



**HAL**  
open science

# Instabilité électrohydrodynamique due à l'injection d'ions à la surface libre d'un liquide isolant

B. Malraison, P. Atten

► **To cite this version:**

B. Malraison, P. Atten. Instabilité électrohydrodynamique due à l'injection d'ions à la surface libre d'un liquide isolant. *Journal de Physique III*, 1991, 1 (7), pp.1243-1249. 10.1051/jp3:1991185. jpa-00248653

**HAL Id: jpa-00248653**

**<https://hal.science/jpa-00248653>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification  
*Physics Abstracts*  
47.65 — 47.20

## Instabilité électrohydrodynamique due à l'injection d'ions à la surface libre d'un liquide isolant

B. Malraison et P. Atten

CNRS, Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques, BP 166X, 38042 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 9 avril 1990, accepté le 15 octobre 1990)

**Résumé.** — Nous présentons une étude expérimentale de l'instabilité électrohydrodynamique d'une couche plane de liquide isolant soumise à une injection d'ions sur la surface libre (ions produits par une décharge couronne dans l'air). Les critères linéaire et non linéaire d'instabilité sont déterminés et comparés aux théories existantes. La visualisation du mouvement met en évidence une structure convective sous forme de cellules hexagonales qui, dans certaines conditions, est restreinte à une partie seulement de la couche liquide soumise à l'injection.

**Abstract.** — We study experimentally the electrohydrodynamic instability of a plane layer of insulating liquid subjected to ion injection when one boundary is rigid and the other one is the free surface of the liquid (ion injection into the liquid is produced by a corona discharge in air). Linear and non-linear instability criteria are obtained and compared to existing theories. Visual observations evidence the convective structure (in the form of hexagonal cells) which, in some conditions, is restricted to only part of the layer subjected to the injection.

### Introduction.

De nombreuses études ont ces dernières années concerné la transition au chaos [1]. Elles se rapportent pour la plupart à ce que l'on peut appeler un chaos temporel et ont été illustrées expérimentalement sur un certain nombre d'instabilités comme celle de Rayleigh-Bénard (couche horizontale de fluide chauffée par dessous) dans des géométries confinées qui fixent la structure convective. Ce n'est que plus récemment que l'on a commencé à s'intéresser au chaos spatial et il n'existe encore que relativement peu de travaux expérimentaux sur ce sujet [2]. C'est dans la perspective d'étudier le désordre spatial d'une structure formée d'un réseau de cellules convectives hexagonales que s'inscrit le travail présenté ci-dessous.

L'instabilité électrohydrodynamique (EHD) que nous considérons ici est due à la force électrique de Coulomb  $qE$  qu'exerce le champ électrique  $E$  sur la charge d'espace  $q$  produite par l'injection d'ions dans un liquide isolant. Les caractéristiques de cette instabilité EHD et de la convection résultante [3], en géométrie plane parallèle, ont été obtenues théoriquement [4, 5] et expérimentalement [5, 6] lorsque les deux parois sont rigides. On a aussi étudié la transition vers un chaos temporel sur cette instabilité [7-9]. La convection électrohydrodynamique présente de grandes analogies avec la convection thermique de Rayleigh-Bénard, mais

s'en distingue par le mécanisme de transport (mobilité des ions au lieu de diffusion de la chaleur). On étudie ici expérimentalement cette instabilité lorsqu'une paroi est rigide et l'autre est la surface libre du liquide ce qui permet une visualisation aisée de la structure convective. Rappelons d'abord brièvement quelques résultats sur cette instabilité.

### Rappels concernant l'instabilité en injection unipolaire.

Nous considérons le cas d'une couche d'épaisseur  $d$  de liquide parfaitement isolant comprise entre deux électrodes planes parallèles entre lesquelles on applique une différence de potentiel  $V$ . Des ions sont injectés dans ce liquide par l'une des électrodes. Le paramètre d'instabilité, qui représente le rapport entre la force électrique et la force de frottement visqueux, est le nombre sans dimension  $T = \varepsilon V / K \eta$  où  $\varepsilon$  est la permittivité,  $K$  la mobilité des ions et  $\eta$  la viscosité dynamique du liquide. L'analyse linéaire de stabilité a été effectuée par Atten et Moreau [4] et indépendamment par Schneider et Watson [10]. Le critère linéaire d'instabilité dépend du niveau de l'injection, mesuré par le nombre sans dimension  $C_1 = q_1 d^2 / \varepsilon V$  (où  $q_1$  est la densité de charge spatiale sur l'injecteur), et de la nature (rigide ou libre) des parois. Dans le cas de deux parois rigides et d'une injection limitée par charge d'espace — LCE — ( $C_1 \rightarrow \infty$ ) qui a pu être confronté aux expériences, sa valeur est  $T_c = 161$ ; le critère est  $T_c = 95$  dans le cas ( $C_1 \rightarrow \infty$ ) où une paroi (le collecteur) est rigide et l'autre (l'injecteur) est libre. Pour le cas de l'injection faible ( $C_1 \ll 1$ ) où il n'existe que très peu d'expériences,  $T_c$  dépend de  $C_1$ :  $T_c C_1^2 = \text{Cte}$  ( $= 220$  dans le cas de deux parois rigides). L'analyse non linéaire a montré qu'il existait un critère non linéaire  $T_{NL} < T_c$  associé à une boucle d'hystérésis et que la structure convective la plus instable était formée de cellules hexagonales [5].

Les expériences effectuées par Lacroix [5, 6] dans de nombreux liquides diélectriques, en utilisant comme injecteur des membranes échangeuses d'ions qui réalisent une injection très forte, ont confirmé en tous points les résultats des analyses linéaire et non linéaire (seuil d'instabilité, existence d'une boucle d'hystérésis observée sur le courant, cellules hexagonales...) exceptée la valeur un peu plus faible du critère linéaire ( $\approx 100$  au lieu de 161). Nous nous proposons de déterminer expérimentalement les tensions d'instabilité dans le cas d'un liquide compris entre une paroi rigide et une surface libre. Ce cas a déjà été abordé dans une expérience [11] où l'injection est produite par le balayage de la surface libre d'un liquide par un faisceau électronique, les électrons étant piégés dans le liquide et y donnant naissance à des ions. Mais cette expérience a été effectuée dans des conditions transitoires et ses résultats ne peuvent être comparés à l'analyse théorique [12].

### Dispositif expérimental.

Une mince couche de liquide isolant d'épaisseur  $d$  (typiquement  $d \sim 0,5$  mm) est contenue dans une cavité circulaire (de diamètre 2 cm dans le premier dispositif et de 8 cm dans le deuxième) dont le rebord extérieur de hauteur 1 mm est en téflon, et dont le fond, servant d'électrode, est constitué par la face supérieure aluminée d'un miroir (Fig. 1). L'épaisseur  $d$  du liquide a été déterminée indirectement en mesurant le volume de liquide que l'on dépose dans la cavité. Nous verrons cependant que cette épaisseur n'est pas uniforme ce qui pose problème pour la détermination des critères d'instabilité. Le liquide utilisé est de l'huile silicone Rhodorsil 47V10 dont les caractéristiques sont les suivantes : constante diélectrique  $\varepsilon_r = 2,65$ , masse volumique  $\rho = 930$  kg/m<sup>3</sup>, viscosité cinématique  $\nu = \eta / \rho = 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s, mobilité des ions  $K \approx 2,5 \times 10^{-9}$  m<sup>2</sup>/V.s [13]. L'injection d'ions dans le liquide est produite par une décharge couronne dans l'air entre une pointe (de faible rayon de courbure  $\sim 10$   $\mu$ m) placée au-dessus de la surface libre du liquide et l'électrode plane servant de paroi rigide au

liquide (voir Fig. 1). La distance  $D = 30$  cm entre la pointe et le liquide a été déterminée préalablement par l'étude de la décharge dans l'air entre la pointe et une plaque métallique de façon à ce que la densité de courant dans la zone centrale soit la plus uniforme possible. Cette même plaque, percée au centre pour laisser la place à la cellule d'étude, a été conservée par la suite pour éviter de perturber les lignes de champ au bord de la couche de liquide. Cependant la paroi en téflon, qui est isolante, fait que le champ est nul à sa surface en régime permanent et cela distord les lignes de champ et de courant dans son voisinage. Le courant passant dans le liquide, lorsqu'on applique une haute tension (négative)  $V$  à la pointe, est mesuré à l'aide d'un électromètre. En l'absence de convection la densité de courant  $j$  est donnée par  $j = f(C_1) K\varepsilon v^2/d^3$  avec  $f(C_1) = 9/8$  dans le cas d'une injection LCE et où  $v$  est la différence de potentiel entre la surface libre du liquide et l'électrode rigide. Si l'on connaît l'épaisseur  $d$  du liquide et la loi d'injection (nous verrons par la suite que l'on est certainement proche d'une injection LCE), la mesure du courant nous permet de déterminer la différence de potentiel  $v$  appliquée au liquide (en l'absence de convection) et ainsi d'obtenir les critères d'instabilité. L'image des déformations de la surface du liquide, éclairée par un faisceau lumineux se réfléchissant sur le miroir servant d'électrode, est formée sur la photocathode d'une caméra vidéo (Fig. 1) ce qui permet d'observer la structure convective.

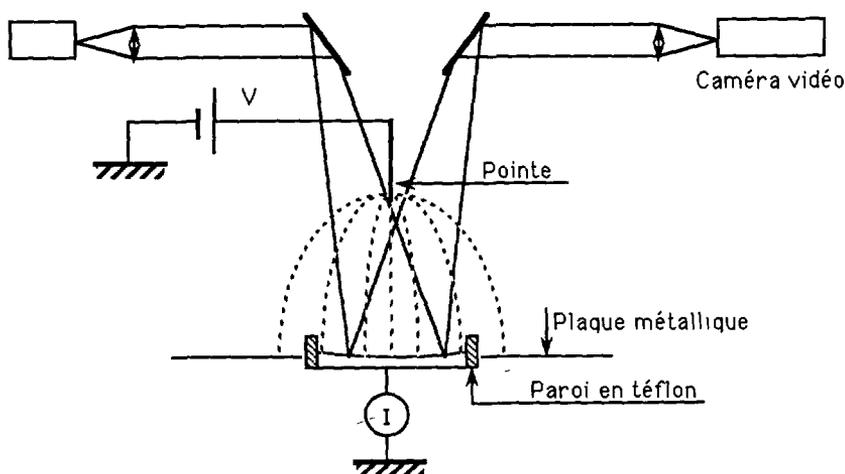


Fig. 1. — Schéma du dispositif expérimental.

[Schematic of the experimental set-up.]

### Résultats.

Déjà en l'absence de tension appliquée on remarque grâce au miroir que la surface du liquide n'est pas plane mais creuse, ce qui est dû vraisemblablement au ménisque produit par l'ascension du liquide sur la paroi de téflon sous l'effet de la capillarité. Lorsqu'on applique la tension on voit sur l'image vidéo une onde passer du centre vers la périphérie qui peut s'expliquer par le fait que le liquide est « chassé » vers l'extérieur. Ceci peut être dû au vent électrique, mais aussi au fait qu'à cause de la distorsion de champ sur le bord en téflon, la pression électrostatique est plus grande au centre qu'à la périphérie. Dans ce cas l'épaisseur du liquide devrait décroître de l'extérieur vers l'intérieur.

Lorsque la tension dépasse une certaine valeur, il apparaît des cellules convectives dans la zone périphérique là où l'épaisseur du liquide est la plus grande. Ceci est normal car, si le paramètre d'instabilité  $T$  ne dépend pas de l'épaisseur, il est proportionnel à la tension appliquée à la couche liquide. Comme l'on peut faire l'hypothèse qu'il y a continuité de la densité de courant  $j$  au passage de l'air au liquide et que cette densité est en première approximation uniforme, la tension  $v$  aux bornes du liquide (proportionnelle à  $(jd^3)^{1/2}$ ) est plus grande au bord qu'au centre.

Une première observation est que le « front » séparant la zone convective de la zone où le liquide reste au repos ne progresse pas lorsqu'on maintient la tension constante, tout au moins sur des temps de plusieurs minutes qui sont très grands devant le temps de retournement moyen dans une cellule convective (de l'ordre d'une fraction de seconde). Par contre la structure convective gagne le centre lorsqu'on augmente la tension appliquée  $V$ . En accroissant la tension appliquée par un échelon de faible amplitude, on observe une progression du front qui se stabilise après quelques instants. Entre le moment où l'on commence à voir apparaître des cellules convectives à la périphérie et celui où la structure a envahi toute la surface, on note une augmentation importante du courant mesuré (environ 50 % pour la cellule de 8 cm). Si l'on suppose que cela ne provient que d'une différence d'épaisseur, on aurait une épaisseur 15 % plus faible au centre qu'à la périphérie, ce qui paraît important mais n'est pas invraisemblable compte tenu de l'intensité des forces électriques. Les photographies de la figure 2 indiquent que le front séparant les deux zones a un grand rayon de courbure et ne présente ni plissures ni points singuliers. La photographie 2a montre de plus qu'il y a également des points de nucléation de cellules convectives dans la zone au repos. On peut faire l'hypothèse que ces points de nucléation sont déterminés par des défauts comme par exemple un défaut géométrique de la surface du miroir ou une particule « flottant » à la surface du liquide. La structure n'est pas un réseau parfait de cellules convectives hexagonales; elle présente un certain nombre de défauts comme des paires pentagone-heptagone et évolue sans cesse, bien que lentement, au cours du temps.

Les critères d'instabilité correspondent à l'apparition et à la disparition du mouvement convectif. Dans une première expérience la cavité avait un diamètre de 2 cm et l'épaisseur moyenne du liquide était  $d = 0,5 \pm 0,05$  mm. La caractérisation de l'instabilité était dans ce cas très malaisée, les résultats n'étant pas très bien reproductibles et une forte hystérésis existant entre l'apparition (en faisant croître  $V$ ) et la disparition ( $V$  décroissant) de la convection. De plus l'existence d'un ménisque bien marqué rend très incertaine l'estimation de l'épaisseur. Cette expérience a donné seulement des bornes supérieures des valeurs critiques :  $T_c \leq 240$ ,  $T_{NL} \leq 150$ .

Dans une deuxième expérience on a utilisé une cavité circulaire de plus grand diamètre (8 cm). Les variations d'épaisseur du liquide entre le centre et la périphérie sont beaucoup moins marquées que dans l'expérience précédente. On a de plus fait varier l'épaisseur  $d$  du liquide de 0,3 à 0,6 mm. On a repéré par  $V_1$  la tension correspondant à l'apparition des premières cellules convectives sur les bords (le courant mesuré est alors  $I_1$ ) et par  $V_2$  et  $I_2$  la disparition totale des cellules. Pour obtenir les valeurs des tensions appliquées au liquide on peut supposer que le courant est limité par charge d'espace, ce qui semble justifié par le rapport des mobilités d'un facteur  $10^5$  entre l'air ( $K_{\text{air}} \approx 2 \times 10^{-4}$  V/m<sup>2</sup> s) et le liquide. En effet comme la valeur du champ électrique dans le liquide n'est certainement pas augmentée dans ces proportions, la continuité du courant  $j = K_{\text{air}} q_{\text{air}} E_{\text{air}} = K_{\text{liq}} q_{\text{liq}} E_{\text{liq}}$  entraîne une valeur très grande de la densité de charge  $q_{\text{liq}}$  injectée dans le liquide et donc une valeur de  $C_i \gg 1$ . On peut aussi dire que le système va s'autoréguler de façon à maximiser le courant et pour cela diminuer la valeur de  $v$  jusqu'à ce que l'on arrive à une injection approximativement LCE. Les résultats pour  $v_c$  et pour  $v_{NL}$  (et donc pour les critères linéaire

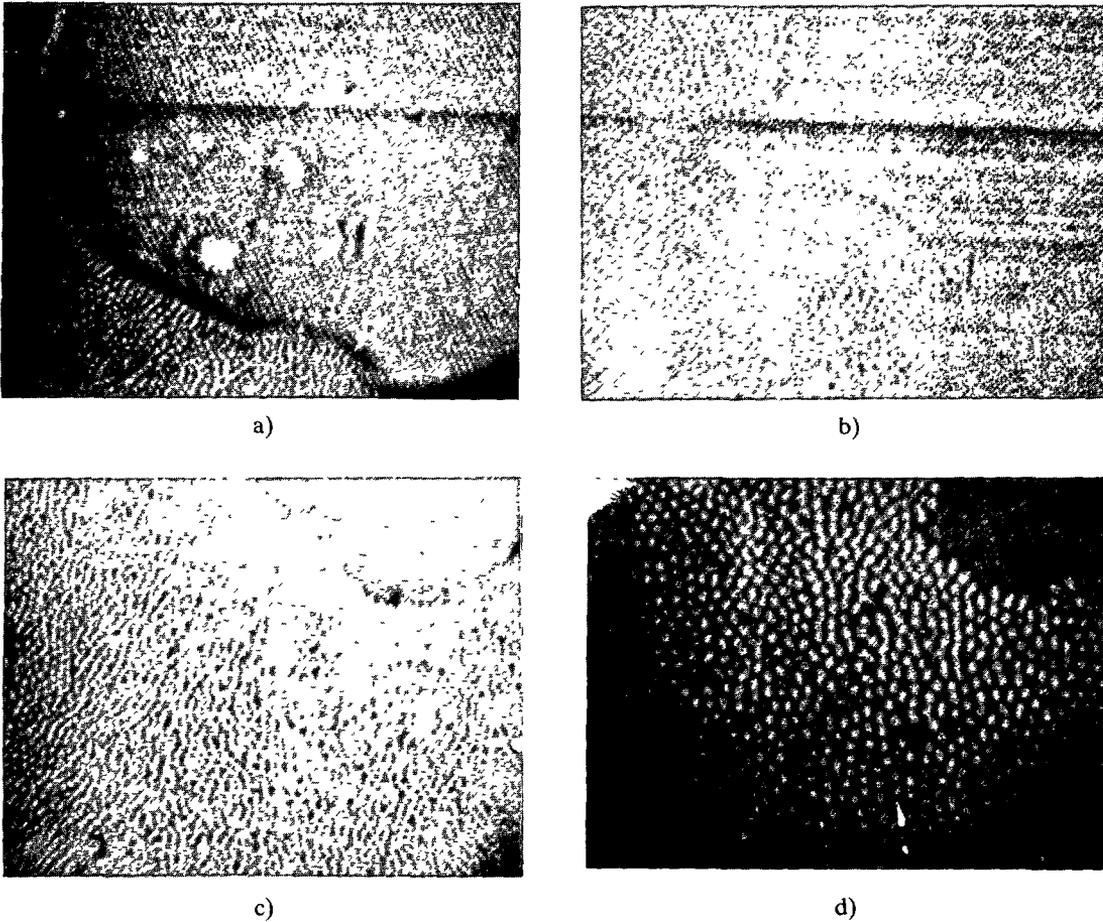


Fig. 2. — Photographies de la structure convective hexagonale : a) à c) :  $d = 0,3$  mm ; la tension croît de a) à c) et l'on voit la progression du front séparant la zone convective de la zone au repos ; en a) en avant du front plan on peut voir un défaut où la structure a nucléé. d) :  $d = 0,5$  mm ; on voit plus nettement la structure hexagonale.

[Photographs of the pattern of hexagonal convective cells : a) to c) :  $d = 0,3$  mm ;  $V$  is increased from a) to c) ; the progression of the border separating the convective zone from the zone at rest is observed ; in the motionless zone one can see a nucleation point around which the structure has grown. d)  $d = 0,5$  mm ; the hexagonal pattern is more clearly visible.]

$T_c$  et non linéaire  $T_{NL}$  qui ont des valeurs très proches de  $v_c$  et  $v_{NL}$  car, avec les constantes physiques de l'huile, on a  $T = 0,98 v$ ) sont reportés sur le tableau ci-dessous. On a d'abord vérifié que l'on a  $Id^3 \approx \text{Cte}$ . On remarquera que cela entraîne que les tensions trouvées sont sensiblement les mêmes pour les différentes épaisseurs. On peut donc supposer que l'on s'est relativement peu trompé sur l'épaisseur de la couche de liquide. On a donc bien des critères en tension dont les valeurs sont approximativement  $T_c \approx 130$  et  $T_{NL} \approx 125$ .

On notera aussi que cette fois l'hystérésis est à peine marquée ; la différence très nette entre les deux expériences vient vraisemblablement du fait que dans la première expérience l'épaisseur était nettement moins bien contrôlée.

A partir des images vidéo, on peut mesurer le diamètre moyen des hexagones ; il n'évolue pratiquement pas avec la tension appliquée. Ceci nous permet d'évaluer le nombre d'onde

Tableau I. — Tensions d'instabilité linéaire et non-linéaire et nombre d'onde critique obtenus avec la cellule de 8 cm de diamètre pour les différentes épaisseurs  $d$  utilisées.

$d$ (mm)	0,3	0,4	0,5	0,6
$v_c$ (volt)	129	132	132	172
$v_{NL}$ (volt)		125	127	150
$k_c$	4,2	4,5	5,2	5,4

critique  $k_c$  :  $L$  étant le côté d'un hexagone, le diamètre du cercle inscrit dans l'hexagone est  $L\sqrt{3}$  et le nombre d'onde adimensionnel est  $k_c = 4\pi d/3L$ . Dans la première expérience le diamètre moyen des hexagones vaut dans cette expérience 0,8 mm et en prenant toujours  $d = 0,5$  mm on trouve  $k_c = 4,53$ , valeur proche de la prédiction  $k_c = 4,35$  de l'analyse linéaire [4]. Les valeurs de  $k_c$  obtenues dans la deuxième expérience sont reportées dans le tableau précédent et l'on observe une certaine dispersion.

#### Discussion.

L'expérience décrite ici est seulement préliminaire. Mais elle montre déjà que l'on a bien un critère d'instabilité en tension et qu'il existe une boucle d'hystérésis. Comme dans le cas de 2 parois rigides, la structure convective prend la forme de cellules hexagonales. La valeur du critère d'instabilité  $T_c \cong 130$  est supérieure à la prédiction théorique  $T_c = 95$ . On ne peut cependant pas comparer de façon précise les valeurs expérimentales obtenues aux valeurs théoriques car les conditions de notre expérience ne sont pas celles retenues dans l'analyse théorique. En effet, cette dernière a été effectuée en supposant la surface libre indéformable (plane) et équipotentielle, alors que dans notre expérience aucune de ces deux conditions n'est exactement remplie. Si, comme on l'a déjà fait remarquer, l'épaisseur du liquide n'est pas constante sur l'ensemble de la cellule (plus faible au centre qu'au bord), elle varie de plus à l'échelle même d'un motif hexagonal (inférieure au centre de l'hexagone). Ces variations

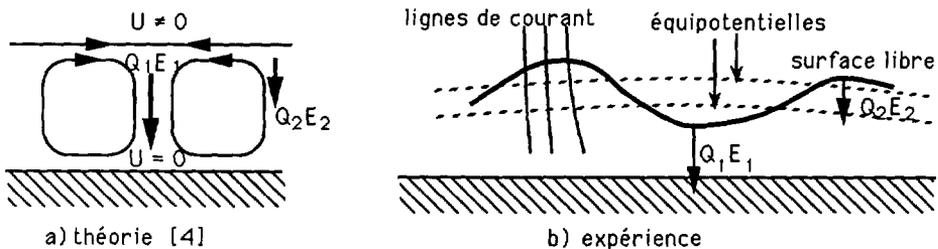


Fig. 3. — Représentation schématique des différences de conditions aux limites entre a) la théorie [4] et b) l'expérience. En a) on a représenté les lignes de courant fluide indiquant le mouvement convectif. En b) on a représenté les lignes de courant électrique, normales aux équipotentiellles, qui sont les trajectoires des ions.

[Schematic representation of differences in boundary conditions between a) theory [4] and b) experiment. In a) streamlines of convective motion are represented. In b) ionic trajectories, perpendicular to equipotentials, are represented.]

d'épaisseur se traduisent par une modulation du potentiel de la surface libre. Les équipotentielles restent pratiquement horizontales alors que la surface est déformée, les lignes de courant étant peu perturbées au passage de l'interface (voir Fig. 3). Par rapport au cas traité par la théorie [4] ceci a pour effet de diminuer la différence de densité de charge entre la zone ascendante (où l'épaisseur est plus forte) et la zone descendante (où elle est plus faible) et donc la force motrice : on peut donc penser que la valeur du critère sera plus élevée. Quant au nombre d'onde, si ses valeurs expérimentales ne sont pas trop éloignées de la prédiction [4], c'est en partie parce que cette quantité est assez peu sensible aux conditions aux limites : pour une injection LCE,  $k_c$  passe de 5,1 dans le cas de deux parois rigides à 4,35 lorsque l'injecteur est une surface libre [4].

Pour rendre compte de manière encore plus précise des observations expérimentales, il est donc nécessaire de reprendre l'analyse linéaire de stabilité en tenant compte du couplage entre le mouvement et la déformation de la surface libre. Par ailleurs, du point de vue expérimental, il serait bon de développer un dispositif où l'on contrôlerait bien l'épaisseur.

### Remerciements.

Les auteurs tiennent à exprimer leur gratitude à l'égard de Monsieur J. L. Bély pour l'aide précieuse qu'il apporte dans les réalisations expérimentales.

### Bibliographie

- [1] BERGÉ P., POMEAU Y. et VIDAL C., L'ordre dans le chaos (Hermann Ed.) 1984.
- [2] POCHÉAU A., CROQUETTE V. et LE GAL P., Turbulence in a cylindrical container of Argon near threshold of convection, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 1094 ;  
CROQUETTE V., Thèse d'état, Paris (1986) et POCHÉAU A., Structures spatiales et turbulence de phase en convection de Rayleigh-Bénard, Thèse d'état, Paris (1987).
- [3] LACROIX J. C., ATTEN P. and HOPFINGER E. J., Electroconvection in a dielectric liquid layer subjected to unipolar injection, *J. Fluid Mech.* **69** (1975) 539.
- [4] ATTEN P. and MOREAU R., Stabilité électrohydrodynamique des liquides isolants soumis à une injection unipolaire, *J. Mécan.* **11**, N° 3 (1972) 471.
- [5] ATTEN P. and LACROIX J. C., Non-linear stability of liquids subjected to unipolar injection, *J. Mécan.* **18**, N° 3 (1979) 379.
- [6] LACROIX J. C., Instabilités hydrodynamiques et électroconvection lors d'injection d'ions dans les liquides isolants isotropes, Thèse d'état, Grenoble (1976).
- [7] ATTEN P., LACROIX J. C. et MALRAISON B., Chaotic motion in a Coulomb force driven instability : large aspect ratio experiments, *Phys. Lett.* **79A** (1980) 255.
- [8] MALRAISON B. et ATTEN P., Chaotic behavior of instability due to unipolar ion injection in a dielectric liquid, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 723.
- [9] MALRAISON B., Transition vers le chaos et régimes chaotiques dans l'instabilité électrohydrodynamique d'injection unipolaire, Thèse d'état, Grenoble (1984).
- [10] SCHNEIDER J. M. et WATSON P. K., Electrohydrodynamic stability of space-charge-limited currents in dielectric liquids. I Theoretical study, *Phys. Fluids* **13** (1970) 1948.
- [11] WATSON P. K., SCHNEIDER J. M. et TILL H. R., Electrohydrodynamic stability of space-charge-limited currents in dielectric liquids. II Experimental study, *Phys. Fluids* **13** (1970) 1955.
- [12] ATTEN P., Electrohydrodynamic stability of dielectric liquids during transient régime of space-charge-limited injection, *Phys. Fluids* **17**, N° 10 (1974) 1822.
- [13] LAHJOMRI A. C., Simulation électrohydrodynamique du fonctionnement aérodynamique des précipitateurs électrostatiques, Thèse d'Université de Grenoble (1987).

## **Articles Réguliers**