

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE D'ALGER

6/82

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

lex

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE ET D'ELECTROTECHNIQUE



PROJET DE FIN D'ETUDES

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'INFLUENCE
DES BARRIERES ISOLANTES SUR LA DISTRIBUTION
DES CHAMPS ELECTRIQUES ET DES CHARGES
SUPERFICIELLES EN FONCTION DU TEMPS

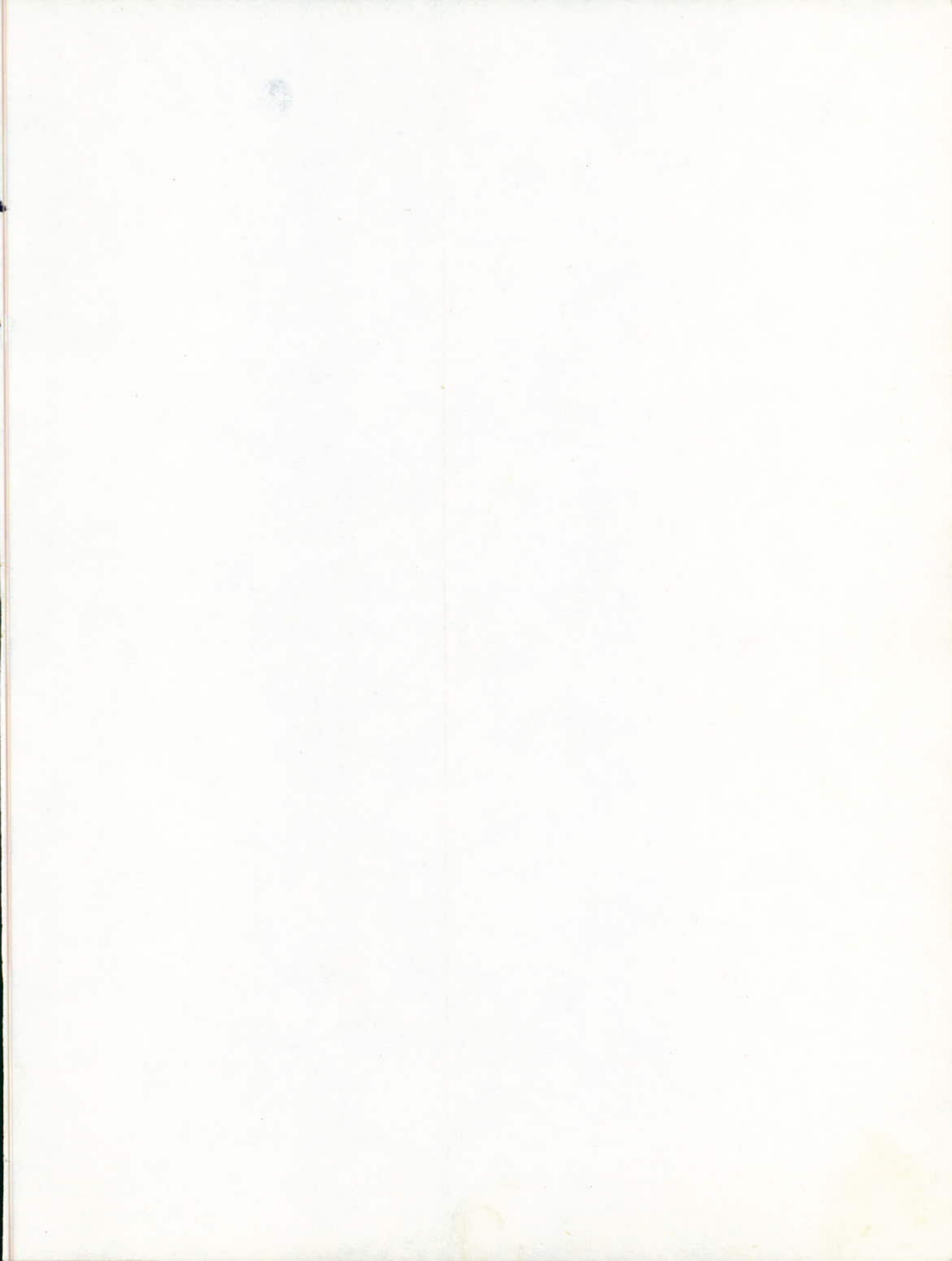
Proposé par :

A. BEROUAL

Docteur ès Sciences Techniques

EB

Promotion JANVIER 1982



DÉDICACES

A mes parents
A mes frères et sœurs
A mes beaux-frères en particulier El-Hadj Abdellaziz
A mes neveux et nièces
A toute ma famille
A mes amis

Nasr-Eddine



Je dédie ce projet de Fin d'études
à tous mes PARENTS et plus particu-
-lièrement à mon PÈRE dont la Compré-
-hension, les Sacrifices et les encourage-
-ment m'ont permis de mener à bien
toutes mes études.

Omar.



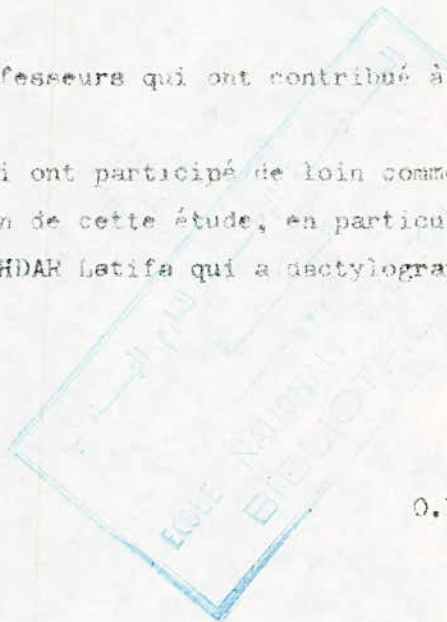
-oOo- REMERCIEMENTS -oOo-

Qu'il nous soit permis de remercier.

- * Mr. A. BEROUAL, pour avoir dirigé ce mémoire et pour tous ces conseils.
- * Mr. LARIANE et Mr. KOUIDRI de la SONEGAS, ainsi que tout le personnel technique sous leur direction.
- * Tous nos professeurs qui ont contribué à notre formation
- * Tous ceux qui ont participé de loin comme de près à l'élaboration de cette étude, en particulier Mm. J. FERRAS et Melle LAKHDAR Latifa qui a dactylographié ce mémoire.

N. ADJIM

O. BENZINEB



SOMMAIRE

CHAPITRE I: CLAQUAGE DES DIELECTRIQUES

1.1 LES DIELECTRIQUES.

1.1.1 DEFINITIONS.

1.1.2 PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DES MATERIAUX ISOLANTS.

- a) Resistivité transversale et superficielle.
- b) Rigidité dielectriques
- c) Les pertes dielectriques
- d) Constante dielectrique ou permittivité relative

1.2 CLAQUAGE DES DIELECTRIQUES

1.2.1 Généralités

1.2.2 Mécanisme de claquage thermique

1.2.3 Mécanisme de claquage électrique

2.2 INFLUENCE DES DECHARGES SUPERFICIELLES ET DES DECHARGES INTERNES SUR LES DIELECTRIQUES.

2.1 Généralités

2.2 Rupture instantanée

- a) Solide situé dans un milieu ambiant gazeux
- b) Solide situé dans un milieu ambiant liquide

2.3 RUPTURE RELATIVE A DES ESSAIS DE DUREE

CHAPITRE II: DEFINITION DU MODELE

1. DESCRIPTION DU MODELE

2. MISE EN EQUATION

CHAPITRE III: CALCUL EST ANALYSE DU CHAMP ELECTRIQUE

(dans le cas pratique ($\epsilon_1 = \epsilon_3$) et ($\gamma_1 = \gamma_3$))

3.1 Cas général

3.2 Cas particuliers

A/ Cas d'une tension continue

- Expression du champ
- Expression de la densité de charge superficielle
- Expression de la densité de courant total

B/ Cas d'une tension impulsionnelle

- Expression du champ
- Expression de la densité de charge superficielle
- Expression de la densité du courant total

C/ Cas d'une tension Sinusoidale

- Expression du champ
- Expression de la densité de charge superficielle
- Expression de la densité du courant total

CHAPITRE IV: ETUDE EXPERIMENTALE SUR LE P.C.V PRODUIT PAR LA SONELEC

1. Propriétés fondamentales du P.C.V.

- Propriétés électriques

2. Equipements du laboratoire Haute Tension de l'Ecole Nationale Polytechnique

- Dispositif pour essais de la rigidité dielectrique des huiles isolantes
 - a) Transformateur éleveur
 - b) Dispositif de réglage progressif de la tension
 - c) Dispositif de déclenchement
 - d) BAC d'essais
 - e) Autres accessoires

4.3 ESSAIS AU LABORATOIRE:

- Caractéristiques électriques du P.C.V et de l'huile de transformateur (22 KV)

1. MESURE DE LA RIGIDITE DIELECTRIQUE DU P.C.V.

- a) Pour une tension alternatif (50 HZ)
- b) Pour une tension impulsionnelle.

CONCLUSION:

2. Etude de la variation du courant en fonction de la tension industrielle

- a) Cas de l'huile seule sans barrière isolante
- b) Cas ou la plaque de P.C.V est utilisée comme barrière

$$\left[(a_1 + a_3) = 0 \right]$$

- c) Cas ou la plaque de P.C.V est utilisée comme barrière

$$(a_1 + a_3) \neq 0$$

CONCLUSION:

BIBLIOGRAPHIE

-oOo- // INTRODUCTION -oOo-

INTRODUCTION

L'introduction d'une mince barrière d'isolation dans l'intervalle entre électrodes dans lequel prend naissance une charge spatiale, influe sur la distribution spatiale de cette charge.

Les ions positifs, créant cette charge spatiale sont freinés par la barrière, en se répartissant sur elle. Par conséquent, le champ électrique subit une distorsion, ce qui implique une augmentation importante de la tension de claquage du système.

Cependant, il existe une position optimale de la barrière pour laquelle la tension de claquage atteint sa valeur maximale.

Ainsi, une des possibilités d'augmenter la rigidité diélectrique de quelques types d'isolations (liquides et gazeux) est: l'introduction d'une barrière dans ces derniers. Une connaissance plus précise de ces causes permettrait de définir des conditions de construction où d'utilisation de ces isolations.

Deux causes principales sont susceptibles d'expliquer la majeure partie des défaillances diélectriques des barrières rencontrées en service.

D'une part, l'effet des décharges superficielles dans le milieu ambiant, il convient de préciser qu'il s'agit ici essentiellement de l'effet instantané de ces décharges, les phénomènes qui peuvent résulter de leur action à long terme pouvant toutefois être associés à cet effet instantané.

D'autre part, l'effet de charges internes qui provoquent une distorsion du champ électrique, le renforcent localement, et provoque ainsi la rupture pour des champs apparents notamment plus faibles que ceux qu'il serait nécessaire d'appliquer si l'accumulation de charges ne se produisait pas.

Il convient de préciser que la première cause évoquée affecte en priorité, mais non exclusivement, les isolations soumises à une tension alternative.

La seconde cause est surtout prépondérante dans le cas des systèmes fonctionnant sous tension continue.

Les décharges internes ou superficielles sont parmi les principaux facteurs limitant la durée de vie d'une isolation, tant dans les transformateurs, les machines tournantes ainsi que dans les câbles et les condensateurs.

Le but de notre travail est d'étudier sur la base d'un modèle mathématique l'influence des charges superficielles sur la distribution du champ électrique dans un système composé d'une barrière isolante introduite dans un milieu liquide ou gazeux. Le cas d'un système composé uniquement du seul solide entre les électrodes sera considéré. On procédera de la même à quelques essais expérimentaux.

I. CLAQUAGE DES DIELECTRIQUES.

1.1. Les Diélectriques.

1.1.1. Définition.

On entend par matériaux isolants, les matériaux qui présentent une très grande résistance au passage du courant électrique et dont la conductibilité est pratiquement nulle; ces matériaux sont aussi dénommés d'électriques (1).

Ils ont une structure moléculaire constituée d'atomes ayant plus de quatre électrons périphériques. Ces électrons, fortement retenus par les forces de liaisons interatomiques, en peuvent guère devenir libres pour donner lieu à un courant électrique. Mais l'isolant parfait dont la résistivité serait infinie n'existe pas.

Les matériaux isolants sont utilisés pour isoler les conducteurs et les pièces sous tension afin d'empêcher les courts-circuits, les pertes de courant à la terre et parer aux dangers d'électrocution.

Le choix et les propriétés des matériaux isolants ont une importance capitale dans la construction, l'exploitation et la durée de vie des appareils et des machines électriques. Les isolants sont soumis à des sollicitations mécaniques, thermiques, électriques, aux effets de l'humidité ou d'agents chimiques qui les font vieillir en durcissant.

Toute défaillance prématurée entraîne des dégâts matériels ou même des accidents de personnes, et provoque la mise hors service des installations et machines électriques.

C'est la température maximale de service que peuvent supporter sans danger les matériaux isolants qui limite la puissance des appareils et des machines électriques.

Il existe actuellement un très grande variété de matériaux isolants d'origine naturelle et surtout synthétique. Dans le choix et l'emploi de ces derniers on tiendra compte du milieu ambiant, c'est-à-dire de la température et du degré d'humidité, de la résistance aux contraintes électriques et mécaniques aux actions chimiques et éventuellement des possibilités d'usinage.

1.1.2. Principales caractéristiques des matériaux isolants.

a) La résistivité transversale et superficielle:

La résistivité transversale d'un matériau isolant est la résistance d'un élément de ce matériau, de 1cm^2 de section et de 1cm de long (cm^3):

(elle s'exprime généralement en $\frac{\Omega \text{ cm}^2}{\text{cm}}$ soit $\Omega \text{ cm}$).

Cette résistivité détermine le courant de fuite au travers de l'isolant. Elle est très élevée, de l'ordre de 10^{10} à $10^{18} \Omega \text{ cm}$.

Elle varie beaucoup suivant le degré d'humidité de l'isolant et elle diminue fortement avec une élévation de température.

Une résistivité transversale devenue insuffisante permet le passage d'un courant de fuite dangereux au travers de l'isolation d'un conducteur ou d'une pièce d'un appareil sous tension.

Tandis que la résistivité superficielle est la résistance de la surface de l'isolant. Elle peut s'exprimer en ohms par unité de surface, mais elle est très variable et difficile à préciser. Elle dépend du degré d'humidité du milieu ambiant, de l'état de la surface et de sa propreté.

La résistivité superficielle détermine les courants de fuite à la surface de l'isolant.

L'humidité de surface due à la condensation, le dépôt de poussières conductrices diverses telles les poussières de charbon, éventuellement la métallisation d'une surface due à un arc ayant vaporisé le métal d'un conducteur diminuent considérablement la résistivité superficielle. D'importants courants de fuite souvent ramifiés, dits courants de cheminement ou étincelles rampantes, peuvent alors prendre naissance entre les pièces sous tension d'un tableau ou d'un support isolant d'un appareil électrique, et peuvent provoquer une carbonisation suivie d'un court-circuit.

Par temps humide ou de brouillard, l'affaiblissement de la résistivité superficielle des isolateurs d'une ligne à haute tension donne lieu à des courants de fuite décelables par un bruissement caractéristique ou par la vue d'effluves.

La résistance d'isolement d'un matériau isolant est la résistance équivalente à la résistance transversale R_T et à la résistance superficielle R_S , toutes deux en parallèle selon la Fig.(1).

Généralement, cette résistance d'isolant pour les lignes, les appareils et les machines électriques, mesurables avec un mégohmmètre, ne doit pas descendre au-dessous de certaines valeurs limites imposées par les normes et les prescriptions (2).

b) La Rigidité diélectrique.

En élevant la tension graduellement entre deux électrodes séparées par un matériau isolant, on provoque un éclatement entre les deux électrodes sous forme d'étincelle qui perce l'isolant.

La tension perforant un isolant par unité d'épaisseur est appelée rigidité diélectrique. On parle aussi de tension de perforation ou de tension disruptive et du claquage de l'isolant.

La rigidité diélectrique peut se définir comme étant le quotient de la tension de perforation par l'épaisseur de l'isolant. Elle est plus élevée pour de faibles épaisseurs. La valeur de celle-ci peut-être influencée par plusieurs paramètres dont l'épaisseur, la forme des électrodes et leurs polarités ainsi que la forme et la durée d'application de la tension.

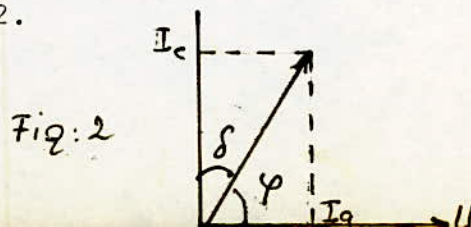
Les essais de rigidité diélectrique doivent se faire dans des conditions déterminées définies par les normes.

c) Les Pertes diélectriques:

Lorsqu'on soumet un isolant à un champ électrique variable, celui-ci est le siège de pertes désignées par pertes diélectriques. Ces pertes diélectriques sont dues à un courant de fuite au travers du diélectrique.

Elles varient selon la nature du diélectrique et elles sont proportionnelles à la fréquence et à l'intensité du champ électrique.

Dans le cas d'un condensateur soumis à une tension alternative (par exemple), la représentation vectorielle de la tension U et du courant I dans le circuit est telle qu'il est indiqué sur la Fig.2.



Le courant I peut être considéré comme la somme géométrique d'un courant de charge et de décharge I_c décalé de 90° en avant sur la tension U et d'un courant I_a en phase avec la tension U , résultant des pertes par échauffement dans le diélectrique. φ étant l'angle de décalage entre la tension et le courant I , l'angle complémentaire δ est appelé angle de pertes.

Pour un matériau isolant déterminé, le courant I_a sera d'autant plus important (au courant I_c) que les pertes diélectriques seront élevées.

Le diagramme vectoriel nous montre qu'une augmentation du courant de perte I_a entraîne une diminution de l'angle de déphasage φ et une augmentation de l'angle de pertes δ .

Cet angle de pertes δ est défini par sa tangente qui est appelée facteur de pertes.

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_a}{I_c}$$

Dans le cas d'une basse tension et d'une fréquence industrielle de 50 Hz, les pertes diélectriques des matériaux isolants sont très faibles. En revanche, dans la technique de haute tension et surtout des hautes fréquences, ces pertes deviennent importantes et sont la cause d'échauffements excessifs destructeurs des isolants. Il est indispensable d'avoir recours à des matériaux isolants à facteur de pertes très faibles.

Généralement, le facteur de pertes diélectriques $Tg\delta$ dépend de: la température du milieu ambiant, de la tension appliquée, de l'humidité et de la fréquence.

e) Constante diélectrique ou permittivité relative:

Elle est définie généralement comme étant le rapport de la capacité d'un condensateur ayant pour diélectrique le matériau isolant, à la capacité du même condensateur ayant le vide pour diélectrique: $\epsilon = C / C_v$. Elle décroît avec la fréquence, mais elle n'est influencée par aucun paramètre qu'il soit physique ou chimique.

1.2. Claquage des Diélectriques.

1.2.1. Généralités.

Le claquage des diélectriques sous tension fait l'objet d'études très importante. Actuellement dans l'industrie, on constate souvent que le même matériau présente des rigidités très variables suivant le milieu environnant et l'exploitation. Cependant, même dans le cas où les conditions d'utilisation et les distributions de champ sont apparemment les mêmes on s'aperçoit que le claquage se produit pour des tensions appliquées très variables. En outre, ce claquage intervient pour des intensités de champs beaucoup plus faibles que celles que l'on trouverait pour un matériau pur et dans les conditions de laboratoire.

Pour mieux comprendre les mécanismes fondamentaux du claquage il est nécessaire de recourir à des essais de laboratoire bien définis. Ainsi l'apparition de champs élevés localisés aux bords des électrodes doit être évitée, le matériau d'essais doit être pur et homogène et l'atmosphère soigneusement contrôlée. Si ces précautions sont prises, on peut alors définir un certain nombre de mécanismes fondamentaux relatifs au claquage. Le premier est le "claquage électrique ou intrinsèque" de nature électronique, dû à la présence d'électrons capables de se déplacer dans le réseau cristallin. Le second est le "claquage thermique" qui résulte de la conductivité du diélectrique. Généralement, si un diélectrique est soumis à un champ électrique, le claquage thermique survient quand la puissance fournie localement par le courant le traversant est supérieure à la puissance qui peut-être dissipée; c'est-à-dire lorsque l'état de l'isolant devient instable.

Le claquage de l'isolant peut être aussi provoqué par les décharges partielles. Ce dernier dépend de la présence de cavités dans le diélectrique.

On peut envisager de supprimer les décharges partielles soit en améliorant la technologie relative à la mise en oeuvre de l'isolation afin d'éviter la formation de vacuoles ainsi que des décollements au niveau de la partie conductrice, soit en choisissant un matériau réputé résistant aux décharges et en admettant que la présence des gaz occlus est inévitable, soit enfin, en incorporant au matériau isolant de base un additif dont le rôle est de conférer aux parois du défaut, quand celui-ci existe, un caractère conducteur tel que le potentiel apparaissant aux bornes de la cavité soit rendu plus faible que la tension disruptive du gaz qu'elle contient.

1.2.2. Mécanisme du claquage thermique.

L'existence de porteurs de charges dans un diélectrique implique celle d'un courant de conduction qui produit l'échauffement du matériau quand un champ est appliqué. Cependant ce courant n'est pas la seule source de chaleur car ces diélectriques présentent des phénomènes de relaxation quand un champ alternatif leur est appliqué. La relaxation implique l'existence d'un mécanisme de pertes qui à leur tour entraînent le transfert de l'énergie du champ au matériau et cette énergie apparaît sous forme de chaleur.

Le principe du claquage est que la chaleur est dégagée à l'intérieur du diélectrique plus rapidement qu'elle ne peut être évacuée; il en résulte une augmentation de la température qui réduit la rigidité diélectrique de l'isolant jusqu'à ce que le claquage apparaisse, à moins que la décomposition chimique ou la fusion du diélectrique ne survienne avant que ce point soit atteint. Par conséquent on peut supposer que la tension de claquage thermique est plus faible pour des champs alternatifs que pour des champs continus et plus faible également pour des fréquences élevées.

De plus si la conductivité électrique γ augmente, la chaleur augmente par effet joule, donc la tension critique de claquage diminue. Si la conductivité thermique k augmente la chaleur est évacuée plus rapidement et la tension de claquage augmente. Par conséquent, nous pouvons supposer que k/γ apparaîtra dans l'expression de la tension de claquage thermique.

En effet selon Whitehead (3), l'expression de la tension maximale de claquage thermique est donnée par:

$$V_m^2 = \int_{\theta_a}^{\theta_c} \left(\frac{8k}{\gamma} \right) d\theta$$

Où θ_a est la température ambiante initiale du diélectrique.

θ_c est la température de décomposition ou de fusion du diélectrique

k est la conductivité thermique du diélectrique

γ est la conductivité alternative ou continue.

La valeur V dépend de la variation de γ en fonction de la température. Pour les modèles habituellement utilisés pour la conduction dans les diélectriques cette variation est de la forme.

$$\gamma(t) = \gamma_a \exp \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)$$

Où θ : l'élévation de température du diélectrique au dessus de θ_a

θ_0 : l'augmentation maximum possible de la température

γ_a : la conductivité à la température ambiante.

En supposant que la conductivité thermique k ne dépend pas de la température on obtient:

$$V_m^2 = q \cdot \frac{k \theta_0}{\gamma_a}$$

q : est un nombre sans dimension.

Selon WAGNER (4), ce mécanisme de claquage thermique est dû à la formation le long des lignes de forces du champ électrique d'un domaine (ou canal) dans lequel la conductivité du diélectrique est supérieure que dans d'autres domaines.

Dans ce cas cette conductivité est fonction de la température selon la fonction:

$$\gamma(t) = \gamma_0 \exp [\alpha(\theta_1 - \theta_0)]$$

ou γ_t : la conductivité du diélectrique à $t = \theta_1$

γ_0 : la conductivité du diélectrique en dehors du canal à θ_0

α : coefficient thermique d'élévation de la conductivité

θ_0 : température du diélectrique en dehors du canal.

Dans les systèmes d'isolation pratique (réels), cette condition est souvent remplie pour une tension continue pour laquelle la conductivité ionique du courant est très importante.

Pour des tensions alternatives, la conductivité s'exprime par :

$$\gamma(t) = 1,8 \cdot 10^{-12} \epsilon_r \cdot f \cdot \text{tg} \delta_0 \exp [\alpha(\theta_1 - \theta_0)]$$

avec : $\text{tg} \delta_0$: facteur de perte du diélectrique à $t = \theta_0$

ϵ_r : permittivité relative du diélectrique

f : fréquence

Selon WAGNER (4) la détermination de la tension de claquage thermique est basée sur l'établissement de l'équilibre entre la chaleur produite Q_1 dans le diélectrique et la chaleur dégagée Q_2 où :

$$Q_1 = 0,24 \cdot u^2 \cdot \gamma \left(\frac{S}{a} \right)$$

et

$$Q_2 = \lambda_{i2} (\theta - \theta_0) \cdot a$$

avec:

S : section transversale du canal

a : épaisseur du diélectrique

γ : conductivité moyenne du canal

u : tension appliquée

λ_{i2} : facteur de conduction thermique de l'isolation.

En égalisant les deux équations précédentes WAGNER détermine la dépendance de la tension alternative à la plus faible valeur de la tension de claquage thermique.

$$U_p = a \sqrt{\frac{\lambda_{i2}}{0,24 \cdot \gamma_0 \cdot a \cdot S}} \exp \left[\frac{\alpha}{2} (\theta - \theta_0) \right]$$

Remarquons simplement que dans le mécanisme du claquage thermique la température joue le même rôle que le champ électrique appliqué, donc de la tension appliquée.

Pratiquement, aussi bien dans l'industrie qu'en laboratoire il est habituellement très difficile de déterminer l'apparition du claquage thermique. Ceci est dû principalement au fait que c'est un phénomène lent. Pour de faibles surtensions, le claquage peut très bien n'apparaître qu'aux bout de plusieurs jours ou même plusieurs semaines, surtout si la résistance thermique du matériau est élevée. Une fois le phénomène déclenché la température augmente rapidement et le claquage survient brusquement.

1.2.3. Mécanisme du claquage électrique.

Quand un matériau de structure cristalline est soumis à un champ électrique, les électrons de conduction gagnent de l'énergie, qui se répartit entre eux du fait des collisions. Si le cristal est dans un état stable, cette énergie sera dissipé d'une manière ou d'une autre, et s'il y a seulement peu d'électrons, ceci ne pourra se produire que par transfert d'énergie au réseau cristallin. Un tel transfert n'aura lieu que si la température effective T des électrons est supérieure à la température T_0 du réseau.

Par conséquent, l'effet du champ est d'abord d'augmenter la température électronique, et éventuellement quand l'équilibre thermique est atteint, celle du solide.

Pour un cristal impur dans lequel les interactions entre électrons prédominent, le champ augmente l'énergie des électrons plus rapidement qu'ils ne peuvent transmettre cette énergie au réseau, et la température électronique s'élève par rapport à celle du réseau. Les collisions les plus probables étant, celles entre électrons de conduction et électrons pièges, l'augmentation de température électronique entraîne un accroissement du nombre d'électrons piégés atteignant la bande de conduction, il en résulte une augmentation de la conductivité du cristal, et comme la température électronique continue d'augmenter, le claquage complet peut survenir.

2. INFLUENCE DES DECHARGES SUPERFICIELLES ET DES DECHARGES INTERNES SUR LES DIELECTRIQUES.

2.1. Généralités.

Les étincelles glissantes font partie des décharges superficielles qui peuvent avoir lieu dans l'air près de la surface d'un diélectrique solide.

Au point de vue technique, elles sont très nuisibles. L'apparition de ces étincelles est liée à l'abaissement très important de la tension d'amorçage des étincelles complètes constituant le court-circuit du système énergétique.

La condition qui facilite leur apparition est la grande capacité superficielle entre la décharge et l'une des électrodes.

Le terme "étincelle glissante" est employé ici dans le sens de décharges sous forme de filets lumineux. (aigrettes). Ce terme, non prévu par la nomenclature française, correspond au terme allemand "Gleitstielbüschel" ou "Gleitfunkenbüschel" (5).

Plusieurs chercheurs ont consacré leurs travaux sur les décharges glissantes dont Max Topler (6) qui pour la première fois à proposé des formules pour la tension d'amorçage de l'étincelle glissante et pour sa longueur, en fonction de la capacité spécifique superficielle, on a considéré

- le rôle que peuvent jouer les décharges superficielles dans l'initiation de la rupture diélectrique instantanée des isolants solides d'abord lorsque ceux-ci sont situés dans un milieu gazeux, puis lorsqu'ils sont immergés dans un liquide, sous tensions continue d'une part, alternative d'autre part.
- la façon dont les mêmes décharges interviennent dans le mécanisme de rupture d'un solide (soumis dans l'air à une haute tension alternative) lorsque celle-ci se produit après un certain temps de mise sous tension, donc dans les conditions rencontrées en service.

2.2. Rupture instantanée:

a) Solide situé dans un milieu ambiant gazeux:

A la lumière des travaux effectués par le L.C.I.E. (8) dans ce sens, pour une tension alternative appliquée à un solide plongé dans un milieu gazeux, la pression de celui-ci n'affecte pas la valeur de la tension de rupture du solide, car elle modifie simultanément les conditions de rupture du gaz et la longueur de la décharge critique, il a pu être observé à cette occasion que l'augmentation de la température du milieu réduit. La rupture de principaux matériaux d'usage en électrotechnique

Tandis que pour une tension continue, des décharges peuvent également être engendrées dans le milieu gazeux, pour être dégénérées et présentent de ce fait une densité d'énergie faible. Pour des matériaux minces, la rupture résulte, dans la plupart des cas du seul effet du champ appliqué au solide c'est-à-dire la rigidité diélectrique sous tension continue est voisine de la rigidité intrinsèque et pratiquement indépendante des paramètres cités dans le cas d'une tension alternative.

b) Solide situé dans un milieu ambiant liquide:

Pour une tension alternative: D'après les travaux de H. Bertein et B. Fallou (8) une première constatation expérimentale importante fournie par une analyse de la rupture d'un solide dans un milieu liquide est la suivante:

La rupture est, sous tension alternative, toujours provoquée par une décharge prenant naissance dans une bulle, qui est elle-même formée sous l'influence du champ appliqué. Deux comportements assez différents peuvent alors être notés suivant que la rupture:

a) est concomitante à l'apparition de la première et donc l'unique bulle.

b) ou survient après qu'un certain nombre de bulles de dimensions croissantes se soient succédées lors de la montée en tension.

Dans le deuxième cas (b), les observations faites par H. Bertein (8) montrent une similitude remarquable, entre l'allure des courbes de variation de la tension disruptive du solide en fonction de son épaisseur obtenues dans un liquide et dans un milieu gazeux. De plus la nature du liquide n'avait alors pas d'influence sur la tension de rupture du solide. Ces observations l'ont amené à admettre que, sous tension alternative, le mécanisme de rupture d'un solide dans un liquide est similaire à celui observé pour un solide en milieu gazeux, et résulte de l'impact d'une décharge présentant une certaine densité d'énergie critique.

Tandis que dans le cas de la rupture concomitante à l'apparition de la première bulle (8), il a été remarqué que les tensions de perforation des solides obtenus dans ce cas sont nettement supérieures à celles observées dans le cas précédent (b), et leurs variations en fonction de divers paramètres n'obéissent plus aux règles indiquées ci-dessus. Ce comportement a été expliqué par le fait que la densité d'énergie de la première décharge est supérieure à la densité d'énergie critique et provoque donc directement la disrupcion du solide. Cette disrupcion est gouvernée par les conditions de formation des bulles dans le liquide que l'on peut caractériser par la tension de seuil d'apparition d'une bulle.

Celle-ci est une fonction croissante:

- de la viscosité et de la conductivité du liquide
- de la pression du milieu gazeux en contact avec le liquide.

De plus il a pu être montré (B), qu'il existe, pour tout liquide, une valeur critique de la pression P_c pour laquelle la rupture d'un solide donné accompagne la première décharge dont la densité d'énergie est tout juste égale à:

$$D_0 = \frac{1}{2e} \epsilon_r \epsilon_0 (U_a - U_r)^2$$

e étant l'épaisseur de la barrière

U_a : tension d'amorçage

U_r : tension d'extinction.

Pour toutes valeurs de la pression inférieure à P_c on aura une rupture du type b) résultant d'une décharge d'énergie D_0 tandis que pour les pressions supérieures à P_c , se produit une rupture de type a), pour laquelle la densité d'énergie est supérieure à D_0 et donc la tension de perforation d'autant plus élevée qu'aura été retardée l'apparition de la première bulle.

Pour une tension continue, comme dans le cas d'un milieu ambiant gazeux, au moins en ce qui concerne des matériaux minces, la rigidité diélectrique est voisine de la rigidité intrinsèque. Ce comportement peut être attribué à l'inaptitude du liquide à former des bulles sous l'action du champ continu, compte tenu du fait que la répartition des champs entre les deux milieux s'effectue proportionnellement aux résistivités. De plus la rigidité diélectrique n'est, en règle générale, pas affectée par les paramètres qui modifient en milieu liquide, la rupture sous tension alternative.

2.3. Rupture relative à des essais de durée:

Après avoir examiné les conditions dans lesquelles les décharges superficielles interviennent dans la rupture instantanée, H. Bertein (9) a complété cette étude par une analyse sommaire des caractéristiques de la disruption qui se produit après un certain temps lorsqu'un matériau solide est soumis dans l'air à une haute tension alternative inférieure à la tension de rupture instantanée. Le but d'étudier les relations qui peuvent être établies entre les mécanismes de rupture instantanés et ceux intervenant après que les décharges aient affecté la surface du solide.

L'étude a été effectuée avec un système sphère-plan sur des films de Mylar, dans l'air à la température de 115°C. Elle a consisté à établir les courbes de durée de vie, c'est-à-dire les relations donnant la durée avant la rupture pour chaque valeur de la tension appliquée, et surtout à **analyser** l'évolution de la vie de matériau.

Les conclusions tirées de cette étude sont:

Lorsque la tension appliquée diminue, la durée précédant la disruption augmente lentement d'abord, puis plus rapidement conformément aux allures classiques des courbes de durée de vie.

Alors que pour une montée rapide en tension, la rupture s'effectue au point d'impact de la plus longue décharge se produisant sous la tension de rupture, lors d'un essai de durée. La perforation a lieu dans la zone d'érosion maximale, c'est-à-dire sur une zone annulaire où l'énergie globale des décharges est maximale et qui définie par un intervalle d'air sensiblement égal à la moitié de la longueur de la plus grande décharge produite sous la tension considérée.

CHAPITRE DEUX

DEFINITION DU MODELE

1. DESCRIPTION DU MODELE:

Soit un milieu diélectrique (liquide ou gazeux) soumis à un champ électrique entre deux électrodes planes, dans lequel on introduit un solide diélectrique. Dans une première étape, on considère que l'on a trois milieux diélectriques (1), (2) et (3), différents. (voir fig.3).

Ceci nous permettra d'obtenir un système d'équations que nous appliquerons au cas pratique où les milieux (1) et (3) sont identiques, c'est à dire au cas où l'on aura à étudier un solide dans un milieu isolant (gaz ou liquide) ou bien une barrière isolante dans un milieu isolant.

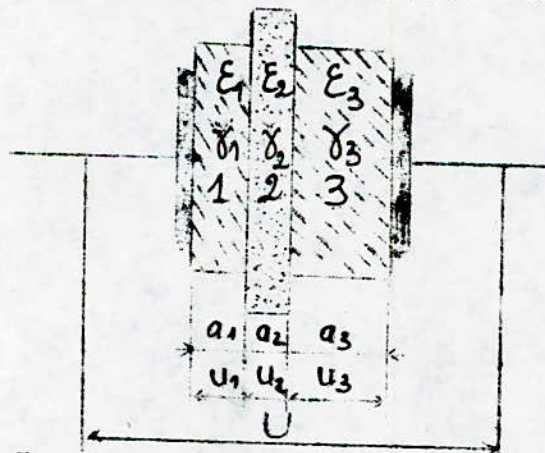


Fig 3

Soient:

E_1, E_2, E_3 : Les champs électriques dans les milieux (1), (2) et (3) respectivement

E_{1N}, E_{2N}, E_{3N} : Les composantes normales respectives des champs E_1, E_2 et E_3 .

D_1, D_2, D_3 : Les inductions électriques correspondant aux milieux (1), (2) et (3).

a_1, a_2, a_3 : Les épaisseurs respectives des milieux (1), (2) et (3).

- $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$: Les permittivités respectives des diélectriques (1)
(2) et (3).
- $\delta_1, \delta_2, \delta_3$: Les conductivités " " " (1)
(2) et (3).
- U_1, U_2, U_3 : Les tensions partielles appliquées aux milieux (1)
(2) et (3).
- σ_{12}, σ_{23} : Densités de charges superficielles entre les mi-
lieux (1 et 2) et (2 et 3).
- U : Différence de potentiel entre les deux électrodes.
- a : L'intervalle entre les deux électrodes.

2.2. MISE EN EQUATIONS:

On sait qu'à la surface de séparation de deux diélectriques, le champ électrique a deux composantes: l'une normale et l'autre tangentielle.

Du fait de l'existence de charges superficielles, la composante normale est discontinue, alors que la composante tangentielle est continue. En vertu du théorème de Gauss, on a les expressions suivantes reliant les densités de charges superficielles, les inductions électriques, les permittivités diélectriques et le champ électrique correspondant à notre modèle tel qu'il est défini dans la figure (3).

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{12} = D_{2N} - D_{1N} = \epsilon_2 E_{2N} - \epsilon_1 E_{1N} \\ \text{et} \\ \sigma_{23} = D_{3N} - D_{2N} = \epsilon_3 E_{3N} - \epsilon_2 E_{2N} \end{array} \right.$$

Remarquons qu'étant donné que les surfaces des électrodes et celles des diélectriques considérés sont parallèles, et de ce fait les composantes tangentielles sont nulles.

Les champs seront donc confondus avec leurs composantes normales:

$$E_i = E_{iN}$$

En partant de ces deux expressions, on tire:

$$(2) \left\{ \begin{array}{l} E_{2N} = \frac{1}{\epsilon_2} (\sigma_{12} + \epsilon_1 E_{1N}) \\ \text{et} \\ E_{3N} = \frac{1}{\epsilon_3} (\sigma_{23} + \epsilon_2 E_{2N}) \end{array} \right.$$

Les 3 diélectriques étant en série, nous pouvons écrire:

$$U = U_1 + U_2 + U_3 \quad (3)$$

Etant donné que le champ électrique est uniforme, alors:

$$E_1 = \frac{U_1}{a_1}, \quad E_2 = \frac{U_2}{a_2}, \quad E_3 = \frac{U_3}{a_3}$$

d'où

$$U = a_1 E_1 + a_2 E_2 + a_3 E_3 \quad (4)$$

Par substitution des équations (1) et (2) dans (4), on aura:

$$U = \left(a_1 + \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} + a_3 \frac{\epsilon_1}{\epsilon_3} \right) E_1 + \frac{a_3}{\epsilon_3} \sigma_{23} + \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \sigma_{12}$$

Ou encore =

$$U = \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \epsilon_1 E_1 + \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \sigma_{12} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \sigma_{23} \quad (5)$$

De même si l'on exprime $U = F(E_2, \sigma_{12}, \sigma_{23})$ et $U = F(E_3, \sigma_{12}, \sigma_{23})$

$$U = \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \epsilon_2 E_2 - \frac{a_1}{\epsilon_1} \sigma_{12} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \sigma_{23} \quad (6)$$

$$U = \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \epsilon_3 E_3 - \frac{a_1}{\epsilon_1} \sigma_{12} - \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} \right) \sigma_{23} \quad (7)$$

En posant $K = \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right)$, les équations (5), (6) et (7)

donnent le système d'équations suivant:

$$8 \left\{ \begin{array}{l} U = \epsilon_1 K E_1 + \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \sigma_{12} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \sigma_{23} \\ U = \epsilon_2 K E_2 - \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} \right) \sigma_{12} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \sigma_{23} \\ U = \epsilon_3 K E_3 - \frac{a_1}{\epsilon_1} \sigma_{12} - \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} \right) \sigma_{23} \end{array} \right.$$

En dérivant par rapport au temps ce système, on obtient:

$$(9) \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon_{1K}} \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{1}{\epsilon_{1K}} \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial t} - \frac{1}{\epsilon_{1K}} \frac{a_3}{\epsilon_3} \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial t} \\ \frac{\partial E_2}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon_{2K}} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon_{2K}} \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} \right) \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial t} - \frac{1}{\epsilon_{2K}} \frac{a_3}{\epsilon_3} \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial t} \\ \frac{\partial E_3}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon_{3K}} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon_{2K}} \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} \right) \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon_{3K}} \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} \right) \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial t} \end{aligned} \right.$$

D'autre part d'après les équations de Maxwell on a :

$$\vec{J}_i = \vec{J}_{ia} + \vec{J}_{ic}$$

Où

- La densité de courant actif \vec{J}_{ia} est donnée par:

$$\vec{J}_{ia} = \gamma_i \vec{E}_i$$

- La densité de courant capacitif \vec{J}_{ic} par :

$$\vec{J}_{ic} = \epsilon_i \frac{\partial \vec{E}_i}{\partial t}$$

Ce qui donne:

$$\vec{J}_1 = \gamma_1 \vec{E}_1 + \epsilon_1 \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t}$$

$$\vec{J}_2 = \gamma_2 \vec{E}_2 + \epsilon_2 \frac{\partial \vec{E}_2}{\partial t}$$

$$\vec{J}_3 = \gamma_3 \vec{E}_3 + \epsilon_3 \frac{\partial \vec{E}_3}{\partial t}$$

Comme on a $\vec{J}_1 = \vec{J}_2 = \vec{J}_3$ par hypothèse, en faisant la différence entre \vec{J}_1 et \vec{J}_2 , on obtient:

$$\gamma_1 \vec{E}_1 - \gamma_2 \vec{E}_2 + \epsilon_1 \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} - \epsilon_2 \frac{\partial \vec{E}_2}{\partial t} = 0$$

$$\gamma_{1E1} \vec{E}_1 - \gamma_{2E2} \vec{E}_2 + \frac{\partial \vec{D}_1}{\partial t} - \frac{\partial \vec{D}_2}{\partial t} = 0$$

$$\frac{\partial \vec{D}_2}{\partial t} - \frac{\partial \vec{D}_1}{\partial t} = \gamma_{1E1} \vec{E}_1 - \gamma_{2E2} \vec{E}_2$$

$$\text{d'où } \vec{n} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = (\gamma_{1E1} \vec{E}_1 - \gamma_{2E2} \vec{E}_2) \vec{n}$$

avec \vec{n} vecteur unitaire porté par la normale à la surface du solide, par conséquent:

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{12} = \gamma_{1E1} - \gamma_{2E2} \quad (10)$$

D'une manière analogue, en faisant la différence entre \vec{J}_2 et \vec{J}_3 on aboutit à :

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{23} = \gamma_{2E2} - \gamma_{3E3} \quad (11)$$

Remarque:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{dE}{dt}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{dU}{dt}$$

Car on considère que le champ électrique E dépend uniquement que du temps, de même pour la tension U .

En plaçant les équations (10) et (11) dans le système d'équations (9), on aura:

$$(12) \left\{ \begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} &= K_0 \left[\frac{1}{\epsilon_1} \frac{dU}{dt} - \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \frac{\gamma_1}{\epsilon_1} E_1 + \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{\gamma_2}{\epsilon_1} E_2 + \frac{a_3}{\epsilon_3} \frac{\gamma_3}{\epsilon_1} E_3 \right] \\ \frac{dE_2}{dt} &= K_0 \left[\frac{1}{\epsilon_2} \frac{dU}{dt} + \frac{a_1}{\epsilon_1} \frac{\gamma_1}{\epsilon_2} E_1 - \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} E_2 + \right. \\ &\quad \left. \frac{a_3}{\epsilon_3} \frac{\gamma_1}{\epsilon_2} E_3 \right] \\ \frac{dE_3}{dt} &= K_0 \left[\frac{1}{\epsilon_3} \frac{dU}{dt} + \frac{a_1}{\epsilon_1} \frac{\gamma_1}{\epsilon_3} E_1 + \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{\gamma_2}{\epsilon_3} E_2 - \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} \right) \frac{\gamma_3}{\epsilon_3} E_3 \right] \end{aligned} \right.$$

Ou encore en utilisant les inductions électriques:

$$(13) \left\{ \begin{aligned} \frac{dD_1}{dt} &= K_0 \left[\frac{dU}{dt} + \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \frac{\gamma_1}{\epsilon_1} D_1 + \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} D_2 + \frac{a_3}{\epsilon_3} \frac{\gamma_3}{\epsilon_3} D_3 \right] \\ \frac{dD_2}{dt} &= K_0 \left[\frac{dU}{dt} + \frac{a_1}{\epsilon_1} \frac{\gamma_1}{\epsilon_1} D_1 - \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} D_2 + \left(\frac{a_3}{\epsilon_3} \frac{\gamma_3}{\epsilon_3} \right) D_3 \right] \\ \frac{dD_3}{dt} &= K_0 \left[\frac{dU}{dt} + \frac{a_1}{\epsilon_1} \frac{\gamma_1}{\epsilon_1} D_1 + \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} D_2 - \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} \right) \frac{\gamma_3}{\epsilon_3} D_3 \right] \end{aligned} \right.$$

avec $K_0 = K^{-1}$.

Sous forme matricielle, ce système s'écrira:

$$\begin{pmatrix} \frac{dD1}{dt} \\ \frac{dD2}{dt} \\ \frac{dD3}{dt} \end{pmatrix} = K_0 \begin{pmatrix} -\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) ; \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} ; \frac{a_3}{\epsilon_3} \frac{\gamma_3}{\epsilon_3} \\ \frac{a_1}{\epsilon_1} \frac{\gamma_1}{\epsilon_1} - \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_3}{\epsilon_3} \right) ; \frac{a_3}{\epsilon_3} \frac{\gamma_3}{\epsilon_3} \\ \frac{a_1}{\epsilon_1} \frac{\gamma_1}{\epsilon_1} ; \frac{a_2}{\epsilon_2} \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} ; -\frac{\gamma_3}{\epsilon_3} \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 + k_0 \\ D_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{dU}{dt} \\ \frac{dU}{dt} \\ \frac{dU}{dt} \end{pmatrix}$$

Ce système décrit complètement le modèle mathématique proposé.

CHAPITRE 3

CALCUL ET ANALYSE DU CHAMP ELECTRIQUE

Dans le cas pratique ou $(\epsilon_1 = \epsilon_3)$ et $(\gamma_1 = \gamma_3)$

3.1. Cas Général.

Notre système d'équations différentielles devient pour:
 $(\epsilon_1 = \epsilon_3)$ et $(\gamma_1 = \gamma_3)$:

$$15 \begin{pmatrix} \frac{dD1}{dt} \\ \frac{dD2}{dt} \\ \frac{dD3}{dt} \end{pmatrix} = K_0 \begin{pmatrix} -\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_1} \right) & \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} & \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} \\ a_1 \frac{\gamma_1}{\epsilon_1^2} & -\frac{\gamma_2}{\epsilon_2} \left(\frac{a_1 + a_3}{\epsilon_1} \right) & \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} \\ \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} & \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} & -\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D1 \\ D2 \\ D3 \end{pmatrix} + K_0 \frac{dU}{dt} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

On passe de l'affine au vertical en posant:

$$D = \begin{pmatrix} D1 \\ D2 \\ D3 \end{pmatrix} \quad \frac{dV}{dt} = \frac{dU}{dt} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$A = [A_{ij}] = \begin{pmatrix} -\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_1} \right) & \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} & \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} \\ \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} & -\frac{\gamma_2}{\epsilon_2} \left(\frac{a_1 + a_3}{\epsilon_1} \right) & \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} \\ \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} & \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} & -\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} \right) \end{pmatrix}$$

D et V sont des vecteurs; A une matrice (3X3)

Le système d'équations différentielles équivaut à l'équation différentielle vectorielle non homogène du premier ordre:

$$\frac{dD}{dt} = K_0 A D + K_0 \frac{dV}{dt} \quad (16)$$

Si la matrice A est diagonalisable, il existe alors une matrice $P = P_{ij}$ d'ordre 3 telle que:

$$\Delta = P^{-1} A P \text{ soit une matrice diagonale.}$$

En posant $D = P Y$ l'équation (16) devient:

$$\frac{d(PY)}{dt} = K_0 A P Y + K_0 \frac{dV}{dt}$$

Hypothèse: On considérera les a_i, γ_i et ε_i ne dépendent pas du temps, donc:

$$P = [P_{ij}(a_i, \gamma_i, \varepsilon_i)] \text{ est une matrice à coefficients constants.}$$

En multipliant les 2 membres par P^{-1} à gauche et comme K_0 est un scalaire, on obtient:

$$\frac{dY}{dt} = K_0 (P^{-1} A P) Y + K_0 P^{-1} \frac{dV}{dt}$$

ou encore:

$$\frac{dY}{dt} = K_0 \Delta Y + K_0 P^{-1} \frac{dV}{dt} \quad (17)$$

Calcul de la matrice diagonale Δ :

$$\text{Soit } \Delta = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{bmatrix}$$

Comme A est semblable à Δ alors les λ_i sont les valeurs propres de la matrice A.

Soient P_j les vecteurs propres de A:

$$A P_j = \lambda P_j \Rightarrow (A - \lambda I) P_j = 0 \quad (18)$$

Calcul de la matrice de passage:

On appellera matrice de passage P, la matrice ayant pour colonnes les composantes P_{ij} des vecteurs propres P_j associés aux valeurs propres λ_j.

Comme la matrice A est de rang 2, on peut prendre une inconnue non principale arbitraire et on déduit les autres à partir de l'équation (18).

a- Calcul du vecteur propre P1:

La relation (18) $[A - \lambda_1 I] P_J = 0$ (19) pour J=1, s'écrit:

$$\left[\begin{array}{l} -\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} \left(\frac{a_2}{\epsilon_2} + \frac{a_3}{\epsilon_1} \right) P_{11} + \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} P_{21} + \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{31} = 0 \\ \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{11} - \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} \left(\frac{a_1 + a_3}{\epsilon_1} \right) P_{21} + \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{31} = 0 \\ \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{11} + \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} P_{21} - \frac{\gamma_1}{\epsilon_1} \left(\frac{a_1}{\epsilon_1} + \frac{a_2}{\epsilon_2} \right) P_{31} = 0 \end{array} \right.$$

Si on fixe P₁₁ = 1 on obtient: $P_{21} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$ et $P_{31} = 1$

donc $P_1 = \begin{bmatrix} 1 & ; & \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} & ; & + & 1 \end{bmatrix}^t$

b- Calcul du vecteur propre P2:

Pour J = 2, on aura:

$$\left[\begin{array}{l} \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{12} + \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} P_{22} + \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{32} = 0 \\ \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{12} + \left[\left(\frac{\gamma_1}{\epsilon_1} - \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} \right) \left(\frac{a_1 + a_3}{\epsilon_1} \right) + \frac{a_2 \gamma_1}{\epsilon_1 \epsilon_2} \right] P_{22} + \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{32} = 0 \\ \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{12} + \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} P_{22} + \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{32} = 0 \end{array} \right.$$

En fixant $P_{12} = 1$, on trouve $P_{22} = 0$ et $P_{32} = -\frac{a_1}{a_3}$

d'où $P_2 = \begin{bmatrix} 1 & ; & 0 & ; & -\frac{a_1}{a_3} \end{bmatrix}$

c- Calcul du vecteur propre P_3 :

Pour $J = 3$, le système (18) s'écrit :

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\gamma_2}{\epsilon_2} \left(\frac{a_1 + a_3}{\epsilon_1} \right) - \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} \right] P_{13} + \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} P_{23} + \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{33} = 0 \\ & \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{13} + \frac{a_2 \gamma_1}{\epsilon_1 \epsilon_2} P_{23} + \frac{a_3 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{33} = 0 \\ & \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} P_{13} + \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} P_{23} + \left[\frac{(a_1 + a_3) \gamma_2}{\epsilon_1} \frac{\gamma_1}{\epsilon_2} - \frac{a_1 \gamma_1}{\epsilon_1^2} \right] P_{33} = 0 \end{aligned}$$

Si l'on fixe $P_{13} = 1$, on obtient $P_{23} = -\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(\frac{a_1 + a_3}{a_2} \right)$; $P_{33} = 1$

soit $P_3 = \begin{bmatrix} 1 & ; & -\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(\frac{a_1 + a_3}{a_2} \right) & ; & 1 \end{bmatrix}$

La matrice de passage, P , s'écrit donc :

$$P = P_{ij} \begin{bmatrix} 1 & & & & 1 \\ \frac{\gamma_1}{\gamma_2} & \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} & & & 0 \\ & & & & -\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(\frac{a_1 + a_3}{a_2} \right) \\ 1 & & & & 1 \\ & & & & -\frac{a_1}{a_3} & & & & 1 \end{bmatrix}$$

Calcul de la matrice inverse de passage:

$$\det P = - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left(\frac{a_1 + a_3}{a_3} \right) \left[\frac{\gamma_1}{\gamma_2} + \frac{a_1 + a_3}{a_2} \right]$$

$$P^{-1} = \frac{1}{\det P} \begin{bmatrix} - \frac{a_1 \varepsilon_2}{a_2 a_3} \frac{a_1 + a_3}{\varepsilon_1} & - \frac{(a_1 + a_3)}{a_3} & - \frac{\varepsilon_2 (a_1 + a_3)}{\varepsilon_1 a_2} \\ \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2} + \frac{a_1 + a_3}{a_2} \right) & 0 & \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2} + \frac{a_1 + a_3}{a_2} \right) \\ - \frac{a_1}{a_3} \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} & \frac{a_1 + a_3}{a_3} & - \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \end{bmatrix}$$

ou encore:

$$P^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{a_1 \gamma_2}{a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2} ; \frac{a_2 \gamma_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 [a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2]} ; \frac{a_3 \gamma_2}{[a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2]} \\ - \frac{a_3}{a_1 + a_3} ; 0 ; - \frac{a_3}{a_1 + a_3} \\ \frac{a_1 a_2 \gamma_1}{(a_1 + a_3) [a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2]} ; - \frac{a_2 \gamma_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 [a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2]} ; \frac{a_2 a_3 \gamma_1}{(a_1 + a_3) [a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2]} \end{bmatrix}$$

Résolution du système d'équations différentielles:

L'équation vectorielle (16) s'écrit:

$$\begin{pmatrix} \frac{dY_1}{dt} \\ \frac{dY_2}{dt} \\ \frac{dY_3}{dt} \end{pmatrix} = K_0 \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ Y_3 \end{pmatrix} + K_0 \frac{dU}{dt} \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

soit:

$$\frac{dY_i}{dt} = K_0 \lambda_i Y_i + K_0 \frac{dU}{dt} \sum_{j=1}^3 P_{ij}^{-1} \quad (19)$$

Résolution de l'équation différentielle homogène associée à (19):

$$\frac{dY_i}{dt} - K_0 \lambda_i Y_i = 0 \Rightarrow \frac{dY_i}{Y_i} = K_0 \lambda_i dt$$

$$\int \frac{dY_i}{Y_i} = \int K_0 \lambda_i dt + c_i; \log Y_i = K_0 \lambda_i t + c_i$$

Si $K_i = e^{c_i}$ alors la solution sera:

$$Y_i = K_i \exp(K_0 \lambda_i t) \quad (20)$$

Résolution de l'équation différentielle non homogène:

On peut résoudre l'équation (19) par la méthode des variations des constantes $K_i(t)$ de la solution de (20).

En remplaçant $Y_i = K_i(t) e^{K_0 \lambda_i t}$ dans (19), on trouve:

$$\frac{dK_i}{dt}(t) e^{K_0 \lambda_i t} = K_0 \frac{dU}{dt} \left(\sum_{j=1}^3 P_{ij}^{-1} \right)$$

Soit

$$K_i(t) = K_0 \left(\sum_{j=1}^3 P_{ij}^{-1} \right) \int e^{-K_0 \lambda_i t} dU(t)$$

Où les P_{ij}^{-1} sont les éléments de la matrice de passage P^{-1} .

En remplaçant la valeur de $K_i(t)$ dans l'équation (20) et on obtient:

$$Y_i = K_0 \left(\sum_{j=1}^3 P_{ij}^{-1} \right) e^{-K_0 \lambda_i t} \int e^{-K_0 \lambda_i t} dU(t)$$

Avec:

$$\sum_{j=1}^3 P_{i3}^{-1} = \frac{-1}{(P_{11} + P_{12} + P_{13})} = \frac{\gamma_2}{\epsilon_2} \frac{a_2 \epsilon_1 + (a_1 + a_3) \epsilon_2}{a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2}$$

$$\sum_{j=1}^3 P_{2j}^{-1} = \frac{-1}{(P_{21} + P_{22} + P_{23})} = 0$$

$$\sum_{j=1}^3 P_{3j}^{-1} = \frac{-1}{(P_{31} + P_{32} + P_{33})} = \frac{-a_2}{\epsilon_2} \frac{\epsilon_2 \gamma_1 - \epsilon_1 \gamma_2}{[a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2]}$$

d'où:

$$Y_1 = \frac{\epsilon_1 \gamma_2}{a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2} \int dU(t)$$

$$Y_2 = 0$$

$$U_3 = \frac{a_2 \epsilon_1}{a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2} \cdot \frac{\epsilon_2 \gamma_1 - \epsilon_1 \gamma_2}{a_2 \epsilon_1 + (a_1 + a_3) \epsilon_2} e^{-\frac{a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2}{a_2 \epsilon_1 + (a_1 + a_3) \epsilon_2} z} \int e^{\frac{a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2}{a_2 \epsilon_1 + (a_1 + a_3) \epsilon_2} u} du$$

Comme on avait posé $D = PY$, soit $D_i = \sum_{j=1}^3 P_{ij} Y_j$

et si on pose:

$$\alpha = \frac{1}{a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2}$$

$$\beta = \frac{\gamma_1 \epsilon_2 - \epsilon_1 \gamma_2}{a_2 \epsilon_1 + (a_1 + a_3) \epsilon_2}$$

$$\tau = \frac{a_2 \epsilon_1 + (a_1 + a_3) \epsilon_2}{a_2 \gamma_1 + (a_1 + a_3) \gamma_2}$$

La solution de notre système sera:

$$D_1 = \epsilon_1 \alpha \left[\gamma_2 \int du + a_2 \beta e^{-z/\tau} \int e^{+z/\tau} du \right]$$

$$D_2 = \epsilon_2 \alpha \left[\gamma_1 \int du - (a_1 + a_3) \beta e^{-z/\tau} \int e^{+z/\tau} du \right]$$

$$D_3 = D_1$$

On déduit alors l'expression du champ dans les différents diélectriques:

$$E_1(z) = \alpha \left[\gamma_2 \int du + a_2 \beta e^{-z/\tau} \int e^{+z/\tau} du \right]$$

$$E_2(z) = \alpha \left[\gamma_1 \int du - (a_1 + a_3) \beta e^{-z/\tau} \int e^{+z/\tau} du \right]$$

$$E_3(z) = E_1(z)$$

ou encore:

$$E_1(t) = \alpha \left[\gamma_2 U + a_2 \beta e^{t/\tau} \int e^{t/\tau} du \right]$$

$$E_2(t) = \alpha \left[\gamma_1 U - (a_1 + a_3) \beta e^{-t/\tau} \int e^{t/\tau} du \right]$$

21

$$E_3(t) = E_1(t)$$

Notre modèle mathématique sera défini du fait que $E_1 = E_3$, d'une façon simplifiée, par le système suivant:

$$\begin{pmatrix} \frac{dD_1}{dt} \\ \\ \\ \frac{dD_2}{dt} \end{pmatrix} = K_0 \begin{pmatrix} \frac{-a_2 \gamma_1}{\epsilon_1 \epsilon_2} & \frac{a_2 \gamma_2}{\epsilon_2^2} \\ \\ \frac{(a_1 + a_3) \gamma_1}{\epsilon_1^2} & \frac{(a_1 + a_3) \gamma_2}{\epsilon_1 \epsilon_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_1 \\ \\ D_2 \end{pmatrix} + K_0 \frac{dU}{dt} \begin{pmatrix} 1 \\ \\ 1 \end{pmatrix}$$

Ainsi, d'après l'équation (1) et le système d'équations (21) les densités de charges superficielles seront égales à :

$$\sigma_{12}(t) = -\sigma_{23}(t) = \beta \tau \left[\int du(t) - e^{-t/\tau} \int e^{t/\tau} du(t) \right]$$

3.2. Cas Particuliers.

- Dans ce paragraphe nous allons calculer et analyser l'expression:
- Des champs électriques dans chaque diélectrique $E_1(t)$, $E_2(t)$, $E_3(t)$
 - Des densités de charges superficielles à la surface de séparation des diélectriques $\sigma_{12}(t)$, et $\sigma_{23}(t)$.
 - La densité de courant **totale**.
 - Pour les différentes formes de tensions:

A/ Cas d'une tension continue:

En appliquant une tension continue de la forme $U = U_0$ à notre système, les expressions des champs électriques seront données après intégration du système d'équations (21).

$$E_1(t) = \alpha \left[\gamma_2 U_0 + a_2 \beta C e^{-t/\tau} \right]$$
$$E_2(t) = \alpha \left[\gamma_1 U_0 - (a_1 + a_3) \beta C e^{-t/\tau} \right]$$

$$E_3(t) = E_1(t)$$

Où C est une constante qui dépendra des conditions aux limites. Cependant, d'après Maxwell (7) si on applique un échelon de tension (cas d'une tension continue) à un diélectrique feuilleté à deux constituants de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 et de conductivités γ_1 et γ_2 , un régime transitoire de distributions de champ s'établit entre les conditions initiales.

$$\epsilon_1 E_1^0 = \epsilon_2 E_2^0$$

où $E_1^0 = E_1(t=0)$ et $E_2^0 = E_2(t=0)$

et les conditions finales

$$\gamma_1 E_1^\infty = \gamma_2 E_2^\infty$$

où $E_1^\infty = E_1(t \rightarrow \infty)$ et $E_2^\infty = E_2(t \rightarrow \infty)$

On remarque que la condition initiale se traduit dans notre cas par le fait que la densité de charge superficielle est nulle à l'instant initial ($t=0$).

A partir de cette condition, on détermine la valeur de la constante C : $u_0 = C$

donc les expressions des champs seront :

$$(22) \quad \begin{cases} E_1(t) = E_3(t) = \alpha \left[\gamma_2 + a_2 \beta e^{-\frac{t}{\tau}} \right] U_0 \\ E_2(t) = \alpha \left[\gamma_1 - (a_1 + a_3) \beta e^{-\frac{t}{\tau}} \right] U_0 \end{cases}$$

Ces expressions de champs électriques apparaissent comme étant les résultantes de deux fonctions: l'une représentant un régime permanent, l'autre un régime transitoire. Les champs $E_1(t)$ et $E_2(t)$ dépendent des paramètres.

$$\gamma_1, \gamma_2, \epsilon_1, \epsilon_2, a_1, a_2, a_3, t \text{ et } U$$

L'allure de ces expressions de champs dépend du signe de β . Remarquons que pour $\beta = 0$, c'est-à-dire dans le cas où

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}, \text{ on n'a pas de régime transitoire.}$$

La variation des champs $E_1(t)$, $E_2(t)$ en fonction du temps (et selon le signe de β) est représentée sur les figures (4.1.a; 4.1.b, 4.2.a; 4.2.b), pages 42, 43, 44, 45.

Remarquons que:

1°) Lorsque t tend vers l'infinie on a :

$$E_1^\infty = \alpha \gamma_2 \cdot U_0$$

et

$$E_2^\infty = \alpha \gamma_1 U_0$$

ou encore
$$E_2^\infty - E_1^\infty = (\gamma_1 - \gamma_2) \alpha U_0.$$

2°) Lorsque t tend vers zéro on a :

$$E_1^0 = \alpha \left[\gamma_2 + a_2 \beta \right] U_0$$

et

$$E_2^0 = \alpha \left[\gamma_1 - (a_1 + a_3) \beta \right] U_0$$

où encore :

$$E_1^0 - E_2^0 = (E_1^\infty - E_2^\infty) + a \alpha \beta U_0$$

avec $a = a_1 + a_2 + a_3$

- Expression de la densité de courant totale :

D'après l'équation de Maxwell on a :

$$\vec{J}_i = \gamma_i \vec{E}_i + \epsilon_i \frac{\partial \vec{E}_i}{\partial t}$$

Comme les trois diélectriques sont en série, on a alors :

$$J_1 = J_2 = J_3 = J$$

En utilisant les résultats trouvés dans le système d'équation (2.2) on tire :

$$J(t) = \alpha U_0 \left[\gamma_1 \gamma_2 + a_2 (a_1 + a_3) \beta^2 e^{-t/\tau} \right] \quad (23)$$

donc la densité de courant totale $J(t)$ dépend aussi de :

$$\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma_1, \gamma_2, a_1, a_2, a_3, t \text{ et } U$$

La variation de $J(t)$ en fonction du temps est représentée sur la (Fig.6).

On constate que lorsque t tend vers infini on a :

$$\begin{aligned} J_{\infty} &= \gamma_1 E_1^{\infty} \\ \text{et} \quad J_{\infty} &= \gamma_2 E_2^{\infty} \end{aligned} \quad \text{donc} \quad \gamma_1 E_1^{\infty} = \gamma_2 E_2^{\infty}$$

Cette égalité n'est autre que la condition finale du schéma de Maxwell (7) pour un diélectrique feuilleté.

- Expression de la densité de charge superficielle:

D'après l'équation (1) la densité de charge superficielle est égale à :

$$\sigma_{12}(t) = -\sigma_{23}(t) = D_2 - D_1 = \epsilon_2 E_2 - \epsilon_1 E_1$$

A Partir des expressions des champs trouvées précédemment, on a, pour une tension continue.

$$\sigma_{12}(t) = \tau \beta U_0 (1 - e^{-t/\tau})$$

soit:

$$\sigma_{12}(t) = \alpha (\epsilon_2 \gamma_{11} - \epsilon_1 \gamma_{22}) (1 - e^{-t/\tau}) U_0 \quad (24)$$

On remarque aussi que la densité de charge superficielle $\sigma_{12}(t)$ est composée d'un régime permanent et d'un régime transitoire. De plus $\sigma_{12}(t)$ apparait comme étant une fonction de:

$$\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma_1, \gamma_2, a_1, a_2, a_3, t \text{ et } U$$

Toutefois il est à noter que pour $\beta = 0$; c'est-à-dire quand

$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}$; la densité de charge superficielle $\sigma_{12}(t)$ est nulle.

Pour la représentation graphique (Fig.5) de $\sigma_{12}(t)$ on considérera le cas où $\beta > 0$.

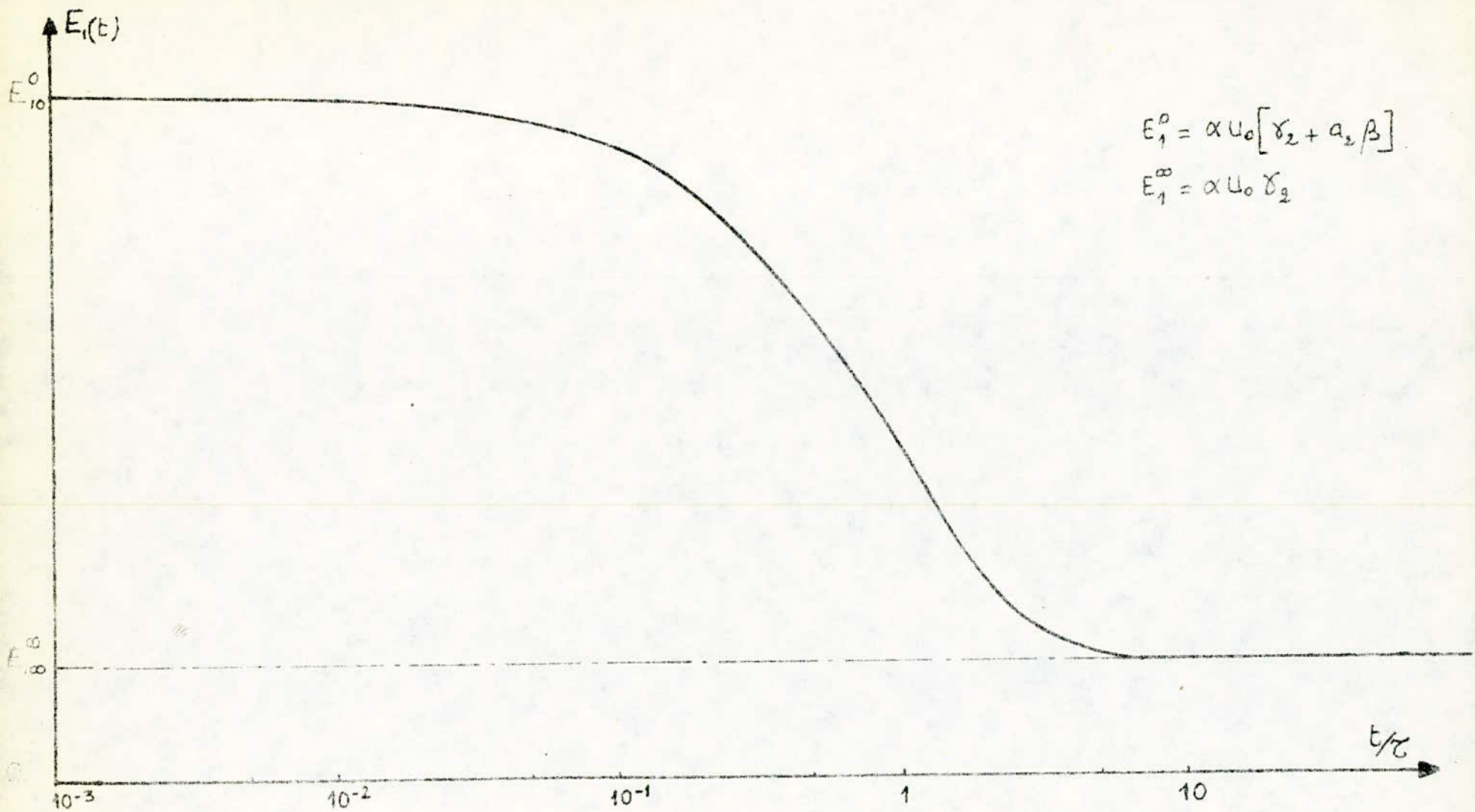


Fig: 4.1.a Allure de la variation du champ électrique $E_1(t)$ en fonction du temps pour $\beta > 0$

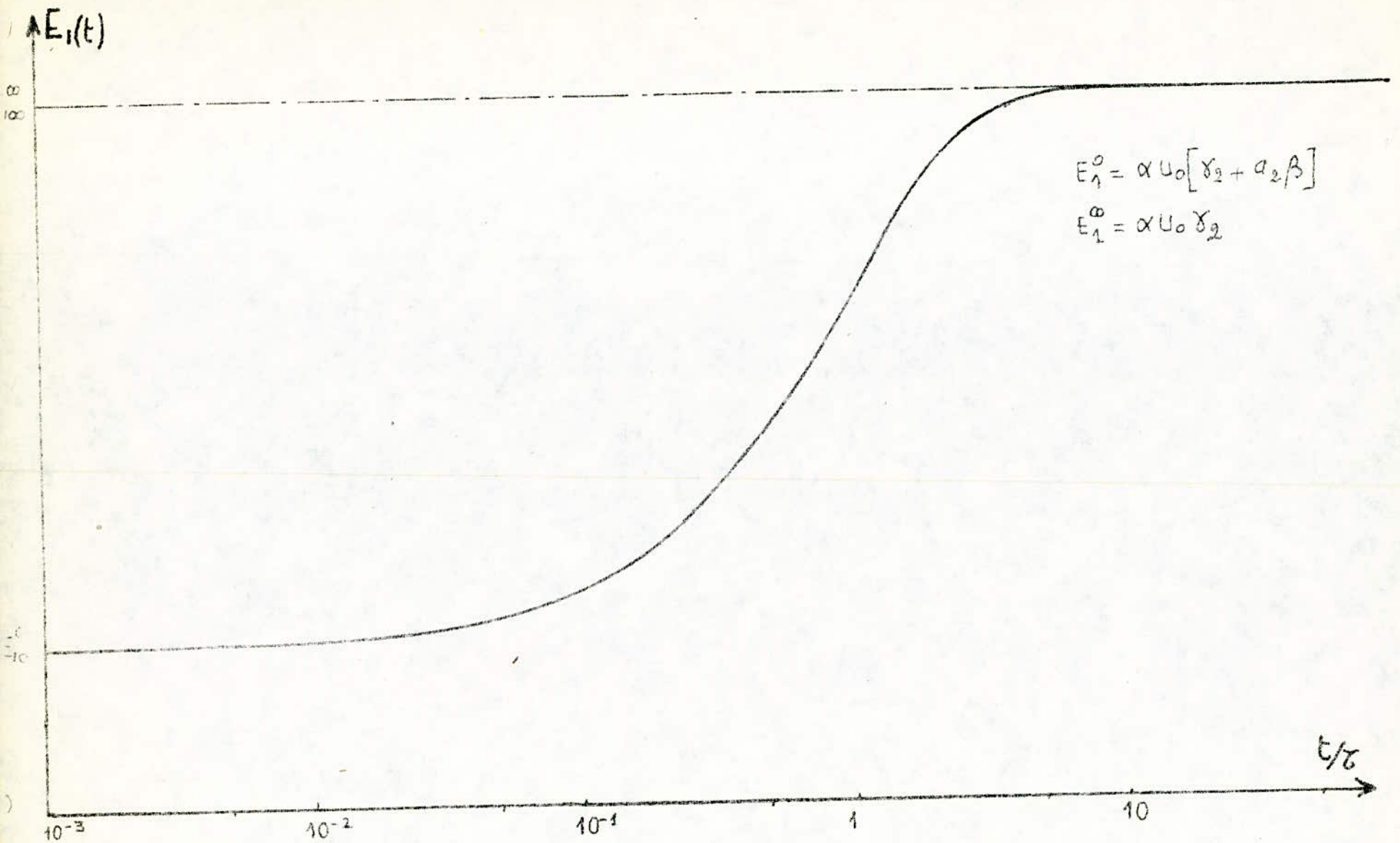


Fig: 4.1.b Allure de la variation du champ électrique $E_1(t)$ en fonction du temps pour $\beta < 0$

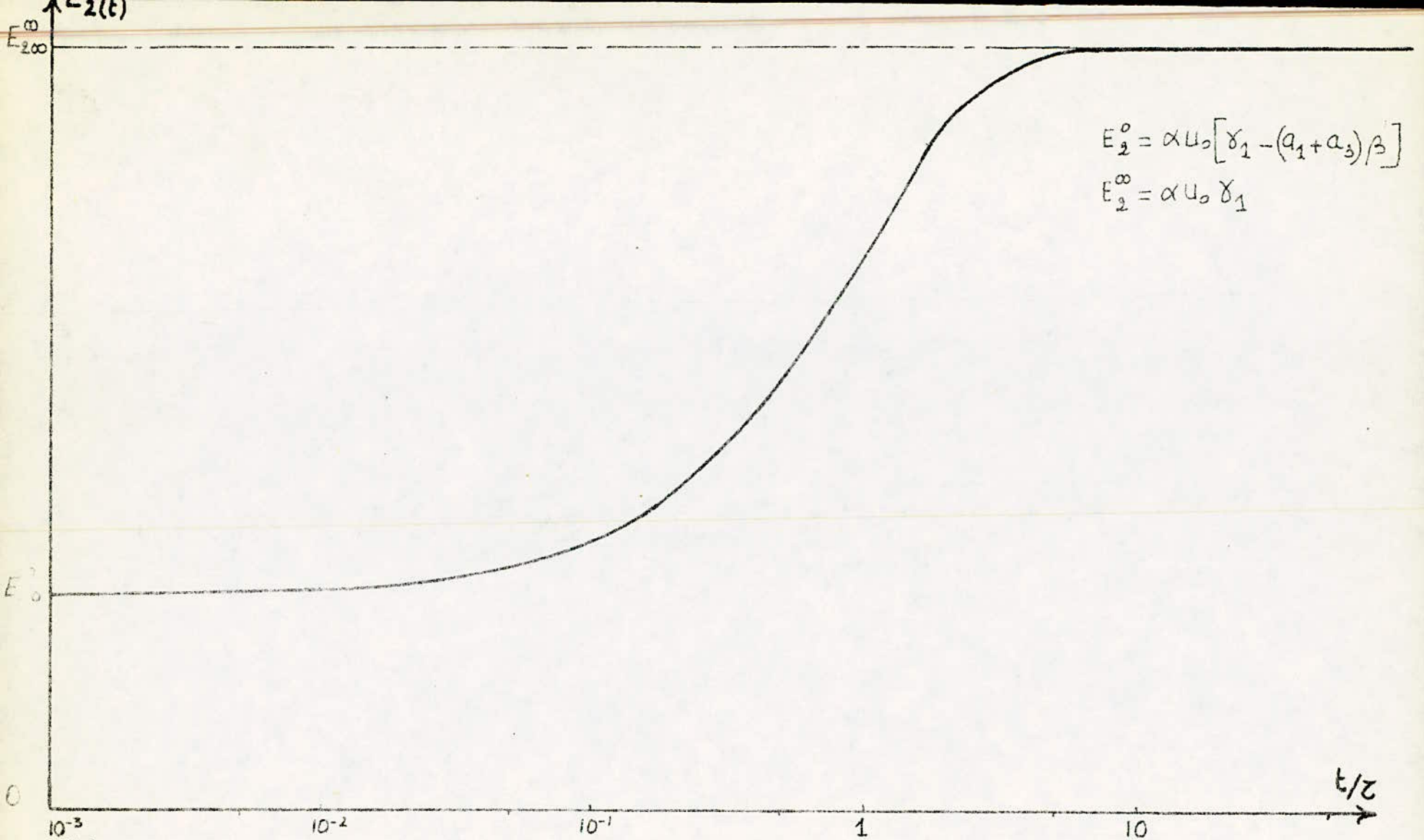


Fig: 4.2.2 Allure de la variation du champ électrique $E_2(t)$ en fonction du temps pour $\beta > 0$

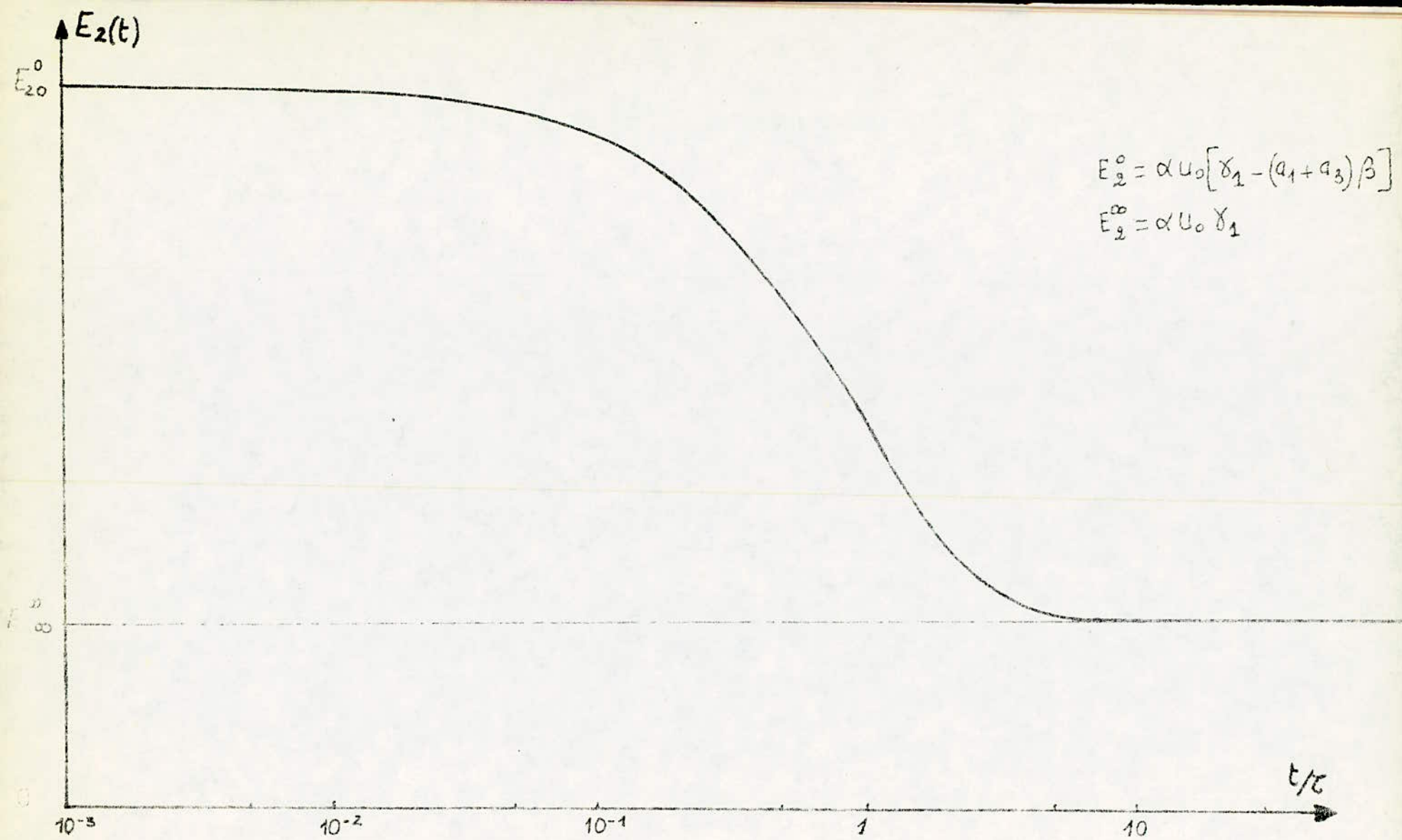


Fig 4.2.b Allure de la variation du champ électrique $E_2(t)$ en fonction du temps pour $\beta < 0$

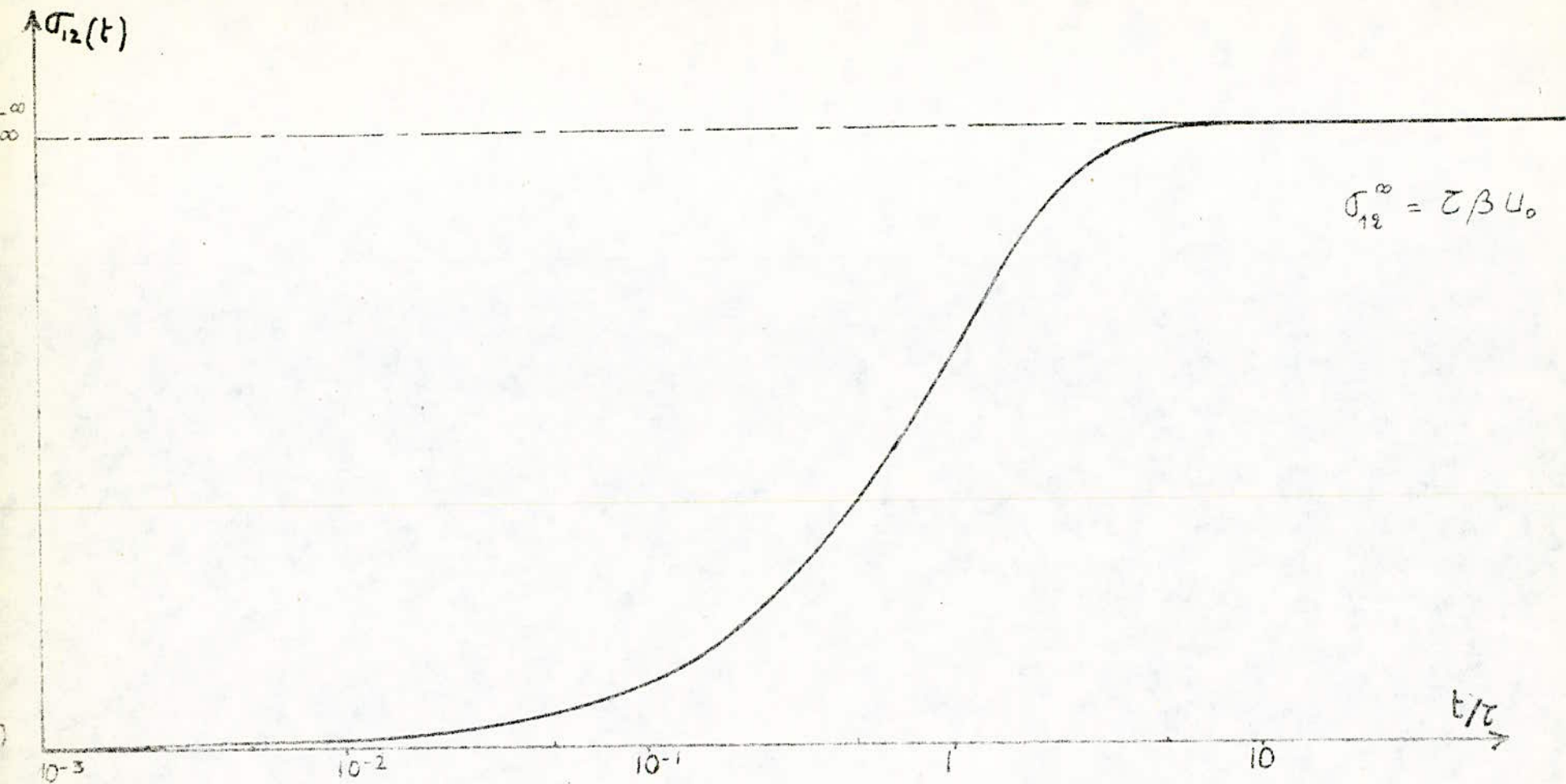


Fig: 4.5 Allure de la variation de la densité de charge superficielle $\sigma_{12}(t)$ en fonction du temps pour $\beta > 0$

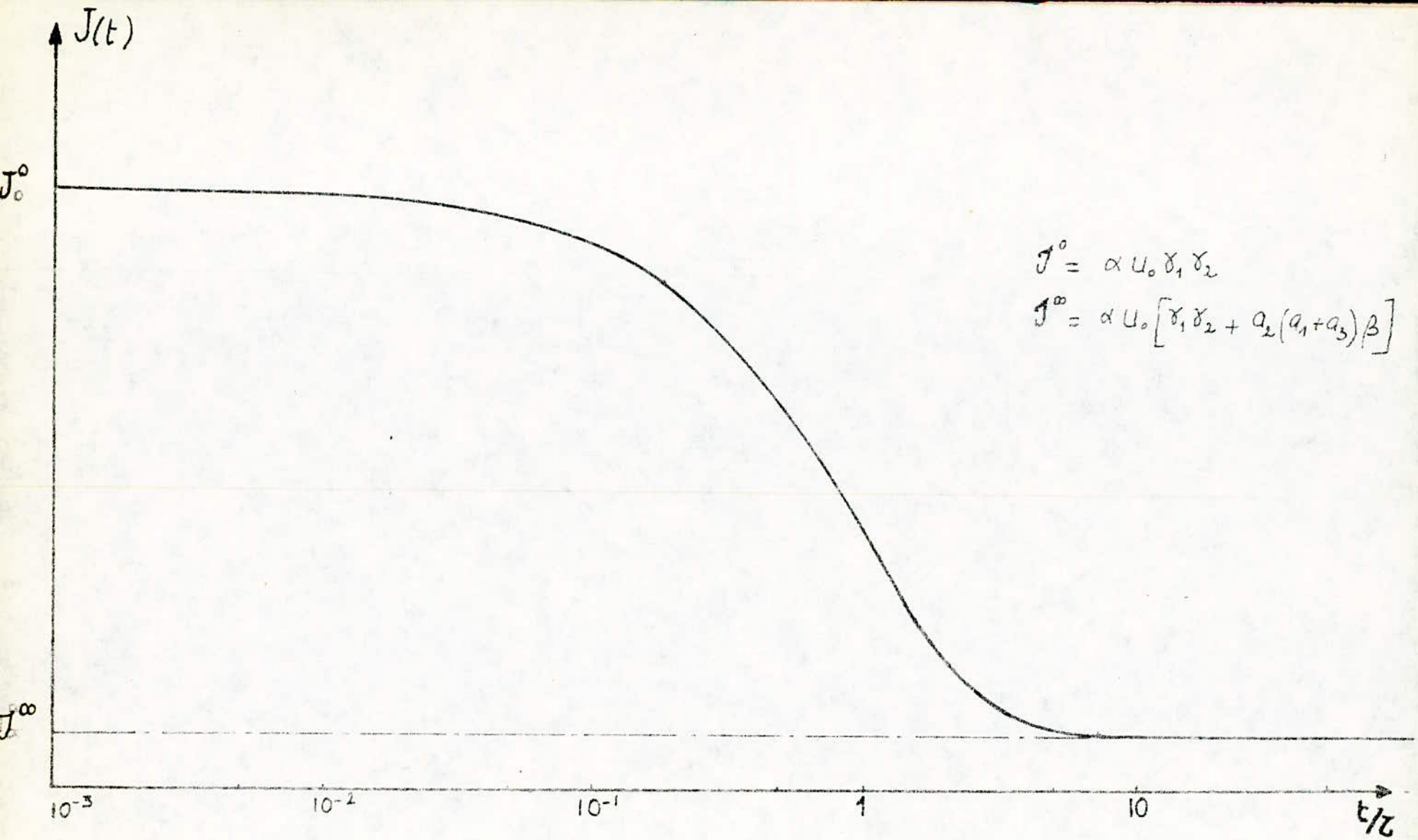


Fig: 6. Allure de la variation de la densité de courant totale $J(t)$ en fonction du temps pour $\beta > 0$

B/ Cas d'une tension impulsionnelle:

En appliquant une tension impulsionnelle de la forme $U = mt$ à notre système, les expressions des champs seront données par intégration de l'équation (21).

et
$$E_1(t) = m\alpha \left[\gamma_2 + a_2 \beta \tau (1 - e^{-t/\tau}) \right]$$

$$E_2(t) = m\alpha \left[\gamma_1 - (a_1 + a_3) \beta \tau (1 - e^{-t/\tau}) \right]$$

avec
$$E_1(t) = E_3(t).$$

ou encore en faisant intervenir la tension:

25
$$E_1(t) = \alpha \left[\gamma_2 + a_2 \beta \frac{(1 - e^{-t/\tau})}{t/\tau} \right] U(t)$$

et
$$E_2(t) = \alpha \left[\gamma_1 - (a_1 + a_3) \beta \frac{(1 - e^{-t/\tau})}{t/\tau} \right] U(t)$$

- Expression de la densité de charges superficielle:

D'après l'équation (1) et en tenant compte des résultats trouvés ci-dessus on a :

$$\sigma_{12}(t) = \alpha (\epsilon_2 \gamma_1 - \epsilon_1 \gamma_2) \left[1 - \frac{(1 - e^{-t/\tau})}{t/\tau} \right] U(t) \quad (26)$$

La variation de la densité de charge superficielle $\sigma_{12}(t)$ en fonction du temps est représentée sur la (Fig.7) dans le cas où $\beta > 0$. On remarque que la densité de charge superficielle est fonction du temps d'application et de la forme de la tension.

- Expression de la densité de courant totale:

D'après les équations (5) et (25) on aura:

$$(27) J(t) = \alpha \left[m\alpha (a_2 \epsilon_2 \gamma_1^2 + (a_1 + a_3) \epsilon_1 \gamma_2^2) + \gamma_1 \gamma_2 U(t) - a_2 (a_1 + a_3) \times \frac{e^{-t/\tau}}{t/\tau} U(t) \right]$$

Conclusion:

On constate que dans les deux cas qu'on vient d'étudier, les expressions des champs ainsi que les densités de charges superficielles peuvent s'écrire sous la forme suivante:

$$E_1(t) = \alpha \left[\gamma_2 + K_1 A(t) \right] \cdot U(t)$$

$$E_2(t) = \alpha \left[\gamma_1 - K_2 A(t) \right] \cdot U(t)$$

$$E_1(t) = E_3(t)$$

$$\text{et } \sigma_{12}(t) = -\sigma_{23}(t) = K_3 (1 - A(t)) U(t)$$

Avec :

$$A(t) = \begin{cases} e^{-t/\tau} & , U = \text{constante} \\ \frac{1 - e^{-t/\tau}}{t/\tau} & , U = m t \end{cases}$$

où

$$K_1 = a_2 \beta \quad , \quad K_2 = (a_1 + a_3) \beta \quad \text{et} \quad K_3 = \alpha (\epsilon_2 \gamma_1 - \epsilon_1 \gamma_2)$$

La variation de la caractéristique $A_i(t)$ pour les deux formes de tension est représentée sur la (Fig.7).

D'après les expressions du champ qu'on vient d'établir, on peut énoncer le résultat important suivant:

La rigidité diélectrique aux impulsions est meilleur que pour des temps d'application de la tension longs ce qui confirme avec les résultats expérimentaux.

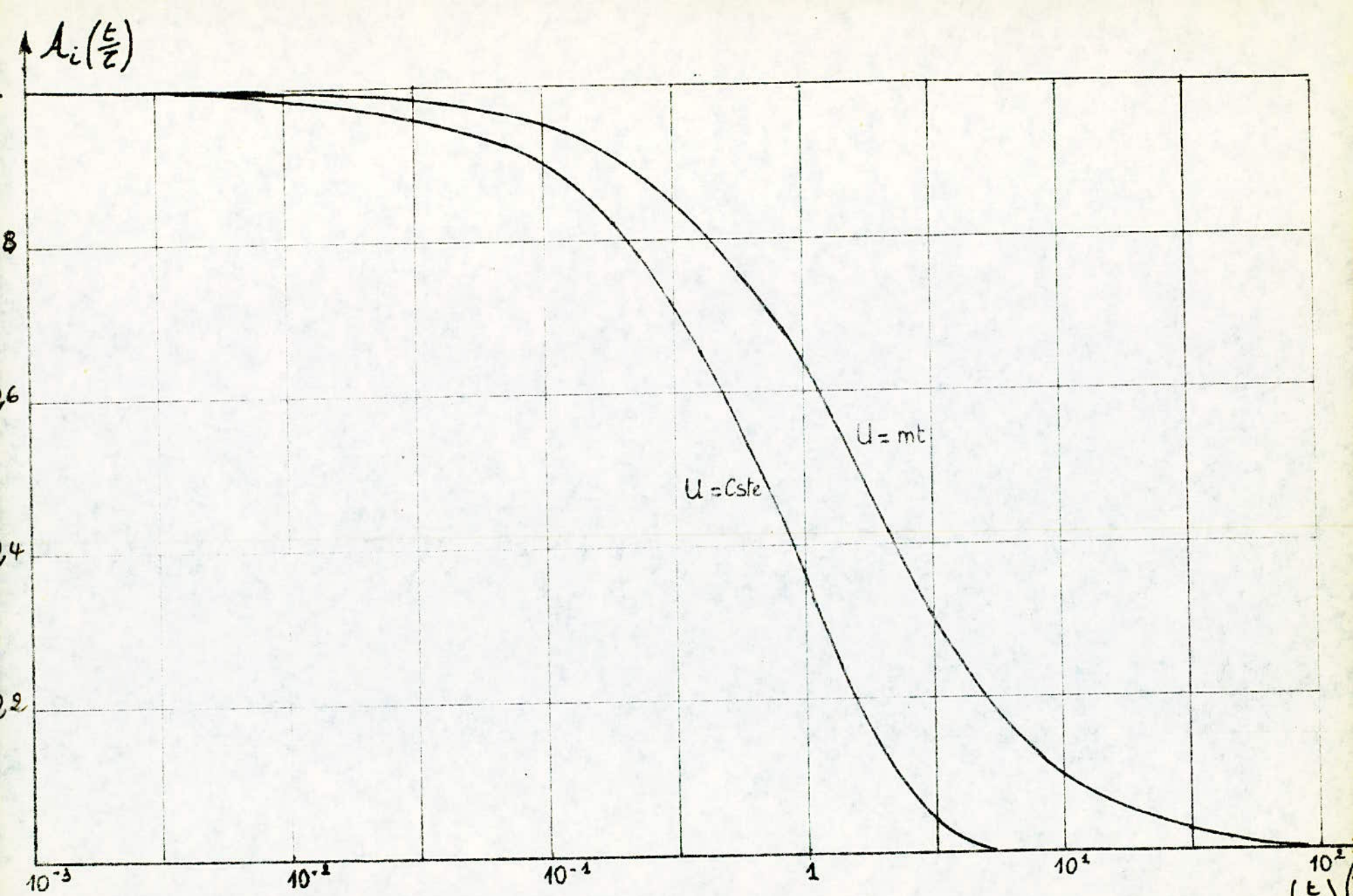


FIG 7 Caracteristiques $A_i(\frac{t}{c})$ pour deux forme de tension differentes $(\frac{t}{c})$

C/ Cas d'une tension alternative:

En appliquant cette fois-ci une tension sinusoïdale de la forme $U(t) = U_{\max} \sin(\omega t + \varphi)$ et par intégration du système d'équations (21), on obtient les différentes expressions du champ électrique.

$$E_1(t) = U_{\max} \left\{ \gamma_2 \sin(\omega t + \varphi) + a_2 \beta \left[\frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} (\omega \tau \sin(\omega t + \varphi) + \cos(\omega t + \varphi)) + C e^{-t/\tau} \right] \right\}$$

et

$$E_2(t) = U_{\max} \left\{ \gamma_1 \sin(\omega t + \varphi) - (a_1 + a_3) \beta \left[\frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} (\omega \tau \sin(\omega t + \varphi) + \cos(\omega t + \varphi)) + C e^{-t/\tau} \right] \right\}$$

Les densités de charges superficielles à la surface de séparation des diélectriques seront égales dans ce cas à :

$$\sigma_{12}(t) = \beta \tau U_{\max} \left[\sin(\omega t + \varphi) - \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} (\omega \tau \sin(\omega t + \varphi) + \cos(\omega t + \varphi)) - C e^{-t/\tau} \right]$$

avec: $\sigma_{12}(t) = -\sigma_{23}(t)$

C étant une constante qui dépend des conditions aux limites. On prendra comme condition initiale à $t=0$, $\sigma_{12} = -\sigma_{23} = 0$, c'est-à-dire qu'il n'existe aucune charge superficielle sur les surfaces de séparations des diélectriques au moment de la mise sous tension. Dans ce cas on aura:

$$C = \frac{1}{1 + (\omega \tau)^2} (\sin \varphi - \tau \omega \cos \varphi)$$

En substituant C par sa valeur dans les expressions ci-dessus on obtient:

$$(28) \left\{ E_1(t) = \frac{\alpha U_{\max}}{1 + (\omega \tau)^2} \left[(\tau \omega^2 \epsilon_2 + \gamma_2) \sin(\omega t + \varphi) + a_2 \beta \tau \omega \cos(\omega t + \varphi) + a_2 \beta (\sin \varphi - \tau \omega \cos \varphi) e^{-t/\tau} \right] \right.$$

$$E_2(t) = \frac{\alpha U_{\max}}{1 + (\tau\omega)^2} \left[(\tau\omega^2 \varepsilon_1 + \gamma_1) \sin(\omega t + \phi) - (a_1 + a_3) \beta \tau \omega \cos(\omega t + \phi) - (a_2 + a_3) \beta (\sin \phi - \tau\omega \cos \phi) \cdot e^{-t/\tau} \right]$$

$$E_3(t) = E_1(t)$$

- Expression de la densité superficielle.

En utilisant la même équation donnant l'expression de la densité de charge superficielle en fonction des champs, on a d'après les expressions du champ trouvées.

$$\sigma_{12}(t) = \beta \tau \frac{U_{\max}}{1 + (\tau\omega)^2} \left[(\sin(\omega t + \phi) - \tau\omega \cos(\omega t + \phi)) - (\sin \phi - \tau\omega \cos \phi) \cdot e^{-t/\tau} \right] \quad (29)$$

- Expression de la densité de courant totale:

A partir de l'équation (5) et des résultats précédents, on détermine l'expression de la densité de courant totale.

$$J(t) = \frac{\alpha U_{\max}}{1 + (\tau\omega)^2} \left\{ \left[\omega^2 \alpha (a_2 \gamma_2 \varepsilon_1^2 + (a_1 + a_2) \gamma_1 \varepsilon_2^2) + \gamma_1 \gamma_2 \right] \sin(\omega t + \phi) + \left[\omega^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \tau + \alpha (a_2 \varepsilon_2 \gamma_1^2 + (a_1 + a_3) \varepsilon_1 \gamma_2^2) \right] \cos(\omega t + \phi) + a_2 (a_1 + a_3) (\sin \phi - \tau\omega \cos \phi) \beta^2 e^{-t/\tau} \right\} \quad (30)$$

Signalons qu'une fréquence nulle ($\omega=0$) et en posant $U_0 = U_{\max} \sin \phi$, on retrouve les mêmes expressions qu'on a déjà établi pour une tension continue.

Remarque:

Dans le cas où le déphasage à l'origine ϕ est nulle, ces expressions des champs deviennent

$$E_1(t) = \frac{\alpha U_{\max}}{1 + (\tau\omega)^2} \left[(\tau\omega^2 \varepsilon_2 + \gamma_2) \sin \omega t + a_2 \beta \tau \omega \cos \omega t - a_2 \beta \tau \omega e^{-t/\tau} \right]$$

et

$$E_2(t) = \frac{\alpha U_{\max}}{1 + (\tau\omega)^2} \left[(\tau\omega^2 \varepsilon_1 + \gamma_1) \sin \omega t - (a_1 + a_3) \beta \tau \omega \cos \omega t + (a_1 + a_3) \beta \tau \omega e^{-t/\tau} \right]$$

Tandis que la densité de charge superficielle et celle du courant totale, seront égale à:

$$\sigma_{12}(t) = \frac{U_{max}}{1 + (\tau\omega)^2} \beta \tau \left[\sin \omega t - \tau\omega \cos \omega t + \tau\omega e^{-t/\tau} \right]$$

et

$$J(t) = \frac{\alpha U_{max}}{1 + (\tau\omega)^2} \left\{ \left[\omega^2 \alpha (a_2 \gamma_2 \epsilon_1^2 + (a_1 + a_3) \gamma_1 \epsilon_2^2) + \gamma_1 \gamma_2 \right] \sin \omega t \right. \\ \left. + \omega \left[\omega^2 \epsilon_1 \epsilon_2 \tau + \alpha (a_2 \epsilon_2 \gamma_1^2 + (a_1 + a_3) \epsilon_1 \gamma_2^2) \right] \cos \omega t - a_2 x \right. \\ \left. \times (a_1 + a_3) \tau \omega \beta^2 e^{-t/\tau} \right\}$$

Par conséquent, toutes les expressions de $E_1(t)$, $E_2(t)$ et $E_3(t)$ $\sigma_{12}(t)$ et $J(t)$ comportent une partie transitoire et une partie stable. Une fois le régime permanent établie, on retrouve les expressions du champ électrique classique.

CHAPITRE : QUATRE

Etude expérimentale sur le P.C.V
produit par la SONELEC.

4.1. Propriétés fondamentales du P.C.V.

Le polychlorovinyle est un mélange homogène de polymères de chlorovinyle (- CH = CHCl -) n de différents degrés de polymérisation, avec une addition de 70% de plastificateurs (dans les mélanges isolants, elle est de 25 à 35% (1 ÷ 4)% de stabilisateurs, (0,5 ÷ 2)% de graisses et de pigments.

La structure électrique des molécules de polychlorovinyle et de la plupart des additifs, est polaire.

Propriétés électriques.

Les propriétés électriques du polychlorovinyle dépendent beaucoup de la concentration des additifs.

La résistivité de polychlorovinyle est égale $10^{14} \div 10^{16}$ $\Omega \cdot \text{cm}$ (elle peut même atteindre 10^{17} $\Omega \cdot \text{cm}$); la valeur de la résistivité ρ diminue avec l'augmentation de la température. La résistivité superficielle du polychlorovinyle est de l'ordre de 10^{14} $\Omega \cdot \text{cm/cm}$.

La rigidité diélectrique du polychlorovinyle d'épaisseur 0,2 ÷ 1,0 mm, instantanée est $K_p = 17 \div 55$ KV/mm, pour une minute $K_p = 14 \div 30$ KVe_{eff}/mm.

Pour une épaisseur "d" inférieure à un millimètre ($d < 1\text{mm}$), la tension de claquage peut être calculée approximativement à l'aide de la relation:

$$U_p = K_p \left(\frac{d}{d_1} \right)^{0,65}$$

Les dimensions physiques de $\left(\frac{d}{d_1}\right)^{0,65}$ sont celles de d_1 pour lequel on a mesuré K_p .

Pour des épaisseurs "d" supérieures à un millimètre ($d > 1\text{mm}$), d'autres phénomènes interviennent pour diminuer la rigidité diélectrique.

L'augmentation de la température et de l'humidité fait diminuer la rigidité diélectrique. L'influence des agents de plastification et de stabilisation, est si différente qu'on peut avoir des rigidités diélectriques.

$$K_p = 9 \div 35 \text{ KV/mm.}$$

Perméttivité diélectrique.

La permittivité diélectrique du polychlorovinyle pur dépend peu de la température et de la fréquence à 20°C et 50 Hz, $\epsilon = 3,2 \div 3,6$

$$1000 \text{ Hz, } \epsilon = 3,0 \div 3,3$$

$$1 \text{ MHz, } \epsilon = 2,8 \div 3,1$$

Les plastificateurs peuvent faire augmenter la valeur de la permittivité (jusqu'à $5,5 \div 8,5$) et activer son augmentation en fonction de la température.

En conservant le caractère de dépendance de la fréquence, le facteur de perte $\text{tg}\delta$ du polychlorovinyle pur est:

pour	50 HZ	,	$\text{tg}\delta = 0,007 \div 0,01$
	1000 HZ	,	$\text{tg}\delta = 0,015 \div 0,02$
	$10^4 \div 10^5$ HZ,		$\text{tg}\delta = 0,02 \div 0,025$
	1 M HZ,		$\text{tg}\delta = 0,010 \div 0,019$
	10^9 HZ	,	$\text{tg}\delta = 0,005 \div 0,010$

Ainsi, les plastificateurs augmentent d'une manière importante $\text{tg}\delta$ et diminuent sa dépendance de la température et de la fréquence en faisant apparaître des maximums locaux.

4.2. Equipement du laboratoire H.T. de l'E.N.P.A.

Les éléments essentiels du dispositif d'essai de la rigidité diélectrique de notre échantillon (P.C.V.) plongé dans une huile isolante, (car on avait considéré que les milieux (1) et (3) étaient identiques), sont constitués par le transformateur élévateur et le spintermètre.

Le dispositif d'essai est d'un usage industriel sa conception, du type mobile sur roulette, permet de procéder à des essais de claquage à côté même du transformateur.

(constructeur du dispositif : WALTER).

On dispose aussi d'un second dispositif adopté plus spécialement pour les laboratoires de recherches. Le principe de fonctionnement et les protections restent les mêmes. Cet appareil est fourni par le constructeur: SIEMENS. Pour éliminer certains facteurs expérimentaux influençant la valeur de la rigidité diélectrique telle que, par exemple, la façon d'augmenter la tension. Les deux dispositifs d'essais possèdent un système automatique constitué par un moteur à deux sens de rotation, permettant d'accroître ou de décroître régulièrement la tension.

Au moment du claquage, cela correspond à un régime de court-circuit au secondaire du transformateur élévateur. A cet instant, un dispositif de déclenchement très rapide, constitué par un relais thermique, réagit et protège ainsi l'ensemble du poste d'essai.

Dispositif pour essais de la rigidité diélectrique des huiles isolantes.

Ce dispositif d'essai de la rigidité diélectrique des huiles isolantes a été conçu spécialement pour satisfaire aux recommandations de la commission d'électrotechnique internationale (C.E.I.), publication n° 156, de 1963: "Méthode pour la détermination de la rigidité diélectrique des huiles isolantes" et de l'U.T.E. - C.27 - 101;

Il comporte sur sa partie supérieure, un couvercle rabattable avec hublot d'observation, muni d'un interrupteur de sécurité, coupant le circuit d'alimentation au moment de son ouverture, donnant accès aux isolateurs et pièces à haute-tension ainsi qu'au spintermètre. L'appareil est fourni avec une prise de courant type protège monophasé à trois broches disposées à la base de la face droite du poste d'essai.

a) Transformateur élévateur:

L'organe principal du dispositif est un transformateur élévateur au rapport 220 V/100.000 V dont le point milieu de l'enroulement à haute tension est réuni à la masse.

Ce transformateur est étalonné en transformateur de mesure, avec une tolérance d'erreur de $\pm 1\%$ pour une charge de 0 à..... VA et pour des variations de la tension comprise entre $1/4$ et $4/4$ de la tension secondaire nominale.

b) Dispositif de réglage progressif de la tension:

Le dispositif de réglage progressif de la tension est réalisé par un autotransformateur. Cet appareil peut être branché sur le réseau des tensions sinusoïdales (50 HZ, de 110 V; 125 V, 220V, ou 245 V) grâce à un commutateur rotatif accessible par la face arrière de l'appareil.

c) Dispositif de déclenchement:

La coupure de l'alimentation H.T est faite par un relai spécialement mis dans ce but, qui agit en moins de 10 ms quelque soit la tension de claquage de l'huile. La protection est assurée par un disjoncteur miniature magnéto-thermique.

d) Bac d'essai:

C'est une cuve en plexiglace munie d'un système d'électrodes, cette cuve dont les dimensions sont indiquées ci-contre Fig.8 porte un trait de repère qui indique le niveau de l'huile.

Autres Accessoires:

Cerains instruments et appareils sont nécessaires pour compléter l'équipement du laboratoire et pour tenir compte des conditions expérimentales il s'agit de:

- 1 thermomètre à mercure (150° C) pour mesurer la température du laboratoire
- 1 baromètre pour la mesure de la pression de la salle de manipulation
- 1 hygroscope pour la mesure de l'humidité du laboratoire.

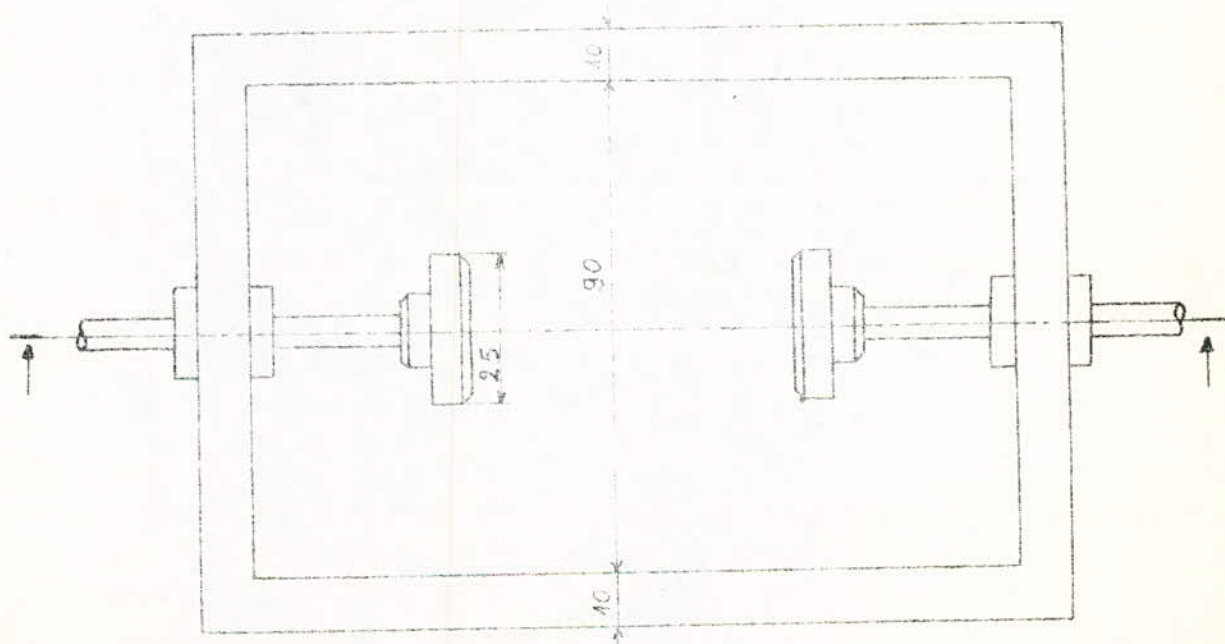
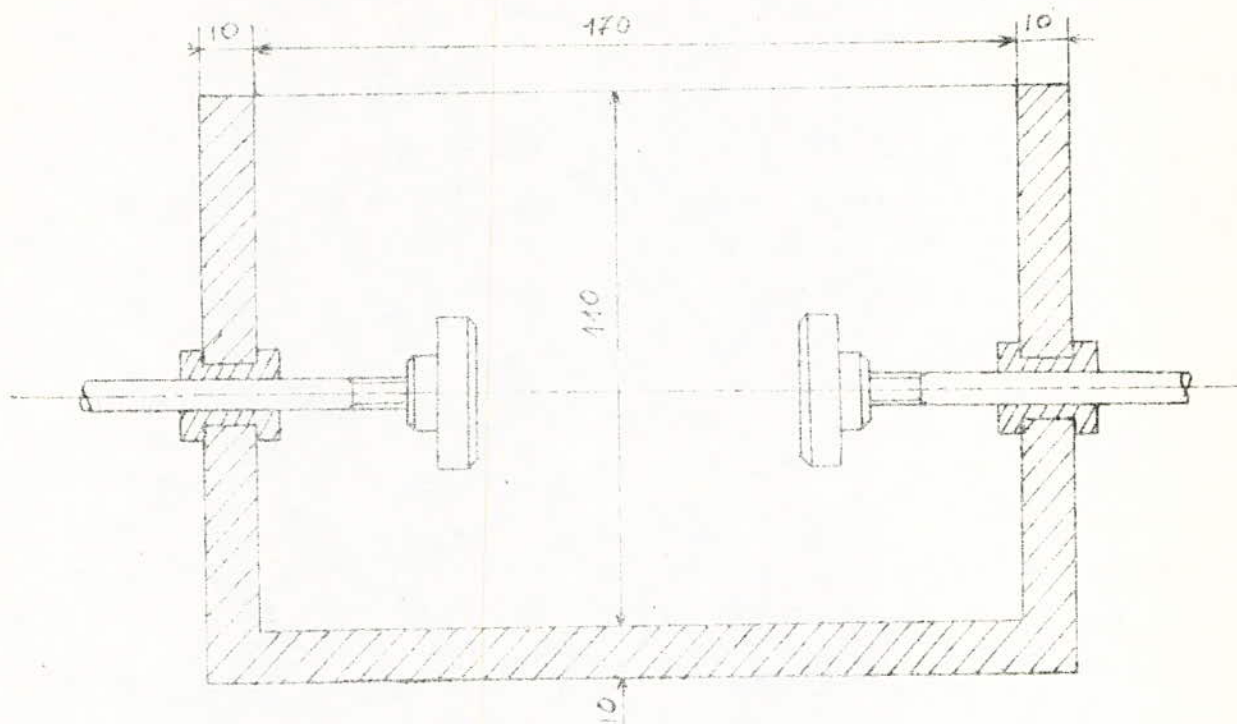


FIG:8 BAC D'ESSAI

4.3. Essais au laboratoire.

Vu le manque chronique d'équipements qui existe actuellement dans le petit laboratoire de l'E.N.P.A., et vu le temps qui nous a été alloué, on avait préféré, d'une part mesurer la rigidité diélectrique de notre échantillon (P.C.V) plongé dans une huile de transformateur (type 22 Kv) dans le cas où $a_1 = a_3 = 0$ pour une tension alternative (50 HZ) et estimer cette dernière en jouant sur l'auto-transformateur pour s'approcher d'une tension impulsionnelle. D'autre part, on a mesuré le courant qui traverss notre système dans deux cas différents en fonction de la tension pour une ($f = 50$ HZ)

- cas où la plaque de P.C.V. est utilisée comme barrière plongeant dans l'huile de transformateur; pour $(a_1 + a_3) = 0$ et $(a_1 + a_3) \neq 0$
- cas de l'huile seule sans barrière isolante.

Ces essais ont été réalisés au laboratoire de l'E.N.P.A. et de la SONELEC

Nous avons:

Déterminé les caractéristiques électriques de l'huile de transformateur peu polluée de type 22 KV celles, du P.C.V. produit par la SONELEC.

CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DE L'HUILE DE TRANSFORMATEUR ET DU P.C.V.

L'huile de transformateur type 22 KV peu polluée.

Après plusieurs essais, les valeurs moyennes obtenues de:

- la tension de claquage U_{1c} pour une distance entre électrode de 1 cm sous une tension industrielle.
- la conductivité électrique γ_1 , sous tension continue de 0,5 KV
- la constante diélectrique ϵ_{r1} sous tension industrielle de 0,5 KV.

Le P.C.V. produit par la SONELEC pour la fabrication des cables "moyenne tension":

Nous avons fait des essais sur une trentaine de plaques d'épaisseurs comprises entre 2,3 et 2,6mm, afin de déterminer une valeur moyenne de:

- la tension de claquage U_{2c} du P.C.V.
- la conductivité électrique γ_2 sous tension continue de 1,5 KV.
- la constante diélectrique ϵ_{r2} sous tension industrielle de 1,5 KV.

Tous les résultats des mesures effectuées sont dressés dans le tableau (1).

Caractéristiques	Polychlovinyle	huile de transformateur
tension de claquage	$U_{9c} = 43,85 \text{ KV}$	$U_{1c} = 22 \text{ KV}$
conductivité	$\gamma_2 = 2,610^{-10} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$	$\gamma_1 = 210^{-9} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
constante diélectrique	$\epsilon_{r2} = 4,97$	$\epsilon_{1r} = 2$

Tableau (1)

1) Mesure de la Rigidité diélectrique du P.C.V:

a) Pour une tension alternative de 50 HZ.

Pour le calcul de la rigidité diélectrique du P.C.V nous avons effectué 8et essai afin d'avoir une valeur moyenne.

Tableau de mesure: pour une épaisseur $a_2 = 2,4\text{mm}$

N° de l'essai	tension de claquage	valeur moyenne
1	55 KV	43,85 KV
2	41 KV	
3	45 KV	
4	46 KV	
5	44 KV	
6	40 KV	
7	36 KV	

La rigidité diélectrique moyenne est de : 182,7/mm

b) Tension impulsionnelle:

Signalons que dans le petit laboratoire de l'E.N.P.A. il n'existe pas de générateur d'impulsions.

Cependant on a pu obtenir des tensions proches de l'impulsionnelle au moyen d'un éclateur à sphères.

Tableau de mesure: Pour une épaisseur de $a_2 = 2,4\text{mm}$

N° d'essai	tension de claquage	Valeur moyenne
1	48,5 KV	
2	42 KV	
3	47,5 KV	46 KV

La rigidité diélectrique moyenne est de 192 KV/mm.

Conclusion:

On voit d'après les deux tableaux de mesures, obtenus précédemment, que la rigidité diélectrique est meilleure pour une tension impulsionnelle.

De même que les valeurs mesurées se situent dans l'intervalle des valeurs de rigidités diélectriques rencontrées dans la littérature.

2) Etude de la variation du courant en fonction de la tension à la fréquence industrielle (50 HZ).

Dans ce cas, nous envisagerons la variation du courant total pour le régime permanent t (grand) à travers les différents systèmes d'isolation en fonction de l'amplitude d'une tension sinusoïdale de fréquence 50 HZ.

a) Cas de l'huile sans barrière isolante.

Données techniques.

Afin de mesurer le courant sans une tension efficace de 30 KV sans risque de claquage, on a fixé l'intervalle entre électrodes à $a = 5\text{cm}$

La surface des électrodes $S = 4,91 \text{ cm}^2$

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 \epsilon_{r1}$$

$$\epsilon_1 = 2 \times 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm.}$$

$$\delta_1 = 2 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

A partir de l'équation de Maxwell (5).

$$\vec{J}(t) = \delta_1 \vec{E}_1(t) + \epsilon_1 \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t}$$

Sachant que le champ électrique est considéré comme uniforme.

Soit $E = \frac{U}{a}$ avec $U(t) = U_{\max} \sin(\omega t + \phi)$

et $S J(t) = I(t)$

On obtient:

$$I(t) = \frac{S}{a} \left[\delta_1 \frac{U_{\max}}{\omega} \sin(\omega t + \phi) + \epsilon_1 \omega U_{\max} \cos(\omega t + \phi) \right]$$

Comme $I_{\text{effe}} = \left[\frac{1}{T} \int_0^T I(t)^2 dt \right]^{1/2}$ et $U_{\text{eff}} = \frac{U_{\max}}{\sqrt{2}}$ (31)

On trouve:

$$I_{\text{eff}} = \frac{S \epsilon_0}{a} \left[\delta_1^2 + \epsilon_1^2 \omega^2 \right]^{1/2} U_{\text{eff}}$$

Après tout calcul fait on trouve:

$$I_{\text{eff}} = 1,964 \cdot 10^{-19} U_{\text{effe}}$$

Soit:

$$I_{\text{eff}} (\mu\text{A}) = 1,964 U_{\text{eff}} (\text{kV})$$

Tableau de mesures:

U effe (KV)	0	10	15	20	25	30
I effe (μA) calculé	0	19,64	29,46	39,28	49,1	58,92
I effe (μA) mesure	0	22	34	48	72	96

La variation de I effe mesuré et de I eff calculé en fonction de la tension U effe est donnée sur la Fig. (9).

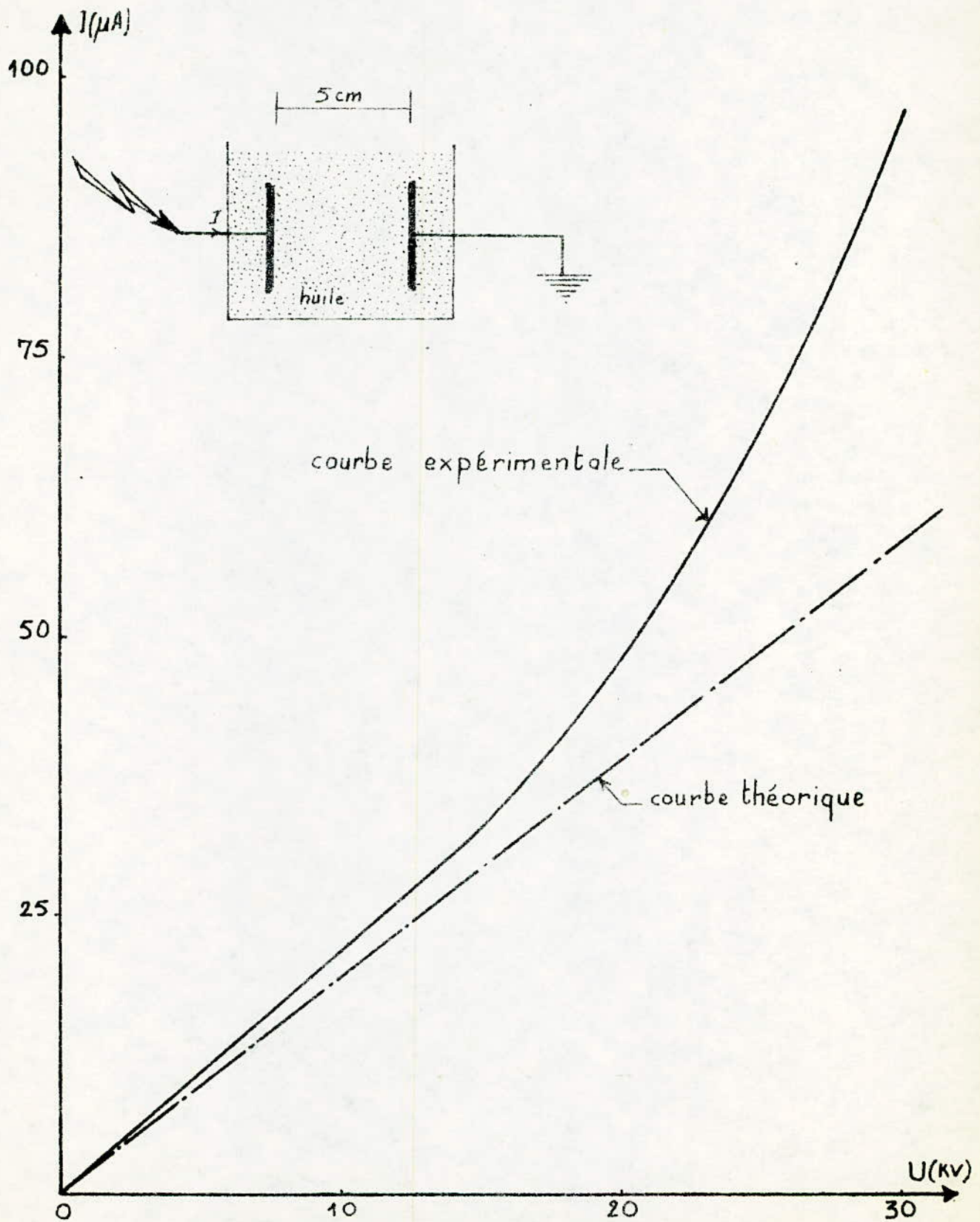


Fig: 9 Variation du courant en fonction de la tension

b) Cas où la plaque de P.C.V est utilisée comme barrière: avec $a_1 = a_3 = 0$

D'une manière analogue que précédemment on obtient la relation donnant le courant en fonction de la tension.

$$\text{Soit } I_{\text{effe}} = \frac{S}{a_2} \left[\gamma_2^2 + \epsilon_2^2 w^2 \right]^{1/2} U_{\text{effe}}$$

$$\text{Pour } S = 4,91 \text{ cm}^2$$

$$a_2 = 0,24 \text{ cm}$$

$$\gamma_2 = 2,6 \cdot 10^{-10} \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

$$\epsilon_2 = \epsilon_0 \epsilon_{r2} = 4,97 \cdot 8,85 \cdot 10^{-10} \text{ F/cm}$$

On obtient:

$$I_{\text{effe}} = 6,02 \cdot 10^9 U_{\text{effe}}$$

$$\text{où encore } I_{\text{effe}} (\mu\text{A}) = 6,02 U_{\text{effe}} (\text{K.V})$$

Tableau de mesure:

U effe (KV)	0	10	15	20	25	30
I effe (μ A) calculé	0	60,2	90,3	120,4	150,5	180,5
I effe (μ A) mesuré	0	60	90	120	160	220

La variation de I effe mesurée et de I effe calculé en fonction de la tension de U effe (KV) est donnée sur la figure (10).

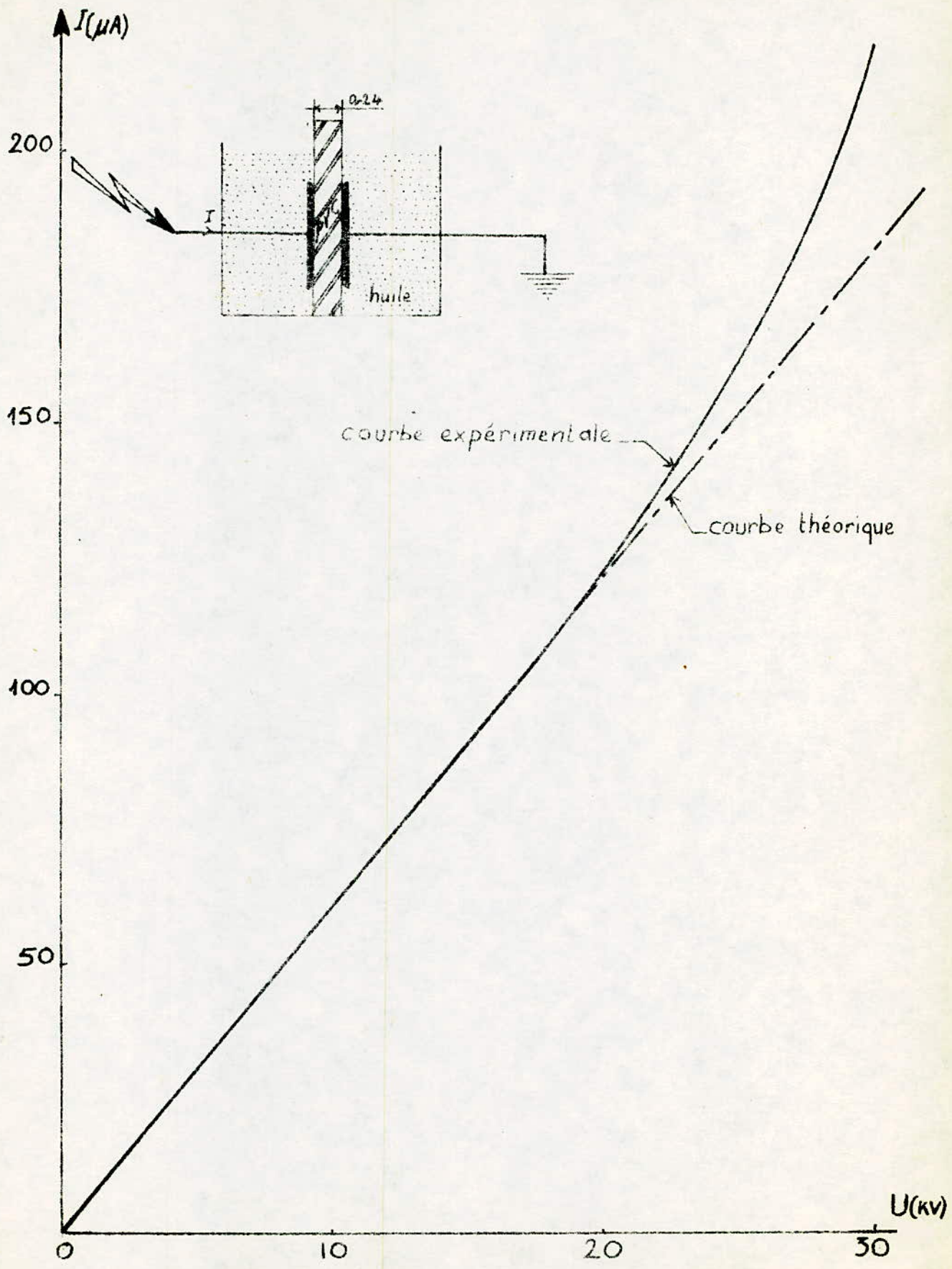


Fig:10 Variation du courant en fonction de la tension

c) Cas ou la plaque de P.C.V. est utilisée comme barrière avec $(a_1 + a_3) \neq 0$

Données: $(a_1 + a_3) = 0,76 \text{ cm}$
 $a_2 = 0,24 \text{ cm}$
 $\epsilon_{1r} = 2$
 $\epsilon_{2r} = 4,97$
 $\gamma_1 = 0,26 \cdot 10^9 \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
 $\gamma_2 = 0,26 \cdot 10^9 \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
 $S = 4,91 \text{ cm}^2$

D'après l'expression (30) et l'équation (31) on a l'expression du courant total.

$$I_{\text{eff}} = \frac{\alpha U_{\text{eff}}}{1 + (\tau w)^2} S \left\{ \left[w^2 \alpha (a_2 \gamma_2 \epsilon_1^2 + (a_1 + a_3) \gamma_1 \epsilon_2^2) \gamma_1 \gamma_2 \right]^2 + w^2 \left[w^2 \epsilon_1 \epsilon_2 \tau + \alpha (a_2 \epsilon_2 \gamma_1^2 + (a_1 + a_3) \epsilon_1 \gamma_2^2) \right]^2 \right\}^{1/2}$$

Après tout calcul fait on trouve

$$I_{\text{eff}} = 3,85 \cdot 10^9 U_{\text{eff}}$$

Soit

$$I_{\text{eff}} (4 \text{ A}) = 3,85 U_{\text{eff}} (\text{KV})$$

Tableau de mesure:

U effe (KV)	0	10	15	20	25	30
I eff (4 A) calculé	0	38,5	57,75	77	96,25	115,5
I eff (4 A) mesuré	0	40	60	90	120	150

La variation de I effe mesuré et de I eff calculé en fonction de la tension de U eff (KV) est donnée sur la Fig (11).

Conclusion:

Dans le cas de l'huile sans barrière isolante, les valeurs de I effe sont différentes entre celles mesurées et calculées celà est du à l'absence de la barrière isolante, tandis que pour le cas du P.C.V. seul les résultats mesurés et calculés coïncident parfaitement et celà malgré la variation des intervalles a_1 et a_3 .

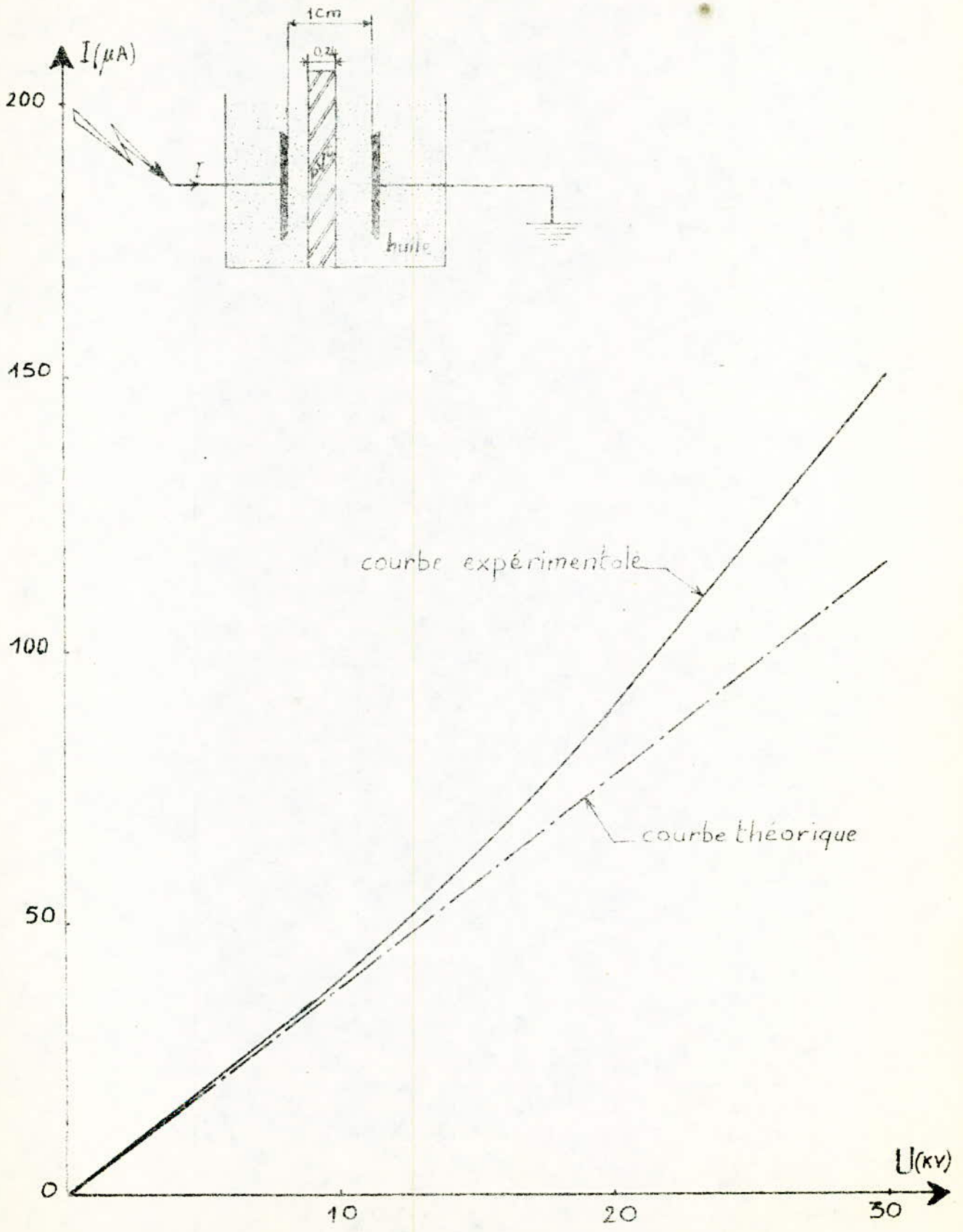


Fig: 11 Variation du courant en fonction de la tension.

-oOo- (CONCLUSION) -oOo-

Le but principal de ce travail était d'étudier l'influence des barrières isolantes solides introduites dans un milieu isolant (liquide ou gaz) sur la distribution du champ électrique et des charges superficielles en fonction du temps.

Pour cela, on a établi dans une première étape les expressions des champs électriques dans le milieu isolant ainsi que dans la barrière isolante en fonction de plusieurs paramètres dont leurs caractéristiques électriques et le temps. Ceci nous a permis d'en déduire que:

- la rigidité de l'amplitude et de la forme de la tension appliquée aux électrodes;

- la rigidité diélectrique est meilleure aux très courtes impulsions qu'aux longues, confirmant ainsi le résultat expérimental connu dans ce sens.

Le fait de considérer la densité de charge superficielle comme une fonction du temps, nous a permis de mettre en évidence sur la base d'un modèle mathématique, la dépendance du champ électrique du temps, de la tension, des épaisseurs des diélectriques, des conductivités et des permittivités diélectriques.

Cette étude nous a montré que pour un champ peu non uniforme, l'action d'une barrière isolante est moins importante que dans le cas des champs très non uniforme. La barrière isolante agit de la même façon que dans le cas d'électrodes couvertes de peinture isolante ou de papiers électrotechnique, c'est-à-dire qu'elle rend difficile la concentration d'impuretés dans l'huile de transformateur.

Ce phénomène d'augmentation de la rigidité diélectrique de l'huile en utilisant des couvertures isolantes d'électrodes et les barrières isolantes est très utilisé dans les systèmes d'isolation des transformateurs énergétiques.

Malgré les faibles moyens en appareillage dans notre laboratoire, on a pu réaliser des essais avec des barrières isolantes de polychlorovinyle (P.C.V) produit par la SONELEC en les introduisant dans l'huile de transformateur.

D'après ces essais la rigidité diélectrique est de 182,7 KV/mm pour une tension industrielle et de 192 KV/mm pour une tension impulsionnelle, ce qui confère à ce matériau les propriétés d'un isolant de qualité moyenne.

Les valeurs des courants déterminés, dans les différents cas étudiés, à partir des expressions mathématiques établies sont en concordance avec les valeurs mesurées.

Nous pensons qu'il serait très intéressant de poursuivre cette étude dans le but de trouver une corrélation entre les charges superficielles et les tensions de claquages.

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

- (1) A. CHABLOZ. /1980/ Technologie des matériaux.
 - (2) N.F. C 26-225 (Mai 1969) Méthodes d'essai des matières isolantes.
Mesure de la rigidité diélectrique et C.E.I. 243
 - (3) S. WHITEHEAD. /1951/. Diélectric Breakdown of Solids, Oxford, Clarendon Press.
 - (4) K. WAGNER.
 - (5) M. DOBARDZIG. Formes de décharges glissantes sous tensions de choc 1,2/50 s sur les surfaces de diélectriques solides polluées par le sable du SAHARA.
 - (6) MAX. TOPLER: "Über die physikalischen Grundgesetze der in der isotorentechnik auftretenden elektrischen gleischeinun.
 - (7) J.C. MAXWELL: treatise on électricity and magnetism t.1/1873/p. 328
 - (8) H. BERTEIN et B.FALLOU, Etude des possibilités d'augmentation des performances diélectrique de quelques types d'isolations.
Revue. Gen. Elect. Janvier 1973. t. 83, n° 4 et t. 81 - n° 1.
- J.C ANDERSON. /1966/. Diélectriques.
A.R VON HIPPEL. /1961/. Les diélectriques et leurs applications.
ZIZI KHELIFA. Cours d'algèbre linéaire.
-

