la résistivité transversale en fonction de la température (Analytique) .....	72
Fig. III.14- Variation du facteur de pertes en fonction de la température (Analytique) .....	72
Fig. III.15- Variation de la permittivité relative en fonction de la température (Analytique)..	73
Fig. III.16 - Distribution du potentiel dans le câble (Simulé) .....	74
Fig. III.17 - Variation du potentiel électrique en fonction de la distance à partir du milieu du câble (numérique).....	74
Fig. III.18 - Variation de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement (numérique) .....	75
Fig. III.19 - Variation de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement (numérique) .....	76
Fig. III.20 - Variation du facteur de pertes en fonction de la température (numérique) .....	76
Fig. III.21 - Variation de la permittivité relative en fonction de la température (numérique) .	77
Fig. III.22 - Variations de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement (Comparaison).....	78
Fig. III.23 - Variation de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement (Comparaison).....	79
Fig. III.24 - Variation du facteur de pertes en fonction de la température (Comparaison).....	79
Fig. III.25 - Variation de la permittivité relative en fonction de la température (Comparaison) .....	80
Fig. III.26 - Distribution du champ électrique à travers la vacuole d'air.....	80
Fig. III.27 - Distribution du champ électrique autour de la vacuole d'air.....	81

## **Liste des tableaux :**

Tableau. III.1 - Position et potentiel électrique de chaque nœud du domaine d'étude du condensateur après maillage.....	68
---	----

## Liste des abréviations :

**E** : le champ appliqué au diélectrique.

**D** : vecteur de déplacement électrique

**E<sub>m</sub>** : le champ appliqué au diélectrique.

**ε<sub>r</sub>** : permittivité relative du matériau

**ε<sub>0</sub>** : permittivité absolue

**ρ<sub>t</sub>** : résistivité transversale

**tgδ** : facteur de pertes diélectriques

**RT** : résistance à la traction

**A%** : allongement à la rupture

**P'<sub>diel</sub>** : pertes diélectriques par relaxation

**T** : la température appliquée au diélectrique.

**C<sub>v</sub>** : chaleur spécifique de l'isolant

**λ** : conductivité thermique du diélectrique

**ω** : pulsation électrique

**δ** : conductivité électrique du matériau.

**δ<sub>0</sub>** : conductivité électrique à la température 0°C.

**m** : constante de Montsinger

**n** : coefficient d'endurance

**E<sub>a</sub>** : énergie d'activation du matériau.

**L** : durée de vie de l'isolation

**K** : la constante de Boltzmann.

**h** : la constante de Planck

**f** : densité de forces d'électrostriction causée par l'augmentation de la permittivité

**t** : temps d'application d'une contrainte

**S** : effort appliqué

**ΔG** : énergie libre de Gibbs

**ΔG#** : variation de l'énergie libre de Gibbs

**ΔH** : enthalpie libre de l'isolant.

**ΔH#** : variation d'enthalpie

**ΔS** : entropie libre de l'isolant.

**ΔS#** : variation d'entropie

**β** : coefficient de compressibilité isotherme

**α** : coefficient de dilatation thermique

$V_m$  : volume molaire du polymère

$\lambda_{\max}$  : déformation de la chaîne moléculaire

$e$  : charge d'un électron

$E_{\text{cohésion}}$  : énergie de cohésion du polymère

$W$  : travail de déformation exercé sur le polymère

$K_1$  et  $K_2$  : constantes de vitesse de la réaction réversible dans le sens 1 et le sens 2

$\alpha_E$  : coefficient d'électrostriction

$\delta\Psi_1$  : dissipation mécanique

$\delta\Psi_2$  : dissipation thermique

$I$  : intensité du courant (A)

$R$  : rayon extérieur du câble

$r_0$  : rayon de l'âme conductrice

$d$  : densité du matériau

$C_p$  : capacité de chaleur spécifique

$A_c$  : aire (de la coupe transversale) du conducteur

## Introduction générale

On utilise les câbles électriques, souvent souterrains, pour le transport de l'énergie électrique, et vu la demande croissante de cette énergie, on cherche toujours à améliorer la qualité de ces câbles face aux nouvelles contraintes.

Les scientifiques cherchent toujours à concevoir des matériaux qui peuvent être adaptés aux conditions de service auxquelles les câbles sont soumis. Cependant, on n'arrive toujours pas à faire une modélisation globale des contraintes électriques et thermiques et leurs effets sur les câbles.

Lors de l'introduction de l'isolation synthétique dans les câbles électriques, ces derniers ont présenté de très bons avantages sur les plans technique et économique. Il possède de bonnes propriétés électriques et mécaniques et une durée de vie meilleure par rapport aux autres types d'isolation.

Le polyéthylène, commercialisé dans les années 1940, a été très largement utilisé dans le transport de l'énergie, généralement en moyenne et haute tension. Il a présenté une excellente rigidité diélectrique et de faibles pertes. Cependant, son mauvais comportement thermique dans les hautes températures, surtout avec le développement de nouvelles technologies qui permettent d'aller pour le transport de l'énergie électrique jusqu'à plus de 500 kV, a limité son utilisation.

Pour surmonter ce problème, on a introduit la méthode de réticulation chimique, d'où le Polyéthylène réticulé chimiquement. Il est apparu dans les années 1950, mais sa première application à grande échelle n'a été effectuée qu'en 1967 lorsque le Japon a installé son premier câble de 110 kV isolé en PRC.

Par rapport au polyéthylène, malgré ses bonnes propriétés électriques, le PRC présentait des propriétés électriques et mécaniques améliorées ainsi qu'un meilleur comportement thermique même dans les hautes tensions.

Au cours du temps, d'autres produits ont été développés, vu qu'on veut toujours concevoir des matériaux qui peuvent, non seulement résister aux hautes températures et aux champs électriques intenses, mais qui peuvent aussi supporter ces contraintes pendant de longues durées, sans qu'il y ait de défaillance

Parmi les isolants développés, il y a l'EPDM (Ethylène propylène diène monomère), le PVC (Polyvinyle chloride), etc., qui ont présenté aussi de bonnes propriétés électriques et mécaniques et un bon comportement pour les températures élevées.

Afin d'établir un modèle global de vieillissement, plusieurs études ont été réalisées, et plusieurs approches ont été faites. Donc afin de mettre en évidence les phénomènes qui surviennent lors

de la dégradation des matériaux polymères utilisés dans l'isolation, nous nous sommes intéressés aussi à étudier le vieillissement et son influence sur les propriétés électriques en particulier.

Le chapitre I est une présentation de quelques principaux polymères utilisés dans l'isolation des câbles électriques (PE, PRC, PVC et EPDM) et les processus qui interviennent au cours du vieillissement thermique et électrique.

Le deuxième chapitre est une synthèse bibliographique qui contient les modèles de vieillissement classiques ainsi que les nouvelles approches les plus connues et les plus efficaces. Le troisième (et dernier) chapitre commence par une introduction des propriétés électriques, puis une modélisation analytique ainsi qu'une étude numérique (en utilisant le logiciel COMSOL) de l'effet du vieillissement thermique sur les propriétés électriques du PRC. Des interprétations des résultats obtenus sont présentées et une comparaison de ces résultats avec les résultats expérimentaux obtenus dans le travail de L. Boukezzi [4] a été aussi effectuée.

Finalement, nous terminons ce travail par une conclusion générale

# **CHAPITRE 1**

*Matériaux isolants polymères*



## **I.1 - Introduction :**

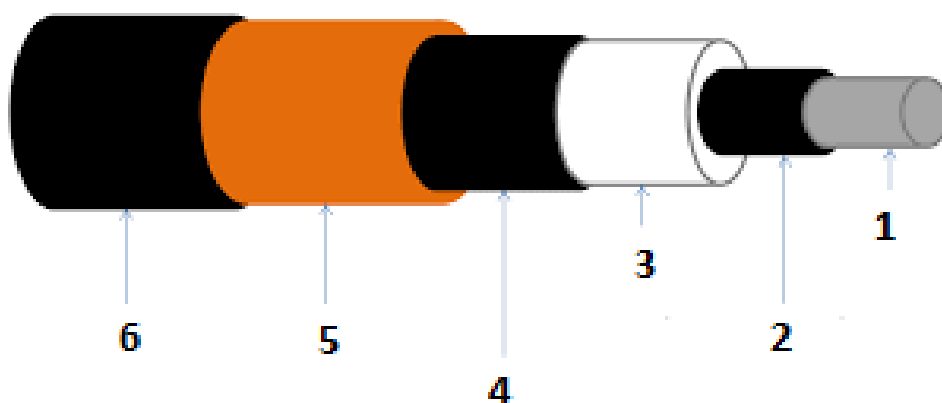
Les matériaux diélectriques utilisés dans l'isolation des câbles électriques aujourd'hui sont très divers et nombreux. On peut les classer selon différents critères, tel que l'origine (soit naturelle ou artificielle), leur état physique (solide, liquide ou gazeux) ...

L'isolation classique des câbles électriques (papier imprégné d'huile) est progressivement remplacée par les matériaux polymères, notamment les polymères extrudés car ils possèdent de très bonnes propriétés diélectriques. [1]

## **I.2 - Structure d'un câble haute tension :**

Un câble électrique unipolaire est composé généralement de (Fig 1.1) :

- Une âme conductrice (généralement en Cuivre ou en Aluminium) (Fig 1.1 - 1)
- Couche semi-conductrice interne (Fig 1.1 - 2)
- Couche isolante (en polyéthylène, PRC, etc.) (Fig 1.1 - 3)
- Couche semi-conductrice externe (Fig 1.1 - 4)
- Ruban en cuivre (Fig 1.1 - 5)
- Gaine extérieure de protection (aussi en matériau polymère) (Fig 1.1 - 6)



*Fig. I.1 - Structure d'un câble de haute tension unipolaire*

## **I.3 - Polymères utilisés dans les câbles à haute tension :**

La polymérisation est la capacité des molécules simples (sous certaines conditions chimiques et physiques) de se réunir pour former des molécules plus complexes. La molécule de base (qui se répète) est appelée « monomère », et la molécule résultante est appelée « polymère ».

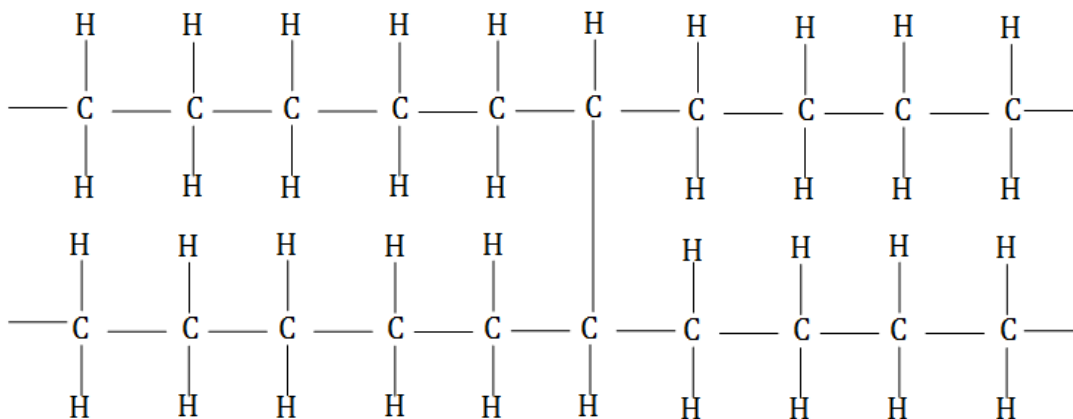
On distingue essentiellement deux types de matériaux polymères :

- Polymères thermoplastiques
- Polymères réticulés.



### I.3.2 - Polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) :

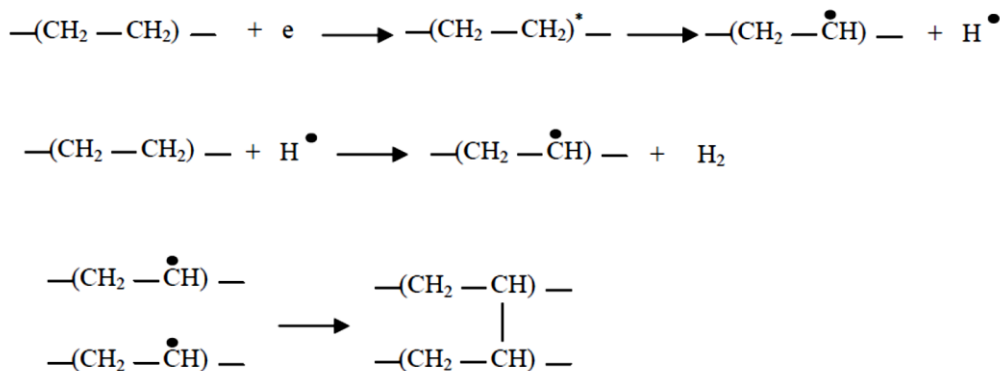
Malgré que le PEBD présente de bonnes propriétés électriques, son comportement thermoplastique et sa mauvaise tenue dans les applications à haute température ont limité son utilisation, ce qui nécessitait un matériau remplaçant, d'où le développement du polyéthylène réticulé chimiquement (PRC).



*Fig. I.4 - Structure moléculaire du PRC*

Différentes méthodes sont utilisées pour la réticulation, on cite :

- a. Réticulation par irradiation : cette méthode (développée dans les années 1950) utilise les rayons Beta (faisceaux d'électrons) ou Gamma. [5]



*Fig. I.5 - Schéma de réticulation de polyéthylène avec un faisceau d'électrons [6]*

- b. Réticulation au Silane : Dans cette méthode on utilise les organofonctionnels silanes non saturés. Elle se fait en trois étapes : greffage, hydrolyse et condensation [4].

### Avantages et inconvénients du PRC :

#### Avantages :

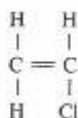
- Rigidité diélectrique élevée ;
- Les pertes diélectriques sont très faibles et presque indépendantes de la température ;
- Très bonne conductivité thermique ;
- Résistance d'isolement forte ;
- Température de fonctionnement élevée (90°C en service normal) ;
- Très bonne tenue en court-circuit.
- Très bonne étanchéité à l'eau ;

#### Inconvénients :

- Teneur en eau importante : contrairement au PE qui a une teneur en eau d'environ 10 ppm, le PRC présente une quantité d'eau admise maximale d'environ 100ppm.
- Filtrage plus difficile : lors de sa fabrication, on doit faire un bon filtrage afin d'éviter qu'il y ait des impuretés et des inclusions [6].

### I.3.3 - Polychlorure de vinyle (PVC) :

Le polychlorure de vinyle (PVC) est un matériau utilisé dans les gaines extérieures dans les câbles électriques. On l'obtient par la polymérisation du monomère chlorure de vinyle (Fig. 1.6). Dû à la disposition aléatoire des atomes de chlores (diamètre plus grand que celui des atomes H), qui empêche la formation des zones cristallines, ce qui fait que le PVC est cassant, en d'autres termes le PVC est un produit amorphe (on peut ajouter des produits auxiliaires pour éviter ce problème) [8].



*Fig. 1.6 - Chlorure de vinyle*

Le PVC est aussi instable dans la chaleur et la lumière, ce qui nécessite l'ajout de certains adjuvants. On ajoute généralement un stabilisant (ex : stéarate de plomb) pour améliorer sa résistance contre la chaleur et la lumière et afin d'éviter le dégagement de l'acide chlorhydrique qui cause la dégradation thermique.

La température de transition vitreuse  $T_v$  du PVC est située entre 75 °C et 80 °C, ce qui est mauvais, donc on utilise ce qu'on appelle « plastifiants », des produits qui servent à réduire  $T_v$  jusqu'à 10 °C en diminuant l'intensité des liaisons dipolaires entre les chaînes voisines [9].

### Caractéristiques diélectriques du PVC [16] :

#### Rigidité diélectrique :

$E = 37\text{kV/mm}$ , pour une éprouvette de 3 mm d'épaisseur à 20°C.

#### Facteur de dissipation :

$\text{tg}\delta$  (à 50 Hz) = 0.015 à 20°C.

#### Permittivité relative :

$\epsilon_r$  (à 50 Hz) = 3.4 à 20°C.

#### Résistivité transversale :

$\rho_t = 10^{16} \Omega\cdot\text{cm}$  à 20°C pour les produits non plastifiés.

$\rho_t = 10^{10}$  à  $10^{15} \Omega\cdot\text{cm}$  à 20°C pour les produits plastifiés.

### Caractéristiques mécaniques du PVC [16] :

#### Résistance à la traction :

$RT = 5.5 - 6 \text{ N/mm}^2$

#### Allongement à la rupture :

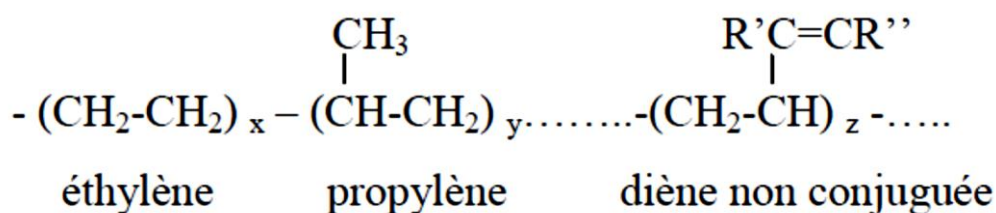
$A\% = 100\%$  pour les produits non plastifiés.

$A\% = 200 - 400 \%$  pour les produits plastifiés.

(Au-delà d'environ 150 °C, le PVC perd ses propriétés mécaniques.)

### I.3.4 - Ethylène Propylène Diène Monomère (EPDM) :

L'EPDM est un élastomère artificiel qui peut être utilisé dans plusieurs applications, spécialement dans l'isolation des câbles de haute tension. Il est produit à partir de l'éthylène, propylène et le diène non conjugué [10]. La structure varie en fonction du rapport éthylène/propylène, la nature et la tenue du diène, sa masse moléculaire et sa structure moléculaire (Fig. 1.7).



*Fig. I.7 - Structure de l'EPDM*

L'EPDM présente de très bonnes propriétés diélectriques, mécaniques physiques et chimiques face aux contraintes :

**Caractéristiques diélectriques de l'EPDM [11,12,13,14] :**

Résistivité transversale :

$$\rho_t = 10^{12} - 10^{15} \Omega.cm$$

Permittivité relative :

$$\epsilon_r = 3 \text{ à } 20^\circ\text{C}$$

$$\epsilon_r = 3.67 \text{ à } 90^\circ\text{C}$$

Facteur de dissipation :

$$\text{tg}\delta_{\max} = 20.10^{-3} \text{ à } 20^\circ\text{C}$$

$$\text{tg}\delta_{\max} = 40.10^{-3} \text{ à } 90^\circ\text{C}$$

Rigidité diélectrique :

$$E = 20 - 35 \text{ kV/mm}$$

**Caractéristiques mécaniques de l'EPDM [12,14] :**

Résistance à la traction :

$$RT = 5 - 15 \text{ N/mm}^2$$

$$RT_{\min} = 4,2 \text{ N/mm}^2 \text{ à } 20^\circ\text{C}$$

Allongement à la rupture :

$$A\% = 300 \text{ à } 700\%$$

$$A\%_{\min} = 200\% \text{ à } 20^\circ\text{C}$$

**I.4 – Facteurs influençant sur les propriétés diélectriques des polymères :**

Tous les matériaux polymères utilisés dans l'isolation des câbles présentent une bonne rigidité diélectrique et de bonnes propriétés, cependant, ces qualités peuvent être influencées par différents facteurs, parmi lesquels on cite [15] :

a. Présence d'inclusions solides :

Il peut y avoir des impuretés et des inclusions dans le matériau isolant, ce qui fait que la structure change et par conséquent la conductivité aussi. Généralement, ces impuretés font augmenter le champ électrique (à leur voisinage) d'où un niveau de claquage pour une tension inférieure

à celle du matériau dans l'état pur. Normalement, plus ces impuretés sont grandes, plus la tension de rupture diminue.

*b. Vacuoles gazeuses :*

Les vacuoles font induire des décharges partielles dans le matériau par arborescences électriques (dégradation plus rapide).

*c. Humidité :*

Quand il se trouve des molécules d'eau, pareil aux vacuoles gazeuses, ça induit à des décharges partielles et à la formation d'arborescence électriques qui provoquent la rupture (claquage) [15].

## **I.5 – Mécanismes de rupture dans les polymères :**

Dû aux défauts qui peuvent exister dans les matériaux polymères, quoi qu'ils soient, ces défauts déterminent dans une large mesure, la durée de vie des isolants, car ils affectent le mécanisme de rupture de ce dernier. Il existe plusieurs mécanismes, mais selon le temps de rupture, on peut diviser ces processus en deux types :

- Mécanisme de rupture à court terme.
- Mécanisme de rupture à long terme.

### **I.5.1. Mécanisme de rupture à court terme :**

Essentiellement, il existe trois (3) mécanismes principaux à court terme :

*a. Mécanisme de rupture intrinsèque :*

La rupture intrinsèque est une rupture électrique (de nature électronique). Elle dure généralement d'un temps inférieur à une seconde. Il s'agit de l'apparition d'une avalanche électronique qui se développe très rapidement quand le champ dépasse une valeur seuil, pour causer la rupture du diélectrique. C'est un mécanisme qui conduit à la perte des propriétés isolantes du matériau dans une très courte durée, sans la présence de décharges partielles, ni de pré-échauffement. En effet, la rupture ici (sauf dans le cas où le champ est extrêmement non-uniforme) se passe en quelques nanosecondes, et vu que c'est très rapide, on considère généralement que la tension est indépendante du temps. Par conséquent, les défauts, n'influencent pas sur la rupture, en d'autres termes, ce mécanisme ne tient pas compte des caractéristiques relatives à la structure de l'isolant [17].

### b. Mécanisme de rupture par avalanche :

Sous l'influence du champ électrique, les électrons de la cathode (quand ils acquièrent une certaine énergie) sont injectés vers l'anode, et en entrant le matériau diélectrique, créent des paires électrons-trous, et les trous font attirer plus d'électrons, ce qui fait augmenter le champ électrique de plus en plus, jusqu'à ce qu'il atteigne une valeur critique et il y a rupture.

Pour des conditions bien contrôlées, et dans un champ électrique uniforme, ce type de rupture pourrait avoir lieu après le passage d'une seule avalanche [18].

### c. Mécanisme de rupture thermique (de Wagner) :

Dans les matériaux isolants, les pertes diélectriques  $P_{diel}$  conduisent à une modification de la conduction du matériau, sa polarisation et aux pertes par ionisation. En plus du fait qu'elles augmentent la température, elles sont elles mêmes dépendantes de la température, par conséquence, quand la variation de la température cause une augmentation brusque des pertes, ceci peut conduire à un surchauffage du matériau qui conduit éventuellement à la rupture. Ce mécanisme est appelé « rupture thermique », et a été découvert par K.W. Wagner pour la première fois en 1922.

En plus de l'échauffement par effet Joule qui se produit à cause du courant qui se génère quand il y a des porteurs de charge libres dans un champ électrique, les matériaux diélectriques (dans un champ alternatif) présentent ce qu'on appelle des phénomènes de relaxation [17].

On peut exprimer les pertes diélectriques par relaxation dans un champ alternatif ainsi :

$$P'_{diel} = E^2 \omega \epsilon_0 \epsilon_r \tan \delta$$

$\epsilon_r$  peut être exprimé sous la forme complexe :

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j \epsilon_r''$$

Le terme  $\epsilon_r \tan \delta$  n'a pas d'unité, et il est de l'ordre de  $10^{-1}$  à  $10^{-3}$ .

Dans le cas continu, les pertes deviennent :

$$P'_{diel} = E^2 k$$

Dans les deux cas, on peut remplacer  $\omega \epsilon_0 \epsilon_r \tan \delta$  et  $k$  par une fonction  $f(T)$  :

$$P'_{diel} = E^2 \cdot f(T)$$

Les pertes par effet Joule peuvent être exprimées par :

$$P_j = \sigma E^2$$

La chaleur produite par les pertes est divisée en deux selon l'équation de Wagner :

$$\sigma E^2 + E^2 \omega \epsilon_0 \epsilon_r \tan \delta = C_v \frac{dT}{dt} - \text{div}(\lambda \cdot \text{grad} T)$$

$C_v dT/dt$  est stockée dans l'isolant et le reste ( $-\text{div}(\lambda \cdot \text{grad} T)$ ) est dissipée.

$C_v$  : la chaleur spécifique de l'isolant.

$\lambda$  : conductivité thermique.



### **I.5.2. Mécanisme de rupture à long terme :**

Dans ce cas, le champ électrique n'est pas assez fort pour causer une rupture à court terme, ce qui fait que ces mécanismes sont dus aux défauts qui existent dans le matériau.

#### **a. Mécanisme de rupture par décharges partielles (érosion) :**

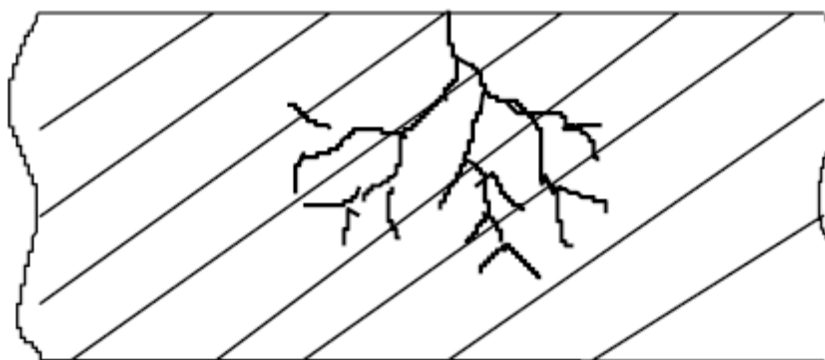
Les décharges partielles sont des décharges électriques sous forme d'impulsions qui ne traversent qu'une partie du matériau (décharges incomplètes). Elles peuvent se produire à la surface de séparation du matériau solide avec les autres milieux (externe), ou bien à l'intérieur du matériau au niveau des impuretés gazeuses (vacuoles de gaz), ce qui cause l'augmentation de la température dans le gaz, par conséquent, il y aura ce qu'on appelle l'érosion du matériau, qui peut éventuellement conduire à la rupture totale de l'isolant [17].

#### **b. Mécanisme de rupture par arborescence :**

Ce mécanisme se produit lorsqu'il y a des défauts ou d'impuretés dans l'isolant, et comme l'indique le nom, se présente sous forme d'arbre (Fig. I.8).

Le phénomène d'arborescence se passe en trois étapes [18] :

- La formation du premier chemin.
- La propagation (accompagnée de décharges partielles).
- Le claquage.



***Fig. I.8 - Claquage par arborescence***

### **I.6 – Vieillissement des polymères :**

Le vieillissement des isolants c'est l'altération partielle des propriétés du matériau sous l'effet progressif des contraintes appliquées.

On distingue trois types de vieillissement principaux :

- Vieillessement thermique : causé par l'application (pendant des longues durées) des températures élevées.

- Vieillessement électrique : ce type de vieillissement est causé principalement par les décharges partielles dans les espaces enfermés dans le matériau.

- Vieillessement électrochimique : causé par les processus qui sont dus à l'électrolyse [19].

### **I.6.1. Vieillessement thermique :**

Ce type de vieillissement peut se produire pour des causes chimiques :

- Oxydation (apparition des acides carboxyliques chimiques) où l'oxygène joue le rôle prépondérant dans la dégradation.

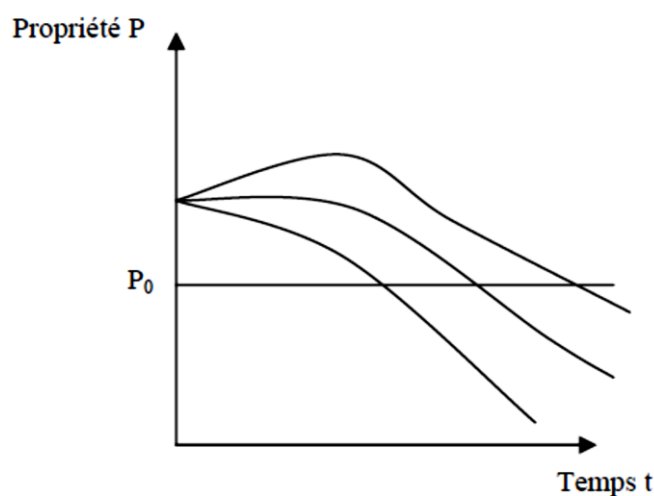
Ou physiques :

- Evolution de la morphologie (ex : par rupture des chaînes multimoléculaires)

- Dégazage (à faible poids moléculaire)

#### *a. Loi générale du vieillissement thermique :*

On définit la durée de vie thermique à partir de la loi générale de vieillissement, en étudiant l'évolution d'une certaine grandeur physique P (ex : rigidité diélectrique) en fonction du temps d'application d'une certaine contrainte (ici la température) à plusieurs valeurs (concentrations) jusqu'à atteindre un certain niveau (Fig. I.9).



**Fig. I.9 - Variation d'une propriété P en fonction du temps de vieillissement pour différentes valeurs d'une contrainte C**

La durée de vie "t" est donnée par :

$$t = A. \exp\left(\frac{B}{T}\right)$$

Où A et B sont des constantes relatives au matériau.

### b. Loi de Montsinger :

L'équation de la durée de vie thermique donnée par Montsinger est :

$$t = t_0 \cdot \exp(-mT)$$

(Il l'a établi pour une isolation à base de cellulose)

**t<sub>0</sub>** : Temps caractéristique (différent pour chaque type d'isolation)

**m** : Constante de Montsinger ( $m=0,0865 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ).

**T** : Température appliquée.

Selon cette loi, seulement pour des températures comprises entre 100°C et 130°C, pour chaque augmentation de 8°C, la durée de vie diminue de la moitié, ce qui fait que le domaine d'application de cette loi est limité, en plus du fait qu'elle n'est toujours pas vérifiée, car la diminution de la durée de vie, dépend essentiellement du degré de polymérisation à partir duquel l'isolation n'est plus utilisable [20].

### **I.6.2. Vieillessement électrique :**

Dans ce cas, le vieillissement (dégradation des propriétés) est dû à l'effet de l'application, pendant des longues durées, du champ électrique, ce qui est encore plus accentué en présence des impuretés (solides, liquides ou gazeuses) qui causent les décharges partielles et l'érosion, et éventuellement le claquage. Les conséquences les plus particulières sont l'augmentation des pertes diélectriques et la diminution de la résistivité transversale.

On remarque aussi, dans la pratique, pareil au cas du vieillissement thermique, que lors de l'application des champs intenses pendant des longues durées, le champ électrique et tension seuil de claquage et de l'apparition de décharges partielles diminuent [21].

### **I.6.3. Vieillessement électrochimique :**

Le vieillissement électrochimique se produit à cause des courants de fuite qui traversent l'isolant, et qui ont un effet électrolytique (présence d'ions métalliques et non-métalliques).

On observe ce type de vieillissement particulièrement dans l'isolation à papier imprégné de diélectriques liquides chlorés.

Il apparait surtout dans le cas où la tension est de faible fréquence ou continue.

Au cours de ce processus, la température augmente ce qui fait augmenter la conductivité du matériau, et par conséquence, certaines réactions chimiques se produisent.

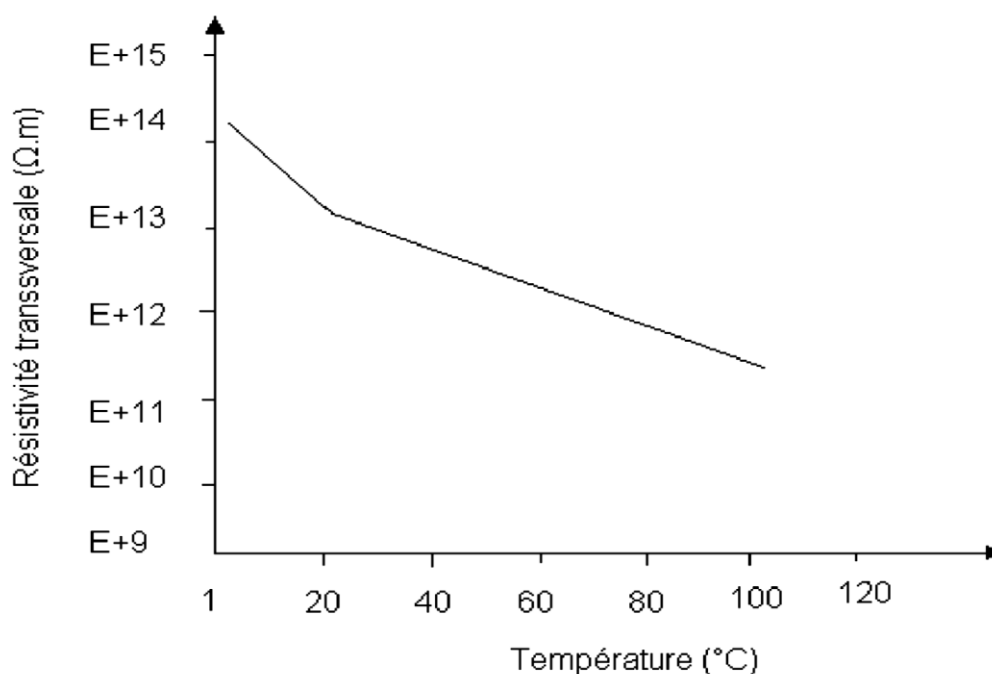
(Généralement, pour diminuer l'effet du vieillissement électrochimique, on utilise des stabilisateurs. Leur rôle est d'empêcher la formation d'acides) [21].

Les isolants vieillis sont caractérisés par la détérioration de leurs propriétés mécaniques, électriques et physico-chimiques (ex : diminution de la résistivité, augmentation de la teneur en eau, augmentation des pertes diélectriques, etc.) et il se peut qu'il y ait influence d'un phénomène de dégradation sur un autre [19].

### **I.7 – Influence du vieillissement thermique sur les propriétés de l'isolant :**

#### **a. Résistivité transversale ( $\rho_t$ ) :**

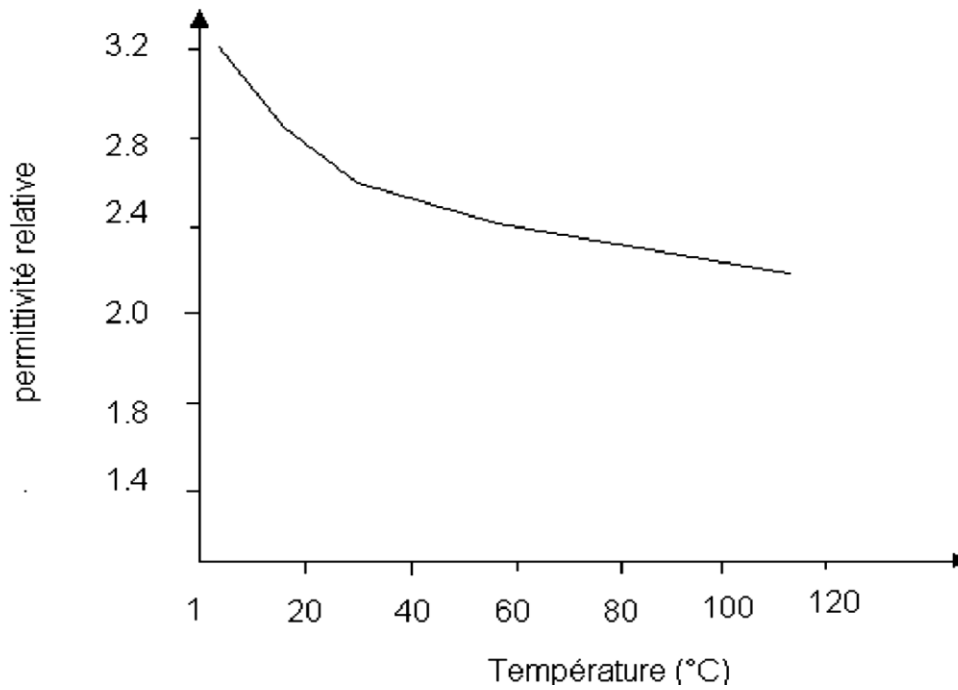
Selon la loi d'Arrhenius [16], La figure I.10 montre l'allure de la diminution de la résistivité transversale (augmentation de la conductivité) d'un matériau polymère isolant en fonction de la température.



***Fig. I.10 - Variation de la résistivité transversale en fonction de la température***

#### **b. Permittivité relative ( $\epsilon_r$ ) :**

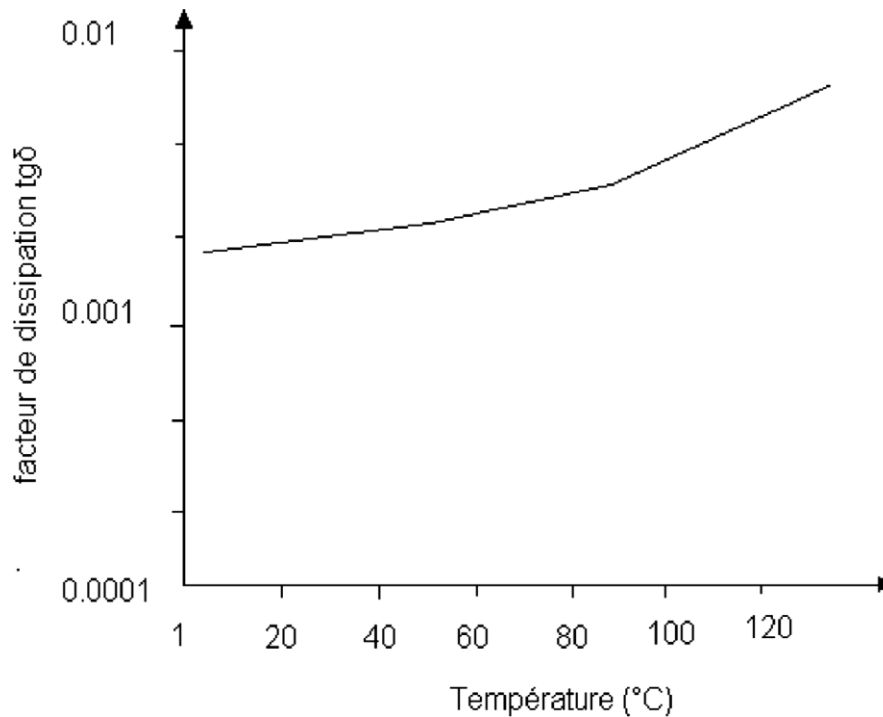
Pareil à la résistivité transversale, la permittivité relative diminue aussi, mais d'une manière très sensible (Fig. I.11) [16].



**Fig. I.11 - Variation de la permittivité relative en fonction de la température**

c. Facteur de pertes diélectriques ( $tg\delta$ ) :

Lors de l'augmentation progressive de la température, le facteur de pertes diélectriques augmente (Fig. I.12) [16].



**Fig. I.12 - Variation du facteur de pertes diélectriques en fonction de la température**

## **CHAPITRE II**

*Modèles de vieillissement*

## **II.1 - Introduction :**

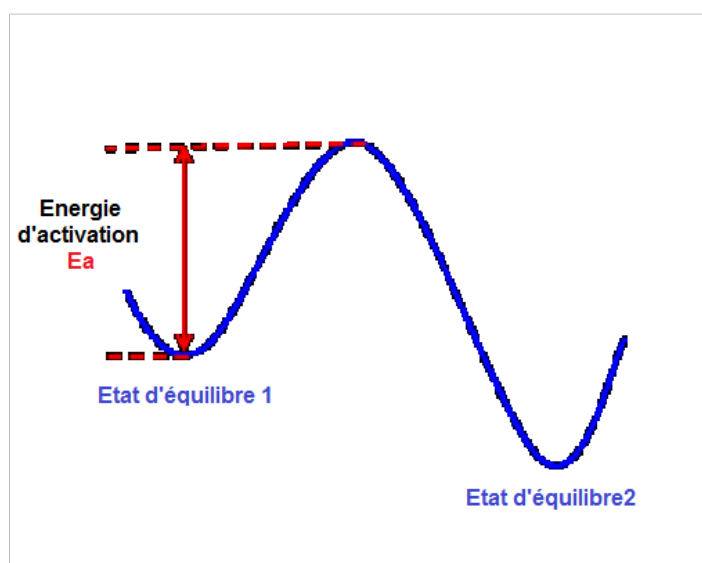
Depuis des décennies, les experts ont élaboré plusieurs modèles qui décrivent le comportement des matériaux isolants sous vieillissement et leurs durées de vie. Dans cette partie nous allons décrire les modèles les plus importants.

Dans le chapitre qui suivra, nous allons nous baser sur le modèle de vieillissement thermoélectrique (II.3.4) pour essayer d'évaluer les paramètres d'un matériau polymère qui constitue l'isolation d'un câble électrique sous vieillissement électrique à haute tension avec et sans la présence des impuretés et des défauts.

## **II.2. Modèles classiques :**

### **II.2.1 – Loi d'Arrhenius :**

Les réactions chimiques sont des processus qui nécessitent une énergie fournie aux réactifs. Généralement, les liaisons chimiques se cassent quand l'énergie fournie aux éléments réactifs dépasse l'énergie de ces liaisons, puis il y aura création de liaisons plus fortes, donc on peut toujours considérer que les réactions chimiques sont des coupures de liaisons chimiques et création de nouvelles liaisons pour avoir de nouvelles configurations, plus stables par rapport à l'état initial.



***Fig. II.1 - Modèle d'Arrhenius (énergie d'activation)***

Comme il est montré dans la figure II.1 dessous, Arrhenius décrit (dans la théorie du complexe activé) le passage du matériau d'un état stable (Etat d'équilibre 1) vers un autre état plus stable, car l'énergie qui est fournie dépasse le seuil d'activation  $E_a$  (le réarrangement des liaisons) pour atteindre l'état instable, puis le système évolue vers l'état finale (Etat d'équilibre 2)

Ce phénomène peut être décrit par l'équation suivante :

$$A = A_0 \exp\left(\frac{E_a}{RT}\right)$$

**A** est la grandeur étudiée.

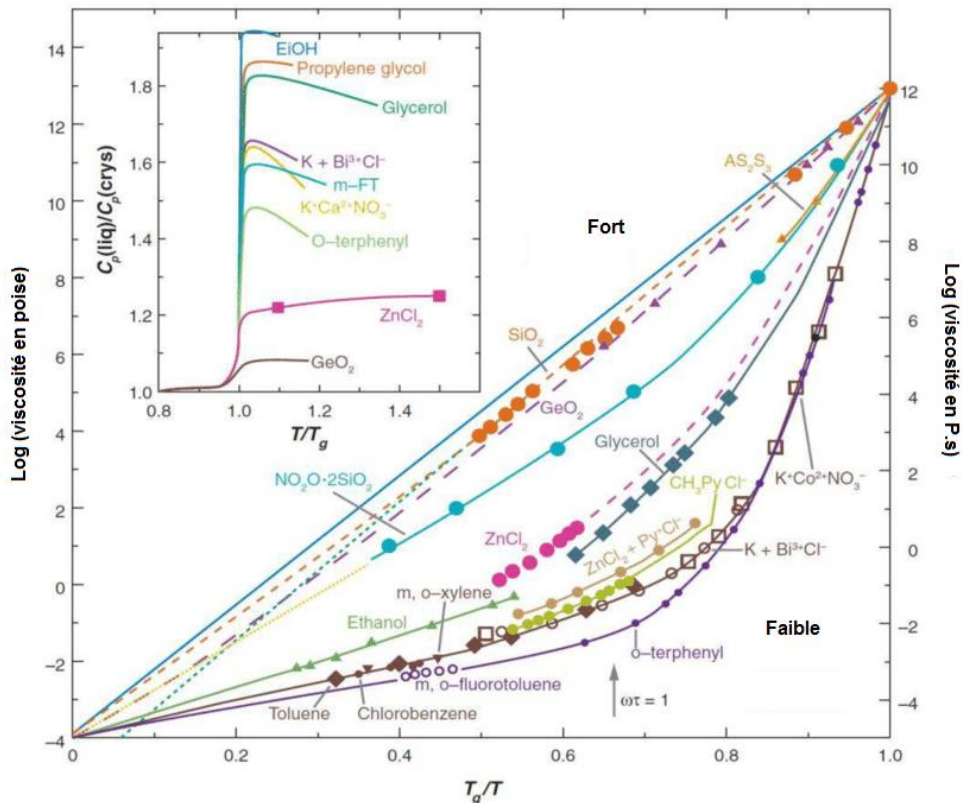
**A<sub>0</sub>** : valeur de référence à une température T donnée

**E<sub>a</sub>** : énergie d'activation

**R** : constante des gaz parfaits

Par la même approche mentionnée dans le paragraphe précédent, on peut considérer que le vieillissement d'un matériau isolant est aussi le passage d'un état stable à un autre plus stable progressivement (dégradation). L'énergie d'activation dans ce cas est celle apportée par les contraintes appliquées sur le matériau.

Les matériaux qui ont un comportement qui suit la loi d'Arrhenius sont appelés « forts », et ceux qui ont un comportement un peu différent sont considérés « faibles », ce qui n'a aucun rapport avec les caractéristiques mécaniques des matériaux. C'est en fait une manière de quantifier la dépendance des barrières d'énergie en fonction de la température (Fig. II.2).



**Fig. II.2 – Résultats expérimentaux pour la viscosité, en échelle logarithmique, de différents liquides possédant un comportement visqueux, en fonction de la température réduite  $T_g/T$  [23]**



Par conséquent, on ne peut pas appliquer la loi d'Arrhenius sur les matériaux « faibles », ou ce qu'on appelle un polymère vitreux (proche de la température de transition vitreuse).

L'équation de Vogel-Fulcher-Tammann est une loi utilisée dans la modélisation de différents problèmes physiques, utilisée dans notre cas pour ajuster les données dans le cas des matériaux vitreux.

L'équation est la suivante [23,24] :

$$A = A_0 \exp\left(\frac{E_a}{R(T - T_0)}\right)$$

Lorsque la grandeur étudiée est le temps d'application de la contrainte, on pourra associer une valeur maximale de la contrainte appliquée à ce qu'on appelle la durée de vie de l'isolant, qui est tirée à partir de la loi d'Arrhenius, et on aboutit à l'équation suivante [25,26] :

$$L_t(T) = L_0 \exp\left[\frac{-E_a}{R}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right]$$

$L_0$  est la durée de vie à une température de référence  $T_0$ .

Cette équation aussi, ne suit pas la loi d'Arrhenius, mais la loi de puissance inverse.

### **II.2.2 – Loi de puissance inverse :**

Cette loi est souvent utilisée pour l'étude du vieillissement des isolants sous l'effet du champ électrique, et citée dans beaucoup de travaux de Simioni [26] pour l'étude des matériaux polymères sous l'influence d'un champ alternatif. Elle est exprimée ainsi :

$$E^n t = \text{constante}$$

**E** : champ électrique appliqué (kV.mm-1)

**n** : un coefficient lié au vieillissement

**t** : le temps (s).

Dans notre contexte, on peut écrire la loi sous la forme :

$$L_t(E) = L_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-n}$$

$L_0$  est la durée de vie à un champ électrique de référence  $E_0$  (kV.mm-1).

**n** est déterminé à partir des résultats expérimentaux. On trace l'allure du potentiel  $V(t)$  à partir du comportement du matériaux sous l'effet de différentes valeurs du champ électrique, puis on utilise la régression linéaire à partir de l'équation précédente pour tirer **n**.

Simioni [26] propose l'équation suivante pour exprimer la durée de vie lors de l'application des deux contraintes (électrique et thermique) simultanément, à partir des équations précédentes :

$$L_t(E) = L_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-n} \exp \left[ \frac{E_a}{R} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right]$$

$L_0$  est la durée de vie pour un champ électrique de référence  $E_0$  (kV.mm-1) et une température de référence  $T_0$  (K) et  $n$  est la valeur corrigée du coefficient lié au vieillissement.

Cette équation est valable dans le cas d'un champ alternatif, où le vieillissement est principalement dû aux décharges partielles, donc vu que ces décharges sont très faibles dans le cas continu, le modèle doit être adapté, surtout dans le cas de la haute tension.

Dans notre étude, on doit considérer l'effet des charges d'espace, car leur présence fait que le champ appliqué n'est pas le même que celui réel. Mais comme la loi de puissance inverse prend compte du champ électrique maximal dans l'isolant, ce problème n'est pas rencontré [27,28,29]. Donc on peut exprimer la loi de puissance inverse en fonction du champ électrique maximal au lieu du champ appliqué :

$$E_m^n = \text{constante}$$

$E_m$  : champ électrique maximal (kV.mm-1)

- **Distribution de Weibull :**

Généralement, dans la conception de l'isolation des câbles électriques, on utilise la loi de puissance inverse sous la forme :

$$L = t_0 \left( \frac{E}{E_c} \right)^{-1/n}$$

$E_c$  est le champ électrique (généralement proche de la valeur de claquage) et  $t_0$  est le temps de claquage.

Sous l'effet du champ électrique, on utilise normalement la distribution de Weibull pour décrire le temps de claquage ainsi que la valeur du champ maximal supporté / tension de claquage :

$$F(s) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{E}{E_c} \right)^\beta \right]$$

$\alpha$  et  $\beta$  sont des paramètres associés à la géométrie et la forme (respectivement). Les deux équations précédentes nous donnent une courbe de vie linéaire dans une échelle logarithmique [28-30].

### **II.2.3 – Loi d’Eyring :**

Le modèle d’Eyring ne prend pas en considération l’effet de charges d’espace car il a été établi dans un temps où on ne pouvait pas les mesurer. Mais plusieurs travaux ont été établis en se basant sur ce modèle, en le modifiant pour qu’il y a prise en compte des charges d’espace, notamment les travaux de Dissado, Mazzanti et Montanari (DMM) [30].

On peut exprimer la loi d’Eyring sous la forme suivante [30] :

$$L = L_0 \left( \frac{h}{kT} \right) \exp \left( \frac{\Delta G}{kT} \right)$$

$\Delta G$  : énergie libre (de Gibbs)

$k$  : constante de Boltzmann

$h$  : constante de Planck

### **II.3 – Approches plus récentes :**

#### **II.3.1. Approche cinétique (Zhurkov) :**

Zhurkov [31] dans son travail a établi ce modèle en mesurant la durée nécessaire de rupture sous contraintes mécaniques uni-axiales de certains matériaux (tels que les polymères), en considérant qu’il y a une relation entre les contraintes électriques et mécaniques (car le champ électrique provoque des contraintes électromécaniques), la durée de vie du modèle cinétique de Zhurkov s’exprime sous la forme :

$$L_t(T) = L_0 \exp \left( \frac{U_0 - \gamma \sigma}{kT} \right)$$

$L$  : durée de vie (s),

$L_0$  : le facteur pré-exponentiel (s)

*La valeur de ce facteur a été évaluée expérimentalement aux alentours de  $10^{-13}$ s, ce qui est de l’ordre de la période des oscillations thermiques des atomes dans le matériau solide (cette valeur ne dépend ni de la structure, ni de la nature chimique du matériau).*

$U_0$  et  $\gamma$  : coefficients déterminés par extrapolation des données expérimentales.

*La valeur de  $U_0$  correspond au niveau d’énergie nécessaire pour déclencher la rupture, et comme les courbes de  $U = f(\sigma)$  sont des droites, on peut facilement tirer la valeur de  $U_0$  pour une contrainte de traction mécanique nulle ( $\sigma=0$ ).*

*En modifiant l’équation précédente on peut obtenir :*

$$kT \ln \left( \frac{L}{L_0} \right) = U_0 - \gamma \sigma$$

$\sigma$  : contrainte de traction mécanique (N)

$k$  : constante de Boltzmann (J.K-1) et T la température (K).

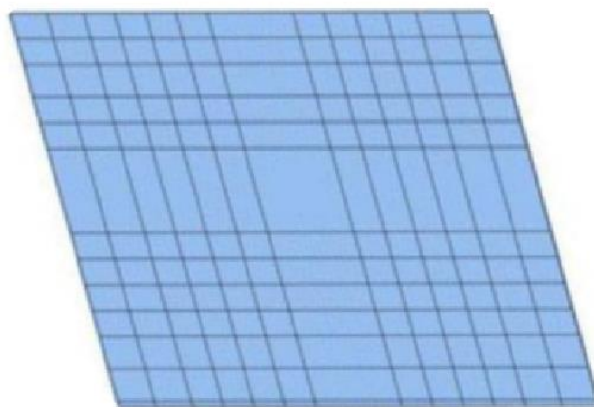
L'avantage de ce modèle est qu'il est simple car il est analogue à une étude sous contrainte électrique. Néanmoins, il ne prend pas en considération les autres paramètres (température, charges d'espaces, etc.)

Dans cette étude, il a été remarqué que la vitesse de formation des radicaux libres en fonction de la contrainte mécanique suit une loi exponentielle.

Des distorsions des liaisons chimiques aboutiraient à la rupture des liaisons, puis à l'apparition de défauts. Des distorsions de liaisons à l'échelle du « réseau » de la matière donnent lieu à des défauts appelés « dilatons ».

Lorsqu'il y a modification des liaisons chimiques (rupture) Il y a génération de défauts dans le matériau, ces défauts (à l'échelle d'un réseau atomique) sont appelés « dilatons », qui sont tout simplement des zones moins denses en matière (Fig. II.3).

Ce qui se passe c'est qu'il y aura un étirement des liaisons interatomiques, puis rupture et réarrangement de ces dernières, ce qui fait qu'il y aura une diminution de la densité du centre du réseau et par conséquent il y aura une quantité d'énergie vibratoire piégée sous forme de photons. Sur l'échelle microscopique, les vides créés se rassemblent pour constituer une vacuole qui fait que le matériau perd un peu de ses propriétés isolantes [32].



*Fig. II.3 - Schéma de distorsions de liaisons chimiques induisant la présence d'un « dilaton » (centre)*

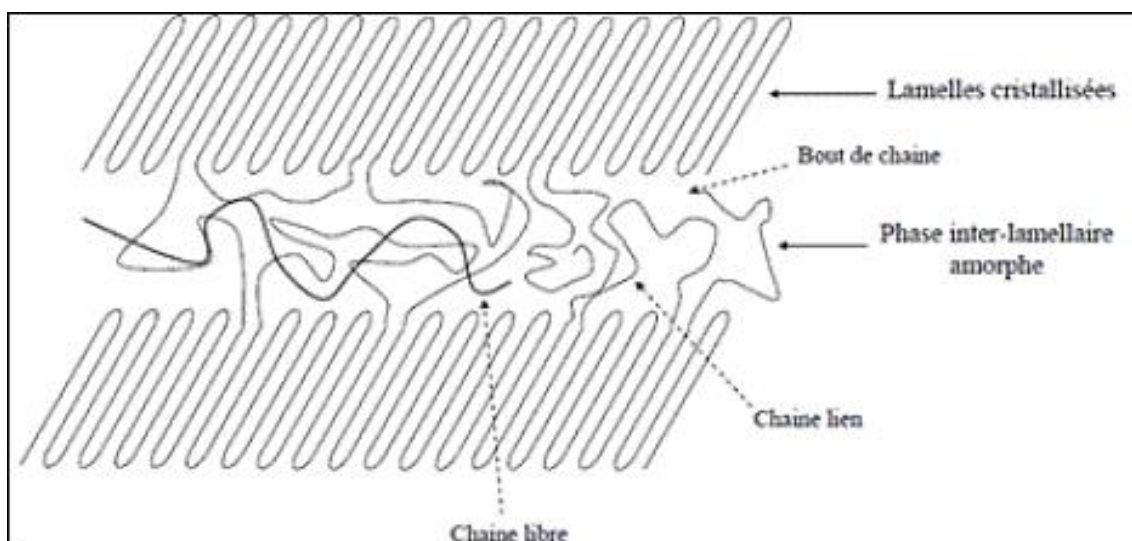
### **II.3.2. Approche électromécanique (Lewis) :**

Ce modèle [33] utilise les mêmes hypothèses du modèle cinétique de Zhurkov. Il a été élaboré par Lewis (et ses collaborateurs) et qui prend en compte deux facteurs principaux :

- L'action de la force électromécanique quand on applique un champ électrique ;
- La nature des isolants semi cristallins.

Les auteurs dans cette étude se sont intéressés aux changements de la structure (morphologie) du matériau et ses propriétés électriques (ce qui est un aspect fondamental dans le processus du vieillissement) sous l'effet de la haute tension, donc ils ont considéré le cas d'un isolant hétérogène (ex : polyéthylène).

Cette hétérogénéité est due à des phases cristallines (avec des liaisons fortes) et des phases amorphes (liaisons secondaires inter-lamellaires) au sein du matériau (Fig. II.4) ce qui fait que chaque partie possède des propriétés diélectriques différentes de l'autre.



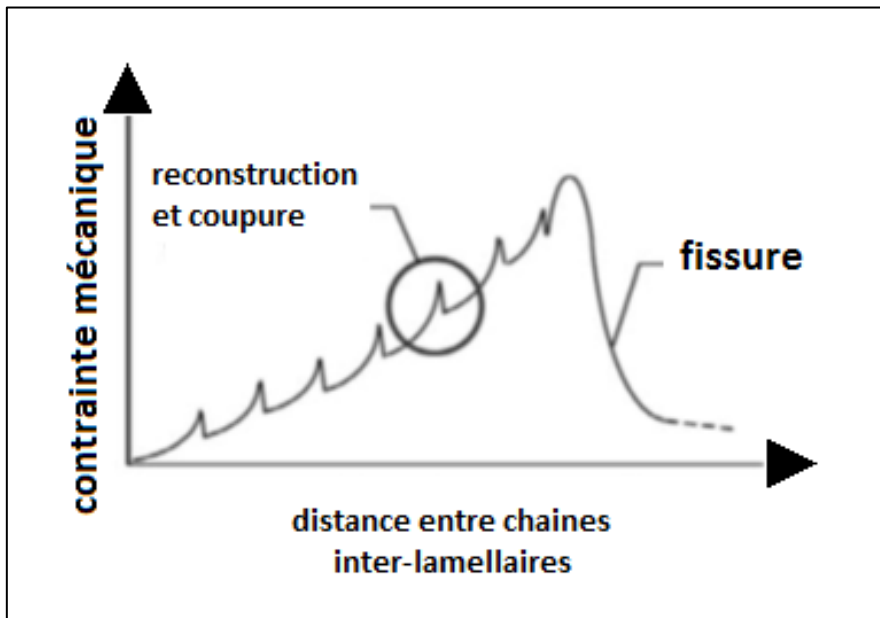
**Fig. II.4 - Phases cristallines en lamelles et amorphes du polyéthylène**

Il y a clairement une différence entre les chaînes de chaque phase. Les liaisons dans la zone cristalline sont fortes et stables (équilibre thermodynamique), contrairement à la zone amorphe qui a des liaisons faibles avec une faible énergie, ce qui engendre le mouvement des chaînes de cette phase, et leur permet de se réorganiser avec le temps. Donc lors de l'application d'une contrainte mécanique, c'est dans la zone amorphe qu'on observe les déformations.

Ces changements dépendent de :

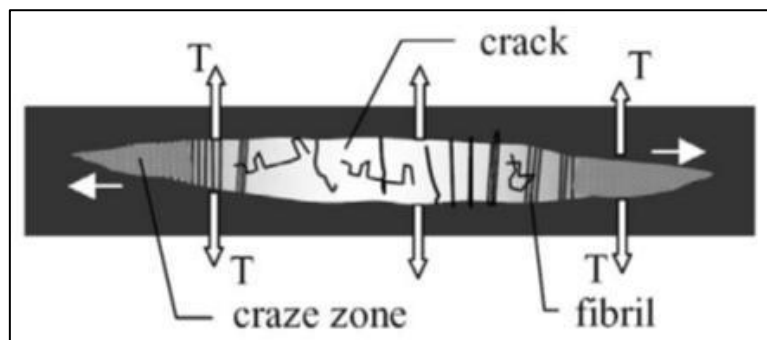
- La longueur des chaînes ;
- Leur orientation par rapport à la contrainte ;
- Leur degré d'enchevêtrement (chaînes entremêlés).

Lorsque les liaisons de la zone amorphe (de Van der Waals) qui sont responsables de la cohésion entre les chaînes sont soumises répétitivement aux contraintes mécaniques, elles finissent par se casser (Fig. II.5.), et par conséquent il va y avoir des fissures dans le matériau.



*Fig. II.5 - Contrainte de cohésion en fonction de la distance entre les chaînes inter lamellaires*

Les fissures se propagent et éventuellement causent la formation de cavités (Fig. II.6).



*Fig. II.6 - Propagation d'une fissure et formation de cavités sous contrainte mécanique*

Comme on l'a déjà mentionné dans la partie II.3.1 sur le modèle cinétique de Zhurkov, il y a un lien entre la contrainte mécanique et la contrainte électrique, donc Lewis [34] dans ce travail explique que la formation des cavités, soit dans le cas de contrainte électrique ou mécanique, se fait de la même manière.

En fait, pour bien voir cette analogie, on peut exprimer la densité de forces par l'équation suivante [33] :

$$F = \rho E + \frac{1}{2} E^2 \nabla \varepsilon + f$$

Où :

$\rho$  : densité de charges (C.m<sup>-3</sup>)

$\varepsilon$  : permittivité diélectrique (F.m<sup>-1</sup>).

$\rho \mathbf{E}$  : représente la densité de forces coulombiennes.

$\frac{1}{2} \mathbf{E}^2 \nabla \epsilon$  : représente la densité de forces de déplacement de particules chargées sous l'effet du champ électrique.

$\mathbf{f}$  : densité de forces d'électrostriction causée par l'augmentation de la permittivité (induite par la contrainte mécanique).

#### Avantages du modèle de Lewis :

- Il est applicable dans le cas de courant continu
- Il prend en compte la nature semi cristalline de l'isolant
- Il présente l'analogie entre les contraintes mécaniques (Zhurkov)

### **II.3.3. Approche thermodynamique (Crine) :**

Dans son travail, Crine [35] (en considérant le fait que le vieillissement électrique commence par des interactions intermoléculaires) se base sur la théorie de rupture liée au volume libre et le concept de création de cavités submicroniques, en tenant compte des paramètres suivants :

- Energie de cohésion intermoléculaire
- Epaisseur de la zone amorphe du matériau

Crine suppose aussi que le vieillissement peut être considéré comme déformation accélérée par la fréquence de contrainte électrique appliquée, ce qui fait que ce modèle est valable pour le cas alternatif.

Contrairement aux autres modèles, notamment les modèles classiques qui prennent en compte la conductivité, la relaxation électrique et mécanique, etc., ce modèle introduit l'aspect thermodynamique du vieillissement.

D'après Eyring, la transition de l'état activé à un état supérieur suit une réaction dont la constante de formation  $\mathbf{K}_f$  est :

$$K_f = \left( \frac{kT}{h} \right) \exp \left( \frac{-\Delta G\#}{kT} \right)$$

$h$  : la constante de Planck (J.s)

$\Delta G\#$  : énergie libre d'activation (de Gibbs) (J).

Vu que  $\Delta G\# = \Delta H\# - T\Delta S\#$ , on peut écrire [35] :

$$X = X_0 \exp \left( \frac{\Delta S\#}{k} \right) \exp \left( \frac{-\Delta H\#}{kT} \right)$$

$\mathbf{X}$  : grandeur empirique étudiée

$\mathbf{X}_0$  : valeur de référence de X

$\Delta H\#$  : variation d'enthalpie (J)

$\Delta S\#$  : variation d'entropie ( $J.K^{-1}$ ).

Pour un faible volume d'activation  $\Delta V\#$ , on a [36, 37] :

$$\Delta H\# = \frac{\Delta V\#}{K\beta}$$

La variation d'entropie  $\Delta S\#$  peut être exprimée par :

$$\Delta S\# = \Delta V\# \left( \frac{\alpha}{\beta} \right)$$

Où :

$\beta$  : coefficient de compressibilité isotherme ( $Pa^{-1}$ ),

$\alpha$  : coefficient de dilatation thermique ( $K^{-1}$ )

$\kappa$  : constante

$\Delta G\#$ , peut enfin s'exprimer en fonction de ces variables thermodynamiques :

$$\Delta G\# = \Delta V\# \left[ \left( \frac{\alpha}{\beta} \Delta V\# \right) \right] [(K\alpha)^{-1} - T]$$

Le champ électrique dans cette étude doit être au-delà du seuil pour lequel il y a création des cavités dans lesquels se produisent les décharges partielles qui induisent la rupture du matériau. On peut simplement quantifier ce champ grâce à l'énergie de cohésion, ce qui veut dire qu'on n'aura besoin que de :

- L'énergie d'activation nécessaire pour la déformation des chaînes amorphes
- La taille maximale des cavités créées.

Le mécanisme de vieillissement suit deux étapes principales :

1. La déformation électromécanique des chaînes de polymère, ce qui provoque le réarrangement du volume libre au-delà d'un champ critique, d'où l'apparition des microcavités.
2. L'avalanche électronique (la taille des cavités et l'énergie des charges accélérées augmentent et conduisent éventuellement à la rupture).

Quand l'énergie de déformation dépasse celle des liaisons de Van der Waals (les liaisons les plus faibles dans le polymère), les liaisons se cassent, ce qui permet aux chaînes de se mobiliser (réarrangement et croissance de cavités plus faciles).

Pareil au cas du modèle de Lewis, la rupture de produit à un niveau d'énergie fourni  $\Delta G\#$  qui dépasse le seuil (Fig. II.5.), ce qui montre que la rigidité électrique est en fait très liée à la densité d'énergie de cohésion du matériau.



$$d_{\text{énergie}} = \frac{E_{\text{cohesion}}}{V_m}$$

$E_{\text{cohésion}}$  : énergie de cohésion du polymère (J) (énergie à fournir pour pouvoir casser toutes les liaisons)

$V_m$  : volume molaire du polymère ( $\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ ).

La rupture des liaisons de la zone amorphe est le premier stade du vieillissement, cela implique que l'énergie de la déformation  $W$  est supérieure à l'énergie de cohésion  $E_{\text{cohésion}}$  du polymère :  
On peut exprimer ce processus ainsi :

$$W > E_{\text{cohesion}} = \Delta H_{\text{vaporisation}} - kT$$

$W$  correspond au travail de déformation exercé sur le polymère, soit :

$$W = \Delta V \sigma$$

$\Delta V$  : variation du volume lors de l'application du travail  $W$

Le seuil de la contrainte mécanique (valeur critique  $\sigma_c$ ) au-dessus duquel les cavités peuvent être générées, est donnée par :

$$\sigma_c = \frac{E_{\text{cohesion}}}{\Delta V}$$

D'où la valeur du champ électrique critique pour les liaisons de Van der Waals :

$$E_c = \frac{E_{\text{cohesion}}}{e \lambda_{\text{max}}}$$

Où :

$\lambda_{\text{max}}$  : déformation de la chaîne moléculaire (peut être adapté à la structure morphologique du polymère)

$e$  : charge d'un électron ( $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ).

La valeur du champ électrique critique  $E_c$  pour une valeur maximale de  $\lambda$  est évaluée à 20 – 40  $\text{kV} \cdot \text{mm}^{-1}$

#### Avantages du modèle de Crine [32] :

Il permet de :

- Déterminer les paramètres thermodynamiques (enthalpie et entropie) d'activation et la valeur du volume libre  $\Delta V\#$  correspondant.
- Déterminer le temps nécessaire de rupture de liaisons intermoléculaires à partir du champ critique  $E_c$  qui est lié à l'énergie de cohésion du polymère ainsi qu'à d'autres paramètres.

- Affirmer que le vieillissement électrique est un processus accéléré par l'augmentation de fréquence électrique et que cet effet est plus observable pour les liaisons de Van der Waals.

Quelques inconvénients du modèle de Crine [32] :

- Le modèle ne prend pas en compte la présence des charges d'espace, mais plutôt les énergies de cohésion intermoléculaires et la phase amorphe du polymère.
- Il s'appuie de façon restreinte sur le vieillissement accéléré lié à une contrainte alternative.

**II.3.4. Approche thermoélectrique (Dissado-Mazzanti-Montanari – DMM) :**

Dans leurs divers travaux sur la modélisation des processus de vieillissement à plusieurs contraintes, Montanari, Mazzanti et Dissado [30] ont élaboré le modèle de vieillissement thermoélectrique.

Hypothèses :

- Le matériau est macroscopiquement homogène.
- Le courant généré par l'injection des charges à partir de l'électrode n'est pas assez fort pour causer la rupture directe de l'isolant, ce qui fait que les charges piégées lors de cette injection se stabilisent très rapidement (dans une durée très inférieure à la durée de vie).
- A voisinage des centres de charges, le champ extérieur Laplacien est négligeable par rapport au champ créé par les charges d'espace ;
- Les centres de charges sont de forme sphérique (de rayon  $r_0$ ) avec une densité de charge uniforme une quantité de charges  $q_c$  identique :

$$q_c = C \cdot E^b$$

**E** : champ électrique appliqué

**C** : constante dépendante du matériau

**b** : exposant de la loi de puissance inverse

- Une quantité  $N_m$  d'espèces ou « moitiés » est affectée, en moyenne, dans chaque microcavité. Ces espèces résident dans une fine paroi d'épaisseur  $\lambda$  à la périphérie de la cavité [40].

Si on prend une variable  $X$  associée à une propriété (mesurable) qui indique le degré de dégradation d'un matériau isolant face aux contraintes, le vieillissement  $A$  peut être exprimé sous la forme :

$$A = F(X) = K(S)t$$

Où  $K(S)$  est le taux de vieillissement sous l'effet d'une contrainte  $S$ . La variable (propriété)  $X$  et le vieillissement  $A$  ont des valeurs initiales  $X_0$  et  $A_0=0$  à  $t=0$ , et des valeurs finales (limites)  $X_L$  et  $A_L$  (en valeurs relatives  $A_L=1$ ) qui correspondent à la valeur limite du vieillissement au-delà duquel le matériau ne peut supporter les contraintes appliquées.

Si on suppose que  $S$  est constante (comme dans la plupart des cas, ex : alimentation sinusoïdale alternative), la fonction  $K(S)t$  est donc linéaire qui augmente jusqu'à une valeur limite associée à  $X_L$  qui correspond à la durée de vie de l'isolation  $L$ , en d'autres termes [30] :

$$A_L = F(X_L) = K(S)L$$

Le modèle prend, en particulier, les zones où se trouvent les charges d'espaces (piégées autour des cavités et des impuretés). Par conséquent, la première chose à considérer est que le champ local est modifié, d'où le vieillissement accéléré (sur-sollicitation de l'isolant) [41].

Le polymère peut être considéré comme matériau polycristallin dans lequel il y a des réactions locales et un propre état d'avancement par rapport au vieillissement dans chaque cristallite, donc on considère que la dégradation de la totalité du polymère est liée à la dégradation de ses parties (cristallites).

Comme on l'a déjà vu dans le modèle cinétique de Zhurkov, il y a deux états d'équilibre locaux différents : (1) avant vieillissement à une concentration  $c_1$ , et (2) après vieillissement à une concentration  $c_2$ .

Lorsque la température dépasse le seuil qui permet de déclencher la dégradation thermique, on peut écrire (pour un état  $i$ ) :

$$A = \frac{c_i}{\sum_1^n c_i}$$

Dans notre cas :

$$A = \frac{c_1}{c_1 + c_2}$$

La valeur d'équilibre de  $A$  s'écrit :

$$A_{eq} = \frac{1}{\left(1 + \exp\left(\frac{\Delta G}{kT}\right)\right)}$$

Et  $A(t)$ , est donnée par :

$$\ln \left( \frac{1 - \frac{A(t)}{A_{eq}}}{1 - \frac{A(0)}{A_{eq}}} \right) = -(K_1 + K_2)t$$

$A(0)$  : valeur initiale de A,

$K_1$  et  $K_2$  : constantes de vitesse de la réaction réversible dans le sens 1 et le sens 2 ( $s^{-1}$ )

En remplaçant t dans l'expression précédente par la durée de vie L, et pour la valeur critique  $A^*$  on obtient :

$$L = (K_1 + K_2)^{-1} \ln \left[ \frac{1}{1 - \frac{A^*}{A_{eq}}} \right]$$

On introduit  $K_1$  et  $K_2$  dans l'équation pour avoir [41] :

$$L = \frac{h \exp \left( \frac{\Delta G}{kT} \right) \ln \left( \frac{A_{eq}}{A_{eq} - A^*} \right)}{kT \exp \left( \frac{-\Delta G}{2kT} \right) + \exp \left( \frac{\Delta G}{2kT} \right)}$$

$h$  : constante de Planck (J.s)

$\Delta G$  : paramètre correspondant au maximum d'énergie libre de la barrière d'énergie entre les états 1 et 2 :

$$\Delta_G = G_a - \frac{G_1 + G_2}{2}$$

La température seuil nécessaire pour atteindre  $A^*$  (threshold temperature  $T_{th}$ ) est :

$$T_{th} = \frac{\Delta G}{k \left[ \ln \left( \frac{1 - A^*}{A^*} \right) \right]}$$

La distribution des charges d'espace piégés lors de l'application d'un champ électrique fort n'est pas uniforme. Par exemple, dans le Polyéthylène, les sites de charges d'espace se trouvent à l'interface des phases amorphes et cristallines. L'accumulation de ces charges est plus importante lorsqu'il y a des impuretés.

En effet, les charges piégées augmentent le champ électrique local duquel la valeur maximale se trouve aux extrémités des régions de charges d'espace, ce qui engendre des contraintes électromécaniques et électrostatiques dans ces zones, d'où l'augmentation de l'énergie et le passage de l'état 1 à l'état 2.

A travers ce modèle, au lieu de trouver le temps de rupture, on peut déterminer le temps de formation de la quantité du vide qui peut causer la rupture totale.

Dans le cas d'un champ continu, on prend en compte la présence des charges d'espace qui influencent la fraction d'état critique  $A^*$  [39] :

$$L(E, T) = \frac{h}{2kT} \exp\left(\frac{\frac{\Delta H}{k} - \frac{C'E^{2b}}{2}}{T} - \frac{\Delta S}{k}\right) \ln\left(\frac{A_{eq}}{A_{eq} - A^*}\right) \left[\cosh\left(\frac{\frac{\Delta G}{k} - C'E^{2b}}{2T}\right)\right]^{-1}$$

**T** : température absolue (K)

**$\Delta H$**  : enthalpie d'activation (J)

**$\Delta S$**  : entropie d'activation (J. K<sup>-1</sup>)

**$\Delta G$**  : différence d'énergie libre entre l'état 1 et l'état 2 (J)

**h** : constante de Planck (J.s)

**E** : champ électrique appliqué (kV.mm<sup>-1</sup>) tel que la quantité de charge  $q_c = CE^b$

**A\*** : valeur critique de A

**A<sub>eq</sub>** : valeur de A à l'équilibre

$$A_{eq}(E) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{\frac{\Delta G}{k} - C'E^{2b}}{T}\right)^{-1} \right]$$

Avec :

$$C' = \frac{B\alpha_E \delta \lambda C^2}{16\pi \varepsilon^2 r_0 N_m k}$$

**C'** : constante spécifique du matériau

**B** : constante de proportionnalité entre l'énergie électromécanique stockée et sa contribution à la barrière d'énergie libre de la réaction de dégradation

**$\alpha_E$**  : coefficient d'électrostriction

**$\lambda$**  et **N<sub>m</sub>** (voir hypothèse 5)

**$\delta$**  : déformation élémentaire

**r<sub>0</sub>** : centre des charges (supposées sphériques)

**k** la constante de Boltzmann (J.K<sup>-1</sup>)

**C** et **b** : constantes qui relient l'expression précédente avec la relation entre les charges stockées dans les centres de charge et le champ appliqué.

#### Avantages du modèle de DMM :

- Il considère que les défauts sont dus à des micro défauts ou sites de piégeage (la croissance de défauts n'est pas responsable du vieillissement comme dans le modèle de Crine).

- Prise en compte d'un grand nombre de paramètres : la contrainte continue, les charges d'espace, le vieillissement thermique et la nature hétérogène du matériau (phases amorphe et cristalline).
- Il est applicable au courant continu puisqu'il tient compte de l'effet des charges d'espace.

## **CHAPITRE III**

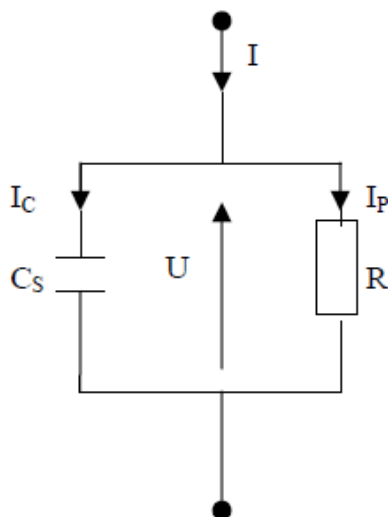
*Modélisation du vieillissement thermoélectrique*

### III.1 – Propriétés électriques :

Pour qu'on puisse procéder à la modélisation du vieillissement thermoélectrique, on doit d'abord définir les paramètres influencés par le champ électrique et la température dans un câble électrique isolé en matériau polymère, soumis à une haute tension.

#### III.1.1. Permittivité diélectrique :

Lors de l'application du champ électrique, les mécanismes de déformations dans le diélectrique induisent une polarisation, et la relaxation fait qu'il y ait perte d'énergie dans ce matériau. On peut représenter le matériau par un circuit équivalent composé d'une capacité et une résistance mises en parallèle (Fig. III.1). En d'autres termes, la polarisation est l'apparition de deux charges de signes opposés chacune dans une face du matériau [21, 43].



*Fig. III.1 – Circuit équivalent d'un diélectrique*

Mathématiquement, la permittivité est le déphasage entre le vecteur de déplacement électrique et le champ électrique :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$$

$\varepsilon_0$  : permittivité du vide

Dans un certain milieu, on tient compte des phénomènes de polarisation, d'où l'introduction du terme du moment dipolaire P (densité de charge partielle) à partir de l'équation précédente :

$$\vec{D} = (\varepsilon_0 + \varepsilon_r) \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$\varepsilon_r$  : permittivité relative du matériau



La susceptibilité  $\chi$  est ensuite tirée en divisant l'équation précédente par  $\epsilon_0 \vec{E}$  ainsi :

$$1 + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0 \vec{E}} = 1 + \chi$$

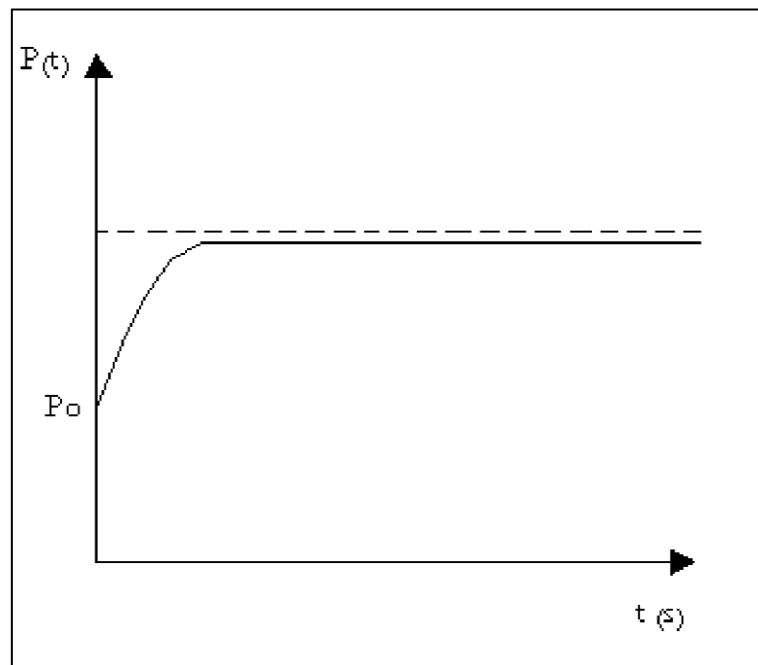
En supposant qu'on a un diélectrique homogène, et en prenant les valeurs de référence du moment dipolaire initiale et finale ( $P_0$  et  $P_\infty$  respectivement), on pourra exprimer la polarisation par l'équation suivante :

$$P(t) = P_\infty - (P_\infty - P_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

$\tau$  la constante de temps du matériau.

L'allure de cette équation est représentée sur la figure III.2. On observe une variation rapide (régime transitoire) puis un régime permanent ou la variation de la polarisation est pratiquement nulle jusqu'à l'infini.

En prenant compte des deux équations qui précèdent, on déduit que la valeur de la permittivité aussi suit la même variation de la polarisation, et admet aussi une valeur initiale (relative au matériau) et une valeur finale (celle du vide) [44, 45].



*Fig. III.2 – Variation de la polarisation diélectrique en fonction du temps*

Cependant, le temps de relaxation est négligeable devant le temps de vieillissement, ce qui veut dire qu'on peut exprimer la permittivité relative en fonction de la polarisation du matériau à l'infini.

On a :

$$P = \frac{Q}{S} = \frac{CU}{S} = \frac{\epsilon_r C_0 U}{S}$$

Q : quantité de charge,

S : surface de l'armature de rayon  $r_0$ .

A l'infini on obtient :

$$P_\infty = \frac{\epsilon_0 C_0 U}{S}$$

Finalement :

$$\epsilon_r = 1 + \frac{P_\infty}{\epsilon_0 E}$$

Avec :

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0 L}{\log\left(\frac{R}{r_0}\right)}$$

### III.1.2. Résistivité électrique :

Dans le cas de l'application des deux contraintes électrique et thermique (Champ électrique E et température T) en même temps, on peut exprimer la résistivité par l'équation suivante [46, 47, 48] :

$$\rho = \rho_0 \exp(-aT) \exp(-mE)$$

$\rho_0$  (résistivité à  $T=0^\circ\text{C}$ ) est de l'ordre de  $10^{12} \Omega\cdot\text{m}$  (cas des polymères)

**a** et **m** sont des coefficients déterminés expérimentalement :

**a** (coefficient de température) =  $0.1 \text{ K}^{-1}$

**m** (coefficient du champ électrique) =  $0.033 \text{ mm/kV}$

### III.1.3. Conductivité électrique :

Il existe plusieurs approches pour déterminer la conductivité électrique, donc, vu qu'il n'y a pas de modèle théorique général, on utilisera l'équation suivante [46] :

$$\delta(r) = \delta_0 \cdot \exp\left[a|E(r)|\frac{-b}{T(r)}\right]$$

Avec :

$$b = \frac{Wq}{K}$$

$\delta(r)$  : conductivité électrique en fonction du rayon du conducteur  $(\Omega.m)^{-1}$

$\delta_0$  : valeur constante de référence  $(\Omega.m)^{-1}$

$a$  : coefficient lié au champ électrique

$W$  : énergie d'activation thermique

$q$  : quantité de charge élémentaire

$K$  : constante de Boltzmann

Dans [47],  $b$  est étudié dans une plage de température de  $-65^\circ\text{C}$  à  $150^\circ\text{C}$ , et est évalué à moins de  $6,5 \times 10^{-5}$  à  $-65^\circ\text{C}$ .

#### **III.1.4. Facteur de pertes diélectriques :**

En prenant le circuit équivalent parallèle du diélectrique représenté précédemment (Fig. III.1), on peut exprimer la permittivité sous la forme :

$$\varepsilon_r = \frac{C}{C_0}$$

Les dipôles qui apparaissent lors de la polarisation du matériau s'alignent avec la direction du champ électrique, mais avec un certain déphasage, ce qui fait qu'il y a une petite dissipation de l'énergie (pertes diélectriques) [49].

Cette quantité est notée par  $\text{tg}\delta$  et est égale au rapport entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance totale du circuit équivalent (fig. III.1) :

$$\text{tg}\delta = \frac{1}{RC\omega}$$

$\omega$  : pulsation électrique ( $2\pi f$ )

En remplaçant les impédances par leurs valeurs on obtient :

$$\text{tg}\delta = \frac{\pi(R^2 - r_0^2)}{\rho(T)\varepsilon_r(T)C_0\omega l}$$

Dans le cas d'un circuit équivalent série, et en suivant la même procédure, on aboutit à une équation beaucoup plus simple :

$$\text{tg}\delta = \omega R_s C_s$$

## III.2 – Modélisation analytique :

### Introduction :

L'analyse des approches théoriques des mécanismes de rupture des isolants électriques (cités dans le chapitre II) a pour premier objectif la simple compréhension des phénomènes afin de pouvoir appliquer ces études aux systèmes réels pour lesquels se posent les divers problèmes de sécurité et de durée de vie. Cependant, la prédiction d'un claquage à court ou à long terme est difficile à faire lorsqu'on prend en compte tous les paramètres qui interviennent. En d'autres termes, ces approches de modélisation présentent des points faibles.

Selon les différentes approches déjà citées, l'état du matériau a été systématiquement défini par deux états énergétiques : un état initial ou non vieilli et un état final ou vieilli.

### Quelques hypothèses simplificatrices :

Dans cette partie, pour pouvoir effectuer une étude analytique, on suppose que les défauts peuvent être négligés. Ceci qui nécessite la mise en évidence de certaines hypothèses simplificatrices afin de pouvoir résoudre les équations différentielles de notre système, ce qui permettra par la suite d'aboutir aux modèles des propriétés électriques en fonction du temps et de la température :

1. Le matériau isolant est supposé homogène (pas d'impuretés et pas de défauts)
2. L'épaisseur des couches semi-conductrices est négligeable devant l'épaisseur de l'isolant et l'âme conductrice.
3. La tension appliquée ne dépasse pas le seuil de claquage, pour qu'il n'y ait pas de dégradation avant l'application du modèle.
4. Vu qu'il y a une symétrie axiale du câble électrique, on peut réduire notre domaine d'étude du champ électrique, ainsi que la température, à la coupe transversale. Donc, dans ce qui viendra, on va calculer le champ électrique et la température radiaux.
5. On suppose qu'il y a un contact thermique parfait entre l'isolant et l'âme conductrice.
6. On néglige les effets de bords (régime stationnaire).
- 7 La dissipation thermique (issue de l'équation de dissipation) est supposée nulle (réversibilité thermique).

### Equation de dissipation [50] :

L'équation de dissipation s'écrit :

$$\delta\Psi = \delta\Psi_1 + \delta\Psi_2$$

$\delta\Psi_1$  : dissipation mécanique

$\delta\Psi_2$  : dissipation thermique

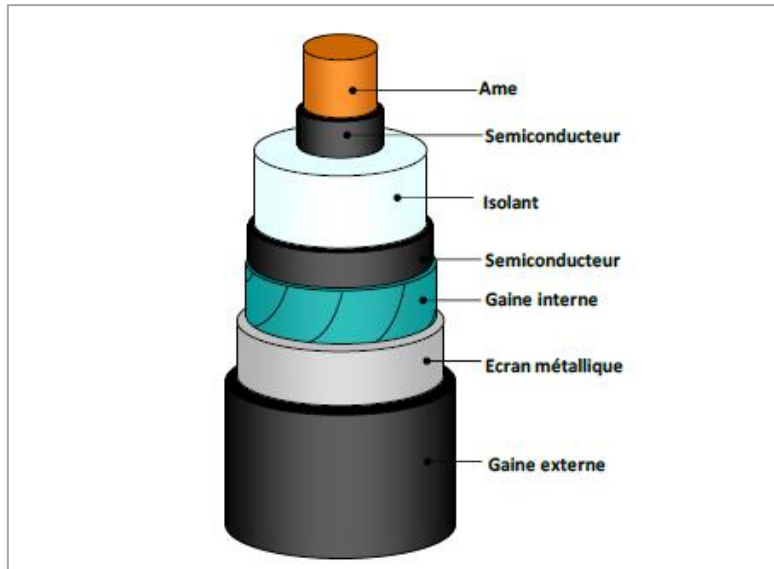
Avec :

$$\delta\Psi_2 = -\delta.\left(\frac{Q}{T} gradT\right) = 0$$

**Q** : chaleur dissipée

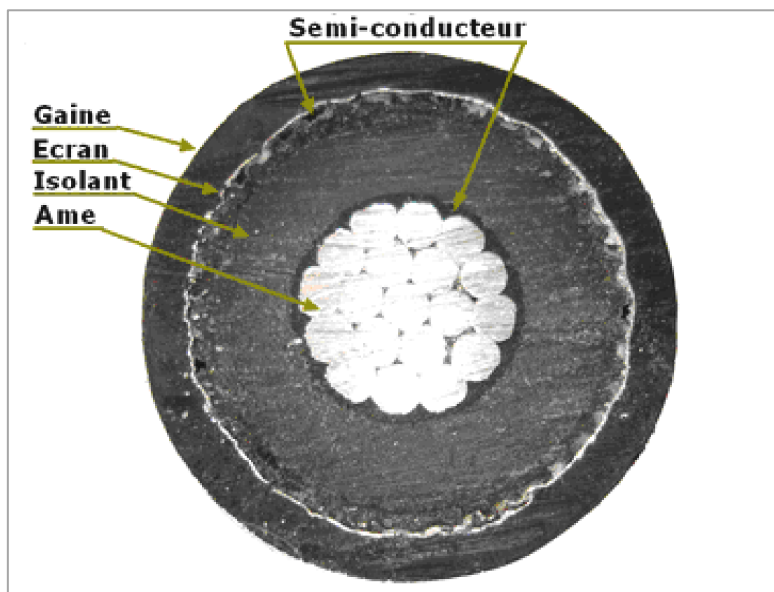
**$\delta$**  : Conductivité électrique du matériau

**T** : Température appliquée



*Fig. III.3 - Représentation schématique d'un câble HT*

Sur la figure III.3, l'isolant dans lequel Nous allons calculer le champ électrique et la température est limité par les deux couches semi-conductrices qui vont être considérées comme frontières du domaine d'étude. L'épaisseur de la couche semi-conductrice interne est ajoutée à l'âme conductrice, et l'ensemble constitue l'électrode haute tension  $V_1$ ; et la couche semi-conductrice externe est celle du potentiel nul (terre)  $V_0=0$ .



*Fig. III.4 - Coupe transversale du câble HT*

Le modèle analytique que nous allons présenter va être utilisé pour tirer l'allure des propriétés électriques, pour pouvoir, par la suite, comparer les résultats théoriques avec ceux obtenus par les essais (expérimentaux) [4].

### **III.2.1. Calcul de la contrainte électrique (Distribution du champ électrique $\vec{E}$ ) :**

Selon les hypothèses déjà citées, nous allons calculer les contraintes dans un domaine réduit (coupe transversale).

Le champ électrique est tiré à partir du potentiel (obtenu de l'équation de Gauss) :

$$V(r_i) = \frac{V_c}{\ln\left(\frac{R}{r_0}\right)} \cdot \ln\left(\frac{R}{r_i}\right)$$

**R** : rayon extérieur du câble

**r<sub>0</sub>** : rayon de l'âme conductrice

**r<sub>i</sub>** : position entre r<sub>0</sub> et R (dans l'isolant)

#### Conditions aux limites :

Potentiel au niveau de l'âme (**r<sub>0</sub>**) :

$$V(r_0) = V_c \text{ (kV)}$$

Potentiel de la couche semi-conductrice externe / terre :

$$V(R) = 0 \text{ (kV)}$$

On obtient donc l'expression du champ électrique ainsi :

$$\vec{E} = -grad(\vec{V})$$

D'où :

$$E(r_i) = r_i \frac{V_c}{\ln\left(\frac{R}{r_0}\right)}$$

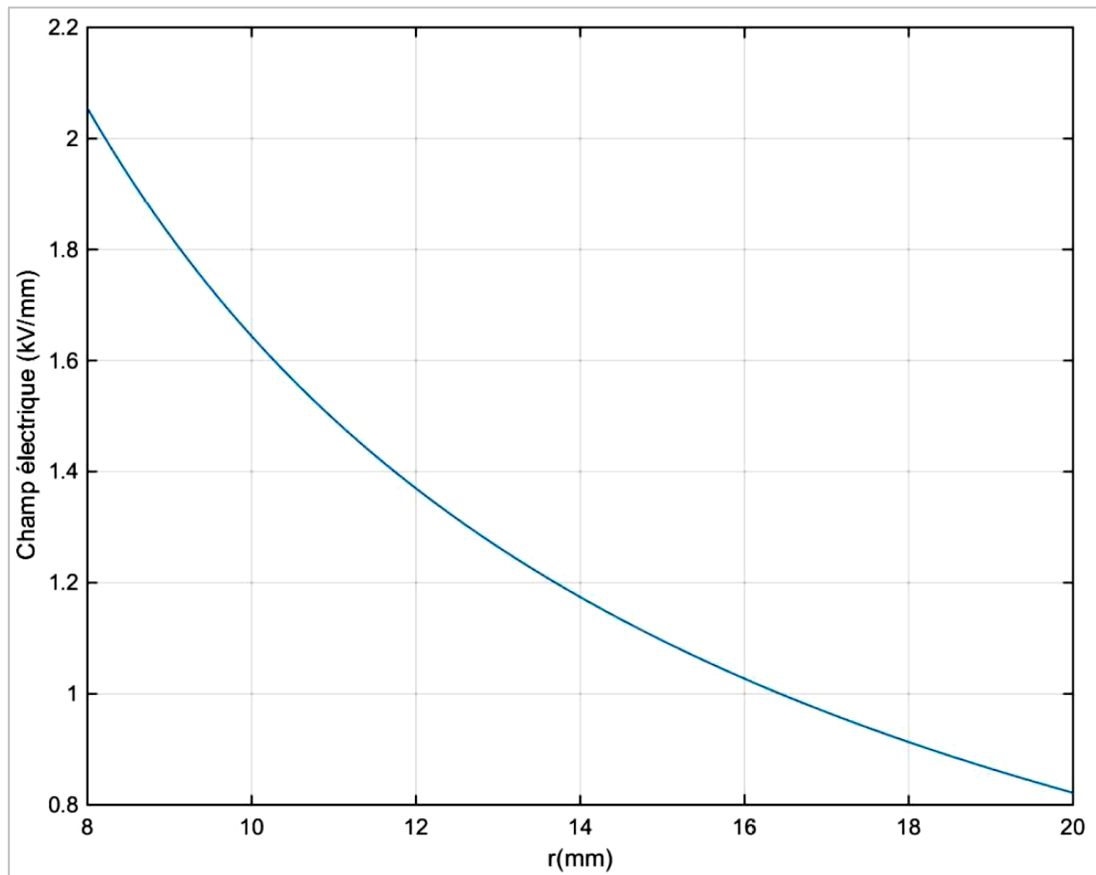
La distribution du champ dans l'isolant est simple à tracer.

Exemple : Indépendamment des paramètres négligés en imposant les hypothèses simplificatrices. Juste pour voir l'allure du champ électrique (Fig. III.5), prenons les données suivantes :

**R** = 20 mm

**r<sub>0</sub>** = 8 mm

**U** = 20 kV



*Fig. III.5 - Distribution du champ électrique  $E(r_i)$  dans un câble HT*

### **III.2.2. Calcul de la contrainte thermique (Distribution de température T) :**

On prend la même configuration de la figure III.2. Soit un courant d'intensité  $I$  qui passe dans le conducteur. Le câble a les paramètres suivants :

**a** : épaisseur de l'isolant

**T<sub>0</sub>** : température extérieure (supposée constante)

**$\delta$**  : conductivité électrique de l'âme

**$\lambda_1$**  : conductivité thermique de l'âme

**$\lambda_2$**  : conductivité thermique de l'isolant

On rappelle l'hypothèse **N°6** (effets de bords négligés → régime stationnaire)

Dans tout ce qui vient, on procède de la manière suivante :

- Déterminer la chaleur dissipée dans le matériau
- Appliquer la théorie de conservation d'énergie
- Tirer l'équation différentielle de la contrainte thermique
- Résolution de l'équation différentielle.

### III.2.2.1. Distribution de température dans l'âme conductrice :

La puissance dissipée par effet Joule dans un volume  $V$  ( $m^3$ ) est :

$$p = \frac{RI^2}{V}$$

Avec :

$$V = S.L = \pi r_0^2 L$$

D'où :

$$p = \frac{RI^2}{\pi r_0^2 L}$$

**S** : surface de la section de l'âme conductrice ( $m^2$ )

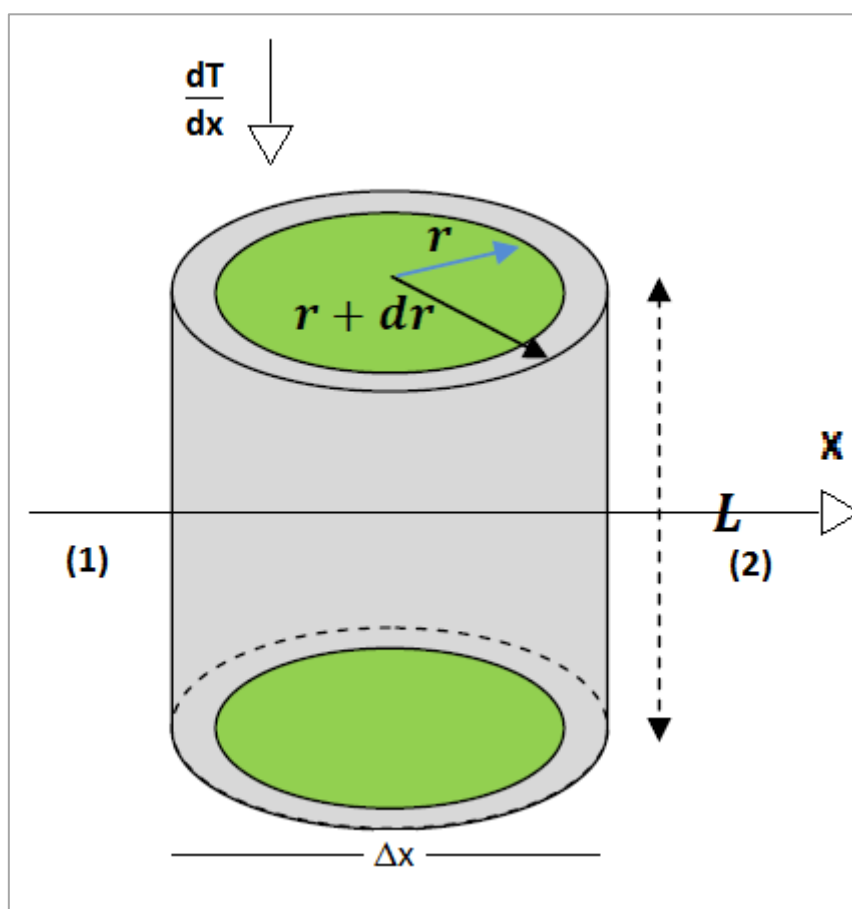
**$r_0$**  : rayon de l'âme conductrice (m)

**L** : longueur du cylindre (m)

**R** : résistance de l'âme ( $\Omega$ )

**I** : intensité du courant (A)

Pour pouvoir obtenir des équations simples, nous allons calculer l'écoulement de chaleur suivant  $x$  (Fig. III.6), puis latéralement à travers le cylindre [49].



*Fig. III.6 - Directions des chaleurs à travers le câble HT*



Soit :  $A = \Delta x^2$

On fait l'approximation suivante :

$$\frac{\Delta T}{\Delta x} = \frac{dT}{dx}$$

La loi de Fourier nous permet d'obtenir les expressions de flux de chaleur en traversant le cylindre.

L'écoulement de chaleur à travers la face (1) est [49] :

$$\Phi_1(x) = \lambda_1 A \frac{dT(x)}{dx}$$

L'écoulement de chaleur à travers la face (2) [49] :

$$\Phi_2(x) = \lambda_1 A \frac{dT(x)}{dx} + \lambda_1 A \frac{d}{dx} \left( \frac{dT(x)}{dx} \right) \Delta x$$

Le terme  $\lambda_1 A \frac{d}{dx} \left( \frac{dT(x)}{dx} \right) \Delta x$  est l'entrée de chaleur au volume différentielle. En d'autres termes, c'est la variation de l'entrée de chaleur à travers le matériau.

Selon ce second terme, on distingue deux cas de calcul :

1.  $\lambda_1 A \frac{d}{dx} \left( \frac{dT(x)}{dx} \right) \Delta x = 0$
2.  $\lambda_1 A \frac{d}{dx} \left( \frac{dT(x)}{dx} \right) \Delta x \neq 0$

On prendra le cas où le terme est nul ( $\lambda_1 A \frac{d}{dx} \left( \frac{dT(x)}{dx} \right) \Delta x = 0$ ).

La quantité de chaleur générée par le champ électrique est égale à  $\delta E^2$ , où  $\delta$  est la conductivité et  $E$  est l'intensité du champ électrique. Selon la loi de conservation d'énergie, la quantité de chaleur générée est la somme de la quantité absorbée et les pertes [18] :

$$C_v \frac{dT}{dx} + \text{div}(\lambda_2 \text{grad}T) = \delta E^2$$

$C_v$  la capacité thermique du diélectrique

$\lambda_2$  : conductivité thermique de l'isolant

Le flux thermique entrant par la surface latérale du cylindre est [49] :

$$\Psi_r = \lambda_1 2\pi r L \left( \frac{dT_1}{dr} \right)_r$$

$L$  : longueur du cylindre

$r$  : rayon du cylindre

Et pour un cylindre de rayon  $r + dr$  et de même longueur, le flux thermique sortant est :

$$\Psi_{r+dr} = \lambda_1 2\pi(r + dr)L \left( \frac{dT_1}{dr} \right)_{r+dr}$$

Le volume élémentaire entre les deux cylindres est :

$$dv = 2\pi r L \cdot dr$$

D'où la puissance interne élémentaire :

$$p \cdot dv = 2\pi p r L \cdot dr$$

En régime permanent :

$$p \cdot dv - \Psi_r + \Psi_{r+dr} = 0$$

$$2\pi p r L \cdot dr + \lambda_1 2\pi r L \left( \frac{dT_1}{dr} \right)_r - \lambda_1 2\pi(r + dr)L \left( \frac{dT_1}{dr} \right)_{r+dr} = 0$$

En divisant par  $2\pi L$  :

$$pr \cdot dr - \lambda_1 r \left( \frac{dT_1}{dr} \right)_r + \lambda_1 (r + dr) \left( \frac{dT_1}{dr} \right)_{r+dr} = 0$$

Ce qui donne :

$$pr = -\frac{\lambda_1 r}{dr} \left[ \frac{d}{dr} \left( \frac{dT_1}{dr} \right) dr + \frac{dT_1}{dr} \right]$$

$$\frac{d}{dr} \left( r \frac{dT_1}{dr} \right) = \frac{dT_1}{dr} + r \frac{d^2 T_1}{dr^2}$$

$$pr \cdot dr = -\lambda_1 \frac{d}{dr} \left( r \frac{dT_1}{dr} \right)$$

D'où :

$$\frac{-pr^2}{2\lambda_1} = r \frac{dT_1}{dr}$$

Si  $r = 0$ , et en supposant que  $\frac{dT_1}{dr} = 0$ , ce qui fait que :

$$T_1 = \frac{-pr^2}{4\lambda_1} + C_1$$

Où  $C_1$  est une constante qui va être déterminée à partir des équations de distribution de chaleur dans l'isolant (Partie III.2.2.2).

### **III.2.2.2. Distribution de température dans l'isolant :**

De la même manière qu'avec l'âme conductrice, on fait le bilan énergétique.

Le terme de puissance interne ici est nul, donc on aboutit à l'équation suivante :

$$-\lambda_2 2\pi r L \left( \frac{dT_2}{dr} \right)_r + \lambda_2 2\pi(r + dr)L \left( \frac{dT_2}{dr} \right)_{r+dr} = 0$$

En divisant par  $2\pi L$  :

$$-\lambda_2 r \left( \frac{dT_2}{dr} \right)_r + \lambda_2 (r + dr) \left( \frac{dT_2}{dr} \right)_{r+dr} = 0$$

Si :

$$\frac{dT_2}{dr} = 0$$

$$r \frac{dT_2}{dr} = c$$

$$dT_2 = c \frac{dr}{r}$$

D'où :

$$T_2 = c \cdot \ln(r) + C_2$$

$c$  est tirée à partir de l'équation de continuité du flux thermique pour.

Au niveau de la couche semi-conductrice interne ( $r = r_0$ ):

$$-\lambda_1 2\pi r L \left( \frac{dT_1}{dr} \right)_r = -\lambda_2 2\pi r L \left( \frac{dT_2}{dr} \right)_r$$

En divisant par  $2\pi r L$  :

$$-\lambda_1 \left( \frac{dT_1}{dr} \right)_r = -\lambda_2 \left( \frac{dT_2}{dr} \right)_r$$

Et sachant que :

$$\frac{-pr_0}{2\lambda_1} = \left( \frac{dT_1}{dr} \right)_{r_0}$$

Et que :

$$\frac{c}{r_0} = \left( \frac{dT_2}{dr} \right)_{r_0}$$

On obtient finalement :

$$c = \frac{-pr_0^2}{2\lambda_2}$$

On peut ensuite tirer  $C_2$  en mettant la condition  $T_2 = T_0$  lorsque  $r = r_0 + a = R$  ( $a$  est l'épaisseur de l'isolant), ce qui fait que :

$$T_0 = c \cdot \ln(R) + C_2$$

$$C_2 = T_0 - c \cdot \ln(R)$$

Donc :

$$T_2 - c \cdot \ln(r) = T_0 - c \cdot \ln(R)$$

$$T_2 = T_0 - c \cdot \ln(R) + c \cdot \ln(r)$$

$$T_2 = T_0 - c \cdot \ln\left(\frac{r}{R}\right)$$

$$T_2 = T_0 + c \cdot \ln\left(\frac{R}{r}\right)$$

On remplace  $c$  par sa valeur pour obtenir l'équation finale de distribution de température dans l'isolant :

$$T_2 = T_0 - \frac{pr_0^2}{2\lambda_2} \cdot \ln\left(\frac{r}{R}\right)$$

L'allure de cette équation est présentée dans la figure III.7.

Exemple :

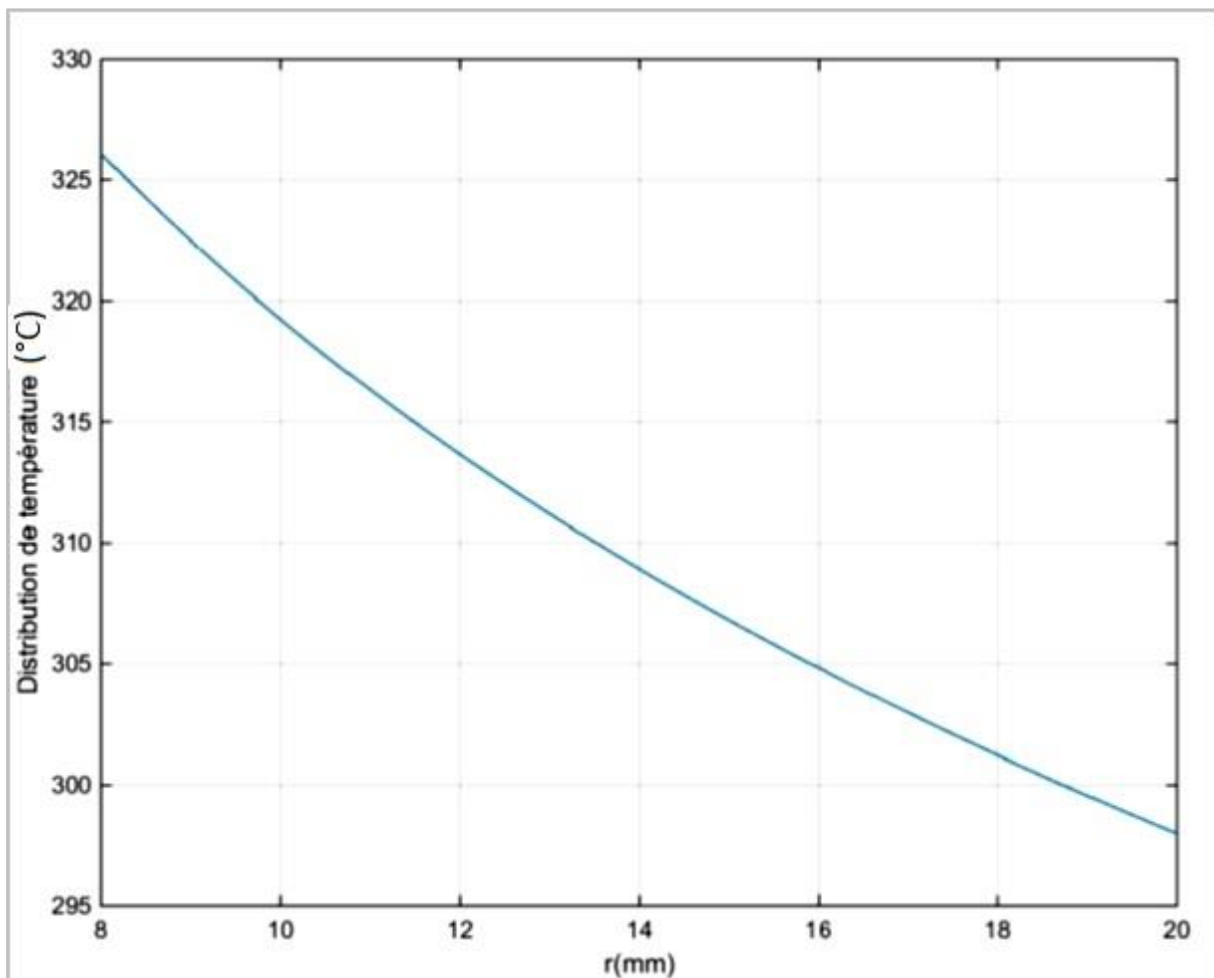
$R = 20 \text{ mm}$

$r_0 = 8 \text{ mm}$

$T_0 = 25^\circ\text{C}$

$\lambda_2 = 0.13 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$

$P = 54.11 \text{ W}$



*Fig. III.7 - Distribution de la température  $T(r_i)$  dans l'isolant en fonction du rayon*

Ensuite,  $C_1$  est tirée de l'équation de continuité de température à  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$  :

$$T_1(r_0) = \frac{-pr_0^2}{4\lambda_1} + C_1$$

Or :

$$T_2(r_0) = T_0 - \frac{pr_0^2}{2\lambda_2} \cdot \ln\left(\frac{r_0}{R}\right)$$

Ce qui donne :

$$\frac{-pr_0^2}{4\lambda_1} + C_1 = T_0 - \frac{pr_0^2}{2\lambda_2} \cdot \ln\left(\frac{r_0}{R}\right)$$

D'où :

$$C_1 = T_0 - \frac{pr_0^2}{2\lambda_2} \cdot \ln\left(\frac{r_0}{R}\right) - \frac{pr_0^2}{4\lambda_1}$$

En remplaçant  $C_1$  dans l'équation de distribution de T dans le conducteur, on obtient :

$$T_1 = \frac{-pr^2}{4\lambda_1} + T_0 - \frac{pr_0^2}{2\lambda_2} \cdot \ln\left(\frac{r_0}{R}\right) - \frac{pr_0^2}{4\lambda_1}$$

De forme plus simple :

$$T_1 = \frac{-p}{4\lambda_1} (r^2 - r_0^2) + T_0 - \frac{pr_0^2}{2\lambda_2} \cdot \ln\left(\frac{r_0}{R}\right)$$

Dans le cas où le second terme n'est pas nul ( $\lambda_1 A \frac{d}{dx} \left( \frac{dT(x)}{dx} \right) \Delta x \neq 0$ ), Reddy et Ramu [46] ont exprimé la continuité thermique, pour un système pareil à celui de notre cas, par l'équation suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dT(r)}{dr} \right) + \frac{g(r)}{\lambda_2} = 0$$

$g(\mathbf{r})$  : chaleur dissipée dans l'isolant exprimée dans [45] par :

$$g(r) = \delta(r) \cdot (E(r))^2 = \frac{I \cdot E(r)}{2\pi r}$$

$T(\mathbf{r})$  : température en fonction du rayon du conducteur

$E(\mathbf{r})$  : champ électrique en fonction du rayon du conducteur

$\lambda_2$  : conductivité thermique de l'isolant

$I$  : courant de fuite radial par unité de longueur

On déduit l'équation suivante :

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{\lambda_2} \delta(r) \cdot (E(r))^2 = 0$$

En utilisant l'équation de conductivité électrique (III.1.3) [45] :

$$\delta(r) = \delta_0 \cdot \exp \left[ a|E(r)| \frac{-b}{T(r)} \right]$$

On obtient :

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{\delta_0}{\lambda_2} \cdot \exp(a|E(r)|) \exp\left(\frac{-b}{T(r)}\right) \cdot (E(r))^2 = 0$$

On pose :

$$\frac{\delta_0}{\lambda_2} \cdot \exp(a|E(r)|) (E(r))^2 = C''$$

Ce qui donne :

$$\frac{d^2T}{dr^2} + C'' \cdot \exp\left(\frac{-b}{T(r)}\right) = 0$$

Pour simplifier, on fait un développement de Taylor, on aboutit à :

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{2} b \left( \frac{dT}{dr} \right)^2 = 0$$

On pose  $\frac{dT}{dr} = X$  et  $\frac{dX}{dr} = X'$  :

$$X' + \frac{1}{2} b X^2 = 0$$

$$\frac{X'}{X^2} + \frac{1}{2} b = 0$$

$$\frac{X'}{X^2} = -\frac{1}{2} b$$

En intégrant par rapport à  $r$  :

$$\frac{1}{X} = -\frac{1}{2} b \cdot r + C_3$$

Puis on remplace  $X$  par  $\frac{dT}{dr}$  :

$$\frac{dT}{dr} = \frac{1}{-\frac{1}{2} b \cdot r + C_3}$$

D'où :

$$T(r) = \frac{1}{b} \ln \left| -\frac{1}{2} b \cdot r + C_3 \right|$$

**b** : constante dépendante du matériau (généralement = **0.1 K<sup>-1</sup>**)

**b'** : constante déterminée à partir des conditions aux limites

### **III.3 – Modélisation numérique :**

La formation et le déplacement de charges dans le matériau polymère sont régis par le champ électrique et la température. Pour déterminer la distribution de champ électrique, la conductivité des matériaux est déterminée en fonction du champ et de la température. Dans n'importe quel cas, que ce soit dans des configurations de gradient thermique, en présence de matériaux multicouches, en champ divergent comme en symétrie cylindrique, ou une combinaison de ces situations, la conductivité est non homogène, et donc la distribution de champ, que ce soit dans des conditions transitoires ou stationnaires ne peut être déduite analytiquement. Pour ces raisons, nous allons calculer la distribution de champ électrique par simulation numérique en utilisant l'outil COMSOL qui permet également de déterminer les distributions de densité de charges et le courant, avec la possibilité d'intégrer les conditions aux limites sur la température de l'objet simulé, en utilisant la méthode des éléments finis.

COMSOL a une interface graphique simple, et ne nécessite pas de programmation directe, ce qui le rend très simple à utiliser. Il a une base de données très riche qui permet de modéliser n'importe quel aspect physique d'une manière qui est très proche de la réalité.

Un autre avantage est qu'il peut être combiné avec MATLAB, AutoCAD et quelques autres logiciels de conception.

Les étapes de modélisation qu'on va suivre sont essentiellement :

- Choix de la dimension (3D, 2D, 2D axisymétrique, etc.) ;
- Choix du module physique (AC/DC module, transfert de chaleur, acoustique, etc.)
- Choix du type d'étude (stationnaire, temporelle, fréquentielle, etc.).
- Construction de la géométrie.
- Choix des matériaux.
- Paramétrage des modules physiques.
- Paramétrage et calcul de l'étude.
- Représentation graphique des résultats.

#### **III.3.1. Modélisation numérique d'un isolant sans défauts :**

On pose les mêmes hypothèses de la partie III.2. :

1. Le matériau isolant est supposé homogène (pas d'impuretés et pas de défauts)
2. L'épaisseur des couches semi-conductrices est négligeable devant l'épaisseur de l'isolant et l'âme conductrice.
3. La tension appliquée ne dépasse pas le seuil de claquage, pour qu'il n'y ait pas de dégradation avant l'application du modèle.

4. Vu qu'il y a une symétrie axiale du câble électrique, on peut réduire notre domaine d'étude du champ électrique, ainsi que la température, à la coupe transversale. Donc, dans ce qui viendra, on va calculer le champ électrique et la température radiaux.

5. On suppose qu'il y a un contact thermique parfait entre l'isolant et l'âme conductrice.

#### a. Modèle électrostatique :

La distribution du champ électrique est représentée, dans le cas général, par un modèle à deux dimensions. On va voir l'effet du vieillissement sur la distribution du champ électrique dans un câble à isolation en EPDM.

Le modèle mathématique est celui d'un câble monophasé. L'étude pourra être généralisée par la suite pour les câbles triphasés et pour différentes tensions.

Le module électrostatique de COMSOL sert à résoudre l'équation suivante (de Poisson) :

$$-\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\nabla} V) = \rho_l$$

On pourra obtenir la valeur du champ électrique en appliquant le gradient :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V$$

La relation entre le champ électrique et le vecteur de déplacement électrique du conducteur (proportionnel à la tension appliquée) est donnée par :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$$

On aura donc :

$$\nabla \cdot \vec{D} = -\nabla \cdot (\varepsilon \vec{\nabla} V) = -\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\nabla} V) = \rho_l$$

$\varepsilon_r$ : permittivité relative du matériau isolant

$\varepsilon_0$  : permittivité absolue

$\rho$  : densité de charge

Comme la permittivité relative de l'isolant est supposée constante, on peut écrire l'équation précédente sous la forme :

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\varepsilon}$$

La densité de charge dans l'isolation est négligée car elle est minime. Donc le champ électrique pourra être tiré à partir de l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 V = 0$$



L'équation différentielle partielle suivante :

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

est ensuite résolue en utilisant la méthode des éléments finis dans COMSOL en tenant compte des conditions aux limites (de référence) définies dans la partie qui suit.

#### Conditions aux limites :

L'équation des conditions aux limites (des interfaces) entre deux milieux pour le modèle électrostatique s'écrit comme suit :

$$n \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho_s$$

$\rho_s$ : densité de charge de surface.

$n \cdot \vec{D}_1$  et  $n \cdot \vec{D}_2$  sont les composantes normales du vecteur de déplacement électrique pour deux différents milieux (pour n'importe quel cas) dans le modèle.

Dans les régions où les milieux sont le même matériau, la charge de surface est négligée (continuité) l'équation de la condition aux limites s'écrit :

$$n \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = 0$$

Or, pour différents milieux, les composantes normales du vecteur de déplacement électrique ne sont pas nulles.

Les conditions sur le potentiel et le champ électrique sont toujours appliqués.

Dans notre cas, on applique une tension alternative sinusoïdale pour une seule phase (car le modèle est monophasé).

D'où les conditions aux limites :

Dans le conducteur :  $V(t) = V_0 \cos(\omega t) \text{ kV}$

Dans l'isolant (terre) :  $V = 0 \text{ kV}$

(Dans le cas triphasé, on applique une tension  $V(t) = V_0 \cos\left(\omega t + \frac{2n\pi}{3}\right) \text{ kV}$  pour chaque conducteur, avec :  $n = 0, 1, 2$ )

#### **b. Modèle thermique :**

Le module thermique dans COMSOL sert à résoudre l'équation différentielle partielle suivante [18] :

$$d \cdot C_p \frac{\delta T}{\delta t} + \nabla \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) = Q$$

Où :

$d$  : densité du matériau

$C_p$  : Capacité de chaleur spécifique

$\lambda$  : conductivité thermique

$Q$  : Terme de source de chaleur

L'équation va être étudiée dans le domaine à deux dimensions (coupe transversale du câble).

Les pertes dans un câble peuvent exister à cause de plusieurs facteurs : Pertes fer, pertes par effet Joule, pertes diélectriques (isolation). Les pertes diélectriques dépendent de la tension contrairement aux autres pertes qui dépendent du courant.

Les deux termes de source de chaleurs pris en considération sont :

$Q_c$  : Les pertes par effet Joule causées par le courant dans le conducteur

$Q_s$  : Les pertes dans la gaine à cause des courants de Foucault

Dans les deux cas, les termes sont déterminés en divisant les pertes totales dans le conducteur par l'aire de la coupe transversale du conducteur.

Les pertes de chaleur par effet Joule sont données donc par :

$$Q_c = \frac{I^2 R}{A_c}$$

Où :

$A_c$  : Aire (de la coupe transversale) du conducteur

$I$  : Courant passant dans le conducteur

$R$  : Résistance du conducteur par unité de longueur, donnée par :

$$R = R'(1 + y_s + y_p)$$

$R'$  est la résistance continue (D.C.) par unité de longueur.

$y_s$  : coefficient de l'effet de peau

$y_p$  : coefficient de l'effet de proximité

Dans notre cas, pour simplifier, on considère que la résistance  $R$  est la même que celle continue DC (En d'autres termes, on considère que  $y_s$  et  $y_p$  sont nulles)

Les pertes dans la gaine sont données par :

$$Q_s = \lambda \frac{Q_c}{A_s}$$

Le facteur de pertes  $\lambda$  est calculé en termes de  $R$  et  $R_s$  (résistance de la gaine) ainsi que la géométrie du conducteur.

Le transfert de chaleur aux autres zones dépend de la géométrie, propriétés du matériau conducteur, l'isolation, l'écran et la gaine ainsi que des conditions atmosphériques.

La dépendance entre la résistance du conducteur et de l'isolant et la température fait qu'on peut coupler les systèmes électrique et thermique.

L'équation différentielle utilisée pour calculer la température est la suivante [50] :

$$-\nabla \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) = Q + h(T_a - T)$$

La température ambiante  $T_a$  est définie comme condition à la limite extérieure du câble.

Dans la zone de séparation entre deux matériaux, l'équation (qui suit) de continuité de flux calorifique est satisfaite :

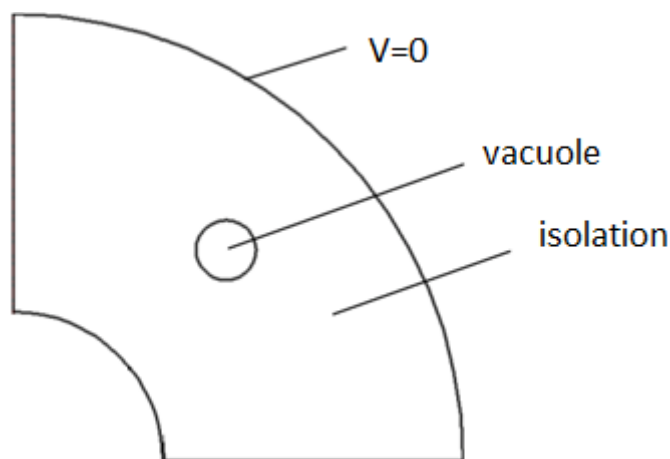
$$\lambda_1 \frac{\delta T}{\delta l} = \lambda_2 \frac{\delta T}{\delta l}$$

En plus, pour qu'il y ait continuité, la température à la limite de séparation entre deux matériaux doit être la même.

### **III.3.2. Modélisation numérique d'un isolant en présence d'une vacuole d'air :**

On suit la même procédure de la partie précédente (III.3.1.) sauf qu'ici, on introduit une vacuole d'air (Fig. III.8.) dans le matériau isolant pour voir son influence, et si les résultats sont cohérents avec la théorie.

On rappelle que la présence des vacuoles cause l'apparition des décharges partielles, mais pour pouvoir les simuler, on doit imposer des conditions d'amorçage.



**Fig. III.8 - Isolation d'un câble en présence d'une vacuole**

La valeur du champ électrique nécessaire pour induire des décharges partielles dans une vacuole est tirée de la loi de Paschen [49] :

$$E_c = K \cdot p^{0.7} \cdot d^{-0.3}$$

**K** : constante dépendante du milieu à l'intérieur de la vacuole

**p** : pression dans la vacuole

**d** : diamètre de la vacuole (supposée de forme de cercle)

Dans notre cas, on fera l'étude pour une vacuole d'air, ce qui fait que :

$$K = 8 \cdot 10^{-3}$$

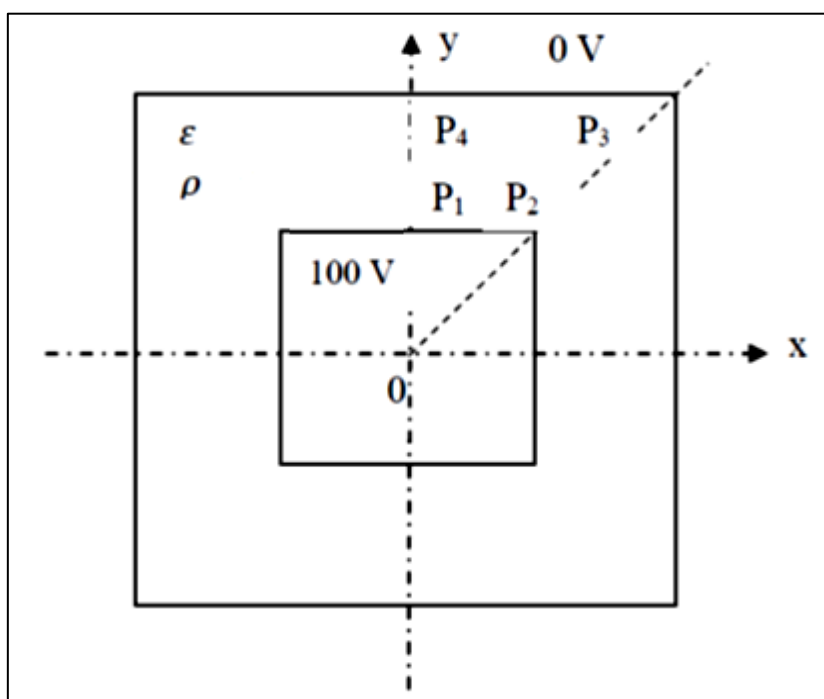
### III.3.3 Méthode des éléments finis (2D) [52] :

Pour comprendre la méthode de calcul numérique utilisée dans COMSOL, voici un problème d'électrostatique à deux dimensions.

Exemple :

Soit un condensateur dont la section droite est représentée sur la figure III.7. On suppose que sa profondeur ( $L$ ) est très grande par rapport aux côtés.

Le condensateur est composé de deux conducteurs imbriqués de sections carrées de côtés de longueurs :  $l_1 = 4 \text{ cm}$  et  $l_2 = 8 \text{ cm}$ . Le premier conducteur (petit carré) est mis à un potentiel de  $100 \text{ V}$  et l'autre à  $0 \text{ V}$ .



*Fig. III.9 - Section droite du condensateur*

Vu qu'il y a symétrie axiale et que les dimensions suivant  $z$  (perpendiculairement à  $xOy$ ), on peut se limiter à la section droite pour déterminer la répartition du potentiel  $V$  d'un diélectrique (supposé parfait) qui se trouve entre les deux électrodes.

Pour un diélectrique parfait, les équations de Maxwell sont les suivantes :

$$(1) \quad \text{div} \vec{D} = \rho$$

$$(2) \quad \text{rot} \vec{E} = \vec{0}$$

$$(3) \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$\mathbf{D}$  : induction électrique

$\mathbf{E}$  : champ électrique

$\rho$  : densité de charges

$\epsilon$  : la permittivité du diélectrique.

En remplaçant l'équation (3) dans (1), et en utilisant l'équation du gradient :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V$$

On obtient :

$$\text{div}(\varepsilon \cdot \text{grad}V) = -\rho$$

Dans le repère cartésien xOy, on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \varepsilon \frac{\partial V}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \varepsilon \frac{\partial V}{\partial y} \right] = -\rho$$

Dans notre cas,

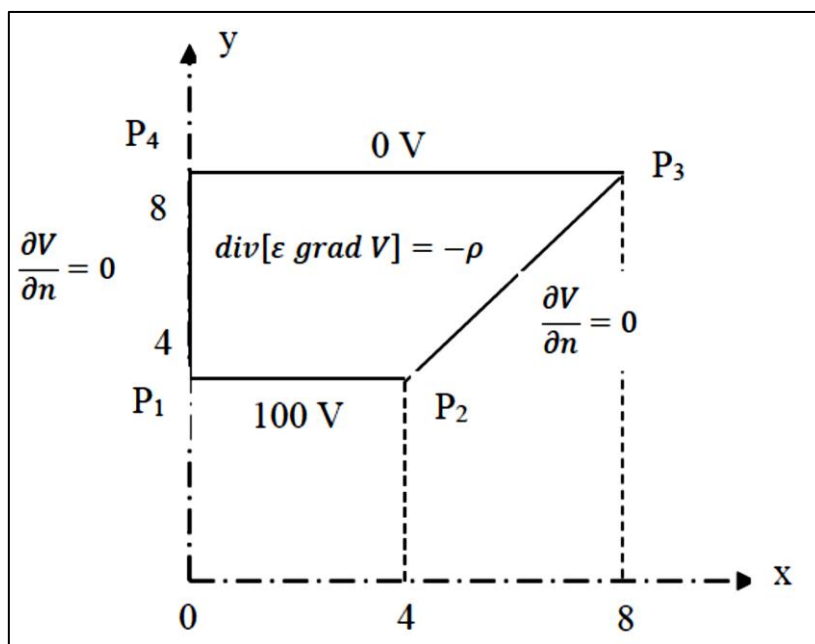
$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_r = \text{constante}$$

$$\rho = 0$$

D'où :

$$\varepsilon \left( \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\partial V}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\partial V}{\partial y} \right] \right) = 0$$

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



**Fig. III.10 - Domaine réduit**

Grace à la symétrie, on peut encore réduire le domaine d'étude au quart, comme il est montré dans la figure III.8.

Conditions aux limites :

Suivant les axes P<sub>1</sub>P<sub>2</sub> et P<sub>3</sub>P<sub>4</sub>, le champ électrique est tangent, ce qui fait que les composantes normales sont nulles :

$$E_n = 0$$

Donc :

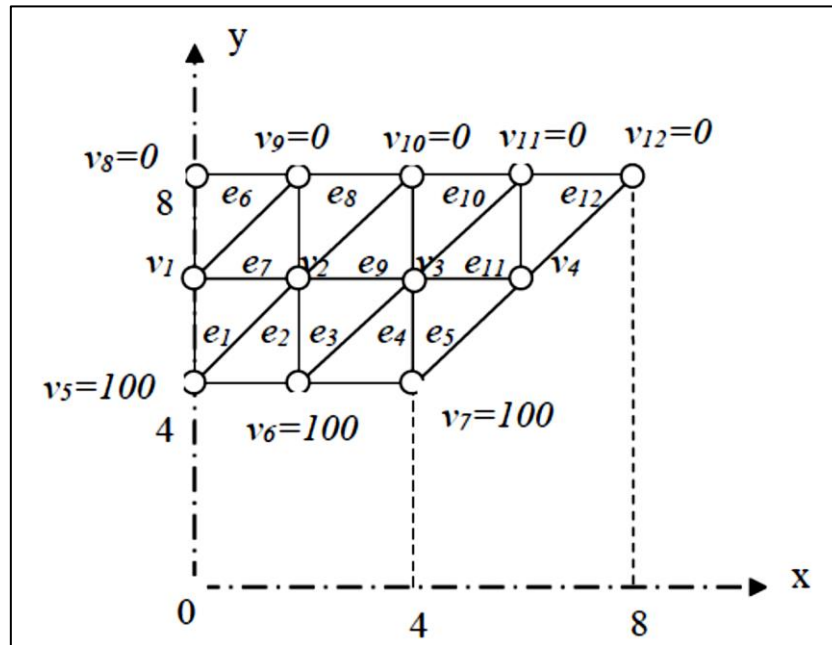
$$D_n = 0$$

Et :

$$\frac{\partial V}{\partial n} = 0$$

Maillage :

On procède à subdiviser ce domaine en sous-domaines élémentaires. La manière la plus simple dans le cas de deux dimensions est de le diviser en triangles (Fig. III.9).



**Fig. III.11 - Maillage du domaine d'étude**

12 éléments finis (triangles) et 12 nœuds numérotés selon le tableau suivant qui donne la position (selon x et y) ainsi que le potentiel électrique de chaque nœud :

	n1	n2	n3	n4	n5	n6	n7	n8	n9	n10	n11	n12
x	0	2	4	6	0	2	4	0	2	4	6	8
y	6	6	6	6	4	4	4	8	8	8	8	8
V	.	.	.	.	100	100	100	0	0	0	0	0

**Tableau III.1 - Position et potentiel électrique de chaque nœud**

Pour procéder à trouver les éléments inconnus, on utilise l'interpolation par élément fini. Par exemple pour un triangle de sommets  $\mathbf{n}_i$ ,  $\mathbf{n}_j$ ,  $\mathbf{n}_k$  avec des potentiels  $V_i$ ,  $V_j$  et  $V_k$  (respectivement), la méthode d'interpolation la plus simple est l'interpolation linéaire :

$$V_i = a + bx_i + cy_i$$

$$V_j = a + bx_j + cy_j$$

$$V_k = a + bx_k + cy_k$$

On met les équations sous forme matricielle puis on inverse et on calcule le déterminant pour pouvoir trouver les constantes inconnues pour chaque élément fini.

Après avoir déterminé le potentiel, on utilise le gradient pour trouver le champ électrique :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V$$

### **III.4 – Résultats et interprétations :**

Dans cette partie, on va présenter les résultats des modèles (analytique et numérique), et l'évolution des paramètres du matériau isolant (facteur de pertes, résistivité transversale et permittivité).

Pour pouvoir effectuer une comparaison avec les résultats expérimentaux de Boukezzi effectués au niveau du laboratoire de haute tension de l'ENP [4], on fera le calcul analytique et numérique en utilisant les mêmes paramètres de câbles cités ci-dessous :

#### **Câbles de moyenne tension fournis par E.N.I.C.A.B. (Biskra) :**

Tension nominale : **30 kV**

Tension spécifiée : **18 kV**

Diamètre extérieur : **36 mm**

- Âme conductrice :

Matériau dans l'âme : **Aluminium**

Diamètre de l'âme : **23 mm**

Température maximale de l'âme en service normal : **90 °C**

Température maximale de l'âme en court-circuit : **250 °C**

- Isolation :

Type d'isolation : **PRC**

Épaisseur de l'isolant : **20 mm**

Conductivité thermique : **0.17. W m<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup>.**

Coefficient du champ électrique : **0.033mm/kV**

Permittivité relative : **2.3**

Facteur de pertes diélectriques : **3 x 10<sup>-4</sup>**

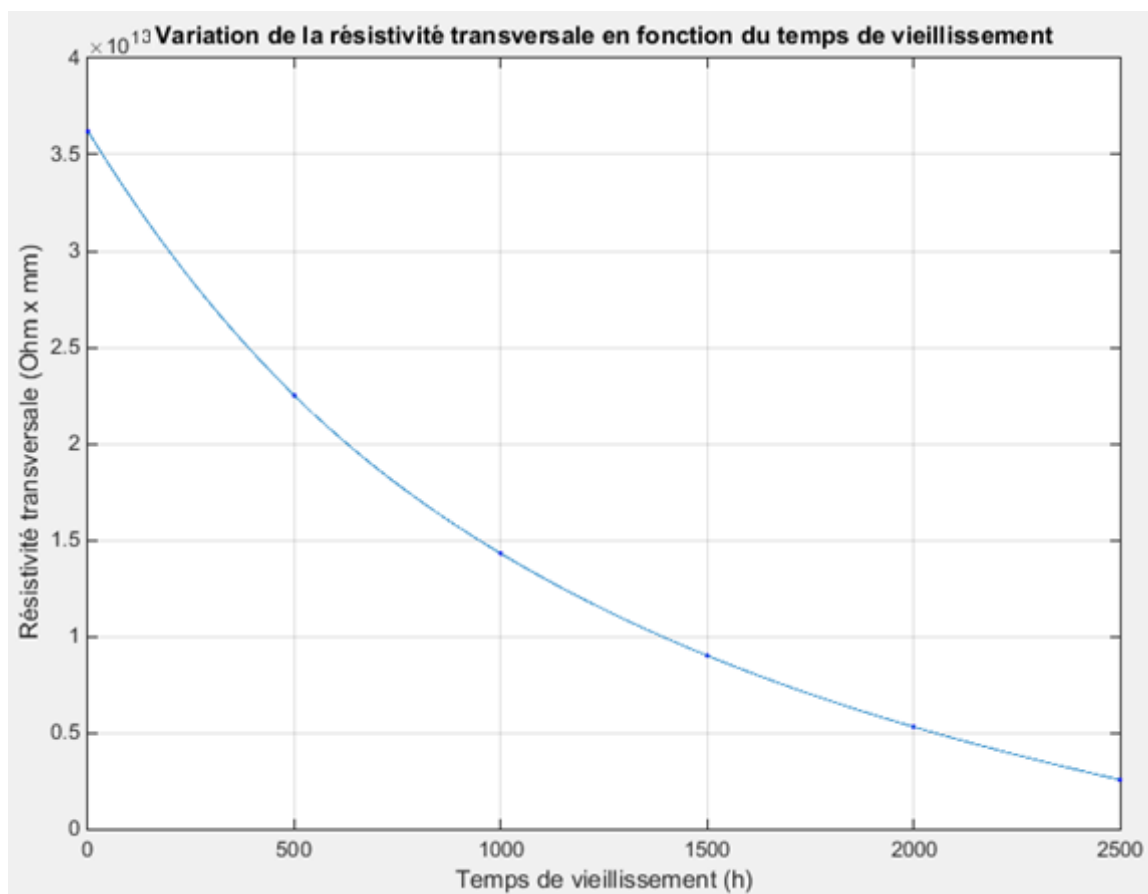


### **III.4.1. Résultats analytiques :**

#### **a. Influence du temps de vieillissement sur la résistivité transversale :**

La figure III.12 représente la variation de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement pour une isolation en PRC saine. On remarque qu'elle diminue graduellement de  $3.65 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{mm}$  jusqu'à moins de  $0.3 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{mm}$  à 2500 heures.

Ce décroissement peut être expliqué par l'augmentation de la conductivité électrique qui est due à la création et l'augmentation de la mobilité des porteurs de charges lors de la dégradation [53].



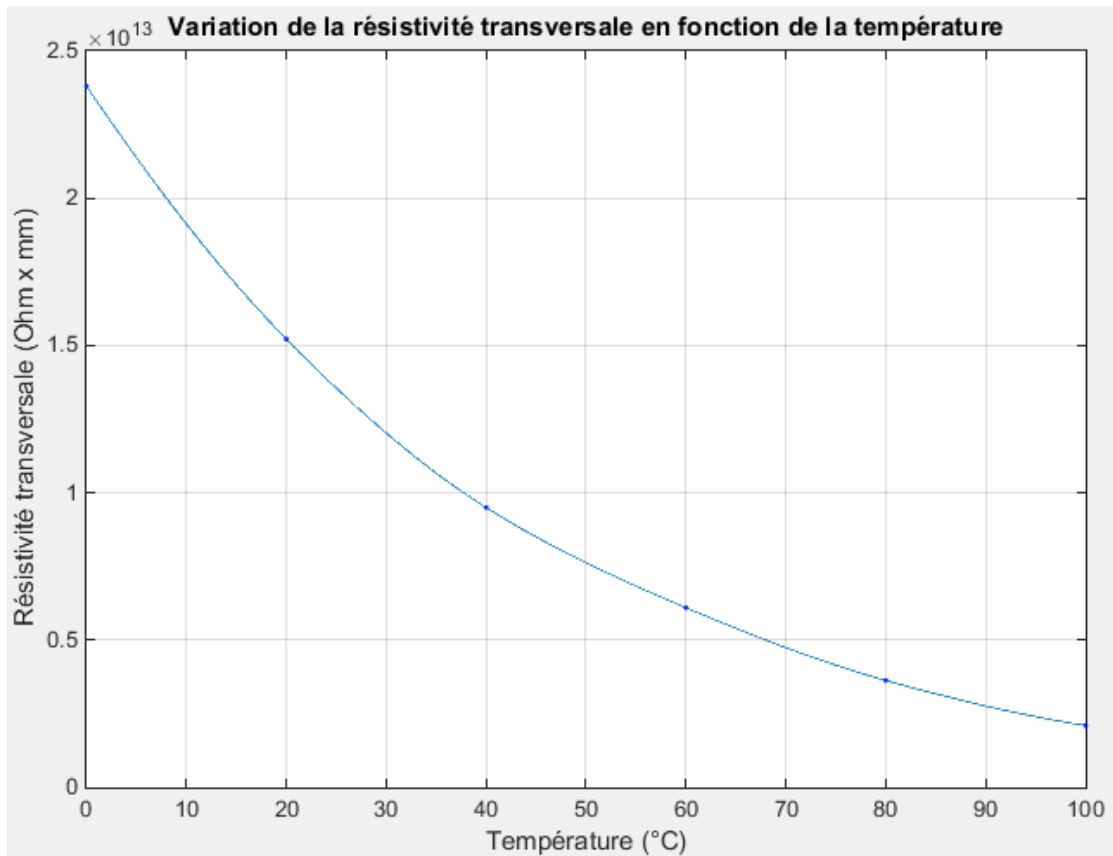
***Fig. III.12 - Variation de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement***

#### **b. Influence de la température sur la résistivité transversale :**

La figure III.13 représente la variation de la résistivité transversale en fonction de la température pour une isolation en PRC vieilli à  $120^\circ \text{C}$  pendant 500 heures. Plus on augmente la température, plus la résistivité diminue jusqu'à  $0.25 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{mm}$ .

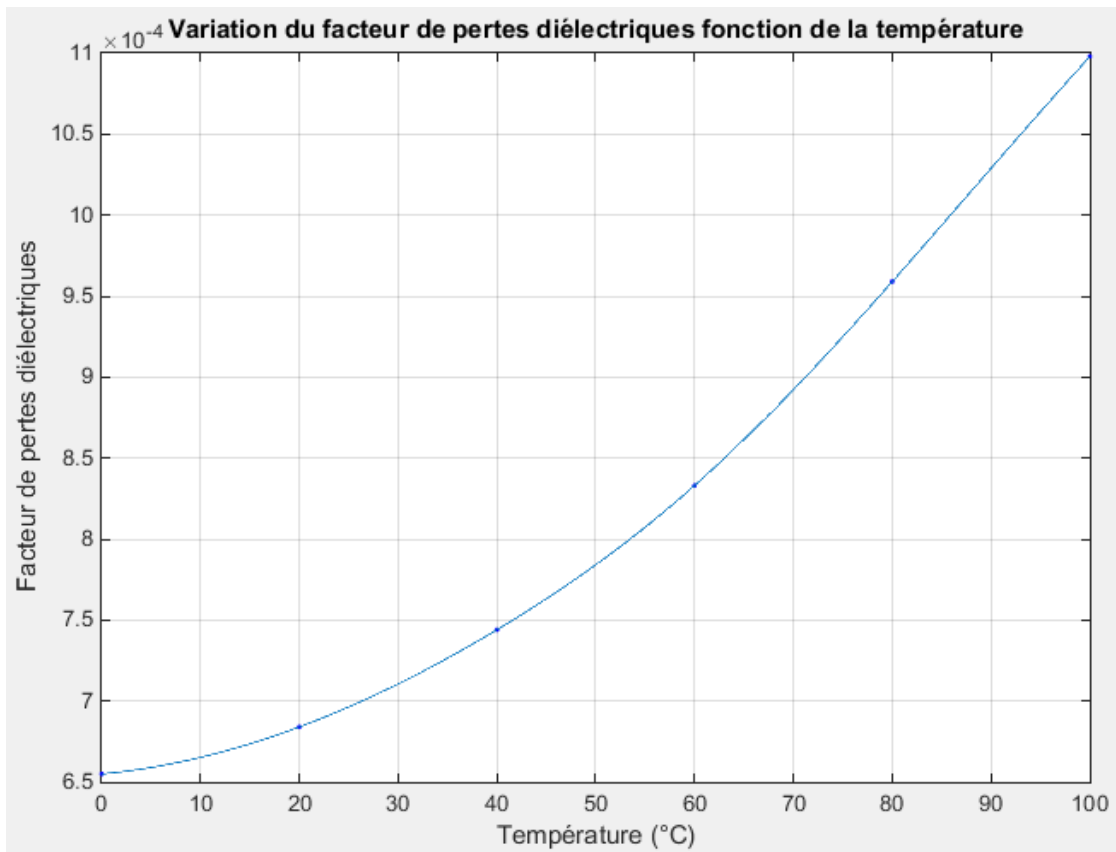
Cette diminution vérifie la loi de variation de résistivité en fonction de la température et du champ électrique, issue de la loi d'Arrhenius (III.1.2.) :

$$\rho = \rho_0 \exp(-aT) \exp(-mE)$$



**Fig. III.13 - Variation de la résistivité transversale en fonction de la température**

*c. Influence de la température sur le facteur de pertes diélectriques :*



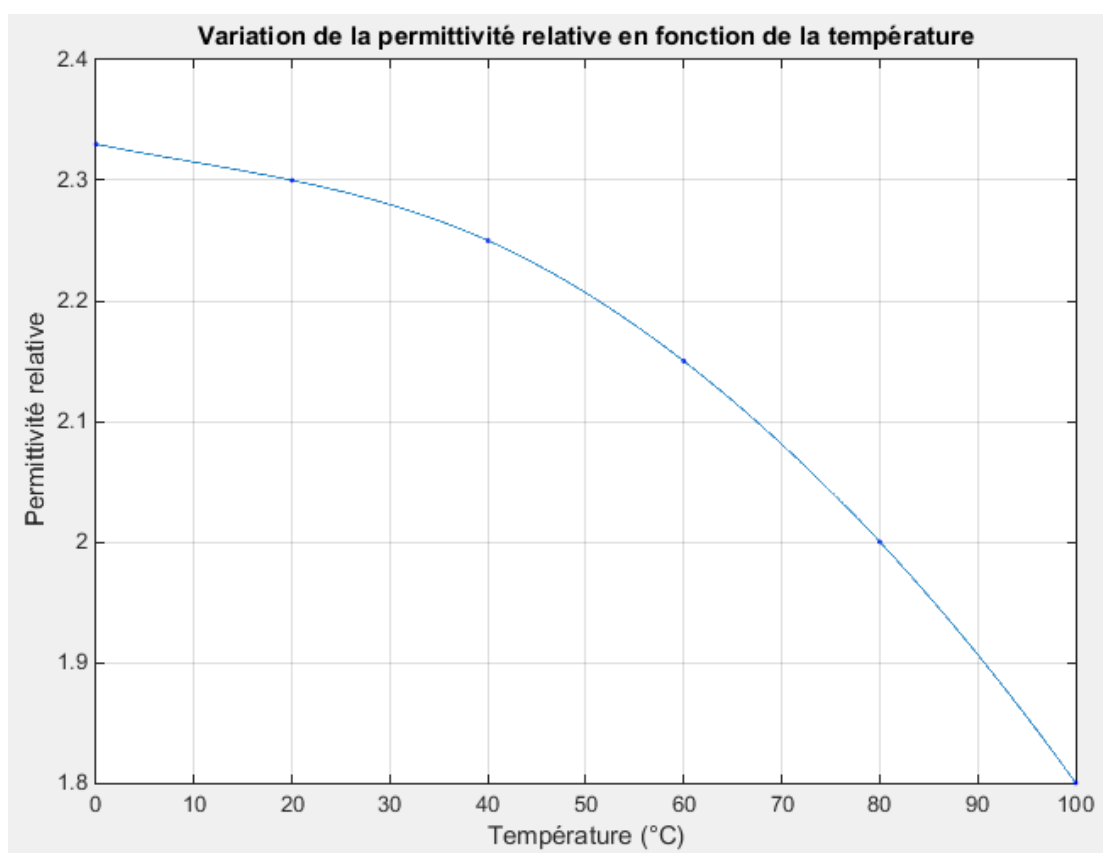
**Fig. III.14 - Variation du facteur de pertes en fonction de la température**

Comme il est montré sur la figure III.14, pour une isolation en PRC vieilli à 120°C pendant 2500 heures, plus on augmente la température appliquée, les pertes diélectriques augmentent jusqu'à  $11 \times 10^{-4}$  à 100 °C.

Ce comportement est dû à l'augmentation de la mobilité des porteurs de charge, ce qui induit une augmentation des pertes ioniques.

Dû aux simplifications imposées au début du chapitre, la variation observée est assez souple, car généralement dans les essais, on remarque une diminution du facteur de pertes au début jusqu'à une température nominale, puis une augmentation rapide aux alentours de 100 °C et plus [54].

*d. Influence de la température sur la permittivité relative :*

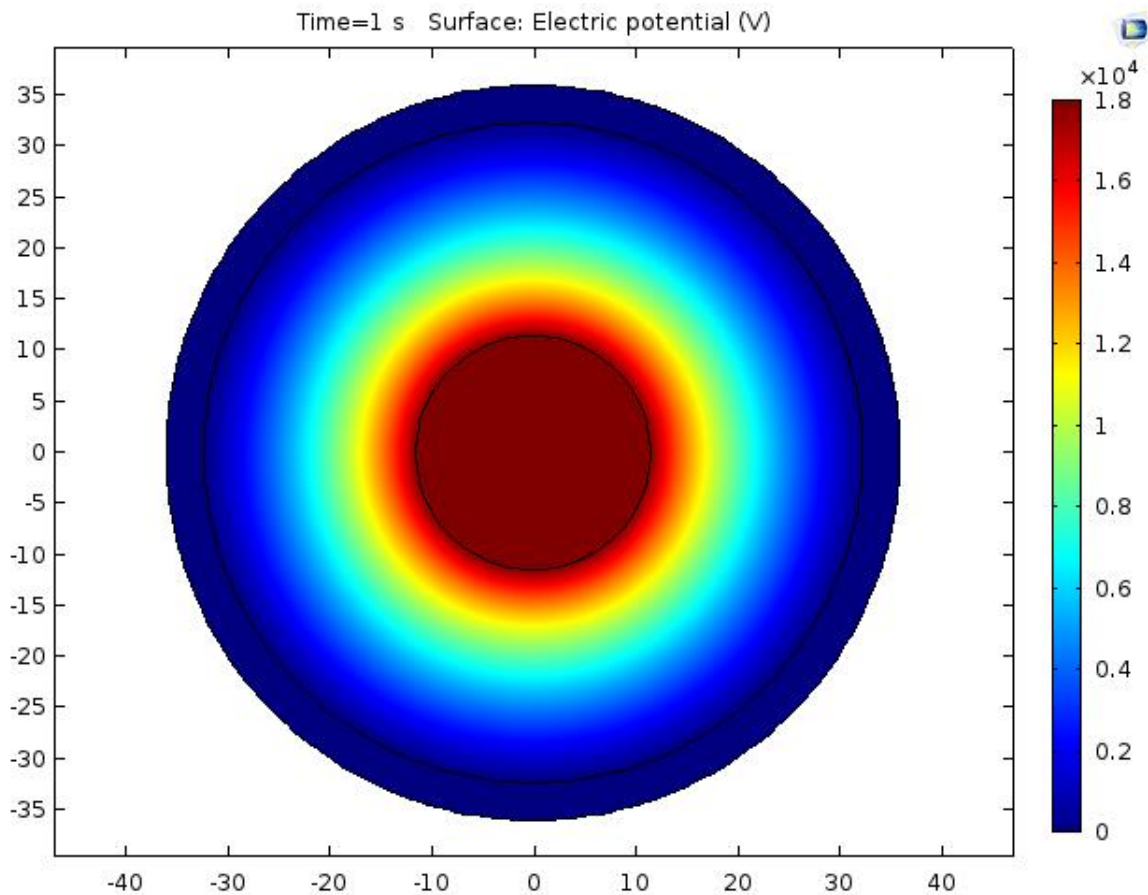


**Fig. III.15 - Variation de la permittivité relative en fonction de la température**

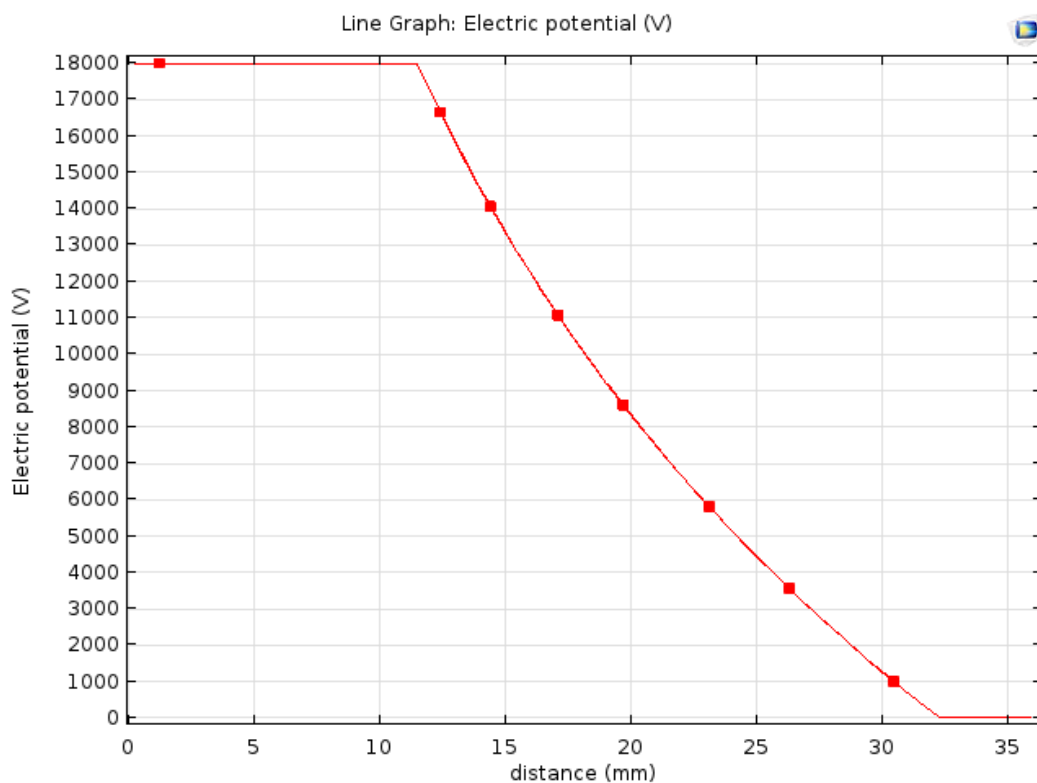
Selon la figure III.15, la permittivité relative du PRC vieilli à 120 °C pendant 2500 heures de service, diminue en fonction de la température appliquée. Cette variation est due au fait que plus on augmente la température, plus la densité relative du matériau diminue [54].

### III.4.2. Résultats numériques (sans défauts) :

*Distribution du potentiel électrique :*



**Fig. III.16 - Distribution du potentiel dans le câble**

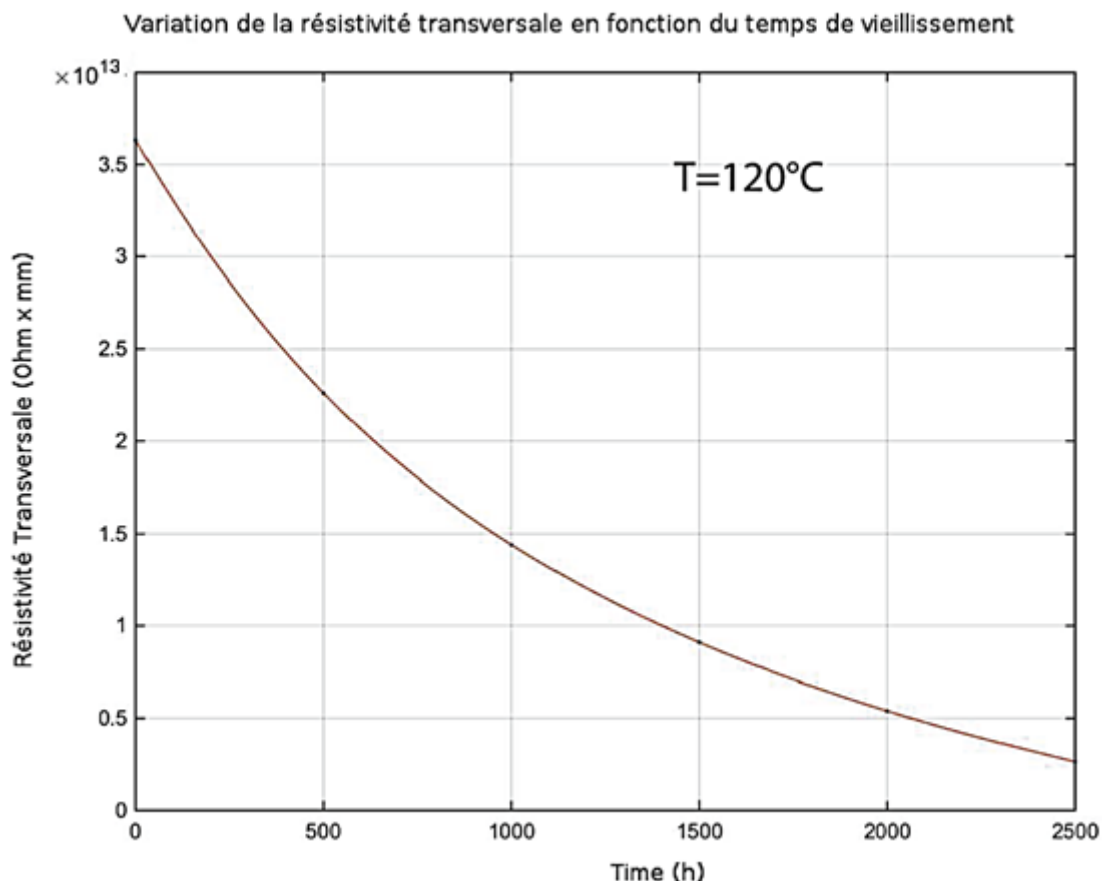


**Fig. III.17 - Variation du potentiel électrique en fonction de la distance à partir du milieu du câble**

Les figures III.16 et III.17 représentent la distribution du champ électrique dans le câble lorsqu'on applique une tension spécifiée de 18 kV.

On va voir les variations des paramètres de l'isolant en utilisant COMSOL, puis nous allons les comparer à ceux dans la partie analytique et ceux des résultats expérimentaux.

a. Influence du temps de vieillissement sur la résistivité transversale :

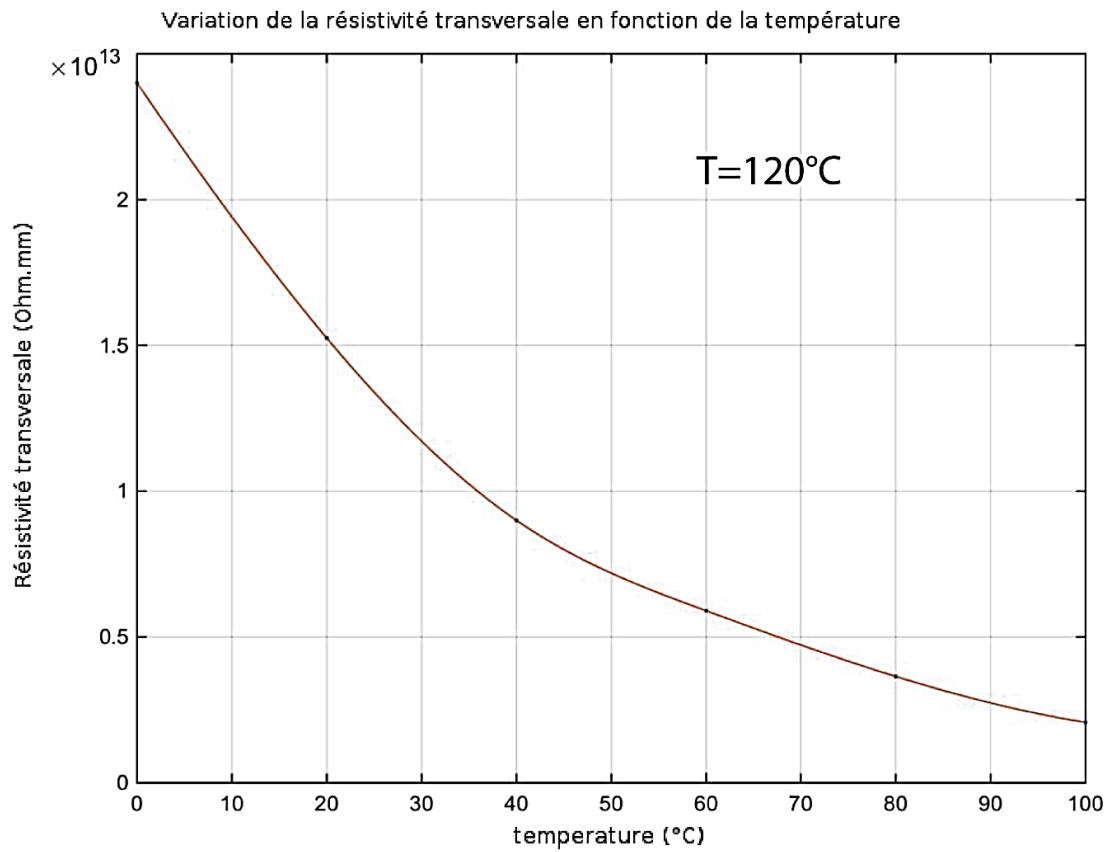


**Fig. III.18 - Variation de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement**

La figure III.18 représente la variation de la résistivité transversale simulée par COMSOL en fonction du temps de vieillissement pour une isolation en PRC saine. Pareillement au cas analytique, elle diminue d'environ  $3.6 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{mm}$  jusqu'à  $0.3 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{mm}$  à 2500 heures. L'explication est déjà faite dans la partie analytique.

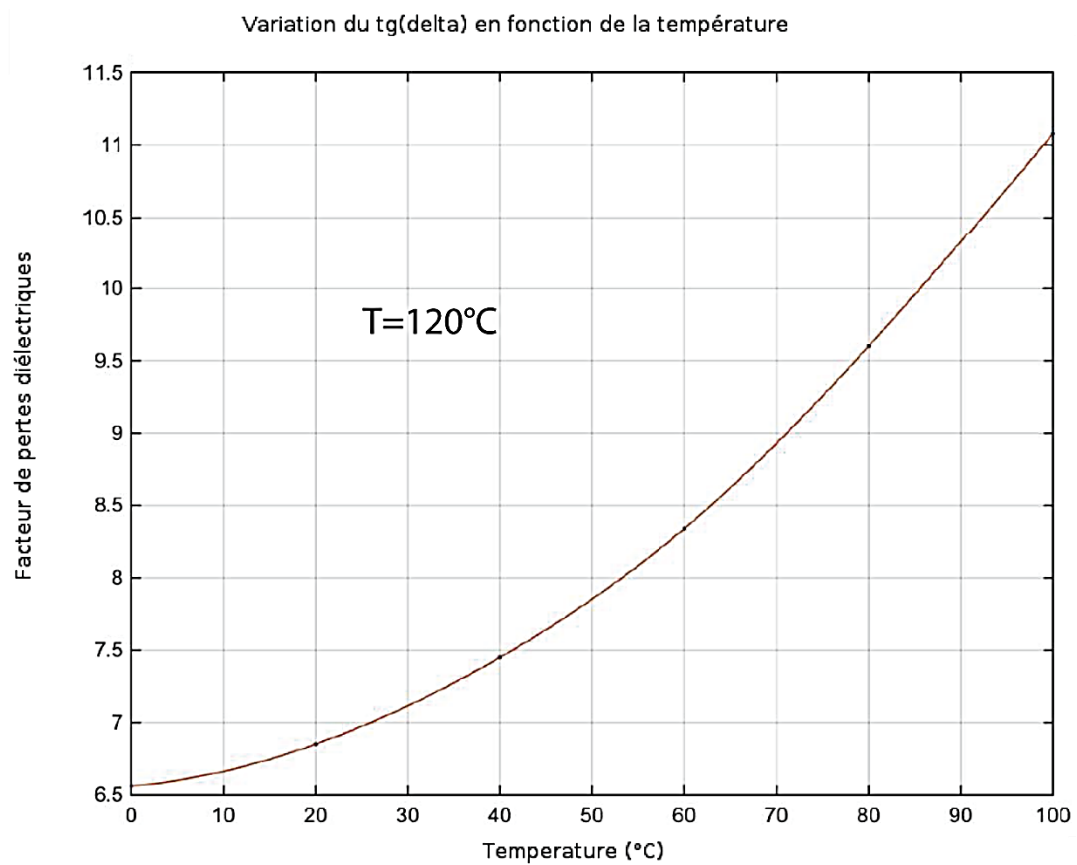
b. Influence de la température sur la résistivité transversale :

La figure III.19 représente la variation de la résistivité transversale simulée par COMSOL, en fonction de la température pour une isolation en PRC vieilli à  $120^{\circ}\text{C}$  pendant 500 heures. La diminution est identique à celle du cas analytique.



**Fig. III.19 - Variation de la résistivité transversale en fonction de la température**

c. Influence de la température sur le facteur de pertes diélectriques :

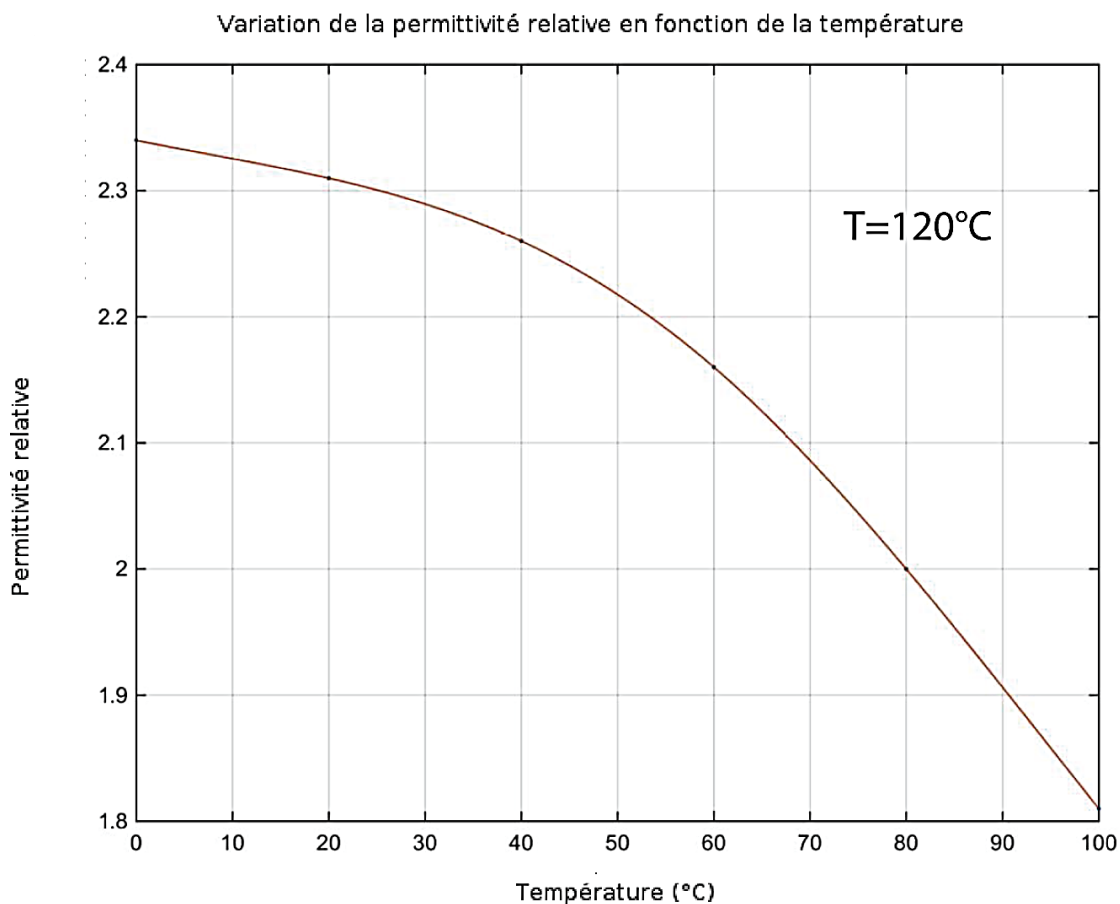


**Fig. III.20 - Variation du facteur de pertes en fonction de la température**

Dans la figure III.20, pour une isolation en PRC vieilli à 120°C pendant 2500 heures, la simulation montre que plus on augmente la température appliquée, plus les pertes diélectriques augmentent, comme obtenu dans le cas analytique.

d. Influence de la température sur la permittivité relative :

Comme dans le cas analytique, la permittivité relative simulée du PRC vieilli à 120 °C pendant 2500 heures de service, diminue en fonction de la température appliquée (Fig. III.21).



**Fig. III.21 - Variation de la permittivité relative en fonction de la température**

### Comparaison des résultats :

Dans cette partie, nous comparons les résultats obtenus analytiquement, numériquement (COMSOL) et les résultats expérimentaux.

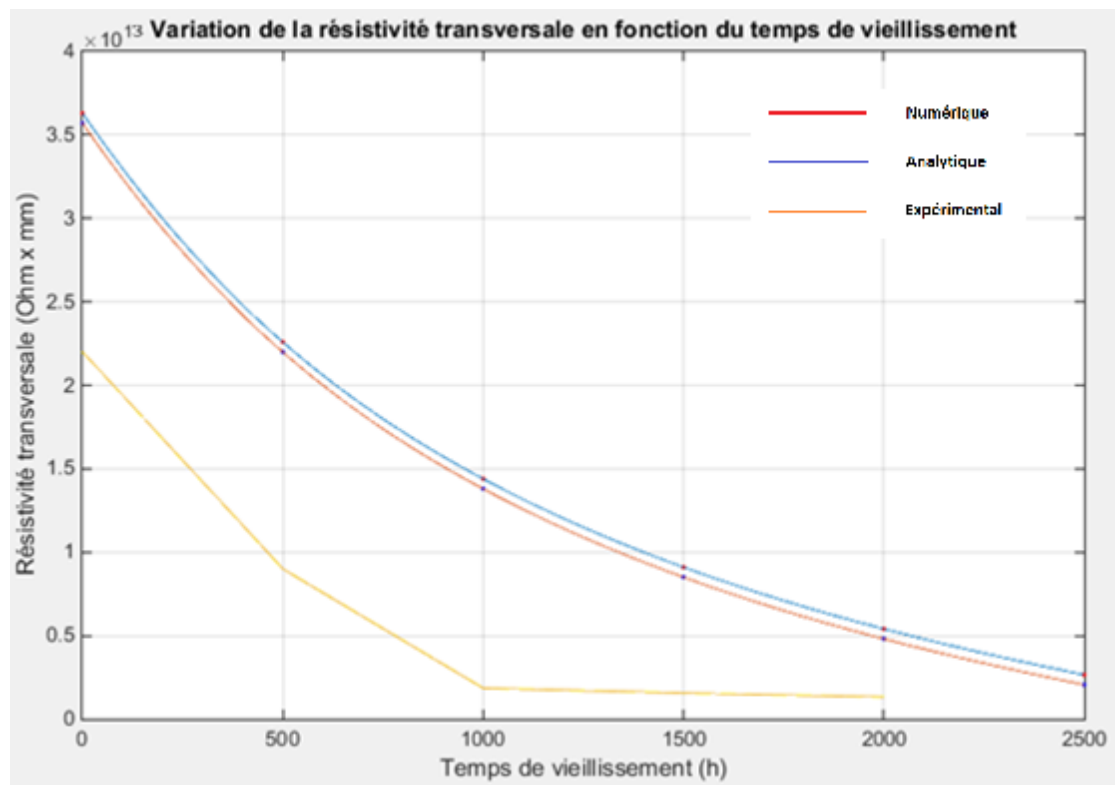
Nous remarquons que les résultats numériques et analytiques sont presque identiques et proches à ceux obtenus expérimentalement. Les faibles différences sont dues aux défauts présents dans le matériau et à cause des simplifications imposées au début du chapitre III, ce qui fait que les résultats calculés sont plus proches du cas idéal.

### Légende :

**Bleu** : résultat analytique

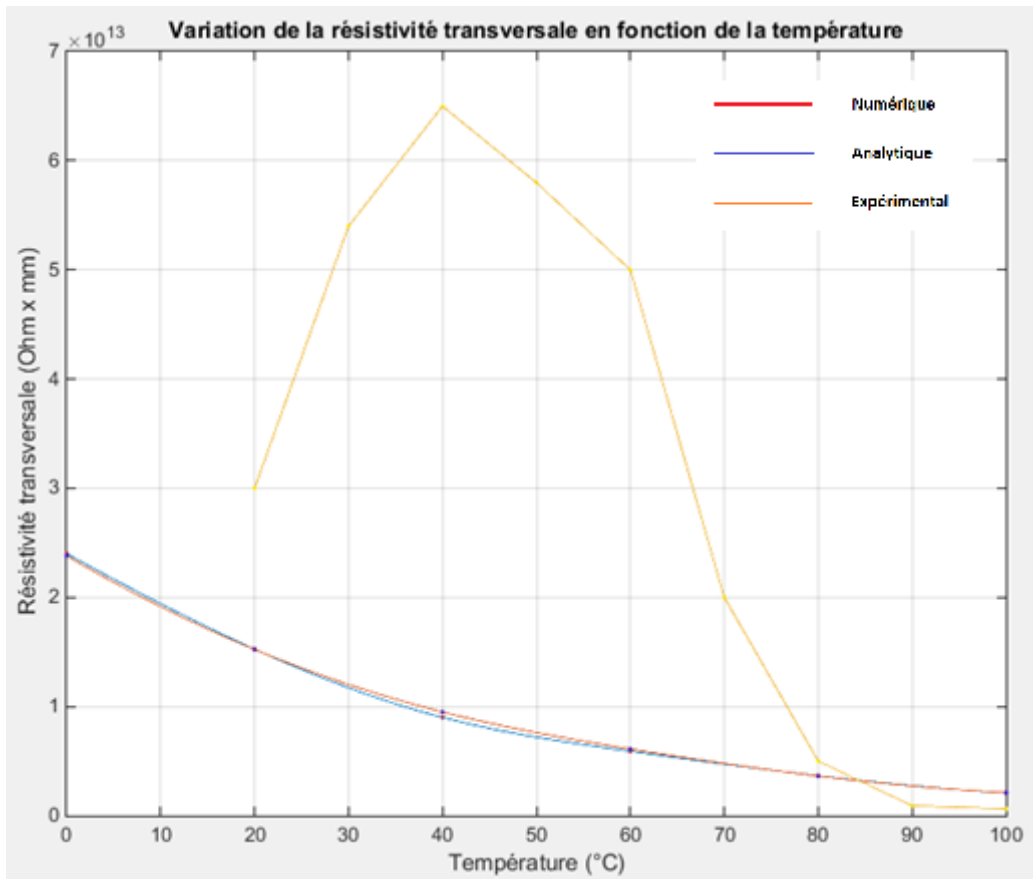
**Rouge** : résultat numérique (COMSOL)

**Orange** : résultat expérimental

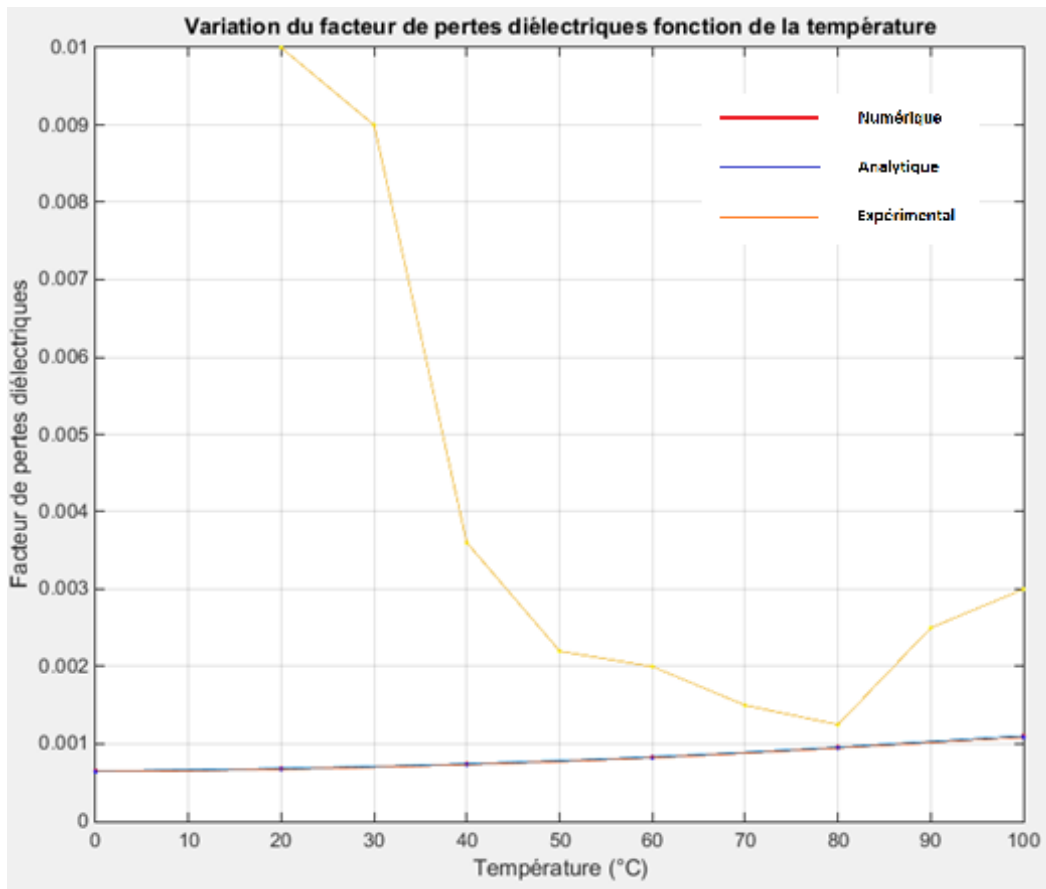


**Fig. III.22 - Variation de la résistivité transversale en fonction du temps de vieillissement (Comparaison)**

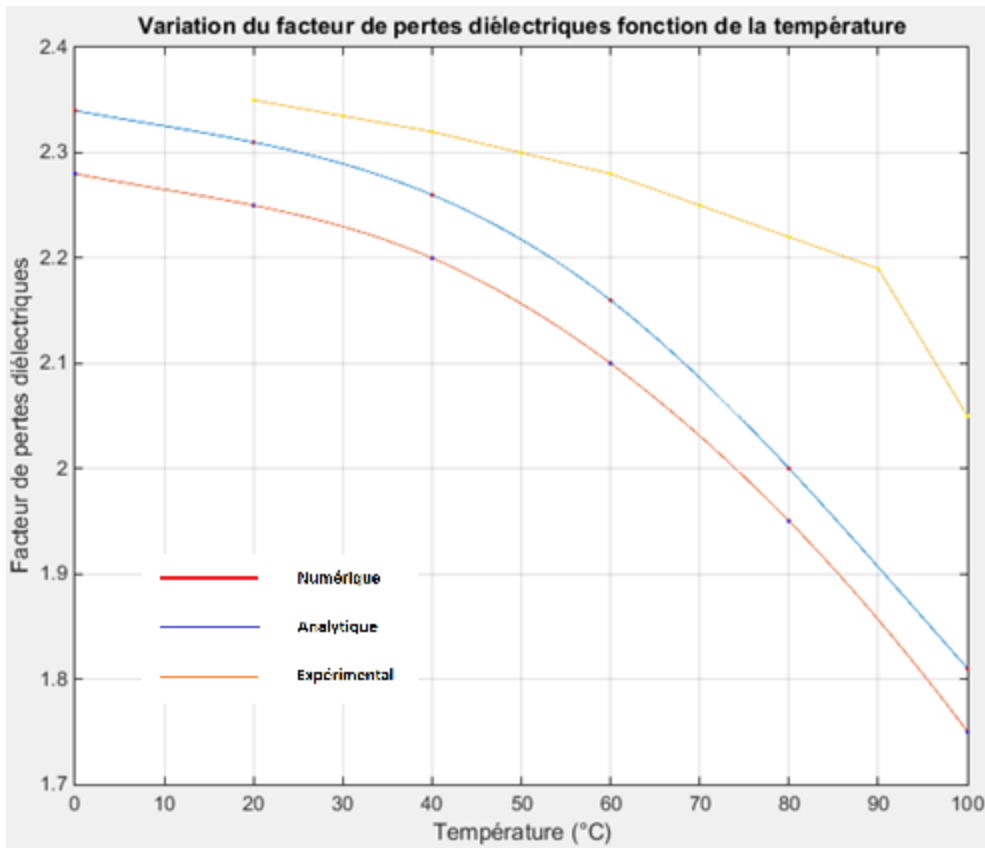




**Fig. III.23 - Variation de la résistivité transversale en fonction de la température (Comparaison)**

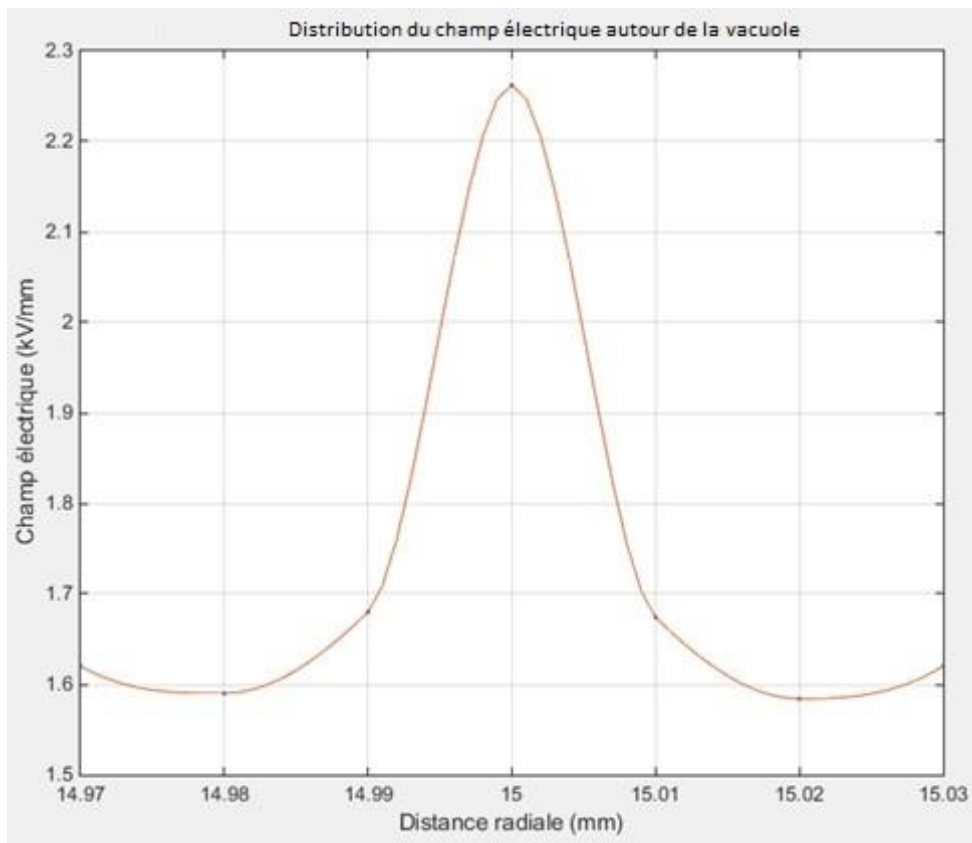


**Fig. III.24 - Variation du facteur de pertes en fonction de la température (Comparaison)**



*Fig. III.25 - Variation de la permittivité relative en fonction de la température (Comparaison)*

**III.4.3. Influence de la présence d'une vacuole d'air sur le champ électrique :**

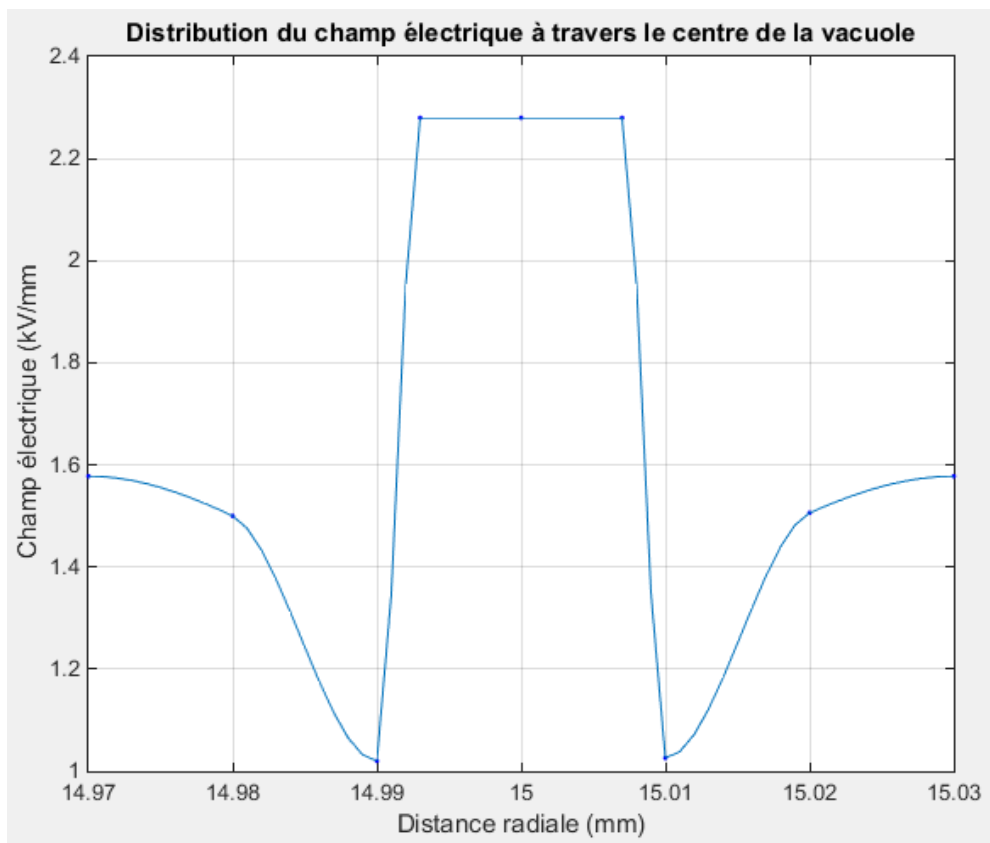


*Fig. III.26 - Distribution du champ électrique autour de la vacuole d'air*

Nous avons calculé le champ électrique dans le cas d'une vacuole de forme sphérique de diamètre de 0.02 mm (20  $\mu\text{m}$ ) située à 14 mm du milieu du câble.

Selon les figures III.26 et III.27, la vacuole d'air influence le champ seulement dans la région où elle est située.

On remarque que le champ à l'intérieur de la vacuole est supérieur à celui autour d'elle.



*Fig. III.27 - Distribution du champ électrique à travers la vacuole d'air*

## **Conclusion générale**

Le processus du vieillissement est très complexe, et contient beaucoup de mécanismes et de variables, ce qui rend sa modélisation très difficile à établir sans simplifications, et les modèles qui existent déjà se basent généralement sur les lois d'Arrhenius et d'Eyring

Ce travail nous a permis d'établir un modèle analytique ainsi qu'une étude numérique du vieillissement d'un câble électrique de moyenne et haute tension isolé en PRC.

Nous nous sommes concentrés sur le vieillissement thermique et l'effet du temps de vieillissement aussi bien que la température sur les propriétés électriques d'une isolation saine et une isolation vieillie à 120 °C. Nous avons également réalisé une étude par simulation de l'influence de la présence d'une vacuole d'air sur la distribution du champ électrique dans le matériau.

Nous remarquons que les résultats de l'étude analytique et ceux obtenus par simulation numérique par COMSOL sont cohérents avec les résultats du travail fait sur le PRC étudié par Boukezzi [4] au niveau de l'ENP.

La résistivité transversale et la permittivité relative diminuent en fonction de la température appliquée ainsi que le temps de vieillissement. Par contre, le facteur de pertes diélectriques augmente avec l'augmentation de la température et le temps de vieillissement.

La modélisation analytique ne peut être faite que pour le cas d'une isolation homogène (avec d'autres simplifications) sans impuretés, ni arborescences, etc., c'est pour cela qu'on doit utiliser les méthodes numériques pour pouvoir introduire des défauts et voir leur influence.

Dans la partie de modélisation numérique, nous avons utilisé la méthode des éléments finis pour calculer la distribution du champ électrique et les variations des propriétés électriques du PRC, en imposant des hypothèses simplificatrices pour simplifier l'étude, ce qui a donné de bons résultats.

Finalement, grâce à COMSOL, nous avons pu voir l'influence de la présence d'une vacuole d'air d'un diamètre de 20  $\mu\text{m}$  sur le champ électrique. Nous constatons que le champ dans la zone qui contient cette vacuole augmente dû à l'ionisation du gaz (dans notre cas, l'air) dans la vacuole, ce qui est concordant avec la loi de Paschen.

Cette étude peut être encore plus élargie, en introduisant des impuretés gazeuses, des arborescences, etc. et voir leur effet sur le champ électrique, les propriétés diélectriques, la durée de rupture diélectrique, ...

## **Références bibliographiques :**

[1] MEZIANI, Madjid. Etude par simulation numérique du comportement des matériaux polymères utilisés dans les isolations moyenne et haute tension en présence d'inclusions. 117p. Thèse de Doctorat : Electrotechnique : Alger, Ecole Nationale Polytechnique : 2017.

[2] VOLKE-SEPÚLVEDA, T. Coord. Microbial degradation of thermo-oxidized Low-Density Polyethylene. Journal of Applied Polymer Science, Vol. 73, p. 1435-1440, 1999.

[3] AMBORSKI, L.E. Structural dependence of the electrical conductivity of polyethylene terephthalate. Journal of Polymer Science, Vol. 62, p. 331-346, 1962.

[4] BOUKEZZI, Larbi. Influence du vieillissement thermique sur les propriétés du Polyéthylène Réticulé Chimiquement utilisé dans l'isolation des câbles de haute tension. 147p. Thèse de Doctorat : Génie électrique : Alger, Ecole Nationale Polytechnique : 2007.

[5] TABB, D.L., SEVICIK, J.J., KOENING, J.L. Fourier transform infrared study of the effects of irradiation on polyethylene. Journal of Polymer Science : Polymer Physics Editions, Vol. 13, Issue 4, p. 815-824, 1975.

[6] CHAMPTIER. Chimie Macromoléculaire I. Edition Hermann. Paris 1971.

[7] CRINE, J.P. A molecular model to evaluate the impact of aging space charges in polymer dielectrics. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 4, n°5, p. 487-495, October 1997.

[8] ELVIRA, M., TIEMBLO, P., GÓMEZ-ELVIRA, J.M. Changes in the crystalline phase during the thermo-oxidation of a metallocene isotactic polypropylene: a DSC study. Polymer Degradation and Stability, Vol. 83, p. 509-518, 2004.

[9] ANANDAKUMARAN, K., SEIDL, W., CASTALDO, P.V. Condition assessment of cable insulation system in operating nuclear power plants. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 6, n°3, p. 376-384, June 1999.

- [10] BOUCHAOUCHE, Mohamed. Etude et analyse du comportement des isolateurs composites utilisés en Algérie. 118 p.  
Thèse de Doctorat : Electrotechnique : Alger, Ecole Nationale Polytechnique : 2017.
- [11] SHIH A.J. Coord. Secondary electron emission. Application Surface Science., Vol. 111, p. 251-258, 1997.
- [12] SCHWARZ, S.A. Application of semi-empirical sputtering model to secondary electron emission. Journal of Applied Physics, Vol. 68, p. 2382-2391,1990.
- [13] SEILER, H. Some problems of secondary electron emission. Angew Z Physics, Vol. 22, p. 249-263, 1967.
- [14] ALIG, R.C. and BLOOM, S. Secondary electron escape probabilities. Journal of Applied Physics, Vol. 49, p. 3476-3480, 1978.
- [15] M. SEGHIR, Tahar. Etude par Simulation de l'Influence de la Température sur l'apparition des décharges partielles dans les cavités gazeuses contenues dans la couche isolante des Câbles de Haute Tension. Thèse de Magister : Electrotechnique, Laghouat, Université de Laghouat : 2001.
- [16] NEDJAR, Mohamed. Influence du Vieillissement Thermique sur les Propriétés de Polychlorure de Vinyle Utilisé dans l'Isolation des Câbles de Haute Tension. Thèse de Magister : Electrotechnique, Tizi Ouzou, Université de Tizi Ouzou : 1991.
- [17] KIND, Dieter and KAMER, Hermann. High-Voltage Insulation Technology: Textbook for Electrical Engineers. Edition Springer, 1985.
- [18] KUFFEL, E., ZAENGEL, W.S. High Voltage Engineering. Edition Canada, 2000.
- [19] FONTANILLE M. and GNAGNOU, Y. Structure moléculaire et morphologie des polymères. Technique de l'ingénieur, A 3042, AM1, 1994.
- [20] CONTAT-RODRIGO, L., GREUS, A.R. Biodegradation studies of LDPE filled with biodegradable additives: Morphological changes, I. Journal of applied polymer science, Vol. 83, p. 1683-1691, 2002.

- [21] FOURNIER, R. Les isolants en électrotechnique : essais mécaniques de dégradation et applications industrielles. Edition Eyrolle, Paris 1990.
- [22] ANGELL C.A. Relaxation in complex systems. Editors: NGAI K.L., WRIGHT G.B, 1985.
- [23] WILLIAMS, M.L. The Temperature Dependence of Relaxation Mechanisms in Amorphous Polymers and Other Glass-forming Liquids. Journal of the American Chemical Society, Vol. 77, p. 3701 - 3707, 1955.
- [24] TOUYA, Clément. Etude de modèles dynamiques pour la transition vitreuse. 176 p. Thèse de Doctorat : Physique : Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009.
- [25] MAZZANTI, G. Extruded cables for high-voltage direct-current transmission. Wiley IEEE Press New Jersey, 2013.
- [26] SIMONI, L. A general approach to the endurance of electrical insulation under temperature and voltage. IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, EI-16, 4, p. 277-289, 1981.
- [27] HASCOAT, A. Study and analysis of conduction mechanisms and space charge accumulation phenomena under high applied DC electric field in XLPE for HVDC cable application. Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, p. 530-533, 2014.
- [28] HASCOAT, A. Study of XLPE dielectric properties for HVDC cables during combined thermal and electrical ageing. Conference Jicable'15 proceedings, 2015.
- [29] HASCOAT A. Study of dielectric properties of XLPE for HVDC cable during long-term ageing. CIGRE D1 – Materials and emerging tests techniques, 2016.
- [30] MAZZANTI, G., MONTANARI, G.C., DISSADO, L.A. Electrical ageing and life models: The role of space charge. IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, 12, p. 876-890, 2005.
- [31] ZHURKOV S.N. Dilaton mechanism of the strength of solids. Sov. Physics of the Solide State, 25, p. 1797-1800, 1983.

- [32] LAHOUD, N. Modélisation du vieillissement des isolants organiques sous contrainte électrique : Application à la fiabilité des matériaux. 151 p.  
Thèse de Doctorat : Génie Electrique : Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009.
- [33] JONES, J.P., LLEWELLYN, J.P., LEWIS, T.J. The contribution of field-induced morphological change to the electrical aging and breakdown of polyethylene. IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, 12, p. 951-966, 2005.
- [34] STRATTON, J.A. Electromagnetic theory, p. 144-148, 1941.
- [35] CRINE, J.P. Model of solid dielectric ageing. IEEE Internal Symposium EI, p. 25-27, 1990.
- [36] CRINE, J.P. A thermodynamic model for the compensation law and its physical significance for polymers. Journal of macromolecular sciences physics, Vol B23 (2), p. 201-219, 1984.
- [37] LAWSON, A.W. Diffusion of impurities in amorphous polymers. Journal of chemical and physics, Vol 32, p. 131-132, 1960.
- [38] KEYES, RW. Volume of activation for diffusion in solids. Journal of chemical physics, Vol 29, p. 467-475, 1958.
- [39] MONTANARI G. C. Coord. Aging Mechanisms of Polymeric Materials under DC Electrical Stress: A New Approach and Similarities. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 26, n°2, April 2019.
- [40] MONTANARI G. C. Coord. An approach to insulation condition monitoring and life assessment in emerging electrical environments. IEEE Transactions on Power Delivery, October 2019.
- [41] DISSADO, L.A., MAZZANTI, G., MONTANARI, G.C. The role of trapped space charge in the electrical aging of insulating materials. IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 4, p. 496-506, 1997.



- [42] DISSADO, L.A., MAZZANTI, G., MONTANARI, G.C. Elemental strain and trapped space charge in thermo electrical ageing of insulating materials. IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 8, p. 959-965, 2001.
- [43] DUBOIS, J.C. Propriétés Diélectriques, Technique de l'Ingénieur, A3140 ,1984.
- [44] KHALIFA, M. and ANIS, H. Solid Insulating Materials, Egypt.
- [45] SAZHIN, B.I., PODOSENOVA, N.G. Electrical conductivity of polymers – VII: Effect of crystallization. Polymer Science (USSR), Vol. 6, Issue 1, p. 162-169, 1964.
- [46] REDDY, Ch.Chakradhar and RAMU, T.S. On the Computation of Electric Field and Temperature Distribution in HVDC Cable Insulation. IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation., Vol. 13, n°6, p 864-876, December 2006.
- [47] RABILLAUD Guy. High Performance Polymers, Tome I : Conductive Adhesives, Chemistry and Applications. Edition TECHNIP, p 32-36-179, Paris, 1997.
- [48] CHEBREK, M. Conception et Réalisation d'un Câble de 30 kV Isolé à l'EPDM. Thèse de Projet de Fin d'Etude, ENP 1983.
- [49] KIND, Dieter. An Introduction to High-Voltage Experimental Technique: Textbook for Electrical Engineers.
- [50] BELDIMANO Alessandro. Patent: Apparatus for transforming mechanical energy into heat. The Alien Properties Custodian, n° 326, Mars 1944.
- [51] C.L. Wadhwa, "High Voltage Engineering", New Age International publishing, 2007
- [52] BANDELIER, B., Coord. Modèles et formulations en électromagnétisme : Electromagnétisme et éléments finis 2. Hermès Science publications, Paris, 2002.
- [53] MOTORI, A., SANDROLINI, F., MONTANARI, G.C. Chemical, physical and microstructural properties of thermally aged XLPE cable models. IEEE, Conference Record of the International Symposium on Properties and Applications of Dielectric Materials, p. 764-768, Beijing, China, September 1988.

[54] FRÜBING, P., Coord. Complete relaxation map of polyethylene: filler-induced chemical modifications as dielectric probes. *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 34, p. 3051-3057, 2001.