

APPLICATION DE L'ELECTROCONVECTION ET DE LA STRIOSCOPIE A LA
DETERMINATION RAPIDE DE LA PURETE DES LIQUIDES DIELECTRIQUES

par

H.W. VANDERSCHUEREN

Chef de Travaux à la
Faculté des Sciences Appliquées

Extrait de la Collection des Publications
de la Faculté des Sciences Appliquées de
l'Université de Liège (n° 47 - 1974)

APPLICATION DE L'ELECTROCONVECTION ET DE LA STRIOSCOPIE A LA
DETERMINATION RAPIDE DE LA PURETE DES LIQUIDES DIELECTRIQUES * **

par

H.W. VANDERSCHUEREN ***

Chef de Travaux à la Faculté
des Sciences Appliquées

RESUME

On décrit une méthode d'évaluation de la pureté d'un liquide diélectrique basée sur les anomalies d'électroconvection liées à la présence d'impuretés ioniques ou dipolaires. Quelques résultats concernant la détection de très faibles concentrations de molécules organiques et d'eau sont présentés.

La méthode préconisée consiste en une observation optique directe, très sensible, qui peut être très facilement couplée à un dispositif automatique. L'étude quantitative montre en effet que le paramètre le plus adéquat pour qualifier le liquide étudié est le temps de montée du front chaud visualisé sous forme d'un trait lumineux.

En définitive, la détermination de la pureté du liquide peut se ramener à la mesure d'un intervalle de temps délimité par deux signaux électriques (signaux d'une cellule photoélectrique au passage du front lumineux).

La méthode est non seulement simple et automatique, mais elle offre sur les autres techniques de contrôle classique (mesure de la conductivité ou de l'angle de perte par exemple) l'avantage appréciable de l'insensibilité à la température ambiante.

SUMMARY

One describes a method for estimating the purity of a dielectric liquid based on the anomalies of electro-convection linked to the presence of ions and dipoles. One describes some results concerning the detection of very low concentrations of organic molecules and water.

The method consists of a direct visual observation. It is very sensitive and can easily be made automatic. The quantitative shows that the best parameter to describe the liquid under study is the rate of the hot boundary.

* Cette publication condense la thèse défendue à la Faculté des Sciences Appliquées le 17 décembre 1973 et ayant valu à l'auteur le titre de Docteur en Sciences Appliquées. On peut se procurer le texte complet de la thèse chez l'auteur.

** Cette publication est partiellement subsidiée.

*** Ingénieur Civil Electronicien A.I.Lg. 1961
Ingénieur Physicien A.I.Lg. 1965.

The determination of the purity of the liquid can thus be made through the measurement of a time interval defined by two electric signals (signals from a photoelectric cell at the passage of the boundary).

Unlike the conventional test methods, based on conductivity or less angle measurements, the present method is not sensitive to the ambient temperature.

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Methode der Bestimmung des Reinheitsgrades einer dielektrischen Flüssigkeit, die auf den mit Vorhandensein von Ionen und Dipolen verknüpften Unregelmässigkeiten der Elektrokonvektion beruht. Sie beschreibt einige Ergebnisse betreffend den Nachweis von sehr schwachen Konzentrationen von organischen Molekülen und Wasser.

Schliesslich, die Bestimmung des Reinheitsgrades einer Flüssigkeit kann durch eine Messung des Zeitintervalls, begrenzt von zwei elektrischen Signalen, ausgeführt werden. (Signale von der lichtelektrische Zelle beim Durchgang der leuchtender Schranke).

Diese Methode ist nicht nur einfach und automatisch sondern weist einen nennenswerten Vorteil gegenüber der klassischen Kontrolle (zum Beispiel : Messung der Leitungsfähigkeit oder des Verlustwinkels) das diese unempfindlich gegenüber der Umgebungstemperatur ist.

* *
*

REMERCIEMENTS

Nous tenons à exprimer notre respectueuse gratitude à Monsieur le Professeur J. LISTRAY, notre chef de service, pour l'aide et les conseils qu'il ne nous a jamais ménagés.

Le présent travail a été, en majeure partie, réalisé au Laboratoire de Génie Electrique de la Faculté des Sciences de l'Université de Paris VI sous la direction de Monsieur Coelho, chef du service "Diélectriques". Nous exprimons à Monsieur Coelho notre plus vive reconnaissance pour nous avoir reçu en son laboratoire et pour nous avoir prodigué ses conseils et encouragements.

Nous adressons aussi nos remerciements les plus sincères à Messieurs Blanc-Lapierre, académicien, et Bonnefille, respectivement directeur et directeur-adjoint de la Recherche de ce même Laboratoire de Génie Electrique pour l'intérêt qu'ils ont toujours manifesté à l'égard de notre travail.

La présente recherche a, dès l'origine, bénéficié d'un appui financier du Laboratoire Central des Industries Electriques de Fontenay-aux-Roses (Paris) au titre de "Recherche libre"; nous tenons à exprimer à Monsieur P. Olmer, directeur du Laboratoire, notre sincère reconnaissance.

Il nous est d'autre part agréable de signaler que la poursuite des recherches en collaboration étroite avec la Faculté de Génie Electrique de Paris a été favorisée par un subside octroyé conjointement à nos deux laboratoires, par l'O.T.A.N.

* *
*

INTRODUCTION

DEFINITION DE L'ELECTROCONVECTION, BREF HISTORIQUE DES RECHERCHES
ANTERIEURES, ORIENTATION DE NOS PROPRES RECHERCHES

Lorsqu'un conducteur est chauffé au sein d'un liquide diélectrique (par exemple un filament chauffé par effet Joule), celui-ci est mis en mouvement par thermoconvection. La température d'équilibre du conducteur résulte de l'égalité entre l'énergie qui est fournie par la source et celle qui est transmise au fluide. L'évacuation de cette énergie s'opère essentiellement par la convection de ce dernier.

Si on fait apparaître au voisinage du conducteur chaud un champ électrique continu non uniforme, les échanges calorifiques avec le fluide se modifient. Le nouvel équilibre résulte en fait de deux phénomènes dont les effets sont opposés.

D'une part, par suite du gradient de température existant au sein du diélectrique, il apparaît une hétérogénéité de toutes ses propriétés physiques, en particulier de sa permittivité. Il s'ensuit un phénomène d'électrostriction dont le résultat est l'expulsion, des régions à champ intense, du fluide qui y est chauffé, ce qui tend donc à favoriser l'échange calorifique.

D'autre part, si le liquide possède des particules chargées, simples ions ou polarons, celles-ci, sous l'effet du champ, migrent vers les électrodes. On peut ainsi expliquer la formation au voisinage du filament chaud d'un "manchon" de charges qui constitue un obstacle matériel au mouvement du fluide d'où un frein à l'échange calorifique entre le conducteur et le fluide. Si le liquide possède des impuretés polaires celles-ci migrent sous l'influence du gradient du champ et conduisent à une même inhibition.

De cet antagonisme résulte notamment une grande sensibilité du phénomène à la teneur en impuretés du liquide, sensibilité que l'on se propose ici d'illustrer et d'exploiter.

Mis en évidence par Senftleben en 1931 [1], sur les gaz, le phénomène d'électroconvection a fait depuis l'objet d'un nombre de recherches relativement limité. En Allemagne, sous l'impulsion de Senftleben lui-même et de ses collaborateurs successifs jusqu'en ces dernières années, Braun, Gladish, Bültmann ... [1] à [4], [6] et [10], les recherches ont été multipliées et étendues au cas des liquides diélectriques. Le problème a été abordé théoriquement par des méthodes de plus en plus raffinées, pour aboutir à une formule semi-empirique liant l'accroissement du nombre de Nusselt au champ électrique et à la différence de température entre les électrodes. Cette formule est valable pour tous les fluides et toutes les valeurs du champ applicable [10] mais est limitée au cas de l'électroconvection pure, c'est-à-dire en l'absence de charges ioniques.

Sporadiquement d'autres chercheurs se sont penchés sur le problème et notamment l'école de Delft avec Kronig, Schwarz, Ahsmann, De Haan [4], [8], [9]. Les deux premiers auteurs notamment adaptèrent la théorie de la similitude en introduisant un nombre caractéristique analogue au nombre de Grashof de la convection naturelle, pour rendre compte des résultats expérimentaux de Senftleben.

L'étude expérimentale fut menée en champ continu et alternatif et une différence essentielle, qui ne fut pas encore systématiquement exploitée, mise en évidence. Alors qu'en champ alternatif, un accroissement de convection était toujours observé, il apparaissait parfois, en champ continu, une inhibition importante.

L'école française, notamment sous l'impulsion de Bochirol, Verdier, Bonjour, Weil, ... [11] à [13], a abordé le problème dans le cas des gaz liquéfiés et mis en évidence l'influence du champ électrique sur la cinématique de l'ébullition. Des observations strioscopiques remarquables ont été présentées.

Nous citerons également une contribution intéressante venant des recherches effectuées en Amérique par Araj et Legvold dans les gaz [7], plus récemment par Basu et Sinha dans les liquides [14] et en U.R.S.S. par Semenov et Bologa [15].

Enfin de nombreux chercheurs se sont repenchés sur le problème de l'électroconvection, mais vu sous l'angle de la stabilité du phénomène. Les recherches dans cet esprit semblent toutefois limitées à ce jour à une géométrie plane des électrodes et, par le fait même, à un domaine plus limité de champ électrique. Des résultats intéressants ont été obtenus en Angleterre par Gross, Porter, Roberts, Michael [28], [31], [35] et [37]. Les deux premiers notamment mirent en évidence dans l'huile pour transformateur, l'apparition de mouvements de convection cellulaires en champ électrique continu. En U.R.S.S. des études ont été entreprises par Ostroumov [27] qui, dès 1955, montra l'existence d'un seuil de stabilité au delà duquel se manifeste la turbulence; on citera également les contributions de Grossou et Bologa [29], Gelmont et Ioffe [16]. En Amérique nous mettrons en exergue Velkoff [36] et Turnbull [30], [32], [33], [38] dont la thèse [30], effectuée sous la direction du docteur Melcher, spécialiste de l'électroconvection, fournit un traitement mathématique assez complet.

En France, le Professeur Felici et ses collaborateurs (Grenoble) ont apporté une contribution décisive dans les domaines de la stabilité électrohydrodynamique et de l'injection de charges dans les liquides polaires [34], [39], [61], [64], [68], [71], [72].

De nouvelles recherches utilisant une géométrie d'électrodes "plan-hémisphère" sont actuellement poursuivies par Nelson et Sulja [18].

Dans le domaine, peu défriché malgré son intérêt évident, de l'influence des charges d'espace sur la convection en présence d'un champ électrique faible, nous insisterons sur les travaux de Senftleben et Schnabel [19], [20] et de Care et Swan [22].

C'est dans cette dernière voie que nous avons orienté nos propres recherches dans le domaine de l'électroconvection. Après avoir constaté la très grande sensibilité du phénomène aux impuretés ioniques, il nous a été donné de trouver une géométrie d'électrodes s'adaptant particulièrement bien à une observation strioscopique. L'étude expérimentale systématique nous a permis d'ériger en technique de mesure quantitative ce qui, à notre connaissance, n'était jusqu'à ce jour qu'une méthode, fructueuse sans doute, mais qualitative. Ce faisant nous nous libérons de plus d'un handicap important frappant pratiquement toutes les mesures traditionnelles du taux de pureté des liquides diélectriques (conductivité, angle de perte...) à savoir l'influence particulièrement grande de la température ambiante.

Nous nous sommes alors penchés sur le problème de l'automatisation de la technique de sorte que nous sommes actuellement en possession d'un appareillage "programmé" fournissant les striogrammes sur pellicule photographique (35 mm). Ainsi qu'il sera mentionné ultérieurement l'appareil peut être facilement complété par un dispositif photoélectrique permettant l'acquisition des données sur imprimante par exemple.

CHAPITRE I

APERCU DES TECHNIQUES EXPERIMENTALES
DE DETERMINATION DES ECHANGES ELECTROCONVECTIFS

Hormis dans les recherches particulières sur la stabilité (des liquides chauffés en présence d'un champ électrique) qui ont été entreprises presque exclusivement en géométrie plane, les expériences d'électroconvection ont traditionnellement été menées dans des cellules du type Schleiermacher. Un filament chauffant y est tendu dans l'axe d'un cylindre qui peut soit constituer lui-même le seul récipient du liquide, soit être immergé dans une cuve contenant ce dernier.

1.1. MESURE ELECTRIQUE

La détermination quantitative des variations d'échange thermique peut se faire en contrôlant la résistance du filament. A cet effet celui-ci est constitué en un métal à grand coefficient de température et est inséré dans une branche d'un pont de Wheatstone. Le platine constitue un matériau de choix par suite de ses qualités technologiques : pureté, homogénéité, stabilité et inertie chimique à l'égard des solvants organiques utilisés.

La variation de la quantité de chaleur dissipée par unité de temps ΔQ_e dans ces conditions est égale à la variation de puissance $\Delta(Ri^2)$ fournie par la source au filament.

La mesure de cette variation de puissance peut être effectuée de diverses manières :

- a) en rééquilibrant le pont par variation dans le sens convenable du courant d'alimentation (ce qui revient à rétablir la résistance antérieure et donc la température antérieure du filament). Cette méthode impose une mesure précise d'une faible variation de courant, ce qui est possible par une méthode potentiométrique (Poggendorf),
- b) en rééquilibrant le pont par réglage de la résistance de l'une des branches du pont,
- c) en laissant dériver le pont, étalonné expérimentalement ou par calcul : il fonctionne donc en transducteur. La tension de déséquilibre lue au détecteur est une image de la variation de résistance (et donc de température) de l'élément sensible.

Nous avons utilisé effectivement les deux dernières méthodes b et c.

Note sur l'utilisation du pont en transducteur

Deux modes d'alimentation du pont peuvent être envisagés : soit à tension constante, soit à courant régulé.

Pour un même courant dans la branche contenant l'élément variable (ici la résistance de platine) les deux alimentations sont équivalentes au point

de vue de la sensibilité mais elles diffèrent totalement au point de vue de la linéarité du transducteur.

Nous avons montré dans une publication antérieure [52] que l'utilisation en courant réglé conduit toujours à une meilleure linéarité.

Désignons par Δv et Δx respectivement la tension de déséquilibre du pont et la variation correspondante de la résistance sensible. L'écart relatif du facteur de proportionnalité vis-à-vis de la valeur à l'équilibre du pont s'exprime par la relation

$$\epsilon = \frac{\left(\frac{\Delta v}{\Delta x}\right)_0 - \left(\frac{\Delta v}{\Delta x}\right)}{\left(\frac{\Delta v}{\Delta x}\right)_0}$$

Si on désigne par ϵ_E et ϵ_I les écarts relatifs obtenus avec chacun des deux types particuliers d'alimentation, respectivement tension et courant constants, on obtient le rapport :

$$\frac{\epsilon_E}{\epsilon_I} = 1 + K$$

où K désigne le rapport des branches de proportion du pont.

Nous avons utilisé cette technique "classique" de mesure pour l'étude du phénomène en régime transitoire en tension, étude dont on trouvera les résultats en [25].

1.2. MESURE OPTIQUE

A côté de ces mesures électriques traditionnelles par lesquelles sont mis en évidence, de manière globale, les effets de l'électroconvection, une méthode d'observation strioscopique a été utilisée par plusieurs auteurs. Cependant, à notre connaissance, elle n'a donné lieu à ce jour qu'à des déductions qualitatives.

On sait en effet que la strioscopie permet de mettre en évidence des inhomogénéités faibles et localisées de l'indice de réfraction d'un milieu transparent.

Or un filament chauffant dans un liquide diélectrique (donc mauvais conducteur thermique) y détermine des zones à températures différentes et donc à indices différents nettement séparés.

Le handicap de cette seconde méthode dans les recherches antérieures résulte de la configuration géométrique de la cellule cylindrique qui ne permet le plus souvent que l'observation "de bout". Des observations ont été faites par Bochirol, Bonjour et Verdier [13] dans le plan vertical contenant le filament grâce à une ouverture longitudinale pratiquée dans le cylindre haute tension. Le champ électrique est encore, dans ce cas, constant en tout point de la surface du filament.

Nous avons essentiellement tenté de développer la technique strioscopique en choisissant une forme d'électrode plus judicieuse : l'électrode haute tension est ici un anneau coaxial au filament. On obtient ainsi sur la surface de celui-ci un champ électrique doublement divergent (forte divergence radiale et faible divergence longitudinale). Cette disposition permet non seulement de visualiser de manière spectaculaire l'effet du

champ sur la convection par une observation frontale du filament, mais encore d'en déduire des indications quantitatives quant à la pureté du liquide.

Cette méthode optique est particulièrement adaptée au fonctionnement transitoire en courant (échelon de courant de chauffage du filament).

En effet si l'on produit dans le filament un échelon de courant d'intensité convenable (par exemple 60 mA), la strioscopie permet de visualiser très nettement la frontière entre le liquide chaud mis en mouvement au-dessus du filament et le liquide froid qui se trouve plus haut. Ce front qui s'élève au-dessus du filament est vu sous forme d'un trait clair surmonté d'un liseré noir, le tout se détachant sur le fond grisé de l'ensemble (ainsi qu'on peut le voir sur les nombreuses photos reproduites plus loin).

Alors que le front observé est parfaitement rectiligne et parallèle au filament en cas de convection naturelle, il apparaît déformé lorsqu'une tension existe entre filament et anneau et la mesure de la vitesse d'ascension du front à l'endroit où existe le champ maximum (plan de l'anneau) est évidemment une image de l'intensité de la convection.

La figure 1 constitue une synthèse de l'étude strioscopique du phénomène d'électroconvection.

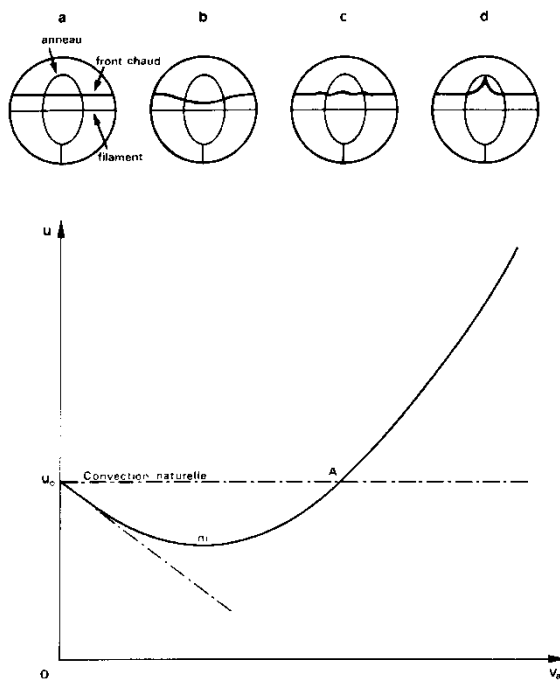


FIGURE 1

Striogrammes types et diagramme de la vitesse du front chaud.
 u est mesuré au droit de l'anneau.

On y a superposé au diagramme "vitesse d'ascension-tension appliquée" les formes caractéristiques des striogrammes obtenus après un même temps d'application de l'échelon de courant et cela dans le cas le plus général d'un liquide contenant un faible taux d'impuretés ioniques.

Le striogramme a montre le front en convection naturelle. La forme b illustre le pincage au voisinage du plan de l'anneau dû à l'inhibition de la convection par le manchon de charges ioniques. La forme d montre l'accélération de la convection lorsque le champ est suffisamment grand pour que l'électroconvection pure - qui est un phénomène quadratique comme nous le montrerons - aie pris nettement le pas sur le freinage b. La forme c est le résultat de la compétition des deux phénomènes dans la région intermédiaire où la vitesse moyenne est proche de celle de la convection naturelle.

On entrevoit tout l'intérêt de cette technique qui joint à la simplicité de la technique de mesure (l'ordre de grandeur des vitesses en cause est 1 mm/sec.) l'avantage d'une visualisation du phénomène.

Sur une courbe telle que celle de la figure 1, l'influence d'un accroissement du taux d'impuretés ioniques se manifeste par l'accroissement du freinage : le minimum (m) descend et le point A est refoulé vers la droite du diagramme. Comme on le montrera plus loin, la sensibilité aux impuretés est telle qu'un taux de quelques ppm (parts par million) de sulfonate ajouté au tétrachlorure commercial de pureté "spectrophotométrique" conduit au blocage du front au filament (point m abaissé sur l'axe horizontal).

CHAPITRE II

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE REALISE POUR L'ETUDE DE L'ELECTROCONVECTION EN CHAUFFAGE TRANSITOIRE

La figure 2 montre le dispositif strioscopique à simple traversée tel qu'il est utilisé actuellement. Celui-ci permet la visualisation continue sur écran translucide et l'enregistrement photographique - à la cadence de 2 en 2 secondes - du phénomène d'électroconvection développé dans la cellule située dans le faisceau parallèle.

La figure 3 précise la disposition des électrodes dans la cellule contenant le liquide diélectrique étudié. Un filament de platine (20 μ m) est tendu horizontalement et coaxialement à un anneau (diamètre 30 mm) également en platine. La cellule est pourvue de deux fenêtres parallèles au filament pour permettre sa traversée par le faisceau du strioscope. Pour la commodité des mesures sur les striogrammes, le plan de l'anneau est placé obliquement (d'un angle de 20 degrés environ) par rapport à la direction d'observation. Il s'ensuit que l'image de l'anneau est une ~~photo~~ ellipse dont le sommet est utilisé comme niveau repère sur les photographies. Le filament est trop fin pour être visible nettement et donne lieu à de la diffraction; comme de plus il est chauffé différemment suivant le régime de convection existant, son image obtenue diffère elle-même d'un cas à l'autre.

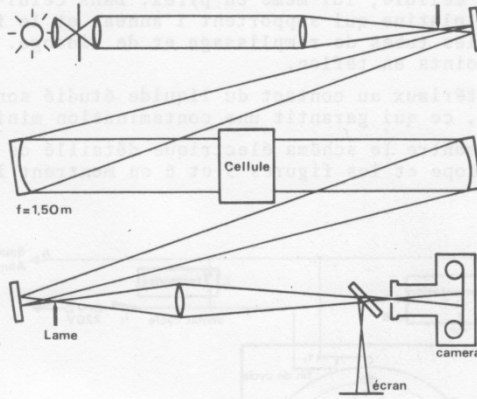


FIGURE 2
Dispositif stéréoscopique.

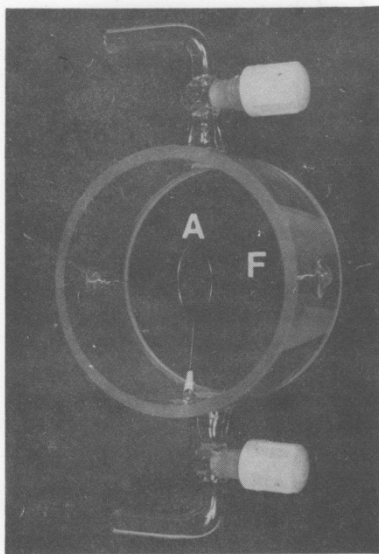


FIGURE 3
Cellule d'électroconvection.

F = filament en Pt, $\phi = 20 \mu\text{m}$
A = anneau en Pt, $\phi_{\text{moy}} = 3 \text{ cm}$

La cellule, d'une contenance de 400 cc, est entièrement démontable : deux fenêtres en pyrex de 6 mm d'épaisseur sont pressées contre le corps cylindrique de la cellule, lui-même en pyrex. Dans celui-ci sont soudées les traversées en platine qui supportent l'anneau et le filament (par pinçage), ainsi que les tubes de remplissage et de vidange. L'étanchéité est assurée par des joints en téflon.

Les seuls matériaux au contact du liquide étudié sont donc : pyrex, platine et téflon, ce qui garantit une contamination minimale.

La figure 4 montre le schéma électrique détaillé de la commande programmée du stroscope et les figures 5 et 6 en montrent la réalisation technique.

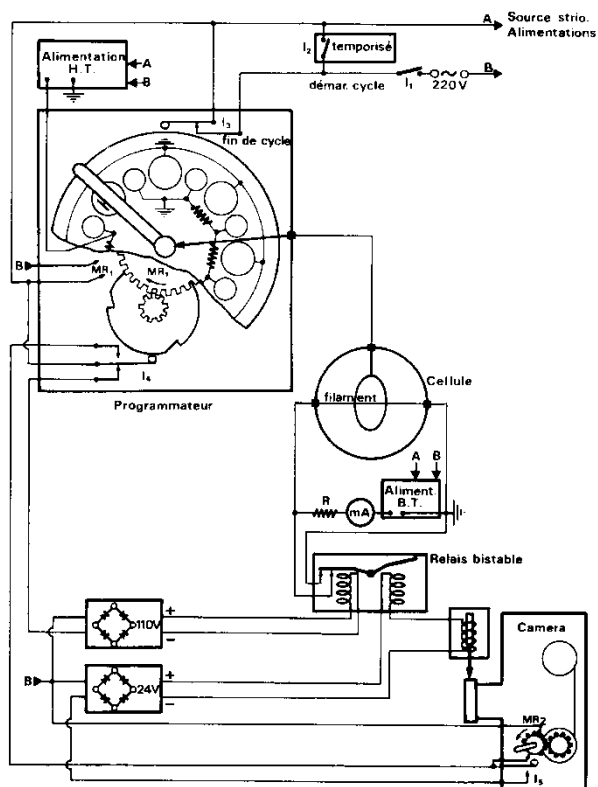


FIGURE 4

Schéma électrique de la commande séquentielle automatique.

MR_1, MR_2 : moteurs synchrones avec réducteurs resp. 96 min et 2 sec/tour

$$R \geq 10 \times R_{\text{filament}}$$

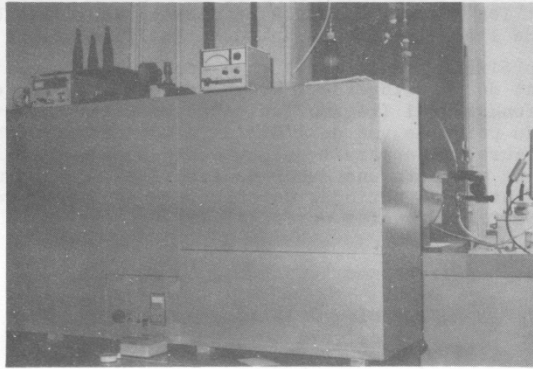


FIGURE 5

Vue d'ensemble du strioscope (1) et du dispositif
de déshydratation et distillation (2)

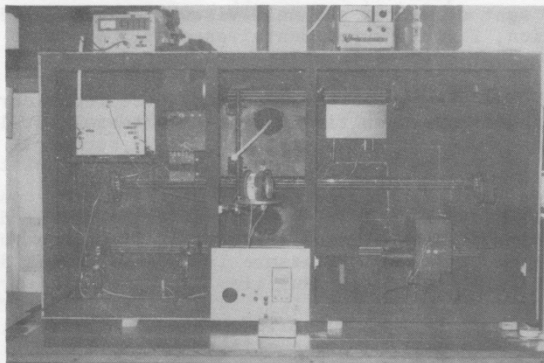


FIGURE 6

Détails du strioscope.

- 1 : source 2 : lentilles 3 : lame 4 : miroirs plans
5 : miroirs concaves ($f=1,50$ m) 6 : camera (2 sec/vue)
7 : alimentation H.T. 8 : programmeur 9 : relais
10 : cellule 11 : inter. temporisé 12 : alimentation B.T.

La séquence dure 96 minutes pendant lesquelles sont effectués dix relevés striographiques sous tensions continues différentes, régulièrement échelonnées entre 0 et une tension limite affichable extérieurement. Ces essais sont encadrés par deux relevés de contrôle en convection naturelle. Chacun de ces relevés consiste lui-même en une série de clichés (de l'ordre de 5 à 10 suivant les nécessités) pris de deux en deux secondes à partir de l'établissement de l'échelon de courant dans le filament.

Les études préliminaires ont mis en évidence les conditions de travail optima. Un courant de chauffage de l'ordre de 60 mA s'avère optimal tant du point de vue fondamental (régime laminaire et vitesse convenable de la convection) que du point de vue de l'exploitation des clichés (bon contraste). Par ailleurs, il apparaît qu'une bonne reproductibilité des mesures est obtenue si l'on respecte une durée de stabilisation thermique de l'ordre de 3 à 4 minutes entre les périodes de chauffage et une durée de stabilisation électrique de 2 à 3 minutes entre l'établissement de la H.T. et l'échelon de courant.

En conséquence le programme adopté est le suivant :

électrode annulaire	{	- mise à la terre 4 minutes
		- circuit ouvert 30 secondes
		- sous tension 3 minutes
		- circuit ouvert 30 secondes
filament	{	- mis à la terre en permanence
		- court-circuité pendant tout le programme sauf pour produire le chauffage après 2 minutes d'application de la H.T. à l'anneau.

Détails constructifs

Le programmeur séquentiel est du type rotatif à curseur. Une série de 10 plots "actifs" sont connectés sur un diviseur résistif à décade alimenté par la haute tension, 2 plots supplémentaires sont à la terre pour réaliser les deux essais de convection naturelle, encadrant les essais d'électroconvection. Ces 12 plots "actifs" alternent avec autant de plots mis à la terre. Le curseur est commandé par un moteur synchrone avec réducteur (MR1). Une roue à cames commandée (après multiplication de vitesse) par le même moteur, actionne pendant une durée (réglable entre 10 et 20 secondes) un commutateur (I_4) deux minutes après que le curseur soit engagé sur un plot "actif".

Le commutateur I_4 entraîne la mise en marche d'un second moteur synchrone (MR2) qui commande tout le processus de déclenchement de l'échelon de courant, de prises de vues et de défilement du film. Une roue partiellement dentée portée par l'axe de MR2 assure la succession des déplacements et arrêts (pendant la prise de vue) du film. Une came solidaire du même axe ferme à chaque tour un interrupteur (I_5). La première fermeture de celui-ci actionne l'obturateur et fait basculer le relais bistable qui, en supprimant le court-circuit du filament y déclenche l'échelon de courant. Les fermetures successives suivantes actionnent l'obturateur toutes les deux secondes. La commutation ultérieure de I_4 fait basculer le relais qui remet le filament en court-circuit.

Un interrupteur général (I_3), ouvert par le curseur après un tour complet du programmeur, termine le cycle en interrompant toutes les alimentations. Le redémarrage du cycle, seule commande manuelle au cours d'une séquence, est assurée par la fermeture d'un interrupteur temporisé (I_2) en parallèle sur I_3 .

Remarque quant au mode d'établissement de l'échelon de courant

Le courant de chauffage est fourni par une alimentation régulée. Pour assurer son fonctionnement optimum autant que pour éviter au filament les surintensités transitoires lors de l'enclenchement de l'alimentation, on réalise le circuit montré sur la figure 4. L'alimentation débite pendant toute la durée de la séquence sur une résistance R valant au moins dix fois celle du filament; le circuit est fermé par le filament lui-même court-circuité en dehors de la période de chauffage.

CHAPITRE III

ELEMENTS DE LA THEORIE DE L'ELECTROCONVECTION PURE

Notre but n'est pas ici de reproduire la totalité de la théorie du phénomène laborieusement mise au point par Senftleben et ses continuateurs. On trouvera leurs diverses démarches dans la bibliographie citée. Nous nous proposons d'en extraire l'essentiel pour illustrer notre étude expérimentale et surtout nous essayons de concrétiser le phénomène.

3.1. EXPLICATION PHYSIQUE DE L'INFLUENCE DU CHAMP ELECTRIQUE
SUR LA CONVECTION

La force électrique agissant sur l'unité de volume du fluide supposé exempt de charges libres est donnée [55, 57, 58 notamment] par

$$\vec{f}_{e1} = \vec{\nabla} \left(\omega \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \frac{E^2}{2} \right) - \frac{E^2}{2} \vec{\nabla} \epsilon \quad (1)$$

Le premier terme ne peut contribuer au mouvement convectif puisqu'il dérive simplement d'un potentiel (son rotationnel est donc nul). Ce premier terme conduit à une électrostriction du liquide. C'est donc dans le deuxième terme qu'il faut chercher le terme "moteur" de l'électroconvection.

Sans aller plus loin, on voit que l'électroconvection "pure" est un effet quadratique du champ régi par la composante

$$\vec{f}'_{e1} = - \frac{E^2}{2} \vec{\nabla} \epsilon \quad (2)$$

On notera qu'il est équivalent d'expliquer l'électroconvection par la formule

$$\vec{f}''_{e1} = \frac{\epsilon}{2} \vec{\nabla} E^2 \quad (3)$$

puisque les deux formules (2) et (3) ne diffèrent que par le terme irrotationnel

$$\vec{f}'' - \vec{f}' = \vec{\nabla} \left(\frac{\epsilon}{2} E^2 \right) \quad (4)$$

On remarquera que la condition nécessaire au mouvement sous l'effet du champ électrique se déduit immédiatement de

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{f} \neq 0$$

donc d'après (2) ou (3)

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{f}_{e1} = - \vec{\nabla} \frac{E^2}{2} \wedge \vec{\nabla} \epsilon \neq 0$$

ou encore

$$\vec{\nabla} E^2 \text{ et } \vec{\nabla} \epsilon \text{ non nuls et non parallèles} \quad (5)$$

et on montrerait que le parallélisme des gradients conduit à un équilibre stable tandis que l'antiparallélisme mène à un équilibre instable.

Nous choisissons d'illustrer l'électroconvection à partir de la formule (3).

Par suite de la symétrie de révolution des électrodes, les lignes à champ électrique constant et à gradient de champ constant, dans un plan normal au filament, sont évidemment des circonférences concentriques à celui-ci.

Par ailleurs la permittivité du liquide est fonction (décroissante) de la température.

Le réseau des isothermes au voisinage d'un cylindre chauffé dans un liquide a été déterminé par la méthode interférentielle [5] et la figure 7a en reproduit l'allure générale. Il s'ensuit que le diagramme polaire de la répartition de la température le long d'une ligne équichamp électrique affecte l'allure représentée par la figure 7b.

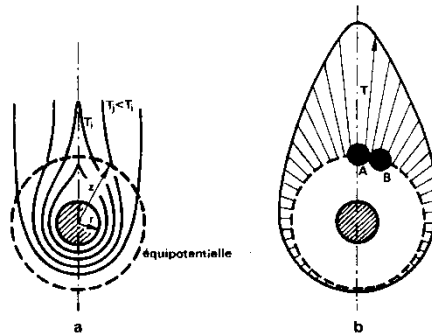


FIGURE 7a
Isothermes.

FIGURE 7b
Diagramme de T.

Si l'on considère deux éléments fluides initialement situés sur une même ligne équigradient (A et B), on voit que cette situation ne peut persister car :

$$T_A > T_B$$

donc

$$\varepsilon_A < \varepsilon_B$$

et par conséquent d'après la formule (1) les deux éléments sont sollicités différemment : le froid tend à se rapprocher du filament (remonter le champ) plus fortement que le chaud qu'il expulsera. Ce mouvement se superpose à la convection naturelle et le résultat global est donc une activation de la convection globale.

3.2. ADAPTATION A L'EFFET ELECTROCONVECTIF DES RESULTATS DE LA THEORIE DE LA SIMILITUDE

L'étude de la convection naturelle [62] a révélé l'intérêt d'utiliser les nombres caractéristiques de Nusselt (Nu), Grashof (Gr) et Prandtl (Pr), donnés dans le cas d'un filament cylindrique chauffant [7], [10] par :

$$Nu = \frac{Q}{\pi \cdot l \cdot \lambda (T_f - T_0)} \quad (6a)$$

$$Gr = \frac{\omega^2 \beta g d^3 (T_f - T_0)}{\eta^2} \quad (6b)$$

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad (6c)$$

Nu = terme d'"efficacité" de la convection : c'est le rapport entre la chaleur effectivement échangée et la chaleur qui serait échangée par conduction seule,

Gr = terme de "convection naturelle" proprement dite : il fait intervenir la force $\omega \beta g (T_f - T_0)$ née du gradient de densité, lui-même dû à l'existence d'un gradient thermique,

Pr = terme caractéristique des propriétés du fluide.

Dans ces formules, T_f est la température du filament, tandis que T_0 est la température du fluide relativement loin de celui-là; l et d sont la longueur et le diamètre du filament. β , η , ω , c_p et λ sont respectivement le coefficient d'expansion thermique du fluide, sa viscosité dynamique, sa masse spécifique, sa chaleur spécifique et sa conductivité thermique.

Ces trois nombres sont en général reliés par la formule établie par Nusselt :

$$Nu = f(Gr, Pr) \quad (7)$$

L'extension de ces considérations au cas où l'électroconvection se superpose à la convection naturelle amène à considérer un terme "moteur" de l'électroconvection analogue à Gr mais où la force motrice est maintenant la force volumique électrique. Kronig et Schwarz (1947) [4], Ashmann et

Kronig (1951) [8], Senftleben et Bültmann (1953) [6], Senftleben et Lange-Hahn (1958) [10] ont élaboré une théorie conduisant à adopter pour l'accroissement du nombre de Nusselt sous l'effet de l'électroconvection, soit :

$$(\Delta Nu)_{e1} = \frac{Q_{e1}}{\pi \cdot l \cdot \lambda (T_r - T_0)} \quad (8)$$

l'expression suivante pour les valeurs de champ électrique suffisamment faibles :

$$(\Delta Nu)_{e1} = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ Gr.Pr.S}$$

$$\text{avec} \quad S = \frac{1}{2} \frac{E^2}{\epsilon_0} \left(- \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right) / \omega \beta g l \quad (9)$$

Cette expression a été étendue semi-empiriquement [10] pour toute valeur de S en :

$$(\Delta Nu)_{e1} = \frac{3,4 \cdot 10^{-3} \text{ Gr.Pr.S} (1 + 8 \cdot 10^{-5} S)}{1 + 10 \text{ Gr.Pr} + 2 \cdot 10^{-3} \text{ Gr.Pr.S} (1 + 8 \cdot 10^{-5} S)} \quad (10)$$

Cette formule est valable avec une bonne approximation pour tout fluide pourvu que sa conductivité électrique soit négligeable. Elle traduit les faits suivants effectivement observés :

1°) L'effet quadratique en "basse tension" et faible échauffement à la fois en fonction de E et de $T_r - T_0$.

$(\Delta Nu)_{e1}$ se réduisant dans ce cas (S très petit) à :

$$(\Delta Nu)_{e1} = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ Gr.Pr.S} \quad (11)$$

soit en combinant (6) et (9)

$$\frac{Q_{e1}}{T_r - T_0} \propto (T_r - T_0) E^2 \quad (12)$$

2°) L'atténuation de cet effet pour des échauffements plus importants

Ceci est évident par l'importance relative du terme 10 Gr.Pr que l'on ne pourrait plus négliger dans le dénominateur.

3°) L'effet de saturation de Q_{e1} vis-à-vis de la tension et la proportionnalité de Q_{e1} à $T_r - T_0$ en H.T.

Dans ce cas $V \rightarrow \infty$ et :

$$(\Delta Nu)_{e1} \rightarrow \text{constante} = 1,7$$

soit

$$\frac{Q_{e1}}{T_r - T_0} \rightarrow \text{constante} .$$

Cette saturation serait imputable aux mouvements tourbillonnaires qui prennent naissance sous très haute tension. L'ensemble se comporte alors comme un fluide homogénéisé, le champ électrique n'influençant que la vitesse d'homogénéisation; le transfert de chaleur est alors proportionnel à $\Delta T = T_r - T_0$.

Remarque :

La première tentative pour tenir compte de l'effet électrique sur la convection remplaçait simplement Gr par un nouveau nombre caractéristique :

$$El = Gr.S$$

pour aboutir à la formule plus symétrique (mais aussi à portée plus restreinte, comme on le déduit des considérations ci-dessus) :

$$Nu_{total} = f(Gr.Pr) + g(El.Pr)$$

CHAPITRE IV

CONTRIBUTION A L'ETUDE THEORIQUE DES PHENOMENES LIES, EN GEOMETRIE DIVERGENTE, A LA COEXISTENCE D'UN CHAMP ELECTRIQUE ET D'UN GRADIENT THERMIQUE

4.1. TOPOGRAPHIE DU CHAMP ELECTRIQUE

On trouvera à l'annexe B du texte complet le détail du calcul analytique de la répartition spatiale du potentiel et du champ en coordonnées toroïdales (μ, η) , en l'absence de charges d'espace ⁽¹⁾.

Nous en reproduisons ici les résultats essentiels adaptés à notre cas particulier.

La répartition du potentiel valable dans tout le volume englobant l'anneau est donnée par :

$$\frac{V}{V_a} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \sqrt{\text{ch}\mu - \cos\eta} \cdot \frac{7,308 P_{-\frac{1}{2}}(\text{ch}\mu) - Q_{-\frac{1}{2}}(\text{ch}\mu)}{7,116} \quad (13)$$

Les $P_{-\frac{1}{2}}$ et $Q_{-\frac{1}{2}}$ sont les premières fonctions de Legendre d'ordre impair demi-entier, respectivement de première et seconde espèces. Elles sont tabulées [80] pour les valeurs de μ intermédiaires. Pour les valeurs extrêmes, correspondant aux voisinages des électrodes, les formules données dans l'annexe mentionnée, en permettent le calcul : [(B18) et (B19)], celles-ci font appel à d'autres fonctions tabulées : les intégrales elliptiques de première et seconde espèces [(B20) et (B21)].

⁽¹⁾ La poursuite du travail a, depuis lors, conduit à la résolution analytique du problème dans le cas d'injection de charges au filament. L'ensemble a fait l'objet d'une publication [72"].

L'expression générale du champ est de présentation peu commode. Elle s'obtient le plus "simplement" par dérivation directe en coordonnées toroïdales. La formule du champ radial suivant Oz, est, elle-même, encore complexe; on la trouvera en (B36) et (B36') et en [72"].

Nous reproduisons ici une expression simplifiée du champ radial, valable sauf au voisinage immédiat des électrons [formules (B39) et (B40) en annexe].

$$\begin{aligned} \frac{E_{x=0}}{V_a/R} &\cong \frac{-0,312}{1-h^2} \quad \text{pour } 0,40 < h < 0,9 \\ &\cong \frac{0,506 h^2}{1+h^2} \quad \text{pour } 1,1 < h < 4 \end{aligned} \quad (14)$$

Cette simplicité remarquable des formules résulte d'une particularité de la fonction du potentiel : sa linéarité dans un large domaine de valeurs intermédiaires du paramètre μ , ce qui permet d'écrire :

$$\frac{\partial V/V_a}{\partial \mu} = C(\eta) \quad (15)$$

Remarque :

Cette simplification de la formule du champ est d'autant plus heureuse que son domaine de validité coïncide avec la région où nous devons encore calculer le gradient du champ (paragraphe suivant).

La figure 8 reproduit les graphes des répartitions radiales exactes du potentiel et du champ. Les hypothèses fondamentales des calculs sont les suivantes :

- 1) Filament assimilable à la région de gorge d'un tore de même famille que l'anneau, au sens des coordonnées toroïdales.
- 2) Intervention négligeable des frontières réelles du domaine (parois de la cellule).

Ces deux hypothèses conduisent à limiter la validité des calculs effectués à un volume ne s'étendant pas trop loin de l'anneau, ce qui est en conformité avec nos besoins, puisque nous étudions surtout les phénomènes entre filament et anneau.

4.2. DEMONSTRATION DE LA POSSIBILITE D'EXISTENCE D'UNE FRONTIERE CHAUDE STATIONNAIRE

Nous nous proposons de montrer ici que la divergence du champ électrique au voisinage de l'électrode H.T. peut expliquer le blocage du front de liquide chaud, même en l'absence de charges d'espace.

L'équation de Navier-Stokes tenant compte de la gravité et du champ électrique, s'écrit [58] :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = - \frac{\nabla p}{\omega} + \nu \nabla^2 \vec{v} + \vec{g} + \frac{1}{\omega} \vec{f}_{e1} \quad (16)$$

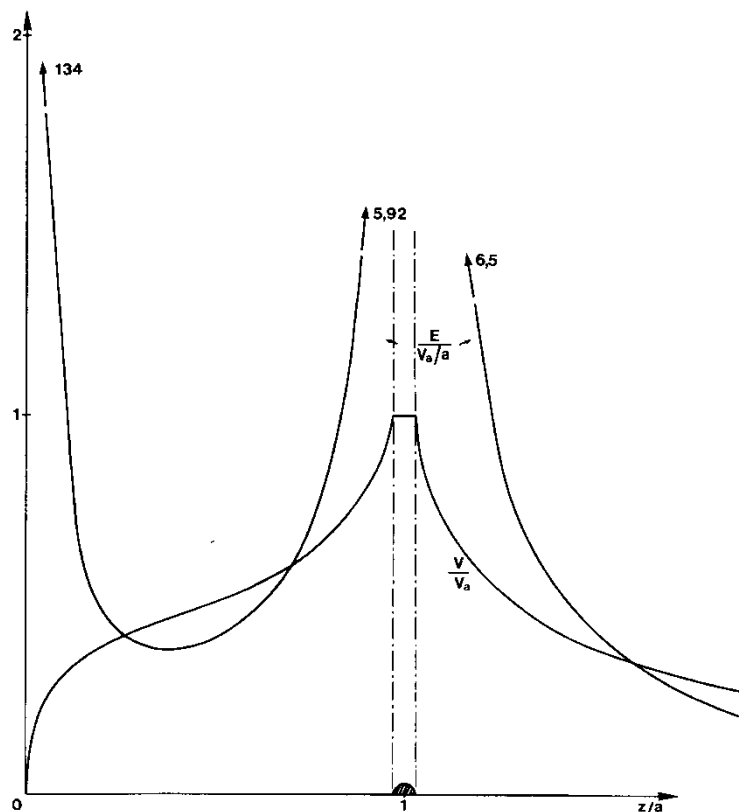


FIGURE 8

Distribution radiale du potentiel et du champ.

où \vec{f}_{e1} est la densité volumique de la force due au champ électrique et est donnée [Cf 55, 57, 58] en l'absence de charges électriques par :

$$\vec{f}_{e1} = \vec{\nabla} \left(\omega \frac{d\epsilon}{d\omega} \frac{E^2}{2} \right) - \frac{E^2}{2} \vec{\nabla} \epsilon \quad (17)$$

Dans le cas des liquides non polaires, on sait que permittivité et masse volumique sont reliées par la formule de Clausius-Mosotti (où K est une constante) :

$$\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} = K \cdot \omega. \quad (18)$$

dont on déduit :

$$\omega \frac{d\epsilon}{d\omega} = \frac{(\epsilon - \epsilon_0)(\epsilon + 2\epsilon_0)}{3\epsilon_0}$$

Portant cette expression dans (17), on obtient la formule applicable à tout liquide diélectrique non polaire :

$$\vec{f}_{e1} = \vec{\nabla} \frac{(\epsilon - \epsilon_0)(\epsilon + 2\epsilon_0)}{3\epsilon_0} \cdot \frac{E^2}{2} - \frac{E^2}{2} \vec{\nabla}\epsilon \quad (19)$$

4.2.1. Electrostriction

En l'absence de toute dissipation thermique dans le liquide (filament non chauffé), le système est isotherme. Nous supposons de plus le liquide incompressible, de sorte que sa masse volumique ne dépendant pas de la pression est uniforme et ϵ est lui aussi partout identique dans le volume. Ceci suppose que nous négligeons l'influence, très faible, du champ électrique sur la permittivité elle-même, du moins dans les régions qui nous intéressent.

La formule (19) se réduit à son premier terme et l'expression (16) devient alors, à l'équilibre

$$-\vec{\nabla}p_e + \vec{g}\omega_e + \frac{(\epsilon_e - \epsilon_0)(\epsilon_e + 2\epsilon_0)}{6\epsilon_0} \vec{\nabla}E^2 = 0 \quad (20)$$

Cette formule établit qu'à la pression hydrostatique, donnée par $\vec{\nabla}p = \vec{g}\omega$, s'ajoute une surpression d'origine électrique croissant avec le champ électrique. La formule s'intègre en effet immédiatement avec ω et g constants [57] pour donner l'expression de la différence de pression entre deux points de niveaux h_1 et h_2 :

$$p_2 - p_1 = -\omega_e g (h_2 - h_1) + \frac{(\epsilon_e - \epsilon_0)(\epsilon_e + 2\epsilon_0)}{6\epsilon_0} (E_2^2 - E_1^2) \quad (21)$$

En particulier en suivant une ligne de niveau dans notre configuration on constate que la pression croît avec le champ vers la région centrale suivant la formule :

$$p_e(x) = \text{constante} + (\epsilon_e - \epsilon_0) \frac{\epsilon_e + 2\epsilon_0}{6\epsilon_0} E^2(x)$$

Soit sensiblement, en introduisant la valeur moyenne $\epsilon_e = 2\epsilon_0$ des liquides non polaires :

$$p_e(x) = \text{constante} + \frac{2}{3}\epsilon_0 E^2(x)$$

4.2.2. Electroconvection - Frontière stationnaire

Un des résultats essentiels du point de vue physique de nos observations est la mise en évidence de l'existence d'une frontière chaude stable, dont la position dépend de la tension appliquée entre filament et anneau.

On constate en effet, comme on le verra plus loin, que le front chaud après s'être élevé au-dessus du filament semble venir se "bloquer" au voisinage de l'anneau même pour des liquides purs.

Expérimentalement, nous limitons nos investigations au cas d'échauffements localisés très faibles. La température du filament n'est que de 4°C environ supérieure à celle de l'ambiance. Il s'ensuit évidemment que les variations de la pression, de la masse volumique et de la permittivité sont toujours elles aussi très faibles et nous pourrions appliquer la méthode des perturbations à l'équation de Navier-Stokes, pour obtenir l'état convectif à partir de l'équilibre isotherme.

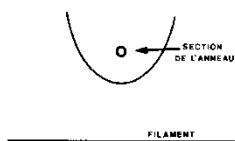


FIGURE 9
Forme de la frontière stationnaire.

Posons

$$T = T_e + T'$$

$$\omega = \omega_e + \omega'$$

$$p = p_e + p'$$

$$\epsilon = \epsilon_e + \epsilon'$$

où les T' , ω' , p' et ϵ' sont des variations faibles.

Portons ces valeurs dans l'équation générale (16) de Navier-Stokes où $\frac{1}{2}E^2$ est explicitée en (19), tout en négligeant les termes contenant la vitesse ce qui nous situera dans la région du point bas de la frontière stationnaire (figure 9).

Il vient évidemment :

$$-\vec{\nabla} \cdot (\vec{p}_e + \vec{p}') + \vec{g} \cdot (\omega_e + \omega') + \vec{\nabla} \cdot [(\epsilon_e - \epsilon_0 + \epsilon')(\epsilon_e + 2\epsilon_0 + \epsilon')] \frac{E^2}{6\epsilon_0} - \frac{E^2}{2} \vec{\nabla} \epsilon' = 0 \quad (22)$$

Transformons les deux facteurs, fonctions de ϵ' , du premier gradient "électrique". En limitant leur développement au premier ordre, on obtient successivement :

$$\begin{aligned} & (\epsilon_e - \epsilon_0 + \epsilon')(\epsilon_e + 2\epsilon_0 + \epsilon') \\ & \approx (\epsilon_e - \epsilon_0)(\epsilon_e + 2\epsilon_0) \left(1 + \frac{\epsilon'}{\epsilon_e - \epsilon_0} + \frac{\epsilon'}{\epsilon_e + 2\epsilon_0}\right) \\ & \approx (\epsilon_e - \epsilon_0)(\epsilon_e + 2\epsilon_0) + \epsilon'(2\epsilon_e + \epsilon_0) \end{aligned} \quad (23)$$

En introduisant cette expression dans (22) et tenant compte de l'identité (20) existant entre les termes principaux, il reste l'équation de perturbation linéarisée :

$$-\vec{\nabla} p' + \vec{g} \omega' + \frac{2\epsilon_e + \epsilon_0}{6\epsilon_0} \vec{\nabla} (\epsilon' \cdot E^2) - \frac{E^2}{2} \vec{\nabla} \epsilon' = 0$$

ou encore après développement et regroupement des termes :

$$-\vec{\nabla}p' + \vec{g}\omega' + \frac{2 \epsilon_e + \epsilon_0}{6 \epsilon_0} \epsilon' \vec{\nabla}E^2 + \frac{\epsilon_e - \epsilon_0}{3 \epsilon_0} E^2 \vec{\nabla}\epsilon' = 0 \quad (24)$$

Enfin en introduisant les coefficients de température β et γ respectivement de ω et ϵ et en négligeant le terme en $\vec{\nabla}p'$, toujours faible devant les autres, il vient

$$(\vec{g}\omega_e\beta + \frac{2 \epsilon_e + \epsilon_0}{6 \epsilon_0} \epsilon_e \gamma \vec{\nabla}E^2)T' + \frac{\epsilon_e - \epsilon_0}{3 \epsilon_0} \epsilon_e \gamma E^2 \vec{\nabla}T' = 0 \quad (25)$$

Rappelons que β et γ définis par $\omega' = \omega_e \beta T'$ et $\epsilon' = \epsilon_e \gamma T'$ sont tous deux négatifs dans le cas des liquides.

Interprétation

De la considération des vecteurs de (25), on déduit le domaine d'application de cette formule. Les premier et troisième termes étant dirigés vers le haut (β et γ négatifs) il faut que le deuxième soit dirigé vers le bas et donc que E^2 croisse dans le sens filament-anneau. La formule (25) ne sera d'application que dans le voisinage de l'anneau.

La présence d'une frontière stable dans la région voisine de l'électrode haute tension peut donc s'expliquer par un effet purement diélectrophorétique dû à l'existence simultanée d'un champ non uniforme ($\vec{\nabla}E^2$) et d'une inhomogénéité de la permittivité (γ) : "l'électrode H.T. repousse le liquide chaud".

Au prix d'une hypothèse supplémentaire, nous pouvons tenter d'aller plus loin dans l'interprétation de la formule. En supposant que le terme en $\vec{\nabla}T'$ soit négligeable dans la formule (25), celle-ci se réduirait à :

$$\vec{g}\omega_e\beta + \frac{2 \epsilon_e + \epsilon_0}{6 \epsilon_0} \epsilon_e \gamma \vec{\nabla}E^2 = 0 \quad (26)$$

Sous cette forme, elle montre directement l'antagonisme entre la convection naturelle (premier terme) et l'effet du champ. On en déduit évidemment :

$$\vec{\nabla}E^2 = - \frac{6 \epsilon_0}{2 \epsilon_e + \epsilon_0} \frac{\omega_e \beta}{\epsilon_e \gamma} \vec{g} = \vec{A}^2 = \text{constante.} \quad (27)$$

Il s'ensuit que si l'on fait varier la valeur de la haute tension V_a appliquée au système, la frontière se déplace de telle manière que $\vec{\nabla}E^2$ se conserve. Connaissant l'expression de la répartition radiale du champ électrique en fonction de la tension appliquée V_a , nous pourrions donc trouver en développant (27) l'expression de la position de la frontière en fonction de la tension appliquée.

Le gradient de E^2 se déduira facilement de la première expression simplifiée du champ (14), valable pour h compris entre 0,4 et 0,9.

On obtiendra :

$$|\vec{\nabla}E^2| = 0,312^2 \cdot \frac{V_a^2}{R^3} \frac{d}{dh} \frac{1}{(1-h^2)^2} = \frac{0,312^2}{R^3} V_a^2 \frac{4h}{(1-h^2)^3}$$

soit donc une expression de la forme :

$$V_a = V_0 (1 - h^2) \sqrt{\frac{1}{h} - h} \quad (28)$$

V_0 étant un coefficient numérique ayant les dimensions d'une tension et caractéristique de la géométrie et du liquide :

$$V_0 = \frac{R^{3/2}}{0,624} \cdot \left(\frac{6 \epsilon_0}{2 \epsilon_e + \epsilon_0} \cdot \frac{\omega_e}{\epsilon_e} \cdot \frac{\beta}{\gamma} \cdot g \cdot \right)^{1/2} \quad (29)$$

De (28), on déduit que pour

$$V_a = V_0$$

la frontière est sensiblement à mi-hauteur entre filament et anneau :

$$h \approx 0,48 \quad (30)$$

La figure 10 montre l'allure de la courbe $h = f(V_a/V_0)$ donnant la position du point inférieur de la frontière stationnaire en fonction de la tension réduite V_a/V_0 .

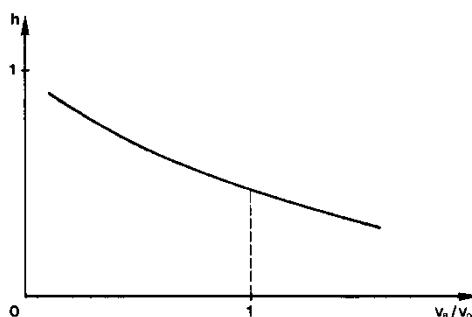


FIGURE 10

*Position de la frontière stationnaire
en fonction de la H.T.*

4.3. UN PHENOMENE PERTURBATEUR INTRINSEQUE : L'ECHAUFFEMENT ADIABATIQUE SOUS L'EFFET DU CHAMP ELECTRIQUE

On sait que l'application du champ électrique, tout en provoquant l'électrostriction du diélectrique, produit une augmentation de son entropie et donc l'échauffe.

Durant [57, tome III, p. 338] établit la formule donnant la quantité de chaleur dégagée dans l'unité de volume du liquide soumis de façon adiabatique à un champ E . Ceci correspond bien à notre cas particulier où le champ électrique est appliqué sous forme d'échelon à partir de la température ambiante, avant l'établissement de l'échelon de courant.

La formule s'écrit :

$$\Delta Q = - \frac{b}{T} \frac{E^2}{2} \quad (31)$$

où b est un coefficient de l'expression de la susceptibilité diélectrique

$$\epsilon - \epsilon_0 = a + \frac{b}{T} . \quad (32)$$

Celui-ci peut se calculer à partir du coefficient de température γ de la permittivité, plus fréquemment tabulé. On trouve évidemment :

$$\gamma = \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dT} = - \frac{b}{\epsilon T^2} . \quad (33)$$

L'expression (31) devient :

$$\Delta Q = \frac{1}{2} \gamma \epsilon E^2 T . \quad (34)$$

Enfin si l'on peut considérer que le liquide s'échauffe ensuite adiabatiquement à l'intervention de cette quantité de chaleur, on peut utiliser la formule :

$$\Delta T = \frac{-\Delta Q}{\omega \cdot c \cdot J} \quad (35)$$

où c est la chaleur spécifique par unité de masse et J l'équivalent mécanique de la calorie.

La formule finale donnant l'échauffement de l'unité de volume du liquide après l'application du champ devient donc :

$$\Delta T = \frac{-\gamma \epsilon E^2 T}{2 \omega \cdot c \cdot J} . \quad (36)$$

Nous ne perdons pas de vue que, dans notre cas particulier, la condition de transformation adiabatique n'est pas rigoureuse dans la région de champ intense par suite de la présence même du filament qui permet un échange latéral rapide vers les supports. Nous utiliserons la formule (36) pour calculer la borne supérieure de l'élévation de température.

La valeur du champ électrique à la surface du filament calculée à l'aide des formules générales vaut sensiblement (Cfr figure 8) :

$$E \cong 113,9 \cdot \frac{V_a}{R} \cong \frac{1}{13,2} \cdot \frac{V_a}{r}$$

Remplaçant dans la formule (36), on obtient l'expression finale applicable, avec la restriction citée, au liquide qui se trouve au contact du filament :

$$\Delta T \cong \frac{-\gamma \cdot \epsilon \cdot T \cdot V_a^2}{340 \text{ m.c.J.} \cdot r^2} \quad (37)$$

L'application numérique au cas du C_6H_6 donne :

$$\Delta T \cong 2 \cdot 10^{-2} \cdot \left(\frac{V_a}{r}\right)^2$$

avec V_a et r respectivement exprimés en kV et μm .

Conclusion

Ceci met en évidence l'existence d'une limitation intrinsèque de la méthode strioscopique. Avec la géométrie utilisée, les perturbations nées de cet échauffement ne sont toutefois pas à craindre dans la gamme couramment utilisée : même pour une tension appliquée de 10 kV l'échauffement maximum ne serait que de $0,02^\circ\text{C}$ dans notre cas particulier ($r = 10 \mu\text{m}$), alors que l'élévation de température provoquée ultérieurement, pour la mesure, est de l'ordre de 4°C comme nous l'avons déjà dit.

CHAPITRE V

SYNTHESE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ESSENTIELS REGIME TRANSITOIRE EN COURANT

Nous nous proposons de répertorier dans ce chapitre les résultats quantitatifs obtenus par la technique strioscopique introduite au paragraphe 1.2 et détaillée au chapitre 2.

Un échelon de courant envoyé dans le filament produit l'échauffement du liquide qui l'enveloppe. Un "rideau" de liquide chaud s'élève au-dessus du filament et la frontière entre ce rideau et l'ambiance froide est visualisée par le dispositif strioscopique.

A titre d'exemple on se réfèrera aux photos de la figure 11 a,b,c pour montrer l'aspect du phénomène. On y distingue :

- a) un trait noir elliptique à grand axe vertical : il s'agit de l'image de l'anneau H.T. dont le plan est légèrement oblique par rapport à la normale au plan de la photographie, (la raison est explicitée au chapitre 2),
- b) plusieurs traits horizontaux dans la région du petit axe de l'ellipse : il s'agit des images de diffraction du filament,
- c) un trait noir liseré de blanc qui visualise la frontière entre le rideau chaud et l'ambiance froide. Les photos successives permettent de suivre son évolution en fonction du temps et des conditions expérimentales.

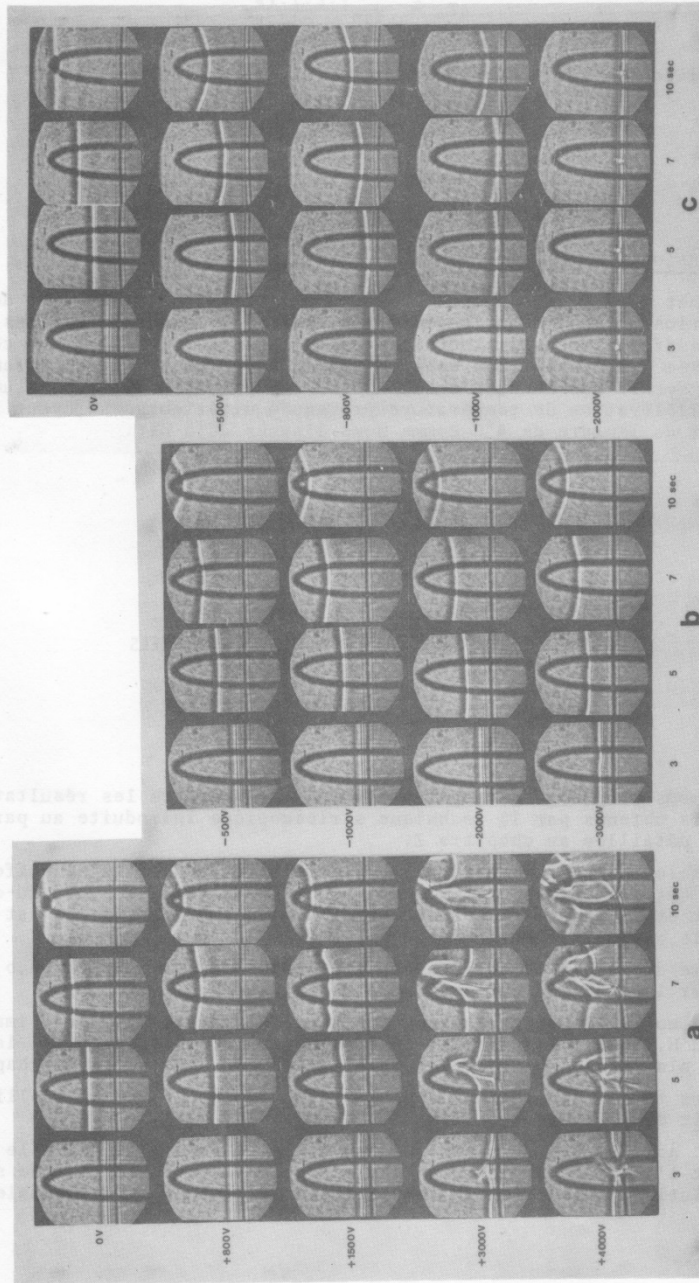


FIGURE 11 - Striogrammes obtenus à partir d'un échantillon de CCl_4 de qualité spectrophotométrique montrant l'effet de polarité (a,b liquide d'origine) et l'influence d'une impureté additionnelle (c contient 3,3 ppm d'un sulfonate sodique : D.O.S. 100).

Avertissement :

On remarquera sur ces photos et sur la plupart des autres figurant dans ce travail, que la cadence de prises de vues annoncée au chapitre 2 (deux secondes entre les vues) n'est pas respectée. Cette irrégularité procède évidemment du souci d'accentuer les caractéristiques des phénomènes illustrés par ces suites de photos.

En outre des études particulières ont nécessité des dispositions différentes de la configuration essentielle présentée au chapitre 2. Nous signalerons et justifierons ces "anomalies" au fur et à mesure de leurs apparitions sur les photographies reproduites.

5.1. EFFET D'IMPURETES IONIQUES

Comme le montrent les photos 11, la propagation du front chaud s'élevant au-dessus du filament est facilement observable. Le courant de chauffage est ici de 60 mA.

Lorsqu'aucune tension n'est appliquée à l'électrode annulaire (figures 11 a et c; 0 V), ce front chaud s'élève parallèlement au filament. Par contre, si une tension de l'ordre de quelques centaines à quelques milliers de volts est préalablement appliquée, le front chaud, observé quelques secondes après le début du chauffage, est considérablement déformé.

La figure 11 montre les configurations du front obtenues dans un CCl_4 commercial de pureté "spectrophotométrique" dans les deux polarités. Lorsque l'anneau est polarisé positivement (figure 11 a) à une tension inférieure à 2000 V, le front chaud est légèrement ralenti au voisinage de l'anneau. Pour une tension supérieure à 2000 V, on observe une accélération considérable dans la zone de l'anneau.

Si, au contraire, l'anneau est polarisé négativement (figure 11 b), le front chaud est ralenti pour toute valeur de la haute tension. Ce comportement est lié à la présence dans le liquide d'ions négatifs suffisamment volumineux qui formeraient au voisinage du filament une gaine s'opposant en quelque sorte aux mouvements du fluide.

Pour vérifier cette thèse et illustrer la sensibilité du dispositif, nous avons introduit dans le solvant pur des ions négatifs lourds ($M \approx 440$) par dissolution de dioctylsulfosuccinate de sodium (D.O.S. 100).

La figure 11 c reproduit les photos obtenues avec anneau négatif dans du CCl_4 contenant 3,3 ppm de D.O.S. La configuration avec anneau positif fournit dans ce cas des résultats analogues à ceux de la figure 11 a.

Remarque

La série de photos correspondant à la tension de 3000 V sur la figure 11a, montre l'allure du front chaud caractéristique d'une accélération importante (telle qu'idéalisée à la figure 1 d). Toutefois la turbulence qui commence à s'y manifester en perturbe quelque peu la forme.

Sur la figure 12, on a porté la vitesse d'ascension du front chaud en fonction de la tension, dans les trois cas illustrés à la figure 11.

Les résultats sont comparables à ceux que l'on obtient en mesurant la résistance électrique du filament dans les divers régimes de convection. Une accélération de l'échange calorifique refroidit le filament et par suite diminue sa résistance. Inversement un ralentissement augmente la résistance du filament. Nous y reviendrons ultérieurement.

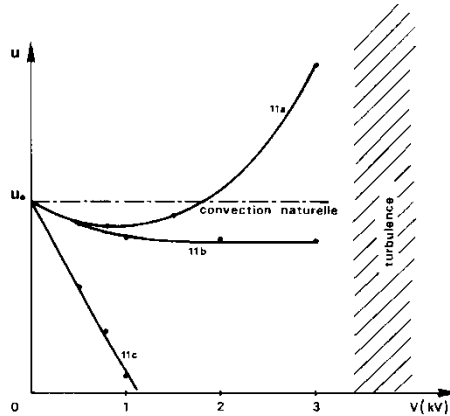


FIGURE 12

Vitesse d'ascension du front chaud
obtenue à partir de la figure 11.

Interprétation des courbes de la figure 12

Dans notre introduction, nous évoquions l'antagonisme des deux phénomènes physiques essentiels participant à l'électroconvection. La courbe 11a de la figure 12 constitue le graphe le plus général traduisant cet antagonisme. En effet, cette courbe résulte visiblement de la superposition de deux autres : une droite à pente négative correspondant à une inhibition ou un freinage de la convection, et une parabole correspondant à une accélération de la convection.

Nous vérifierons ultérieurement la validité de cette assertion en ce qui concerne la loi d'inhibition; l'allure parabolique, quant à elle, est justifiable par la théorie de l'électroconvection pure qui est un phénomène quadratique en fonction de la tension (Cf chapitre 4).

La courbe 11 b suggère que le volume des ions ou complexes ioniques négatifs présents dans le liquide original (avant adjonction de D.O.S.), est plus important que celui des ions positifs puisque l'inhibition se poursuit pour des tensions plus élevées que dans le premier cas (11 a).

Enfin la courbe 11 c montre qu'une "grande quantité" d'impuretés ioniques conduit à un freinage intense allant jusqu'au blocage du front chaud au niveau du filament. L'observation strioscopique continue montre que dans ce cas l'échange calorifique se prolonge longitudinalement : le liquide chaud est expulsé de la zone centrale (anneau) du filament vers ses extrémités.

Illustration strioscopique complète (figure 13)

Les photos de la figure 13 ont été prises à partir d'une cellule spéciale permettant la rotation du filament et de l'anneau dans le plan horizontal; les traits noirs apparaissant inclinés à 45° sont les images des supports du filament.

Les figures 13 a et 13 b montrent le développement de la convection naturelle, le filament y est vu "de bout" et à 45° . Elles permettent de cadrer complètement la zone de liquide chauffé. La figure 13 b met particulièrement en évidence les perturbations thermiques au droit des supports du filament.

La figure 13 c montre l'observation en bout de la cellule pour une tension appliquée de -1.500 V qui conduit à une inhibition importante dans la région de l'anneau. On se rend compte de l'impossibilité d'exploiter quantitativement un tel cliché.

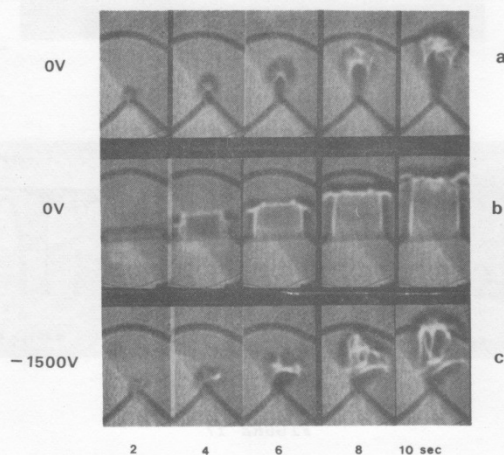


FIGURE 13

*Observations particulières
(a, c = filament de bout; b = effet d'extrémités).*

Généralisation des observations

Un effet de ralentissement comparable est obtenu en ajoutant au solvant spectroscopiquement pur 100 ppm d'acide oléique (figure 14) ou encore en employant certains solvants de pureté commerciale "pour analyse" (figure 15 avec CCl_4 , P.A.), (l'anneau est ici vu de profil).

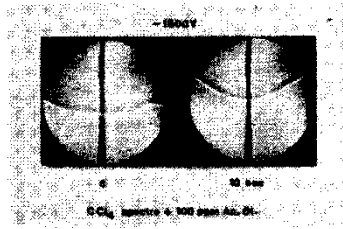


FIGURE 14

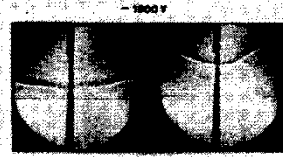


FIGURE 15

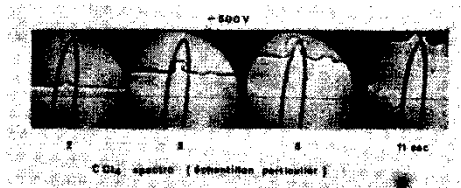


FIGURE 16



FIGURE 17



FIGURE 18

La figure 16 montre le comportement d'un échantillon de CCl_4 de qualité spectroscopique qui, au contraire de celui qui a donné lieu aux essais de la figure 11, conduit à une accélération sous tension négative, ce qui est l'indice d'une plus grande pureté du liquide.

Des essais analogues effectués sur d'autres liquides diélectriques, C_6H_6 et une huile de transformateur notamment, ont révélé le même comportement (figure 17 et 18 respectivement). Dans ce dernier cas on remarquera l'effet d'accélération présent dans les deux polarités au sein du liquide techniquement pur et on constatera la très grande sensibilité du phénomène aux impuretés : un taux de 1,05 ppm de D.O.S. conduit à un freinage considérable de la convection (comparer les deux dernières séries de photos de la figure 18 prises sous une tension négative de 400 V).

Remarques : On notera à la figure 17 l'image de l'anneau non conforme aux précédentes, les essais correspondants ont été effectués dans une cellule particulière dont l'anneau présente une échancrure. On constatera la sensibilité particulièrement élevée de la méthode dans ces deux derniers cas.

Sur la figure 19, nous avons porté, en fonction du taux d'impuretés additionnelles (D.O.S.) dans le CCl_4 , le niveau atteint par le front chaud après une durée de chauffage choisie (10 sec). On constate que la sensibilité aux impuretés croît avec la tension. Une teneur d'environ 1,3 ppm de D.O.S. conduit au blocage du front au filament pour une tension négative de 3000 V, tandis qu'il suffit d'une tension de 2000 V pour atteindre le même blocage lorsque la concentration est de 3,3 ppm (Cf figure 11 c).

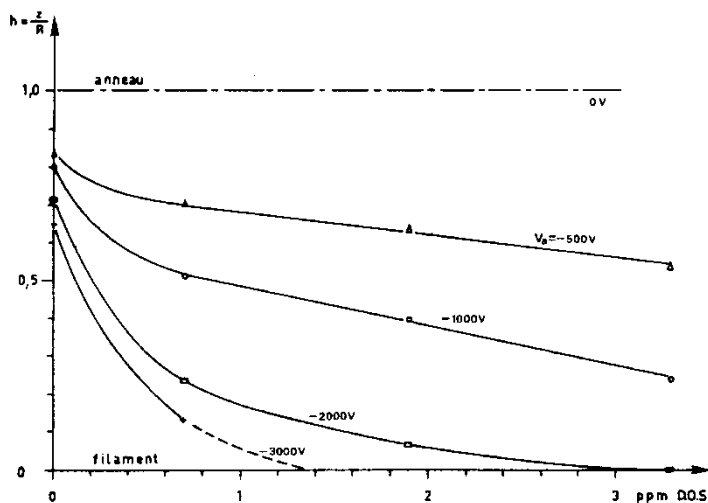


FIGURE 19

Niveau atteint par le front chaud après 10 secondes dans un CCl_4 spectro.

Si l'on se réfère aux figures 17 et 18, on voit que l'on trouve un freinage du même ordre dans le benzène et un effet plus accentué encore dans l'huile pour transformateur. La figure 18 montre qu'après 11 secondes, le niveau relatif h passe sensiblement de $2/3$ à $1/3$. La figure 19 montre qu'après 30 secondes le niveau relatif du front passe sensiblement de $3/4$ à $1/4$. Dans ce dernier cas, la viscosité élevée explique évidemment le ralentissement global de la convection.

5.2. EXISTENCE D'UNE FRONTIÈRE CHAUDE STATIONNAIRE

Lorsqu'une tension est appliquée entre l'anneau et le filament, le front chaud, après une ascension à vitesse u pratiquement constante, tend vers un niveau limite dépendant fortement de la tension. Ce niveau limite est situé d'autant plus bas que la tension est plus grande.

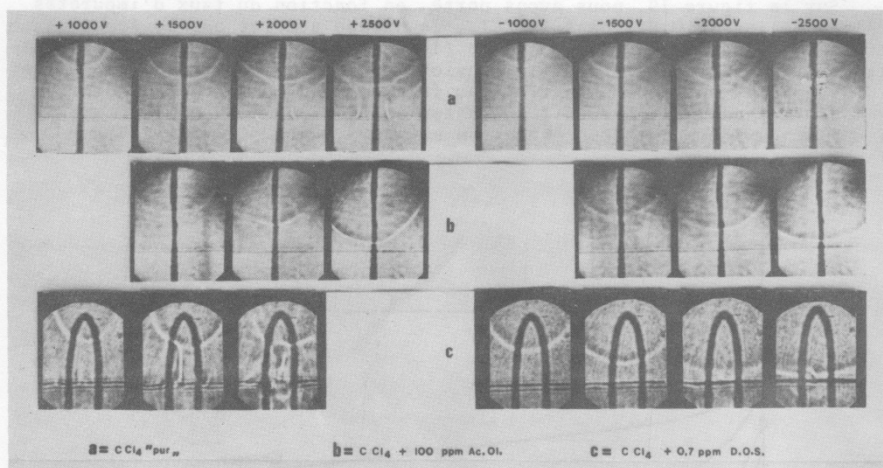


FIGURE 20

Exemples de frontières stationnaires
(photos prises après 3 min.).

Nous avons montré, au chapitre 2.2, que ce fait est concevable même dans un liquide pur, c'est-à-dire exempt de charges de volume ou d'impuretés polaires. Le blocage du front chaud s'explique alors par la répulsion diélectrophorétique du liquide chaud (ϵ plus faible) en sens inverse du gradient de champ électrique qui existe au voisinage de l'électrode annulaire. Cette théorie ne peut donc expliquer un blocage dans la région du filament. Celui-ci est imputable aux charges ou aux dipôles répartis à proximité du filament.

Les photos de la figure 21 représentent la "frontière" chaude pour quelques valeurs de la haute tension et du taux d'impuretés. On peut constater que l'influence des impuretés se manifeste surtout aux plus hautes tensions, lorsque le front est donc plus voisin du filament ce qui tend à confirmer l'existence d'un "manchon" ionique dans cette région.

La figure 21 illustre la montée et la stabilisation du front en une succession de photos prises avec une fente étroite qui ne montre que la partie centrale de la cellule.

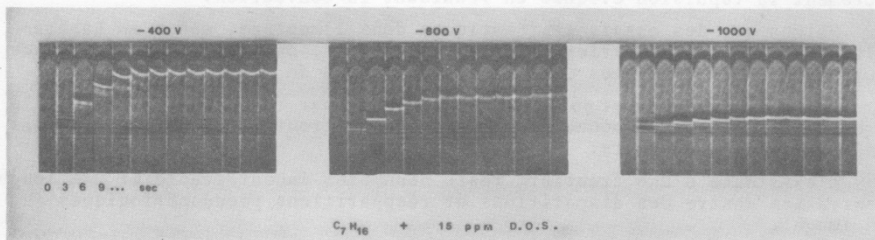


FIGURE 21

Ascension et stabilisation du front chaud dans l'heptane.

La figure 22 donne la traduction graphique de ces observations. On y a porté le niveau h , rapporté à la distance entre filament et anneau, de la frontière en fonction de la tension appliquée et cela pour divers taux d'impuretés dans le CCl_4 .

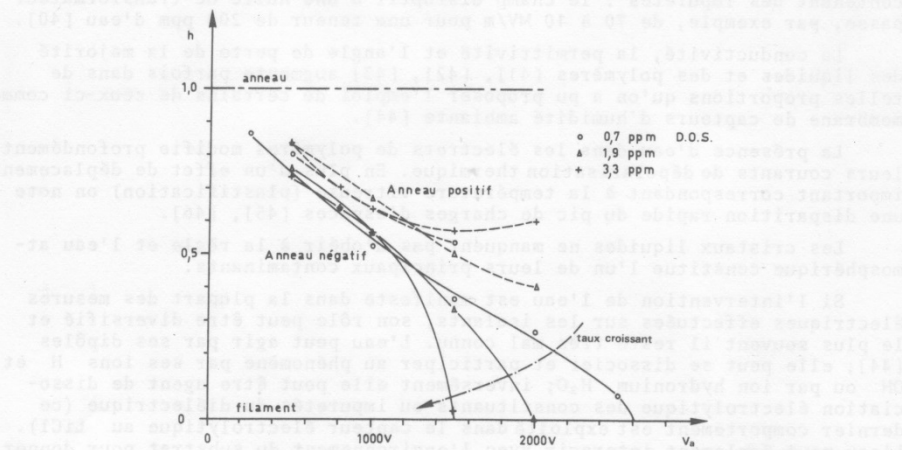


FIGURE 22

Niveau de la frontière stationnaire dans un CCl_4 spectro.

On vérifie la faible influence de la polarité et du taux d'impuretés dans la région proche de l'anneau, ainsi que la linéarité des graphes dans la région $h > 0,6$. Ces observations corroborent qualitativement la théorie avancée au chapitre IV.

La figure 22 montre que la tension caractéristique de blocage V_0 que nous avons été amené à définir au chapitre IV est ici de l'ordre de 1500 V ($h = 0,48$).

La théorie élémentaire conduit toutefois à expliquer un blocage situé plus près de l'anneau que ne le montrent les expériences. Cela est évidemment attribuable essentiellement à l'effet des charges spatiales qui, non seulement distordent le champ électrostatique, mais encore favorisent indirectement la répulsion évoquée en réduisant la convection.

Notons que des essais systématiques dans l'heptane, menés au Laboratoire Central des Industries Electriques à Paris, ont révélé une influence plus marquée des impuretés dans la région proche de l'anneau [24].

Lorsque l'anneau est polarisé positivement par rapport au filament, la turbulence empêche une bonne observation de la frontière pour des tensions supérieures à 1.000 volts.

L'existence d'une frontière reste néanmoins incontestable et une longue observation montre des disparitions et réapparitions pseudopériodiques de son image.

5.3. INFLUENCE DE L'EAU ABSORBÉE

La connaissance de la teneur en eau des liquides diélectriques présente un intérêt technologique.

On sait que, par son caractère fortement polaire ($\epsilon = 80$), l'eau contenue dans un diélectrique solide ou fluide influence très fortement ses propriétés électriques.

L'eau réduit considérablement la rigidité diélectrique des isolants contenant des impuretés : le champ disruptif d'une huile de transformateur passe, par exemple, de 70 à 10 MV/m pour une teneur de 200 ppm d'eau [40].

La conductivité, la permittivité et l'angle de perte de la majorité des liquides et des polymères [41], [42], [43] augmente parfois dans de telles proportions qu'on a pu proposer l'emploi de certains de ceux-ci comme membrane de capteurs d'humidité ambiante [44].

La présence d'eau dans les électrets de polymères modifie profondément leurs courants de dépolarisation thermique. En plus d'un effet de déplacement important correspondant à la température vitreuse (plastification) on note une disparition rapide du pic de charges d'espaces [45], [46].

Les cristaux liquides ne manquent pas d'obéir à la règle et l'eau atmosphérique constitue l'un de leurs principaux contaminants.

Si l'intervention de l'eau est manifeste dans la plupart des mesures électriques effectuées sur les isolants, son rôle peut être diversifié et le plus souvent il reste très mal connu. L'eau peut agir par ses dipôles [44]; elle peut se dissocier et participer au phénomène par ses ions H et OH ou par ion hydronium H_3O^+ ; inversement elle peut être agent de dissociation électrolytique des constituants ou impuretés du diélectrique (ce dernier comportement est exploité dans le capteur électrolytique au LiCl). L'eau peut également interagir avec l'environnement du substrat pour donner lieu à des groupements polarisés ou non (polarons ou "clusters").

La multiplicité des modes possibles d'intervention de l'eau rend très complexe la traduction des résultats obtenus pratiquement et, en corollaire, les méthodes même de mesure de la teneur en eau d'un échantillon sont délicates de réalisation et d'interprétation, mesurant tantôt l'eau quasi libre, tantôt réagissant aussi à l'eau de structure [42, 47 à 51].

L'état actuel des connaissances en cette matière est encore fragmentaire, et le problème essentiel de la connaissance de l'état, ou des états, de l'eau absorbée n'a pas rallié tous les suffrages [70].

Il s'ensuit que toute méthode physique de détection de l'eau est susceptible d'apporter des renseignements utiles en ce domaine.

Nous avons testé l'efficacité de notre méthode quant à la détection de l'eau initialement contenue dans deux échantillons de liquides diélectriques différents, tels qu'ils sont fournis commercialement (benzène et heptane de qualité spectrophotométrique). Puis, poursuivant les investigations, nous avons pu mettre en évidence une corrélation entre le comportement électroconvectif du liquide hydraté et le courant électrique entre électrodes.

5.3.1. Technique de déshydratation

Pour déshydrater les liquides, nous avons utilisé deux techniques différentes visualisées aux figures 23 et 24.

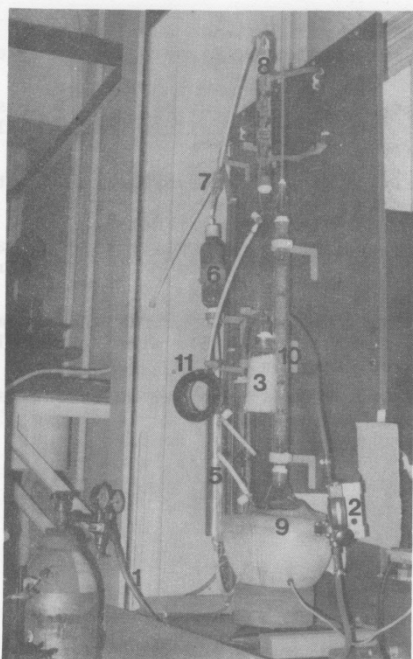


FIGURE 23

Détails du dispositif de déshydratation et distillation.

1. arrivée argon
2. débitmètre
3. NaOH
- 4,5. tamis moléculaire
6. BaO
7. filtre en verre fritté
8. colonne de condensation
9. C_6H_6
10. colonne de distillation
11. cellule.

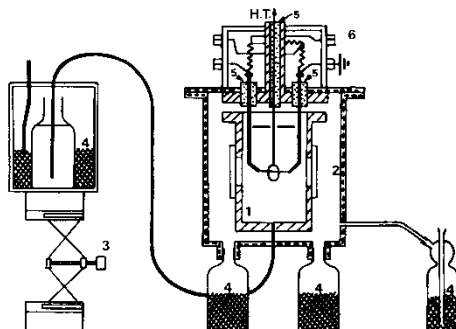


FIGURE 24

Détails du dispositif de déshydratation "par l'atmosphère".

1. cellule inox avec C_7H_{16}
2. enceinte étanche (plexiglas)
3. contrôle du niveau en I
4. P_2O_5
5. sorties téflon
6. pont de Wheatstone.

La figure 23 montre le dispositif utilisé pour la déshydratation du benzène par l'hydrure de calcium suivie d'une distillation. En un premier stade le benzène est porté à ébullition dans le ballon (9) en présence de CaH_2 , pendant 24 heures. La colonne de distillation (10), du type Robert, est balayée par le flux ascendant des vapeurs de C_6H_6 et par le flux de liquide qui se recondense au pied de la colonne réfrigérante (8). Le niveau de condensation est réglé et maintenu par le débit de l'eau de réfrigération et par une légère surpression d'argon sec maintenue à l'intérieur du système.

Cette surpression en atmosphère inerte est destinée à éviter toute rentrée d'air humide. L'argon au sortir de la bonbonne, traverse une triple colonne de dessiccation : NaOH, tamis moléculaire, BaO.

Après ce traitement de déshydratation, le condensat est dérivé au sommet de la colonne vers la cellule (11) à remplir. La cellule a été préalablement séchée en étuve puis remplie d'argon sec.

La figure 24 illustre le dispositif utilisé pour déshydrater l'heptane sans contact direct avec l'agent desséchant. Le liquide est simplement maintenu en contact avec une atmosphère inerte activement desséchée par l'anhydride phosphorique. Cette méthode s'avère évidemment très lente mais présente l'avantage d'éviter tout risque de contamination du liquide par le desséchant et ses impuretés.

La cellule est surmontée du blindage comportant les résistances complémentaires du pont de Wheatstone permettant le contrôle simultané de la résistance du filament pendant l'électroconvection.

La présence de faibles teneurs en eau se manifeste par un ralentissement de la convection ainsi qu'on le voit sur les photos de la figure 25, obtenues à 15 jours d'intervalle, à partir de l'heptane dont la teneur initiale en eau était d'environ 15 ppm (détermination par la méthode de Karl-Fischer).

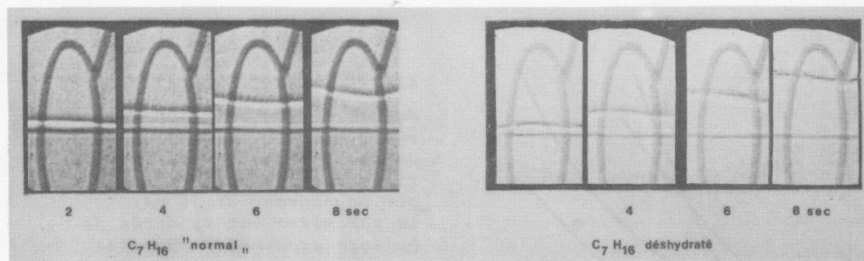


FIGURE 25

Accroissement de convection obtenu après un séjour de 15 j. en atmosphère sèche (fig. précédente) pour $H.T. = -3000 V$.

5.3.2. Etude détaillée des manifestations de l'eau dans le benzène Techniques et résultats

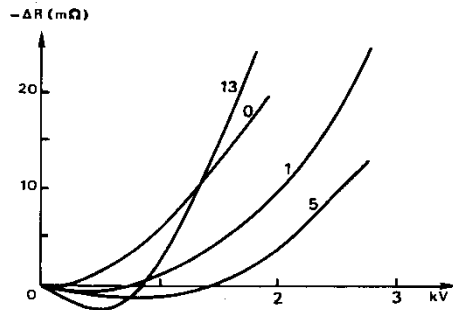
Le benzène utilisé est un produit MERCK de qualité spectrophotométrique (UVASOL 1779). Préalablement déshydraté sur CaH_2 , le C_6H_6 est placé dans la cellule d'électroconvection montrée à la figure 3 où il est soumis sans manipulation du liquide aux trois mesures suivantes.

- L'électroconvection en régime permanent, avec mesure de la résistance du filament "chauffé" ($4^\circ C$ au-dessus de la température ambiante) par un courant constant.
- L'électroconvection en régime transitoire en courant avec observation et mesure de la vitesse d'ascension du front de convection qui se développe au-dessus du filament soumis à un échelon de courant. Le niveau est mesuré dans le plan de l'anneau.
- La mesure du courant entre les électrodes sans chauffage du filament; nous utilisons pour cela le picoampèremètre Hewlett Packard 419 A.

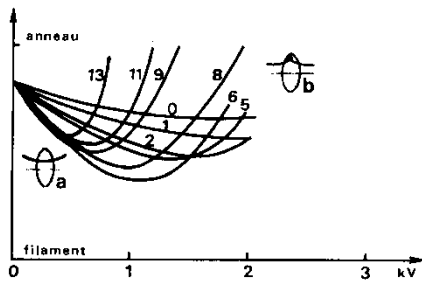
Ces mesures sont répétées systématiquement dans le liquide progressivement réhumidifié in situ, par courant d'argon humide, dispersé dans la cellule à l'aide d'un conduit terminé par un verre fritté. Le "bullage" est réalisé à débit constant - 10 cc/sec - et sa durée est choisie comme paramètre de référence de nos mesures.

La figure 26 a donne les graphes obtenus en électroconvection stationnaire; on y a reporté la variation de résistance observée à partir du régime de convection naturelle, en fonction de la tension appliquée entre le filament et l'anneau, et pour diverses durées du "bullage", exprimées en minutes en regard des courbes concernées. On constate que pour de "faibles" tensions appliquées (1.300 V correspond dans notre géométrie à un champ au filament de 10 MV/m) on obtient un effet de réduction de la convection d'autant plus important que la teneur en eau est élevée. Pour une haute teneur (courbe 13) la convection est très fortement accrue en tension plus élevée.

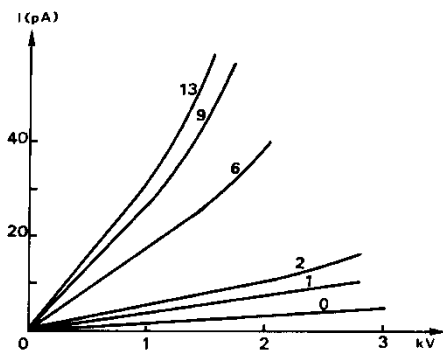
Sur la figure 26 b qui traduit les striogrammes en régime transitoire, nous avons porté le niveau atteint dans le plan de l'anneau par le front de convection 8 secondes après l'établissement de l'échelon de courant dans le filament. On constate la même duplicité du rôle de l'eau, suivant le domaine et la teneur du benzène. La forme du front de convection est essen-



a
ELECTROCONVECTION STATIONNAIRE
Mesure de la variation de la résistance du filament ($26,77 \Omega$ en convection naturelle) polarisé négativement et traversé par un courant de 60 mA. Le paramètre est la durée de bullage exprimée en minutes.



b
ELECTROCONVECTION TRANSITOIRE
Mesure du niveau atteint par le front de convection 8 secondes après l'établissement de l'échelon de courant de 60 mA dans le filament polarisé négativement.



c
COURANT ENTRE LES ELECTRODES
Le filament est négatif et non chauffé.

FIGURE 26

tiellement différente ainsi qu'en témoignent les deux types de striogrammes a et b reproduits sur la figure 26 b. Le striogramme b correspond aux parties très rapidement ascendantes des courbes.

La figure 26 c reproduit quelques courbes de courants parmi les plus typiques, elles montrent le passage progressif d'un régime de conduction ohmique de la cellule (aux faibles teneurs en eau) à un régime d'injection unipolaire au niveau du filament (loi quadratique en fonction de la tension).

La confrontation des deux derniers résultats (figure 26 b et 26 c) ci-dessus est essentielle car elle montre directement la corrélation entre l'apparition du régime d'injection et l'observation par la strioscopie de l'apparition d'un ébranlement hydrodynamique violent.

Le diagramme de la figure 27 présenté en coordonnées doublement logarithmiques montre que le régime quadratique est effectivement bien atteint dans le cas du liquide le plus hydraté (13) à partir d'une tension de 1600 V (droite de pente 2). En deçà de 1000 V le comportement est ohmique (pente unitaire).

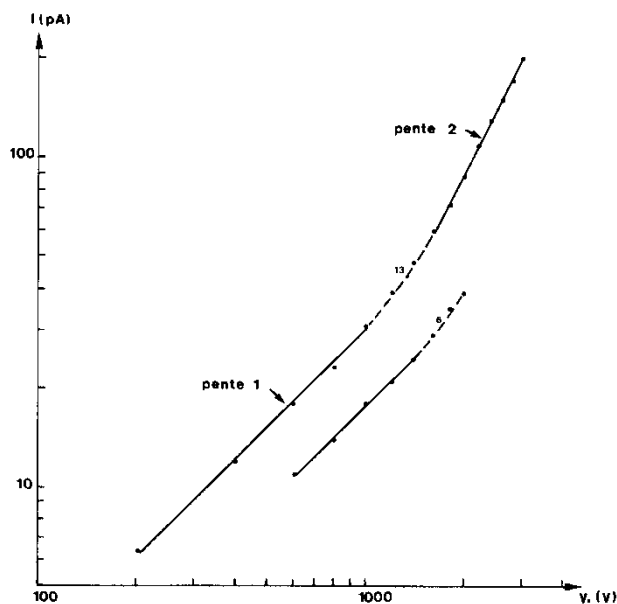


FIGURE 27

Courbes du courant pour deux teneurs en eau.

Quant à la figure 28, elle reproduit deux enregistrements de la variation de la résistance du filament pour un liquide sec et pour un liquide contenant de l'eau (courbe 13). Elle confirme l'existence des mouvements hydrodynamiques turbulents et de grande amplitude signalés ci-dessus.

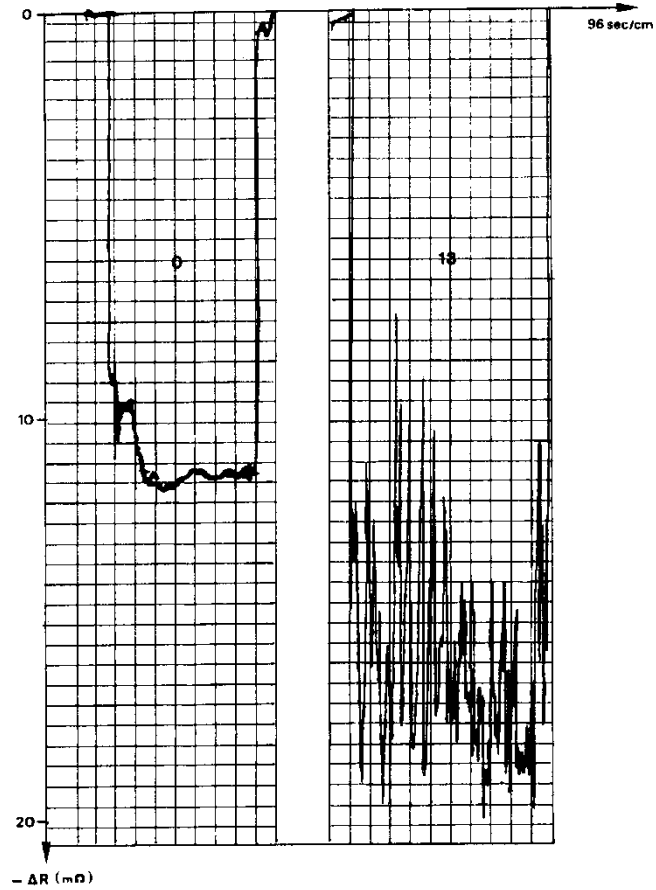
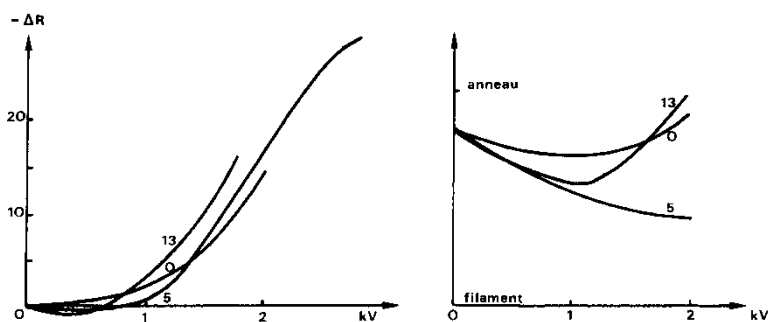


FIGURE 28

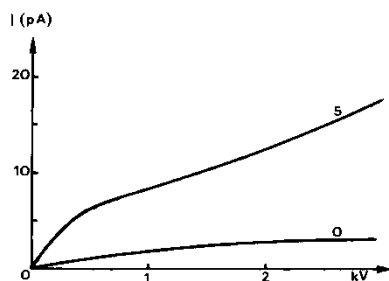
*Electroconvection dans le benzène sec
et réhydraté, sous 1500 V.*

Nous avons rapporté jusqu'ici les résultats obtenus dans la polarité avec filament négatif qui conduit, en tension élevée, à une injection au filament. En polarité inverse (figure 29 b) le comportement électroconvectif se retrouve mais les transitions sont moins nettes : on comparera les figures 29 a et b respectivement aux figures 26 a et b . En ce qui concerne le courant, on ne retrouve pas l'allure rappelant une injection unipolaire. Au contraire, on trouve une région à comportement ohmique, de conductance plus élevée qu'en polarité directe, suivie d'une région où la pente diminue progressivement (Cf figure 29 c). On retrouve ici un comportement semblable



a
ELECTROCONVECTION
STATIONNAIRE
Filament positif

b
ELECTROCONVECTION
TRANSITOIRE
Filament positif



c
COURANT ENTRE ELECTRODES
Filament positif

FIGURE 29

à celui qu'ont rapporté APLIN et SECKER [72'] dans l'hexane avec une géométrie divergente apparentée à la nôtre : lame-plan perpendiculaire. Selon ces auteurs l'injection se produirait par effet tunnel via les impuretés qui sont dans notre cas les molécules d'eau au voisinage du filament.

En conclusion, à la lumière de ces résultats expérimentaux, il semble bien que l'on puisse interpréter comme suit l'ensemble du comportement électroconvectif observé en présence d'eau.

EN CHAMP FAIBLE : Un manchon inhibiteur de charges ioniques (invoqué par SENFTLEBEN et sq) ou dipolaire (dans le cas de l'eau notamment) explique un freinage croissant avec la teneur en impuretés,

EN CHAMP ELEVE : L'électroconvection entraîne un accroissement de l'échange thermique et celui-ci est renforcé en polarité directe (filament négatif) par l'entraînement hydrodynamique qui accompagne une injection au filament. À l'appui de cette dernière assertion, on citera la corrélation entre électroconvection et courant, l'acuité du phénomène électroconvectif qui milite en faveur d'une force d'entraînement du type ionique, enfin l'observation par la strioscopie en plus haute tension encore, de jets émis par le filament en régime transitoire aussi bien que stationnaire qui serait l'illustration des "conduits" évoqués par FELICI [68].

La figure 30 en coordonnées doublement logarithmiques montre quantitativement les corrélations existant pour les diverses teneurs en eau, d'une part, entre la pente initiale de la caractéristique d'électroconvection transitoire de la figure 26 b et, d'autre part, respectivement la conductance équivalente de la cellule (pente initiale des courbes de la figure 26 c) et la tension seuil correspondant au minimum des caractéristiques de la figure 26 b. Ce minimum marque la prédominance du régime d'accélération convective sur le freinage.

On obtient respectivement les "droites" numérotées 1 et 2 sur la figure 30. Si la seconde, par le petit nombre de relevés, ne traduit que grossièrement la liaison entre les phénomènes (la pente de la droite tracée est de 0,75), la première, par contre, est remarquable, tant par sa faible dispersion que par son résultat numérique : liaison quadratique entre les deux phénomènes (pente = 2).

5.4. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE AMBIANTE

On sait que l'effet de température constitue le point faible de nombreuses méthodes de mesures physiques concernant les diélectriques. Les paramètres électriques de ceux-ci sont particulièrement sensibles aux variations de la température ambiante (conductivité, angle de perte, permittivité ...).

Par contre, des essais systématiques réalisés dans la gamme de 20 à 30°C n'ont pas permis de mettre en évidence un effet de température appréciable sur notre méthode d'observation strioscopique de l'électroconvection. Cette particularité s'explique par le fait que la cause même du phénomène est ici l'échauffement *relatif* du filament par rapport à la température ambiante et que cet échauffement résulte lui-même d'un apport de puissance constant.

Remarque importante

L'observation strioscopique présente aussi à ce point de vue un avantage sur la mesure de la résistance dans la technique d'électroconvection qui nécessite un équilibrage initial fonction de la température ambiante.

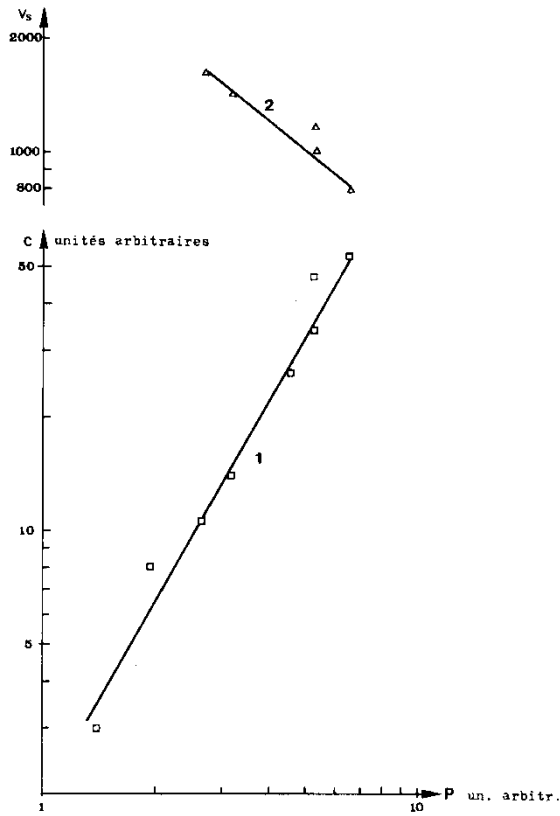


FIGURE 30

1. *Corrélation entre la pente initiale P de la caractéristique d'électroconvection transitoire et la conductance initiale C .*
2. *Corrélation entre cette pente P et la tension correspondant au minimum de la même caractéristique (V_g).*

CONCLUSIONS

Après avoir défini l'électroconvection et rappelé les axes principaux des recherches suscitées par ce phénomène et par ses applications possibles, nous avons passé en revue les techniques expérimentales traditionnelles de détermination des échanges thermiques électroconvectifs.

Cela nous a permis d'introduire et de justifier notre technique. Celle-ci consiste en l'observation strioscopique de la forme et en la mesure de la vitesse du front chaud qui s'élève au-dessus d'un filament fin de platine chauffé au sein du liquide étudié. Le fil est soumis à un échelon de courant après qu'un champ électrique divergent ait été appliqué en son voisinage par l'intermédiaire d'une électrode annulaire coaxiale.

La technique de mesure préconisée consiste en l'observation optique directe et en l'enregistrement photographique des striogrammes. Nous avons décrit le strioscope automatique que nous avons réalisé dans ce but.

A cette méthode d'étude complète peut être couplé un dispositif automatique plus élémentaire. L'étude quantitative a montré, en effet, que le paramètre le plus adéquat pour qualifier le liquide étudié est le temps de montée du front chaud. Il s'ensuit qu'un détecteur optique placé en un niveau de référence convenable dans le plan image du dispositif permettra la mesure immédiate de ce temps de montée. Une cellule photorésistive miniature au sulfure de cadmium, placée au tiers de la distance filament-anneau, donne de bons résultats. La détermination de la pureté du liquide peut donc se ramener à la mesure d'un intervalle de temps délimité par deux signaux électriques, l'échelon de courant et le signal de déséquilibre du pont dans lequel est insérée la photorésistance.

La méthode strioscopique est non seulement simple et facilement automatisée mais elle offre sur d'autres techniques de contrôle classiques, telles que la mesure de la conductivité, de la permittivité ou de l'angle de pertes, deux avantages appréciables. L'électroconvection est insensible à la température ambiante et le risque de perturbations dues aux électrodes est minime.

On notera que la réjection totale de l'effet de température est imputable à l'observation optique. La seconde technique d'utilisation de l'électroconvection (par mesure de la variation de résistance du filament) n'échappe pas à ce handicap car elle nécessite un préréglage, fonction de la température. Il faut en effet équilibrer le pont avant de provoquer l'électroconvection, car la valeur initiale de la résistance du filament dépend de la température ambiante.

En ce qui concerne les effets néfastes des électrodes, ils sont ici réduits au prorata des dimensions de celles-ci. La grande surface des cellules de conductivité ou de permittivité provoque en effet un double risque, la contamination du liquide et les phénomènes d'interface métal-diélectrique. Le faible volume de nos propres électrodes permet de plus pour leur confection le choix d'un métal noble tel que le platine.

La sensibilité de la méthode est par ailleurs comparable à celle des techniques de mesure physiques les meilleures mais tout comme dans le cas de la mesure de l'angle de perte diélectrique ou de la conductibilité électrique, la technique d'électroconvection constitue une méthode globale ne pouvant donner qu'un "indice" de pureté et non une analyse spécifique des impuretés contenues dans le liquide testé.

Nous rappellerons spécialement la sensibilité de la méthode à l'effet de l'eau. Une étude expérimentale de cet effet a été menée conjointement par les trois méthodes suivantes : mesure de la résistance électrique du filament en électroconvection stationnaire, mesure strioscopique de la vitesse d'ascension du front d'électroconvection transitoire et mesure du courant électrique entre électrodes. Elle a permis de montrer l'existence d'un seuil de tension, qui correspond à la naissance d'un courant électrique d'injection au filament et à l'apparition d'un ébranlement hydrodynamique violent. Ce seuil est d'autant plus bas que la teneur en eau est elle-même plus élevée.

En définitive, le bilan personnel de ce travail se réduit aux points suivants :

Sur le plan technologique :

- mise au point d'une cellule simple, peu coûteuse et de mise en oeuvre facile,
- observation strioscopique érigée en méthode quantitative de détermination d'un faible taux d'impuretés ioniques ou polaires dans un liquide diélectrique.

Sur le plan physique :

- illustration de la répulsion diélectrophorétique exercée par un champ électrique divergent; cette répulsion se manifeste ici de deux manières : accroissement de la convection à partir du filament, dans les liquides suffisamment purs, et blocage par l'anneau du front de convection en une frontière stationnaire qui le contourne,
- mise en évidence d'une triple manifestation de l'effet d'un champ électrique divergent sur la convection dans un liquide diélectrique *non polaire* :

1) électroconvection "pure" :

effet simplement diélectrophorétique dû à l'existence simultanée d'un gradient thermique et d'un gradient de champ électrique non parallèles; le liquide (pur) chauffé voit sa permittivité décroître et est alors expulsé des régions à champ fort,

2) électroconvection "négative" :

réduction de l'échange thermique imputable à la présence d'impuretés ioniques ou dipolaires agglutinées autour du filament par le champ électrique fortement divergent,

3) électroconvection "assistée" :

sous champ fort et en présence d'impuretés, l'eau notamment, une injection de charges naît au filament et celles-ci entraînent dans leur sillage le liquide ambiant chaud, ce qui détermine un accroissement très important de la convection résultante. Ce dernier effet est très nettement supérieur à l'électroconvection pure.

REFERENCES ET BIBLIOGRAPHIE

I. PUBLICATIONSa) ELECTROCONVECTION DANS LES GAZ

- [1] SENFTLEBEN, H., Phys. Zeit. 32. (1931) 550 (art. original) (Die Einwirkung elektrischer und magnetischer Felder auf das Wärmeleitvermögen von Gasen).
- [2] SENFTLEBEN, H., Phys. Zeit. 35. (1934) 661 et 662. (Zur Frage der Deutung der Einflusses elektrischer Felder auf den Wärmestrom in Gasen).
- [3] SENFTLEBEN, H. et BRAUN, W., Z. für Phys. 102 (1936) 480 à 506. (Der Einfluss elektrischer Felder auf den Wärmestrom in Gasen).
- [4] KRONIG, R. et SCHWARZ, N., Appl. Sci. Res. A1 (1947) 35 à 46. (On the Theory of Heat Transfer from a Wire in an Electric Field).
- [5] SENFTLEBEN, H. et GLADISCH, H., Z. für Phys. 126. (1949) 289 à 309. (Die Einwirkung elektrischer Felder auf den Wärmeübergang in Gasen).
- [6] SENFTLEBEN, H. et BULTMANN, E., Z. für Phys. 136. (1953) 389 à 401. (Die Einwirkung elektrischer Felder auf den Wärmeübergang in Gasen).
- [7] ARAJS, S. et LEGVOLD, S., J. of Chem. Phys. 29-3 (1958) 531 à 536. (Electroconvective Heat Transfer in Gases).

b) ELECTROCONVECTION DANS LES LIQUIDES

- [8] AHSMANN, G. et KRONIG, R., Appl. Sci. Res. vol. A2 (1950) 235 à 244. Appl. Sci. Res. vol. A3 (1951) 83-84 (erratum). (The Influence of Electric Fields on the Convective Heat Transfer in Liquids).
- [9] DE HAAN, H.J., Appl. Sci. Res. vol. A3 (1951) 85 à 88. (The Influence of Electric Fields on the Convective Heat Transfer in Liquids II).
- [10] SENFTLEBEN, H. et LANGE-HAHN, R., Z. Naturforschg. 13 a (1958) 99 à 104. (Der Einfluss elektrischer Felder auf den Wärmeübergang in Flüssigkeiten).
- [11] BOCHIROU, L., BONJOUR, E., WEIL, L., Bull. Inst. Intern. du Froid (1960) 251 à 255. (Amélioration des Echanges thermiques par application d'un champ électrique dans les gaz liquéfiés bouillants).
- [12] BONJOUR, E. et VERDIER, J., C.R. Acad. Sc. Paris t. 251 (1960) 924 à 926. (Mécanisme de l'ébullition sous champ électrique).

- [13] BONJOUR, E., VERDIER, J., WEIL, L., Chem. Eng. Prog. vol. 58, n° 7 (1962) 63 à 66. (Electroconvection effects on heat transfer).
- [14] BASU, S.J. et SINHA, D.B., Ind. J. Phys. 39-9 (1965) 447 à 450. (Effect of electric field on the natural convective heat transfer to insulating liquids).
- [15] SEMENOV, K.N. et BOLOGA, M.K., Elektron. Obrabot. Material n° 6 (nov-déc. 67) 45-51 (Heat transfer during free convection of a non uniform electric field) (trad. KISHINEV)).
- [16] GELMONT, B.L. et IOFFE, I.V., Physics letters 26A n° 6 (fév. 68) 253 à 254 (The electric field influence on the convection in the liquid dielectric).
- [17] TURNBULL, R.J., The Phys. Of Fluids 12, 11 (nov 69) 2255-63. (Free convection from a Heated Vertical Plate in a Direct-Current Electric Field).
- [18] NELSON, J.K. et SULJA, H., Compte rendu de la 4ième conférence sur la conduction et le claquage des liquides diélectriques (DUBLIN 1972). The Behaviour of dielectric liquids in combined electrical and thermal gradients.

c) INFLUENCE DES CHARGES D'ESPACE

- [19] SENFTLEBEN, H. et SCHNABEL, P., Z. Physik. 170. (1962) 82 à 92. (Der Einfluss von Raumladungen in hochisolierenden Flüssigkeiten auf den Wärmeübergang unter Wirkung elektrischer Felder).
- [20] SENFTLEBEN, H. et SCHNABEL, P., Z. Physik 173 (1963) 29 à 38. (Die Ladungsträger in hochisolierenden Flüssigkeiten und ihr Einfluss auf den Wärmeübergang).
- [21] TURNBULL, R.J. Cf b) [17].
- [22] CARE, J.M. et SWAN, D.W., Brit. J. Appl. Phys. (1963) 263-266. (Some Transient Phenomena in Heat Transfer resulting from electric - Stress).
- [23] COELHO, R. et VANDERSCHUEREN, H., C. R. Acad. Sc. Paris t. 274 (1972) 1259-62 - série B. (Influence de la pureté d'un liquide isolant sur la convection thermique en présence d'un champ électrique).
- [24] WALLART, M., Mémoire D.E.A. Labor. Génie Elec. Fac. Paris VI (1972).
- [25] VANDERSCHUEREN, H., Rapport d'ét. libres Labor. Centr. Ind. Electr. Paris n° 367-4 (1970). (Etude et réalisation d'un kilovoltmètre à débit nul basé sur l'électroconvection).
- [26] VANDERSCHUEREN, H., Rapport d'ét. libres Labor. Centr. des Indus. Electr. Paris n° 418-6 (1971) (Etude de nouvelles applications de l'électroconvection).

d) STABILITE

- [27] OSTROUMOV, G.A., Soviet Physics J.E.T.P. vol. 3 n° 2 (1956) 259-63.
(Some hydrodynamical Phenomena accompanying the Passage of a current through insulating liquids).
- [28] GROSS, M.J. et PORTER, J.E., Nature Lond. 212 (déc. 1966) 1343 à 1345.
(Electrically Induced Convection in Dielectric Liquids).
- [29] GROSSOU et BOLOGA, Elekt. Obrab. Mater. n° 6 - 24 (1968) 58 à 63.
(Condition d'apparition de la convection électrique).
- [30] TURNBULL, R.J., The Phys. Fluids 11 (1968) 2588 à 2603. (Electro-convective Instabilities with a stabilizing grad T).
- [31] ROBERTS, P.H., Quart. Journ. Mech. and Applied Math., XXII-2 (1969) 211 à 220. (Electrohydrodynamic Convection).
- [32] TURNBULL, R.J. et MELCHER, J.R., The Phys. of Fluids 12, 6 (juin 1969) 1160-7 (Electrohydrodynamic Rayleigh-Taylor Bulk Instability).
- [33] TURNBULL, R.J., The Phys. of Fluids 12, 9 (sept. 69) 1809-15 (Effect of Dielectrophoretic Forces on the Bénard Instability).
- [34] ATTEN, P. et MOREAU, R., C.R. Acad. Sc. Paris, t. 269 A (sept 69) 433 à 435 et 469 à 471. t. 270 A (fév. 70) 415 à 417.
(Stabilité hydrodynamique des fluides incompressibles isolants soumis à une injection unipolaire, respect. très faible, quelconque).
- [35] GROSS, M.J., Nature Lond. 224 (nov. 69) 763 à 766. (Conditions for the Static Equilibrium and Circulation of Insulating Liquids in Electric Fields).
- [36] VELKOFF, H.R., Summary Report n° 10 of the Ohio State University (1969) (Studies of the effects of electrostatic fields on fluid flows).
- [37] MICHAEL, D.H., Quartely of Appl. Mathem. XXVIII, 1 (avr 70). 139 à 143.
(Note on electrohydrodynamic stability) Taylor.
- [38] TURNBULL, R.J., The Phys. of Fluids 13. 10 (oct. 70) 2605-65 (Thermal Diffusion Efforts on the Electrodynamic Rayleigh-Taylor Bulk Instability).
- [39] ATTEN, P. et MOREAU, R., Journal de Mécanique, vol. 11 n° 3 (1972)
(Stabilité électrodynamique des liquides isolants soumis à une injection unipolaire).

e) INFLUENCE DE L'EAU SUR LES PROPRIETES DIELECTRIQUES ET MESURE DES TENEURS

- [40] FRIESE, Y., Siem. Konz. 1 - 41 (1921).
- [41] FALLOU, B., HEROU, R. et DUBOIS, P., Incidence de la diffusion de l'eau dans les matériaux isolants solides sur certaines de leurs caractéristiques. Rev. Gén. Electr., mai 1962. t. 71, p. 249-264.

- [42] FALLOU, B., THIBAUT, M., Bull. Inf. du Lab. Centr. des Indus. Electr. n° 35 (1963). Humidification des huiles isolantes.
- [43] SEANOR, D.A., Electronic and ionic conductivity in nylon 6.6. Polymer. Sci. Pt A-2, Polymer Phys., 1968, t 6, p. 463-477.
- [44] VANDERSCHUEREN, H., Rev. Gén. Elec. - avril 1971 - t. 80 - n° 4 - Propriétés d'un capteur capacitif d'humidité relative
- [45] VANDERSCHUEREN, J., Actes du Congrès, Electrets, charge storage and transport in Dielectrics. Electrochemical Society U.S.A. (1973) p. 155 - Analysis of thermal current spectra of P.M.M.A. thermoelectrets.
- [46] VANDERSCHUEREN, J., Journ. of Polym. Sci. Phys. - à paraître. Study of the stability of heterocharges of P.M.M.A. thermoelectrets. I. - Effect of humidity on the thermal current spectra.
- [47] WINN Jr, P., Humidity and moisture. Vol 4 : Principles and methods of measuring moistures in liquids and solids. Rheingold Publ. Corp. (1965).
- [48] CONSIDINE, D.M., Handbook of applied instrumentation. Mc. Graw-Hill (1964).
- [49] BARRIE, J.A., Water in Polymers, chap. 8 de "Diffusion in polymers" - Academic Press (1968).
- [50] FALLAH, E., Bull. d'inform. du Labor. Central des Indus. Elec. n° 36 (1963). Mesure de l'eau et des gaz dissous dans les huiles minérales par une méthode manométrique.
- [51] STILL, J.E., CLULEY, H.J., Analyst - vol. 97 - n° 1150 - janv. 1972. A new method for the measurement of extremely low humidities and its applications to the testing of dessicants.
- [52] MORANT, M.J., Actes de 4ième conférence internationale sur "Conduction et claquage dans les diélectriques liquides" - Dublin 1972 - Impurity Effects in Conduction Processes in liquid n-Hexane.
- [53] HUGUES, J.F., J. Chem. Phys. - 53 - 2598 (1970).
- [54] RAHMAN, J., Ph. D. Thesis, University of Durham 1970.
- [55] COELHO, R. et VANDERSCHUEREN, H., Rev. Gén. Electr. à paraître. Comptes rendus d'essais effectués au Laboratoire Central des Industries Electriques.

f) DIVERS

- [56] BORN, M., Z. für Physik I (1920) 221-249. (Über die Beweglichkeit der electrolytischen Ionen).
- [57] LERTES, P., Z. für Physik (1921) 56 à 68. (Der Dipolrotationseffekt bei dielektrischen Flüssigkeiten).
- [58] LERTES, P., Z. für Physik IV. 3. (1921) 315-336. (Untersuchungen über Rotationen von dielektrischen Flüssigkeiten im elektrostatischen Drehfeld).

- [59] BARNES, N.F. et BELLINGER, S.L., J. Opt. Soc. Amer. vol. 35 n° 8, 497-509 (Schlieren and shadowgraph equipment for air flow Analysis).
- [60] COELHO, R. et BONO, M., M.I.T. Techn. Report 137 (1959) 13 p. (Temperature and space-charges effects in liquid hydrocarbons).
- [61] BRIERE, G. et FELICI, N., Cr. Acad. Sc. Paris, t. 259 (nov. 64) Gr. 7 3237-40 (Désionisation des solvants polaires par électrolyse).
- [62] PICKARD, W.F., Progress in dielectrics 6. (1965) 39 p. (Electrical force effects in dielectric liquids).
- [63] GRAY, E. et LEWIS, T.J., Brit. J. Appl. Phys. 1965 vol. 16 1049-50. (The effects of liquid motion on ion mobility measurement in hexane).
- [64] BRIERE, G., FELICI, N., FILIPPINI, J.C., C. R. Acad. Sc. Paris, t. 261 (déc. 65). Gr. 7 - 5097-99. (Désionisation du nitrobenzène par électrolyse).
- [65] SMYLLIE, D.E., Earth and Planetary Science Letters I (1966) 339-40. (Thermal convection in dielectric liquids and modelling in geophysical fluid dynamics).
- [66] SHARBAUGH, A.H. et BARKER, R.E. Jr., Colloques intern. du C.N.R.S. n° 179 (Phénomènes de conduction dans les liquides isolants) (sept. 68) 13 p. (Ionic Impurity Conduction in organic Liquids).
- [67] BRIGHT, A.W., MAKIN, B., PEARMAIN, A.J., Brit. J. Appl. Phys. (1969) Ser. 2, vol. 2 447-51. (Field distribution in nitrobenzene using the Kerr effect).
- [68] FELICI, N., Rev. Gén. Electr. (juillet 1969) T. 78 n° 7-8. Phénomènes hydro et aérodynamiques dans la conduction des diélectriques fluides.
- [69] VANDERSCHUEREN, H., Bull. Sc. A.I.M. - 2. (1971) 93-97. (Note sur l'amélioration de la linéarité des transducteurs en pont obtenue par une alimentation en courant régulé).
- [70] COELHO, R., Techniques de l'Ingénieur D. 224-1 (Liquides diélectriques).
- [70'] COELHO, R. et VANDERSCHUEREN, H., Complément au précédent.
- [71] LACROIX, J.C., TOBAZEON, R., Actes de 4ième conférence internationale sur "Conduction et claquage dans les diélectriques liquides" - Dublin 1972. Experimental Study of Charge Transfer Phenomena in viscous Fluids with single carrier Injection.
- [72] ATTEN, P., LACROIX, J.C., TOBAZEON, R., idem, E.H.D. Instabilities induced by space charge in dielectric liquids of very low conductivity.
- [72'] APLIN, K., SECKER, P., idem, Negative Charge Injection from sharp Emitters into hexane.
- [72''] VANDERSCHUEREN, H. et LOUPPE, M.O., Bull. Sc. A.I.M. - 2 (1974) (Topographie du potentiel et du champ électrostatique dans une configuration torique).

II. MANUELS ET NOTICES

- [73] BRUHAT, Electricité. Masson 1956.
- [74] COELHO, R., Diélectriques et isolants. E.S.E. n° 2005 (1964).
- [75] DURAND, E., Electrostatique - Masson 1964.
- [76] FRANK, P. et VON MISES, R., Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik. 2 T - Ed. Vieweg (1930).
- [77] MORSE, P. et FESHBACH, H., Methods of theoretical Physics 2 T. Mc Graw Hill (1953).
- [78] VAN BLADEL, Electromagnetic Fields, Mc Graw Hill (1964).
- [79] ROBIN, L., Fonctions sphériques de Legendre et fonctions sphéroïdales. 3 T. - Collection du C.N.E.T. Gauthier-Villars (1959).
- [80] DWIGHT, H., Tables of integrals and other mathematical data. - Mc Millan Cy. - 4ième éd. (1961).
- [81] BYRD, P. et FRIEDMAN, F., Handbook of Elliptic Integrals for Engineers and Scientists. - Springer-Verlag - 2ième éd. 1971.
- [82] LANDAU et LIFSCHITZ, Physique théorique T. VIII. Electrodynamique des milieux continus. Ed. Mir Moscou.
- [83] LANDAU et LIFSCHITZ, Physique théorique T. VI - Mécanique des fluides. Ed. Mir - Moscou.
- [84] Notice scientifique, Kodak n° P. 11. : Schlieren photo graphy (1960).
- [85] BRUHAT, Optique - Masson (1964).
- [86] KLING, R., Thermocinétique E.S.E. n° 2035.
- [87] GIQUEAUX, M., Mécanique des fluides théorique. Libr. Techn. Béranger Paris-Liège (1957).
- [88] JAKOB, M., Heat transfer vol. 1. John Wiley (1959).
- [89] MELCHER, J., Field coupled surface waves. M.I.T. press (1963).
- [90] CHANDRASEKHAR, S., Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Oxford at the Clar. Press (1961).
- [91] BRODKEY, R.S., The phenomena of Fluid Motions. Addison Wesley (1967).
- [92] Handbook of Chemistry and Physics Chemical Rubber Publ. Co. (1963).
- [93] ADAMCZEWSKI, Ionization, Conductivity and Breakdown in dielectric liquids. Taylor Francis (London) (1969).
- [94] et [95] Comptes rendus des 3ième et 4ième conférences internationales sur "La conduction et le claquage dans les liquides diélectriques" (Grenoble 1968 et Dublin 1972).
- [96] HARNED, H. et OWEN, B., The Physical Chemistry of Electrolytic Solutions. Rheinhold Publ. - 4ième éd. (1967).