

B1.1 La mesure des champs électriques dans les isolants pour câbles haute tension - Perspectives ouvertes par la méthode de l'onde de pression.

B1.1 The measurement of internal fields in insulators for high voltage cables - Possibilities opened by the pressure wave propagation method.

ALQUIE C., LEWINER J. - ESPCI - Paris - France.

RESUME

Depuis quelques années, on observe une évolution des méthodes d'étude des diélectriques, et en particulier de ceux qui sont mis en oeuvre dans les câbles à haute tension. Il est apparu en effet qu'un moyen très direct de comprendre les processus se produisant dans des isolants soumis à un champ électrique, et donc d'en améliorer les performances consistait à mesurer les distributions de champs ou de charges électriques à l'intérieur même de l'isolant. Des méthodes non destructives permettant une telle mesure ont été développées et en particulier celle dans laquelle le champ électrique interne est parcouru par une onde de pression qui se propage dans le matériau à étudier et qui se comporte comme une sonde sensible à ce champ. La mesure ainsi effectuée, non destructive, permet non seulement de mesurer des distributions de champ ou de charges mais aussi d'en suivre les évolutions en fonction de paramètres tels que la température, le temps, l'environnement et même maintenant le champ appliqué. Il est en effet devenu possible d'effectuer cette mesure en présence d'un gradient de potentiel appliqué au matériau.

ABSTRACT

During the last few years there has been an evolution of the methods used for studying insulators and particularly those used in high voltage cables. Indeed it appeared that a very direct way to understand the processes taking place in such materials when they were submitted to an electric field, and thus to improve their performances, was to measure the field or charge distributions inside these materials. Non destructive methods for such determination have been developed and particularly one in which the internal electric field is swept by a pressure wave which is propagated in the system under study and which acts as a probe sensitive to this field. Such non destructive measurement allows the determination not only of the field distribution but also of its evolution in function of such parameters as temperature, time, environment and even now applied field. It has become possible to carry out such measurements while a voltage gradient is applied across the insulator.

I - Introduction

Lorsqu'un matériau isolant est soumis à un champ électrique plusieurs phénomènes apparaissent : des dipôles s'orientent parallèlement au champ, des ions peuvent migrer, enfin des charges peuvent être transférées aux interfaces isolant-électrodes. De ces effets résulte la formation d'une répartition de charges et de dipôles qui modifient le champ interne. Celui-ci peut ainsi devenir localement supérieur au champ appliqué. Dans les câbles haute tension à isolants synthétiques l'existence de ces distributions de charges peut affecter considérablement le comportement à long terme et les performances des matériaux. Par exemple, si les charges transférées au voisinage des électrodes y restent localisées, les champs électriques à l'intérieur de l'isolant sont augmentés alors que les champs d'interface sont diminués. Si la polarité du champ appliqué est inversée, c'est alors le champ d'interface qui se trouve brutalement augmenté alors que les champs internes diminuent. Ces effets peuvent, bien sûr, être à l'origine de décharges.

Pendant de nombreuses années, les propriétés électriques des matériaux isolants ont été étudiées par des méthodes macroscopiques qui, bien qu'ayant apportées de nombreuses informations, s'avèrent maintenant insuffisantes. Parmi ces méthodes on peut citer la mesure des conductivités électriques, la détermination des permittivités en fonction de la fréquence ou la mesure du champ électrique créé par les polarisations ou les charges d'espace contenues dans les matériaux. Une autre technique a été et est encore extrêmement utilisée, à savoir la méthode des courants thermiquement stimulés. Cette méthode dans laquelle l'isolant est dépolarisé par un échauffement linéaire en fonction du temps permet de déterminer les énergies d'activation requises pour libérer les charges électriques piégées ou les temps de relaxation dipolaire. Elle nécessite cependant des hypothèses à plusieurs niveaux, d'une part sur la cinétique des charges déplacées, par exemple leur mobilité ou leur durée de vie et, d'autre part sur les conditions initiales du système, c'est-à-dire sur la distribution des charges et de la polarisation au début de la mesure. De plus, l'excitation thermique agit sur l'ensemble du matériau et permet difficilement de réaliser une analyse spatiale des effets. Toutes ces méthodes, qui ont apporté des informations utiles pour l'étude des propriétés électriques des isolants, n'apportent cependant que peu d'éléments pour la compréhension des phénomènes à un niveau local.

Pour toutes ces raisons, il est apparu qu'une mesure directe des distributions de charges ou de champs dans les diélectriques apporterait une aide très précieuse à la compréhension des phénomènes de stockage et de transport de charges dans ces matériaux et en permettrait ainsi une amélioration, en particulier pour la réalisation des câbles. La première méthode de mesure de ces distributions, proposée par Gross et al. (1), puis développée par Perret et al. (2), consistait à découper le matériau en tranches minces et à mesurer la charge totale et le courant de dépolarisation de chaque tranche. Une limite naturelle de cette méthode réside dans le fait que des charges parasites risquent d'être déposées à la surface des tranches pendant leur découpage. De plus, cette méthode est destructive et n'est applicable qu'à des échantillons épais ce qui exclut l'étude des films minces de polymères.

Trois autres approches ont alors été proposées, utilisant la diffusion ou la propagation d'une perturbation inhomogène dans l'échantillon pour analyser la distribution des charges à mesurer.

La première due à Collins (3), utilise la déformation inhomogène associée à la diffusion d'impulsions de chaleur dans le diélectrique. Cette méthode qui n'est pas destructive car l'élévation de température mise en jeu est faible ne permet cependant d'obtenir que le premier moment de la distribution. Une analyse mathématique sophistiquée (4) est nécessaire pour en déduire quelques coefficients de Fourier de la distribution. De plus ce traitement n'est applicable, pour obtenir une résolution

I - Introduction

When an insulating material is subjected to an electric field, various phenomena appear : dipoles align themselves parallel to the applied field, ions migrate and charges can be transferred at the insulator-electrodes interface. These effects result in the formation of charge or dipole distributions which modify the internal field. This field can thus become locally larger than the applied field. In high voltage cables with synthetic insulators, development of these distributions can have a considerable effect on the long term performances of the equipments. For example, if charges are transferred near the electrodes and remain localized, the electric field in the central part of the dielectric is increased whereas the interface fields are reduced. If the polarity of the applied field is reversed, the interface field is abruptly increased but the central part field is decreased. These effects may, of course, lead to disruptive phenomena.

For many years electric properties of insulating materials have been studied by macroscopic techniques which have brought many informations but which cannot solve present problems. Among these methods one can mention the measurements of electric conductivities, of the dependence of permittivities on frequency or of the electric fields created outside of the materials by the polarization or the space charges. Another technique has been, and still is, intensively used. In this method the insulator is linearly heated and the depolarization current is measured. This allows to determine the activation energies required to free the trapped charges or the relaxation times of the dipoles. However hypotheses have to be made at two levels. First on the kinetics of the displaced charges, for instance their mobility or their life time, second on the initial conditions, that is to say on the charge or polarization distribution at the beginning of the experiment. Moreover the thermal excitation acts globally on the material and can hardly allow a spatial analysis of the effects. All these methods, which bring usefull informations, do not allow a local interpretation of the phenomena observed.

For all these reasons it appeared that a direct measurement of charge or field distributions in dielectrics would bring an information very helpfull for the understanding of charge storage and transport properties in insulators and thus would make it possible to improve the materials used in the manufacturing of high voltage cables. The first method, proposed by Gross et al. (1) and developed by Perret et al. (2) was based on the measurement of charge and depolarizing current on slices of the material to be studied. A natural limit of this method is the fact that stray charges can be produced on the surface of each slice while the mechanical cutting of the material takes place. Moreover this method is destructive, which eliminates the possibility of measuring evolutions, and is only applicable to thick samples.

Three other approaches were then proposed, using the diffusion or the propagation in the samples of a non homogeneous perturbation, to study the charge or field distribution.

The first one invented by Collins (3) uses the inhomogeneous deformation associated with the diffusion of heat pulses in the dielectric. This method, not destructive since the temperature increase is quite small, makes it possible to determine the first moment of the distribution. A mathematical analysis (4) is required to obtain some of the Fourier coefficients of the distribution. In order to obtain a good spatial resolution the thickness of the samples must be quite small, typically less than

spatiale suffisante, qu'à des échantillons très minces dont l'épaisseur ne dépasse pas une centaine de microns. L'application de cette technique à l'étude des câbles ou des matériaux pour câbles à courant continu haute tension est donc relativement malaisée.

Une autre approche a été proposée par Sessler et ses collaborateurs en 1977 (5). Elle utilise l'accroissement de la conductivité électrique d'un matériau isolant lorsqu'il est soumis à un bombardement électronique. Pour cela on irradie l'échantillon à l'aide d'un faisceau d'électrons mono-énergétiques. La conductibilité accrue des porteurs situés dans la zone irradiée conduit à des courants qui peuvent être mesurés à l'extérieur de l'échantillon. Le plan de pénétration maximal des électrons joue alors le rôle d'une électrode virtuelle qui peut être déplacée en faisant varier l'énergie du faisceau électronique. Cette méthode très élégante dans son principe présente cependant plusieurs inconvénients. D'une part, elle est destructive puisque l'échantillon est déchargé à chaque mesure et est chimiquement modifié ; elle ne permet donc pas d'étudier l'évolution d'une distribution. D'autre part, elle nécessite des hypothèses sur la mobilité des divers types de porteurs de charges et n'est pas applicable à tous les matériaux isolants ni aux électrodes qui peuvent leur être associées.

En 1976, une autre méthode a été proposée au laboratoire d'Electricité Générale de l'Ecole Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la ville de Paris (6). Un échantillon est déformé à des échelles de temps très courtes par une perturbation mécanique qui s'y propage. Le déplacement des charges du matériau par rapport à des électrodes de mesure se traduit par une variation des charges induites sur ces électrodes. Ceci permet de déterminer les charges déplacées. Cette méthode non destructive est applicable à tous les matériaux dans lesquels les charges à mesurer suivent les déformations du réseau atomique. Depuis qu'elle a été proposée, plusieurs mises en œuvre expérimentales ont été développées dans le monde et commencent à conduire à des résultats (7-13).

Récemment Maeno et al. (14) ont développé une technique dans laquelle une brève impulsion de tension est appliquée aux électrodes entourant le diélectrique. Le champ électrique associé à cette tension produit une force qui agit sur les charges contenues dans le matériau. Cette force engendre une onde acoustique qui se propage à la vitesse du son vers les électrodes. Un transducteur piézoélectrique, placé contre une électrode, permet de mesurer l'amplitude de cette onde et son retard par rapport à l'application de la tension. Ceci permet d'évaluer la quantité de charges ainsi que la distance entre charge et transducteur. Cette méthode a été appliquée à l'étude de matériaux épais contenant une distribution de charges assez simple. En effet, si la distribution est plus complexe que celle décrite par un ou deux pics de charges alors l'analyse du signal devient très difficile.

Dans la suite de ce texte, nous décrivons particulièrement la méthode de l'onde de pression qui semble d'une applicabilité très générale. La première mise en œuvre expérimentale réalisée utilisait l'onde de pression à front raide produite dans un tube à ondes de choc (7). Plusieurs difficultés ont cependant limité l'utilisation de cette technique. Les formes d'ondes de pression obtenues sont en effet difficilement reproductibles et tout défaut de parallélisme entre l'axe du tube et la normale à l'échantillon entraîne une diminution de la résolution. Une technique adaptée à l'étude d'échantillons épais a été développée par Migliori et al. (14). L'onde de pression est créée par la décharge d'un condensateur dans un liquide et la résolution est de 1 mm dans des échantillons dont l'épaisseur peut atteindre 10 cm. L'utilisation d'un laser, pour générer l'onde de pression a été proposée en 1979 par une équipe soviétique (8), puis utilisée par divers groupes (9-13). En 1982 Eisenmenger (16) a utilisé un transducteur piézoélectrique pour fournir l'onde de pression.

100 microns. The applicability of this method to cables or materials used for cable insulation is quite difficult.

Another approach was proposed by Sessler et al (5) in 1977. It uses the increased conductivity of insulators when they are submitted to electron bombardment. Practically, one has to impact monoenergetic electrons on one face of the sample. The increased conductivity of the irradiated region leads to currents which can be measured externally. The penetration depth of the electrons, which acts as a virtual electrode, can be moved across the sample by increasing the energy of the incident electrons. This method, very elegant in its principle, may be hard to use in many situations. First it is destructive since the sample is partially discharged or chemically modified at each measurement. Second it requires hypotheses on the mobility of the various charge carriers involved.

In 1976, another method was proposed at Laboratoire d'Electricité Générale of Ecole Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles in Paris (6). A short rise time pressure wave is propagated in the sample. The displacement of the charges of the material, relative to the adjacent electrodes, creates a variation of the charges induced on these electrodes. This makes it possible to determine the disturbed charge. This method, non destructive is applicable to all insulating materials, in which the charges follow the atomic structure. Since it has been proposed, it has been implemented in various laboratories besides ours and starts to give very exciting results (7-13).

Recently Maeno et al. (14) have developed a technique in which a short high voltage pulse is applied to the electrodes across the dielectric. The field associated with this voltage produces a force on the charges in the material which creates an acoustic wave propagating in the sample at the velocity of sound. This wave is detected by a piezoelectric transducer placed on one side of the insulator. The time between the application of the voltage pulse and the arrival of the pressure wave gives the distance of the charges from the transducer and the amplitude of the wave is directly related to the quantity of charges. This method has already been applied to thick samples but if the charge distribution is complex and contains more than one centroid, then the analysis of the signal becomes difficult.

In the following we will particularly describe the pressure wave method which seems presently the most general. In the first experiments (7) this wave was produced by a shock wave tube. However various difficulties were limiting the applicability of the method. The reproducibility of the pressure wave was not too good and any lack in parallelism between the plane of the wave front and the surface of the sample produced a loss of resolution. Another technique was developed by Migliori and al. (15) particularly applicable to thick samples. The pressure wave was produced by the discharge, in a liquid, of a condenser. The resolution was of the order of 1 mm for a 10 mm thick sample. The use of a laser to generate the pressure wave was proposed by a russian team (8) in 1979 and developed by various other groups (9-13). In 1982, Eisenmenger (16) used a piezoelectric transducer to produce the pressure wave.

Le choix de l'une ou l'autre de ces techniques est essentiellement lié au type de matériaux à étudier et à la nature des interfaces avec les électrodes situées de part et d'autre de l'échantillon. Dans la suite de ce texte nous décrirons tout d'abord le principe de la méthode de l'onde de pression, nous montrerons alors comment il est possible de la mettre en œuvre expérimentalement et nous donnerons enfin quelques exemples d'applications. Dans le cadre de Jicable plusieurs contributions sont présentées qui décrivent des résultats obtenus en utilisant cette technique sur divers types de matériaux essentiellement à base de polyéthylène (18,19).

II - Principe de la méthode

Nous ne donnerons ici que les grandes lignes de la méthode de détermination d'une distribution de charges électriques par propagation d'une onde de pression. Une étude plus complète peut être trouvée dans les références 7, 9, 11, et 12.

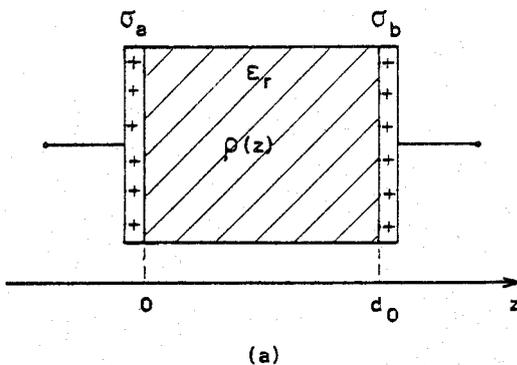


Figure 1 : Une onde de pression se propage à la vitesse du son v , ce qui fait varier la charge induite sur les électrodes.

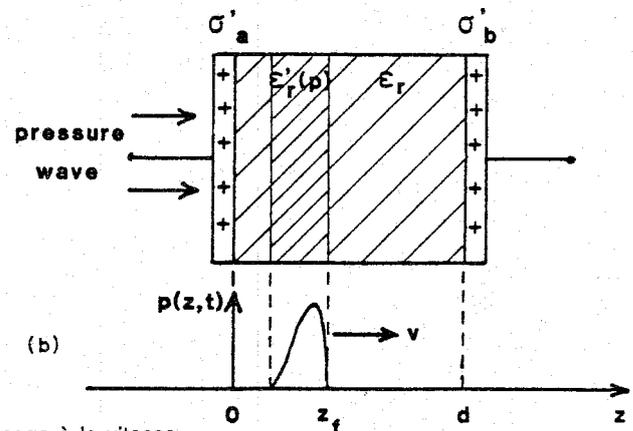
A pressure wave propagates at the velocity of sound v and produces a variation of the charges induced on the electrodes.

Nous nous limiterons dans cette courte description à une structure plane. Nous considérons une plaque d'un matériau diélectrique homogène, non piezoélectrique, de conductivité nulle, contenant des charges piégées et des moments dipolaires permanents, tel que présenté sur la figure 1a. Nous supposons par simplification que la densité des charges piégées est uniforme dans tout plan perpendiculaire à l'axe Oz et est caractérisée par $\rho_p(z)$, z étant la normale à la surface. Nous supposons en outre que la polarisation permanente dans ces plans est nulle ou uniforme de sorte qu'aucune charge équivalente n'en résulte. Rar contre il peut exister une polarisation permanente $P(z)$ non uniforme suivant l'axe Oz équivalente à une distribution de charges de densités $\rho_p(z) = -\text{div } P$. Nous supposons enfin qu'aux échelles de temps mises en jeu, c'est-à-dire au temps de montée de la pression ou même de transit à travers l'échantillon, les polarisations induites répondent instantanément aux champs électriques et sont décrites par une permittivité relative à fréquence infinie et à pression nulle ϵ_r . Les variations lentes telles que les réorientations dipolaires et les migrations de charges d'espace sont négligées à ces échelles de temps. Toutes ces charges et polarisations induisent sur les électrodes des charges images. A l'instant 0 une onde de pression pénètre dans l'échantillon à travers l'électrode a, et se propage vers l'électrode b sensiblement à la vitesse du son ainsi qu'il est montré sur la figure 1b. Sous l'effet de cette perturbation mécanique, le réseau atomique est comprimé. Deux types d'effets en résultent : les charges qui suivent le réseau atomique sont déplacées et la permittivité relative ϵ_r varie du fait des variations de concentration locale des dipôles et des charges.

The choice of one or the other of those techniques depends essentially on the type of material to study both from the point of view of the insulator or of the electrodes. In the following we will first describe the principle of the method, will show how it is possible to set it experimentally and then will give some examples of application. During the Jicable Conference two other contributions will present data obtained with this method on polyethylene samples (18, 19).

II - Principle of the method

We will only give here the general principles involved in the determination of field or charge distribution by the propagation of pressure waves. A more complete analysis can be found in references 7, 9, 11 and 12.



In this short description we will only describe, for simplicity, a plane structure. We consider an homogeneous dielectric, with zero conductivity and no piezoelectricity which contains trapped charges and dipoles such as shown in figure 1a. We suppose that the density of trapped charges is uniform in any plane perpendicular to the Oz axis and is characterized by $\rho_p(z)$, z being the direction perpendicular to the surface of the sample. We assume that the permanent polarization in these planes is either zero or constant so that there is no equivalent charge. There can be however a non uniform polarization $P(z)$, which is equivalent to a charge distribution $\rho_p(z) = -\text{div } P$. We assume that at the time scales involved, that is to say during the rise time of the pressure wave or even the transit time through the sample, the induced polarization has an instantaneous response to changes in electric field and can be described by an infinite frequency dielectric constant at zero pressure ϵ_r . The slow variations, such as dipole reorientation or charge migration are neglected at these time scales. All the charges and polarizations induce image charge on the electrodes. At time $t = 0$, the pressure wave penetrates in the sample through electrode a, and propagated towards electrode b, at the velocity of sound v , as shown on figure 1b. This mechanical perturbation locally compresses the sample. Two effects result : the charges, which follow the atomic structure, are moved and the relative permittivity ϵ_r is modified since there is a variation of concentration of dipoles and charges in the compressed region.

Ces deux effets produisent une variation des charges images qui dépend de la répartition des charges dans la zone comprimée et du profil temporel de l'onde de pression. Suivant les conditions aux limites imposées aux électrodes, par exemple des conditions de circuit ouvert ou de court-circuit, la variation de charges induites se traduit par l'apparition d'une différence de potentiel ou par le passage d'un courant entre ces électrodes. L'évolution de cette tension ou de ce courant pendant la propagation de l'onde de pression dans l'échantillon contient donc une information sur la répartition spatiale des charges.

A partir des lois de l'électrostatique, il est possible de déterminer des relations entre les variables électriques mesurables telles que tension ou courant et distribution spatiale dans l'échantillon. Ces calculs conduisent aux résultats suivants (17) :

- en condition de circuit ouvert la différence de potentiel $V(t)$ entre les électrodes est reliée à la distribution spatiale du champ électrique par la relation :

$$V(t) = \chi G(\epsilon_r) \int_0^{z_f} E(z,0) p(z,t) dz \quad (1)$$

Dans cette expression $p(z,t)$ décrit la forme de l'onde de pression à l'instant t , χ est la compressibilité du matériau. $G(\epsilon_r)$ est une fonction de la permittivité relative qui dépend de la nature du diélectrique et z_f représente la position du front de l'onde de pression à l'instant t . La relation 1 montre que si la forme de l'onde de pression est connue, la distribution du champ électrique dans l'échantillon peut être déduite de la mesure de $V(t)$,

- dans le cas où les électrodes sont en court-circuit le courant $J(t)$ qui circule dans le circuit extérieur à l'échantillon fait intervenir la dérivée de la pression. On a :

$$I(t) = \chi C_0 G(\epsilon_r) \int_0^{z_f} E(z,0) \frac{\partial}{\partial t} p(z,t) dz \quad (2)$$

Dans cette expression C_0 est la capacité au repos du condensateur. Ces relations peuvent être simplifiées pour des formes particulières de l'onde de pression. Les analyses correspondantes peuvent être trouvées dans la littérature (7, 10, 11, 12).

Il apparaît ainsi que cette méthode de mesure, mettant en œuvre la propagation d'une onde de pression permet de déterminer de manière non destructive la distribution des charges, des champs ou des potentiels à l'intérieur d'un matériau isolant. Le front de l'onde de pression se comporte ainsi comme une sonde virtuelle se déplaçant à la vitesse du son dans le matériau, sonde sensible aux charges ou aux champs. Il est ainsi possible non seulement de déterminer de telles distributions mais encore de suivre leur évolution en fonction de l'action de paramètres tels que la température, le temps ou l'amplitude du champ électrique appliqué au matériau.

III- Mise en œuvre expérimentale

1°) Ordres de grandeur

Nous venons de voir comment la distribution des charges ou des champs électriques pouvait être déduite des variations temporelles des signaux électriques induits par la propagation d'une onde de pression de forme connue dans le diélectrique. Ces variations sont d'autant plus sensibles à la distribution spatiale que la répartition dans l'échantillon est, à un instant donné, inhomogène c'est-à-dire que le temps de montée de la pression est court.

These two effects produce a variation of the induced charge on the electrodes, which depends on the charge profile and on the profile of the pressure wave. Depending on the boundary conditions, for instance open circuit or short circuit, the variation of the induced charge produces a variation of potential across these electrodes or a current. The evolution in time of this voltage or of this current during the propagation of the pressure wave in the sample gives a direct information on the charge or field distribution.

Using basic laws of electrostatics, it is possible to determine relations between the observable parameters such as voltage or current and the field distribution in the sample. A simple calculation leads to the following results (17) :

- in open circuit conditions, the voltage $V(t)$ between the electrodes is related to the internal field distribution by :

$$V(t) = \chi G(\epsilon_r) \int_0^{z_f} E(z,0) p(z,t) dz \quad (1)$$

In this expression $p(z,t)$ describes the pressure wave profile at time t , χ is the compressibility of the material, $G(\epsilon_r)$ is a function of the relative permittivity and depends on the material, and z_f is the position of the wave front of the pressure wave at time t . Relation (1) shows that if the wave profile is known, the distribution of the electric field in the sample can be deduced from a measurement of $V(t)$,

- in short circuit conditions the current $J(t)$ flowing in the external circuit is related to the field by :

$$I(t) = \chi C_0 G(\epsilon_r) \int_0^{z_f} E(z,0) \frac{\partial}{\partial t} p(z,t) dz \quad (2)$$

In this expression C_0 is the unperturbed sample capacitance. These relations can be simplified for particular pressure wave profiles. Some analyses can be found in the literature (7, 10, 11, 12).

It is clear that it is possible to measure, in a non destructive way, the electric field distribution inside the sample and to deduce from this distribution that of the charges or of the potential. The front of the pressure wave acts as a virtual probe sensitive to the field, travelling through the sample at the velocity of sound waves. In this manner it is not only possible to determine these distributions but also to follow their evolution in function of such parameters as temperature, time or voltage gradient applied across the material.

III- Experimental

1) Orders of magnitude

We have just seen how field distributions can be deduced from the variation in time of the electric signals induced by the propagation of a pressure wave in a dielectric. Of course the rise time of the pressure has to be small as compared to the propagation time in order to have a reasonable resolution.

La vitesse du son dans les matériaux solides est typiquement comprise entre 1000 et 10000 m/s. Dans le polyéthylène, par exemple, cette vitesse est de l'ordre de 2000 m/s. Ainsi pour un échantillon de 2 mm d'épaisseur le temps de propagation de l'onde est de l'ordre de 1 μ s. Il est donc nécessaire de créer des ondes de pression ayant un temps de montée très inférieur à ce temps de propagation. Toutefois il n'est pas souhaitable d'avoir une impulsion trop courte, en effet, lors de la propagation dans des polymères épais, les composantes haute fréquence de l'onde se trouvent atténuées beaucoup plus rapidement que les composantes basse fréquence ce qui provoque une déformation importante de la forme de l'onde de pression pendant sa propagation. Ceci oblige donc à une correction des relations qui ont été décrites précédemment. A titre indicatif, un compromis satisfaisant pour un temps de propagation de l'ordre de la μ s conduit à une largeur d'impulsion d'une dizaine de nanosecondes.

A partir des relations établies précédemment et compte tenu de la sensibilité des systèmes d'amplification utilisables on peut évaluer les pressions nécessaires pour obtenir un rapport signal sur bruit satisfaisant. Ceci conduit à des pressions de crête allant de quelques bars pour des matériaux compressibles à une centaine de bars pour des matériaux très peu compressibles.

La mise en œuvre expérimentale de la méthode comporte donc trois aspects :

- la production de l'onde de pression à temps de montée rapide,
- la mesure et l'acquisition des signaux électriques apparaissant entre les électrodes pendant la propagation de cette onde,
- l'analyse de ces signaux pour remonter à la distribution spatiale du champ ou des charges électriques.

2°) Création de l'onde de pression

Comme il a déjà été indiqué l'onde de pression peut être produite de diverses manières. On peut citer l'utilisation de tubes à ondes de choc, de décharges, dans un fluide, d'un condensateur, de transducteurs piézoélectriques, ou l'impact d'impulsions laser sur des surfaces absorbantes. Cette dernière technique est d'un emploi très facile car elle permet de s'affranchir de tous les problèmes liés à la transmission d'une onde mécanique dans le matériau à mesurer et aux défauts d'alignement ou de parallélisme qui peuvent apparaître dans de tels systèmes.

A titre indicatif, un laser au Nd / Yag qui émet à la longueur d'onde 1,06 μ m des impulsions de largeur à mi-hauteur de 3 ns et d'une énergie variant de quelques mJ à 350 mJ a été utilisé pour réaliser les mesures qui seront décrites dans les communications présentées à Jicable(18, 19). En fonction de l'application recherchée la cible sur laquelle l'impulsion laser vient dissiper son énergie peut évidemment être optimisée. Dans les études de matériaux pour câbles à haute tension une cible idéale est constituée par le polyéthylène semiconducteur chargé en graphite. Du fait de la continuité naturelle entre l'isolant et les électrodes, il n'est pas nécessaire d'établir artificiellement une liaison entre la cible et le milieu à étudier.

Figure 2 : Dispositif expérimental pour la mise en œuvre de la méthode de l'onde de pression induite par laser.

Typical experimental set up used for the implementation of the laser induced pressure wave propagation method.

The velocity of sound waves in solids is typically included between 1 000 and 10 000 m/s. In polyethylene for instance this velocity is of the order of 2 000 m/s. In a 2 mm thick sample the propagation time is of the order of 1 μ s. It is necessary, as we have seen, to have a pressure with a much smaller rise time. However one should not have too short a rise time since during propagation in thick polymers as those involved in high voltage cables, the high frequency components of the pressure wave are highly attenuated as compared to the low frequency components. This produces a deformation of the pressure profile during the propagation. If this effect is strong a correction can be introduced in relations (1) and (2). For a propagation time of the order of 1 μ s a reasonable width for the pressure wave is typically 10 ns.

From the above relations and taking into account the sensitivity of the amplifying system, one can determine the pressure amplitude which must be used to obtain a good signal to noise ratio. This leads to peak amplitudes for the pressure ranging from a few bars in soft materials to a hundred bars in very hard materials.

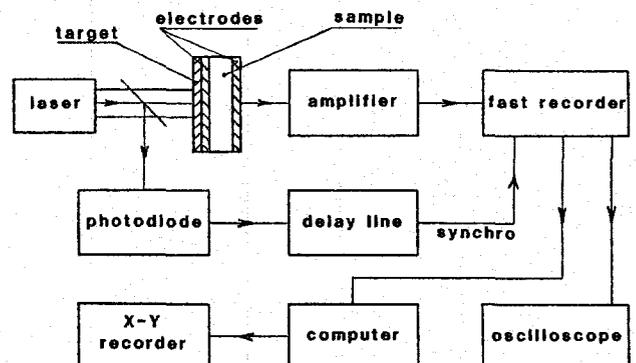
The experimental procedure has to cover three aspects :

- the production of short rise time pressure waves,
- the measurement and acquisition of the electric signals generated across the electrodes during the propagation of the pressure wave,
- the analysis of these signals in order to determine the spatial distribution of the field in the sample.

2) Production of the pressure wave

As has already been explained, the pressure wave can be generated in many ways using shock tubes, the discharge of condensers in liquids, piezoelectric transducers or the impact of laser pulses on absorbing targets. This last technique is very convenient since it eliminates many of the problems associated with the transmission of a mechanical wave into the sample and with the alignment or parallelism required with the other techniques.

The data which will be presented in the next chapter and in papers 18 and 19 also presented at Jicable have been obtained using a Nd/Yag laser emitting with a 1.06 μ m wavelength 3 ns width pulse with an energy ranging from a few mJ to 350 mJ. Depending on the application considered, the target on which the laser pulse dissipates its energy can be optimized. While studying materials for high voltage cables a very convenient target is the graphite loaded semiconducting polyethylene. Indeed since there is a natural continuity between the insulator and the electrodes it is not necessary to introduce a layer to match the acoustical impedance of the different materials involved.



3) Acquisition des signaux

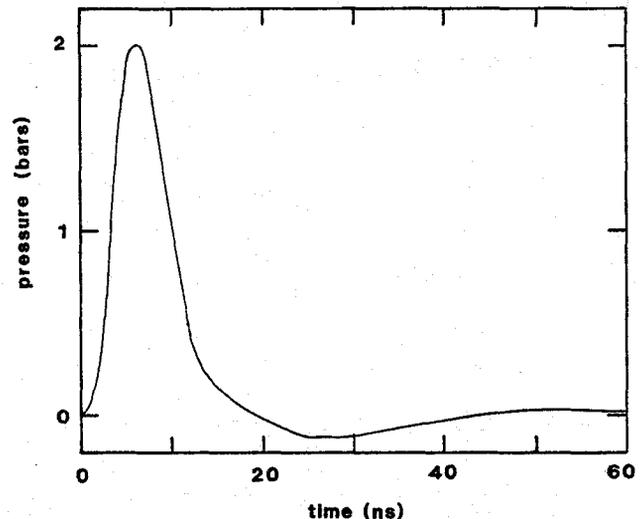
Compte tenu des ordres de grandeur décrits précédemment les signaux électriques induits lors de la propagation de l'onde de pression doivent être enregistrés dans des temps de l'ordre de grandeur de la microseconde. Il est donc nécessaire pour acquérir ces signaux de disposer d'une chaîne d'amplification et d'enregistrement ayant une bande passante compatible c'est-à-dire de l'ordre de quelques centaines de MHz. Il est maintenant possible d'utiliser des systèmes d'acquisition numérique qui sont extrêmement bien adaptés à cette application compte tenu des possibilités de traitement des signaux qu'ils permettent. Sur la figure 2 on voit un exemple typique de dispositif expérimental possible. Sur la figure 3 on voit la pression mesurée à l'arrière d'une feuille d'aluminium de 12 μm d'épaisseur recevant des impulsions laser de 3 ns.

Figure 3 : Exemple de forme de pression obtenue à l'arrière d'une feuille d'aluminium de 12 μm recevant des impulsions laser de 3 ns. La densité de puissance est 0.14 GW/cm^2 .

Example of pressure profile obtained at the back of a 12 μm thick aluminium foil when irradiated by a 3 ns width laser pulse. The power density is 0.14 GW/cm^2 .

3) Data acquisition

Taking into account the above described orders of magnitude, the electric signals generated during the propagation of the pressure wave must be recorded in times of the order of one microsecond. This means that the amplifier and data recorders must have a bandwidth of a few hundred MHz. It is now possible to use digital transient digitizers extremely convenient for this application because of the processing of the data that they allow. On figure 2 a typical experimental set up is shown. On figure 3 one can see the pressure measured at the back of a 12 μm thick aluminium foil receiving 3 ns duration laser pulses.



IV - Exemples d'applications

Dans ce chapitre, nous nous limiterons à quelques exemples destinés à illustrer les possibilités de la méthode. En effet, les communications 18 et 19 montrent des études complètes faites par cette technique sur des échantillons de polyéthylène.

1) Influence de la nature des électrodes et de la polarité

Sur la figure 4, on voit l'évolution des charges à l'intérieur d'une plaque de polyéthylène de 2 mm d'épaisseur soumise à une tension de 3 kV à 90°C. L'électrode positive est faite en aluminium et l'électrode négative en or. La courbe 1 a été obtenue après une polarisation de 15 mn, la courbe 2 de 45 mn et la courbe 3 de 2 h 30 mn. Dès le début de la polarisation, on constate que des charges négatives sont transférées à l'interface isolant-électrode négative. Les charges migrent vers l'électrode positive où elles s'accumulent. On voit ainsi immédiatement que l'électrode d'or favorise les transferts de charge alors que l'électrode d'aluminium dans cette situation se comporte comme une électrode bloquante.

Figure 4 : Exemple de développement d'une charge d'espace dans une plaque de polyéthylène de 2 mm d'épaisseur, soumise à un champ de 1.5 kV/mm à 90°C. L'anode est en aluminium et la cathode en or.

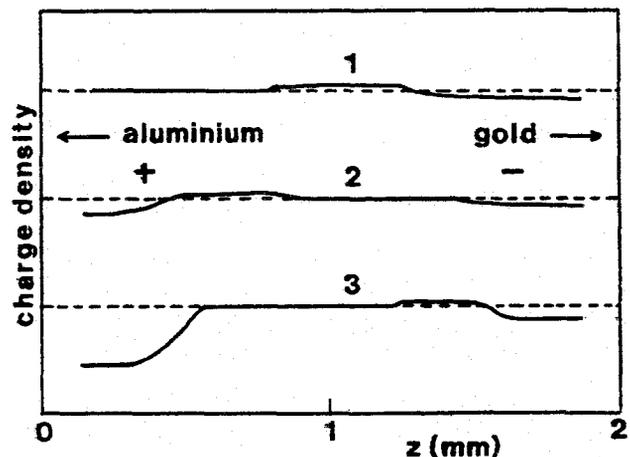
Example of development of a space charge distribution in a 2 mm thick polyethylene plate submitted to a 1.5 KV/mm electric field at 90°C. The anode is made of aluminium and the cathode of gold.

IV- Examples of application

In this part we will give a few examples of the possibilities of the method. Communications 18 and 19 will present studies made with this technique on various polyethylene samples.

1) Influence of the nature of the electrodes and of the polarity

On Figure 4 we see the evolution in time of the charge distribution in a 2 mm thick polyethylene plate submitted to a 3 kV voltage at 90°C. The positive electrode is made of aluminium and the negative electrode of gold. Curve 1 has been obtained after 15 mn, curve 2 after 45 mn and curve 3 after 2 h 30 mn. Negative charges are transferred very quickly at the negative electrode-insulator interface. They migrate towards the positive electrode where they accumulate. It is clear that in this situation the gold electrode increases charge transfer whereas the aluminium electrode interface is blocking.



2) Influence de la nature du polyéthylène

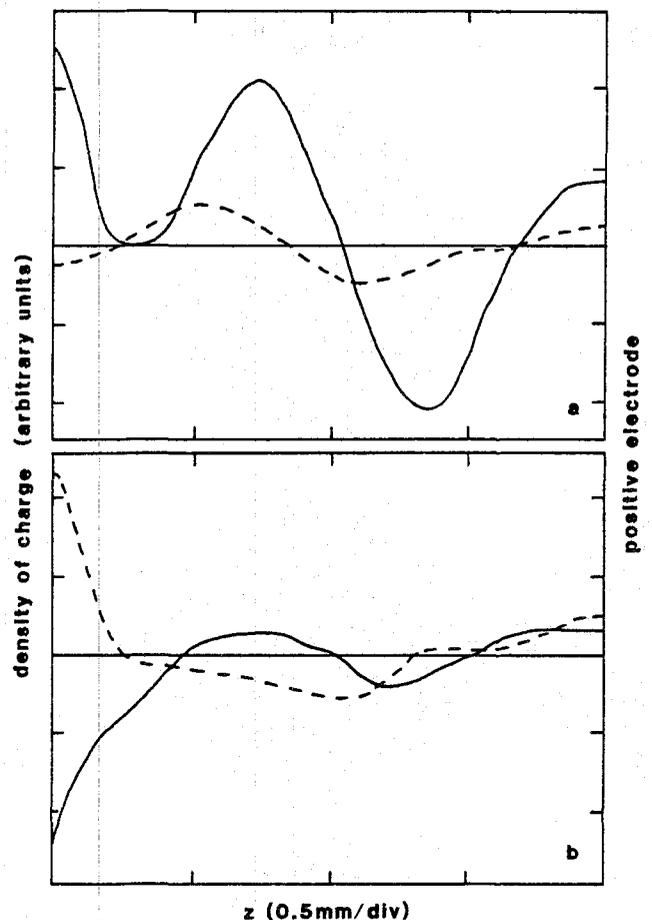
Sur les figures 5a et 5b, on voit une comparaison entre les distributions de charges obtenues dans un polyéthylène basse densité représenté par les lignes continues et un polyéthylène dopé avec du DPPD. Le gradient de potentiel appliqué est de 45 kV/mm. La courbe a est obtenue après 16 h à 70°C et la courbe b après 72 h à 20°C. On observe de forts transferts de charges aux interfaces ainsi que des effets de polarisation interne. La présence d'impureté de DPPD modifie considérablement les répartitions obtenues. La déviation correspondante du champ électrique interne est de l'ordre de 30 % à 70°C dans l'échantillon pur et n'est que de 5 % dans l'échantillon dopé. On constate que ces deux matériaux ont un comportement radicalement différent et que des matériels qui les mettront en oeuvre auront des performances également très différentes.

Figure 5 : Comparaison entre la distribution de charges obtenues dans du polyéthylène basse densité "pur" (courbe continue) et du polyéthylène dopé avec du DPPD (ligne pointillée) après application d'un champ de 45 kV/mm pendant :
courbe a : 16 h à 70°C,
courbe b : 72 h à 20°C.

Comparison between the charge distribution obtained in pure LDPE (solid line) and in DPPD doped LDPE (dotted line), after application of a 45 kV/mm stress :
a) during 16 h at 70°C,
b) during 72 h at 20°C.

2) Influence of the type of polyethylene

On Figure 5a and 5b a comparison is made between charge distributions obtained in pure LDPE (solid line) and in DPPD doped LDPE (dotted line). The applied field is 45 kV/mm. Figure a is obtained after 16 h at 70°C and Figure b after 72 h at 20°C. One can see important charge transfers at the interfaces and also internal polarization effects. The presence of DPPD changes considerably the charge patterns obtained. The deviation of the internal field is of the order of 30 % at 70°C in the pure sample and only of 5 % in the doped sample. These two materials have very different behaviours and one can expect that the equipments using the materials will also have very different performances.



3) Mesures sous tension appliquée

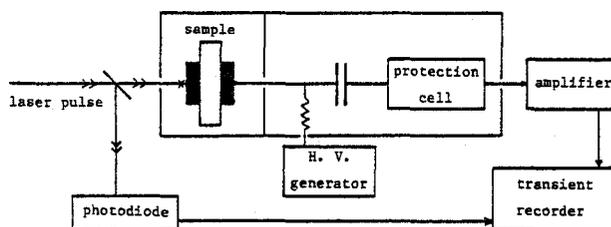
Il est possible d'effectuer des mesures sous tension appliquée. Pour cela, on utilise un dispositif expérimental tel que celui représenté sur la figure 6. On peut constater que par rapport au dispositif représenté sur la figure 2, on a ajouté un condensateur de découplage pour isoler l'électronique d'acquisition des signaux, de la tension continue appliquée et une cellule de protection destinée à protéger cette électronique de décharges partielles pouvant se produire au niveau de l'échantillon ou du reste du montage.

3) Measurements under electric stress

It is possible to make measurements under applied voltage. The experimental set up has to be modified as is shown in Figure 6. As compared to the set up shown in Figure 2, there is a decoupling condenser which prevents the DC voltage to reach the acquisition system and a protection cell which protects the electronic circuitry from partial discharges which can appear on the sample or anywhere else.

Figure 6 : Dispositif expérimental modifié pour effectuer des mesures sous tension appliquée.

Modified experimental set up for measurements under electric stress.



Sur la figure 7, on voit le champ électrique à l'intérieur d'un échantillon de polyéthylène de 2 mm d'épaisseur soumis à une tension de 30 kV. Les courbes a, b et c ont été obtenues à 70°C après 1 mn, 1 h et 21 heures. On constate qu'au début de la polarisation, le champ est constant et a une valeur d'environ 15 kV/mm. On voit apparaître au cours du temps une distorsion du champ interne due au développement d'une charge d'espace. Dans le matériau étudié cette charge d'espace était essentiellement positive. Sur la figure 8, on voit la distribution de charge correspondante à la courbe c de la figure 7. On voit sur ces figures qu'en certains points du diélectrique le champ interne est très supérieur au champ appliqué.

On Figure 7 one can see the electric field measured inside a 2 mm thick polyethylene plate under an applied voltage of 30 kV. Curves a, b and c have been obtained at 70°C after 1 mn, 1 h and 21 h. At the beginning of the polarization, the field is constant with a value of 15 kV/mm. Then there is a distortion which appears with time. In this case the distortion is produced by positive charges. On Figure 8 we see the charge distribution associated with curve 7c. In some places of the insulator the field is much larger than the applied field.

4) Mesures avec inversion de la polarité

A partir du moment où des évolutions, sous tension appliquée peuvent être suivies, il devient également possible d'observer le comportement du matériau lorsque la polarité de la tension est inversée.

4) Measurements with polarity reversal

Since it is possible to measure the evolution of charge distributions it also becomes possible to observe the behaviour of materials after a polarity reversal.

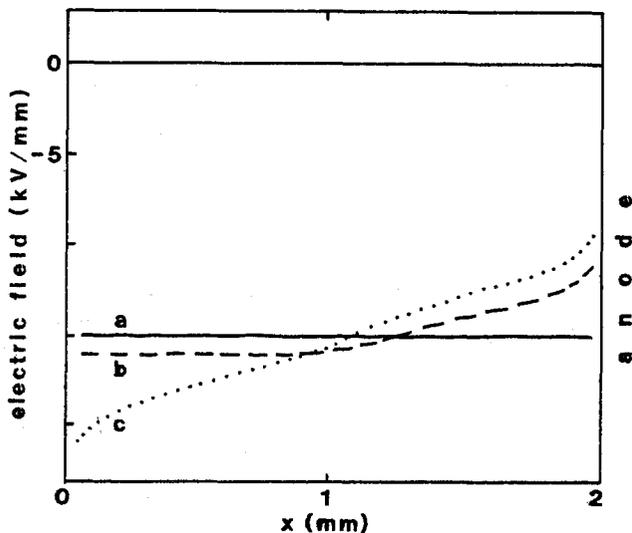
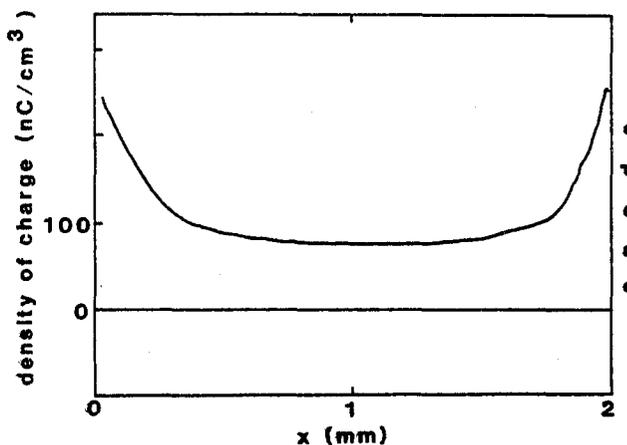


Figure 7 : Mesures sous tension : champ électrique à l'intérieur d'une plaque de polyéthylène de 2 mm d'épaisseur soumise à un champ de 15 kV/mm à 70°C :
 a) après 1 mn,
 b) après 1 h,
 c) après 21 h.

Measurement under electric stress : electric field inside a 2 mm thick polyethylene plate submitted to a 15 kV/mm field at 70°C :
 a) after 1 mn,
 b) after 1 h,
 c) after 21 h.

Figure 8 : Distribution de charge associée à la courbe 7c.
 Charge distribution associated with curve 7c.



V - Perspectives

La mesure directe des champs ou des charges à l'intérieur des isolants ouvre de nouvelles possibilités pour l'étude des propriétés électriques de ces matériaux. Par son principe, la méthode de l'onde de pression est non destructive, très directe, et ne nécessite pas d'hypothèses particulières sur la nature ou la mobilité des porteurs de charge. Elle permet non seulement la mesure des charges dans une situation donnée, mais aussi l'observation de leur évolution sous l'effet de paramètres tels que la température, le temps ou le gradient de potentiel appliqué. Le fait qu'elle puisse maintenant être faite en présence d'une tension appliquée permet de suivre des évolutions à l'intérieur du matériau, dans des conditions semblables à celles qui peuvent être rencontrées pendant la vie des câbles. On peut mentionner particulièrement les possibilités d'observation de divergences ou au contraire de stabilisation des distributions. Dans ce dernier cas, ceci permet d'avoir une idée assez précise des durées qui doivent être utilisées pour des tests d'équipements, soit à des fins de normalisation, soit dans le cadre de tests sur le terrain.

En conclusion, au présent stade de développement de la méthode et parmi les nombreuses applications qui peuvent être considérées, on trouve :

- la sélection des matériaux bien adaptés à l'isolation haute tension,
- le choix des additifs dans l'isolant et dans les électrodes,
- la définition de procédures normalisées de test,
- la simulation des inversions de polarité dans les câbles continus à haute tension.

Références Bibliographiques

- 1 - B. Gross, R.J. Moraes, J. Chem. Phys., Vol. 37, p. 710, 1962.
- 2 - J. Perret, R. Fournié, IEEE 1975, Conference of Dielectric Materials Measurements and Application, Cambridge, 1975.
- 3 - R.E. Collins, J.App. Phys., Vol. 47, p. 4804 (1976).
- 4 - A.S. De Reggi, C.M. Guttman, F.I. Mopsik, G.T. Davis, M.G. Broadhurst, Phys. Rev. Lett., Vol. 40, p. 413 (1978) ; F.I. Mopsik, A.S. De Reggi, J. Appl. Phys., Vol. 53, p. 4333 (1982).
- 5 - G.M. Sessler, J.E. West, D.A. Berkley, G. Morgenstern, Phys. Rev. Lett., Vol. 38, p. 368 (1977).
- 6 - P. Laurenceau, G. Dreyfus, J. Lewiner, Comptes Rendus Acad. Sc., Vol. B 283, p. 135 (1976).
- 7 - P. Laurenceau, G. Dreyfus, J. Lewiner, Phys. Rev. Lett., Vol. 38, p. 46 (1977).
- 8 - A.G. Rozno, V.V. Gromov, Pis'ma Zh. Tekh. Fiz., Vol. 5, p. 648 (1979), traduit dans Sov. Tech. Phys. Lett., Vol. 5, p. 266 (1979).
- 9 - C. Alquié, G. Dreyfus, J. Lewiner, Phys. Rev. Lett., Vol. 47, p. 1483 (1981).

V- Conclusion

The direct measurement of fields or charges in insulators opens new possibilities for the study of electric properties of these materials. By principle the pressure wave propagation method is non destructive, very direct and do not need hypotheses on the nature or the mobility of the charge carriers. It allows not only the measurement of the charges in a given situation but also the measurement of the evolution of the distributions, under the effect of such parameters as temperature, time or applied potential gradient. The fact that it can now be used while a voltage is applied makes possible the measurement of the evolution inside the materials, in similar conditions to that which will be found during the lifetime of the cables. It can also be pointed out that this type of measurement makes it possible to observe divergences or on the contrary stabilization effects. In this case this gives a very clear idea on the time during which a given equipment should be tested before agreement, either in normalization procedures or for in field tests.

In conclusion, at the present state of development of the method and among the many applications which can be envisioned one has :

- selection of materials suitable for high voltage insulation,
- choice of additives in the insulator or in the electrodes,
- definition of standard procedures for testing systems
- simulation of reversal of polarity in high voltage DC cables.

- 10 - G.M. Sessler, J.E. West, R. Gerhard, Phys. Rev. Lett., Vol. 48, p. 563 (1982).
- 11 - C. Alquié, J. Lewiner, G. Dreyfus, J. Phys. Lettres., Vol. 44, L-171 (1983).
- 12 - R. Gerhard-Multhaupt, Phys. Rev., Vol. B 27, p. 2494 (1983).
- 13 - R.A. Anderson, S.R. Kurtz, J. Appl. Phys., Vol. J6, p. 2856 (1984).
- 14 - T. Maeno, H. Kushibe, T. Takada and C.M. Cooke, IEEE Annual Report of CEIDP, p. 389 (1985).
- 15 - A. Migliori, J.D. Thompson, J. Appl. Phys., Vol. 51, p. 479 (1980).
- 16 - W. Eisenmenger, M. Haardt, Solid St. Comm., Vol. 41, p. 917 (1982).
- 17 - J. Lewiner, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. EI-21, p. 351 (1986).
- 18 - F. Chapeau, T. Ditchi, J. Lewiner, J. Perret et B. Dalle, Jicable 87, Conférence B1.2.
- 19 - F. Chapeau, C. Alquié, J. Lewiner, H. Auclair et R. Jocteur, Jicable 87, Conférence A6.4.