



**HAL**  
open science

# Interaction entre un écoulement forcé et l'électroconvection due à une charge d'espace injectée par un fil entre deux plans parallèles

F.M.J. Mccluskey

► **To cite this version:**

F.M.J. Mccluskey. Interaction entre un écoulement forcé et l'électroconvection due à une charge d'espace injectée par un fil entre deux plans parallèles. Energie électrique. Institut Polytechnique de Grenoble, 1985. Français. NNT: . tel-01644315

**HAL Id: tel-01644315**

**<https://hal.science/tel-01644315>**

Submitted on 22 Nov 2017

**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.

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE  
ET L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE  
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

docteur 3<sup>ème</sup> cycle

par

F.M.J.McCluskey

SUJET

Interaction entre un écoulement forcé et  
l'électroconvection due à une charge  
d'espace injectée par un fil entre  
deux plans parallèles

---

Soutenue le 8 Février 1985 devant la commission d'Examen

Monsieur N. FELICI

Président

Monsieur P. ATTEN

Monsieur P. HUERRE

Examineurs

Monsieur R. MOREAU



C'est avec une sincère reconnaissance que j'adresse tous mes remerciements à Monsieur ATTEN, Maître de Recherches au C.N.R.S. et Directeur du Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques, pour avoir assuré l'encadrement de cette thèse. Par son dynamisme inépuisable et sa grande compétence scientifique, il a su créer dans son équipe une collaboration quotidienne qui m'a permis de découvrir et d'apprécier la recherche.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur FELICI qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du Jury, ainsi que Messieurs MOREAU, Professeur à l'I.N.P.G. et Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique de Grenoble et HUERRE, Professeur à l'Université de Californie du Sud, actuellement en visite à l'Institut de Mécanique de Grenoble, qui ont accepté de participer à ce Jury.

A Messieurs BELY et MARTEAU, j'adresse mes sincères remerciements pour l'aide scientifique avisée qu'ils ont bien voulu m'apporter.

Mes remerciements vont également à Monsieur TOBAZEON avec lequel j'ai eu tant de discussions stimulantes et enrichissantes et qui a ainsi contribué à l'aboutissement de cette étude.

A Bernard MALRAISON et Gérard LAULIER, j'adresse tous mes remerciements pour leur amitié et leur aide.

Je veux assurer de ma reconnaissance en particulier Madame Paule FABIANO ( et Madame Claire ROUX ) qui ont assuré avec efficacité et rapidité la frappe de cette thèse.

Mes remerciements vont également à Madame TREVISSON du Service Reprographie qui a assuré la réalisation de ce mémoire.

C'est aussi avec un certain plaisir que je remercie tout le Personnel du Laboratoire pour l'accueil qu'il m'a réservé et les multiples services qu'il m'a rendus et demandés.



# TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE I - GENERATEURS E.H.D. - E.A.D. ET RAPPEL SUR L'E.H.D. ....	4
I - 1 Rappel historique .....	5
Les principaux générateurs à transporteur solide .....	5
Les générateurs à transporteur fluide ....	6
Générateurs E.A.D. à particules solides ..	7
Générateurs E.A.D. à porteurs de charge fluides .....	8
Les générateurs E.H.D. ....	9
I - 2 Rappel sur des phénomènes E.H.D. ....	14
A - Injection unipolaire entre plans .....	14
B - La stabilité d'un liquide soumis à une injection unipolaire .....	16
C - Injection et mouvement dans les géométries dissymétriques .....	19
D - Superposition d'une injection unipolaire et d'un écoulement de POISEUILLE .....	21
Analogie entre l'électroaérodynamique et l'électrohydrodynamique .....	23

T A B L E   D E S   M A T I È R E S ( Suite )

	Pages
CHAPITRE II - METHODES EXPERIMENTALES .....	27
II - Introduction .....	28
A - Dispositif expérimental .....	29
B - Mesures électriques .....	33
C - Visualisation .....	35
D - Mesures de vitesse .....	35

# T A B L E   D E S   M A T I È R E S ( Suite )

	Pages
CHAPITRE III - MESURES ELECTRIQUES .....	40
III - 1 Introduction .....	41
III - 2 Rappel des résultats de TOBAZEON .....	42
III - 3 Distribution de la densité de courant sur les plaques .....	44
III - 4 Structure de l'écoulement au voisinage de l'injecteur .....	52
III - 5 Entraînement des ions par l'écoulement forcé .....	56



T A B L E    D E S    M A T I È R E S ( Suite )

	Pages
CHAPITRE IV - L'ELECTROCONVECTION EN L'ABSENCE D'ÉCOULEMENT FORCÉ .....	61
IV - 1 Introduction .....	62
IV - 2 Visualisation du mouvement .....	63
IV - 3 Les profils de vitesse .....	67
- Les fluctuations turbulentes de l'écoulement .....	71

# TABLE DES MATIÈRES ( Suite )

	Pages
CHAPITRE V - LA SUPERPOSITION D'UN ECOULEMENT DE POISEUILLE ET DE L'ELECTROCONVECTION INDUITE PAR L'INJECTION D'UNE CHARGE D'ESPACE .....	74
V - 1 Introduction .....	75
V - 2 Le sillage derrière un cylindre circulaire .....	76
A - Rappel sur le sillage classique .....	76
L'approximation de la couche limite pour un sillage plan .....	77
B - Rappel sur le sillage confiné .....	80
C - L'influence de l'élançement du cylindre .....	84
V - 3 Profils de vitesse derrière un cylindre dans un écoulement de POISEUILLE .....	85
A - Mesures expérimentales .....	87
Intensité des fluctuations .....	94
B - Superposition d'un écoulement de POISEUILLE et d'une injection unipolaire par le fil:qE faible .....	96
C - Superposition d'un écoulement de POISEUILLE et d'une injection unipolaire par le fil:qE forte .....	106
Fluctuations de vitesse et turbulence .....	110
Visualisation du mouvement .....	114

T A B L E   D E S   M A T I È R E S ( Suite )

	Pages
CHAPITRE VI - QUELQUES CONSIDERATIONS SUR L'EFFICACITE D'UN GENERATEUR E.H.D. ....	116
Evaluation du rendement .....	120
CONCLUSION .....	125
BIBLIOGRAPHIE .....	127

## I N T R O D U C T I O N

Après les succès des générateurs électrostatiques à transporteur isolant solide ( machine à courroie de Van de GRAAFF et à rotor de FELICI ), de nombreux auteurs ont essayé de réaliser des générateurs électrohydrodynamiques ( E.H.D. ) en particulier afin d'augmenter leur puissance volumique. La conversion E.H.D. se fait par le transport de charges, injectées au sein d'un fluide isolant en mouvement dans un circuit, jusqu'au collecteur qui se trouve porté à une haute tension. La plupart des tentatives ont donné des résultats très décevants : le rendement en énergie n'a guère dépassé 2 %, le meilleur ayant été obtenu par STUETZER ( 10 % ).

Les raisons de ce faible rendement n'ont pas été bien comprises, les différents auteurs se contentant de l'attribuer aux pertes électriques et mécaniques sans entrer dans le moindre détail de fonctionnement. Les différents échecs ont eu pour conséquence un arrêt quasi-complet des tentatives de construction depuis une vingtaine d'années. La raison principale de la faible efficacité d'un écoulement de fluide pour transporter les porteurs de charge réside vraisemblablement dans l'intensité de la turbulence créée par la charge d'espace transportée.

Depuis quinze ans, l'électrohydrodynamique ( E.H.D. ) fait l'objet de nombreux travaux qui permettent maintenant de clarifier les processus de base et de donner des renseignements sur la prédominance des forces électriques dans la détermination de l'écoulement. L'injection unipolaire d'ions dans un liquide isolant, produite par des réactions électrochimiques lorsqu'une tension électrique assez élevée est appliquée entre deux électrodes, donne lieu à une force ( la force de COULOMB ) très intense qui met le liquide en mouvement. La conséquence la plus marquée de cette agitation est le renforcement, parfois très important, du courant. Par exemple, pour une injection limitée par charge d'espace entre électrodes planes et parallèles, le mouvement peut augmenter le courant par un facteur allant jusqu'à 10 ( par rapport à ce qu'il serait en l'absence de mouvement ). Egalement, dans les géométries dissymétriques ( pointe-plan, lame-plan, etc ... ) il y a injection par l'électrode à

faible rayon de courbure et il existe une corrélation très étroite entre le courant qui passe et le mouvement du liquide.

Puisque le problème du rendement des générateurs E.H.D. est certainement lié aux interactions entre forces électriques et hydrodynamiques, il est indispensable pour comprendre le fonctionnement de ces appareils d'examiner la nature de ces interactions.

Il existe déjà quelques travaux expérimentaux sur l'interaction entre un écoulement forcé et la force de COULOMB qui montrent la richesse des phénomènes et en particulier la résistance des structures électrohydrodynamiques vis-à-vis des contraintes hydrodynamiques.

L'objet de notre travail est de faire un examen approfondi de ces interactions dans une géométrie - fil entre deux plans - typique de la zone d'injection d'un tel générateur. Nous le commençons par des rappels, d'une part sur les générateurs E.H.D. et de l'autre, sur les résultats essentiels obtenus ces dernières années dans le domaine de l'électroconvection et de l'interaction entre un écoulement de POISEUILLE et des structures secondaires induites par une injection unipolaire. Le Deuxième Chapitre présente les méthodes et les dispositifs expérimentaux utilisés, ainsi que certaines limitations rencontrées quand il s'agit de faire des mesures dans un écoulement chargé. Dans le Troisième Chapitre, les mesures électriques de la densité de charge sur les électrodes et du courant transporté apportent déjà une certaine information sur l'existence de deux régimes de fonctionnement.

Les deux Chapitres suivants concernent les mesures de profils de vitesse par Anémométrie Laser Doppler. La première série obtenue en l'absence d'écoulement forcé met bien en évidence un mouvement autour du fil, organisé sous la forme de quatre rouleaux. Les mesures avec écoulement forcé confirment l'existence de deux régimes de fonctionnement et nous permettent d'affiner l'analyse de leur structure. Une étude particulière a du être développée sur l'évolution d'un sillage confiné avec un profil de vitesse non uniforme pour lequel nous n'avons pas trouvé de référence dans la littérature.

Dans le Dernier Chapitre, nous examinons les conséquences possibles des différents régimes d'écoulement sur le fonctionnement dans la zone de conversion d'un générateur.

Enfin, nous élaborons un modèle simple du fonctionnement de cette zone en tenant compte des résultats expérimentaux ; ce qui nous permet de proposer des explications sur les limitations du rendement énergétique d'un générateur E.H.D..



## CHAPITRE I

GÉNÉRATEURS E.H.D. - E.A.D.  
ET RAPPEL SUR L'E.H.D.





## I - 1 RAPPEL HISTORIQUE

C'est en 1890 que le premier livre sur les machines à influence fut publié. Ce livre, écrit par GRAY [ 1 ] donne les détails de construction et de fonctionnement de plusieurs appareils électrostatiques. Depuis, le générateur électrostatique a été particulièrement bien amélioré et, aujourd'hui il sert de source de très haute tension et également, lorsque dans les applications les courants électriques restent faibles.

Puisque l'énergie électrique dans un générateur est produite en transportant des charges "injectées" contre un gradient de potentiel, nous pouvons distinguer les générateurs selon la nature du transporteur qui est soit une surface solide, la plupart du temps un isolant, soit un fluide.

### Les principaux générateurs à transporteur solide

Dans cette première catégorie, la machine la plus célèbre est celle de Van de GRAAFF et ses collaborateurs [ 2 ]. Construit et mis en opération en 1936 [ 3 ], l'appareil comprend une courroie isolante sur laquelle on dépose des charges électriques, produites dans un gaz isolant ( azote ou fréon ) par effet couronne. Un moteur entraîne la courroie qui amène les charges jusqu'au collecteur, porté à un potentiel plus élevé ; la collection se fait par un effet couronne "inverse". Le rendement de ce générateur peut monter à 60 %. Vu les hautes tensions aisément atteintes avec ces machines ( de 1 MV en 1936 à une quinzaine de MV aujourd'hui ), elles sont souvent utilisées dans les accélérateurs de particules. Des tentatives d'augmenter la densité de charge transportée en remplaçant la courroie par un disque n'ont pas abouti à de meilleures performances [ 4, 5 ].

Le générateur électrostatique de FELICI [ 6, 7, 8 ] utilise un cylindre isolant en rotation pour le transport des charges. L'injection et la collection des charges se font, comme dans la machine de Van de GRAAFF, par effet couronne. Le gaz isolant utilisé est l'hydrogène sous pression (  $\sim$  25 bars ). Les tensions maximales possibles avec ces générateurs restent en

dessous du mega volt. Mais, ils ont connu un succès important dû à leur rendement très élevé (  $\sim 90\%$  ), à leur taille réduite et à la stabilité de leur tension de sortie.

Une machine, comprenant un rotor et un stator à ailettes conductrices a été proposé par TRUMP [ 9 ] comme source de tension pour les fusés ioniques - fonctionnant dans le vide ( l'espace ). GIGNOUX [ 10 ] a également suggéré un générateur à capacité variable mais avec des tiges métalliques enfoncées dans un disque isolant comme rotor. Mais la faiblesse des champs électriques admis dans le vide et la nécessité d'un très grande précision mécanique dans la construction sont les raisons principales pourquoi la recherche sur ce type de générateur n'a pas été poursuivie.

#### Remarque sur les charges transportées

Avant de passer à la deuxième catégorie - à transporteur fluide - remarquons que dans les générateurs électrostatiques mentionnés ci-dessus, les charges une fois déposées sur l'isolant solide, restent fixées à sa surface pendant le transport de l'injecteur au collecteur \*. Ceci présente une différence fondamentale entre les types de générateurs : lorsque le transporteur est un fluide les porteurs de charge ont une mobilité propre par rapport au milieu qui les entoure - et ce milieu est déformable - ce qui a des conséquences importantes sur le transport et la collection des charges.

#### Les générateurs à transporteur fluide

Dans cette deuxième catégorie de générateurs, il faut distinguer deux groupes selon que l'on utilise un gaz ( électro-aéro-dynamique ou E.A.D. - E.G.D. dans la littérature anglo-saxonne ) ou un liquide ( E.H.D. ) pour le transport des porteurs de charge.

---

\* Dans le cas de secteurs conducteurs, les charges restent confinées dans chaque pièce métallique.

Dans les gaz, la mobilité des ions est de l'ordre de  $10^4$  fois plus grande que dans les liquides, ( $K_{\text{gaz}} \sim 1 \text{ cm}^2/\text{V.s.}$ ), ce qui est trop élevé pour assurer un entraînement important de ces ions contre un gradient de potentiel par un courant gazeux. Plus précisément, dans un champ électrique de l'ordre de 10 kV/cm, la vitesse des ions -  $K_{\text{gaz}} E$  - atteindra des valeurs d'environ 100 m/s. Pour assurer un entraînement efficace d'ions vers le collecteur, il faut donc des vitesses d'entraînement nettement supérieur à 100 m/s, c'est-à-dire des vitesses supersoniques du gaz [ 11 ].

Il est nécessaire, alors, de réduire la mobilité des porteurs de charge. Ceci est fait en utilisant des particules de taille finie dans les générateurs E.A.D.. Il y a des différences selon la nature des particules utilisées et la manière de les charger.

#### Générateurs E.A.D. à particules solides

VOLLRATH [ 12 ] a construit un générateur en 1932 dans lequel la charge des particules isolantes, de rayon moyen d'environ 1  $\mu\text{m}$ , se faisait par frottement sur des parois métalliques. Ce mécanisme étant peu efficace, le rendement en énergie était très faible ( $\sim 10^{-3}$ ).

Pendant les années trente, PAUTHENIER et MOREAU - HANOT ont fait des expériences avec plusieurs dispositifs. D'abord en utilisant uniquement des ions gazeux ils ont trouvé que les conditions nécessaires à la production de hautes tensions étaient beaucoup trop onéreuses [ 13 ]. Dans un deuxième appareil, ils ont chargé des particules ( de diamètre 1 à 10  $\mu\text{m}$  ) dans une décharge couronne. Ils ont obtenu des tensions de l'ordre de 1 MV très stable ( $\frac{\Delta V}{V} \lesssim 1\%$ ). Le rendement en énergie très faible [ 14, 15 ] a été attribué à la grande mobilité des porteurs de charge. Nous verrons plus tard que cette explication est erronée et que ce cas ne diffère pas fondamentalement de celui des générateurs E.H.D..

MORAND et al. [ 16, 17 ] en reprenant le même dispositif que PAUTHENIER et MOREAU - HANOT l'ont amélioré en utilisant des particules de verre très fines qui passaient à travers plusieurs décharges couronnes successives ; mais la taille imposante de l'appareil et la faiblesse du taux de conversion, - qui a rendu nécessaire un système de refroidissement - sont les raisons pour lesquelles ce type de générateur n'a pas été développé.

SHIUE et al. [ 18 ] ont eux aussi, rencontrés des problèmes qu'ils ont attribués à la mobilité trop élevée des poussières chargées ( diamètre  $\sim 1 \mu\text{m}$  ) ; ils ont dû utiliser des vitesses supersoniques (  $\sim \text{Mach } 2$  ) pour assurer un entraînement satisfaisant des porteurs de charge de l'injecteur jusqu'au collecteur. Ils ont suggéré l'utilisation de particules de plus grand diamètre afin de diminuer cette mobilité, ce qui nous paraît erroné.

La dernière tentative avec des particules solides a été faite par MUSGROVE et WILSON [ 19 ] en 1970, mais ni eux ni aucun de leurs prédécesseurs n'ont réussi à obtenir un rendement d'énergie de plus de 1 %.

#### Générateurs E.A.D. à porteurs de charge fluides

En 1962, MARKS [ 20, 21 ] a proposé l'utilisation d'aérosols à la place des particules solides. Dans son appareil, il affirme qu'à l'entrée de la zone de conversion, des fines gouttelettes d'aérosol se condensent autour des ions, ce qui réduit la mobilité des porteurs. WALSH [ 22 ] qui a repris cette technique a observé une expansion radiale importante du nuage de gouttelettes chargées qui atteignent les parois latérales de la zone de conversion. Le rendement de cet appareil n'a pas dépassé 1 %.

### Note sur la zone de conversion

La zone de conversion des générateurs E.A.D. variait en longueur de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres, les meilleures performances étant avec les distances les plus courtes.

Théoriquement, la performance des générateurs à transporteur fluide devrait améliorer si le gaz est remplacé par un liquide isolant [ 23, 24 ]. D'abord, sous conditions atmosphériques, les tensions de claquage dans les liquides sont beaucoup plus élevées, ce qui permet d'atteindre des tensions et des champs électriques plus forts. Deuxièmement, la permittivité relative  $\epsilon_r$  des liquides est toujours au moins égale à 2 ( dans les gaz,  $\epsilon_r \approx 1$  ). Donc la densité d'énergie -  $\frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r E^2$  - sera d'autant plus grande dans les liquides. Mais, l'utilisation des liquides présente des problèmes que les gaz ne posent pas au niveau de l'injection et de la collection. En revanche, le transport de charges dans les liquides n'exige pas l'intermédiaire des particules pour avoir une faible mobilité.

Au sujet de la collection des charges, il est impératif que toute la charge d'espace transportée se décharge sur le collecteur, sinon, c'est au détriment du rendement.

### Les générateurs E.H.D.

#### L'importance de la collection des charges

Le premier générateur E.H.D. a été construit par JANNER et al. [ 25, 26 ] mais ils n'ont pas attaché une grande importance à la collection. Le taux de conversion de l'appareil n'a pas dépassé 2 %. STUETZER [ 27 ] a porté plus d'attention aux problèmes de collection - en utilisant un système de grilles et de tubes fins - et dit avoir obtenu un rendement de 10 % - une valeur qui n'est toujours pas dépassée aujourd'hui.

HUGHES et SECKER [ 28, 29, 30 ] avec un collecteur de très grande surface, assurant une collection complète des charges transportées, ne sont pas arrivés à retrouver les résultats de STUETZER.

TOBAZEON [ 31 ] a réalisé une meilleure méthode de collection avec un système de grillage métallique à maille fine dans tout le volume du collecteur. L'augmentation de la surface métallique en contact avec le liquide a assuré une décharge efficace des ions transportés.

DITTRICH [ 32 ], a modifié le système de grillage de TOBAZEON en disposant sur les fils de fer des petites pointes. Ceci a assuré une collection complète des charges dans un collecteur de très petit volume.

### L'importance de l'injection

L'injection de charges dans les liquides ne pose pas trop de problèmes. Pour obtenir des fortes injections de charge, il faut qu'une des électrodes ait un faible rayon de courbure ( champ électrique élevé ) par rapport à l'autre.

Dans son générateur, JANNER [ 25, 26 ] a essayé un dispositif fil et cylindre coaxiaux ainsi qu'un système pointes-cylindre. Cependant, vu les résultats qu'il a cités, ces "ioniseurs" n'ont pas été très efficaces. Mais on peut le comprendre en considérant la trajectoire de la charge d'espace injectée ( Figure 1 ). Pour une injection, dite efficace, il faut que la charge d'espace ne s'accumule pas près de l'injecteur. Si les ions sont entraînés de manière qu'ils restent très près de l'injecteur le champ électrique va diminuer et réduire ainsi l'injection. C'est le cas où les injecteurs ont leurs surfaces parallèles à l'écoulement forcé.

STUETZER a repris le dispositif à pointes de JANNER et a obtenu une densité volumique de charge bien supérieure, due sans doute à une forme mieux définie de la zone d'injection. Mais, les processus électrochimiques, qui accompagnaient l'injection par son émetteur en pointes dans le kérosène, ont dégradé continuellement l'état de son liquide, donc sa résistivité, et par la suite, l'efficacité du fonctionnement.

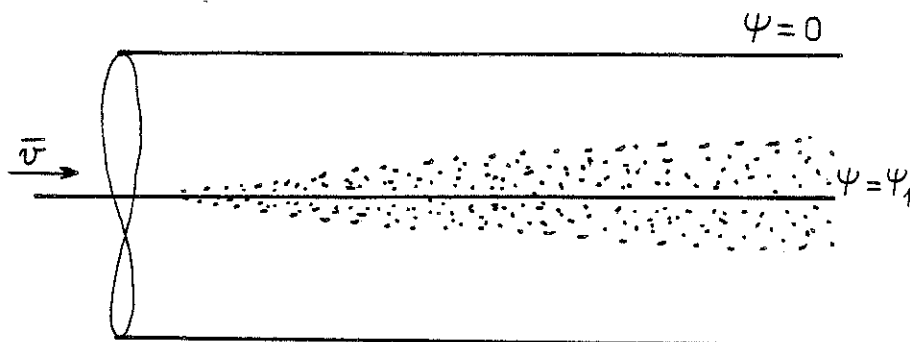


FIGURE 1 : Schéma de la distribution de la charge injectée entre fil et cylindre coaxiaux avec un écoulement forcé. La charge reste voisine de l'injecteur, diminuant le champ et par conséquent l'injection. Pour maintenir une injection forte, il faut que la charge soit entraînée loin de l'injecteur le plus rapidement possible.

Dans les expériences menées par HUGHES et SECKER, l'injection est faite par des lames de rasoir, sans entraîner de dégradation électrochimique du liquide ( l'hexane ). Mais avec les lames parallèles à la direction de l'écoulement forcé, l'injection a dû être réduite pour des vitesses faible du liquide. Pour des fortes vitesses, ils ont rencontré des problèmes de cavitation.

Une étude systématique sur l'influence de la géométrie de l'injecteur a été faite par TOBAZEON [ 31 ]. Cette étude montre que la plus grande densité de charge est obtenue avec un dispositif fil-entre-deux-plans, avec l'axe du fil perpendiculaire à la direction de l'écoulement forcé.

DITTRICH et HAAS [ 33 ] utilisent deux géométries d'injection - un fil entre deux plaques et une aiguille dans un ajutage. Ils utilisent soit une pompe soit un piston pour avoir des vitesses du liquide ( huile silicone ) entre 10 et 100 m/s.



Ils ont réussi à atteindre des tensions de sortie de plus de 240 kV, mais le rendement global \* de leur circuit demeurerait négligeable.

Divers auteurs ont proposé d'autres moyens pour introduire la charge dans les liquides. En 1963, PAPKOV [ 34 ] a fait des expériences sur le transport de charge par des particules métalliques en suspension dans l'huile de transformateur, mais aucune machine électrostatique n'a été construite à partir de ce principe. Il faut noter quand même que la rigidité d'un liquide baisse considérablement quand des particules métalliques sont présentes [ 35 ].

BOUMANS [ 36 ] a constaté en 1957 que des courants appréciables pourraient être produits par le frottement du liquide sur des parois de tubes capillaires. Il a calculé un rendement maximum de son générateur de 0,9 %.

NAGLE [ 37 ] a introduit des bulles de gaz à un point dans son circuit pour les "ioniser" en aval par "induction". Les problèmes d'isolation ont été trop importants et ses recherches n'ont pas été poursuivies.

TOBAZEON, dans un circuit mis au point pour des grandes vitesses du liquide, a remarqué que des très fortes injections ont lieu lorsqu'il y a des phénomènes de cavitation.

#### Note sur la zone de conversion

L'importance de la longueur de la zone de conversion a été bien montrée par HUGHES et SECKER [ 30 ]. Si celle-ci est trop longue, le champ électrique dans cette zone devient tellement grand qu'un claquage du liquide est inévitable. Ils ont montré, par ailleurs par un calcul simple [ 29 ], que cette distance, pour des conditions de fonctionnement fixes, doit rester en dessous d'une valeur maximale, de l'ordre de quelques centimètres.

Quand il y a un claquage dans un générateur E.H.D., il se produit usuellement dans la zone de conversion, à cause de l'accumulation de la charge d'espace sur les parois isolantes.

---

\* Il est nécessaire de se rappeler que le rendement "global" d'un générateur tient compte du rendement de la zone de conversion et du circuit - e.g. la tension d'excitation, la pompe hydraulique, etc .... Cette différence n'est pas souvent faite par les auteurs.

FELICI a montré en 1959 que l'on pourrait obtenir des densités d'énergie plus importantes avec des liquides fortement polaires qu'avec ceux non-polaires. Des travaux dans ce domaine ont été entrepris par BRIGHT et MAKIN [ 38 ] en 1969. Un générateur à disque a été construit, isolé par le nitrobenzène ( $\epsilon_r = 36$ ), initialement bien purifié, mais, il a été impossible de maintenir la résistivité du liquide à un niveau assez élevé pour obtenir un fonctionnement satisfaisant.

Chaque progrès ou amélioration d'un générateur E.H.D. par rapport aux précédents a été de nature empirique sans véritable effort pour comprendre pourquoi le rendement d'énergie, théoriquement si élevé, est aussi limité. Mais avant de présenter nos résultats et analyses sur les interactions entre forces électriques et hydrodynamiques dans un modèle de la zone d'injection d'un générateur, rappelons brièvement certains points essentiels de l'E.H.D..

## I - 2 RAPPEL SUR DES PHÉNOMÈNES E.H.D.

### A - INJECTION UNIPOLAIRE ENTRE PLANS

La caractéristique courant-tension sur la Figure 2 représente le courant qui passe entre deux électrodes métalliques planes parallèles quand un liquide diélectrique de très faible conductivité est soumis à une tension électrique. Cette caractéristique nous montre qu'il existe plusieurs régimes de conduction. Pour des faibles tensions appliquées  $I$  varie proportionnellement à la tension et l'on considère que le courant est dû à une petite perturbation de l'équilibre thermodynamique dissociation-recombinaison des impuretés électrolytiques. C'est le régime ohmique de conduction. Son niveau dépend de la résistivité et donc la pureté du liquide.

Le courant pour les fortes tensions appliquées croît plus vite et varie comme  $V^\alpha$  où  $\alpha > 1$  ce qui le plus souvent s'explique par l'apparition d'une deuxième source de charge, au moins à une des interfaces métal-liquide ( injection ) [ 39 ].

Les mesures de champ électrique entre électrodes planes parallèles, en utilisant l'effet électrooptique de KERR, montrent que le champ ( par rapport au champ harmonique ) est plus faible sur une électrode ( l'injecteur ) et plus fort sur l'autre ( le collecteur ) [ 40 ]. Ce phénomène peut être interprété par une injection unipolaire d'ions dans le liquide qui est la conséquence des réactions électrochimiques à l'interface métal-liquide, même dans les liquides diélectriques de très faible conductivité. La variation  $V^\alpha$  du courant dans ce régime dépend directement de deux paramètres : le niveau d'injection et le mouvement du liquide.

Ce mouvement a été mis en évidence par des observations strioscopiques [ 41, 42 ].

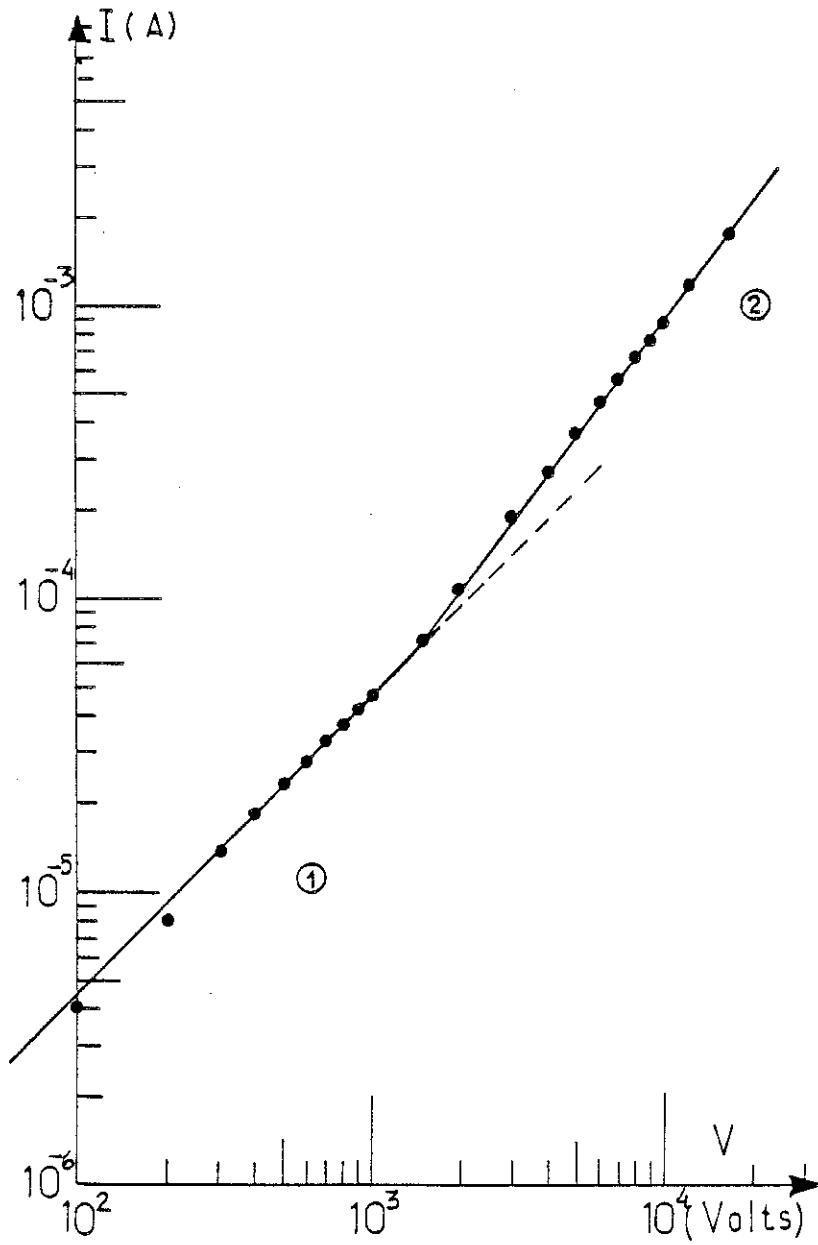


FIGURE 2 :  $I ( V )$  dans le B.N.C. géométrie plane.  
- 2 régimes visibles.  
( 1 ) Conduction  
( 2 ) Injection

B - LA STABILITE D'UN LIQUIDE SOUMIS A UNE  
INJECTION UNIPOLAIRE

Le problème de la stabilité hydrodynamique d'une couche de liquide isolant comprise entre deux plans parallèles et soumise à une injection unipolaire a été étudié par plusieurs auteurs [ 43, 44 ].

En l'absence de mouvement du liquide le champ est croissant de l'injecteur vers le collecteur tandis que la densité de charge  $-q$  est décroissante. On peut démontrer que cette distribution de  $q$  est potentiellement instable : le déplacement virtuel vers le collecteur d'un élément de fluide, conservant sa charge  $q_1$ , fait que cet élément se trouve dans une zone de charge plus faible  $-q_2$  ( Figure 3 ). Alors, la force qu'il subit  $-q_1 E_2$  est supérieure à celle  $-q_2 E_2$  s'exerçant sur les éléments qui l'entourent. Il a tendance à poursuivre son déplacement, et le couplage entre les perturbations de charge et la vitesse est donc positif [ 45 ]. La situation est potentiellement instable. Un mouvement ne se déclenche que si la force électrique est assez intense pour que la dissipation visqueuse ne l'amortisse pas [ 46, 47 ]. Ce rapport entre les forces électriques et visqueuses nous donne le paramètre de stabilité  $T = \epsilon V / K \eta$  [ 43 ]. Les perturbations de très faible amplitude sont amorties pour  $T$  inférieur à la valeur critique  $T_c$  et sont amplifiées pour des valeurs supérieures. La valeur numérique de  $T_c$  dépend du paramètre adimensionnel  $C = q_0 d^2 / \epsilon V$ , qui mesure l'intensité de l'injection [ 43 ].

C'est la migration des ions avec une vitesse  $KE$  qui différencie ce problème de celui de RAYLEIGH - BENARD ( cas d'une couche fluide chauffée par dessous ) pour lequel la conduction de chaleur se fait par diffusion.

L'importance de la vitesse propre des ions,  $KE$ , apparaît dans la théorie non linéaire d'instabilité pour une injection quelconque [ 48 ]. Il existe une solution d'amplitude finie dans les conditions sous-critiques, c'est-à-dire pour  $T < T_c$  (  $T_c$  : critère linéaire de stabilité [ 43 ] ), il y a entre  $T_f$  et  $T_c$  (  $T_f$  : critère de stabilité non-linéaire ) un domaine où la solution stable a une amplitude telle que la vitesse maximale dans les cellules convectives est plus grande que  $K\bar{E}$ . Ceci

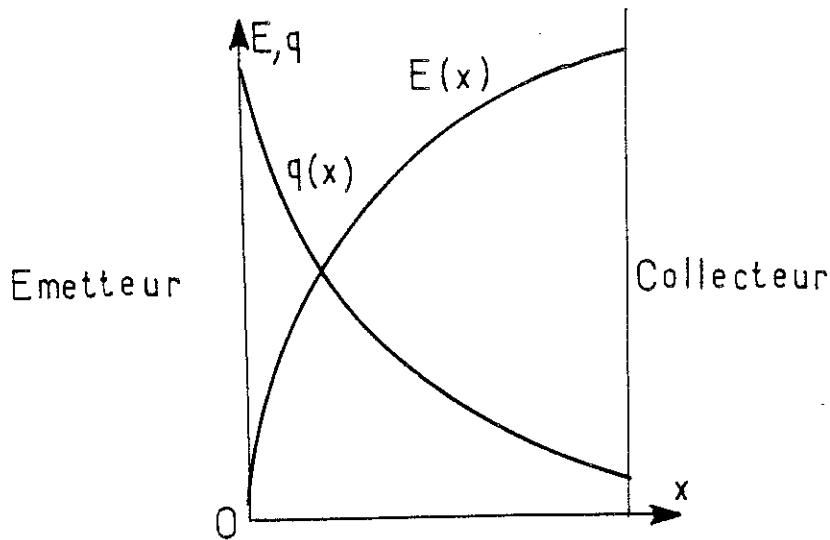


FIGURE 3 : Distribution de charge  $q$  et de champ  $E$  en injection unipolaire entre plans.

indique une boucle d'hystérésis pour la vitesse  $u$  et le courant  $I$  [ 46, 48 ], - une boucle qui a été effectivement observée pour une injection limitée par charge d'espace.

Ce mouvement du liquide influence de façon notable le transport de charge entre plans parallèles. Pour des valeurs de  $T$  plus petites que  $T_c$ , il n'y a pas de mouvement et les ions se déplacent avec la vitesse  $KE$ .

Pour  $T > T_c$  ( et  $Re \ll 10$  ), il existe un mouvement structuré tel que l'échelle horizontale des cellules convectives est du même ordre de grandeur que la distance entre les électrodes. Il y a une forte corrélation entre la charge  $q$  et la vitesse  $u$ . Une analyse semi-quantitative justifie que  $u$  varie proportionnellement au carré de la tension ( et donc du champ électrique ), et que le courant varie comme  $V^{5/2}$  (  $V$  = tension appliquée ) [ 46 ]. L'effet de la convection est plus visible en examinant le nombre de NUSSELT électrique  $N_e$ , [ 47 ] défini comme  $N_e = I/I_s = j/j_s$  ; où  $I$  est le courant mesuré et  $I_s$  le courant qu'on aurait en l'absence du mouvement. La loi en  $V^{5/2}$  correspond à  $N_e \approx ( T/T_c )^{1/2}$ .

Pour des grandes valeurs de  $T$  et les injections limitées par charge d'espace le mouvement est turbulent (  $Re \gg 10$  ).

Dans ce cas les perturbations de charge sont très petites devant la valeur moyenne, et  $u'$ , la vitesse quadratique moyenne, varie linéairement avec le champ électrique [ 47 ].

Ce fait a conduit au concept d'une mobilité électrohydrodynamique. L'argument de FELICI [ 49 ] basé sur la conversion d'énergie électrique  $-\frac{1}{2} \epsilon E^2$  - en énergie cinétique  $-\frac{1}{2} \rho u^2$  - nous fournit une grandeur qui a les dimensions d'une mobilité

$\sqrt{\epsilon/\rho}$ . Le rapport entre celle-ci et la mobilité vraie des ions est le nombre  $M$  ( $= \frac{1}{K} \sqrt{\epsilon/\rho}$ ). Les mesures expérimentales du courant et de la vitesse montre que  $K_{EHD} = \frac{u'}{E} \approx \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho}}$ , [ 46 ].

Dans ce régime turbulent, le courant varie comme le carré de la tension appliquée, ce qui donne  $N_e$  constant [ 47 ]. Cette valeur de saturation de  $N_e$  est  $\sqrt{M/3}$  ( où  $M > 3$  ). Avec  $N_e = j/j_0 = \sqrt{M/3}$  et  $j_0 = 9/8 K \epsilon V^2 d^{-3}$ , nous trouvons  $j = 9/8 \sqrt{K K_{EHD}} \epsilon V^2 d^{-3}$ , c'est-à-dire en passant de l'état sans mouvement à l'état turbulent, la mobilité ionique vraie est remplacée par une mobilité apparente  $K_{app} = \sqrt{K K_{EHD}}$ .

Une mobilité E.H.D. peut aussi être déduite des mesures des courants transitoires pour différentes tensions appliquées. Cette valeur est liée aux temps de transit des ions d'une électrode à l'autre et est de l'ordre de  $K_{EHD} \approx \frac{1}{3} \sqrt{\epsilon/\rho}$ . Le courant passe par un maximum qui correspond à  $N_e \sim M$ , puis, il décroît en quelques temps de transit vers sa valeur stationnaire  $N_e = \sqrt{M/3}$ .

### C - INJECTION ET MOUVEMENT DANS LES GEOMETRIES DISSYMETRIQUES

Pour les géométries donnant des champs électriques fortement divergent ( pointe-plan, lame-plan, fil-plan ), les processus de base ne sont pas modifiés. Néanmoins, il y a des différences à noter.

Dans une telle géométrie, une solution irrotationnelle n'existe pas et le liquide, lors d'une injection d'ions, se met en mouvement ( le gradient de densité de charge et les lignes de champ ne sont jamais parallèles ).

Une caractéristique courant-tension est montrée sur la Figure 4 pour un système lame-plan [ 50 ]. Trois régimes de courant sont évidents : un ohmique, un quasi-ohmic et un dernier où il y a une forte croissance du courant. Dans le deuxième régime, le courant est sur-ohmique en général, et dépend de la polarité de la lame, de l'écartement inter-électrode et de la nature du liquide. Pour des tensions supérieures à 2 kV, le courant varie approximativement selon une loi de puissance  $I \propto V^\alpha$  où  $\alpha$  est compris entre 3 et 6. Ceci correspond à une injection d'ions par la lame. Le courant sur-ohmique dans le deuxième régime s'explique aussi par une injection.

Les observations par strioscopie dans le dernier régime montrent un mouvement bien développé : un jet central partant de la lame vers le plan induit deux rouleaux dans le volume du liquide. Il joue un rôle crucial dans le transport de charge et est responsable de sa forte augmentation.

La densité de charge injectée est une fonction croissante du champ électrique sur la lame. Si la vitesse dans le jet central augmente pour une injection donnée, la charge d'espace diminue. Donc les effets de la charge d'espace décroissent, d'où des champs plus forts sur l'injecteur et par conséquent des injections plus intenses. Ainsi la vitesse du liquide devient-elle plus grande.



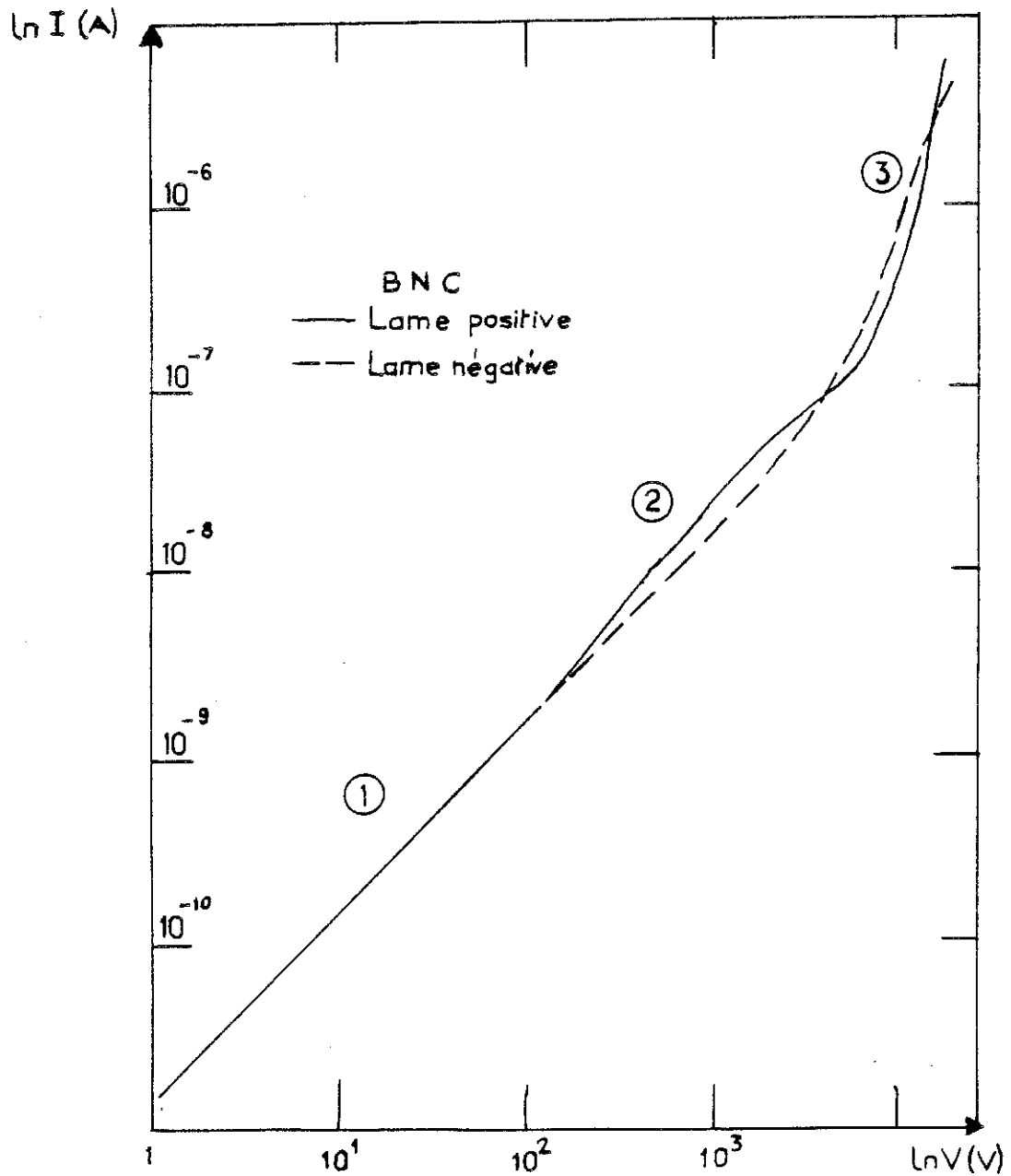


FIGURE 4 : Caractéristique courant-tension dans le B.N.C..

( 1 ) Ohmique

( 2 ) Quasi-ohmique

( 3 ) Injection ( d'après HAÏDARA [ 50 ] )

D - SUPERPOSITION D'UNE INJECTION UNIPOLAIRE ET D'UN  
ÉCOULEMENT DE POISEUILLE

Pour mieux comprendre le fonctionnement d'un générateur E.H.D., il faut étudier les interactions entre un écoulement forcé et une charge d'espace injectée. Ces interactions sont à l'origine de l'effet "électrovisqueux" [ 51, 52 ] \* . Les modifications d'un écoulement de POISEUILLE dues à la superposition d'une injection unipolaire d'ions, perpendiculaire à l'écoulement moyen ( Figure 5 ) ont été examinées par ATTEN et HONDA [ 51 ] : ils ont noté que l'augmentation de la viscosité apparente se produit en même temps que la destabilisation de l'écoulement de POISEUILLE autour de la tension critique  $V_c$ , qui est proportionnelle au nombre critique de stabilité  $T_c$ . La perte de charge augmente avec la tension à des taux différents selon la nature de l'agitation produite par l'injection (  $Re$  faible ou fort ).

L'injection produit un effet très important : la perte de charge, et par suite, la viscosité apparente peuvent être multipliées par un facteur vingt si la tension est assez élevée. La visualisation de l'écoulement dans la zone d'entrée montre qu'on peut avoir deux types de mouvement cellulaire selon la valeur du paramètre  $Re/R$  (  $Re$  est le nombre de REYNOLDS de l'écoulement et  $R = V K/\nu$  est un nombre de REYNOLDS électrique basé sur la vitesse des ions ) : des rouleaux longitudinaux stables et, pour des valeurs plus faibles de  $Re/R$ , des cannelures transversales mobiles.

Une deuxième étude de la superposition d'un écoulement de POISEUILLE et d'une injection unipolaire a été faite par ATTEN et MALRAISON [ 53 ]. Ils ont montré qu'en aval de la zone d'entrée les rouleaux longitudinaux se transforment en un réseau de cellules polygonales quand la valeur de  $Re/R$  diminue. Cette texture hexagonale ( obtenue aussi en l'absence d'un écoulement forcé [ 46 ] ) n'est brisée qu'au-dessus d'un "seuil" de vitesse

---

\* Le terme "électrovisqueux" fait référence à l'augmentation réelle de la viscosité due aux effets d'un champ électrique sur un liquide. Cet effet électrovisqueux est négligeable devant l'augmentation de la viscosité apparente du liquide due à l'agitation électrohydrodynamique. C'est ce deuxième effet qui est faussement appelé l'effet électrovisqueux.

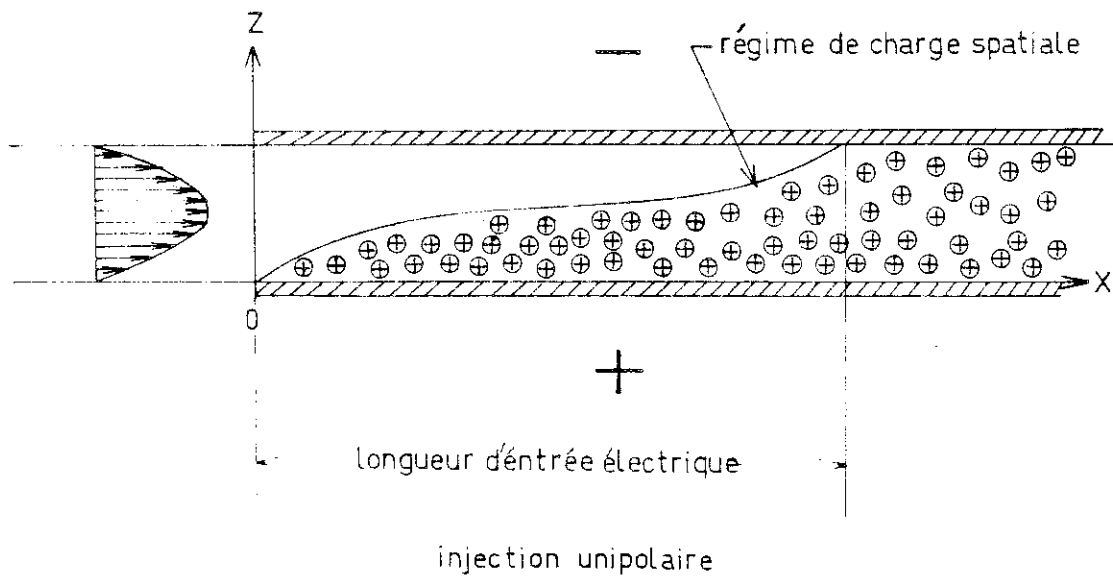


FIGURE 5 : Schéma idéal de la partie d'entrée électrique pour une injection forte ( $x > 0$ ) dans un liquide isolant en l'absence d'un écoulement secondaire (d'après ATTEN et HONDA [ 51 ] ).

-  $u_s$  - de l'écoulement forcé. Ils ont estimé que  $u_s$  était 2 à 3 fois plus élevée que la vitesse maximale dans une cellule convective typique.

Ceci montre la vigueur des forces électriques et leur tendance à engendrer une convection tridimensionnelle. Il faut certainement attendre des effets analogues dans les géométries dissymétriques.

ANALOGIE ENTRE L'ELECTROAERODYNAMIQUE ET L'ELECTROHYDRODYNAMIQUE

On a toujours fait la distinction entre E.A.D. et E.H.D. - voir par exemple les générateurs à transporteur fluide où personne n'a jamais fait allusion au rendement qui est du même ordre de grandeur dans les deux cas. Mais, nous allons montrer que cette distinction n'est pas justifiée si l'on choisit convenablement les porteurs de charge dans le cas E.A.D..

Lors d'une injection d'ions dans un fluide, à tension suffisamment élevée, la charge d'espace créée induit une turbulence dans le fluide, caractérisée par la vitesse quadratique moyenne  $u' = K_{EHD} E = \sqrt{\epsilon/\rho} E$ .

Dans les liquides diélectriques usuels, la vitesse propre des ions par rapport au liquide -  $KE$  - est négligeable devant la vitesse  $K_{EHD} E$  : la valeur de  $M$  est toujours plus grande que 3 et le passage du courant est contrôlé par ce mouvement induit.

Si l'on prend le cas des ions dans l'air, où la valeur de  $M$  est bien plus petite que 3, la vitesse propre des ions est beaucoup plus grande que la vitesse  $K_{EHD} E$ . Le mouvement induit n'influence alors pas le passage de courant.

Regardons donc, dans quelles conditions on peut obtenir pour les particules isolantes chargées dans un gaz ( cas d'un générateur E.A.D. ) des valeurs de  $M$  du même ordre que celles des ions dans un liquide.

La valeur de  $M$  pour les particules isolantes dans l'air est donnée par l'expression  $M = \sqrt{\epsilon/\rho} / K_p$ , ou  $K_p$  est la vraie mobilité de la particule dans l'air.

La mobilité E.H.D. dans l'air est :

$$\sqrt{\epsilon/\rho} = \sqrt{10^{-11}/1,2} \approx 3.10^{-6} \text{ m}^2/\text{V.s.}$$

La vitesse propre d'une particule chargée dans un champ électrique est  $v'_p = K_p E$  et donc, la mobilité ( vraie ) de la particule est  $K_p = v'_p/E$ .

La valeur de  $v'_p$  peut être calculée en écrivant l'égalité de la force de COULOMB  $qE$  et de la force de frottement dans l'air. KUNKEL et HANSEN [ 54 ] admettent que le frottement est régi par la loi de STOKES et on a donc :

$$qE = 6 \pi \mu a v_p$$

La mobilité de la particule ( supposée sphérique ) est :

$$K_p = \frac{q}{6 \pi \mu a}$$

(  $\mu$  : viscosité dynamique de l'air =  $1,8 \cdot 10^{-5}$  Pl. ;  $a$  : le rayon de la particule et  $q$  sa charge ).

Une limite supérieure de la charge  $q$  peut être calculée utilisant la formule classique de PAUTHENIER et MOREAU - HANOT [ 55, 56 ]. Elle est :

$$q = 4 \pi \epsilon_0 \frac{3 \epsilon}{\epsilon + 2 \epsilon_0} a^2 E$$

Pour une particule isolante (  $\frac{3 \epsilon}{\epsilon + 2 \epsilon_0}$  ) tend vers 1, et on a pour la mobilité :

$$K_p = \frac{2}{3} \frac{\epsilon_0 a E}{\mu}$$

Cette valeur de  $K_p$ , basée sur la loi de PAUTHENIER et MOREAU - HANOT pour la charge sur une particule dans un champ électrique ionisant fut formulée initialement pour des particules conductrices. Elle représente une borne supérieure pour  $q$  et donc pour  $K_p$ , peu importe la nature de la particule : isolante ou conductrice. Ceci a été vérifié par LACCHIA [ 57 ] qui a mesuré la charge sur des particules isolantes et a trouvé qu'elle était bien inférieure à ce que laisse prévoir cette loi.

Quelques valeurs de  $M$  sont données sur le Tableau I utilisant la formule ci-dessus pour  $K_p$ . Elles représentent les limites inférieures pour  $M$  dans chaque cas.

a ( m )	E ( V/m )	$K_p$ ( m <sup>2</sup> /V.s. )	$M = \sqrt{\epsilon/\rho/K_p}$
$5 \cdot 10^{-6}$	$10^5$	$1,85 \cdot 10^{-7}$	$\sim 20$
$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^5$	$9,25 \cdot 10^{-7}$	$\sim 3$
$5 \cdot 10^{-6}$	$10^6$	$1,85 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2$
$10^{-5}$	$10^5$	$3,7 \cdot 10^{-7}$	$\sim 10$
$10^{-5}$	$5 \cdot 10^5$	$1,85 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2$
$10^{-5}$	$10^6$	$3,7 \cdot 10^{-6}$	$\sim 1$
$5 \cdot 10^{-5}$	$10^5$	$1,85 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2$
$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^5$	$9,25 \cdot 10^{-6}$	$\sim 0,3$
$5 \cdot 10^{-5}$	$10^6$	$1,85 \cdot 10^{-5}$	$\sim 0,2$

TABLEAU. I : Variation de la mobilité des particules chargées et de M en fonction de leurs tailles et du champ électrique.

La dépendance de M en  $1/a$  et  $1/E$  est bien évidente. Pour que le nombre M prenne des valeurs du même ordre de grandeur que celles relatives aux ions dans un liquide diélectrique les particules doivent rester en-dessous d'une certaine taille. Le problème du champ électrique est moins gênant, vu que la valeur maximale du champ utilisé dans ces calculs est très proche du champ de claquage dans l'air sous pression atmosphérique.

Par conséquent, nous pouvons conclure que le passage de ces particules chargées dans l'air aura une influence très importante sur l'écoulement gazeux et que les interactions résultantes sont tout-à-fait semblables dans les gaz et dans les liquides.

L'importance de cette remarque est à souligner ; en effet, on peut modéliser des écoulements gazeux contenant des particules chargées ( d'un certain rayon ) par des écoulements liquides ; par exemple : les précipitateurs électrostatiques et les générateurs E.A.D..

CHAPITRE II  
MÉTHODES EXPÉRIMENTALES





## II - INTRODUCTION

Les mesures du champ électrique faites par TOBAZEON dans la même géométrie, en utilisant l'effet électro-optique de KERR, nous renseignent peu sur les structures présentes dans l'écoulement transportant la charge d'espace injectée. Pour mieux caractériser ces structures, nous avons effectué des mesures du courant transporté par l'écoulement forcé et déterminé de manière approchée la distribution de densité du courant sur les parois métalliques du canal.

Une visualisation des régimes de fonctionnement a été aussi effectuée par strioscopie classique, avec ou sans écoulement forcé.

Finalement, les profils de vitesse ont été mesuré par anémométrie laser DOPPLER.

Nous avons du nous servir de cette technique de mesure à cause de la présence d'un champ électrique qui perturberait complètement le fonctionnement d'une sonde ( fil ou film chaud ), et en plus modifierait l'écoulement lui-même.



## A - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le circuit employé est, à part quelques modifications mineures, celui utilisé par TOBAZEON [ 31 ]. Il est schématisé sur la Figure 1 et comprend une pompe, un débit-mètre, un circuit de refroidissement et la cellule elle-même.

- 1) La pompe autorise des débits maxima de 1100 à 1500 l/h selon la nature et la température du liquide, ce qui correspond à des vitesses maxima de 4 m/s ( dans le B.N.C. ). L'alimentation du moteur de la pompe est stabilisée pour limiter l'amplitude des fluctuations de débit, et donc de vitesse, à moins de 1 %.
- 2) Le débit-mètre ( à flotteur rotatif-HENRICHS ) fournit par lecture directe la valeur du débit instantané, après correction pour tenir compte de la viscosité et de la masse volumique du liquide ( courbes d'étalonnage ). Ce débit-mètre permet de régler la vitesse moyenne entre 0,6 et 4 m/s dans le circuit avec une indétermination de 5 % au pire. La vitesse véritable est mesurée plus précisément par anémométrie laser.
- 3) La température du liquide augmente en début d'expérience à cause de l'échauffement de la pompe et de la dissipation par viscosité au sein de l'écoulement. Un débit d'eau (  $T = 16^{\circ}\text{C}$  ), dans une colonne de refroidissement, est modulé de manière à maintenir la température du liquide à  $20^{\circ}\text{C}$ .
- 4) Le corps de la cellule est en téflon ; des fenêtres en verre de chaque côté permettent la visualisation de l'écoulement. La géométrie des électrodes est celle utilisée par TOBAZEON [ 31 ] : un fil fin est placé à égale distance entre deux plaques planes et parallèles, et perpendiculaire à la direction de l'écoulement ( Figure 2 ). Ces deux électrodes sont la plupart du temps en acier inoxydable. Pour les mesures de distribution de densité de courant, nous avons utilisé du cuivre. Ces électrodes ont 30 mm de largeur et 115 mm de longueur. Leur écartement est de 3,5 mm.

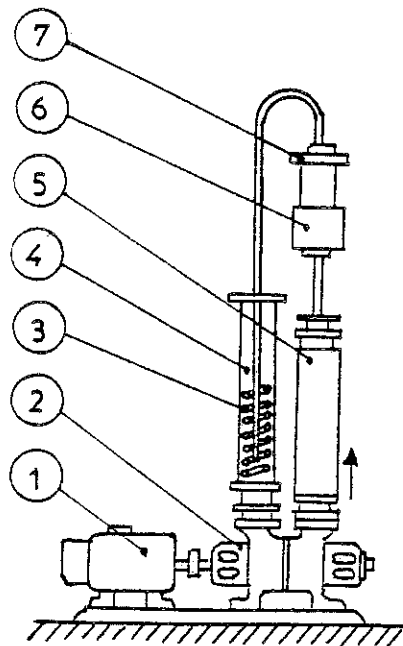


FIGURE 1 : Schéma du circuit.

- |                                |                 |
|--------------------------------|-----------------|
| ( 1 ) Moteur                   | ( 2 ) Pompe     |
| ( 3 ) Echangeur de température | ( 4 ) Réservoir |
| ( 5 ) Débit-mètre              | ( 6 ) Cellule   |
| ( 7 ) Collecteur               |                 |

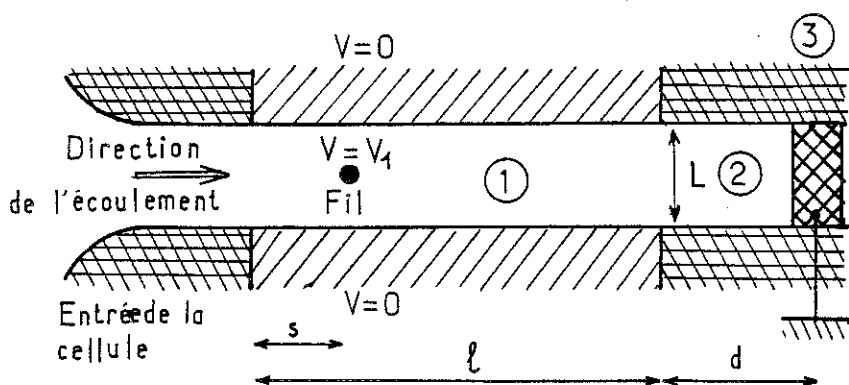


FIGURE 2 : Schéma de la cellule.

- ( 1 ) Zone d'injection ; ( 2 ) Zone de conversion ;  
 ( 3 ) Collecteur ( mis à la masse ),  $S = 25 \text{ mm}$ ,  
 $L = 3,5 \text{ mm}$ ,  $l = 115 \text{ mm}$ ,  $d = 10 \text{ mm}$

Le fil, en tungstène, de 0,1 mm de diamètre, est placé à mi-distance entre les plaques et est maintenu en position par deux supports en verre placés contre les électrodes planes ( Figure 3 ). Les deux extrémités du fil sont vissées à l'extérieure de la cellule pour faciliter l'application d'une tension électrique. Le fil est centré en insérant deux lamelles de 1,7 mm d'épaisseur entre lui et les plaques. Il est perpendiculaire à l'écoulement forcé et est placé à 25 mm du bord amont des plaques ( voir Figure 2 ) pour avoir un champ harmonique symétrique en amont et en aval du fil.

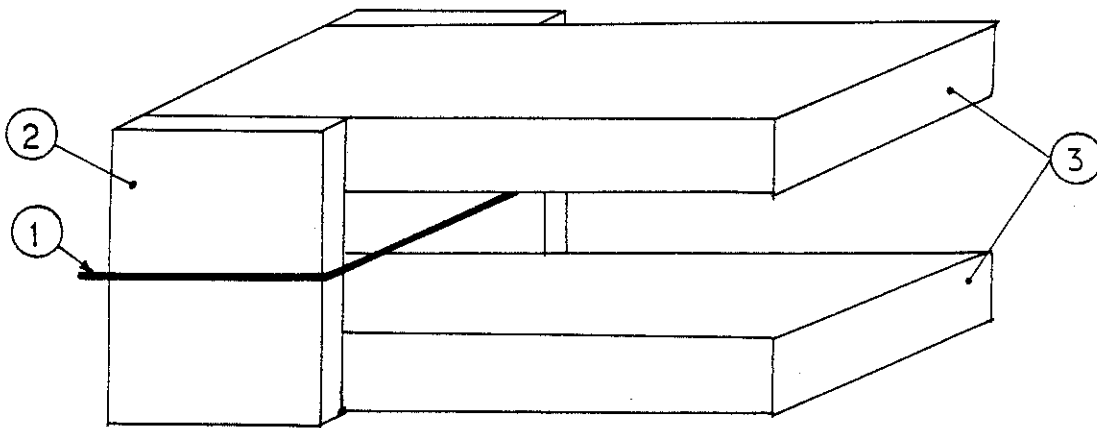


FIGURE 3 : Support du fil.

( 1 ) Fil ; ( 2 ) Verre ; ( 3 ) Electrodes planes  
( inox )

*La direction de l'écoulement est de gauche à droite.*

L'entrée et la sortie de la cellule sont bien profilées en vue non seulement d'éviter les phénomènes de recirculation mais également d'avoir un profil de POISEUILLE bien développé juste en amont du fil.

- 5) Le liquide utilisé pour la plupart des expériences est du néocaprato de benzyle ( B.N.C. ) dont la viscosité dynamique ( à 20°C ) est  $\mu = 6.10^{-3}$  Pl. ; la masse volumique  $\rho = 9,57 10^2 \text{ Kg/M}^3$  et la permittivité relative  $\epsilon_r = 3,8$ . Sa constante de KERR est  $B = 2,22 10^{-15}$  ( S.I. ).  
La résistivité pendant les expériences restait de l'ordre de  $10^9 \Omega \text{ m}$ .

## B - MESURES ELECTRIQUES

Il s'agit de mesures de courants qui s'échelonnaient typiquement de  $10^9$  A à  $5.10^{-5}$  A.

- 1) Nous avons essayé d'évaluer, de manière approchée, la densité de courant en fractionnant une des plaques en minces bandes électriquement isolées. Nous avons admis que les caractéristiques de l'écoulement sont bidimensionnel, c'est-à-dire que les diverses grandeurs varient peu dans la direction parallèle au fil.

L'électrode fractionnée comportait dix éléments de  $1,5 \times 30 \text{ mm}^2$  et vingt autres de  $3 \times 30 \text{ mm}^2$ , tous parallèles au fil

( Figure 4 ). L'étalonnage de la surface de chaque élément a été réalisé de la manière suivante : le fil étant en l'air, on impose une faible différence de potentiel ( régime ohmique de conduction ) entre les plans parallèles. Le courant capté par chaque élément est proportionnel à sa surface et a été mesuré pour diverses valeurs de la tension appliquée et du débit. On peut ensuite déduire de manière approchée la densité de courant  $\vec{j}$ . L'imprécision sur  $j$  reste faible tant que l'échelle de sa variation est beaucoup plus grande que la largeur des éléments de la plaque (  $< 25 \%$  ).

- 2) L'entraînement des ions hors de la zone d'injection de la cellule a été mesuré en fonction de la tension appliquée et du débit du liquide dans le circuit.

Dans une première série d'expériences, la tension variait linéairement de 0 à 10 kV et de 10 à 0 kV pendant une durée de l'ordre de  $10^3$  secondes pour plusieurs vitesses données ( débits ) du liquide.

Nous avons travaillé également à tension appliquée constante en faisant varier à peu près linéairement le débit du liquide toujours sur une durée de l'ordre de  $10^3$  secondes.

Le nombre de REYNOLDS (  $Re$  ) variait de 0 à 2900 ( voir Tableau II ; débit - vitesse moyenne -  $Re ( = \frac{\bar{u} d}{\nu} )$  ).

Ces mesures, faites plusieurs fois, ont montré une assez bonne reproductibilité des résultats.



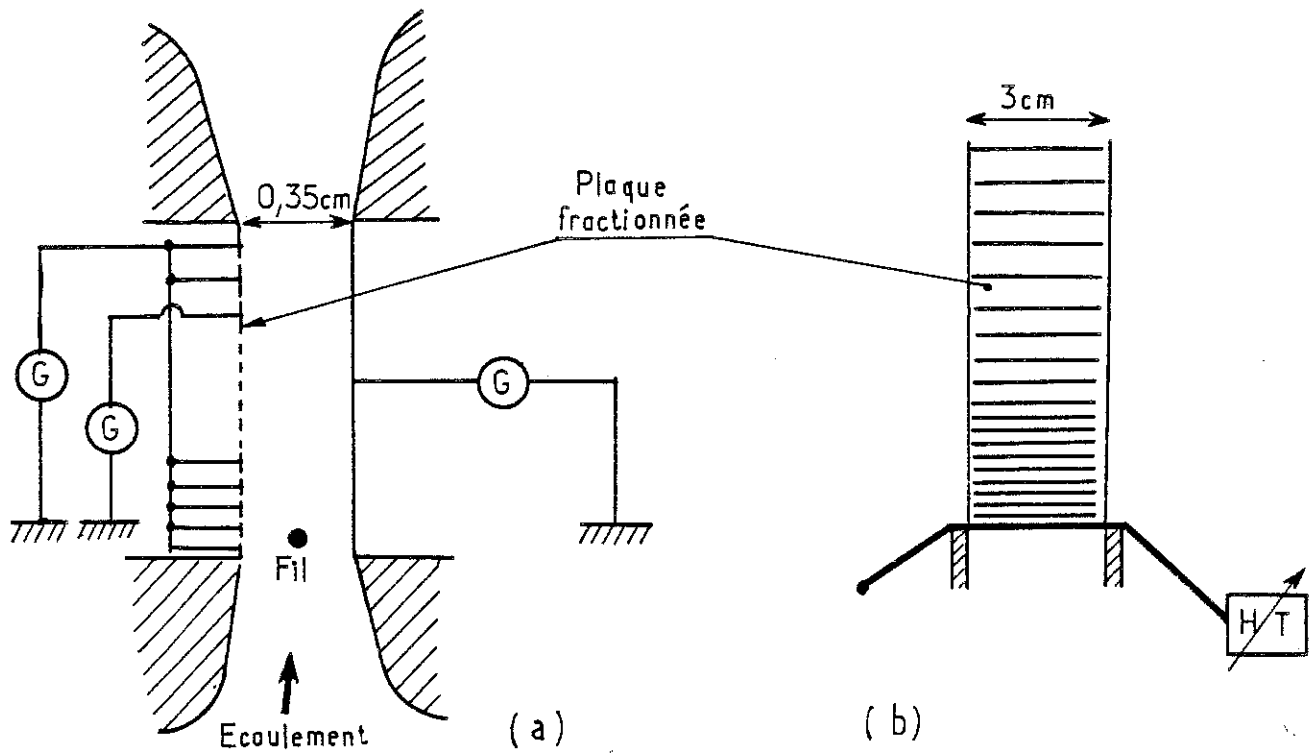


FIGURE 4 : Schéma de l'électrode fractionnée et positionnement du fil.

( a ) Vue de profil

( b ) Vue de face

débit l/h	120	245	400	555	710	870	1050	1190	1355	1540
$\bar{u}$ ( cm/s )	32	66	105	145	190	230	270	310	360	405
$Re = \frac{\bar{u} d}{\nu}$	225	460	740	1030	1320	1600	1900	2200	2518	2850

TABEAU II : Valeurs de la vitesse moyenne et du nombre de REYNOLDS en fonction du débit imposé.

C) La visualisation de l'écoulement a été réalisée par strioscopie classique [ 58 ].

Les gradients d'indice de refraction du liquide sont obtenus en chauffant le fil : ceci est fait par le passage d'un courant alternatif sous une tension de quelques volts fournis par un transformateur d'isolement.

D) Mesures de vitesse.

Les profils de vitesse ont été obtenus par anémométrie laser DOPPLER ( A.L.D. ) [ 59 ] ( pour notre montage voir [ 50 ] ).

a) Le vélocimètre utilisé est schématisé sur la Figure 5.

Des franges d'interférence sont créées à partir d'un faisceau laser dedoublé, les deux faisceaux **se coupant** au point de focalisation des lentilles. Les particules en suspension dans le fluide qui passent dans la zone des franges diffusent la lumière qui est donc modulée avec une fréquence proportionnelle à leur vitesse. Un traitement de cette information nous donne la composante de la vitesse normale au plan des franges.

Le volume de mesure est un ellipsoïde de révolution allongé de dimension caractéristique  $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m} \times 360 \mu\text{m}$  qui comprend environ 20 franges. L'interfrange est  $2,38 \mu\text{m}$  dans notre montage.

L'optique de réception est une lentille qui conjugue la zone de mesure avec la surface d'une photo-diode qui transforme la lumière diffusée, modulée à la fréquence DOPPLER, en un signal de même fréquence traité par l'unité électronique.

Un amplificateur monté au voisinage immédiat de la photo-diode permet d'avoir un gain élevé ( 5000 ) tout en ayant une bande passante raisonnable ( 2 MHz ). La partie continue du signal ( une tension ) est éliminée par une capacité en série et un filtre passe-bande supprime une partie des parasites et la composante basse fréquence.

Le démodulateur comprend un premier étage qui transforme le signal à enveloppe gaussienne en signal rectangulaire ( Figure 6 ). On compte ensuite le temps entre deux passages à zéro en croissant et on compare un nombre  $n$

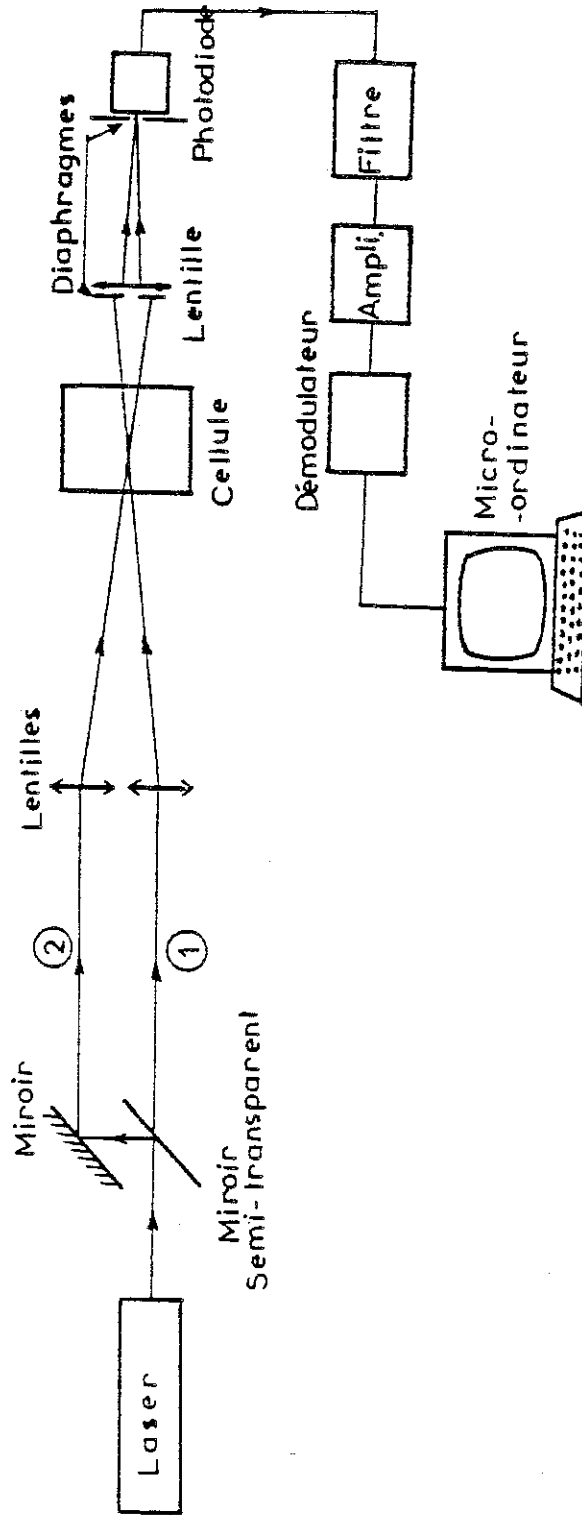


FIGURE 5 : Schéma du vélocimètre laser DOPPLER.

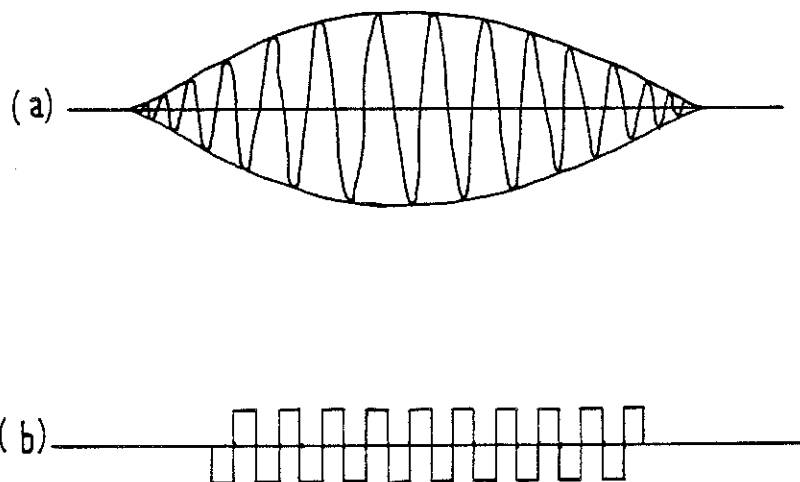


FIGURE 6 : ( a ) Forme du signal DOPPLER ( une seule particule ).  
( b ) Signal transformé en signal carré par le  
démodulateur. L'amplitude est constante et la  
fréquence est égale à la fréquence DOPPLER de  
( a ).

(  $2 \leq n \leq 15$  ) de "périodes" consécutives. Lorsque la variation reste suffisamment faible, la dernière mesure de la série est validée et mise en mémoire d'un micro-ordinateur. Les valeurs moyennes et l'écart-type sont déterminés à partir d'un ensemble de 35 ou 50 mesures instantanées.

b) Validité des mesures de vitesse.

En général, une particule de quelques microns de diamètre suit bien le mouvement du liquide dans lequel elle est suspendue si ce liquide subit un changement brusque de vitesse [ 60 ]. Cependant, il faut examiner si c'est bien le cas en présence d'un champ électrique.

Les particules en suspension sont des impuretés "naturelles" du liquide ( B.N.C. ) et nous ne savons pas, a priori, si elles sont conductrices ou isolantes. Regardons donc, le comportement de ces deux types de particules sous l'influence d'un champ électrique moyen assez fort [ 61 ].

- Mobilité d'une sphère métallique dans un champ électrique.  
La force électrique agissant sur la sphère est  $F_e = QE$   
où la charge  $Q = \frac{2}{3} \pi^3 / \epsilon \cdot a^2 \cdot E$  ;  $a$  est le rayon de la  
particule.

En état stationnaire, la force électrique doit être  
égale à la force de friction du liquide autour de la  
particule -  $F_v$

$$F_v = \frac{1}{2} \pi a^2 \rho V_p f$$

(  $f$  : facteur de friction ;  $\rho$  : masse volumique du  
liquide ;  $V_p$  : vitesse de la particule ).

La mobilité est donc exprimée par la relation :

$$K_p = \left( \frac{4}{3} \frac{\pi^2 \epsilon}{\rho f} \right)^{1/2}$$

La valeur de  $f$ , donnée par la loi de STOKES est

$$f = \frac{24}{Re}. \text{ Donc :}$$

$$K_p = \left( \frac{4}{3} \frac{\pi^2 \epsilon Re}{\rho 24} \right)^{1/2}$$

Dans un champ électrique  $E \lesssim 6 \cdot 10^6$  V/m, la vitesse limite  
de la particule est :

$$V_p \approx 2 \text{ m/s}$$

- Mobilité d'une sphère isolante dans un champ électrique.  
La mobilité d'une particule isolante est beaucoup plus  
faible. La charge est alors due à la double couche autour  
de la particule et est donnée par l'expression [ 62 ] :

$$K_p = \frac{2}{3} \frac{\epsilon \zeta}{\mu}$$

où  $\zeta$  est la chute de potentiel dans la couche diffuse,  
qui a une valeur typique de  $10^{-1}$  V dans nos conditions  
[ 63 ]. On trouve  $K_p$  égale à  $\frac{1}{2} 10^{-9}$  m<sup>2</sup>/V.s..  
Dans un champ  $E \lesssim 6 \cdot 10^6$  V/m,

$$V_p = K_p E \approx 3 \text{ mm/s}$$

Il est très peu probable que les particules qui se trouvent dans le B.N.C. utilisé soient des particules métalliques. Dans nos mesures de vitesse pour des écoulements induits seulement par la force de COULOMB, nous n'avons pas eu des vitesses de l'ordre du mètre par seconde.

Les vitesses les plus petites mesurées sont de l'ordre d'une dizaine de centimètres par seconde. Donc l'erreur maximale possible due à la vitesse propre des particules isolantes par rapport au liquide est négligeable.

Les vitesses mesurées, alors, représentent la vitesse véritable du liquide avec une erreur de moins de 1 %.



CHAPITRE III  
MESURES ÉLECTRIQUES





### III - 1 INTRODUCTION

Nous nous limitons dans ce Chapitre à la présentation et à la critique des résultats des mesures électriques. Afin de compléter les travaux de TOBAZEON sur les champs électriques, dont les points essentiels seront rappelés, la distribution de la densité de courant a été mesurée le long des électrodes planes en fonction de la tension appliquée et de la vitesse de l'écoulement forcé ( nombre de REYNOLDS ). Avec des mesures du courant entraîné hors de la zone d'injection en fonction également de ces deux paramètres l'existence de deux régimes d'écoulement est confirmé.

### III - 2 RAPPEL DES RÉSULTATS DE TOBAZÉON

Il y a trois parties à distinguer dans un générateur E.H.D. : la zone d'injection d'ions, la zone de conversion et le collecteur de charges. Les travaux de TOBAZEON [ 31 ] portent principalement sur la première et la troisième de ces zones.

D'abord, il a expérimenté plusieurs types d'ioniseurs pour trouver la géométrie permettant d'injecter la plus forte densité de charge au sein du liquide. La meilleure configuration d'électrodes est celle d'un fil tendu à égale distance de deux plaques planes et parallèles, l'axe du fil étant perpendiculaire à la direction de l'écoulement ( voir Figure 2 de Chapitre II ).

Le fil est donc situé là où la vitesse de l'écoulement forcé est maximale ( écoulement de POISEUILLE établi ). La section de sa cellule était de  $35 \times 3 \text{ mm}^2$  avec un fil de  $0,1 \text{ mm}$  de diamètre.

Un paramètre important dans ces mesures était le rapport entre la distance fil-plaque  $L'$  ( =  $L/2$  ) et la longueur des plaques en aval ( ou en amont ) du fil,  $h$ . Il a trouvé que l'intensité de l'injection augmente avec  $h$  (  $L'$  fixe ) jusqu'à une valeur  $h = 4 L'$ , à partir de laquelle elle devient presque constante. Il a également constaté que l'injection augmente avec la vitesse du liquide jusqu'à  $5 \text{ m/s}$  (  $V$  fixe ) où elle se sature pour toute valeur de la tension appliquée.

Par ailleurs, il a déterminé la répartition du champ électrique pour différentes valeurs de la tension appliquée, de la vitesse du liquide, etc ... en utilisant l'effet électro-optique de KERR. Certains de ces résultats sont présentés sur la Figure 1. Sans circulation ( Figure 1-a ), un champ électrique intense s'étend jusqu'à une distance environ dix fois celle entre le fil et les plaques.

Avec un écoulement forcé, il y a deux configurations pour les lignes de champ selon la vitesse du liquide. Pour les vitesses faibles ( inférieures à  $1 \text{ m/s}$  pour des tensions appliquées  $V \leq 20 \text{ kV}$  ) ( Figure 1-b ), la zone où le champ est le plus intense est une bande très fine tout au long des plaques en aval du fil. Moins de 10 % des ions injectés par le fil sont entraînés par le liquide en dehors de la zone d'injection, le reste étant capté par les plaques. Pour des vitesses suffisamment

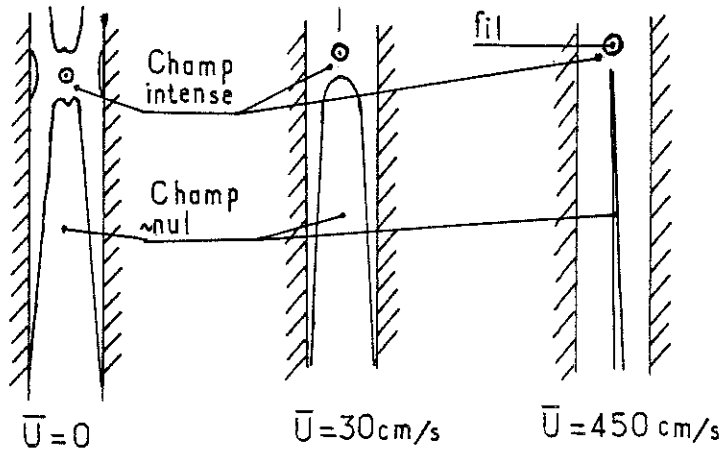


FIGURE 1 : Lignes d'équi-champs entre un fil et deux plans d'après TOBAZEON [ 31 ] pour  $V \sim 20 \text{ kV}$  ( $E \sim 100 \text{ kV/cm}$ )  
( a )  $\bar{u} = 0$  ; ( b )  $\bar{u} = 30 \text{ cm/s}$  ; ( c )  $\bar{u} = 450 \text{ cm/s}$   
Le champ autour du fil est toujours très intense.

importantes ( $\geq 4,5 \text{ m/s}$  à  $V \approx 20 \text{ kV}$ ) les charges injectées restent dans un sillage en aval du fil, dont l'épaisseur augmente très lentement ( Figure 1-c ). On suppose dans ce cas que toute la charge d'espace injectée est entraînée hors de la zone d'injection.

Malgré la mise en évidence de l'existence de deux régimes de fonctionnement, nous n'avons pas d'information ni sur la structure des écoulements dans ces régimes, ni sur les interactions qui donnent lieu à ces structures.

Le meilleur moyen pour étudier ces structures est de déterminer les profils de vitesse, ce qui sera fait au Chapitre V. On peut cependant progresser dans leur connaissance en effectuant des mesures électriques.

### III - 3 DISTRIBUTION DE LA DENSITÉ DE COURANT SUR LES PLAQUES

Nous présentons une courbe typique de la caractéristique courant-tension dans le B.N.C. entre le fil et les deux plaques sur la Figure 2. Pour  $V < 2$  kV le courant est ohmique. A partir de  $V = 2$  kV l'injection devient de plus en plus dominante. Le courant doit être alors décomposé en une partie correspondante à la conduction ohmique et une partie provenant de l'injection d'ions par le fil. Le courant de conduction est dû au champ électrique harmonique modifié par la présence de la charge d'espace.

La Figure 3 montre des séries typiques de distribution de courant  $j$  pour différentes valeurs du nombre de REYNOLDS ( voir Tableau II du Chapitre II ) et de la tension appliquée.

Pour des faibles tensions appliquées (  $V < 3,5$  kV ) le courant de conduction est assez fort pour masquer la contribution à la distribution de la densité de courant par des ions injectés.

Pour des tensions plus grandes (  $V \geq 4$  kV ) on remarque tout de suite qu'on n'a pas une distribution d'allure gaussienne sur les courbes de  $j$ , mais qu'il existe un deuxième maximum qui reste toujours situé à environ 20 mm à l'aval du fil. Par contre, l'abscisse du premier maximum et son amplitude varient en fonction de la vitesse du liquide. Pour des vitesses encore supérieures, les maxima disparaissent et on remarque que  $j$  prend une valeur sensiblement constante ( pour  $x > 0$ , c'est-à-dire en aval du fil ).

Nous faisons l'hypothèse que les maxima sur les courbes ( Figure 3 ) sont déterminés par le courant d'injection et que le premier maximum est déplacé en première approximation comme la séparatrice entre les zones non-chargées ( en amont du fil ) et chargées ( en aval, ) du liquide. La validité de cette hypothèse dépend beaucoup de l'importance relative de la partie de conduction du courant. Donc, le déplacement du premier maximum correspond au déplacement de cette séparatrice en aval du fil.

Une indication de l'existence d'une structure secondaire, induite par la présence de la charge d'espace peut être tirée d'un examen de la variation de l'abscisse du premier maximum en fonction de la vitesse de l'écoulement forcé.

La Figure 4 montre que l'abscisse de ce maximum varie linéairement en fonction de la vitesse moyenne du liquide. En

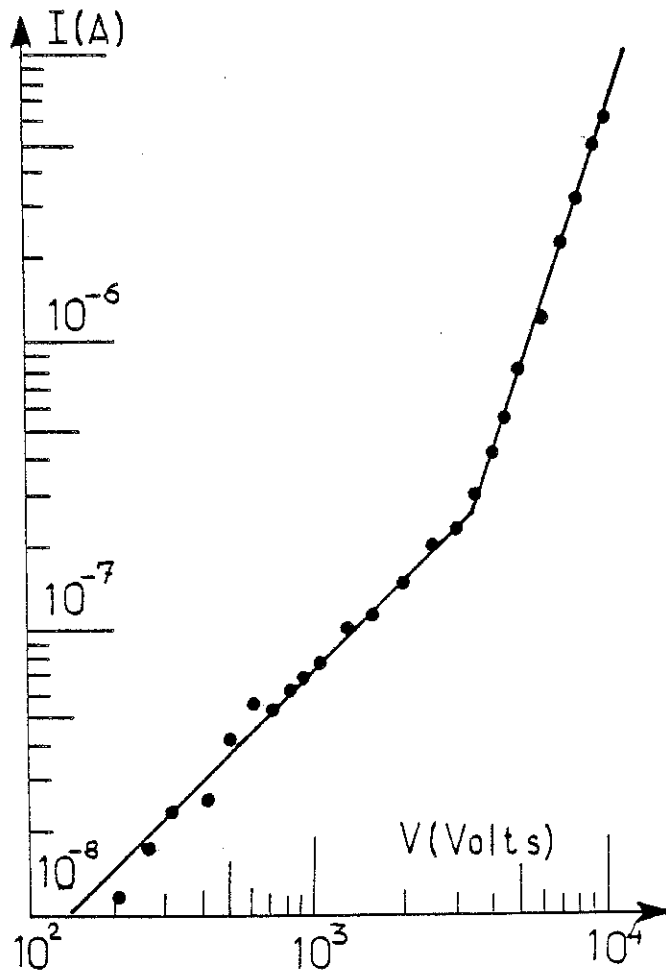


FIGURE 2 : Caractéristique courant-tension entre le fil et deux plans dans le B.N.C..

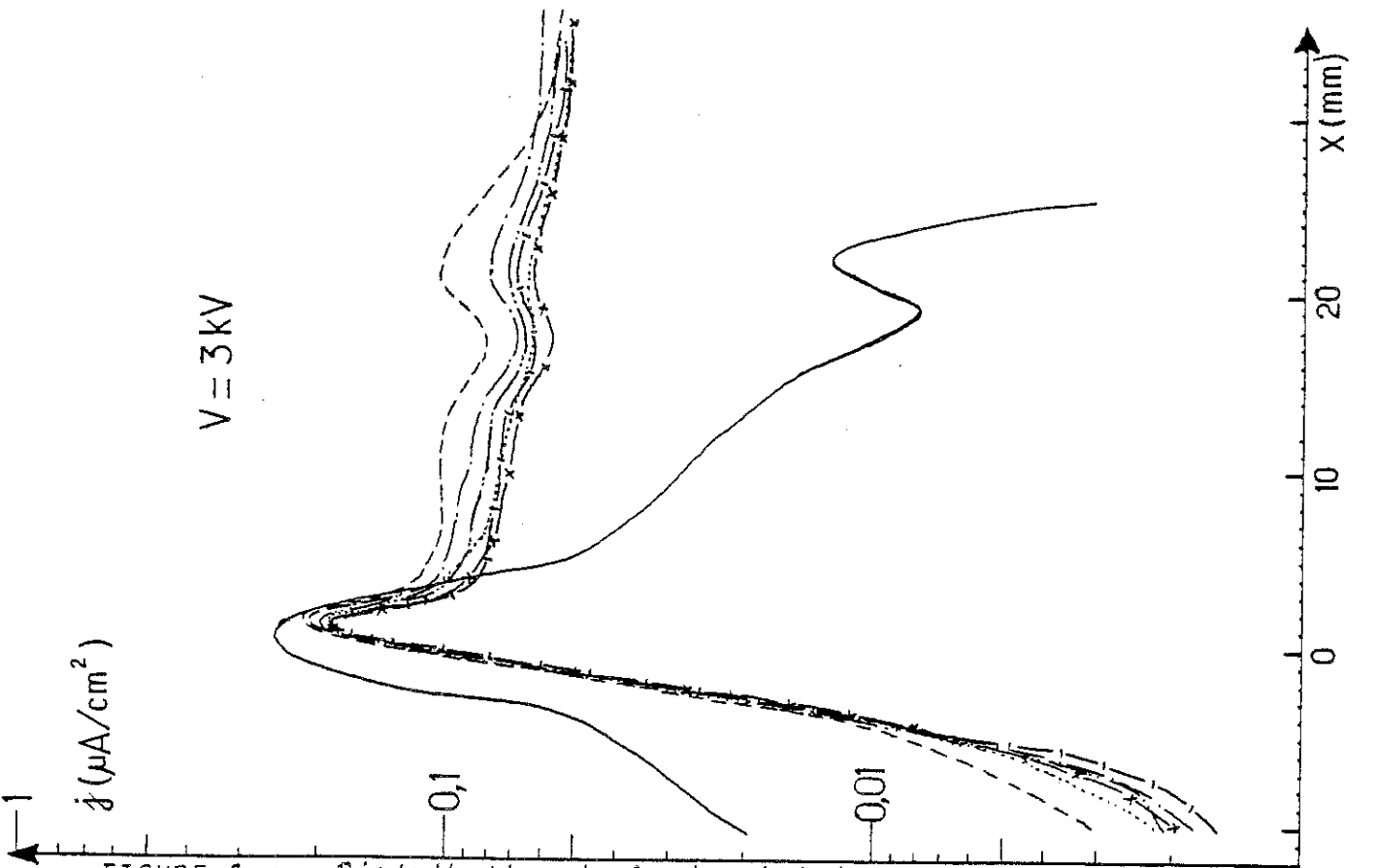
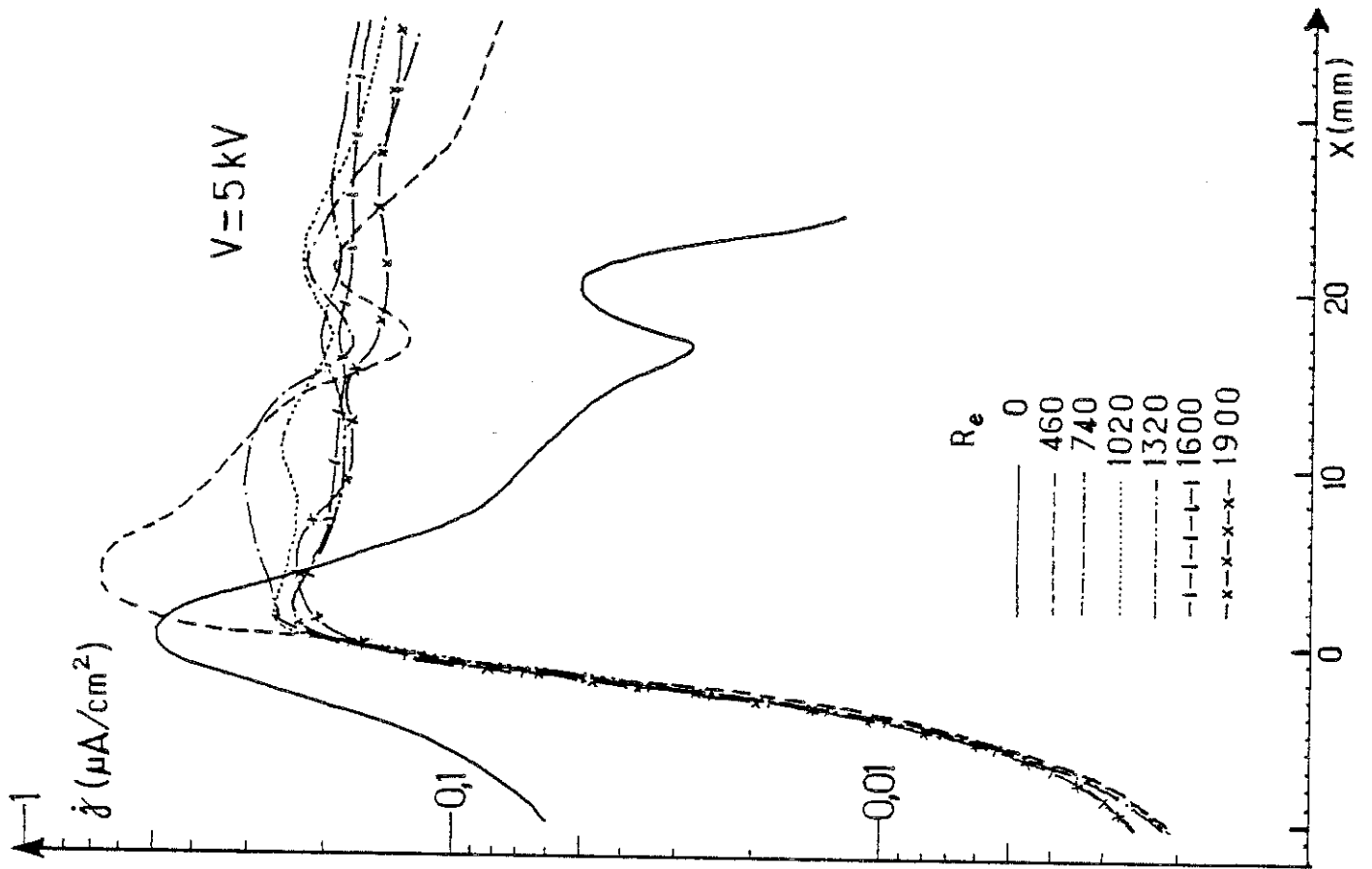


FIGURE 3-a : Distribution de la densité de courant  $j$  sur une plaque pour différents nombres de REYNOLDS et différentes tensions appliquées.

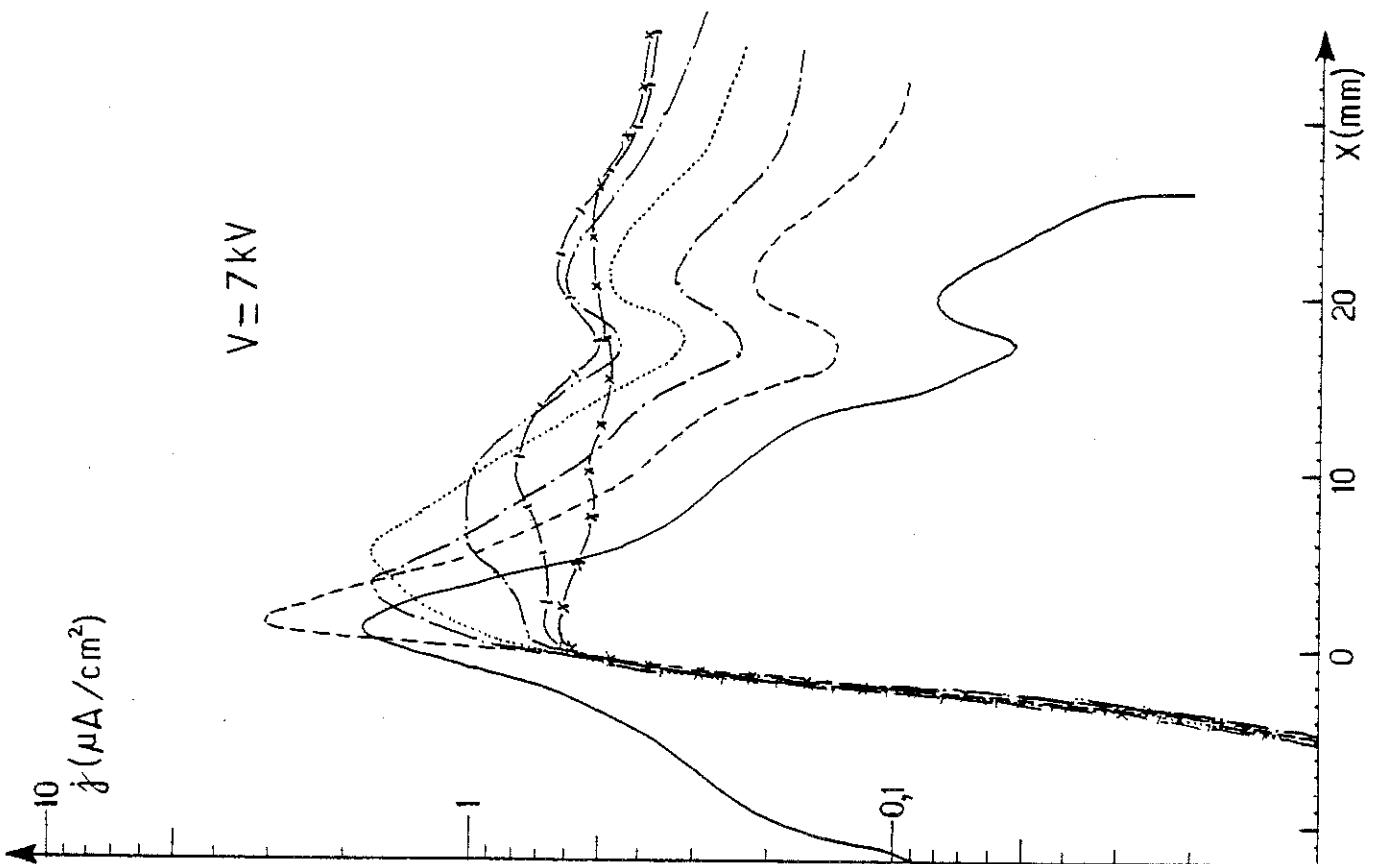
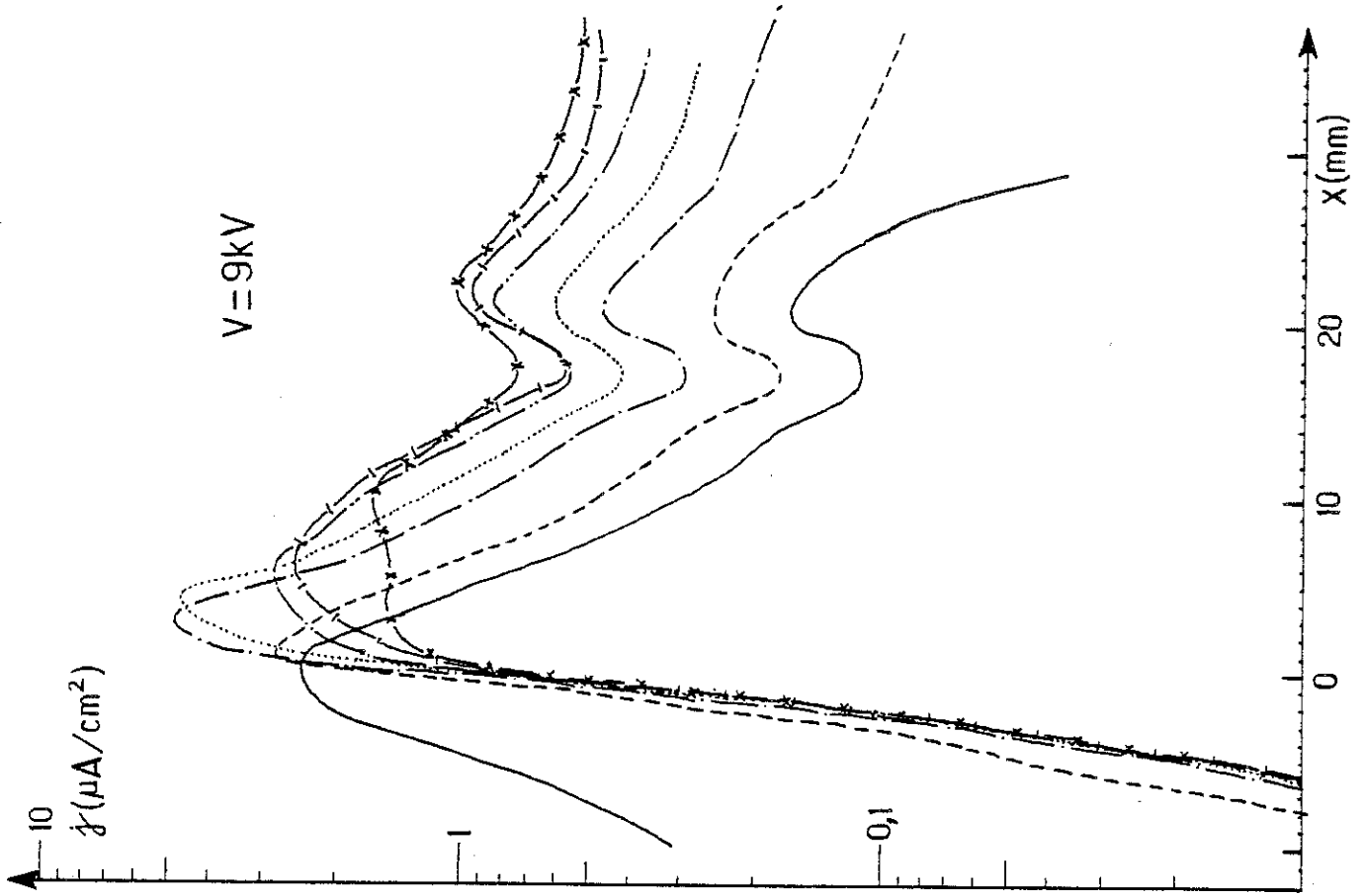


FIGURE 3-b : Distribution de la densité de courant  $j$  sur une plaque pour différents nombres de REYNOLDS et différentes tensions appliquées.



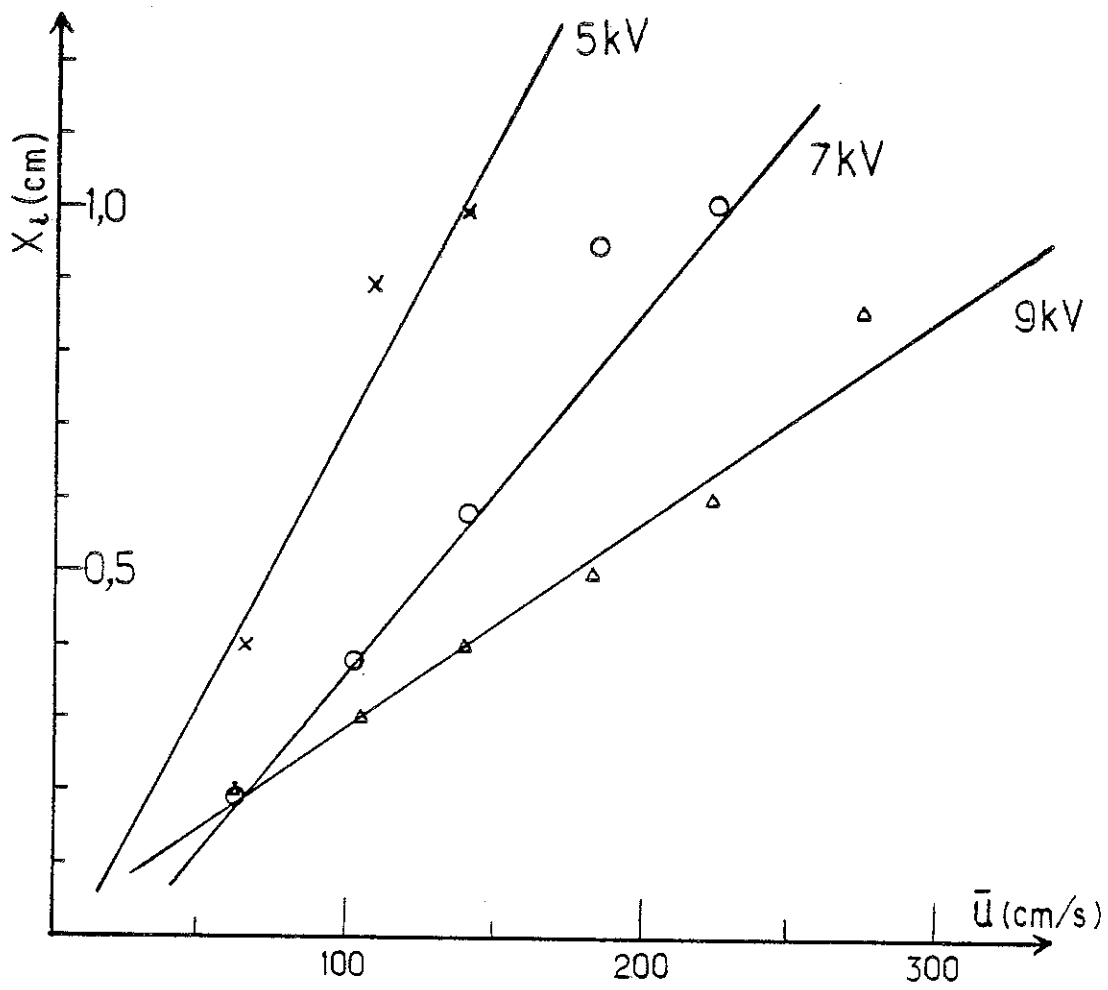


FIGURE 4 : L'abscisse du premier maximum en fonction de la vitesse moyenne du liquide pour 3 tensions différentes.

admettant que le rapport de cette abscisse  $x_i$ , à la distance fil-plaque,  $L'$ , est égal au rapport de la vitesse moyenne du liquide,  $\bar{u}$ , à la vitesse moyenne des ions  $K_{app} \bar{E}$  vers la plaque ( $\bar{E} \approx V/L'$ ) ( Figure 5 ), il est possible de déterminer une mobilité équivalente -  $K_{app}$  - des charges. Les pentes -  $P_i$  - de ces courbes sont donc égales à  $L'^2/K_{app} V$ , et les valeurs qu'on en déduit pour  $K_{app}$  varient d'environ  $7,2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V.s.}$  pour  $V = 5 \text{ kV}$  à  $1,1 \cdot 10^{-3}$  pour  $V = 9 \text{ kV}$ .

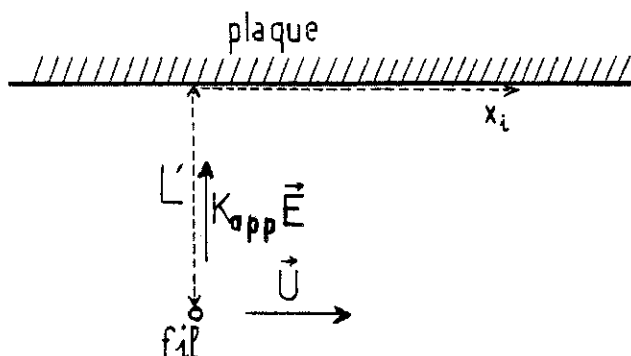


FIGURE 5

Ces valeurs de  $K_{app}$  sont bien supérieures à la mobilité ionique  $K \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{v.s.}$ , mais, restent comparables à la mobilité électrohydrodynamique dans le cas d'une injection limitée par charge d'espace entre électrodes planes et parallèles sans écoulement forcé [ 47, 49 ],

$$K_{EHD} = \frac{1}{3} \sqrt{\epsilon/\rho} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{v.s.} \text{ dans le B.N.C..}$$

A partir de ces valeurs de mobilité apparente, nous pouvons en déduire une vitesse apparente pour les ions. Cette vitesse  $u' = K_{app} \bar{E}$  peut être considérée comme représentative du jet fil-plaque qui existe en l'absence d'un écoulement forcé. La variation de  $u'$  en fonction de la tension appliquée est approximativement en  $V^2$  ( Figure 6 ). Avec un courant qui croît en  $V^\alpha$  ( où  $\alpha \geq 2$  ), on a à peu près que  $(u')^2 = (K_{app} E)^2$  varie linéairement avec  $I.V.$  - la puissance d'entrée. Ceci concorde avec les mesures de vitesse de HAIDARA entre lame et plan [ 50 ] qui a aussi trouvé que  $(u')^2$  est une fonction linéaire de  $I.V.$ . Puisque nos mesures électriques, en présence d'un

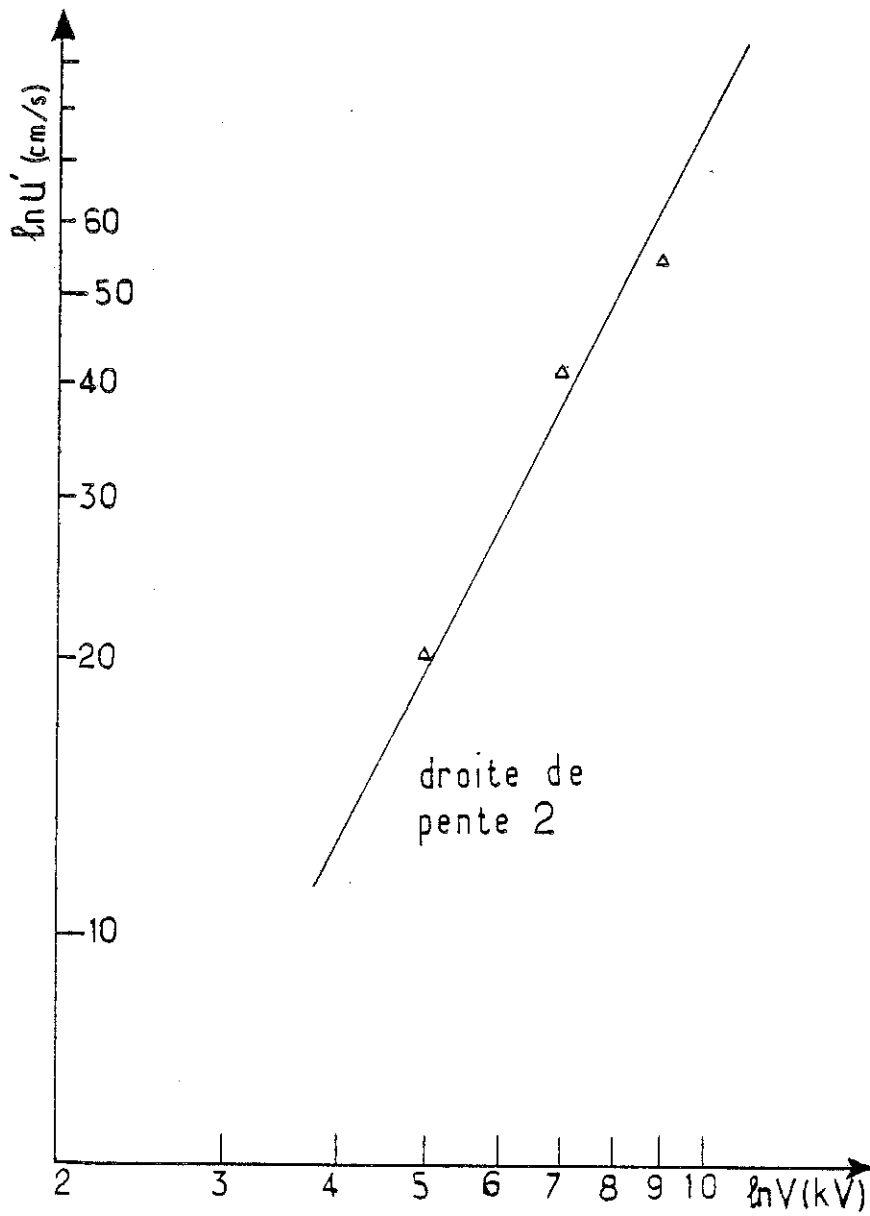


FIGURE 6 : La vitesse apparente  $u' = K_{app} \bar{E}$  en fonction de la tension appliquée.

écoulement forcé, donnent très indirectement des valeurs de vitesse, nous pouvons conclure que même en présence d'un écoulement forcé, il y a un jet de charge ( et peut-être un jet de liquide ? ) entre le fil et chaque plaque dont le point d'impact sur la plaque se déplace en aval sous la contrainte de plus en plus forte de l'écoulement forcé.

### III - 4 STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT AU VOISINAGE DE L'INJECTEUR

a) Même en l'absence d'un écoulement forcé, il y a toujours un mouvement du liquide lors d'une injection d'ions par le fil.

D'abord, le champ électrique dans cette géométrie d'électrodes est très divergent. En négligeant le mouvement ( liquide supposé au repos ), on voit que le champ électrique est plus intense dans les zones entre le fil et les plaques que le long de l'axe longitudinal du canal ( Figure 7-a ). La force de COULOMB  $qE$  exercée sur la densité de charge injectée, est également plus forte dans ces zones. Le couple résultant, s'exerçant sur le liquide, produit un mouvement selon quatre rouleaux bidimensionnels ( Figure 7-b ). De plus, le rétro-courant ramène une partie des charges injectées suivant la direction  $\vec{ox}$ , dans les zones fil-plaques, et, augmente ainsi le couple moteur.

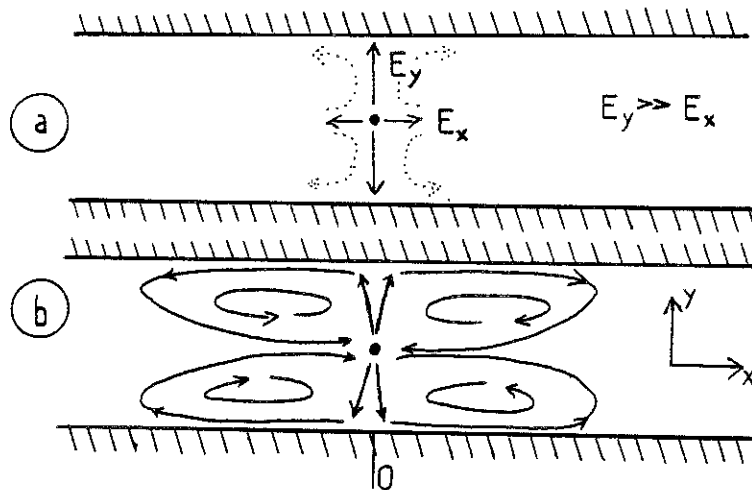


FIGURE 7 : ( a ) Amplitudes du champ électrique dans les directions parallèles (  $E_x$  ) et perpendiculaires (  $E_y$  ) aux plaques.

( b ) Schéma du mouvement en forme de quatre rouleaux.

Le mouvement prend la forme de deux jets de liquide chargé partant du fil vers chacune des plaques. Ces jets, dans la direction  $\vec{oy}$ , se séparent en deux autres jets le long des électrodes. Dans ces jets pariétaux, la vitesse longitudinale des ions, en gros celle du liquide, est très supérieure à la vitesse latérale qui tend à amener les ions sur l'électrode pour s'y décharger. Ceci est cohérent avec les observations de TOBAZEON [ 31 ] sur le champ électrique et nos mesures de la densité de courant qui montrent que celle-ci ne s'annule qu'à une distance qui est plusieurs fois la distance fil-plaque  $L'$ . Le champ électrique reste important le long des plaques jusqu'à environ dix fois  $L'$ , et correspond à notre deuxième maximum en  $j$  ( placé à 20 mm en aval du fil ). Donc, l'existence de ce champ électrique non-négligeable s'explique par la présence de la charge d'espace.

- b) Superposition d'un écoulement forcé à nombre de REYNOLDS faible.

Rappelons que, dans ce cas, le champ électrique s'étend très loin le long des plaques ( en aval du fil ), à cause de l'entraînement de la charge d'espace injectée. La plupart des ions injectés sont captés par les plaques (  $\sim 90\%$  ).

Nous pouvons tirer les conclusions suivantes : en amont du fil, les deux rouleaux sont complètement détruits : en aval, parce que la répartition de  $j$  ne change pas beaucoup par rapport à celle sans écoulement forcé, les jets fil-plaque et, plus particulièrement les jets pariétaux sont toujours présents.

L'écoulement de POISEUILLE est donc totalement détruit autour du fil. Ceci est notre premier régime d'écoulement.

- c) Superposition d'un écoulement forcé à grand nombre de REYNOLDS.

Ici, l'organisation de l'écoulement change complètement. Les charges sont entraînées dans un sillage mince derrière le fil hors de la zone d'injection.

Dans ce cas, le champ électrique créé par la charge d'espace devient constant et la densité de courant captée par les plaques qui provient de la conductivité résiduelle du liquide, doit être sensiblement constante en accord avec les courbes de la Figure 3. C'est le deuxième régime d'écoulement ( Figure 8 ).

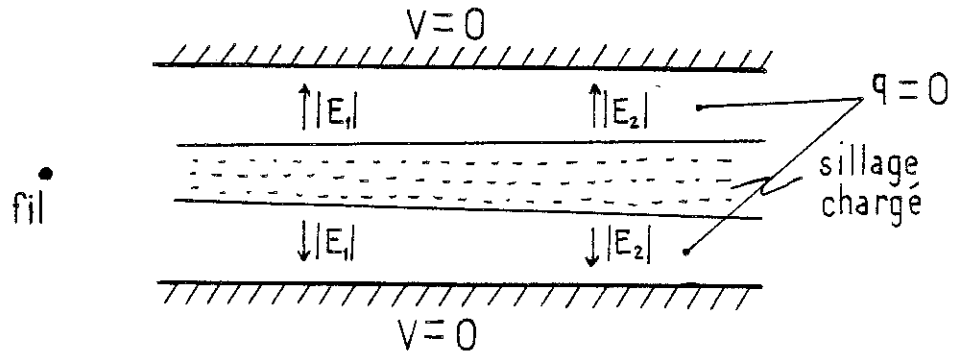


FIGURE 8 : Schéma du sillage chargé en aval du fil  
 $|E_1| = |E_2|$ .

Discutons maintenant, plus en détail, les effets d'un écoulement forcé sur la distribution de la densité de courant,  $j$ , montrée sur la Figure 3 pour les deux régimes.

Nous voyons d'abord, que l'amplitude du premier maximum augmente avec l'introduction d'un écoulement forcé avant de diminuer lorsque le débit croît encore plus. L'augmentation est due au fait que les ions, dans les jets pariétaux en amont du fil sont entraînés dans la zone fil-plaque. Les ions se déchargent près de l'origine sur l'électrode plane, où le champ électrique est très intense.

Pour des écoulements plus forts, il y a un entraînement plus important de la charge d'espace. L'amplitude du maximum décroît ensuite, ceci est dû à un effet électrostatique : le point d'aboutissement du jet de charge ( et pas du liquide ) sur l'électrode se déplace progressivement ( avec  $\bar{u}$  ) en dehors de la zone d'influence du champ électrique fil-plan, le champ étant dû seulement à la présence de la charge d'espace.

L'abscisse du deuxième maximum ne bouge pas apparemment avec l'écoulement forcé. Nous n'avons pas d'explication simple pour ce phénomène.

Nous pouvons conclure de ce qui précède que l'entraînement de la charge d'espace en dehors de la zone d'injection nécessite que l'écoulement forcé soit assez fort pour surmonter les structures présentes dues à la migration de la charge du fil aux plaques.



### III - 5 ENTRAÎNEMENT DES IONS PAR L'ÉCOULEMENT FORCÉ

Il y a deux régimes d'interaction et chacun d'eux doit présenter une efficacité différente d'entraînement des ions en dehors de la zone d'injection. Il est aussi vraisemblable que la transition entre les deux régimes se fera avec hystérésis. Il y a deux moyens de passer continuellement d'un régime à l'autre : d'abord en variant la tension  $V$  pour une vitesse de l'écoulement fixe et deuxièmement, en variant la vitesse pour des tensions fixes.

La première série de courbes montre l'évolution du courant extrait de la zone d'injection en fonction de la tension appliquée pour plusieurs valeurs de la vitesse moyenne de l'écoulement forcé ( nombre de REYNOLDS fixe ).

Le courant total (  $I_{total}$  ) est défini comme la somme du courant capté par les plaques (  $I_{capt.}$  ) et du courant entraîné (  $I_{entr.}$  ). Les courbes de la Figure 9, tracées en échelles doublement logarithmique montrent un changement de loi évident qui correspond à la transition du régime 2 au régime 1 lorsque la tension est suffisamment importante. Remarquons aussi un effet d'hystérésis : le rapport des courants est plus petit lorsqu'on fait décroître la tension. Ceci est un phénomène très souvent observé de métastabilité d'écoulements.

Pour une tension suffisamment faible, le rapport  $I_{entr.}/I_{total}$  est quasiment constant ; c'est le régime d'entraînement ( régime 2 ) de la charge injectée et le rapport  $I_{entr.}/I_{total}$  est inférieur à 1 à cause de la conduction résiduelle du liquide. Pour des tensions plus fortes  $I_{entr.}/I_{total}$  varie comme  $V^{-\gamma}$ , où  $1,6 \leq \gamma \leq 2$ . Cette décroissance rapide correspond à l'existence des jets de charge fil-plaque et les jets pariétaux.

La deuxième série de mesures porte sur la variation du taux d'entraînement des ions injectés en dehors de la zone d'injection en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement forcé ( ou nombre de REYNOLDS ) pour plusieurs valeurs de la tension appliquée.

Premièrement, le courant total décroît avec le nombre de REYNOLDS (  $V$  fixe ). Or normalement avec un entraînement des ions loin de l'injecteur de plus en plus efficace, le champ

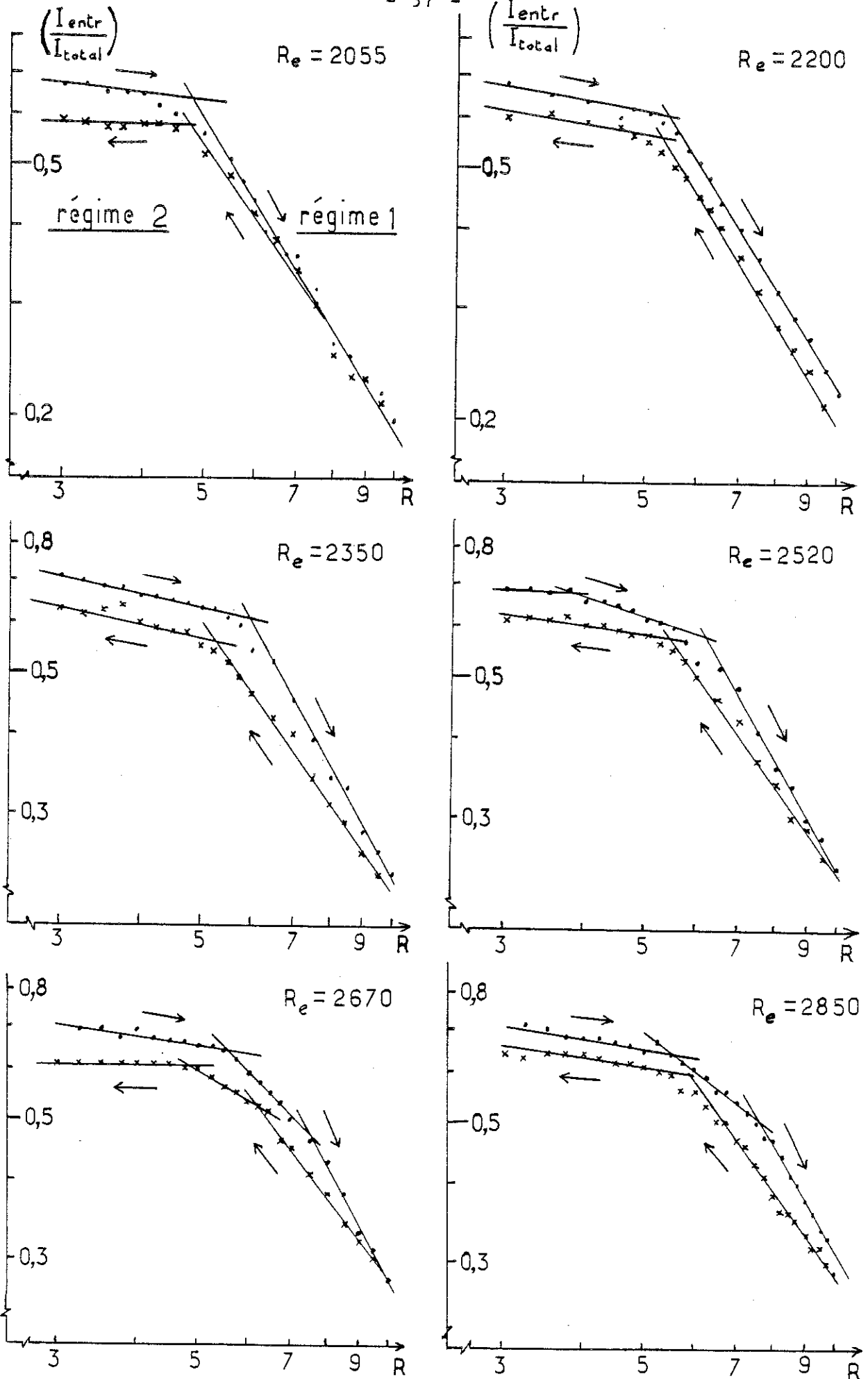


FIGURE 9 : Variation de  $( I_{entr} / I_{total} )$  en fonction de  $R$   
 ( . tension croissante, x tension décroissante )  
 pour plusieurs nombres de REYNOLDS de l'écoulement forcé.

électrique sur le fil devrait augmenter et produire une injection d'ions plus importante, ce que nous ne voyons pas ( Figure 10 ).

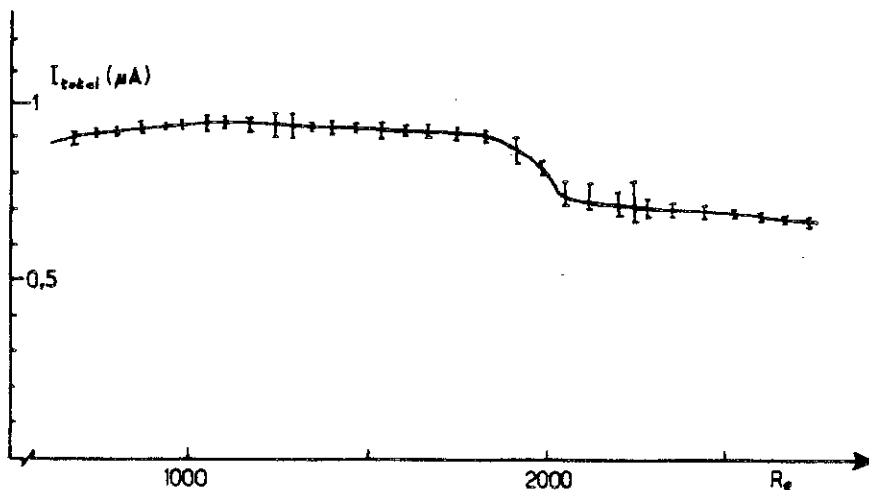


FIGURE 10 : Variation de  $I_{total}$  en fonction du nombre de REYNOLDS pour  $V = 4,5$  kV. Les barres d'erreur indiquent le niveau de fluctuation.

Nous expliquons cette décroissance ainsi : pour une tension donnée nous passons du régime 1 ou régime 2 lorsqu'on dépasse un nombre de REYNOLDS de transition. Par conséquent, la réorganisation de l'écoulement et la redistribution de la charge d'espace induisent une nouvelle répartition du champ électrique, dont la valeur diminue sur les plaques face au fil. Donc, le courant de conduction ( $\sigma E$ ) diminue également. L'accroissement de l'injection est vraisemblablement masqué par cette baisse importante du courant de conduction et aussi, aux grands  $Re$ , par le fait que le courant entraîné n'est pas totalement recueilli par le collecteur.

Les courbes de la Figure 11 mettent également en évidence les deux régimes d'écoulement mais les transitions sont moins nettes. Celà est dû aux fluctuations de  $I_{total}$  qui sont plus importantes dans ce mode opératoire ( variation continue du nombre de REYNOLDS ) que dans le précédent ( variation continue de la tension ) et également à ce phénomène de diminution brusque du courant de conduction à la transition inter-régime. Les courbes

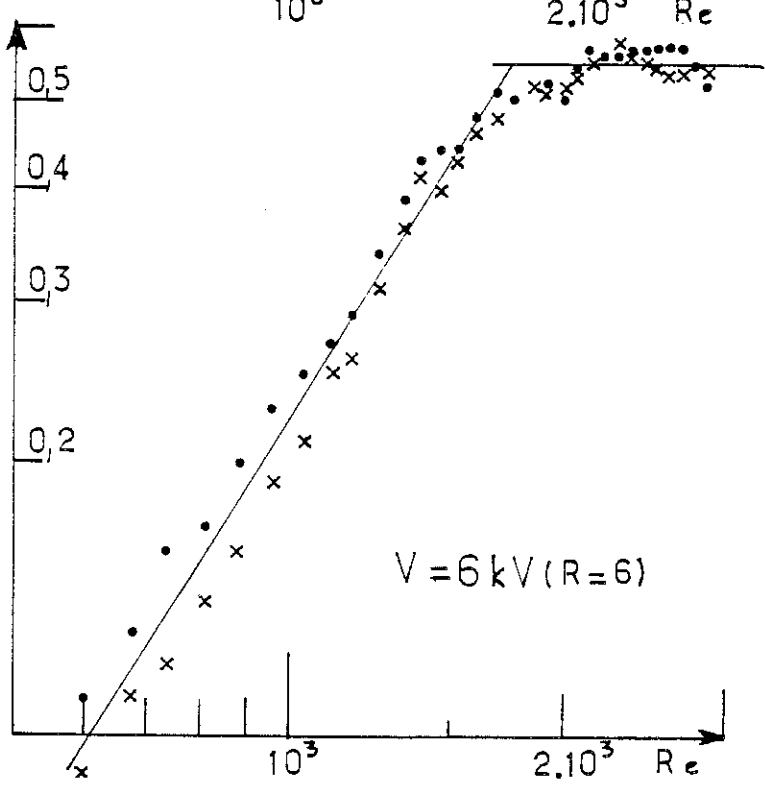
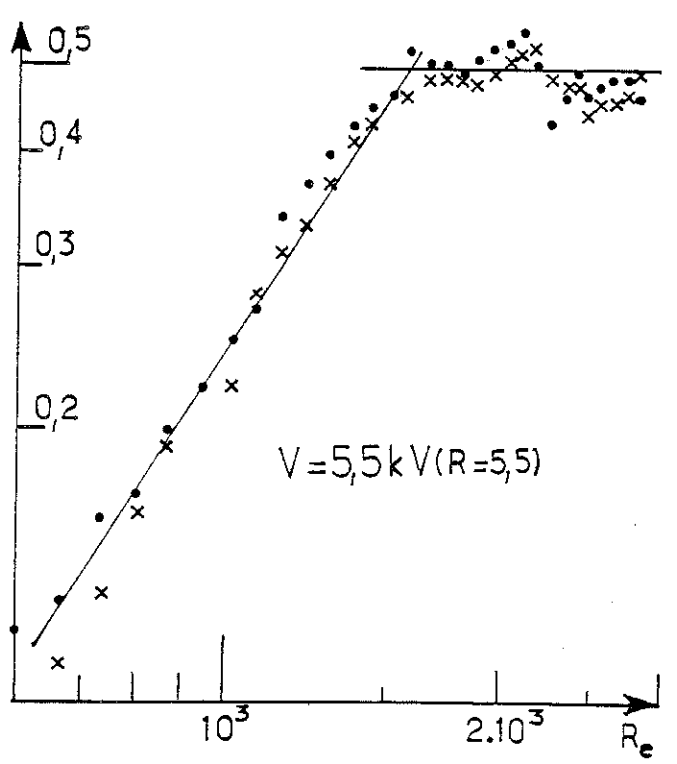
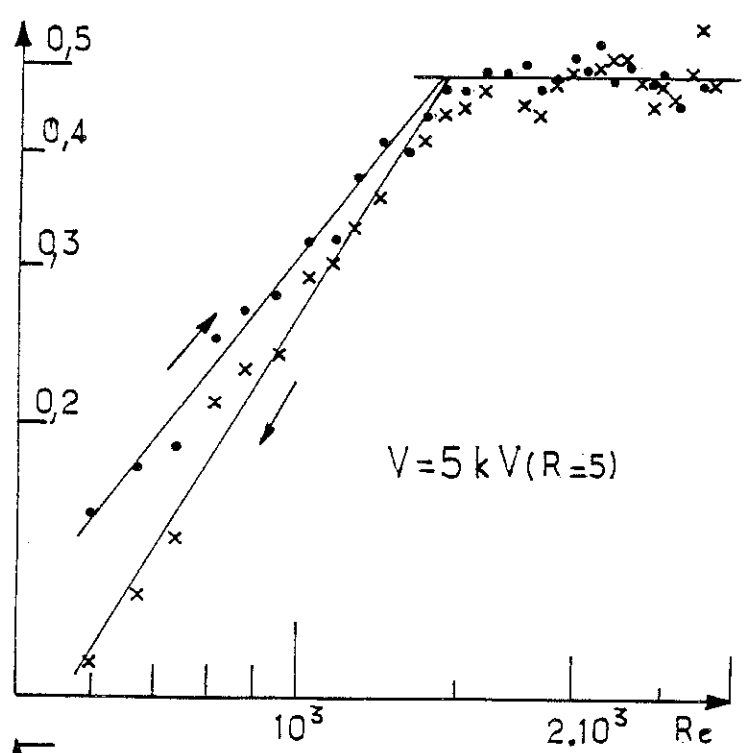
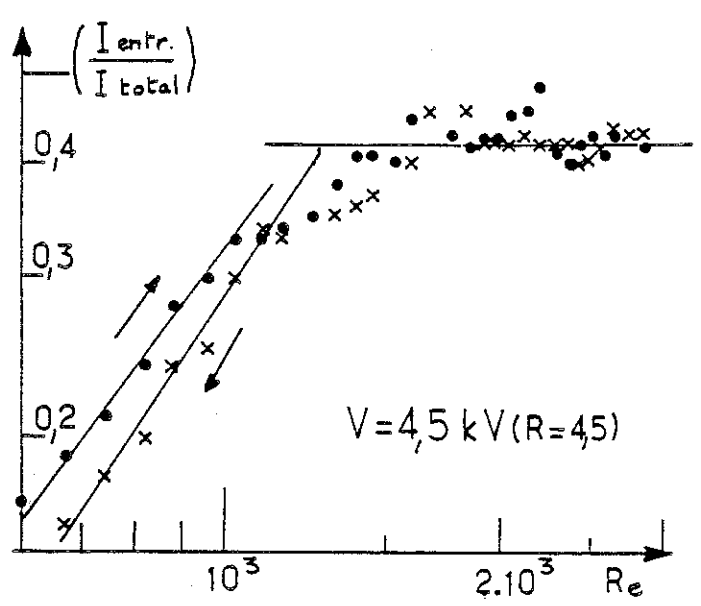
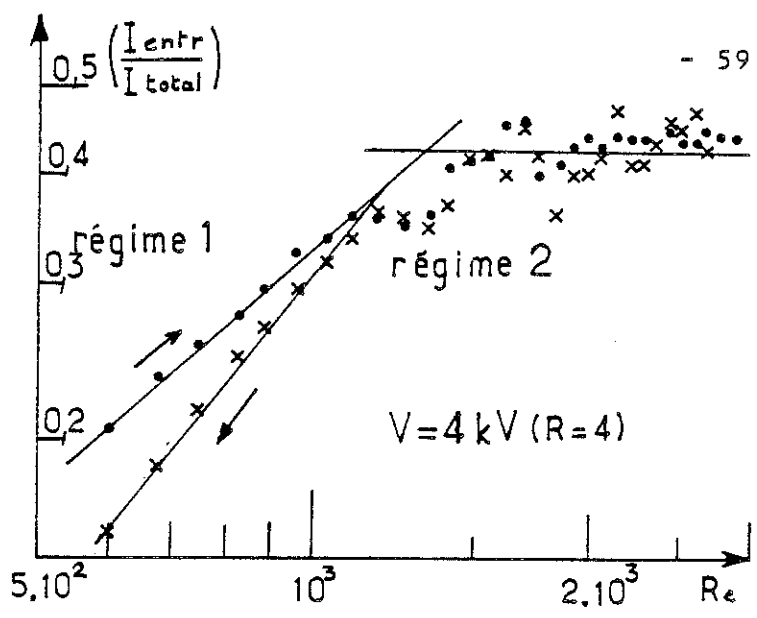


FIGURE 11 : Variation de  $\left(\frac{I_{entr.}}{I_{total}}\right)$  en fonction de  $R_e$  ( . vitesse croissante, x vitesse décroissante ) pour plusieurs valeurs de R ( ou de la tension appliquée ).

montrent une augmentation rapide du rapport  $I_{\text{entr.}}/I_{\text{total}}$  avec le nombre de REYNOLDS, puis ce rapport devient quasi-constant.

Les tensions de transition ( à  $Re$  fixe ) et les nombres de REYNOLDS de transition ( à  $R \propto V$  fixe ) sont présentées sur la Figure 12. Dans les deux cas, il y a une proportionnalité entre  $Re$  et  $R$ . Cette relation suggère que la transition entre régimes dépend de l'angle que les jets de charge ( fil-plaque ) font avec les électrodes planes, c'est-à-dire de l'importance respective de la vitesse apparente des ions (  $K_{\text{app}} E$  ) et de la vitesse de l'écoulement forcé.

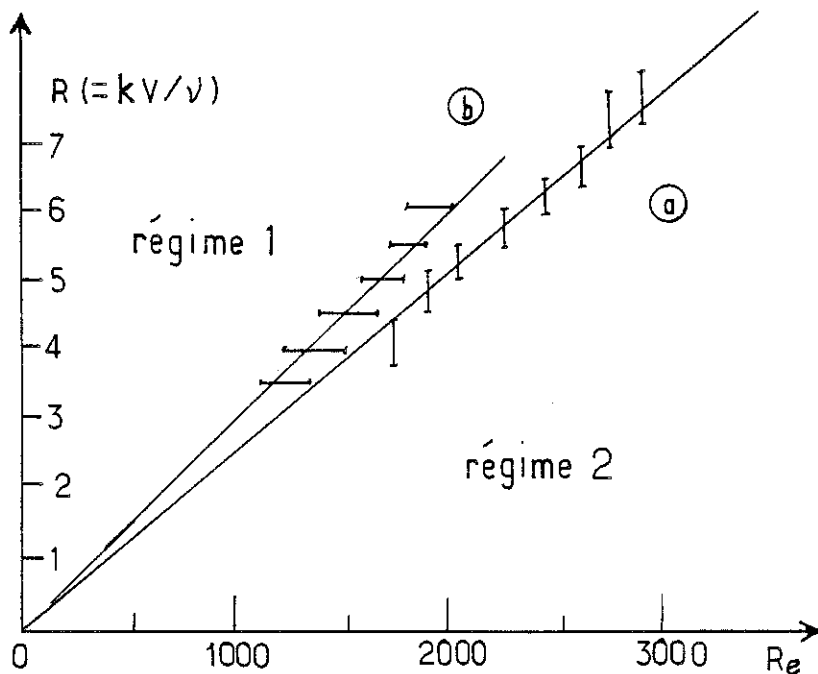


FIGURE 12 : Points de transition entre les régimes pour ( a )  $Re$  fixe et ( b )  $R$  fixe.

CHAPITRE IV  
L'ÉLECTROCONVECTION EN  
L'ABSENCE D'ÉCOULEMENT FORCÉ



#### IV - 1 INTRODUCTION

Dans ce Chapitre, on examine le mouvement induit par une injection d'ions par le fil lorsqu'il n'y a pas d'écoulement forcé. Ce mouvement, visualisé par strioscopie, prend la forme de quatre rouleaux bidimensionnels autour du fil. Les profils de vitesse, mesurés par anémométrie laser DOPPLER mettent bien en évidence des jets pariétaux associés à ces grosses structures.





#### IV - 2 VISUALISATION DU MOUVEMENT

D'après le raisonnement présenté dans le Chapitre précédent sur l'organisation du mouvement induit lors d'une injection unipolaire par le fil, nous nous attendons à ce que l'écoulement s'organise sous la forme de quatre structures bidimensionnelles de grande échelle. Ces grosses structures sont mises en évidence par les photographies présentées sur la Figure 1. Ces photographies qui montrent le gradient moyen instantané de température, ne nous renseignent pas sur le sens de l'écoulement. Un premier examen des photographies telles que Figure 1-e et Figure 1-f semble indiquer l'existence d'un jet plan, parallèle aux électrodes partant du fil. Cette conclusion est fautive car l'observation visuelle montre clairement qu'il y a deux jets qui partent du fil vers les deux électrodes planes et se séparent chacun en deux jets pariétaux. Ces jets se détachent des parois à une distance supérieure à cinq fois la distance fil-plaque et, il y a un rétro-courant vers le fil au centre du canal.

On peut remarquer une dissymétrie dans l'allure des rouleaux dont l'un est d'extension plus grande que l'autre. Pour  $V \geq 5$  kV, la différence dans la dimension des rouleaux, très marquée pour  $V < 5$  kV, diminue nettement. Cette dissymétrie ne provient pas de la dissymétrie géométrique ( vraisemblablement très faible ) du système fil-électrodes. En répétant l'expérience ( l'application d'une tension ) après un arrêt, on constate que la structure dominante n'est pas toujours la même \*. Les photographies de la Figure 1 illustrent bien le fait que c'est soit le rouleau supérieur, soit l'inférieur qui est plus important. La dissymétrie dans l'organisation de l'écoulement n'est pas décelable au niveau des courants. On constate que le courant capté par une électrode est à chaque instant égal à celui capté par l'autre à 1 % près.

---

\* Il est à noter qu'il y avait quand même une tendance à ce que le rouleau supérieur l'emporte sur l'inférieur : sur un certain nombre d'essais (  $\sim 25$  ) la grosse structure était le rouleau supérieur dans 60 % des cas environ.

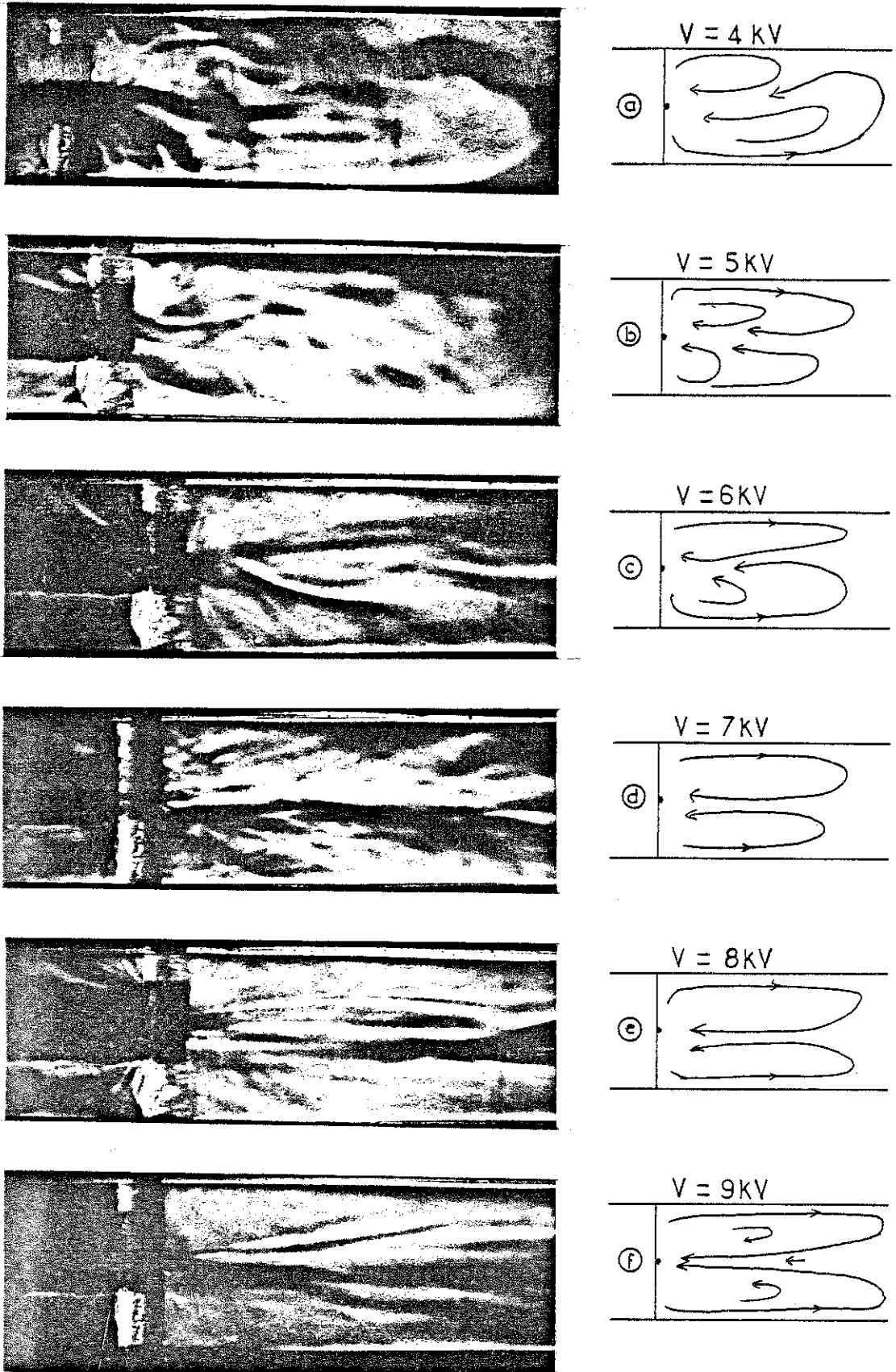


FIGURE 1 : Photographies de mouvement par strioscopie sur le côté droit du fil.

Donc l'éventualité d'avoir une organisation symétrique c'est-à-dire deux rouleaux de même taille, ne semble pas correspondre à une situation stable. Un phénomène apparemment semblable a été observé dans le problème de recirculation dans la zone d'un élargissement brusque d'une conduite ( Figure 2 ). On ne peut pas écarter quand même la possibilité d'un léger déplacement du fil.

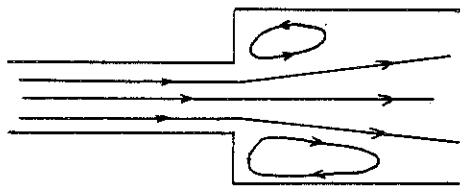


FIGURE 2 : Schéma des lignes de courant fermées dans une zone de recirculation dans une conduite qui élargit brusquement.

Sur les photographies, on observe aussi que pour des tensions faibles, les jets pariétaux s'étendent jusqu'à une distance égale à au moins six fois la distance fil-plaque ( $\sim 10$  mm). En augmentant la tension ils s'allongent de plus en plus le long des électrodes et occupent toute la longueur d'observation ( $\sim 15$  fois la distance fil-plaque  $L'$ ).

La structure turbulente du mouvement n'est visible que pour une certaine gamme de tensions appliquées :  $5 \text{ kV} \leq V < 8 \text{ kV}$ . Pour  $V < 5 \text{ kV}$ , on ne voit que le mouvement à grande échelle. On discerne clairement les petites structures pour  $V > 5 \text{ kV}$ , mais quand la tension dépasse 8 kV environ on ne les distingue plus. Nous proposons deux raisons pour expliquer ce phénomène : la taille de ces petites structures devient de plus en plus petite et leur vitesse de plus en plus grande. Leur durée de vie diminue et donc ils ne sont plus visibles à l'oeil. De plus, la diffusion turbulente augmente et le gradient thermique diminue, ce qui réduit le contraste.

Remarque

La polarité de la tension sur le fil pour toute cette série de photographies est positive. En polarité négative, le mouvement est beaucoup plus turbulent et les grosses structures ne sont plus visibles, bien qu'il n'y ait pas de grande différence entre les courants positifs et négatifs. Ceci peut indiquer que l'injection en polarité négative est moins homogène le long du fil qu'en polarité positive, dû probablement à des processus électrochimiques au voisinage immédiat du fil. Le résultat de ceci est d'introduire une perturbation importante tridimensionnelle dans l'écoulement. Néanmoins, nous avons trouvé que les profils de la vitesse moyenne relevés en polarité négative étaient invariants par translation dans la direction parallèle au fil ( à 1 % près ).

#### IV - 3 LES PROFILS DE VITESSE

La Figure 3 montre les profils de la composante longitudinale de vitesse mesurés pour une tension appliquée négative de 9 kV. ( La polarité négative a été choisie afin de garder une cohérence avec les mesures du Troisième Chapitre ). Le système de mesure ne permet d'obtenir que la valeur absolue de la vitesse et les résultats expérimentaux ne sont pas valables dans les zones où la vitesse moyenne est proche de zéro. On sait, d'après la visualisation, que la vitesse est positive le long des parois et négative au centre du canal. Utilisant le fait que le débit dans les jets compense celui dans le rétro-courant ( au centre ), nous avons complété les parties du profil où la vitesse approche zéro. Ces parties sont marquées en pointillés.

Le développement des deux jets pariétaux est bien manifeste sur ces courbes de la Figure 3. Leur largeur est environ 25 % de la distance L près du fil et augmente lentement avec X. Cette largeur  $\beta$ , définie comme la largeur à mi-hauteur ( voir Figure 3 ) est estimée à partir des courbes "symétrisées" et sa variation est portée sur la Figure 4. Elle ne peut pas être déterminée précisément à cause de l'incertitude du profil dans les zones d'inversion de la vitesse moyenne.  $\beta$  varie en  $X^\alpha$  ou  $\alpha \approx 0,15 \pm 0,04$ . Donc, le jet pariétal "confiné" ( rétro-courant au centre du canal ) s'élargit beaucoup plus lentement que le jet pariétal "classique" qui a une variation  $X^{3/4}$  ( laminaire ) [ 65, 67 ] et  $X^1$  ( turbulent ) [ 64, 66 ].

La variation de  $u_{\max}$  en fonction de X est également présentée sur la Figure 4. Nous pouvons assimiler ces résultats à ceux correspondant à un jet pariétal plan. FORTHMAN [ 66 ] en 1934 et BAJURA et al. [ 67 ] en 1970 ont obtenu une variation en  $X^{-1/2}$  dans le cas laminaire et ceci est en accord avec la théorie de GLAUERT [ 65 ]. Dans le cas turbulent, SCHWARTZ et COSART [ 64 ] ont mesuré une variation en  $X^{-0,555}$  qui n'a pas jusqu'à présent reçu de justification théorique.

Nos valeurs de  $u_{\max}$  sont très bien décrites par une loi en  $X^{-0,555}$ . Nous pouvons donc dire que la vitesse maximale de notre jet pariétal, chargé et turbulent, varie selon une loi connue et que la présence des charges à l'intérieur de cet

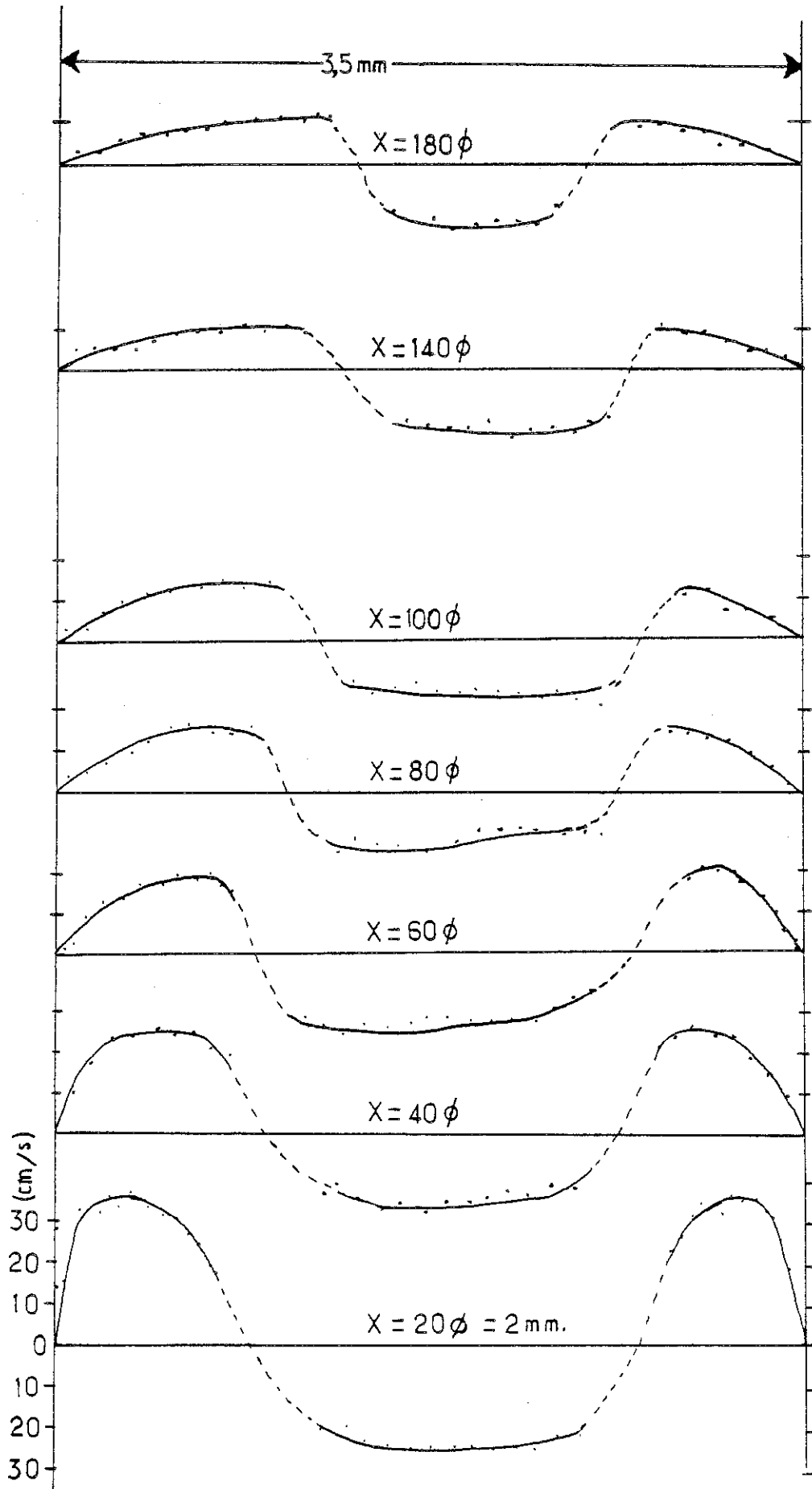


FIGURE 3 : Profils de la composante longitudinale de vitesse pour  $V = 9$  kV.

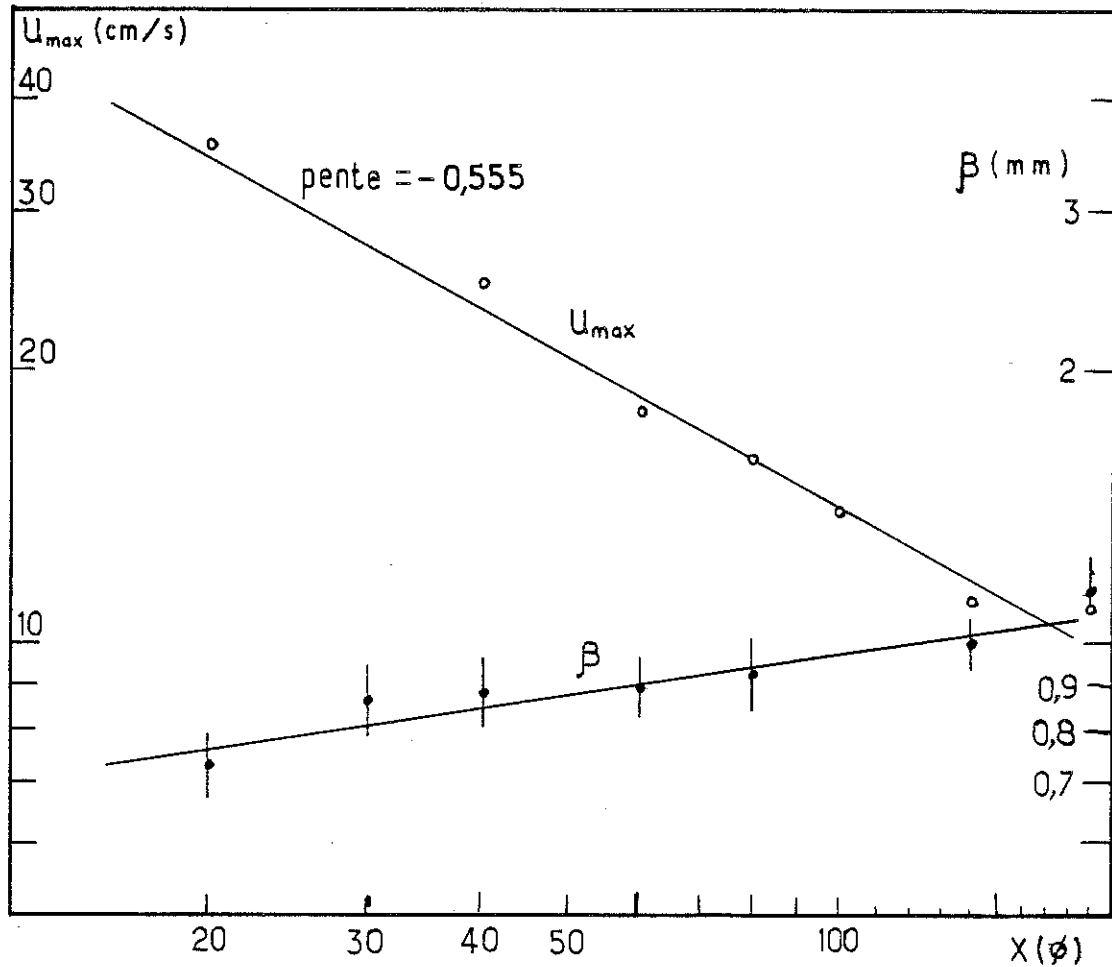


FIGURE 4 : Variation avec  $X$  de la vitesse maximale  $\Delta u_{max}$  et la mi-largeur  $\beta$  d'un jet pariétal.

écoulement ne semble pas entraîner des modifications sur sa structure, au moins dans les zones où nous avons pu mesurer la vitesse ( pour  $X \geq 20 \phi$  ). Ceci s'explique par l'intensité très faible de la force de COULOMB dans les jets pariétaux car le champ électrique diminue exponentiellement avec  $X$ . Il est néanmoins pas exclu que cette même force aurait une grande influence sur l'écoulement au voisinage du point de stagnation du jet fil-plaque ; le champ électrique peut atteindre des valeurs très importantes à cet endroit [ 31 ].



Remarque

Nous n'avons fait qu'une série complète de mesures, celles à 9 kV. Les mesures prises pour des tensions plus faibles ( e.g. 6 kV ) ne montrent aucune structure. Sur la Figure 5, nous présentons deux profils indiquant les résultats "bruts" pour  $V = 6$  kV et  $V = 9$  kV. L'incertitude est trop grande dans le premier cas et rend le profil "inutilisable".

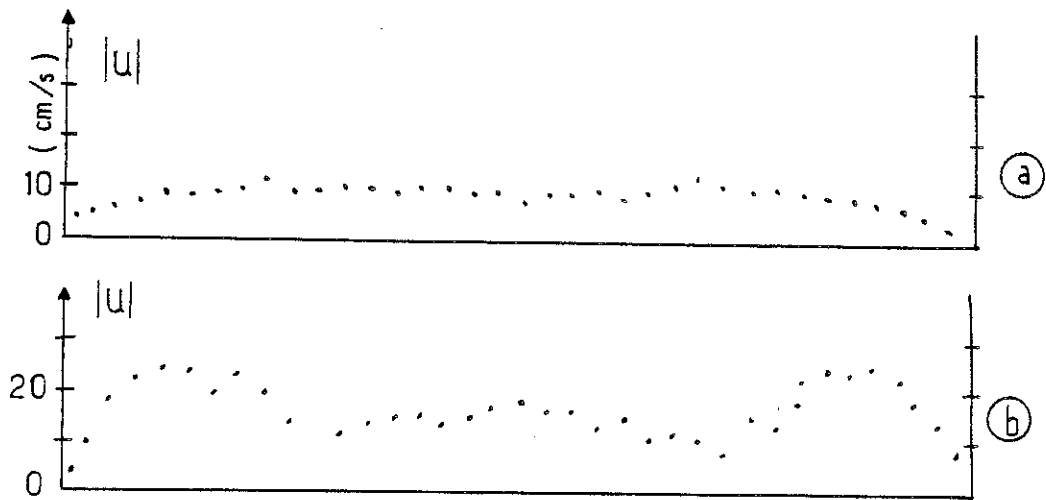


FIGURE 5 : Courbes des valeurs absolues de vitesse moyenne relevées pour :

- a)  $V = 6$  kV et
- b)  $V = 9$  kV à  $X = 40 \phi$

- LES FLUCTUATIONS TURBULENTES DE L'ÉCOULEMENT

Les quantités  $u'/u_{\max}$  ( définies comme le taux de fluctuation ) et  $u'$  ( la vitesse fluctuante ) sont présentées sur la Figure 6. Le niveau de fluctuation est élevé partout en raison de : premièrement, la convection de la turbulence présente dans les jets fil-plans par les jets pariétaux et deuxièmement, une intermittence dans le mouvement ( la distribution de  $q$  dans la direction parallèle au fil n'est pas parfaitement homogène ).

Très près du fil (  $X \leq 50 \phi$  ), le niveau de fluctuation dans les jets pariétaux atteint 30 % : ceci diminue avec  $X$  jusqu'à 20 % pour  $X \approx 180 \phi$ . L'écoulement dans le rétro-courant est moins turbulent,  $u'/u_{\max}$  reste de l'ordre de 15 % à  $180 \phi$ , augmentant à 20 % près du fil. Pour  $X \leq 20 \phi$ , le niveau de fluctuation au centre du canal est particulièrement grand,  $\sim 40$  % ( Figure 6-b et Figure 6-c ).

Les valeurs de  $u'$  sont faibles à partir de  $60 \phi$  ( Figure 6-a ). Elles augmentent notablement aussi vers le fil (  $X < 20 \phi$  ) quand on approche la zone où le champ électrique et la densité de charge deviennent importants.

Remarque

La dissymétrie dans le mouvement induit par l'injection d'une charge d'espace par le fil, visualisée par la strioscopie, est confirmée par les mesures de vitesse. L'écoulement est très turbulent, la source de cette turbulence étant les jets fil-plans. Nous n'avons pas pu faire de mesures de la composante de vitesse perpendiculaire aux plans mais nous pouvons estimer son ordre de grandeur. En effet, en considérant que le jet fil-plan se partage en deux de chaque côté du point de stagnation sur l'électrode plane et que la largeur à mi-hauteur du jet fil-plan est égale à 0,8 fois la distance fil-plan [ 50 ], nous estimons à partir du jet pariétal que la vitesse maximale dans les jets fil-plans est de l'ordre de 40 cm/s pour le cas  $V = 9$  kV. Cette vitesse est tout-à-fait comparable à celle estimée dans le Chapitre précédent par un raisonnement global donnant  $v \sim 50$  cm/s avec un écoulement forcé ( voir Figure 6, Chapitre III ).

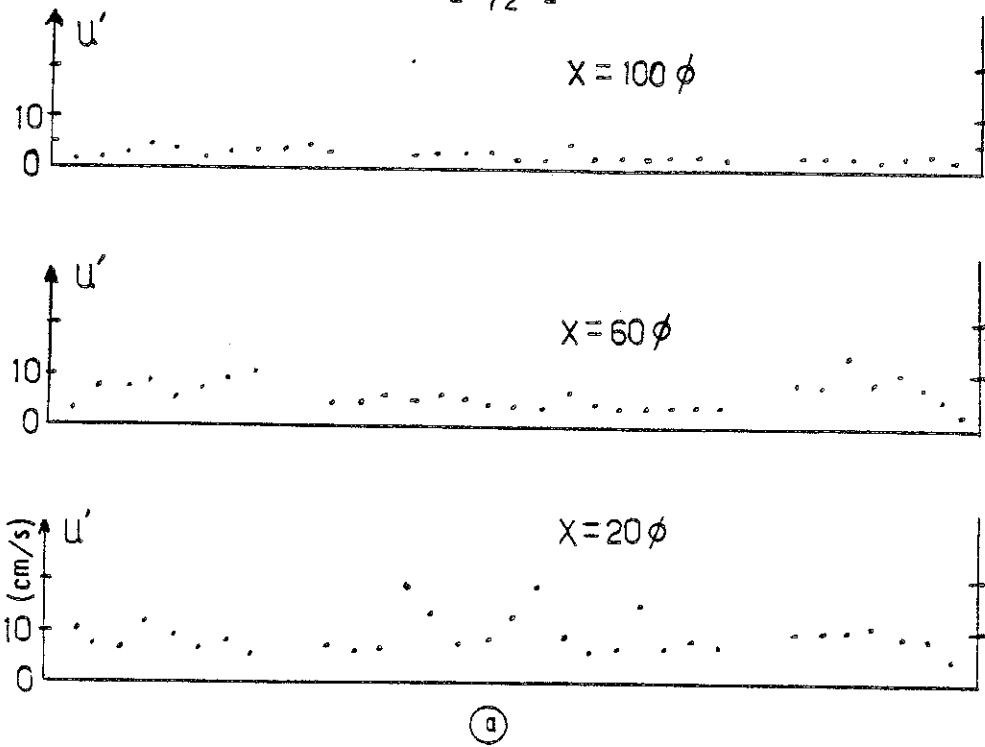


FIGURE 6-a : La vitesse fluctuante  $u'$  (  $x_1, y$  ) où  $x_1 = 20, 60$  et  $100 \phi$ .

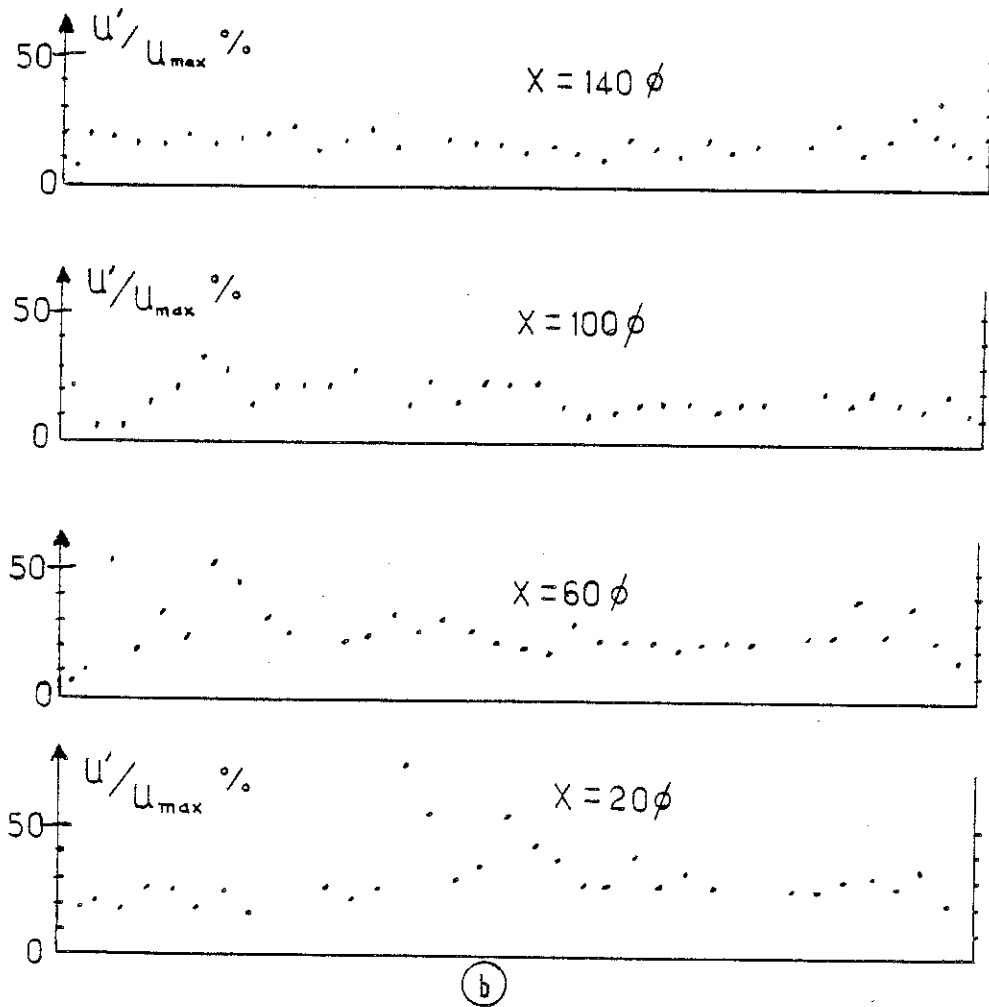


FIGURE 6-b : Le taux de fluctuation  $u'/u_{max}$  à  $x = 20, 60, 100$  et  $140 \phi$ .

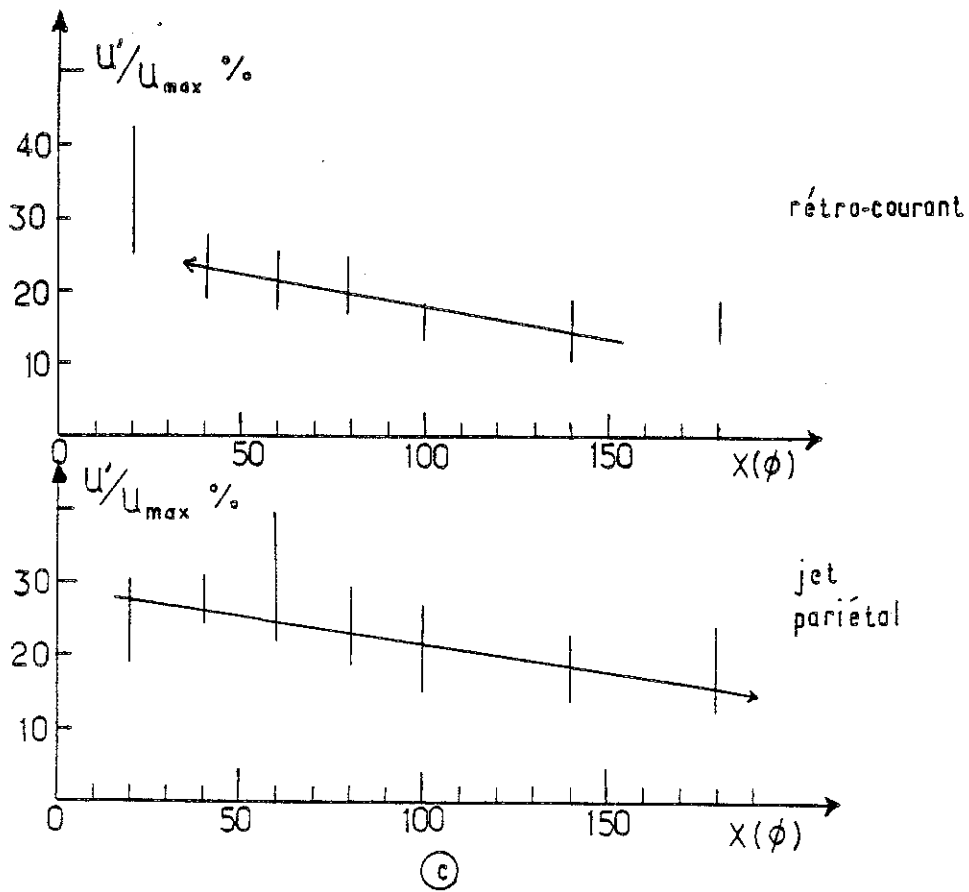


FIGURE 6-c : Le taux de fluctuation  $u'/u_{max}$  pour  $y$  constante en fonction de  $x$  ; ( i ) dans le jet pariétal ; ( ii ) dans le rétro-courant.



## CHAPITRE V

LA SUPERPOSITION D'UN ÉCOULEMENT  
DE POISEUILLE ET DE L'ÉLECTROCONVECTION  
INDUITE PAR L'INJECTION D'UNE CHARGE D'ESPACE



## V - 1 INTRODUCTION

Nous commençons ce Chapitre par un rappel sur le sillage libre, puis sur les effets d'un confinement sur le comportement de ce sillage. Nous présentons ensuite les mesures de profils de vitesse pour le sillage derrière un fil dans un écoulement de POISEUILLE ( sans tension appliquée ). Puis, nous étudions les modifications apportées sur ce sillage lorsqu'on applique une tension.



## V - 2 LE SILLAGE DERRIÈRE UN CYLINDRE CIRCULAIRE

### A - RAPPEL SUR LE SILLAGE CLASSIQUE

Le sillage classique est la zone totale de vorticité non-nulle à l'aval d'un obstacle dans un milieu fluide considéré infini ( non-confiné ). Deux zones sont à considérer : le sillage très proche de l'obstacle ( moins de 10 diamètres en aval ) et, le sillage plus lointain où la forme de l'obstacle n'a plus d'effet direct sur l'écoulement.

Pour de très petits nombres de REYNOLDS (  $Re_\phi \ll 1$  ), on constate que les lignes de courant présentent une double symétrie par rapport aux deux plans verticaux passant par l'axe du cylindre respectivement normal et parallèle à la direction de l'écoulement ( Figure 1 ) [ 68 ]. Pour  $Re_\phi > Re^*$  l'écoulement se sépare du cylindre et il apparaît une paire de tourbillons attachés ( Figure 2 ), les valeurs estimées de  $Re^*$  varient de 3,2 à 6 [ 69, 70, 71 ]. La longueur de ces tourbillons augmente linéairement avec  $Re$  [ 70, 72, 73 ] et leur largeur reste sensiblement constante et égale au diamètre du cylindre [ 74 ].

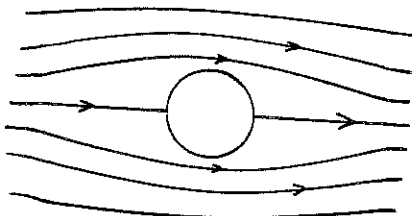


FIGURE 1 : Lignes de courant autour d'un cylindre à  $Re_\phi < 1$ .

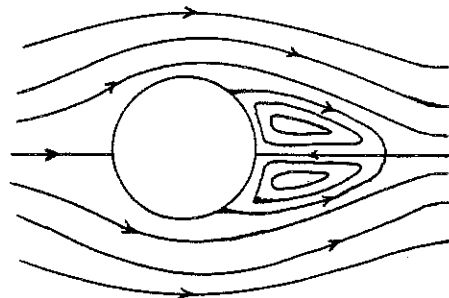


FIGURE 2 : Lignes de courant autour d'un cylindre pour  $10 < Re_\phi < 40$ .

A partir d'un  $Re$  critique, compris entre 36 et 40 les tourbillons se déstabilisent : alternativement de chaque côté de la queue des tourbillons se forment d'autres tourbillons qui sont entraînés par le fluide, et qui se disposent sur deux files presque parallèles. C'est la rue de tourbillons de BENARD - Von KARMAN [ 75, 76, 77 ]. Pour  $Re_{\phi} > 110$  les tourbillons se détachent directement de la surface du cylindre [ 73 ]. ( Pour  $Re_{\phi} \approx 110$  se produit une discontinuité de la fréquence d'émission des tourbillons [ 70, 78 ] ).

Avant l'apparition des tourbillons de Von KARMAN, on observe pour  $Re \approx 30$  une oscillation de la queue du sillage derrière les tourbillons attachés, dont l'amplitude augmente avec  $Re$  [ 68, 70 ].

Pour les nombres de REYNOLDS supérieurs à 2400, l'écoulement ( global ) en amont et en aval est complètement turbulent et les tourbillons fluctuent et se détachent irrégulièrement.

En s'éloignant du cylindre les effets de la forme de l'obstacle disparaissent et les lignes de courant de l'écoulement moyen deviennent presque parallèles. La vitesse déficitaire diminue et le sillage s'élargit avec la distance en aval.

#### L'approximation de la couche limite pour un sillage plan

A une certaine distance de l'obstacle, la vitesse déficitaire \* est au moins un ordre de grandeur plus petite que la vitesse moyenne uniforme  $U_0$  à l'extérieur du sillage. La distribution de pression est alors considérée uniforme et constante partout.

Donc, avec un écoulement dans la direction  $X$ , à vitesse uniforme  $U_0$  et pression  $P_0$ , nous avons pour le sillage derrière un cylindre :

---

\* La vitesse déficitaire  $\Delta u$  est définie comme la différence entre le profil de vitesse uniforme sans sillage (  $U_0$  ) et le profil avec sillage (  $u$  ). La largeur  $\delta$  est définie comme la largeur à mi-hauteur, c'est-à-dire  $\delta$  où  $u ( \delta ) = U_0 - \Delta u/2$ .

$$\frac{\delta}{\delta x} \ll \frac{\delta}{\delta y} \quad ( 1 )$$

$$P \sim P_0 \quad ( 2 )$$

$$u \approx U_0, v \approx 0 \quad ( 3 )$$

Pour des écoulements à  $Re < 2400$ , le sillage est laminaire et la vorticité est diffusée ( latéralement ) par viscosité. Avec les approximations de la couche limite ( 1   3 ), l'équation de NAVIER - STOKES se réduit à

$$U_0 \frac{\delta u}{\delta x} = \nu \frac{\delta^2 u}{\delta y^2} \quad ( 4 )$$

Si le sillage est auto-similaire ( profils de vitesse affines à partir d'une certaine distance en aval ), on trouve qu'il s'élargit d'une façon parabolique et que la vitesse déficitaire décroît en  $x^{-1/2}$ . Les résultats expérimentaux concordent avec ces lois [ voir par exemple 75, 76, 77, 79 ]. Mais, jusqu'à quel point ces approximations ( 1 à 3 ) sont-elles valables ? Cette question a été examinée par NISHIOKA et SATO [ 73 ] pour les sillages dont le nombre de REYNOLDS est compris entre 10 et 40. Les profils sont déjà auto-similaires à une distance en aval égale à 10 diamètres, ce qui indique que la pression statique retrouve sa valeur non-perturbée très près de l'obstacle.

Pour  $Re > 40$ , les centres des tourbillons de Von KARMAN sont disposés suivant une répartition bien définie et stable à partir de 20 diamètres en aval du cylindre [ 70 ].

KOVASZNAY [ 80 ] a comparé les profils de vitesse moyens à différentes distances pour  $Re_\phi = 34$  et  $Re_\phi = 56$ . Il a trouvé que : a) le sillage pour  $Re_\phi = 34$  a une plus grande extension et un plus faible élargissement et que b) le cisaillement plus intense dû aux tourbillons pour  $Re_\phi = 56$  comble les différences de vitesse plus rapidement. ( Pour plus de renseignements sur la rue de tourbillons de Von KARMAN voir par exemple [ 68, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87 ] ).

Pour  $Re > 2400$ , le sillage est turbulent et il devient auto-similaire à partir d'environ 100 diamètres pour les valeurs moyennes et autour de 200 diamètres pour les quantités

turbulentes [ 76, 79 ]. La vorticité dans ce cas est diffusée par la turbulence - un processus plus efficace que la diffusion moléculaire - et les sillages turbulents sont plus larges que les sillages laminaires.

L'équation de NAVIER - STOKES pour le sillage turbulent ( avec l'approximation de la couche limite ) est :

$$U_0 \frac{\delta \bar{u}}{\delta x} = \frac{\delta}{\delta y} ( - \overline{u'v'} ) \quad ( 5 )$$

En définissant une viscosité turbulente  $\nu_T$  comme

$$- \overline{u'v'} = \nu_T \frac{\delta \bar{u}}{\delta y} \quad ( 6 )$$

l'équation 5 devient :

$$U_0 \frac{\delta \bar{u}}{\delta x} = \nu_T \frac{\delta^2 \bar{u}}{\delta y^2} \quad ( 7 )$$

formellement identique à ( 4 ). On a donc les mêmes lois pour la décroissance de la vitesse déficiente et l'élargissement du sillage [ 76, 79 ].

#### Remarque

Le nombre de REYNOLDS d'un sillage plan, construit avec la largeur  $\delta$  et la vitesse déficiente  $\Delta u$  est indépendante de la distance en aval de l'obstacle et, par conséquent, le sillage restera laminaire ( ou turbulent ) indéfiniment. Ceci permet de comprendre pourquoi l'instabilité, visible dans les tourbillons attachés au cylindre pour  $Re$  à partir de 40 donne naissance à un mouvement régulier périodique ( la rue de tourbillons de Von KARMAN ) et non pas à la turbulence.

Une bibliographie plus complète sur le sillage peut être trouvée dans un article de revue par MORKOVIN [ 88 ] ( jusqu'à 1964 ).

## B - RAPPEL SUR LE SILLAGE CONFINÉ

Le taux de confinement  $\lambda$  d'un cylindre dans un canal est défini comme le rapport entre le diamètre du cylindre  $\phi$  et la largeur du canal  $L$ . Pour des faibles valeurs de  $\lambda \sim 10^{-2}$ , les effets des parois sur l'écoulement autour de l'obstacle sont souvent considérés comme négligeables. Pour des valeurs de  $\lambda$  plus élevées la plupart des travaux portent sur la distribution de pression au voisinage immédiat du cylindre, sur le coefficient de traînée et sur la stabilité des tourbillons attachés. Il existe peu de recherche sur le développement du sillage lointain dans un milieu confiné.

Dans toutes les analyses du sillage confiné, le profil de vitesse incident sur l'obstacle est uniforme et, souvent, l'écoulement est en pleine évolution [ 89 ]. Ceci peut être gênant non-seulement pour les mesures de pression et de traînée sur l'obstacle mais aussi ceci va influencer sérieusement le sillage à l'aval [ 90 ].

Il a été montré par différents auteurs que, quand  $\lambda$  augmente, le coefficient de traînée croît [ 89 ] et la pression sur le cylindre diminue [ 91 ]. THOM [ 86 ] en 1933 a également remarqué que la proximité des parois retardait la production des tourbillons de Von KARMAN. Avec  $\lambda = \frac{1}{20}$ , le nombre de REYNOLDS critique ( $Re_{crit.}$ ) passe de 40 à 46 et, pour  $\lambda = \frac{1}{10}$ ,  $Re_{crit.}$  est égal à 62. Ceci paraît raisonnable quand l'on considère que l'instabilité dans les tourbillons attachés juste en-dessous de  $Re_{crit.}$  est due à la génération de perturbations de la composante de vitesse perpendiculaire à la direction de l'écoulement et à l'axe du cylindre [ 90 ]. La présence des parois solides va inhiber la propagation de telles perturbations augmentant ainsi  $Re_{crit.}$ .

Mais à partir de quelle valeur de  $\lambda$ , les effets des parois ne sont-ils plus négligeables ? On peut définir un  $\lambda^*$  en-dessous duquel la distribution de pression ( ou le coefficient de traînée ) n'est pas différent de sa valeur pour  $\lambda = 0$ . Avec ce critère GROVE et al. [ 89 ] trouvent  $\lambda^* = 1/20$  ( = 0,05 ), la distribution de pression sur le cylindre donné par leur théorie étant en accord avec ces mesures pour  $\lambda < 1/20$ . OKAMOTO [ 91 ] a constaté, en mesurant la pression pour plusieurs valeurs de  $\lambda$ ,

que cette quantité reste invariante pour  $\lambda < 2/50$  ( $= 0,04$ ).

WEST et APELT [ 92 ] ont pris en compte la fréquence de génération des tourbillons de Von KARMAN ( ou le nombre de STROUHAL -  $S_t$  ) et constatent que pour  $\lambda \leq 3/50$  ( $= 0,06$  ) les effets dûs aux parois ne sont pas décelables ( voir aussi la Figure 5 de [ 93 ] ).

Dans leurs expériences, ACRIVOS et al. [ 74 ] ont pris un  $\lambda = 1/20$  ( $= 0,05$  ) pour minimiser les effets de confinement. La valeur de  $Re_{crit.}$  dans ce cas était 60, indiquant que  $\lambda = 1/20$  n'est pas suffisamment petit. On peut conclure alors que la stabilité des tourbillons attachés est beaucoup plus sensible aux effets de confinement que la distribution de pression ou le coefficient de traînée du cylindre. Mais, la stabilisation des tourbillons attachés au cylindre ( autour de  $Re_{crit.}$  ) peut être aussi due à l'accélération du fluide au centre du canal si cet écoulement est toujours en train d'évoluer.

Selon SHAIR et al. [ 90 ], le gradient de pression statique, dû à cette accélération, n'influence pas la stabilité du sillage autant que les parois elles-mêmes. Un exemple de l'influence de  $\lambda$  sur la traînée  $C_D$  est présentée sur la Figure 3.

Remarque : Cet effet stabilisant du confinement sur les tourbillons attachés a été bien montré par GROVE et al. [ 89 ]. A l'aide d'une plaque en aval du cylindre parallèle à la direction de l'écoulement, ils ont réussi à retarder l'arrivée de la rue de tourbillons de Von KARMAN dans certains cas jusqu'à des valeurs de  $Re_{crit.} = 300$ .

Pour les grands nombres de REYNOLDS autour de la transition laminaire-turbulent, le nombre de STROUHAL -  $S_t$  augmente avec un  $\lambda$  croissant [ 93 ] : ceci est dû à la contraction du sillage qu'accompagne le déplacement vers l'aval des points de séparation sur le cylindre [ 85 ].

La contraction du sillage lointain a été constaté par CAMICHEL et al. [ 84 ] et THOM [ 86 ]. Ils ont remarqué que les lignes de courant de l'écoulement moyen se rapprochent les uns des autres loin en aval, le sillage ayant un élargissement plus petit que le sillage libre. Seul OKAMOTO [ 91 ] a donné des résultats quantitatifs : des courbes de profil de vitesse d'un

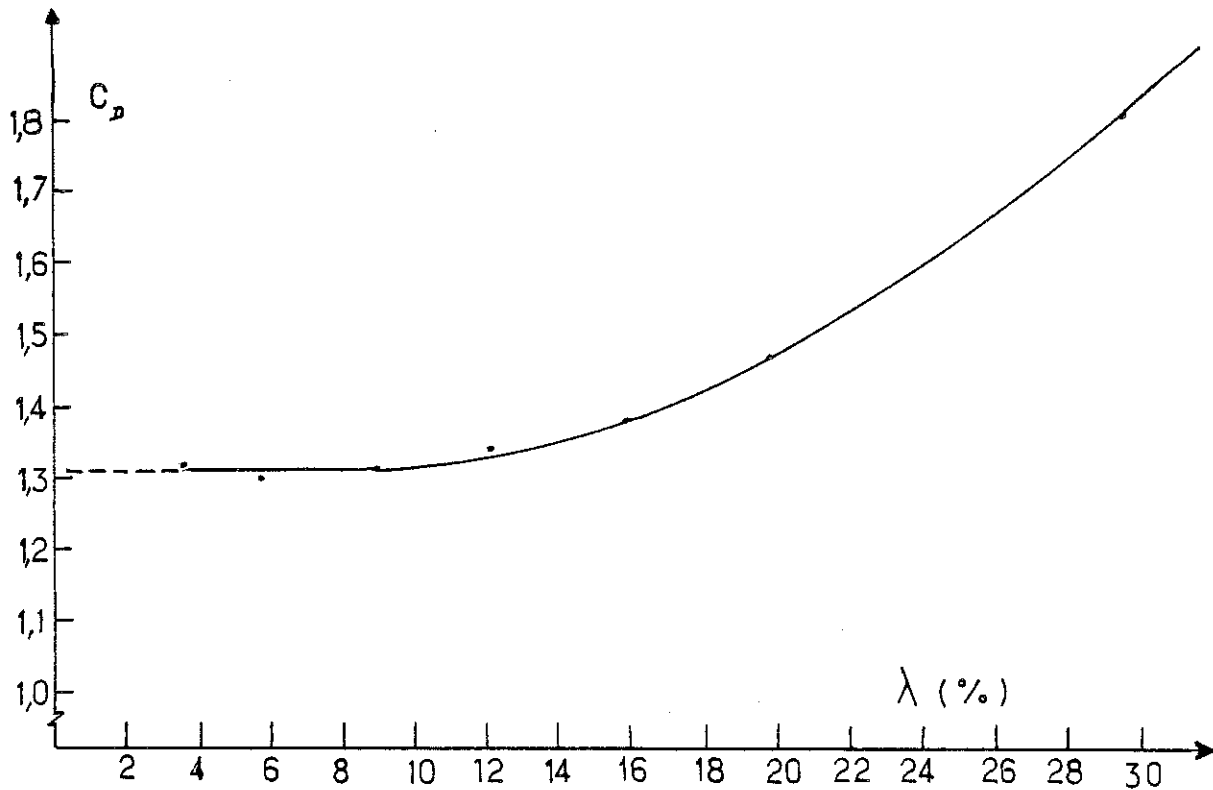


FIGURE 3 : L'influence du taux de confinement  $\lambda$  sur la traînée  $C_D$  d'un cylindre. On voit que  $C_D$  n'est pas très sensible à  $\lambda$ . (  $Re = 4,5 \cdot 10^3$ , résultats de WEST et al. [ 92 ] et OKAMOTO et al. [ 91 ] ).

sillage confiné. Il constate que la demi-largeur du sillage augmente d'abord avec  $X$  jusqu'à une certaine distance ( dépendant de  $\lambda$  ) avant de diminuer plus loin.

Donc pour l'instant, il n'existe que très peu d'études portant sur le développement lointain d'un sillage confiné. Presque tous les travaux concernent la distribution de pression sur le cylindre ou la stabilité des tourbillons attachés avec un profil de vitesse uniforme en amont. Dans ces cas, le vrai développement du sillage peut être perturbé par l'évolution du profil de vitesse loin en aval qui tend vers un profil de POISEUILLE ( si  $Re < 2000$  ).

La seule référence aux mesures de vitesse dans un sillage avec un profil de vitesse non-uniforme est celle de

OKAMOTO et TAKEUCHI [ 91 ] dans un écoulement très turbulent avec un taux de confinement important (  $\lambda = 0,3$  ). Ils ne donnent que cinq profils partiels et la seule chose à remarquer est que le sillage se comble très vite.

Dans notre cas, nous avons un écoulement de POISEUILLE bien développé en amont de l'obstacle ( un fil ), ce qui n'a donc jamais été étudié.

La valeur de  $\lambda$  dans notre cellule est  
 $\lambda = 1/35$  ( = 0,0285 ).



C - L'INFLUENCE DE L'ELANCEMENT DU CYLINDRE

Un effet qui n'est pas toujours remarqué est celui de la couche limite sur les parois latérales d'un canal ( celles perpendiculaires à l'axe du cylindre ). Un écoulement plan ( bidimensionnel ) peut être rendu tridimensionnel à cause du gradient de vitesse près de ces parois. Pour un sillage, l'élan- cement du cylindre  $\Gamma$ , défini comme le rapport de sa longueur  $A$  à son diamètre  $\phi$  est d'une grande importance. WEST et APELT [ 92 ] constatent que pour  $\Gamma = 20$ , les effets de l'élan- cement sont presque négligeables et que son influence disparaît complè- tement à  $\Gamma = 40$ . NISHIOKA et SATO [ 73 ] ont étudié ces effets sur le sillage libre pour  $40 < Re_{\phi} < 150$ . Son influence sur le nombre de REYNOLDS critique devient très importante pour  $\Gamma < 20$  ( Figure 4 ). Les parois latérales stabilisent les tour- billons attachés.

L'élan- cement dans notre montage expérimental est  $\Gamma = A/\phi = 300$ .

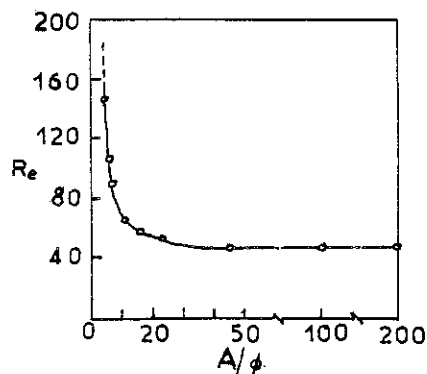


FIGURE 4 : L'effet de l'élan- cement  $\Gamma = A/\phi$  sur le nombre de REYNOLDS critique d'après [ 73 ].

### V - 3 PROFILS DE VITESSE DERRIÈRE UN CYLINDRE DANS UN ÉCOULEMENT DE POISEUILLE

Nous avons étudié systématiquement le sillage en aval d'un fil (  $\phi = 0,1$  mm,  $\Gamma = 300$ ,  $\lambda = 1/35$  ). Les débits, les vitesses moyennes et  $Re$  correspondants sont donnés sur le Tableau III.

débit l/h	90	170	245	320	400
vitesse moyenne $\bar{u}$ ( cm/s )	25	45	66	86	106
Re du fil : $Re_{\phi}$	8	14	20	26	32
Re de l'écoulement : $Re$	175	315	460	600	740

TABLEAU III : Débit, vitesse moyenne, nombre de REYNOLDS du fil  $Re_{\phi}$  et nombre de REYNOLDS de l'écoulement  $Re$ .

$$Re_{\phi} = \frac{u_{max} \phi}{\nu} = \frac{3}{2} \frac{\bar{u} \phi}{\nu} ; Re = \frac{\bar{u} L}{\nu}.$$

Vu que  $Re_{\phi}$  est toujours inférieur à 40, nous ne nous attendons pas à l'apparition de la rue de tourbillons de Von KARMAN. Néanmoins, il faut examiner les effets de la vibration du fil sur la valeur de  $Re_{crit.}$  CAMICHEL et al. [ 68, 82, 83 ] ont montré que les tiges cylindriques encastrées vibraient dans un plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement lorsque la vitesse du fluide est telle que la période de formation des tourbillons coïncide avec la période propre de la tige. Grâce à des tiges de caractéristiques convenables, ils ont pu observer le détachement de tourbillons pour des nombres de REYNOLDS inférieurs à 40 et ils ont vérifié que la période de ces tourbillons était égale à la période propre de la tige. THOM [ 86 ], puis TANEDA [ 70 ] ont observé un détachement

périodique des tourbillons pour  $Re$  aussi petit que 30. Remarquons que dans ce cas, les tourbillons se détachent directement du cylindre et non pas de l'extrémité des tourbillons attachés.

Examinons si ce phénomène peut se produire dans notre montage. Un fil de section circulaire, de longueur  $A$ , de rayon  $r$ , de masse volumique  $\rho$  et soumis à une tension mécanique  $T$ , à une période de vibration propre donnée par :

$$n = \frac{1}{2} \frac{1}{r A} \sqrt{T/\pi \cdot \rho}$$

Pour le fil en tungstène dans notre montage,  $r = 0,05$  mm,  $A = 30$  mm,  $\rho = 19,3 \cdot 10^3$  Kg/m<sup>3</sup>. La tension mécanique  $T$  est le produit de la section du fil  $s$  et la contrainte de traction  $\sigma$ , ( $T = \sigma s$ ). La valeur maximale de  $\sigma$  (tungstène) est :

$$\sigma_{\max} \approx 3,1 \cdot 10^9 \text{ Pascal}$$

Dans notre cas, un ordre de grandeur de la traction imposée est le dixième de la traction maximale, ce qui donne  $T \sim 3$  N. La fréquence de vibration est donc :

$$n \approx 7,5 \cdot 10^2 \text{ Hz}$$

Pour  $Re = 32$ , le nombre de STROUHAL aurait une valeur de l'ordre de 0,15 [ 68, 82 ], ce qui donne une fréquence de détachement des tourbillons à peu près égale à  $2,2 \cdot 10^3$  Hz, nettement plus élevée que  $n$ . Il ne devrait donc pas exister de détachement des tourbillons de Von KARMAN pour  $Re_{\phi} = 32$ .

## A - MESURES EXPERIMENTALES

Quelques profils de vitesse typiques sont présentés sur la Figure 5 pour  $Re = 740$  ( $Re_\phi = 32$ ) à différentes distances en aval du fil (cylindre). Avant de donner les caractéristiques du développement du sillage confiné, il faut définir certaines quantités. Rappelons que, dans le sillage libre, la vitesse déficitaire -  $\Delta u$  - est définie par rapport à la vitesse uniforme à l'extérieur du sillage. Dans le cas qui est le nôtre d'un écoulement non-uniforme (POISEUILLE), on ne peut utiliser une telle définition. Nous pouvons néanmoins définir une vitesse déficitaire par rapport à : a) le profil de POISEUILLE qui existerait en l'absence de sillage ou b) la vitesse maximale mesurée pour chaque profil.

Avec la définition ( a )  $\Delta u$  tend vers zéro quand  $X$  tend vers l'infini, comme dans le sillage libre. On voit sur la Figure 5, la transition d'un écoulement avec sillage à un écoulement en cours de développement. La deuxième définition est plus satisfaisante si l'on considère que le sillage a une longueur finie. La variation de  $\Delta u_{\max}$  est présentée sur la Figure 6 pour les deux définitions ( a ) et ( b ) et trois nombres de REYNOLDS différents. Avec ( a ), on trouve une loi de la forme  $X^\alpha$  où  $\alpha = -0,63 \pm 0,02$  entre  $10$  et  $30 \phi$  ; au-delà de cette distance, la variation devient plus forte. Pour la définition ( b )  $\Delta u_{\max}$  varie selon  $X^{\alpha_1}$  avec  $\alpha_1 = -1 \pm 0,1$  sur une longueur plus grande et qui augmente avec  $Re$ . Pour  $Re = 740$ , les points s'écartent de la loi en  $X^{-1}$  pour  $X > 70 \phi$ . D'après nos expériences, la définition ( b ) est la mieux adaptée.

Nous avons également remarqué que pour les plus grands nombres de REYNOLDS, le sillage a une tendance à s'accrocher à une paroi ou l'autre loin en aval du fil : le profil n'est plus symétrique le long de l'axe du canal. Cet effet est aussi observé dans les jets confinés [ 94 ].

L'autre grandeur caractéristique d'un sillage est sa largeur  $\delta$ , que nous définissons ici comme la largeur à mi-hauteur entre les vitesses maximales et minimales sur chaque profil. La Figure 7 montre que pour  $Re = 175, 460$  et  $740$ , jusqu'à environ  $50$  à  $60 \phi$ ,  $\delta$  croît selon une loi de puissance  $X^\beta$  avec  $\beta = 0,26 \pm 0,03$  ; au-delà,  $\delta$  diminue. Il y a une analogie

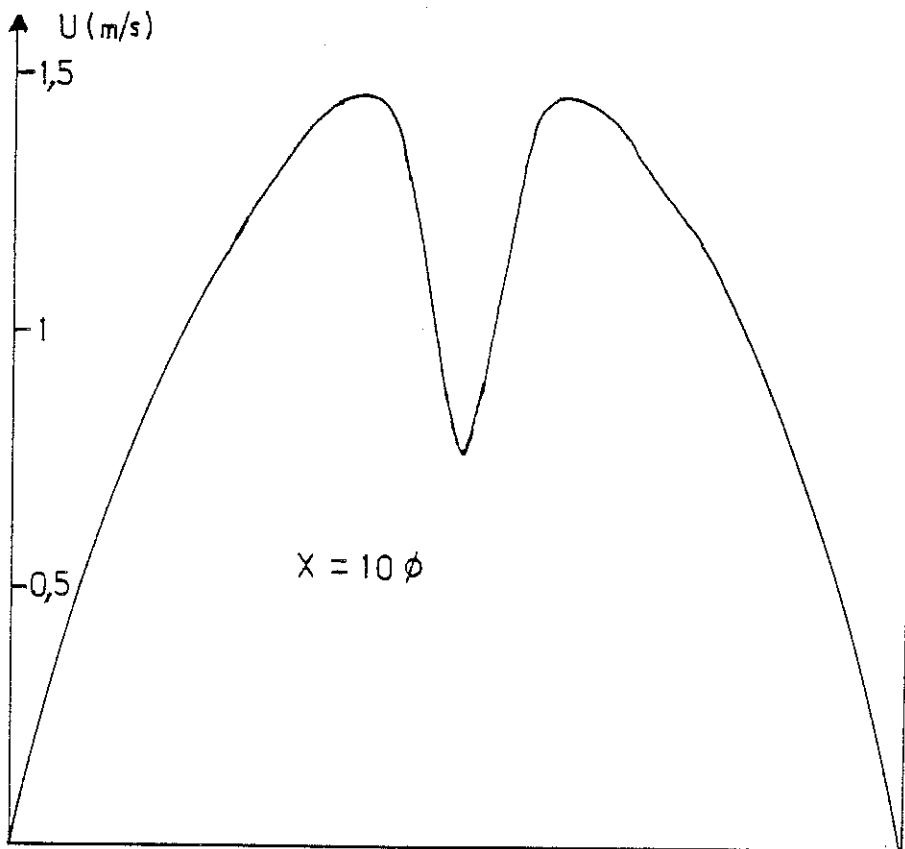
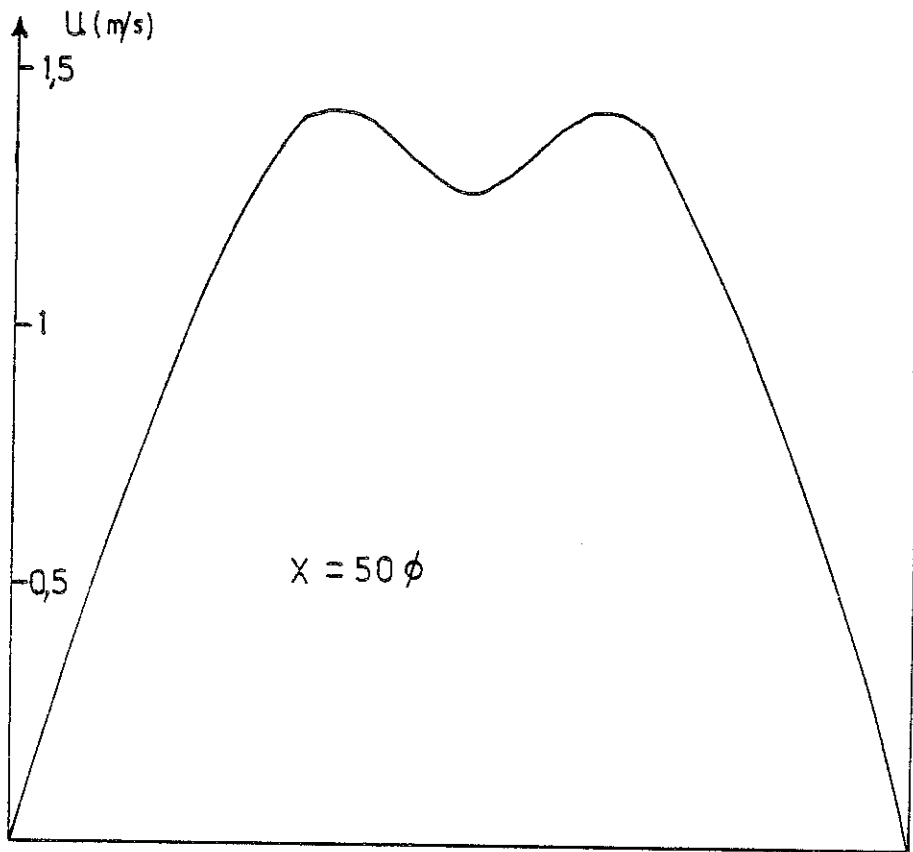


FIGURE 5-a : Profils de vitesse pour  $Re = 740$  à différentes distances en aval.

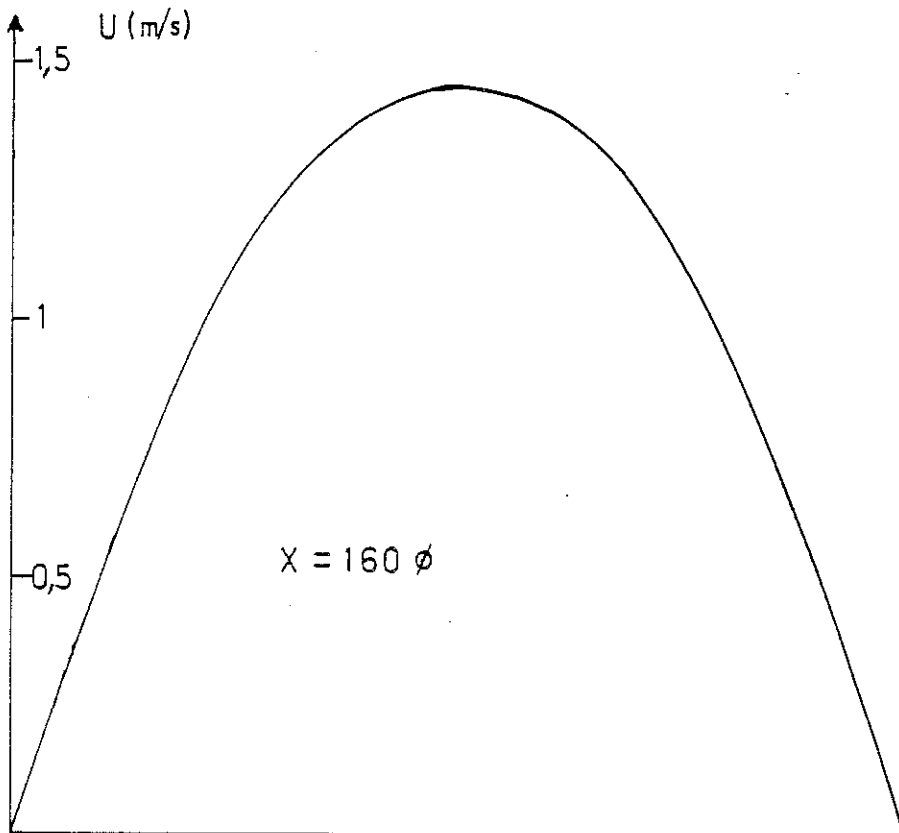
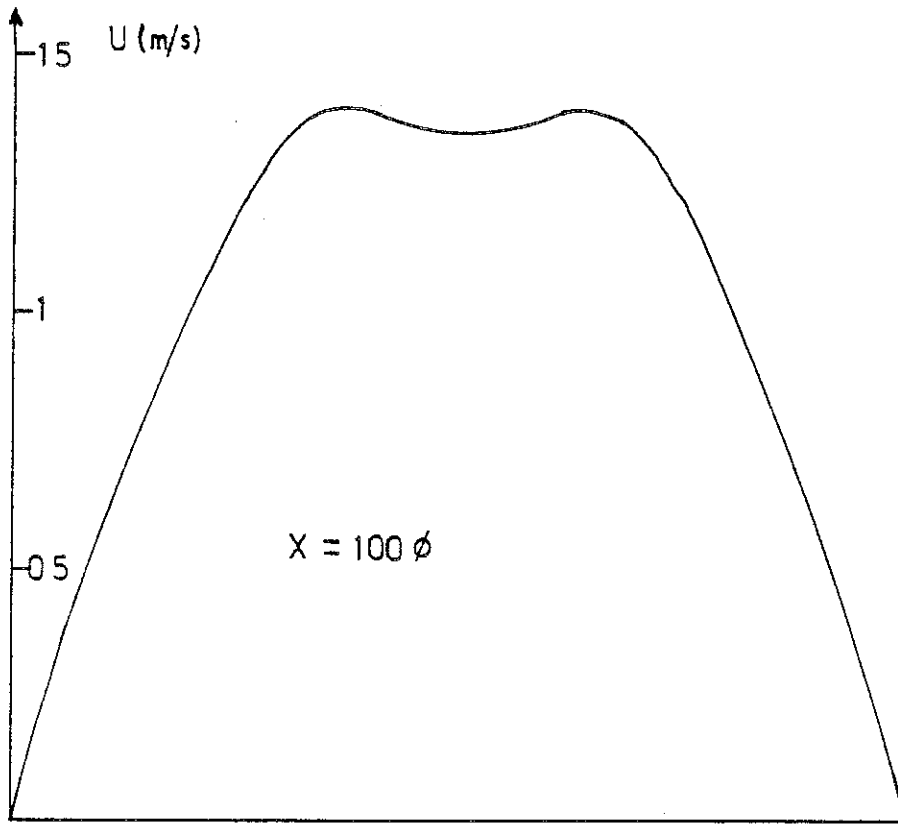


FIGURE 5-b : Profils de vitesse pour  $Re = 740$  à différentes distances en aval.

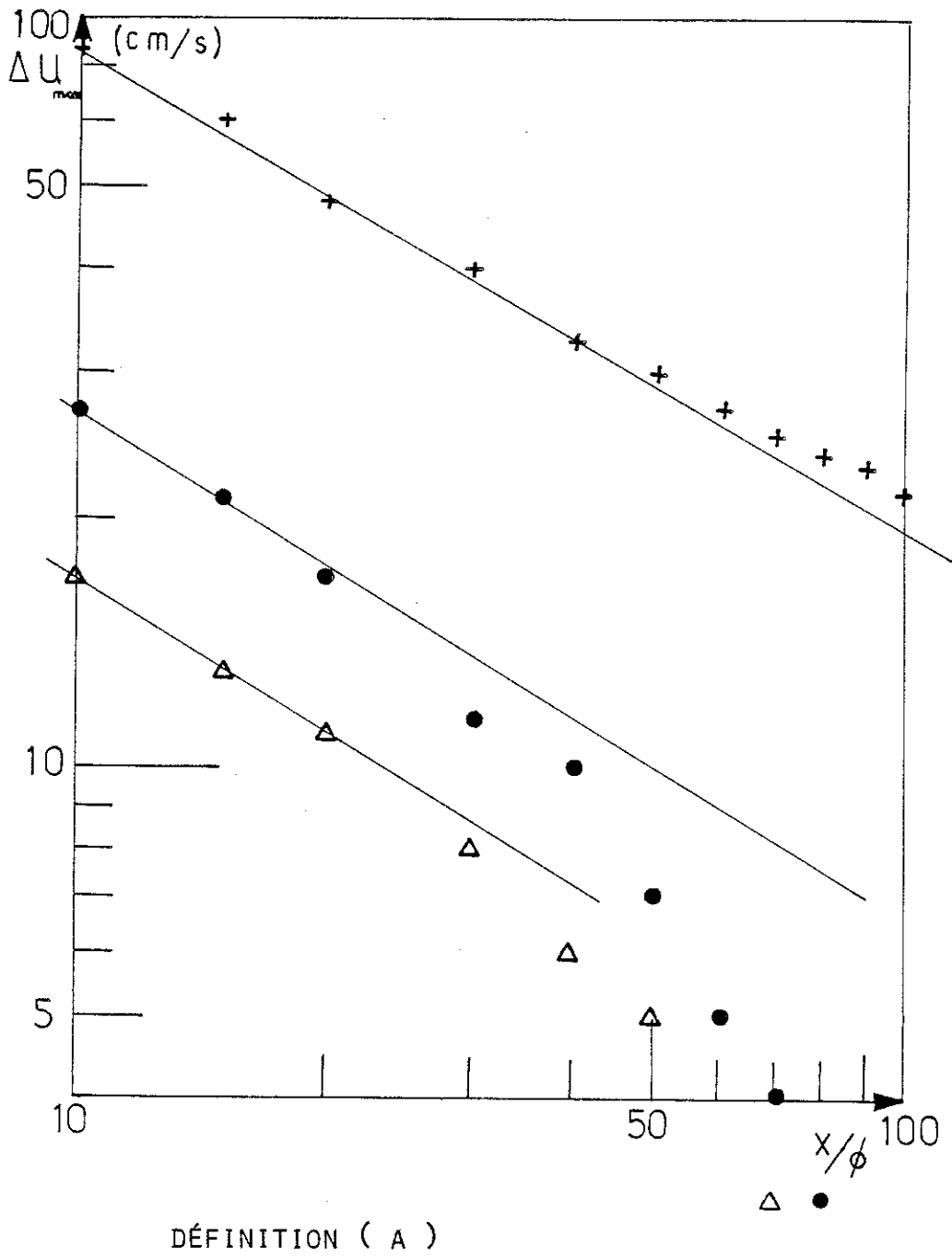
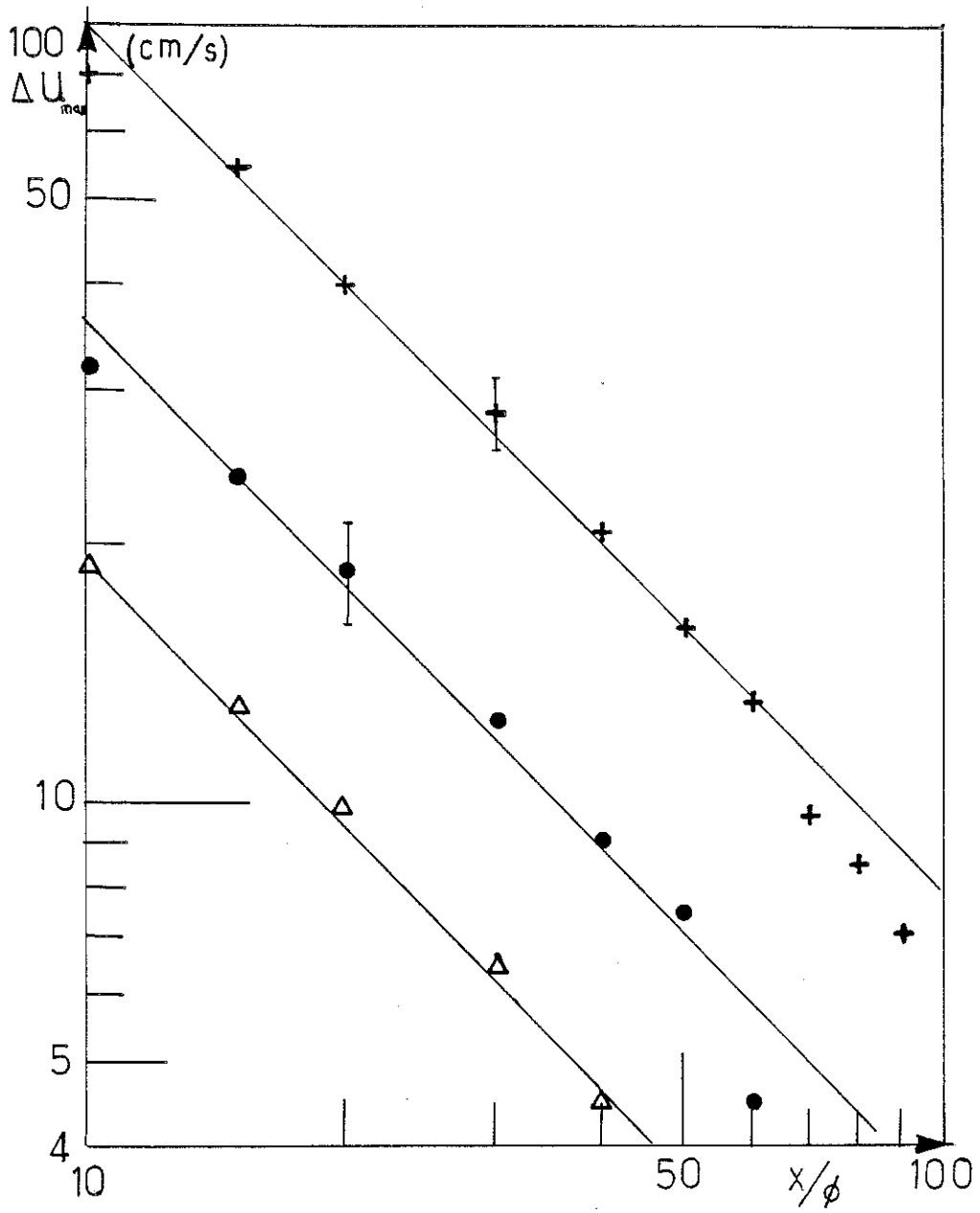


FIGURE 6 : Variations de  $\Delta u_{max}$  avec  $X$  pour les deux définitions ( voir texte ) à  $Re = 175 ; 460$  et  $740$ , resp.  $\Delta$ ,  $\bullet$  et  $+$ .



DÉFINITION ( B )

FIGURE 6 : Variations de  $\Delta u_{max}$  avec  $x$  pour les deux définitions ( voir texte ) à  $Re = 175 ; 460$  et  $740$ , resp.  $\Delta$ ,  $\bullet$  et  $+$ .



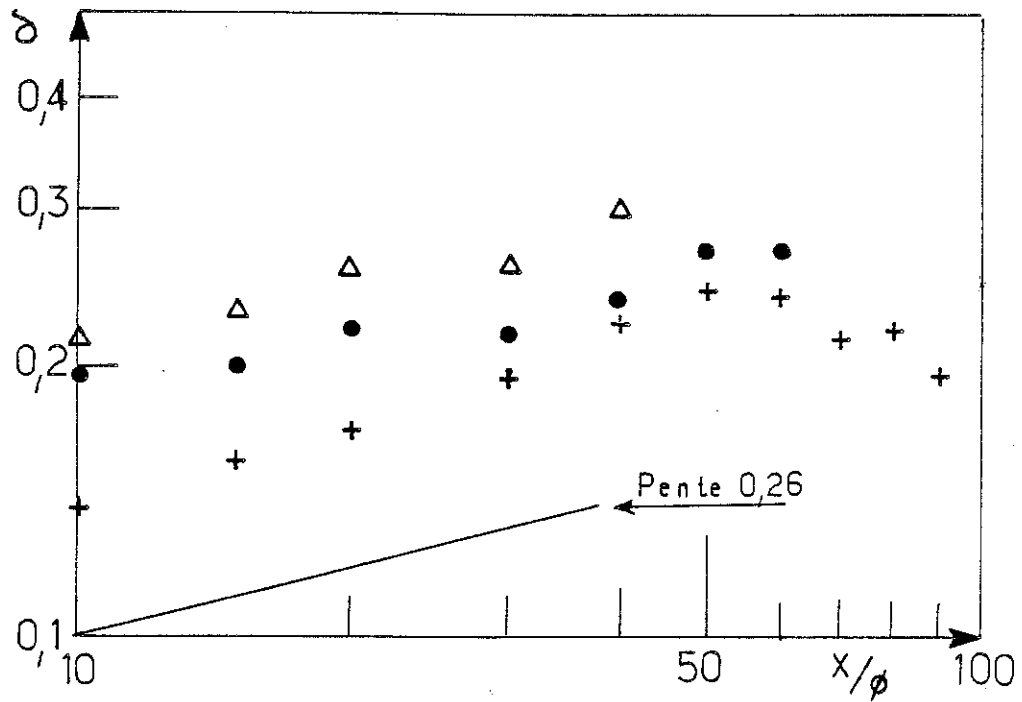


FIGURE 7 : Variation de la largeur du sillage à mi-hauteur,  $\delta$ , avec  $X$  à  $Re = 175$  ( $\Delta$ ) ;  $460$  ( $\bullet$ ) et  $740$  ( $+$ ).

donc avec les observations antérieures de THOM [ 86 ] et OKAMOTO [ 91 ] sur les sillages confinés. La variation avec  $X$  plus rapide de  $\Delta u_{\max}$  et plus faible de  $\delta$  par rapport au sillage plan libre, montrent que le confinement, qui impose un profil de POISEUILLE, a une influence primaire sur le développement du sillage.

Dans la zone comprise entre  $10$  et  $60 \phi$  où  $\Delta u_{\max}$  et  $\delta$  suivent bien les lois en  $X^{-1}$  et  $X^{0,26}$  respectivement, on s'attend à ce que le sillage soit auto-similaire. La courbe

$$\Delta u / \Delta u_{\max} = (u_{\max} - u) / (u_{\max} - u_{\min})$$

en fonction de  $y/\delta$  est tracée sur la Figure 8 pour trois écoulements ( à  $Re = 175, 460$  et  $740$  ), ( pour plusieurs profils obtenus à différentes distances en aval dans chaque cas ). Tous les points se trouvent sur une courbe universelle. Les profils de vitesse du sillage sont donc affines.

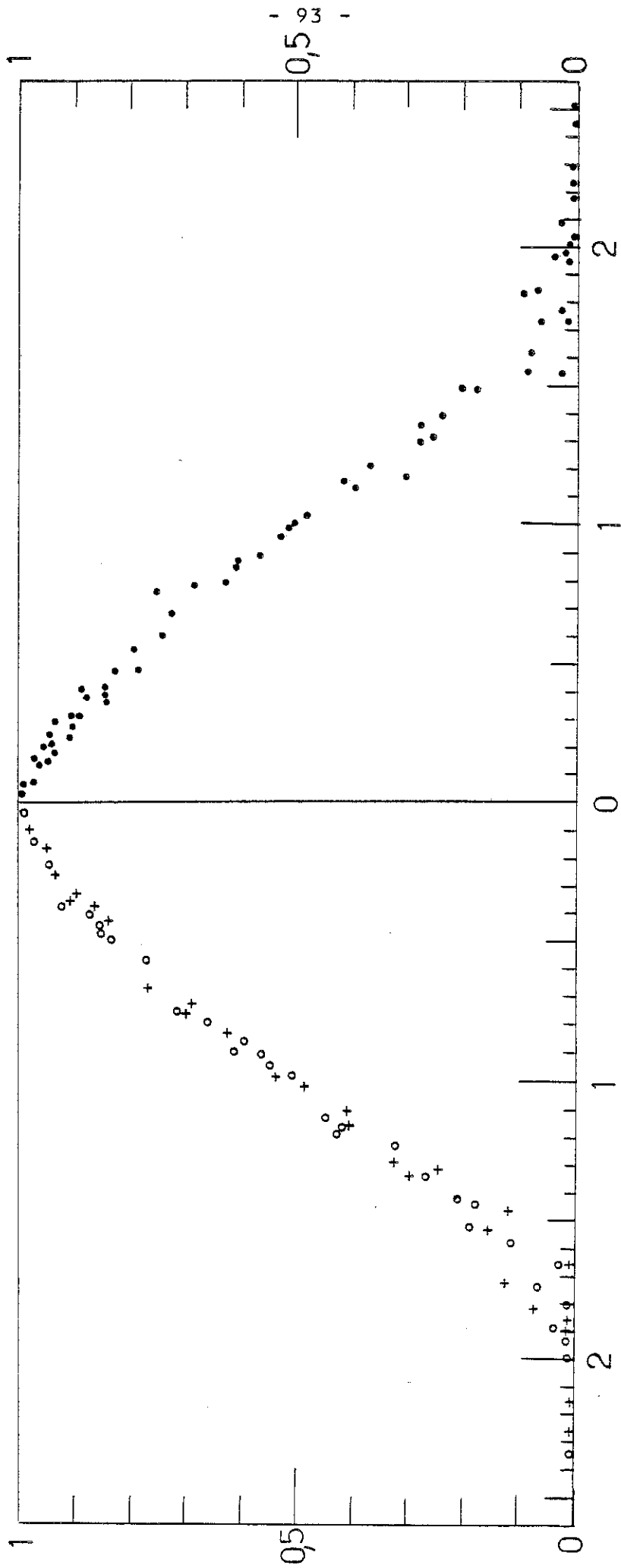
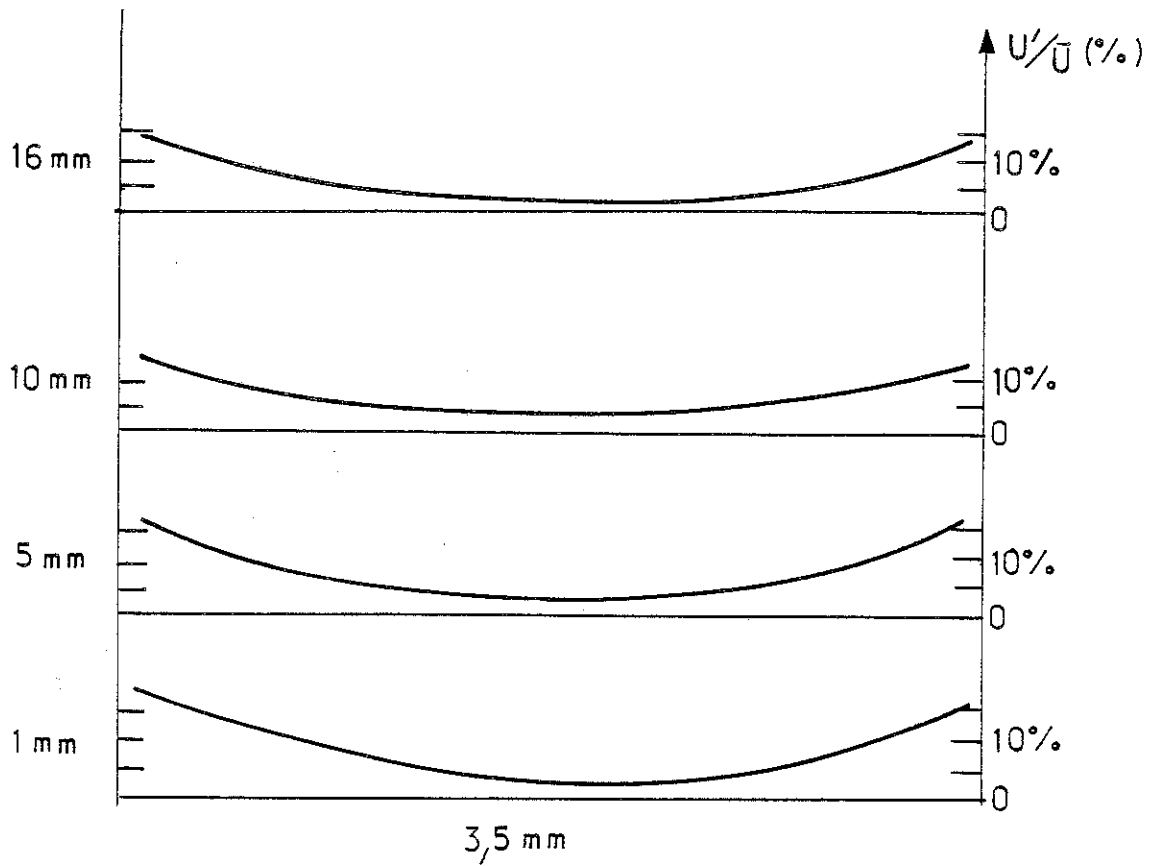


FIGURE 8 : Courbe d'auto-similarité :  $(u_{max} - u) / (u_{max} - u_{min})$  en fonction de  $y/\delta$ .  
 A droite :  $Re = 740$  ( . ) pour  $X = 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60$  et  $70 \phi$  ( . ).  
 A gauche :  $Re = 175$  ( + ) à  $X = 10, 15, 20, 30$  et  $40 \phi$  et  
 $Re = 460$  ( o ) à  $X = 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60 \phi$ .

### Intensité des fluctuations

Nous présentons sur la Figure 9, les vitesses fluctuantes  $u'$ , et la quantité adimensionnelle  $u'/u$ , où  $u$  est la valeur moyenne de la vitesse :  $u'$  et  $u$  sont évaluées au même point, pour  $Re = 740$ . Le niveau de fluctuation varie entre 3 et 12 %, ce qui n'indique pas que l'écoulement soit devenu turbulent. Dans ce cas, nous mesurons en fait une fluctuation apparente due à deux choses : ( a ) le volume de mesure de l'anémomètre ayant des dimensions relativement grandes : ( 50 x 50 x 360 )  $\mu\text{m}^3$  ( soit 50  $\mu\text{m}$  dans la direction de l'écoulement ), il y a une variation de la vitesse moyenne dans le volume de mesure. Ceci n'est pas négligeable devant la distance entre les parois solides ( 3,5 mm ). Si nous effectuons des mesures là où le profil de vitesse n'est pas uniforme, il y aura une fluctuation associée à chaque valeur moyenne due à ce gradient de vitesse. La deuxième source de fluctuations vient du système de mesure et du traitement du signal ( voir Chapitre II ). L'étude faite par HAIDARA [ 50 ] a permis de mesurer le niveau de ces fluctuations dans un écoulement parfaitement laminaire dans un canal. Ces résultats sont reproduits sur la Figure 10.

On voit sur les courbes de la Figure 9 que  $u'$  prend des valeurs plus petites dans les zones qui correspondent au maxima dans les profils de vitesse moyenne. Elles augmentent là où le gradient de vitesse devient important. Très près du fil, au centre du canal, le niveau de  $u'$  est plus grand parce que la vitesse déficitaire est toujours très importante sur une zone assez fine (  $\leq 20 \phi$  ) - le sillage n'a pas eu le temps de s'élargir.



1 mm = 10  $\phi$

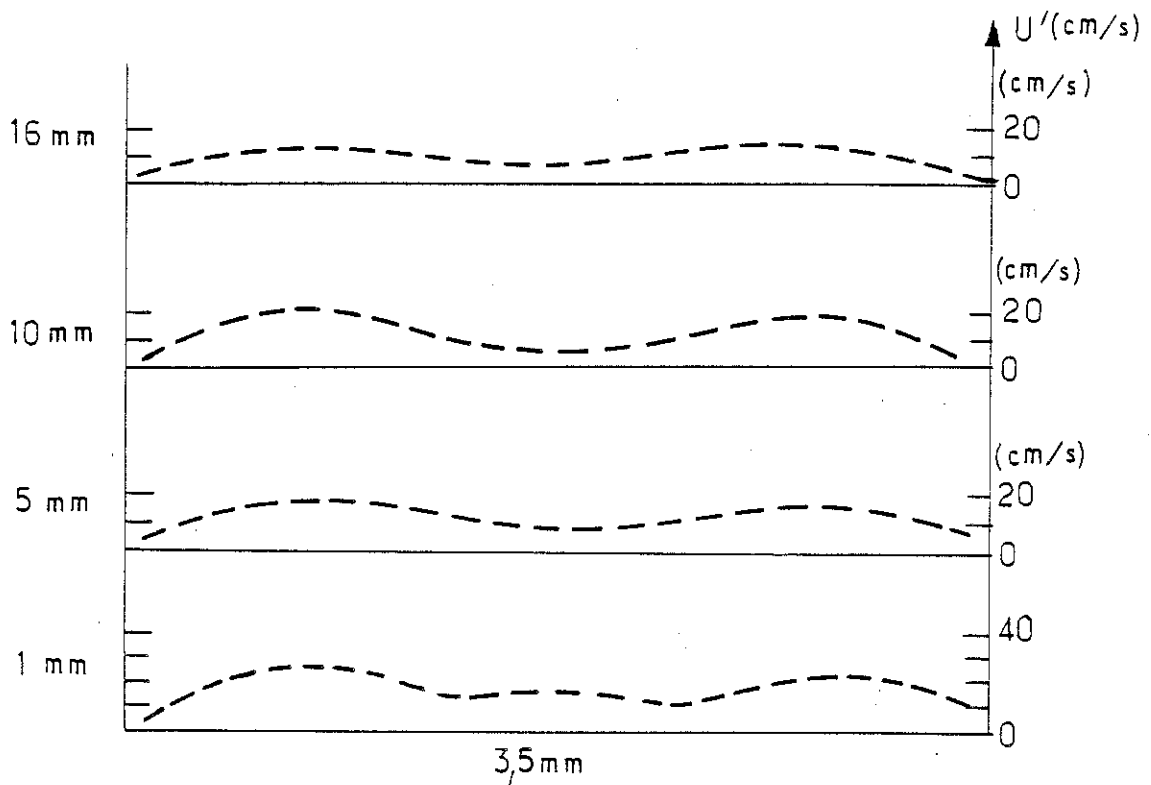


FIGURE 9 : Vitesses fluctuantes  $u'$  et taux de fluctuation  $u'/u$  à différentes distances en aval et  $Re = 740$ .

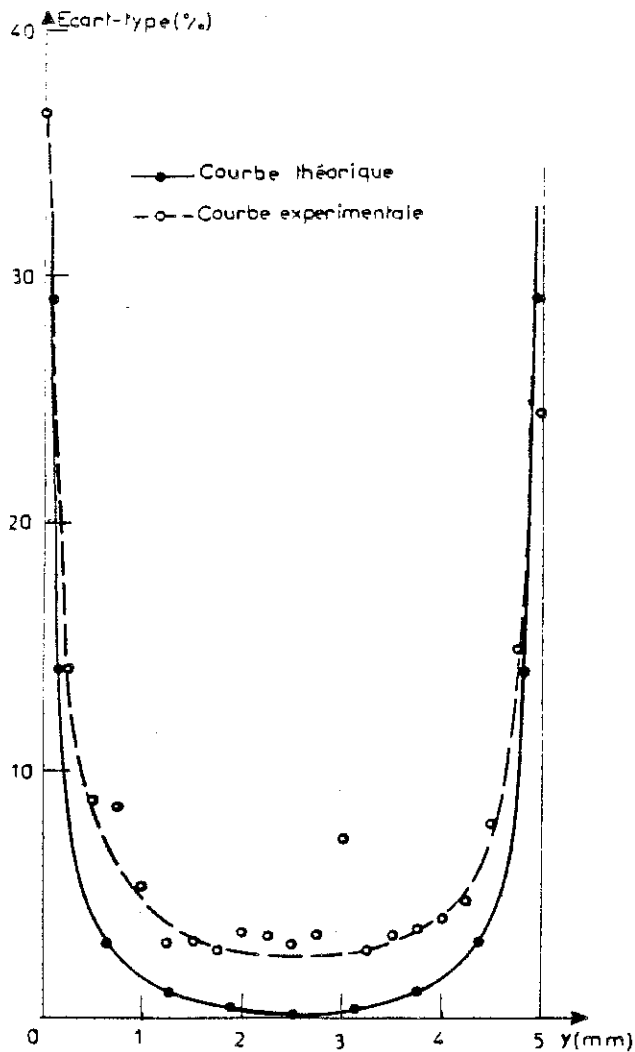


FIGURE 10 : Variation de l'écart-type avec la position de la pointe de mesure, d'après HAÏDARA [ 50 ].

B - SUPERPOSITION D'UN ECOULEMENT DE POISEUILLE ET D'UNE INJECTION UNIPOLAIRE PAR LE FIL

Pour des forces électriques assez faibles ( régime 2 )

Les courbes courant-tension, relevée entre fil et plans avec un écoulement forcé, montrent que pour une tension constante le courant  $I$  ne varie pas dans le temps : donc l'injection par le fil est constante dans ces conditions. Dans ce deuxième

régime ( pour  $V$  suffisamment faible ) un écoulement de POISEUILLE ne sera pas bouleversé par la force de COULOMB, et on s'attend à un écoulement avec un sillage en aval du fil. Ceci est pleinement confirmé par les mesures de profil de vitesse ( Figure 11 ) : par rapport aux profils représentés sur la Figure 5, pour un  $X$  donné, la vitesse déficitaire est plus petite, et, plus la tension appliquée est grande, plus la vitesse déficitaire diminue. Les écoulements avec faible courant d'injection redeviennent du type POISEUILLE sur des distances plus courtes que sans injection.

Nous présentons les variations de la vitesse déficitaire maximale  $\Delta u_{\max}$  et la mi-largeur  $\delta$  du sillage en fonction de  $X$  pour  $V = 0, 3$  et  $5$  kV sur la Figure 12. Dans les trois cas,  $\Delta u_{\max}$  varie comme  $X^{-1}$  et  $\delta$  comme  $X^\alpha$  où  $\alpha = 0,26 \pm 0,03$ . Ces lois sont suivies jusqu'à une cinquantaine de diamètres en aval du fil. Les niveaux de  $\Delta u_{\max}$  et aussi de  $\delta$  baissent avec la tension appliquée. Les profils de vitesse pour  $V = 3$  kV, et même pour  $V = 5$  kV sont affines. La courbe universelle est la même pour  $V = 3$  kV et  $V = 0$  kV ( Figure 13 ) et le sillage est auto-similaire à partir de  $X = 10 \phi$ . Les fluctuations de vitesse pour  $V = 3$  kV et  $V = 5$  kV sont, pour  $x \geq 30 \phi$ , égales à celles pour  $V = 0$  kV. Pour  $x < 30 \phi$ , les niveaux au centre du canal sont légèrement augmentés. Ceci est un effet dû au fait qu'il y a un gradient de vitesse dans la zone de mesure, bien que  $\Delta u_{\max}$  soit plus petite,  $\delta$  est aussi réduit par rapport au cas de  $V = 0$ . Donc, le gradient de vitesse reste important. L'écoulement est toujours laminaire.

Il est évident à partir de ces résultats que les effets de la force de COULOMB sont limités à une zone de rayon inférieur à  $10$  diamètres autour du fil. Son intensité augmente avec la tension appliquée. En dehors de cette zone, ces effets sont négligeables. Pour comprendre ceci, considérons la répartition du champ électrique et la densité de charge autour du fil et dans le sillage ( voir Figure 14 ). Au voisinage du fil, le champ électrique est radial et très intense [ 31 ]. En s'éloignant du fil dans la direction  $x$ , le champ électrique longitudinal  $E_x$  décroît rapidement. Dans ce régime, la charge d'espace injectée est entraînée dans un sillage mince en aval du fil et passe d'une zone où le champ  $E_x$  est important à une autre où  $E_x$  est

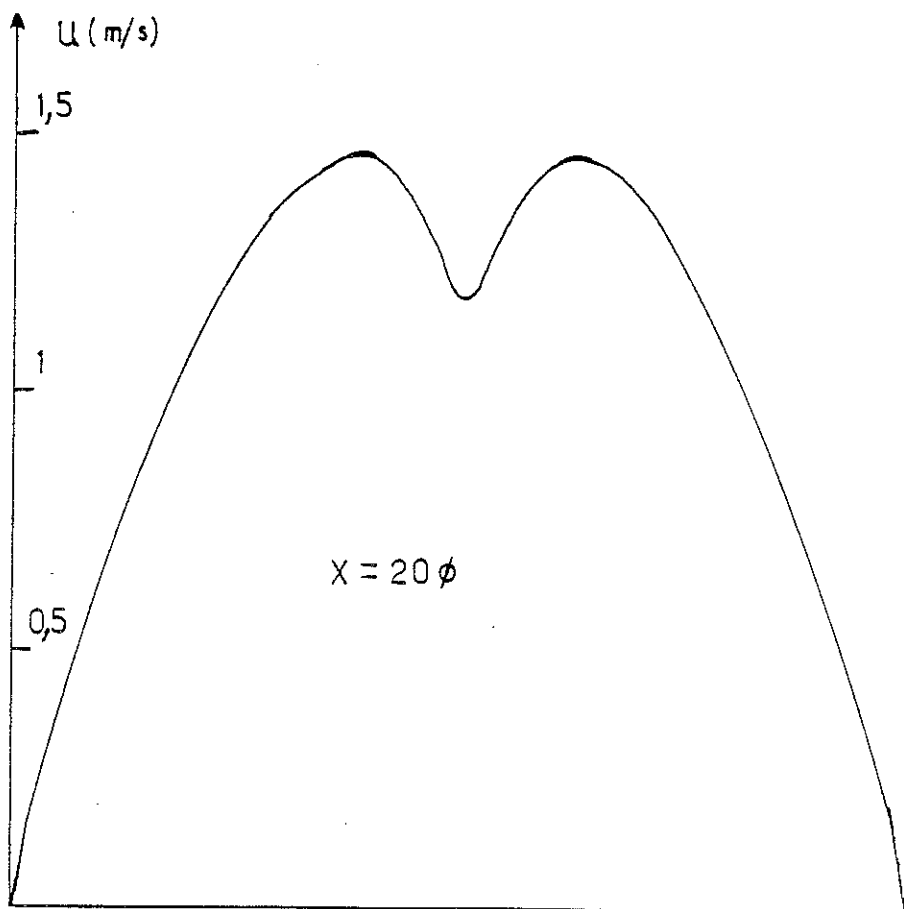
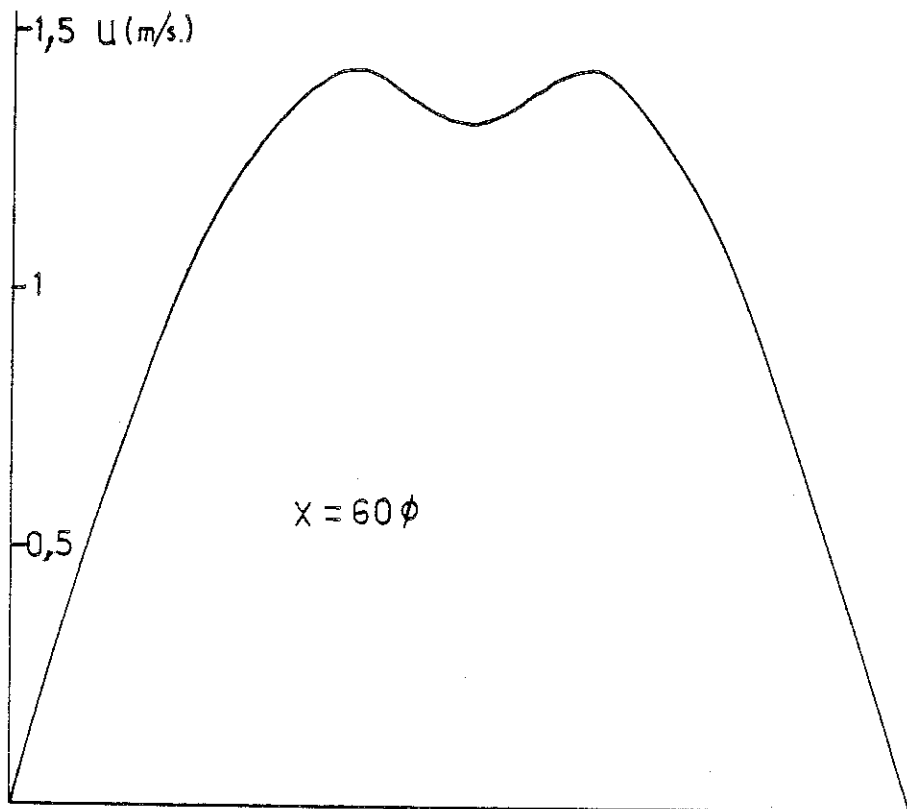


FIGURE 11-a : Profils de vitesse pour  $Re = 740$  et  $V = 3$  kV à différentes distances en aval. Le courant capté -  $I_{capt.}$  - par chaque plaque est  $0,3 \mu A$  et le courant entraîné -  $I_{ent.}$  - est  $1 \mu A$ .

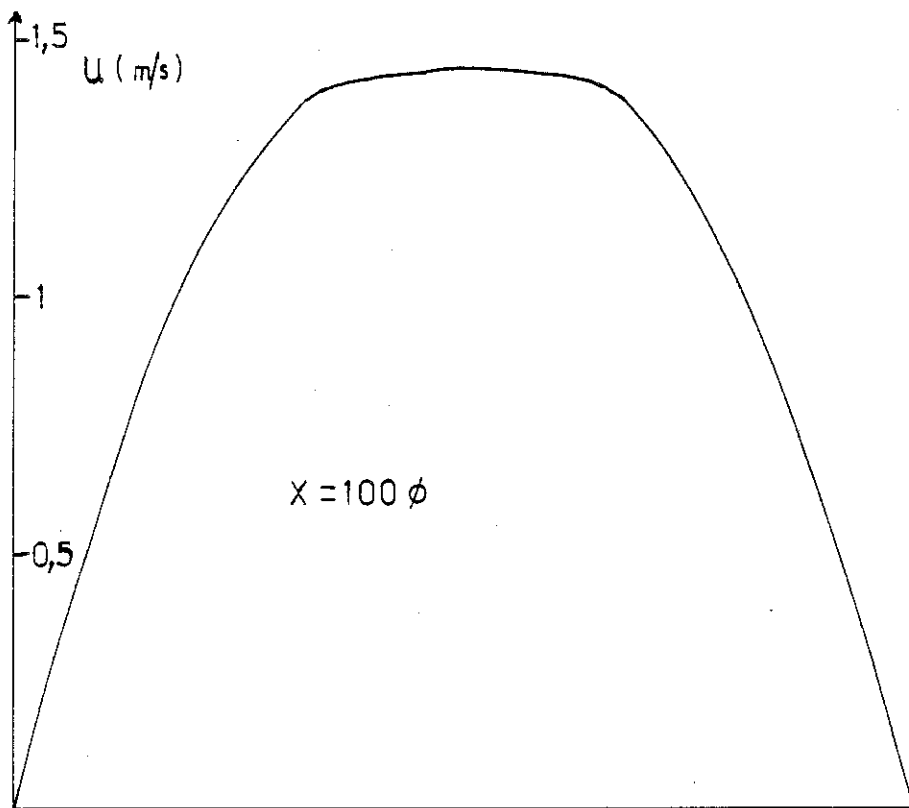
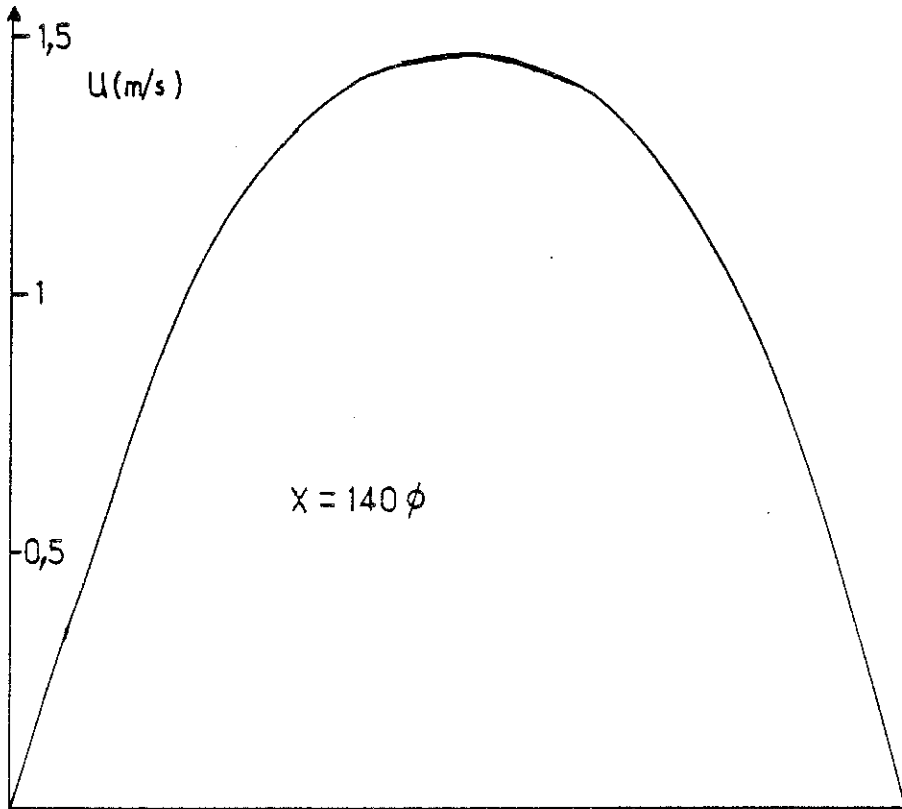


FIGURE 11-b : Profils de vitesse pour  $Re = 740$  et  $V = 3$  kV à différentes distances en aval. Le courant capté -  $I_{capt.}$  - par chaque plaque est  $0,3 \mu A$  et le courant entraîné -  $I_{ent.}$  - est  $1 \mu A$ .



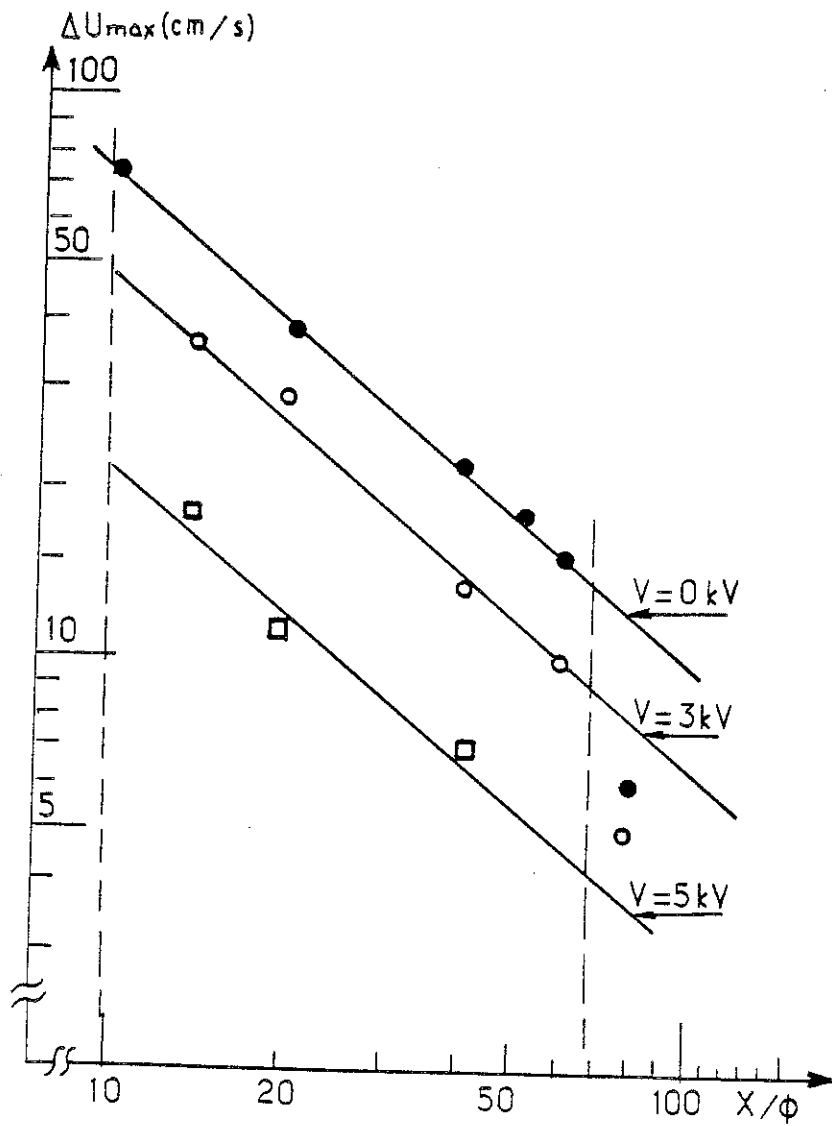


FIGURE 12-a : Variations de  $\Delta u_{max}$  pour  $Re = 740$  et  $V = 0, 3$  et  $5$  kV avec distance en aval.

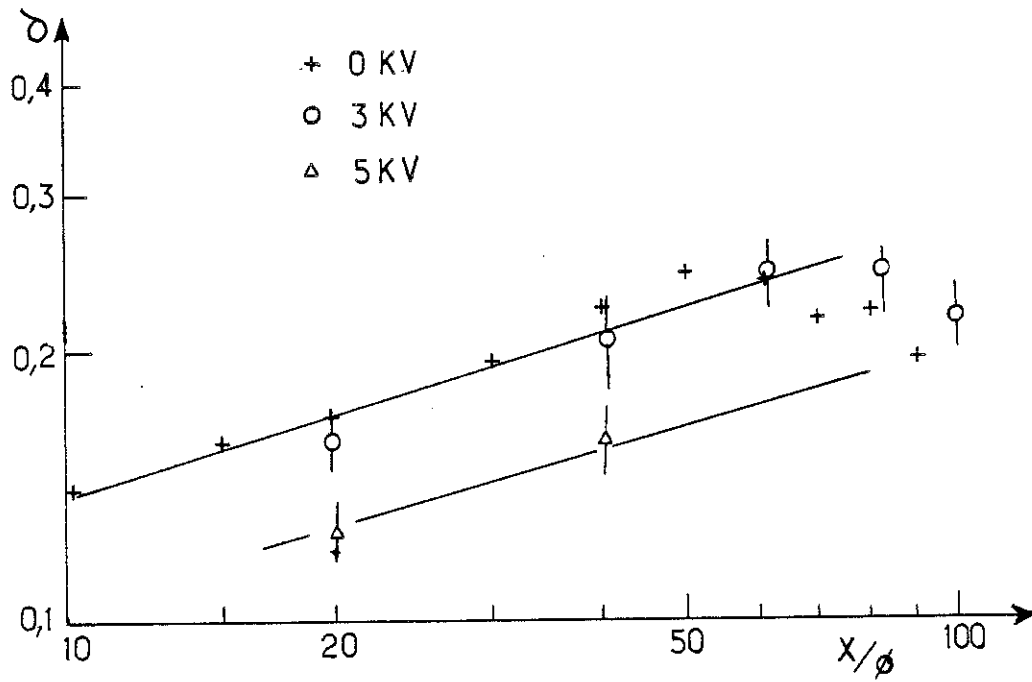


FIGURE 12-b : Variations de  $\delta$  pour  $Re = 740$  et  $V = 0,3$  et  $5$  kV avec distance en aval.

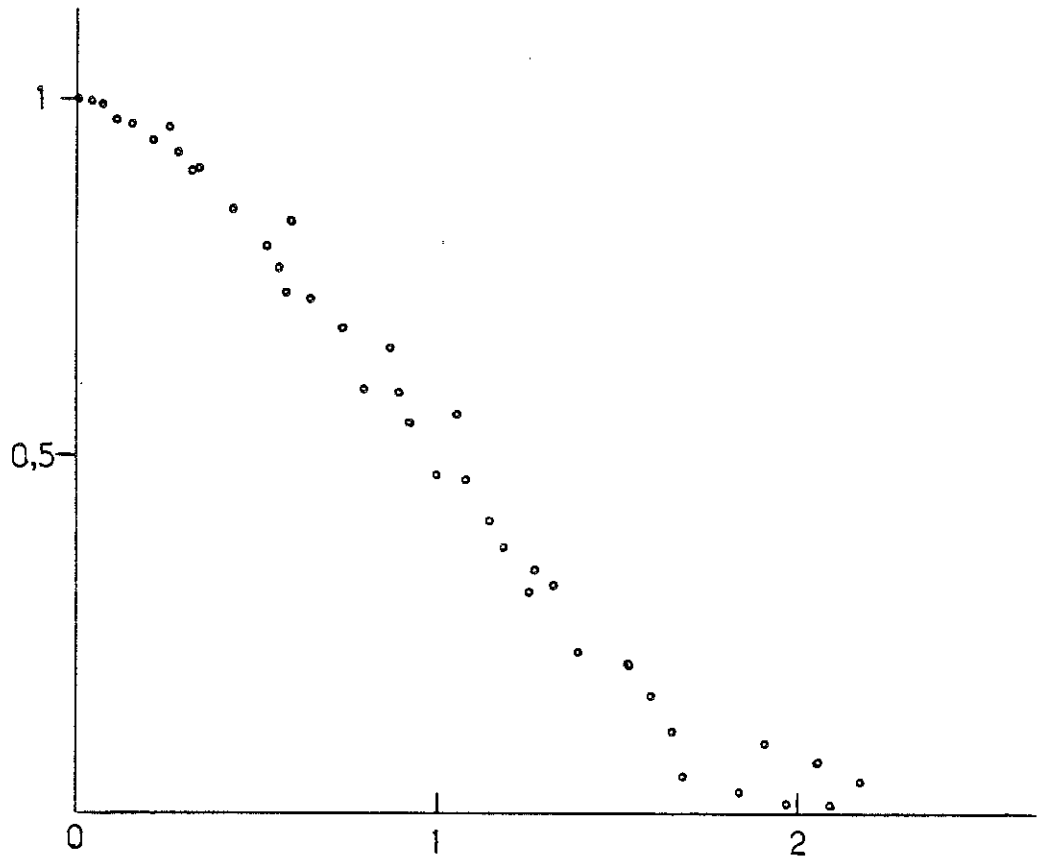


FIGURE 13 : Courbe d'auto-similarité pour  $V = 3$  kV à différentes distances en aval.

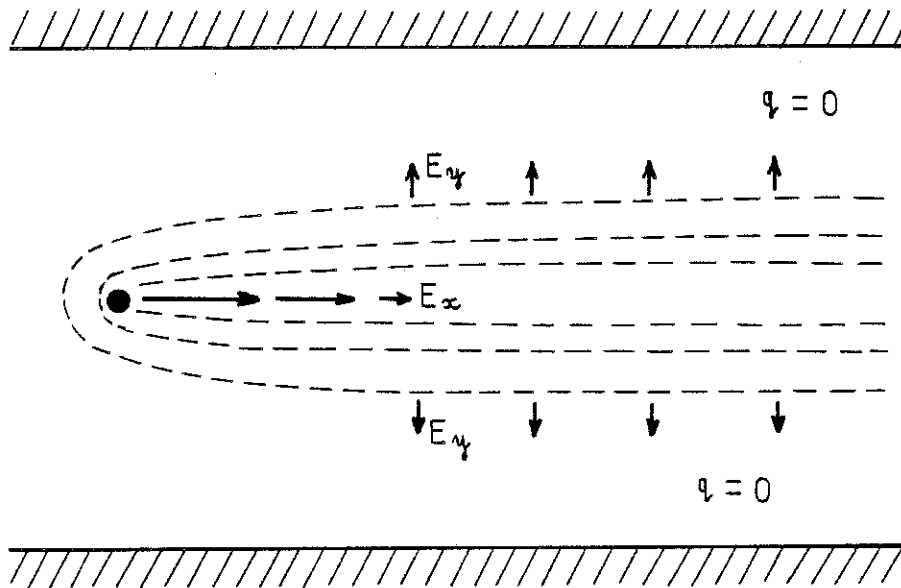


FIGURE 14 : Schéma du champ électrique autour du fil et en aval en régime 2. La charge est confinée au centre du canal.

négligeable devant  $E_y$  ( $E_y$  est le champ latéral dû à la présence au centre du canal de la charge d'espace). Donc, la force de COULOMB va être intense dans cette zone en aval du fil où  $q$  et  $E_x$  restent importants (c'est-à-dire pour  $X < 10 \phi$ ,  $X > 0$ ). Plus  $q$  et  $E_x$  augmentent avec  $V$ , plus la force de COULOMB va devenir forte. C'est cette force qui permet de combler plus rapidement la vitesse déficitaire pour  $X < 10 \phi$ . Il y a alors, un transfert supplémentaire de quantité de mouvement dû à la force de COULOMB de l'extérieur du sillage (très près du fil) à la zone de vitesse déficitaire pour  $X < 10 \phi$ . Le flux de quantité de mouvement en aval va donc augmenter, diminuant ainsi la vitesse déficitaire dans cette zone.

En considérant le niveau de cette compensation en fonction de la tension appliquée, on peut avoir une indication de la tension nécessaire pour combler complètement le sillage près du fil. Pour cette valeur de  $V$ , on n'est plus dans le deuxième régime d'écoulement. Ainsi, la vitesse déficitaire passe de 71 cm/s à 47 cm/s pour  $V = 3$  kV, puis à 21 cm/s pour  $V = 5$  kV.

Donc, la compensation supplémentaire due aux forces électriques est de 24 cm/s ( 3 kV ) et 50 cm/s ( 5 kV ). D'après la Figure 15, on voit que les points expérimentaux se trouvent sur une droite de pente 1,5. Cette droite passe par 71 cm/s à  $V = 6.5$  kV ; donc, il n'y aura plus de sillage à  $V = 6.5$  kV, et effectivement pendant cette série de mesures, on a trouvé que la transition entre les deux régimes d'écoulement se fait entre  $V = 5.5$  et  $6.5$  kV. Ceci ne peut pas être pris comme une affirmation de la variation en  $V^{1,5}$ , la correspondance pouvant être fortuite.

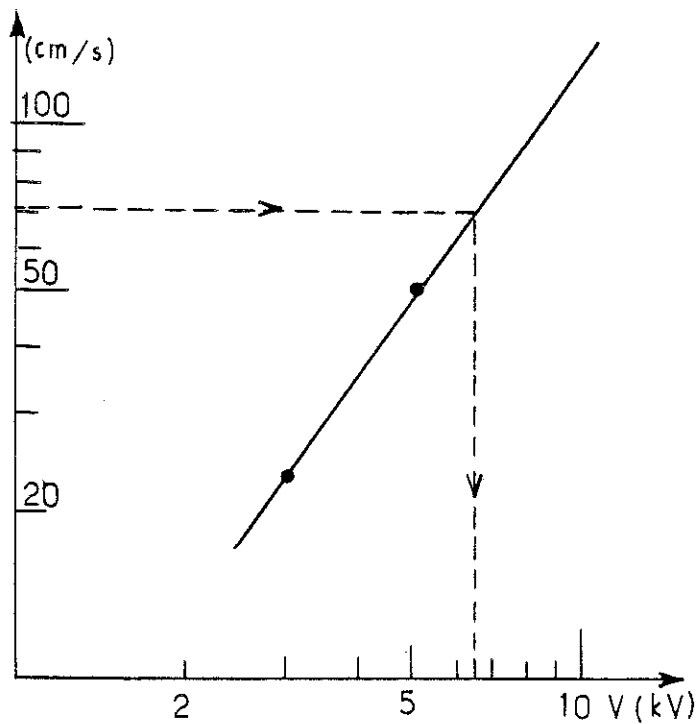


FIGURE 15 : La différence entre la vitesse déficitaire à  $10 \phi$  pour  $V = 0$  kV et à  $10 \phi$  pour  $V = 3$  et  $5$  kV. C'est-à-dire  $( \Delta u_{\max} ( V = 0 ) - \Delta u_{\max} ( V = 3 \text{ kV } ) )$  à  $10 \phi$ , tracée en fonction de  $V$ . La pente de la droite est 1,5.

Nous avons déjà caractérisé par des mesures de vitesse la zone du sillage en aval du fil pour  $X > 10 \phi$ . Mais, nous ne pouvons pas accéder à des mesures de la répartition de charge dans ce sillage. Néanmoins, l'élargissement de la zone chargée peut être estimé. D'abord, les charges sont convectées avec la vitesse  $u$  dans la direction  $X$ . Si l'écoulement est laminaire, les ions se déplacent latéralement par rapport au liquide avec leur vitesse propre  $K E_y$  ( il n'y a pas de composante de vitesse du liquide dans cette direction ). Donc, pour une longueur donnée  $l_1$  ( dans la direction  $X$  ) le sillage chargé s'élargit  $l_2 \sim l_1 K E_y / u$ . Pour avoir un ordre de grandeur de  $l_2$ , prenons comme valeurs typiques :  $l_1 \approx 10$  cm,  $K = 5 \cdot 10^{-5}$  cm<sup>2</sup>/v.s.,  $u = 150$  cm/s et  $E_y \approx 5$  kV/cm, ce qui donne  $l_2 \sim 10^{-1}$  mm, un élargissement très faible. Par contre, la borne supérieure de  $l_2$  sera obtenue par la même expression mais en remplaçant  $K$  par  $K_{EHD}$  ( =  $6 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>2</sup>/v.s. ) ce qui donne  $l_2$  de l'ordre d'un millimètre.

### Conclusion

Dans ce deuxième régime d'écoulement, la charge d'espace injectée est transportée dans un sillage mince derrière le fil. Les sillages "hydrodynamiques" et "chargés" ne coïncident pas. La seule modification à l'organisation de l'écoulement obtenue à  $V = 0$  se passe au voisinage du fil. La vitesse déficitaire est plus rapidement compensée par l'action de la force de COULOMB. Cet effet devient plus important quand on monte la tension appliquée.

C - SUPERPOSITION D'UN ECOULEMENT DE POISEUILLE ET  
D'UNE INJECTION UNIPOLAIRE PAR LE FIL

Pour des forces électriques fortes ( régime 1 )

Des modifications très marquées ont lieu quand la tension est augmentée au-delà d'un certain "seuil", correspondant à la transition du régime 2 au régime 1. Nous présentons quelques profils de vitesse ( moyennés dans le temps et ensuite symétrisés ) sur la Figure 16. La tension appliquée est 9 kV et le nombre de REYNOLDS de l'écoulement est  $Re = 740$ . Ces profils sont typiques pour des tensions comprises entre 6.5 et 10 kV. Nous avons moyenné et "symétrisé" ces profils à cause du fonctionnement non-stationnaire de l'écoulement. En prenant la valeur de la vitesse près d'une paroi ( par exemple à  $X = 110 \phi$  ( 11 mm ) et à 0,6 mm de la paroi pour  $V = 7$  kV ), nous avons remarqué que cette valeur changeait en cours du temps, variant entre deux valeurs limites ( Figure 17 ). Cette variation intermittente de  $u$  a une constante de temps plus grande que celle nécessaire au système de mesure pour accumuler assez d'échantillons (  $\sim 50$  ) pour faire une évaluation correcte de la vitesse. Ce temps de mesure est de l'ordre de 45 secondes ; il s'explique par le faible nombre de particules dans le liquide ( voir Chapitre II ). Cette intermittence, qui donne lieu à des dissymétries importantes dans les profils "instantannés", n'apparaît pas dans les mesures du courant passant par les plaques. Ceux-ci restent égaux et constants dans le temps à 2 % près.

Le profil de l'écoulement n'est plus un profil de type POISEUILLE. La force de COULOMB, très intense dans ce premier régime, est à l'origine d'une modification importante dans la structure de l'écoulement : le sillage n'est plus évident à  $20 \phi$  en aval du fil et la composante de la vitesse longitudinale augmente près des parois, diminuant au centre du canal. Cette vitesse excédentaire le long des parois semble correspondre à des jets pariétaux. L'un d'eux domine l'autre, cette prépondérance pouvant changer de côté de façon aléatoire ( voir Figure 17 ). Ces jets durent jusqu'à  $150 \phi$  en aval du fil et l'écoulement moyenné redevient parabolique autour de  $X = 200 \phi$ .

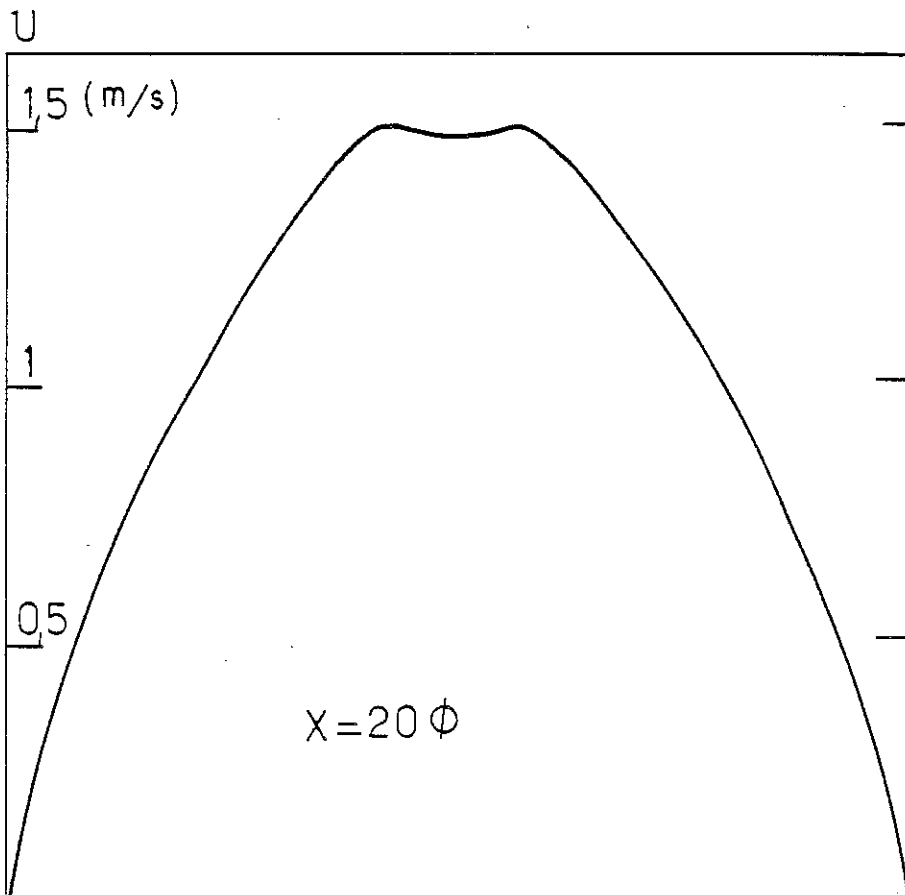
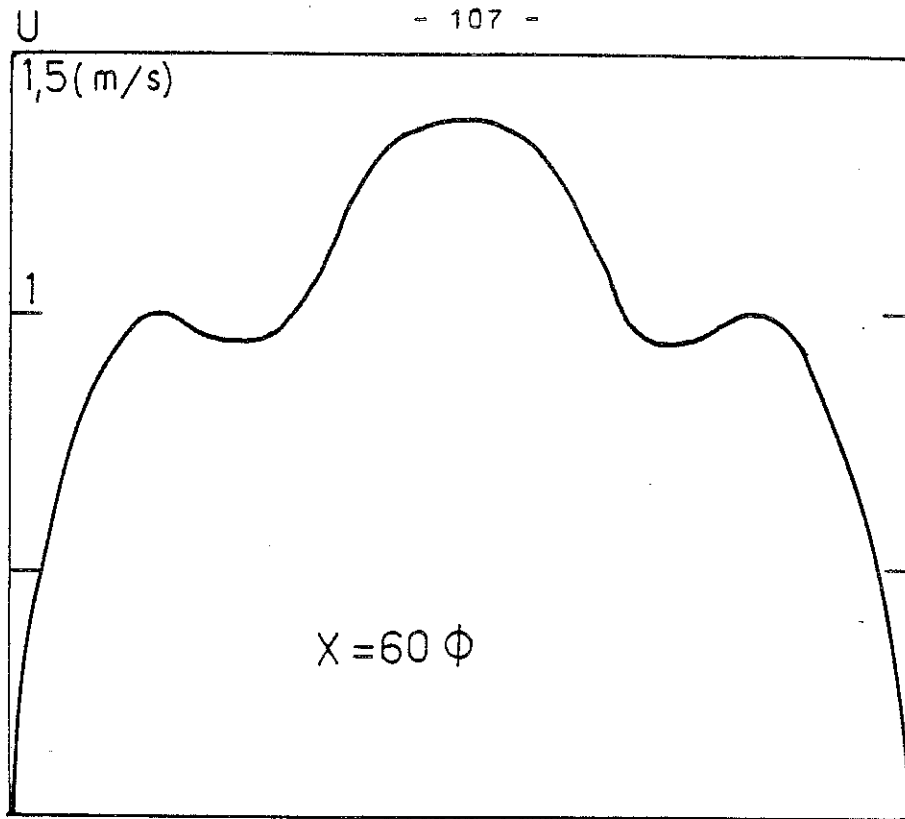


FIGURE 16-a : Profils de vitesse moyennés et symétrisés pour  $Re = 740$ ,  $V = 9$  kV à différentes distances en aval du fil. Le courant capté par chaque plaque est  $I_{capt.} = 8 \mu A$  et le courant entraîné est  $I_{ent.} = 0,7 \mu A$ .



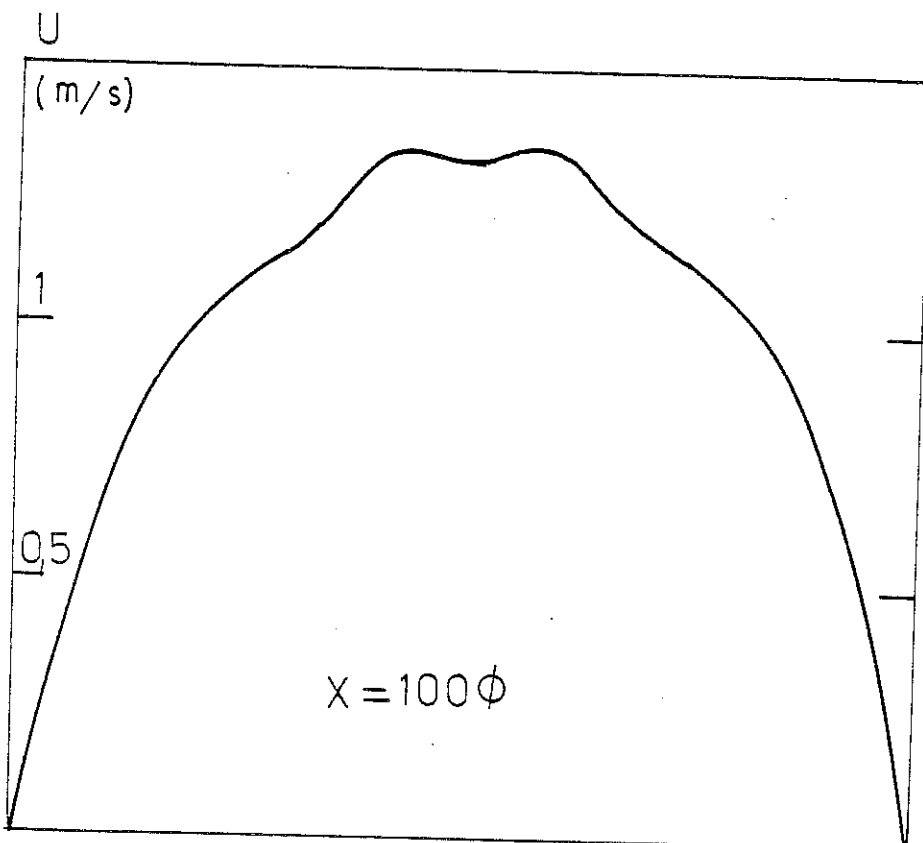
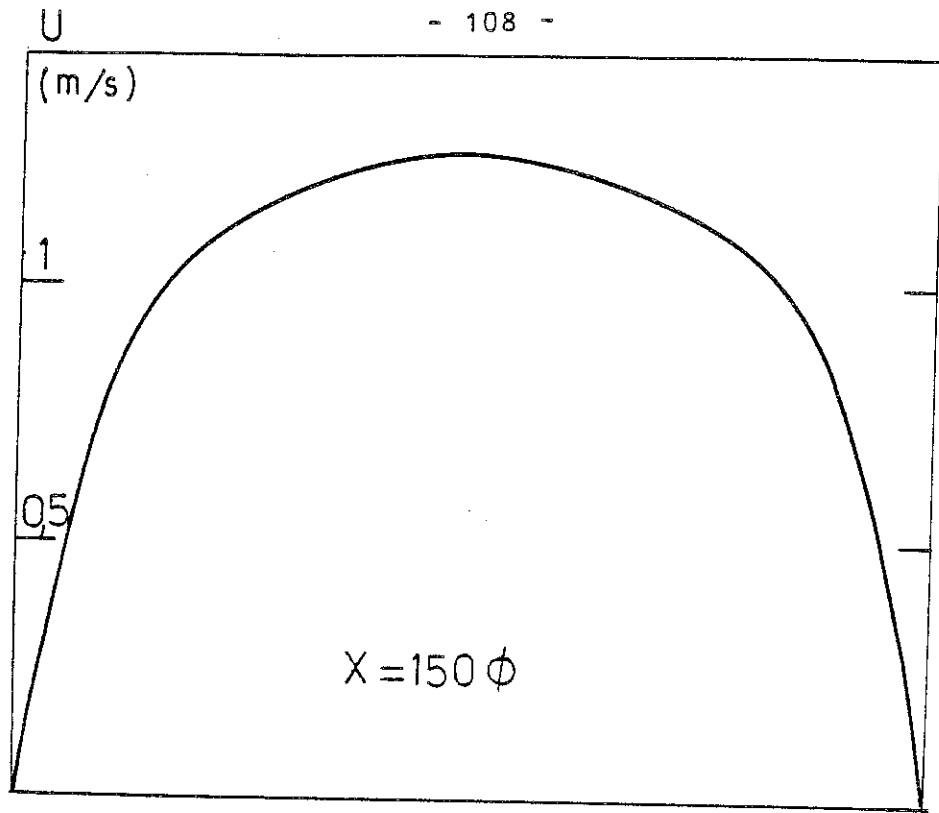


FIGURE 16-b : Profils de vitesse moyennés et symétrisés pour  $Re = 740$ ,  $V = 9$  kV à différentes distances en aval du fil. Le courant capté par chaque plaque est  $I_{capt.} = 8 \mu A$  et le courant entraîné est  $I_{ent.} = 0,7 \mu A$ .

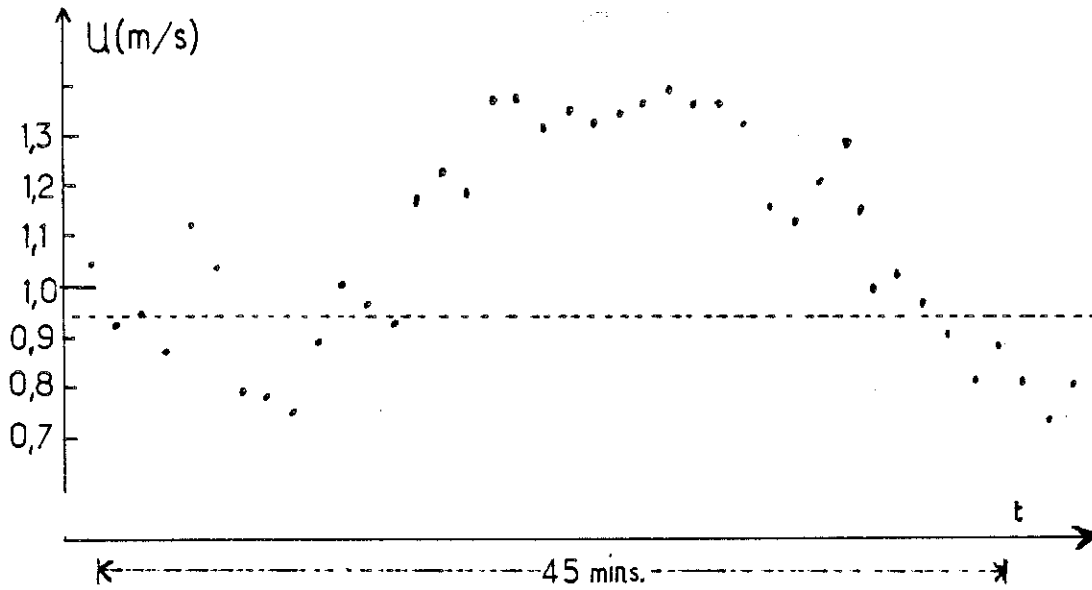


FIGURE 17 : Variation dans le temps de la vitesse moyenne à  $X = 110 \phi$  ;  $0,6 \text{ mm}$  de la paroi ;  $Re = 740$  et  $V = 7 \text{ kV}$ . La ligne pointillée indique la valeur de la vitesse moyenne au même point à  $V = 0 \text{ kV}$ .

L'origine de ces jets pariétaux peut se trouver, comme en l'absence d'un écoulement forcé ( Chapitre IV ), dans l'existence de deux "jets" de liquide chargé entre le fil et les électrodes planes. Dans ce cas, un tel jet serait dévié vers l'aval, déplaçant ainsi les jets pariétaux. En effet, ces jets ne sont pas évidents sur les profils avant  $X = 30 \phi$ . Pour toute distance supérieure, nous pouvons décomposer schématiquement les profils en deux parties superposées : un profil de type POISEUILLE et un autre analogue à ceux montrés au Chapitre IV avec deux rouleaux en aval du fil ( Figure 18 ). Nous présentons quelques courbes décomposées de cette façon et quelques profils de Figure 3, Chapitre IV sur la Figure 19-a et Figure 19-b. Dans le cas ( a ) la structure n'occupe pas toute la largeur du canal pour  $X \leq 80 \phi$  comme les rouleaux en ( b ). En encart, on a tracé les variations de  $u_{\max}$  pour ( a ) et ( b ). La vitesse maximale, du même ordre de grandeur dans les deux cas, est atteinte pour ( a ) à  $X = 80 \phi$  où la structure commence à occuper toute la section du canal. Donc, jusqu'à  $X = 80 \phi$  il y a une composante latérale de vitesse forte ( un jet fil-plan ). De plus, la vitesse

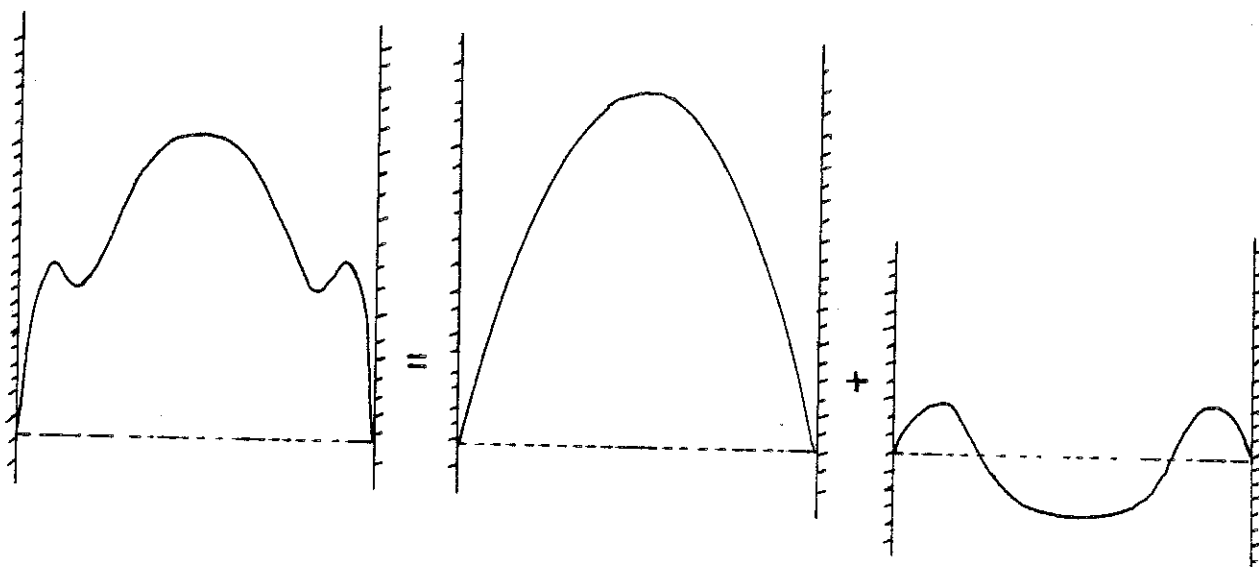


FIGURE 18 : Schéma de la décomposition d'un profil typique de vitesse dans le régime 1.

maximale décroît plus vite en ( a ) qu'en ( b ) .

Bien que les observations fassent penser à la présence de deux jets fil-plans ( comme on le voit en l'absence d'écoulement forcé, la structure n'est pas la même ). Il y a plutôt deux jets de charge partant du fil, qui entraînent une certaine quantité de liquide vers les plaques. Les lignes de courant en amont divergent au niveau du fil (  $\sim X = 0$  ) vers les parois, augmentant ainsi la vitesse longitudinale au long des parois.

### Fluctuations de vitesse et turbulence

Le niveau de fluctuation est élevé dans cette série de mesures ( Figure 20 ). Ces grandes fluctuations sont dues à la nature non stationnaire de l'écoulement et à l'intense turbulence occasionnée par la force de COULOMB importante auprès du fil. Le niveau de fluctuation commence à décroître autour de  $180 \phi$ , là où le profil reprend une allure parabolique, mais il est encore trop élevé pour que l'écoulement soit laminaire. La turbulence intense créée près du fil et dans les jets pariétaux est convectée donc loin en aval par l'écoulement moyen.

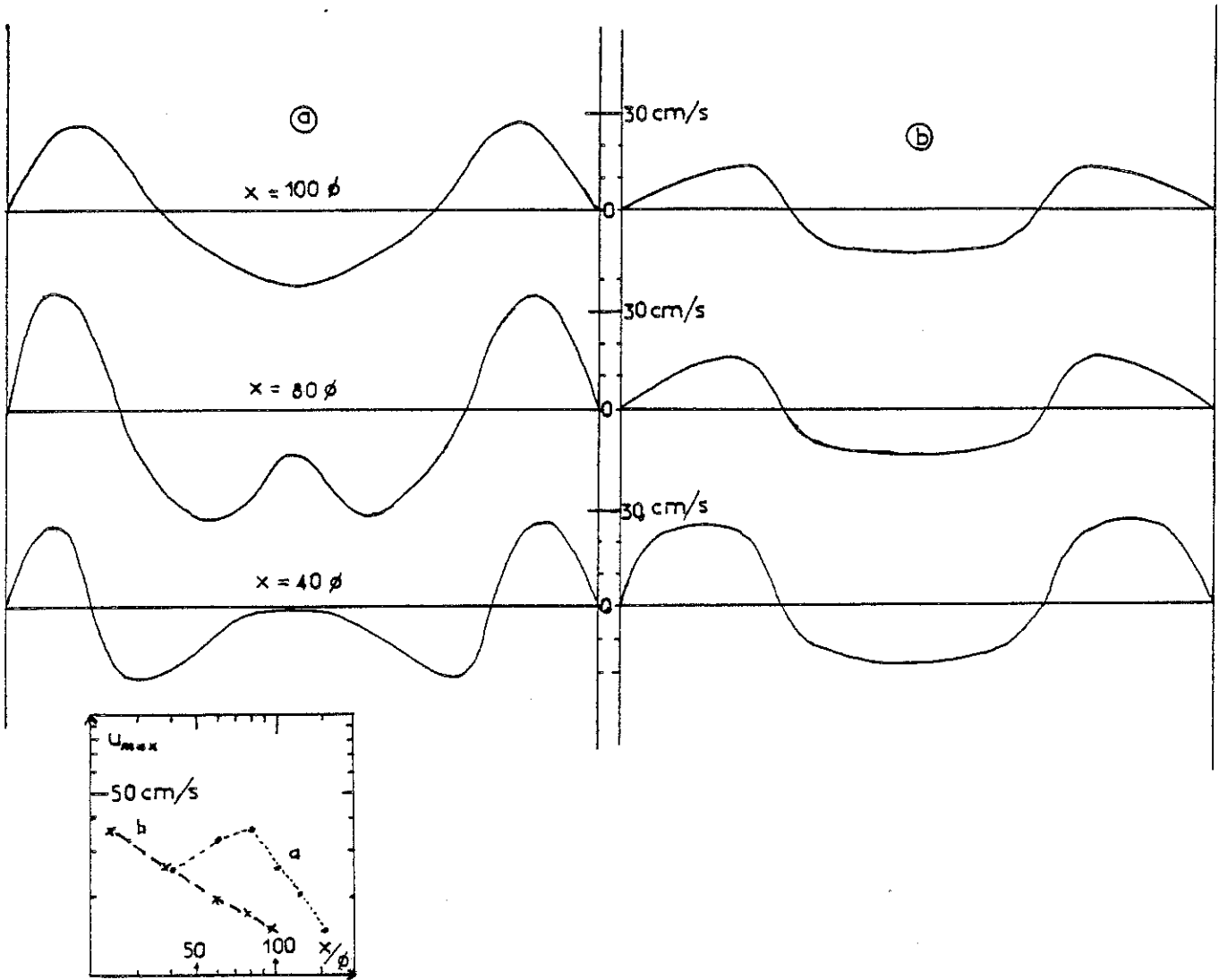


FIGURE 19 : Une partie des profils "décomposés" ( à gauche ) et des profils "symétrisés" pris en l'absence d'écoulement forcé ( à droite ), voir Chapitre IV. Dans les deux cas  $V = 9$  kV. En encart : variation de la vitesse maximale pour les "profils" ( a ) et ( b ).

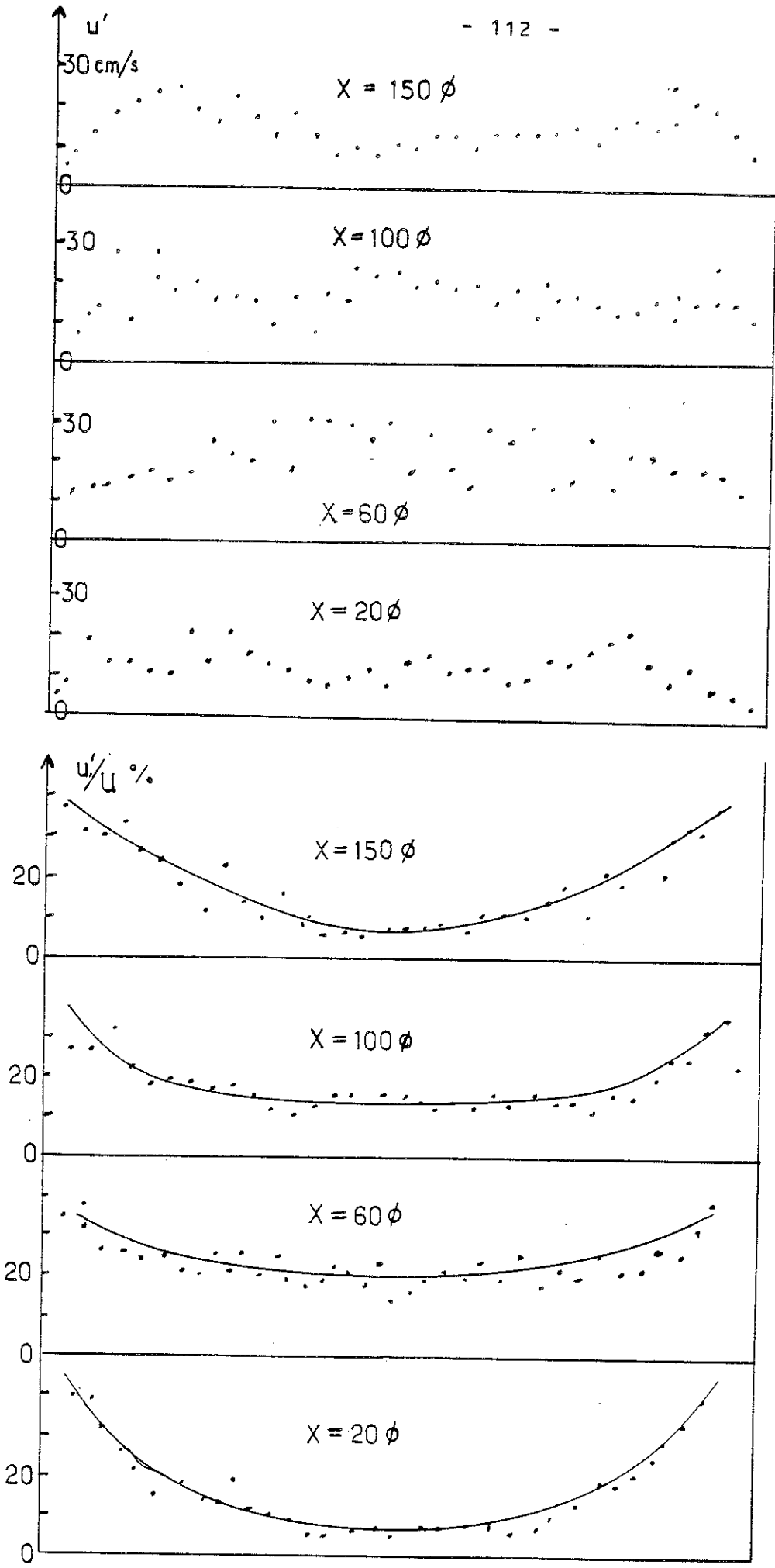


FIGURE 20 : Les vitesses fluctuantes  $u'$  et les taux de fluctuations  $u'/u$  ( % ) à différentes distances en aval du fil.  $V = 9$  kV.

La transition entre les régimes 2 et 1 se fait pour  $V = 9$  kV à  $Re \sim 2000$  ( Figure 12, Chapitre III ). Donc, il faut une vitesse moyenne de l'ordre de 2,5 m/s pour briser les structures fil-plans. Si l'on considère qu'elles ont une vitesse du même ordre de grandeur avec et sans écoulement forcé (  $\sim 50$  cm/s à  $V = 9$  kV ), on voit que l'écoulement moyenné doit avoir une vitesse d'environ 5 fois plus grande que celle des structures pour effectuer la transition.

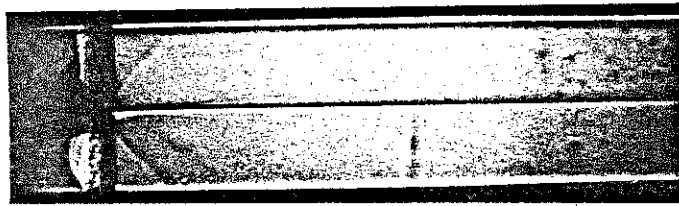
MALRAISON et ATTEN [ 53 ] en examinant la superposition d'un écoulement de POISEUILLE et d'une injection unipolaire entre plans ont estimé que les structures hexagonales tridimensionnelles ( voir Chapitre I pour un Résumé ) sont brisées lorsque la vitesse moyenne de l'écoulement de POISEUILLE est trois fois plus grande que la vitesse maximale dans chaque cellule. La nécessité dans notre cas d'un écoulement forcé relativement plus fort pour briser les structures secondaires peut être expliqué par le fait qu'elles sont bidimensionnelles en moyenne.

### Conclusion

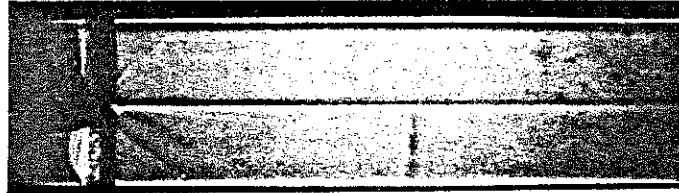
Nous avons caractérisé la distribution de la composante longitudinale de vitesse dans ce cas où la force de COULOMB s'impose devant les contraintes de l'écoulement de POISEUILLE. Il y a deux jets de charge qui partent du fil vers les plaques, donnant lieu à des jets pariétaux le long de ces électrodes. Le sillage, présent pour des plus faibles tensions, n'existe plus. La charge, d'après des mesures de TOBAZEON [ 31 ] et nos propres mesures, se trouve essentiellement dans les jets pariétaux, seule une très faible proportion de cette charge est transportée en dehors de la zone d'injection. L'écoulement est partout très turbulent.

### Visualisation du mouvement

Nous avons pu visualiser par strioscopie l'effet de la tension appliquée sur le sillage. Une série de photos est présentée sur la Figure 21 avec  $Re = 740$ . Pour  $V = 0$ , le sillage, au centre du canal, ne s'élargit pas beaucoup et est visible dans toute la zone d'observation. Avec l'application de la tension,  $V = 2, 3, 4, 5$  kV, on voit que, progressivement, la largeur du sillage s'accroît alors que sa longueur diminue de plus en plus avec  $V$ . Pour  $V > 5$  kV ( après la transition entre les régimes 2 et 1 ) l'écoulement devient très turbulent, diminuant ainsi le contraste de la lumière et donc la visualisation de l'écoulement. Même très près du fil, nous ne pouvons pas déceler le mouvement secondaire induit par la charge d'espace.



V = 0KV



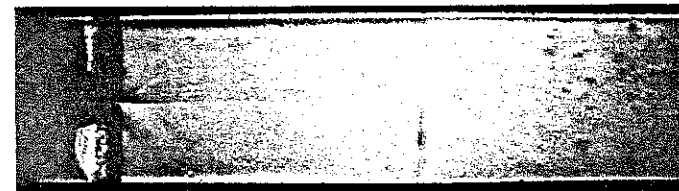
V = 2KV



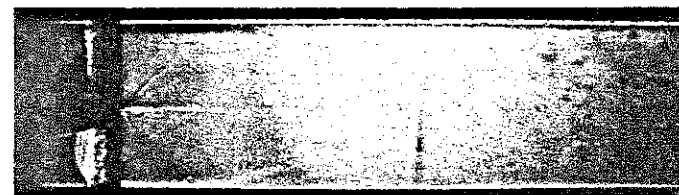
V = 3KV



V = 4KV



V = 5KV



V = 6KV



V = 7KV

FIGURE 21 : Photographies de l'écoulement pour  $Re = 740$  à tensions différentes.





## CHAPITRE VI

QUELQUES CONSIDÉRATIONS SUR  
L'EFFICACITÉ D'UN GÉNÉRATEUR E.H.D.



Vu la complexité des structures dans la zone d'injection, il est certain que dans la zone de conversion d'un générateur, l'organisation de l'écoulement sera au moins aussi complexe. Nous n'avons pas fait de mesures dans une zone de conversion, mais avec les résultats obtenus dans la zone d'injection, nous pouvons schématiser globalement le fonctionnement dans cette zone. Nous savons qu'il y a un fort couplage entre la force de COULOMB et les forces hydrodynamiques quand une charge d'espace est injectée dans un liquide isolant. Ceci est évident si l'on regarde l'effet que l'écoulement, induit par la charge d'espace, a sur le transport de cette charge ( voir Chapitre I ). Entre électrodes planes et parallèles, à tension suffisamment élevée, une injection limitée par charge d'espace induit un écoulement pleinement turbulent. Le transport de charge, comme pour tout scalaire dans un écoulement turbulent [ 79 ] se fait principalement par les grosses structures. Il est néanmoins possible d'introduire et évaluer une mobilité électrohydrodynamique,  $K_{EHD}$ , qui rend compte de la vitesse quadratique moyenne observée :  $u' = K_{EHD} E$ .

Dans les expériences déjà faites dans un champ électrique divergent, des grosses structures ont été observées ( voir [ 95 ] et Chapitres III et IV ) et les mesures ont indiqué que la mobilité apparente des ions est plus grande mais reste du même ordre de grandeur que  $K_{EHD}$  ( Chapitre III ). Nous avons vu dans le Troisième Chapitre que la vitesse moyenne transversale  $v'$  de migration des ions injectés par le fil donne un rapport :

$$v'/E \simeq 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V.s.} \quad ( K_{EHD} = 6.10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V.s.} )$$

Ceci suggère que l'utilisation d'une mobilité apparente dans les calculs de rendement doit donner des résultats plus réalistes que ceux effectués avec la mobilité vraie des ions.

Il est certain, vu les résultats des Chapitres précédents que la charge à l'entrée de la zone de conversion d'un générateur ne sera pas homogène - une simplification faite par plusieurs auteurs [ 27, 29 ]. Dans notre cas, la distribution de charge à l'entrée de cette zone est caractérisée par deux régimes asymptotiques. La charge d'espace est soit dans un sillage mince derrière le fil soit située très près des parois solides dans deux jets pariétaux. En tout cas, la distribution non-homogène de la charge va induire une turbulence à grande

échelle. Le couplage entre les fluctuations de charge et de vitesse va rendre l'écoulement non-stationnaire. Nous pouvons essayer de prendre cette turbulence en compte dans un modèle unidimensionnel du fonctionnement en utilisant la notion de mobilité apparente pour les ions.

Nous considérons qu'une charge d'espace injectée est uniformément transportée par un liquide isolant incompressible à travers la zone de conversion jusqu'au collecteur de charge. Les paramètres adimensionnels qui interviennent pour un écoulement électrohydrodynamique sont les suivants:

Le paramètre d'injection :

$$C = \frac{q_0 d}{\epsilon E} = \frac{q_0 d^2}{\epsilon V} ,$$

le nombre  $M$ , proportionnel au rapport entre les mobilités vraies et E.H.D.,  $T$ , le paramètre de stabilité égal au rapport entre les forces coulombiennes et visqueuses ;  $Re$  le nombre de REYNOLDS, et  $R$ , un nombre de REYNOLDS électrique. Le rapport entre ces derniers est  $R/Re = KE/u$ .

Le rendement  $\eta$  est défini comme le rapport entre l'énergie mécanique fournie à la zone de conversion et l'énergie électrique obtenue :

$$\eta = \frac{V I}{\Delta P D} \quad ( 1 )$$

$\Delta P$  est la chute de pression nécessaire pour maintenir un débit constant. Elle a deux composantes : ( 1 )  $\Delta P_1$  - pour compenser l'action du champ électrique adverse sur la charge d'espace, ( 2 )  $\Delta P_2$  - reliée aux pertes hydrodynamiques.

Pour évaluer chacun des termes dans l'équation 1, nous utilisons les équations suivantes ( à l'état stationnaire ) :

$$\begin{aligned} & : \epsilon \operatorname{div} \underline{E} = q \\ & : \operatorname{div} \underline{j} = 0 \\ \text{avec} & : \underline{j} = q ( K \underline{E} + \underline{u} ) \end{aligned} \quad ( 2 )$$

Dans un système unidimensionnel, celles-ci prennent la forme :

$$\epsilon \frac{dE}{dx} = q$$

$$\frac{dj}{dx} = 0 \text{ avec } j = q ( KE + u ) \quad ( 2^* )$$

j est une constante et, nous avons par substitution :

$$\epsilon \frac{dE}{dx} ( KE + u ) = j$$

laquelle résolue pour E donne :

$$E ( x ) = - \frac{u}{K} + \sqrt{ \left( \frac{u}{K} + E_0 \right)^2 + \frac{2 j x}{K \epsilon} } \quad ( 3 )$$

$E_0$  est le champ électrique à l'entrée de la zone de conversion.  
Si d désigne la longueur de la zone de conversion, nous avons :

$$V = - \int_0^d E dx$$

Donc la différence de potentiel à travers cette zone est :

$$V = \frac{u d}{K} - \frac{K \epsilon}{3 j} \left[ \left\{ \left( \frac{u}{K} + E_0 \right)^2 + \frac{2 j d}{K \epsilon} \right\}^{3/2} - \left( \frac{u}{K} + E_0 \right)^3 \right]$$

Evaluons les termes  $\Delta P_1$  et  $\Delta P_2$  :

$$\Delta P_1 = \int_0^d q E dx$$

$$\Delta P_1 = \frac{j d}{K} - \frac{u \epsilon}{K} \left[ \sqrt{ \left( \frac{u}{K} + E_0 \right)^2 + \frac{2 j d}{K \epsilon} } - \left( \frac{u}{K} + E_0 \right) \right]$$

et :

$$\Delta P_{2L} = \frac{\alpha \rho v u d}{L^2}$$

si on ne prend en compte que la dissipation visqueuse  
(  $\alpha = \text{constante}$  ), ou bien :

$$\Delta P_{2T} = \frac{9}{8} \sqrt{\frac{M}{3}} \frac{\epsilon K V^3}{d^3}$$

dans le cas turbulent [ 46 ].

On peut prendre en compte l'effet du mouvement secondaire, supposé turbulent, induit par l'action du champ électrique sur la charge d'espace, en utilisant une mobilité électrohydrodynamique, ce qui va permettre d'évaluer la diminution du transport par l'écoulement moyen.

Les pertes dans le reste du circuit présentent un autre problème - l'alimentation de la pompe hydraulique, le circuit de refroidissement, la tension d'excitation, etc ..., que nous n'allons pas examiner ici.

### Evaluation du rendement

En utilisant l'équation 3 avec  $\Delta P = \Delta P_1 = \int q E dx$ , nous obtenons l'expression générale suivante pour le rendement en négligeant les pertes hydrodynamiques :

$$\eta_1 = \frac{V I}{\Delta P_1 D} = \frac{1 - \frac{\epsilon j^2}{3 u d K} \left[ \frac{1}{q_c^3} - \frac{1}{q_o^3} \right]}{1 - \frac{\epsilon u}{d K} \left[ \frac{1}{q_c} - \frac{1}{q_o} \right]} \quad (4)$$

où :

$$q_o = \frac{j}{u + K E_o} \text{ et } q_c = \frac{j}{K} \left[ \left( \frac{u}{K} + E_o \right)^2 + \frac{2 j d}{K E_o} \right]^{-1/2} \quad (5)$$

sont les densités de charge à l'entrée de la zone de conversion et au collecteur respectivement.

Ce dernier peut être écrit comme suit :

$$q_c = q_o \left[ 1 + \frac{2 C}{1 + \frac{u}{K E_o}} \right]^{-1/2} \quad (6)$$

et l'expression générale pour le rendement sans pertes hydrauliques est :

$$\eta_1 = \frac{1 - \frac{\varepsilon u}{K d q_o} \frac{1}{3} \left[ \left( \frac{K E_o}{u} \right)^2 + 2 \left( \frac{K E_o}{u} \right) + 1 \right] \left[ \left( 1 + \frac{2 C}{1 + \frac{u}{K E_o}} \right)^{3/2} - 1 \right]}{1 - \frac{\varepsilon u}{K d q_o} \left[ \left( 1 + \frac{2 C}{1 + \frac{u}{K E_o}} \right)^{1/2} - 1 \right]} \quad (7)$$

Remarque

Cette expression, écrite en négligeant tout mouvement secondaire peut se transposer immédiatement au cas général en remplaçant la mobilité vraie par la mobilité E.H.D..

Etudions maintenant les deux cas limites de faible ( $C \ll 1$ ) et de forte ( $C \gg 1$ ) injection.

Cas 1 :  $C \ll 1$ . Avec  $j$  constant et  $C \ll 1$ ,  $q$  est finie et  $E$  est très peu perturbé,  $(u + KE)$  reste non-nul partout. Donc, le terme

$$\left( 1 + \frac{2 C}{1 + \frac{u}{K E_o}} \right)^{1/2}$$

peut être approché par

$$\left( 1 + \frac{C}{1 + \frac{u}{K E_o}} \right).$$



L'équation ( 7 ) devient :

$$\eta_1 = \frac{1 - \frac{u}{K E_0 + u} \left[ \left( \frac{K E_0}{u} \right)^2 + 2 \left( \frac{K E_0}{u} \right) + 1 \right]}{1 - \frac{u}{K E_0 + u}} + O ( C^2 ) \quad ( 8 )$$

En négligeant les termes de l'ordre de  $C^2$ , on obtient :

$$\eta_1 = 1 + \frac{K E_0}{u} = 1 - \frac{K |E_0|}{u} \quad ( 9 )$$

Nous voyons sur cette simple expression que le glissement des ions dans le liquide est une cause de réduction de l'efficacité : les ions ne sont pas entraînés avec la même vitesse que le liquide, étant ralentis par le champ électrique antagoniste.

Si on inclut les pertes dues à la dissipation visqueuse dans cette expression, (  $\Delta P = \Delta P_1 + \Delta P_{2L}$  ) on a :

$$\eta = \frac{1 - \frac{K |E_0|}{u}}{1 + \alpha \left( \frac{d^2}{L^2} \right) \frac{1}{TC} \frac{u}{K |E_0|}} \quad ( 10 )$$

Pour tenir compte, à la fois de l'écoulement secondaire sur le "glissement" des ions et de la dissipation turbulente, remplaçons  $K$  par  $K_{EHD}$  et  $\Delta P$  par  $\Delta P_1 + \Delta P_{2T}$ .

FELICI [ 49, 96 ] a donné une expression pour  $K_{EHD}$  basée sur une analyse dimensionnelle, valable quand la charge d'espace est faible et la tension forte :

$$K_{EHD} \sim \sqrt{\frac{q_0 d}{\rho E_0}} \quad ( 11 )$$

qui conduit à

$$\eta = \frac{1 - A C^{1/2} M \frac{K |E_0|}{u}}{1 + \frac{1}{4} \sqrt{M/3}} \quad ( 12 )$$

où A est une constante et  $( A C^{1/2} M ) > 1$ . Le nombre M est fixe pour un liquide donné, mais on voit que C le paramètre d'injection, en augmentant, diminue l'efficacité.

Cas 2 :  $C \gg 1$ . Pour  $C \gg 1$ , l'injection est limitée par charge d'espace et à l'entrée de la zone de conversion  $q_0 \rightarrow \infty$ . Les relations ( 5 ) s'écrivent :

$$\frac{1}{q_0} = 0, \quad \frac{1}{q_c} = \left( \frac{2 K d}{j \epsilon} \right)^{1/2} \quad ( 13 )$$

Avec j constante et  $q_0 \rightarrow \infty$ ,  $( u + K E_0 ) \rightarrow 0$ . Donc, pour le rendement, relation ( 4 ) donne :

$$\eta_1 = \frac{-1 + \frac{4}{3} \left( \frac{K d j}{2 \epsilon u^2} \right)^{1/2}}{1 - \left( \frac{2 \epsilon u^2}{K d j} \right)^{1/2}} \quad ( 14 )$$

On retrouve l'expression déjà obtenue par STUETZER [ 27 ] qui a montré que quelque soit la valeur de la mobilité, pour un écoulement donné, le maximum de  $\eta_1$  par rapport à j est 1/3

$$( \text{avec } j_{\max} = \sqrt{\epsilon u^2 / 2 . K . d .} )$$

On peut essayer de tenir compte des pertes hydrodynamiques en utilisant l'expression donnée par LACROIX [ 46 ] pour le régime turbulent d'électroconvection entre deux électrodes planes. On a donc  $\Delta P = \Delta P_1 + \Delta P_{2T}$ . Ceci donne pour  $\eta$ , après maximisation sur j :

$$\eta_{\max} = \frac{1}{3 + \frac{1}{4} \sqrt{M/3}} \quad ( 15 )$$

Cette expression tient compte de la nature du liquide.

On peut remarquer que la prise en compte des pertes hydrauliques ne semble pas diminuer de façon dramatique, le rendement dans la zone de conversion - e.g. pour  $10 < M < 100$  on a  $0,29 > \eta_{\max} > 0,225$ .

Les rendements des générateurs déjà construits, à part celui de STUETZER, ont été tous inférieurs à 2 %, donc un ordre de grandeur plus faible que la valeur théorique. Il faut savoir si le rendement cité tient compte ou non du circuit en dehors de la zone de conversion. La distinction n'a pas été toujours faite ( voir les références du Premier Chapitre ). Pour avoir ce rendement de 25 % dans la zone de conversion, il y a certainement des conditions d'opération qu'il faut tenir en compte. Peut-être pour les générateurs E.H.D. ( ou E.A.D. ) dont on a parlé dans l'introduction qu'il y avait un fonctionnement où les conditions étaient loin de celles qui correspondent à  $\eta_{\max}$ . Il est certain, même avec un rendement maximum dans la zone de conversion, que le rendement global d'un générateur est extrêmement faible.

## C O N C L U S I O N

Les générateurs à transporteur fluide - électroaérodynamique ou électrohydrodynamique - ont toujours donné un très faible rendement en énergie. Nous avons examiné plus particulièrement dans ce travail, la zone d'injection - constituée d'un fil tendu à mi-distance entre deux électrodes métalliques planes et parallèles - d'un tel générateur. La force de Coulomb qu'exerce le champ électrique sur la charge d'espace, injectée par le fil, produit un mouvement intense du liquide.

Après avoir montré que les interactions entre les porteurs de charge (les ions) et un liquide sont semblables à celles entre les porteurs de charge (des particules) et un gaz, nous avons par des mesures électriques, déterminé la répartition de la densité de courant sur les électrodes planes. Avec les mesures du courant entraîné en dehors de la zone d'injection en fonction de la vitesse du liquide et de la tension appliquée, nous avons mis en évidence deux régimes de fonctionnement dans cette zone. La distribution du champ électrique, déterminée par Tobazéon nous permet de dire que dans un premier régime, 90 % de la charge est captée par les électrodes, et dans le deuxième, toute la charge d'espace injectée est entraînée hors de la zone d'injection dans un sillage chargé derrière le fil.

Nous avons déterminé ensuite les profils de la composante longitudinale de vitesse pour les deux régimes d'écoulement. En l'absence d'un écoulement, nous avons confirmé la présence de deux jets pariétaux sur chaque plaque induits par les jets fil-plan. Avec un écoulement forcé et sans champ électrique, nous avons dû tout d'abord caractériser le sillage confiné dans un écoulement non-uniforme - un problème jamais examiné. Avec un champ électrique appliqué, nous avons obtenu les résultats suivants : lorsque les tensions appliquées sont assez faibles, le sillage est peu perturbé, mais, avec de fortes tensions, l'écoulement de Poiseuille est complètement bouleversé par la migration très importante des ions injectés par

fil vers les électrodes planes.

Finalement, nous avons essayé d'évaluer le rendement dans la zone de conversion d'un générateur. Les relations obtenues, bien qu'approximatives, prennent l'agitation induite par l'écoulement secondaire en compte.

Dans la zone d'injection, l'importance des résultats obtenus est qu'ils s'appliquent également à des écoulements dans les gaz où les porteurs de charge sont des particules. Ce fait nous permettra de modéliser par des écoulements liquides les phénomènes qui se produisent dans les écoulements gazeux, par exemple, dans le précipitateur électrostatique.

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

- [ 1 ] J. GRAY  
Electrical Influence Machines  
Whittaker, London 1890
  
- [ 2 ] R.J. Van de GRAAFF  
A 1,500,000 volt electrostatic generator  
Phys. Rev. 38, 1919 (1931)
  
- [ 3 ] L.C. Van ATTA, D.L. NORTHRUP, C.M. Van ATTA,  
R.J. Van de GRAAFF  
The design, operation and performance of the Round Hill  
electrostatic generator.  
Phys. Rev. 49, 761 (1936)
  
- [ 4 ] O. DAHL  
Note on disc type electrostatic generators  
Rev. Sci. Instrum. 7, 254 (1936)
  
- [ 5 ] P. JOLIVET  
Nouvelle génératrice électrostatique à influence  
C.R.A.S.P. 225, 117 (1947)
  
- [ 6 ] N. FELICI  
Recent developments and future trends in electrostatic  
generation  
Direct Current 4, 192 (1959)
  
- [ 7 ] N. FELICI  
Electrostatic generators  
Electronics and Power 11, 169 (1965)
  
- [ 8 ] N. FELICI  
Electrostatic engineering  
Science Journal, Sept. 32 (1965)

- [ 9 ] J.G. TRUMP  
Electrostatic sources of electric power  
Electr. Eng. 66, 525 (1947)
  
- [ 10 ] D. GIGNOUX  
Electrostatic generators  
Direct Current 9, 62 (1964)
  
- [ 11 ] R. THOLOME  
Contribution à l'étude d'un générateur électrostatique  
à transport gazeux  
Thèse de Docteur-Ingénieur Grenoble (1971)
  
- [ 12 ] R.E. VOLLRATH  
A high voltage direct current generator  
Phys. Rev. 42, 298 (1932)
  
- [ 13 ] M.M. PAUTHENIER, M. MOREAU-HANOT  
Générateurs de haute tension à courants gazeux  
J. Phys. Radium 8, 193 (1937)
  
- [ 14 ] M. MOREAU-HANOT  
Transport d'ions par un courant gazeux. Expansion d'une  
colonne gazeuse ionisée  
C.R.A.S. 206, 1168 (1938)
  
- [ 15 ] M.M. PAUTHENIER  
  
C.R.A.S. 206, 1884 (1938)
  
- [ 16 ] M. MORAND, A. RASKIN, L. WINAND  
Réalisation éprouvée d'un générateur électrique pour  
recherches nucléaires à très hautes tension et à courant  
de poussières  
C.R.A.S.P. 234, 2450 (1952)
  
- [ 17 ] A. RASKIN  
Sur la réalisation d'un générateur à haute tension et à  
grand débit  
C.R.A.S. 208, 170 (1939)

- [ 18 ] J.C. SHIUE, B. KOHN, H.E. BRANDMAIER  
An experimental investigation of the performance characteristics of an electrogasdynamic power generator  
Amer. Soc. Mech. Eng. "Eng. Devel. in Energy Conversion"  
76 (1965)
  
- [ 19 ] P.J. MUSGROVE, A.D. WILSON  
Charged aerosols for electrogasdynamic generators  
1st International Conf. on static electricity, Vienna  
(1970)
  
- [ 20 ] A.M. MARKS  
Heat-electrical power conversion through the medium of a charged aerosol  
U.S. Patent 2 - 638-555 (1953)
  
- [ 21 ] A.M. MARKS, E. BARRETO, C.K. CHU  
Charged aerosol energy converter  
A.I.A.A.J. 2, 45 (1964)
  
- [ 22 ] E.M. WALSH  
Electrogasdynamic energy conversion  
I.E.E.E. Spectrum 4, 12, 57 (1967)
  
- [ 23 ] A.W. SIMON  
Ion transport high voltage generator  
Rev. Sci. Instrum. 32, 758 (1961)
  
- [ 24 ] A.W. SIMON  
On the theory of the Van de GRAAFF electrostatic generator  
Amer. J. Phys. 22, 318 (1954)
  
- [ 25 ] K. JANNER  
Diplom. Arbeit  
Physikalischer Institut des Technischen Hochschule,  
Stuttgart (1950)
  
- [ 26 ] K. JANNER, S. MAGUN, E. SCHOPPER  
Van de Graaff high voltage generator with fluid transport medium  
Z. Angew. Phys. 7, 446 (1955)



- [ 27 ] O.M. STUETZER  
Ion transport high voltage generators  
Rev. Sci. Instrum. 32, 16 (1961)
- [ 28 ] J.F. HUGHES, P.E. SECKER  
Collection of charge from a moving stream of liquid dielectric  
Br. J. Appl. Phys. (J. Phys. D) Ser. 2, 2, 1115 (1969)
- [ 29 ] P.E. SECKER, J.F. HUGHES  
Liquid filled E.H.D. H.V. generator  
Proc. I.E.E. 116, 10, 1785 (1969)
- [ 30 ] J.F. HUGHES, P.E. SECKER  
Liquid filled electrostatic generator  
Electronics Letters 2,5, 174 (1966)
- [ 31 ] R. TOBAZEON  
Etude du transfert convectif de charges électriques par un jet de liquide isolant et application à la génération de tensions élevées  
Thèse de Docteur-Ingénieur, Grenoble (1966)
- [ 32 ] W. DITTRICH  
Über die elektrische Aufladung einer Strömenden Isolierflüssigkeit durch ein elektrisches Spitzenfeld  
VDI Fortschrittsberichte Nr. 9, Reihe 22 (1979)
- [ 33 ] W. DITTRICH, J. HAAS  
Charging of a streaming insulating liquid by a high electric field  
8<sup>th</sup> ICDL, Pavia (Italy), Conf. Rec. 111 (1984)
- [ 34 ] A. PAPKOV  
Ein kleiner elektrostatischer Generator mit flüssigen Ladungstransfermittel  
Z. Angew. Phys. 25, 170 (1963)
- [ 35 ] S. CHNIBA  
Etude de mécanismes de claquage de films de polypropylène dans différents milieux ambiants  
Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle, Grenoble (1984)

- [ 36 ] A.A. BOUMANS  
Streaming currents in turbulent flows and metal capillaries  
I,II,III,IV, "Physica XXIII, 1007 (1957)
- [ 37 ] W. NAGLE  
Staats examensarbeit MPI für Kernphysik  
Hanover (1959)
- [ 38 ] A.W. BRIGHT, B. MAKIN  
Modern electrostatic generators  
Contemp. Phys. 10, 331 (1969)
- [ 39 ] A. DENAT, B. GOSSE, J.P. GOSSE  
Ion injections in hydrocarbons  
J. Electrostatics 7, 205 (1979)
- [ 40 ] Z. CROITORU  
Les charges d'espace dans les diélectriques liquides  
Bull. Soc. F. Electricité 1, 362 (1960)
- [ 41 ] J. FILIPPINI, J.P. GOSSE, J.C. LACROIX, R. TOBAZEON  
Mise en oeuvre et application de la strioscopie à l'étude  
des phénomènes électrohydrodynamiques dans les liquides  
diélectriques  
C.R.A.S.P. 269, 167 (1969)
- [ 42 ] E.J. HOPFINGER, J.P. GOSSE  
Charge transport by self-generated turbulence in insulating  
liquids submitted to unipolar injection  
Phys. Fluids 14, 8, 1671 (1971)
- [ 43 ] P. ATTEN, R. MOREAU  
Stabilité électrohydrodynamique des liquides isolants soumis  
à une injection unipolaire  
Journal de Mécanique, 11,3, 471 (1972)
- [ 44 ] J.M. SCHNEIDER, P.K. WATSON, H.R. TILL  
Electrohydrodynamic stability of space charge limited  
currents in dielectric liquids : 1. Theoretical study,  
2. Experimental study  
Phys. Fluids 13, 8, 1948 (1970)

- [ 45 ] P. ATTEN  
Stabilité électrohydrodynamique des liquides de faible conductivité  
Journal de Mécanique 14, 3, 461 (1975)
- [ 46 ] J.C. LACROIX  
Instabilités hydrodynamiques et électroconvection lors d'injection d'ions dans les liquides isolants isotropes  
Thèse d'Etat, Grenoble (1976)
- [ 47 ] J.C. LACROIX, P. ATTEN, E.J. HOPFINGER  
Electroconvection in a dielectric liquid layer subjected to unipolar injection  
J. Fluid Mech. 69, 539 (1975)
- [ 48 ] P. ATTEN, J.C. LACROIX  
Electrohydrodynamic stability of liquids subjected to unipolar injection : non-linear phenomena  
J. Electrostatics, 5, 439 (1978)
- [ 49 ] N. FELICI  
Phénomènes hydro et aérodynamiques dans la conduction des diélectriques fluides  
Rev. Gen. Elec., 7, 8, 7/8, 717 (1969)
- [ 50 ] M. HAIDARA  
Etude de la conduction des liquides diélectriques en champ divergent  
Thèse de 3<sup>ème</sup> Cycle, Grenoble (1984)
- [ 51 ] P. ATTEN, T. HONDA  
The electroviscous effect and its explanation  
J. Electrostatics 11, 225 (1982)
- [ 52 ] T. HONDA  
Etude et interprétation de l'effet électrovisqueux dans les liquides diélectriques isotropes  
Thèse de Docteur d'Université, Grenoble (1976)

- [ 53 ] P. ATTEN, B. MALRAISON  
Superposition d'une injection unipolaire et d'un écoulement de Poiseuille  
Symmetries and broken symmetries in condensed matter physics (IDSET Paris), Ed. Boccara N., 503 (1981)
- [ 54 ] W. KUNKEL, W. HANSEN  
A dust electricity analyser  
Rev. Sci. Instrum. 21, 308 (1950)
- [ 55 ] M.M. PAUTHENIER, M. MOREAU-HANOT  
La charge des particules sphériques dans un champ ionisé  
J. Physique et le Radium, 3, 59 (1932)
- [ 56 ] N.J. FELICI  
Contemporary electrostatics I, II  
Contemporary Physics 5, 377 (1964)
- [ 57 ] A. LACCHIA  
Contribution à l'étude de la charge d'un jet de particules microniques dans le champ ionisé d'un système pointe-plan  
Thèse de spécialité (Electrotechnique), Grenoble (1974)
- [ 58 ] W. MERZKIRCH  
Flow visualisation  
Academic Press, CH.3-III (1974)
- [ 59 ] Y. YEH, H.Z. CUMMINS  
Localized flow measurements with an He-Ne laser spectrometer  
Appl. Phys. Lett. 4, 176 (1964)
- [ 60 ] D.O. BARNETT, T.V. GIEL Jr.  
Broadening of laser velocimeter turbulence measurements due to the dynamics of a particle ensemble  
AEDC-TR 76, 156 (1977)
- [ 61 ] T. MECHLIA  
Contribution à l'étude de la conduction dans les isolations à liquide non-polaire  
Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle, Grenoble (1984)

- [ 62 ] R.J. HUNTER  
Zeta potential in colloid science. Principles and applications  
Academic Press, chap. 3-3 (1981)
- [ 63 ] T. MECHLIA, B. GOSSE, A. DENAT, J.P. GOSSE  
Electrophoretic determination of the electric charge at the liquid-solid interface : relation with conduction phenomena  
I.E.E.E. Trans. Elec. Ins., EI-20, 2, 365 (1985)
- [ 64 ] W.H. SCHWARZ, W.P. COSART  
The two-dimensional turbulent wall jet  
J. Fluid Mech. 10, 481 (1961)
- [ 65 ] M.B. GLAUERT  
The wall jet  
J. Fluid Mech. 1, 625 (1956)
- [ 66 ] E. FÖRTHMAN  
Ingenieur Archiv. 1, 798, N.A.S.A. - T.M. (1936)
- [ 67 ] R.A. BAJURA, A.A. SZEWEZYK  
Experimental investigation of a laminar two-dimensional plane wall jet  
Phys. Fluids, 13, 7, 1653 (1970)
- [ 68 ] P. DUPIN, M. TEISSIE-SOLIER  
Les tourbillons alternés de Bénard-Karman  
Rev. Gen. Elec. XXIV-2, 53 (1928)
- [ 69 ] H. NISI, A.W. PORTER  
Phil. Mag. (6), 46, 754 (1923)
- [ 70 ] S. TANEDA  
Experimental investigation of the wakes behind cylinders and plates at low Reynolds numbers  
J. Phys. Soc. (Japan), 11 (3), 302 (1956)
- [ 71 ] F. HOMANN  
Einfluss grösser Zähigkeit bei Strömung um Zylinder  
Forsch. Geb. Ing. Wes., 7, 1 (1936)

- [ 72 ] H. NAGATA, Y. KAKEHI, M. TSUNEKAWA, T. HASEGAWA  
Unsteady flow past a circular cylinder started impulsively  
Bull. J.S.M.E. 18, 992 (1975)
- [ 73 ] M. NISHIOKA, H. SATO  
Measurements of velocity distributions in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers  
J. Fluid Mech. 65, 97 (1974)
- [ 74 ] A. ACRIVOS, L.G. LEAL, D.D. SNOWDEN, F. PAN  
Further experiments on steady separated flows past bluff objects  
J. Fluid Mech. 34, 25 (1968)
- [ 75 ] S. GOLDSTEIN  
Modern developments in fluid dynamics  
Dover (1965)
- [ 76 ] H. SCHLICHTING  
Boundary layer theory  
6th ed. McGraw-Hill (1968)
- [ 77 ] G.K. BATCHELOR  
An introduction to fluid dynamics  
Cambridge Univ. Press (1970)
- [ 78 ] D.J. TRITTON  
Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers  
J. Fluid. Mech. 6, 547 (1959)
- [ 79 ] H. TENNEKES, J.L. LUMLEY  
A first course in turbulence  
M.I.T. Press, 6th ed. (1980)
- [ 80 ] L.S.G. KOVASZNAY  
Hot wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers  
Proc. Roy. Soc. A-198, 174 (1949)

- [ 81 ] C. CAMICHEL, P. DUPIN, M. TEISSIE-SOLIER  
Sur l'existence dans l'écoulement d'un fluide autour de  
cylindres immergés, d'un phénomène périodique en régime  
de Poiseuille  
C.R.A.S. 186, 203 (1928)
- [ 82 ] C. CAMICHEL, P. DUPIN, M. TEISSIE-SOLIER  
Sur l'application de la loi de similitude aux périodes de  
formation des tourbillons alternés de Bénard-Karman  
C.R.A.S. 185, 1556 (1927)
- [ 83 ] C. CAMICHEL  
Sur les tourbillons provoqués par un obstacle immergé dans  
un courant liquide  
C.R.A.S. 184, 1509 (1927)
- [ 84 ] C. CAMICHEL, L. ESCANDE, M. RICAUD  
Sur l'écoulement des fluides visqueux autour d'un obstacle  
C.R.A.S. 180, 1557 (1925)
- [ 85 ] R.W. DAVIS, E.F. MOORE, L.P. PURTELL  
A numerical-experimental study of confined flow around rec-  
tangular cylinders  
Phys. Fluids. 27 (1), 46 (1984)
- [ 86 ] A. THOM  
The flow past circular cylinders at low speeds  
Proc. Roy. Soc. Ser A, 141, 651 (1933)
- [ 87 ] H. GLAUERT  
The characteristics of a Karman vortex street in a channel  
of finite breadth  
Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, 120, 34 (1928)
- [ 88 ] M.V. MORKOVIN  
Flow around a circular cylinder-a kaleidoscope of challen-  
ging fluid phenomena  
Symposium on fully separated flows, ASME Fl. Eng. Div.  
Conf. Pennsylvania, USA, 102 (1964)

- [ 89 ] A.S. GROVE, F.H. SHAIR, E.E. PETERSEN, A. ACRIVOS  
An experimental investigation of the steady separated  
flow past a circular cylinder  
J. Fluid. Mech. 19, 60 (1964)
- [ 90 ] F.H. SHAIR, A.S. GROVE, E.E. PETERSEN, A. ACRIVOS  
The effect of confining walls on the stability of the  
steady wake behind a circular cylinder  
J. Fluid Mech. 17, 546 (1963)
- [ 91 ] T. OKAMOTO, M. TAKEUCHI  
Effect of side walls of wind-tunnel on flow around two-  
dimensional circular cylinder and its wake  
Bull. J.S.M.E. 18 (123), 1011 (1975)
- [ 92 ] G.S. WEST, C.J. APELT  
The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the  
mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers  
between  $10^4$  and  $10^5$   
J. Fluid Mech., 114, 361 (1982)
- [ 93 ] A. RICHTER, E. NAUDASCHER  
Fluctuating forces on a rigid circular cylinder in confi-  
ned flow  
J. Fluid Mech. 78, 561 (1976)
- [ 94 ] N. RAJARATNAM  
Turbulent jets  
Elsevier (1976)
- [ 95 ] M. HAIDARA, P. ATTEN  
Role of EHD motion in the electrical conduction of liquids  
in a blade-plane geometry  
IEEE Trans. Industrial Appl., May/June (1985)
- [ 96 ] N. FELICI  
D.C. conduction in liquid dielectrics. Part. I : A survey  
of recent progress,  
Dir. Current 2,3, 90 (1971)  
Part II : Electrohydrodynamic phenomena  
Dir. Current 2,3, 147 (1971)





AUTORISATION de SOUTENANCE

VU les dispositions de l'article 3 de l'arrêté du 16 avril 1974,

VU le rapport de présentation de Monsieur P. ATTEN, Maître de recherche,

**Monsieur McCLUSKEY Francis**

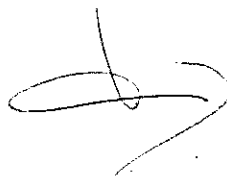
est autorisé à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention du titre de  
DOCTEUR de TROISIEME CYCLE, spécialité "Mécanique".

Fait à Grenoble, le 29 janvier 1985

Le Président de l'I.N.P.-G

**D. BLOCH**  
Président  
de l'Institut National Polytechnique  
de Grenoble

*P.O. le Vice-Président*





## R E S U M E

On étudie les interactions résultant de la superposition d'un écoulement de Poiseuille plan et de l'électroconvection due à l'injection d'une charge d'espace par un fil entre deux plans parallèles. Par des mesures de la densité de courant sur une des électrodes planes, de l'entraînement de la charge injectée hors de la zone d'injection, et des profils de vitesse, on distingue deux régimes de fonctionnement : pour de fortes vitesses, l'écoulement forcé joue le rôle prépondérant dans la distribution de vitesse. Le sillage en aval du fil est peu perturbé par la charge d'espace qui est entraînée complètement. Lorsque les effets de l'injection sont dominants, les charges se dirigent vers les électrodes et ont une tendance à produire une structure secondaire très turbulente. On examine finalement les répercussions de cette forte interaction sur le fonctionnement et le rendement des générateurs EHD-EAD.

## M O T S C L E S

- Electrohydrodynamique
- Charge d'espace injectée
- Densité de courant
- Poiseuille
- Jets pariétaux
- Sillage
- Entraînement

