



**HAL**  
open science

# Etude de l'entraînement par le vent des films d'eau sur un plan incliné. Application aux problèmes de l'étanchéité des joints du bâtiment.

Georgios Vlachos

## ► To cite this version:

Georgios Vlachos. Etude de l'entraînement par le vent des films d'eau sur un plan incliné. Application aux problèmes de l'étanchéité des joints du bâtiment.. Chimie. Université Pierre & Marie Curie - Paris 6, 1987. Français. NNT: 1987PA066664 . tel-04546824

**HAL Id: tel-04546824**

**<https://cnrs.hal.science/tel-04546824>**

Submitted on 15 Apr 2024

**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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

THESE de DOCTORAT de L'UNIVERSITE P. et M. CURIE  
PARIS 6

Spécialité :

SCIENCES ET TECHNIQUES DU BATIMENT

présentée

par Monsieur VLACHOS Georgios

pour obtenir le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 6

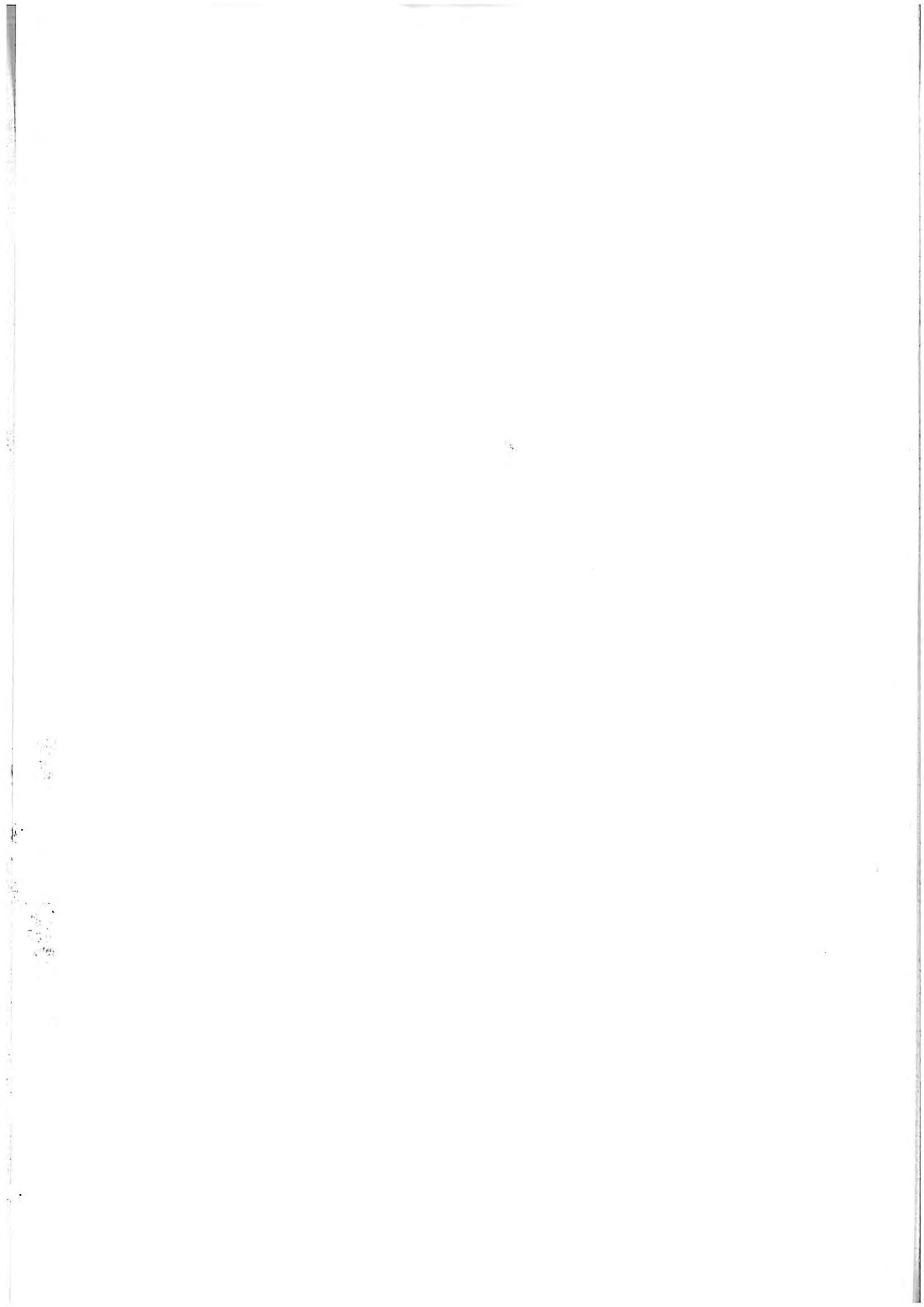
Sujet de la thèse :

*"Etude de l'entraînement par le vent des films d'eau sur un plan incliné. Application aux problèmes de l'étanchéité des joints du bâtiment".*

soutenue le 6 juillet 1987

devant le jury composé de :

M. G. BLACHERE	Président
M. R. COMOLET	Directeur de Thèse
Mme S. GUILLAUME	Examineur
M. C. DESLOUIS	"
M. J. MAURETTE	"



THESE de DOCTORAT de L'UNIVERSITE P. et M. CURIE  
PARIS 6

Spécialité :

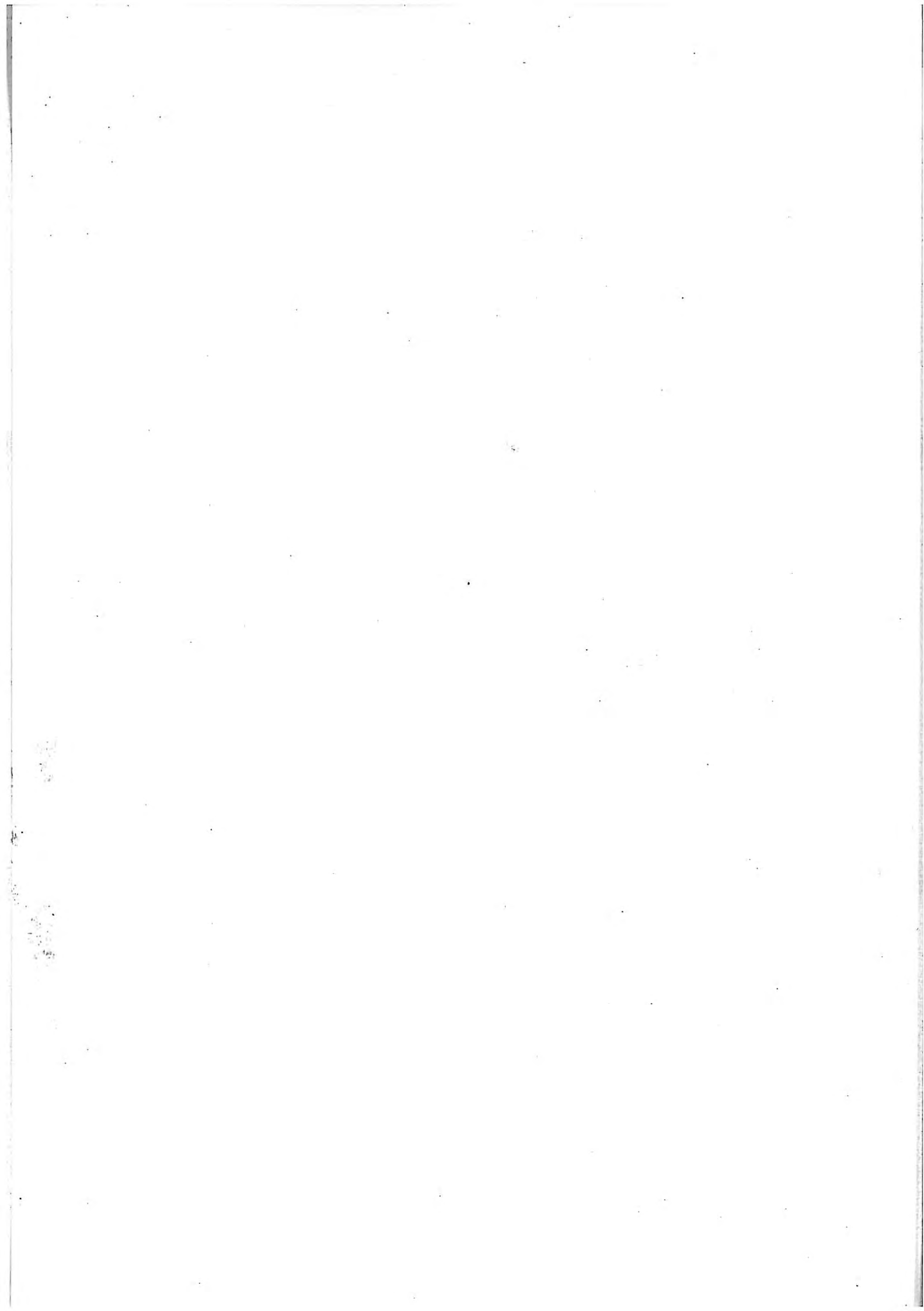
SCIENCES ET TECHNIQUES DU BATIMENT

présentée

par Monsieur VLACHOS Georgios - Architecte Ing. E.M.Π.  
pour obtenir le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 6  
Sujet de la thèse :

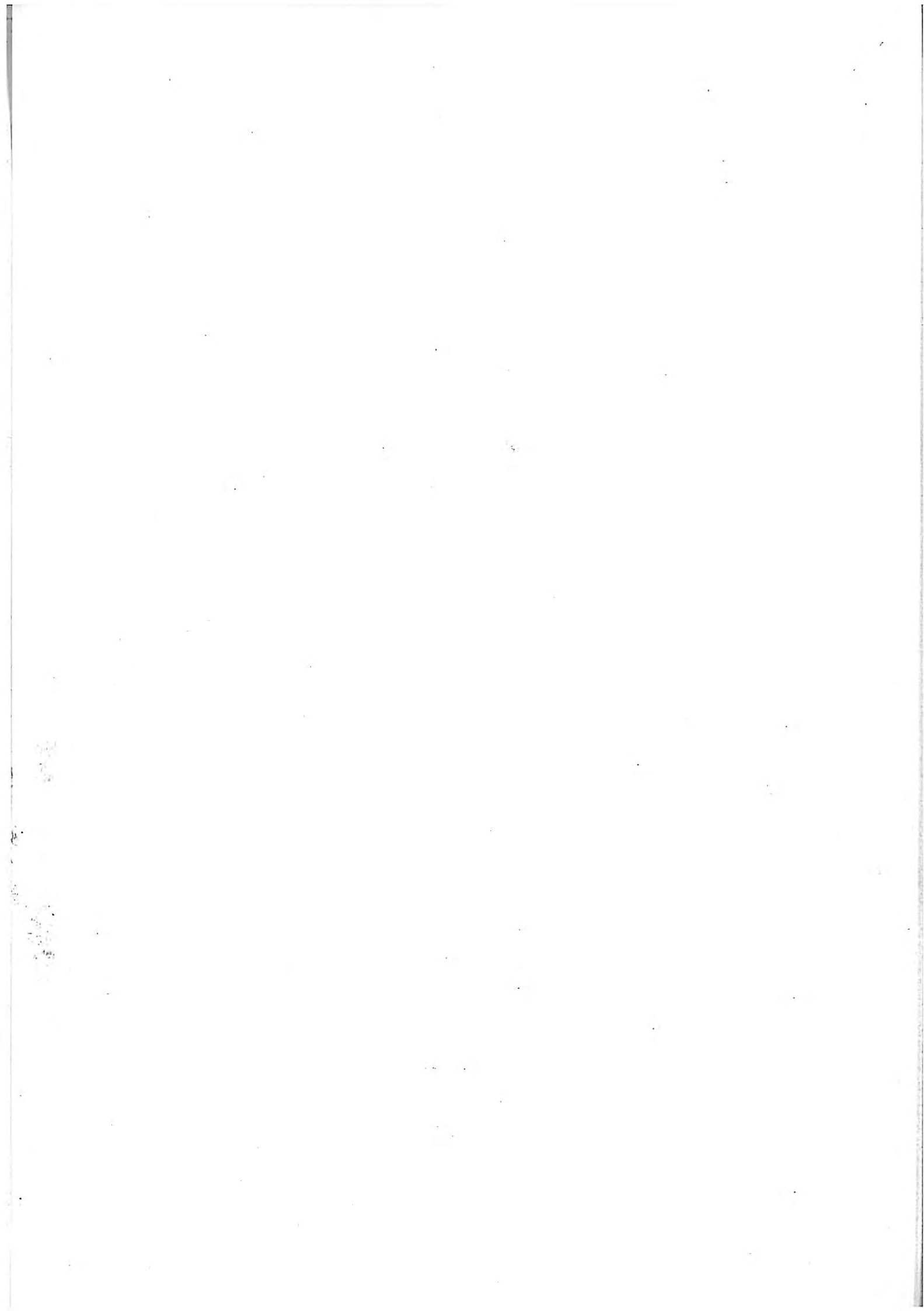
*"Etude de l'entraînement par le vent des films d'eau sur un  
plan incliné. Application aux problèmes de l'étanchéité des  
joints du bâtiment".*



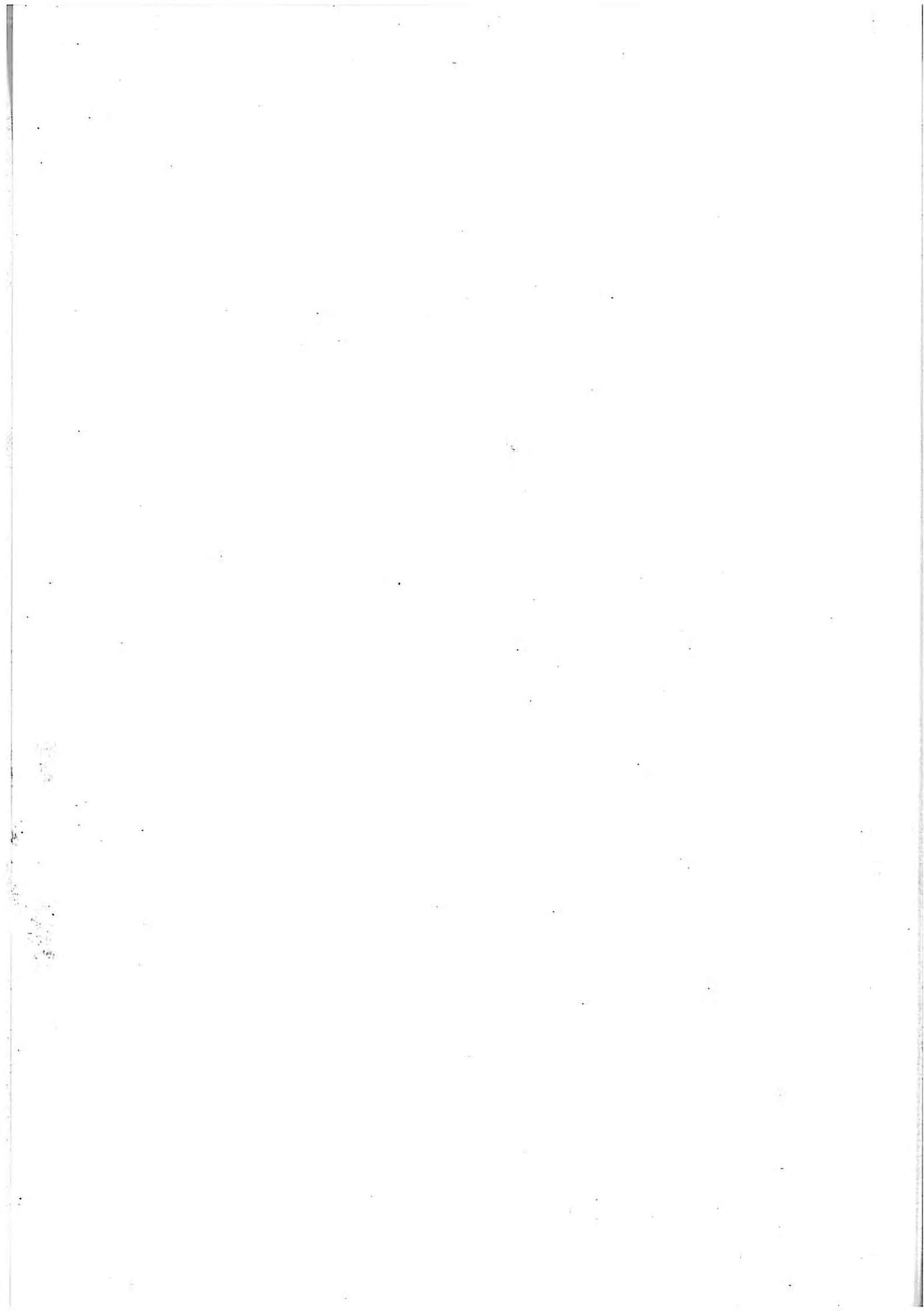


" πάντα ρεῖ καί οὐδέν μένει "

Héraclite



*A mes parents.*



## REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Mécanique Expérimentale des Fluides (U.A. CNRS 871) et au Laboratoire de Physique des Liquides et Electrochimie (L.P. N° 15 du CNRS). Pour sa préparation une bourse m'a été accordée par le Gouvernement Français (1983-85) et par la Fondation "A. ONASSIS" (1985-86). L'Agence pour la Prévention des Désordres et la Qualité de la Construction a également participé au travail.

J'exprime ma respectueuse gratitude à Monsieur le Professeur R. COMOLET qui m'a accueilli dans son laboratoire d'ORSAY et sous la direction duquel j'ai pu effectuer mes recherches, soutenu en permanence par son aide efficace et bienveillante.

A Monsieur le Professeur G. BLACHERE, qui a suivi avec intérêt mes études depuis mon arrivée en France et dont les cours m'ont permis d'approfondir mes connaissances dans le domaine de la Construction, je tiens à exprimer tous mes remerciements et à dire combien son aide, ses conseils et ses encouragements m'ont été précieux tout au long de ce travail.

J'exprime également ma reconnaissance à Madame le Professeur S. GUILLAUME qui a bien voulu examiner mon travail au fur et à mesure de son avancement et me fait l'honneur de participer au Jury.

Il m'est très agréable d'adresser ici mes vifs remerciements à Monsieur FROMENT, Directeur du Laboratoire de Physique des Liquides et Electrochimie de l'Université P. et M. Curie, qui m'a accepté au sein de son laboratoire.

Je remercie chaleureusement Monsieur C. DESLOUIS, Chargé de Recherche au CNRS en Electrochimie, pour l'excellent accueil qu'il m'a réservé. Je lui suis particulièrement redevable pour l'aide amicale et attentive ainsi que pour les conseils avisés qu'il m'a prodigués et sans lesquels la partie de ma recherche concernant l'Electrochimie n'aurait pu être menée à bien.

Je tiens également à remercier Monsieur B. TRIBOLLET pour la précieuse et sympathique collaboration qu'il m'a apportée au cours de ce travail.

J'ai été très touché de l'amabilité et de la disponibilité du Professeur J. MAURETTE, architecte, Professeur de Construction à l'Ecole Centrale. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie également Monsieur M. VAN THINH et Monsieur FUSIL ainsi que le personnel du Laboratoire de Mécanique Expérimentale des Fluides et du C.E.T.I.A.T. pour leur assistance pendant ma recherche.

Je suis également reconnaissant à Monsieur M. ROLLET et Monsieur J. BRESSON du Centre d'Etudes et de Recherche d'Industrie du Béton, ainsi qu'à Monsieur BIETRY et Monsieur GANDEMER du C.S.T.B. Nantes, pour leurs conseils et leur aide généreuse qui m'ont permis de gagner un temps considérable sur la recherche bibliographique.

Je remercie aussi Monsieur A. SIRETA pour son aide au commencement de ma thèse et ses conseils dans le domaine des joints et assemblages du bâtiment.

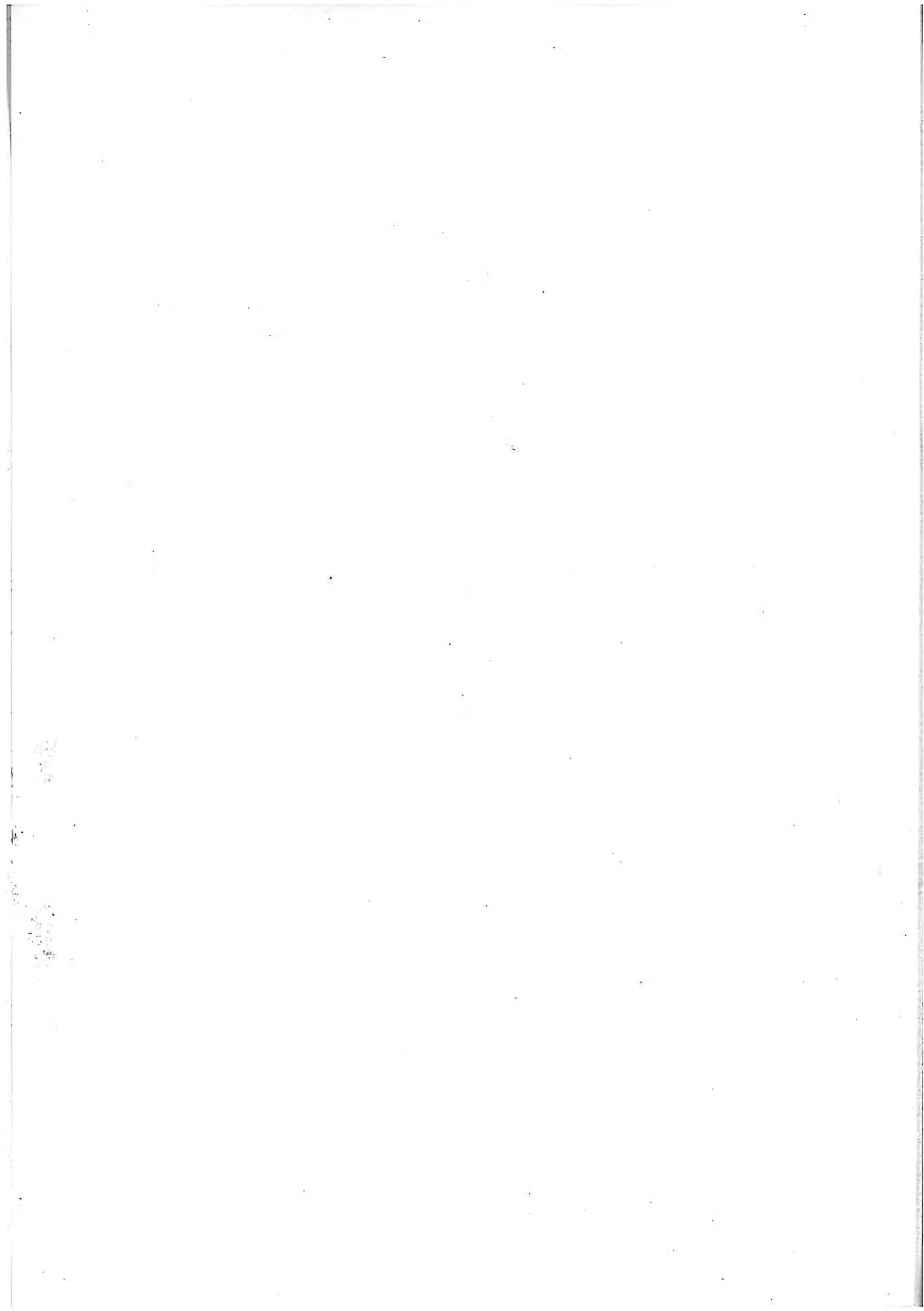
J'adresse mes remerciements à tous les membres du LP 15 du CNRS et particulièrement à Mme SAUVINET, MM. BEAUNIER et TOQUE, qui m'ont aidé avec beaucoup de bienveillance. Mes remerciements vont aussi à Monsieur VAESKEN pour son souci constant de veiller au bon déroulement technique de ce travail, ainsi qu'à tous les techniciens : MM. LEHOUX, MAURO, BULLIER et PERNIERE.

Je remercie vivement Madame GUILBERT qui a dactylographié avec beaucoup d'application ce travail.

Pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour mes études en France, je remercie également mes professeurs de l'Ecole d'Architecture à l'Ecole Polytechnique d'Athènes : Messieurs ARAVANTINOS, CALOGERAS, EFTHYMIATOS, LIAPIS et ZANNOS.

Enfin, à mes amis Benoît et Anne MASSON, j'exprime mes sincères remerciements pour leur aide amicale pendant ce travail.





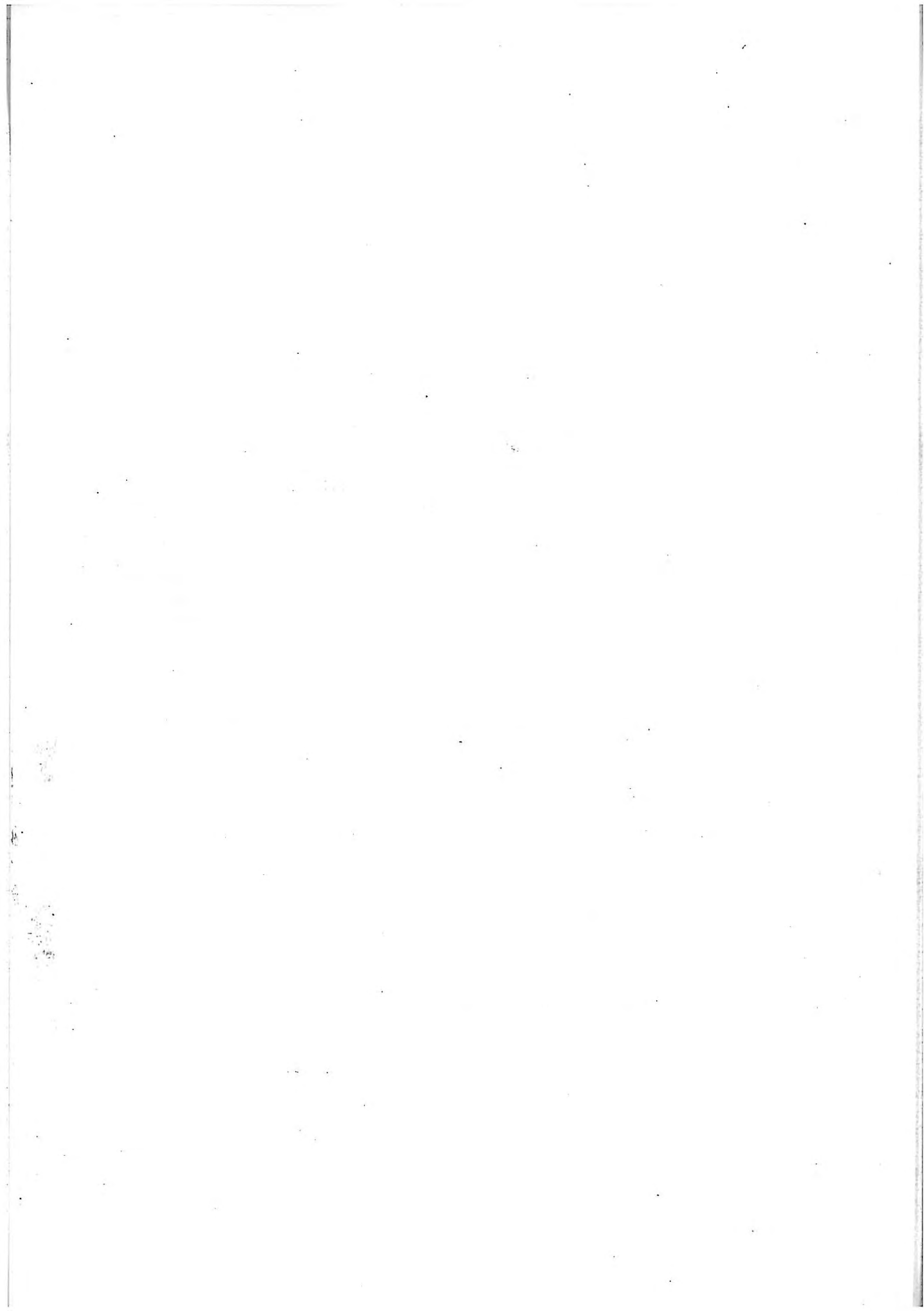
### RESUME

A des fins architecturales, nous avons étudié la dynamique d'un film liquide entraîné par l'air sur un plan incliné. Deux paramètres sont indispensables pour aboutir à une description correcte des phénomènes : l'épaisseur du film et le gradient de vitesse à la paroi solide. Nous avons proposé d'associer une mesure de conductivité en très hautes fréquences fournissant l'épaisseur du film, à une mesure polarographique du courant limite de diffusion, pour évaluer le module du gradient de vitesse pariétal et son signe. Nous avons testé avec succès cette méthode permettant la mesure simultanée, locale et instantanée de ces deux grandeurs, de façon à suivre leur évolution temporelle et spatiale en fonction de l'écoulement de l'air. Nous avons ainsi pu vérifier expérimentalement notre modèle théorique décrivant les différentes configurations de films possibles.

### ABSTRACT

Motivated by architectural problems in water proofing, we have studied the dynamic behaviour of thin liquid films pushed by the wind on an inclined plane. These flows are governed by two parameters, the film thickness and the wall velocity gradient. We have developed a method of determining the film thickness by high frequency conductivity measurements and of evaluating the velocity gradient by polarographic measurements of limited diffusion current (sign and amplitude). By this method, we have successfully made mean and time varying measurements of the two parameters as functions of wind-speed and channel slope. These measurements have also verified a theoretical model which we developed to describe the different flow patterns in the film.

MOTS CLES : films d'eau - épaisseur du film - polarographie -  
conductimétrie - étanchéité des joints -  
aérodynamique du bâtiment.



## TABLE DES MATIERES

	Page
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I. GENERALITES ET PRESENTATION DE LA RECHERCHE</u>	4
<u>CHAPITRE II. ANALYSE DU PROBLEME</u>	14
2.1. INTRODUCTION	15
2.2. ANALYSE THEORIQUE DE L'ENTRAINEMENT D'UN FILM D'EAU DANS UN COURANT D'AIR	16
2.3. PARAMETRES PHYSIQUES A MESURER	26
<u>CHAPITRE III. APPLICATION DES METHODES ELECTROCHIMIQUES</u>	28
3.1. INTRODUCTION	29
3.2. PRINCIPE DE LA METHODE	30
3.3. MESURE DE L'EPaisseur DU FILM LIQUIDE	33
3.3.1. Méthode conductimétrique	33
3.3.2. Description du montage	38
a) Dispositif expérimental	38
b) Electrodes	40
3.3.3. Résultats expérimentaux	40
a) Electrodes non segmentées	42
b) Electrodes segmentées	43
3.3.4. Remarques	48
3.4. MESURE DU FROTTEMENT LOCAL	51
3.4.1. Méthode polarographique	51
- Détermination du sens de l'écoulement	58

3.5. CALIBRATION DES ELECTRODES SUR LA PLAQUE D'ETUDE DANS UNE GEOMETRIE DU TYPE "POISEUILLE PLAN"	62
3.5.1. Description du montage	62
a) Partie hydraulique	62
b) Partie électrique	66
c) Electrodes	70
d) Conditions opératoires	71
3.5.2. Test de la section de mesure	74
3.5.3. Remarques	77
<u>CHAPITRE IV. FILMS D'EAU ENTRAINES PAR L'AIR SUR UN PLAN INCLINE. RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	82
4.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MODE OPERATOIRE	83
4.2. APPAREILLAGES	86
4.3. OBSERVATIONS PRELIMINAIRES	87
4.4. MESURE DE $dp/dx$	93
4.5. MESURE DE LA CONTRAINTE TANGENTIELLE $\tau$ EXERCEE PAR L'AIR SUR LA PLAQUE	96
4.6. MESURE PAR CONDUCTIMETRIE ET POLAROGRAPHIE	100
4.6.1. Mesures sans tensioactif	102
a) Plaque inclinée à $\phi = 5^\circ$	102
b) Plaque inclinée à $\phi = 10^\circ$	106
c) Plaque inclinée à $\phi = 15^\circ$	108
4.6.2. Mesures avec tensioactif	111
a) Plaque inclinée à $\phi = 5^\circ$	111
b) Plaque inclinée à $\phi = 10^\circ$	113
<u>CHAPITRE V. COMPARAISON ENTRE RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX</u>	122
<u>CONCLUSION</u>	141
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	145
LISTE DES SYMBOLES	154

## INTRODUCTION

L'étude des joints et assemblages du bâtiment constitue une partie essentielle de la conception architecturale. La prise en considération des différentes fonctions assignées à un assemblage donné est donc une tâche nécessaire à l'architecte, et elle doit être effectuée avec soin.

Une des fonctions prépondérantes est la maîtrise du passage de l'eau de pluie à travers les joints de l'enveloppe du bâtiment. On voit souvent l'eau pénétrer par les joints des composants, surtout quand le bâtiment est très élevé et, de ce fait, exposé à des vents très forts. Dans ce cas, la pluie ruisselant sur les façades peut former des films d'eau qui sous l'influence du vent sont entraînés sur les parois solides et pénètrent à l'intérieur des locaux.

L'objectif de la présente étude est de rechercher les conditions et caractéristiques de l'ascension d'un film d'eau sur une paroi inclinée et de mettre au point une méthode, plus exacte que celles déjà existantes, pour étudier ce phénomène. Cette méthode pourrait ensuite servir à l'étude cas par cas des différents détails architecturaux.

L'étude quantitative de ce phénomène nous a conduits à une recherche de type pluridisciplinaire associant la Mécanique des Fluides, l'Electrochimie et le Génie Electrique.

Les principales parties de ce travail sont les suivantes :

### Première partie

Dans cette partie, après des considérations d'ordre général, nous exposons les différents aspects du problème. Nous signalons sa complexité, présentons les mécanismes de pénétration de l'eau dans un joint entre les ouvrages et dans un but de simplification nous nous intéressons à un cas simple, celui du mouvement d'un film continu de faible épaisseur le long de la paroi avec un écoulement d'air permanent.

### Deuxième partie

Dans la deuxième partie nous présentons l'étude théorique de l'entraînement d'un film d'eau dans un courant d'air. Cette étude que nous considérons comme une base simple mais essentielle ne prend pas en compte les diverses perturbations du film d'eau, mais nous permet de mettre en évidence les principaux paramètres qui définissent le problème.

### Troisième partie

La troisième partie est consacrée à l'application de méthodes électrochimiques pour mesurer deux paramètres indispensables à une description correcte des phénomènes : l'épaisseur du film (par conductimétrie) et le gradient de vitesse contre la paroi solide (par polarographie). Nous présenterons les résultats de deux tests qui valideront les principes adoptés et mettons au point un appareil électronique, permettant la mesure simultanée, locale et instantanée des deux grandeurs.

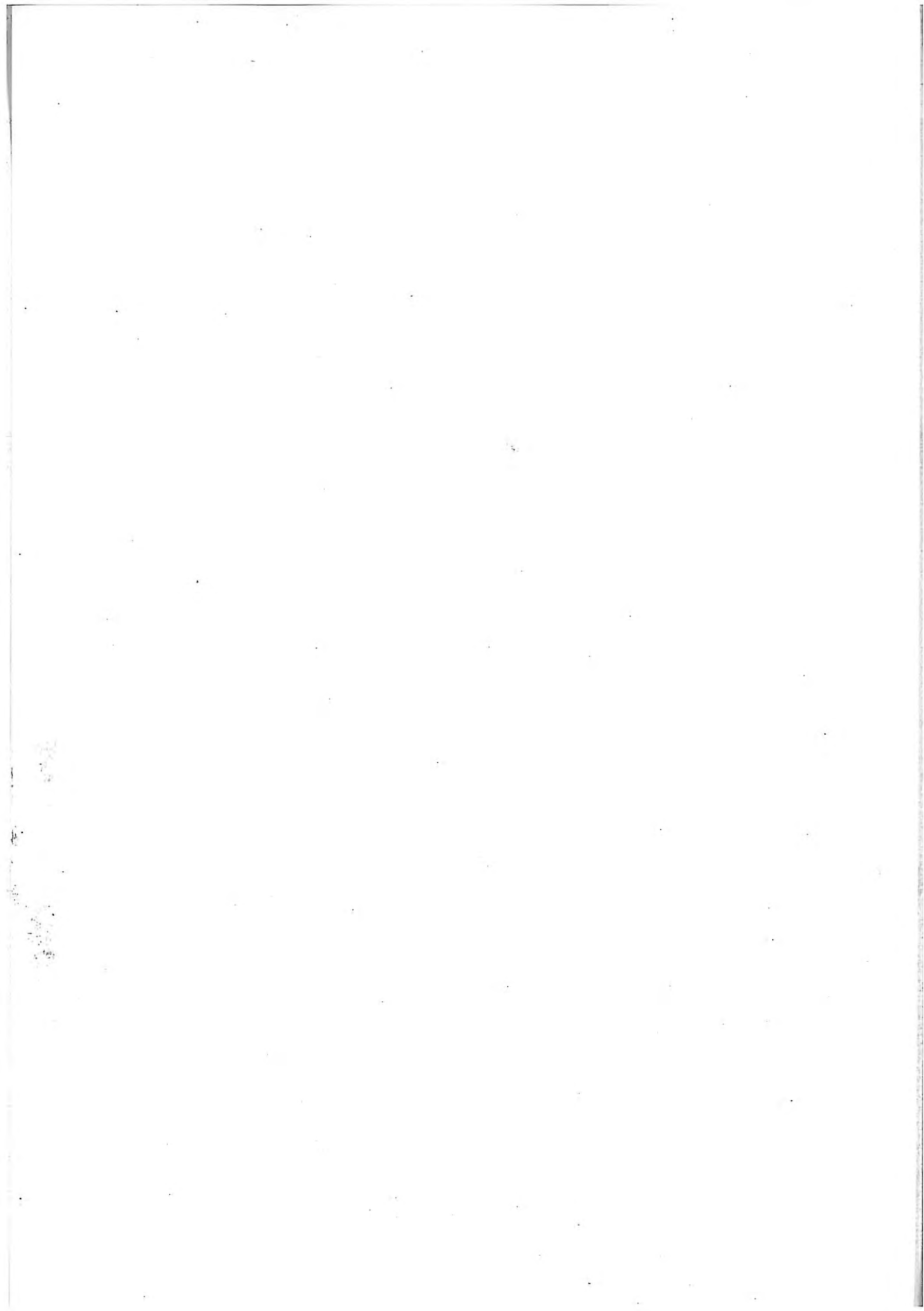
### Quatrième partie

Dans la quatrième partie, nous exposons les résultats d'une étude expérimentale : celle d'un film d'eau entraînée par le vent d'une soufflerie sur un plan incliné dans des conditions proches de la réalité, afin de comparer quantitativement les résultats théoriques et expérimentaux.

Cinquième partie

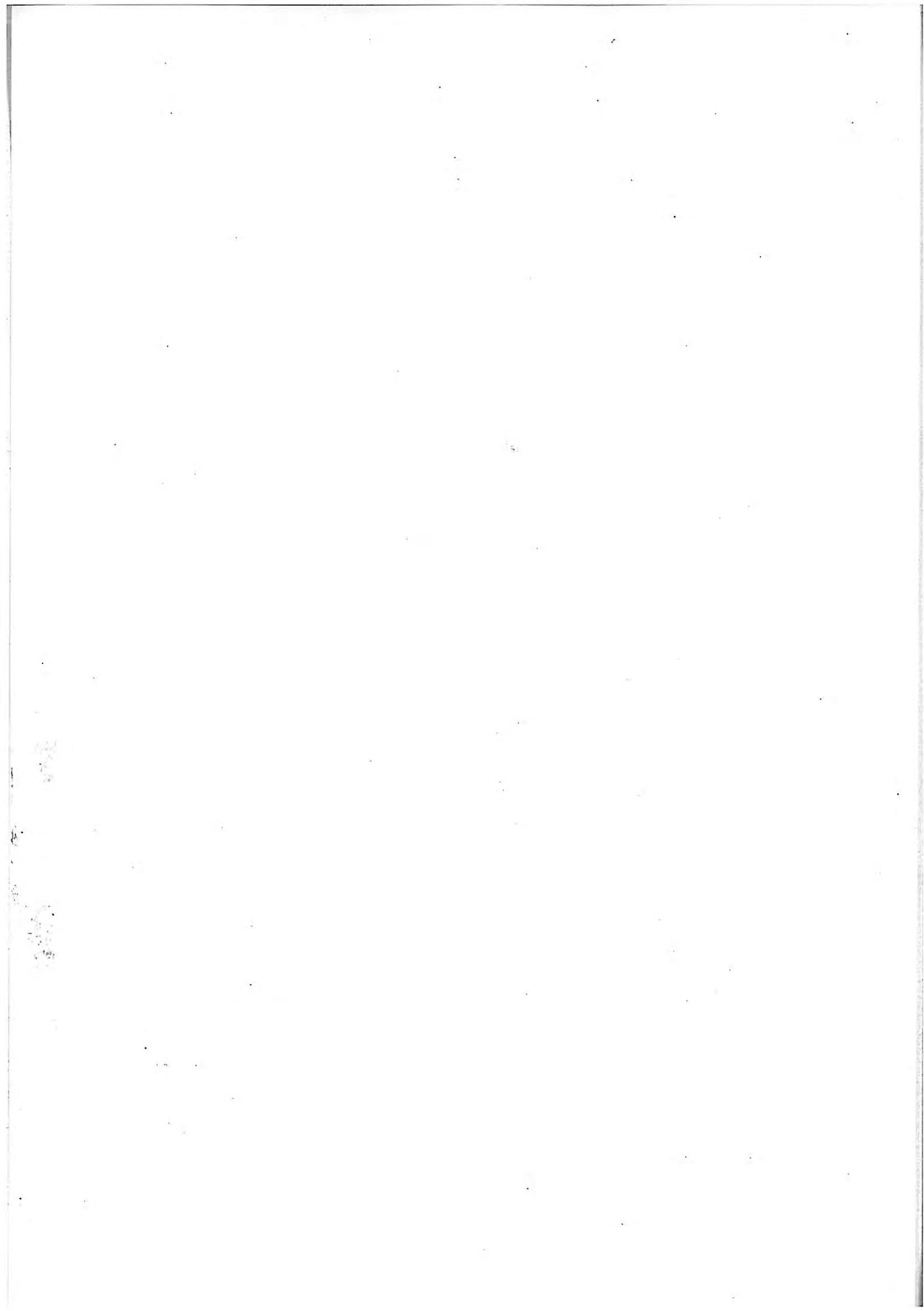
Dans cette partie nous comparons les valeurs théoriques aux résultats expérimentaux afin de déterminer les limites du champ d'application de la théorie élaborée dans la deuxième partie.





CHAPITRE I

GENERALITES ET PRESENTATION DE LA RECHERCHE



Lorsque le vent chargé de pluie heurte une façade de bâtiment on peut observer les phénomènes suivants :

- le vent s'étale le long de la paroi ; on peut donc considérer l'action du vent comme pratiquement parallèle à la façade (voir figure 1)
- une couche liquide se développe sur cette paroi (voir figure 2)

L'étalement du vent s'effectue selon les lois de la mécanique des fluides visqueux, incompressibles en charge, avec les caractéristiques suivantes :

- les effets de gravité n'apparaissent pas explicitement ; ils entrent dans la pression motrice  $P_g = p + \rho gh$ , comme pour les écoulements en charge
- les effets de compressibilité sont généralement négligeables ; ils ne se manifestent pas pour des vitesses d'air inférieures à  $M = 0,2$  (nombre de Mach), soit 65 m/s environ (234 km/h)
- il se forme contre la paroi une couche limite aérienne, analogue à celle qu'on aurait contre une paroi solide sèche (effets dus à la viscosité de l'air).

La couche liquide peut être continue, laminaire, ou à la limite dispersée (gouttelettes séparées). Les forces qui interviennent dans cette couche sont :

- les forces de gravité
- les forces de pression
- les forces de viscosité du liquide
- les forces de frottement dues à l'action de l'air sur la surface libre (forces dues à la viscosité de l'air)
- les forces de capillarité (tension superficielle)

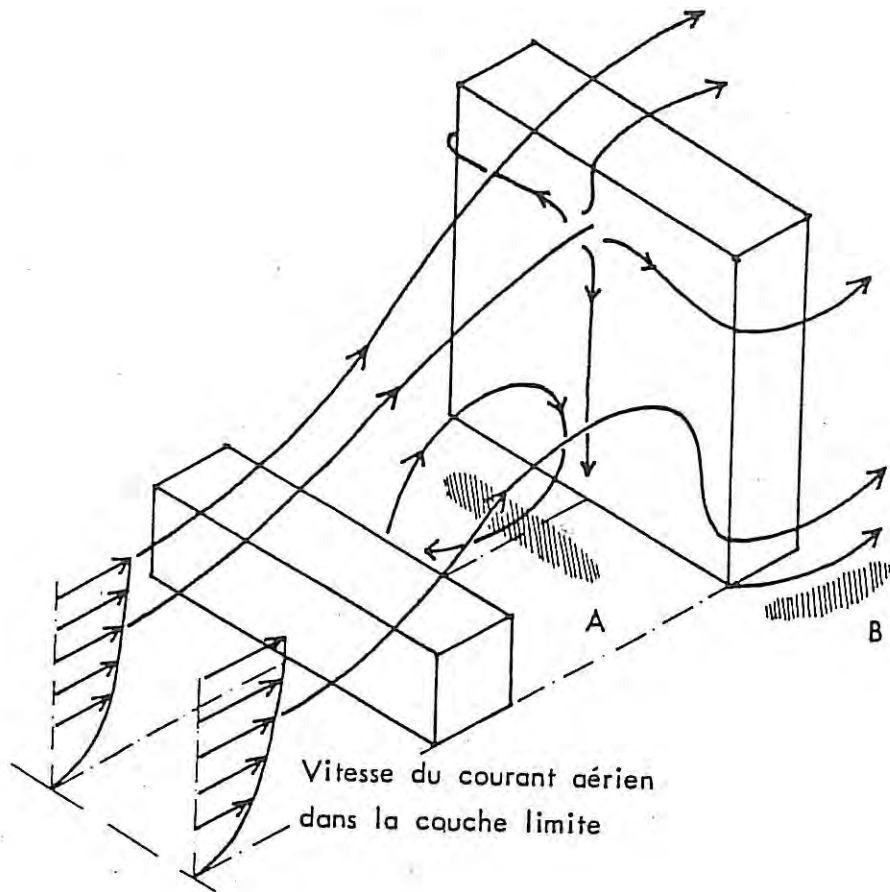


Figure 1 : Mouvements du vent autour d'un bâtiment.

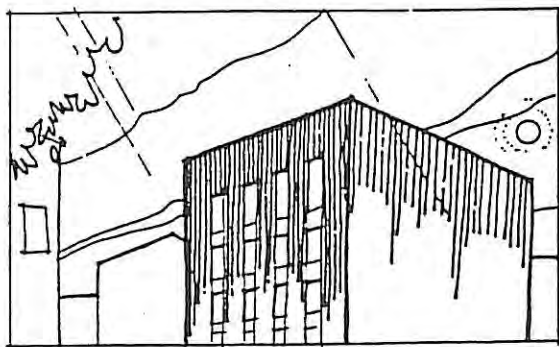
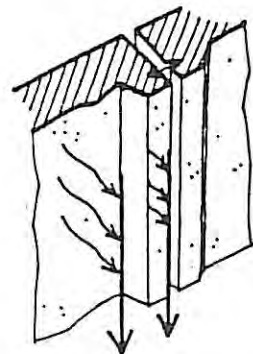


Figure 2 : Films d'eau de pluie sur les parois d'un bâtiment.



Joints de panneaux

Figure 3 : Pénétration des films d'eau dans les joints des ouvrages.

- les forces d'impact dues aux quantités de mouvement apportées par les gouttes de pluie arrivant sur le film.

Lorsque l'eau pénètre dans un joint entre les ouvrages (panneaux préfabriqués en béton, tuiles, etc., voir figure 3), les mêmes phénomènes se produisent, et les mécanismes de pénétration de l'eau pourraient alors être les suivants :

1. La capillarité : mouvement de l'eau par capillarité.

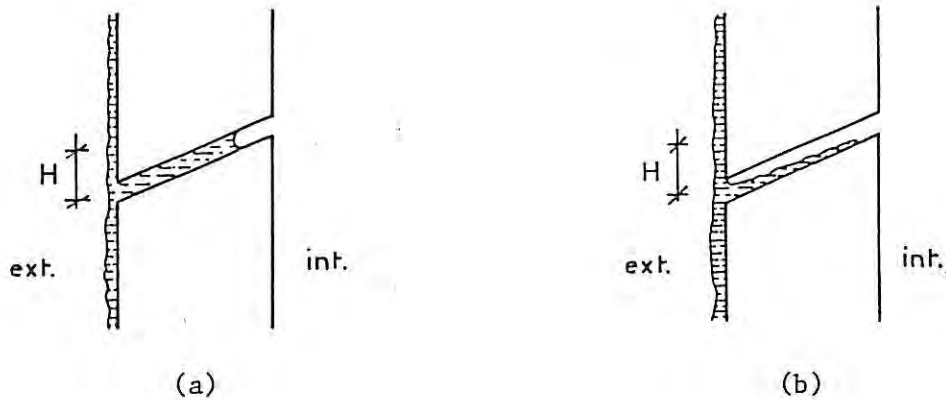


Figure 4. Deux types de mouvement capillaire.

2. La gravité : mouvement vers le bas.

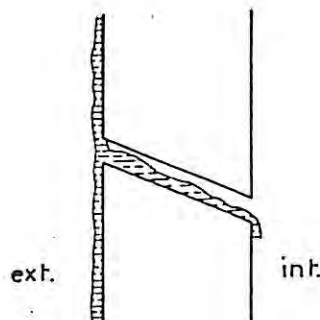


Figure 5

3. Le refoulement sous l'action d'un gradient de pression dû au vent, soit de l'eau en masse, soit de gouttes, soit de cristaux de neige.

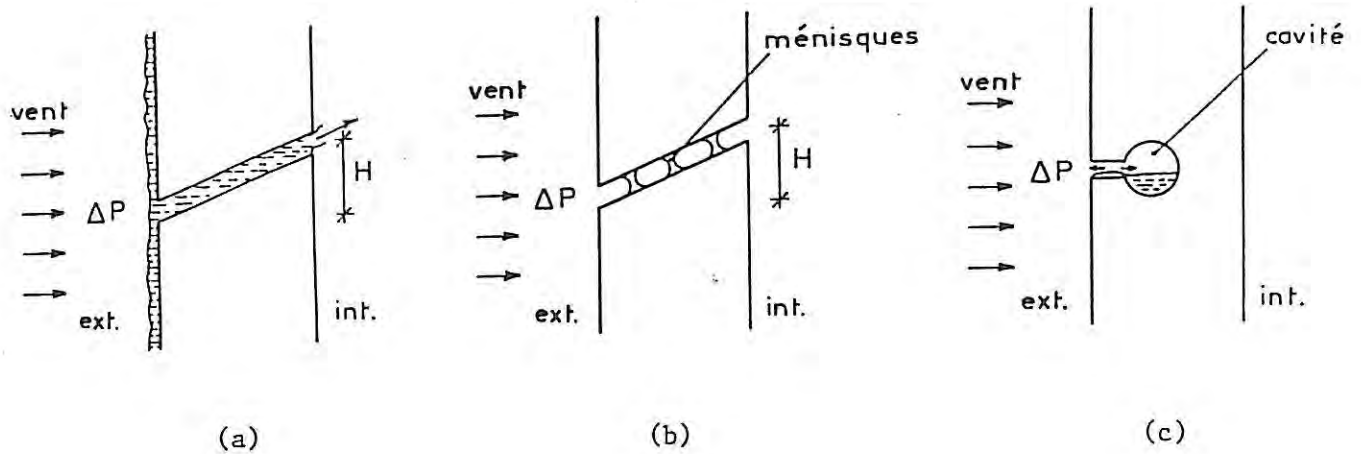


Figure 6. Trois types de refoulement.

4. L'entraînement superficiel de l'eau par viscosité de l'air, si la vitesse de celui-ci est suffisante. A l'intérieur d'un joint, la vitesse de l'air est généralement faible ; en revanche, sur une façade, elle peut être grande et le phénomène d'entraînement de l'eau peut prendre alors une grande importance.

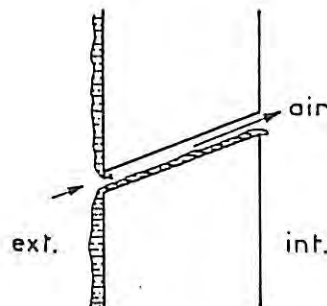


Figure 7

On peut simplifier la présente étude en considérant quelques cas simples (voir figure 8) :

1. Mouvement de l'eau lorsque celle-ci occupe tout l'espace offert par le joint (1er cas)

2. Mouvement d'un film continu de faible épaisseur contre la paroi d'un espace confiné : cavité rectangulaire ouverte uniquement du côté de la façade (2e cas)

3. Mouvement d'un film continu de faible épaisseur le long de la paroi d'une cavité siège d'un écoulement d'air permanent (3e cas).

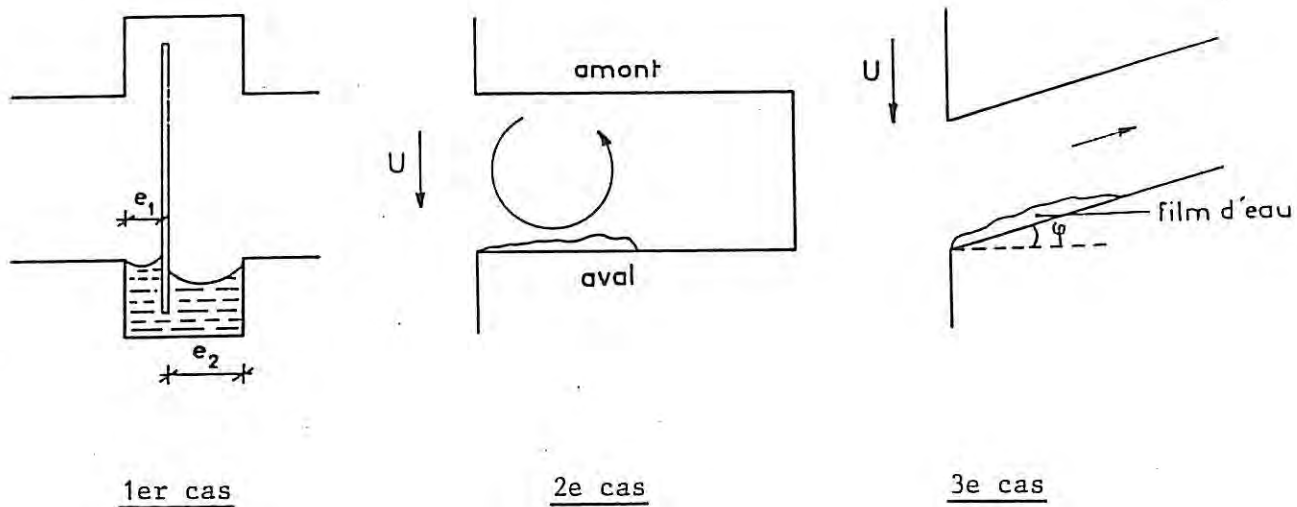


Figure 8

Des recherches antérieures ont été faites concernant les trois cas de figures ci-dessus mais les chercheurs ont étudié différents phénomènes séparément les uns des autres et dans l'optique de certaines utilisations industrielles. Citons pour les trois cas présentés ci-dessus l'état des recherches :



### Premier cas

C'est un phénomène d'hydrostatique. La différence de pression  $P_1 - P_2$  est équilibrée par les forces de gravité et les forces de capillarité, lesquelles dépendent des espaces offerts au fluide. Le travail de M. AP-NGY SRUN [1] sur l'équilibre d'un ménisque cylindrique dans un joint ouvert de couverture en tuiles est une recherche de ce type.

### Deuxième cas

L'étude du mouvement d'un film continu de faible épaisseur contre la paroi d'un espace confiné n'a pas encore été faite à notre connaissance. Certaines études ont été effectuées par SEO et YODA [41], BEIJER [2], BIELEK [3], etc. (voir figure 9).

Cependant l'écoulement d'un fluide (comme l'eau) dans une cavité a fait l'objet d'études nombreuses et variées et les auteurs ont abordé ce problème avec des préoccupations très différentes des nôtres. Signalons par exemple les études suivantes : NORMANDIN M. [38], KISTLER A.L., et TAN F. [29].

Une synthèse de toutes ces études nous montre qu'une cavité rectangulaire avec entraînement du vent parallèlement à la façade comporte des régions caractéristiques dont les principales sont les suivantes (voir figure 10) :

Région A : couche limite près de la paroi extérieure

Région B : couche limite près de la paroi aval

Région C : courant de retour dans le tourbillon principal

Pour les cavités d'élanement  $\varepsilon = \frac{h'}{b'} > 3$  ( $h'$  : profondeur de la cavité), on observe de plus :

Point D : point de décollement sur la paroi aval

Point E : tourbillon instationnaire situé près du fond de la cavité.

Région F : région intermédiaire entre C et E.

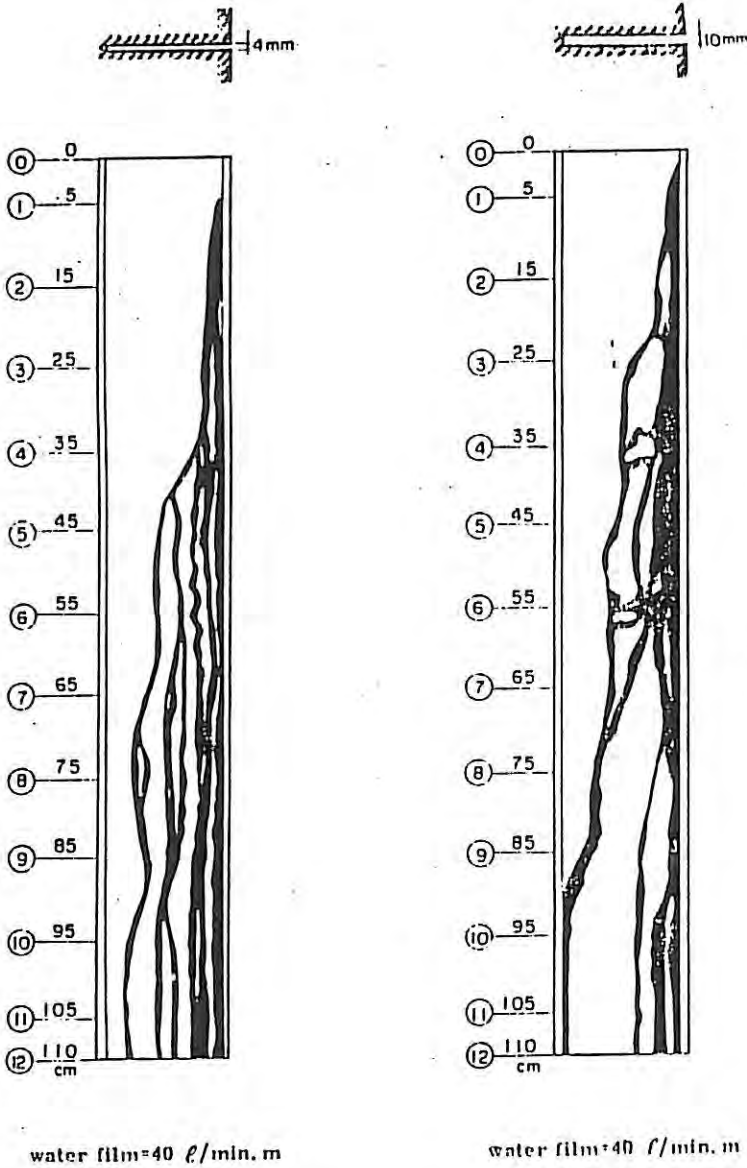


Figure 9. Exemples d'observation de joints fermés d'après SEO et YODA. On voit la formation des films d'eau à l'intérieur des joints sans l'action du vent.

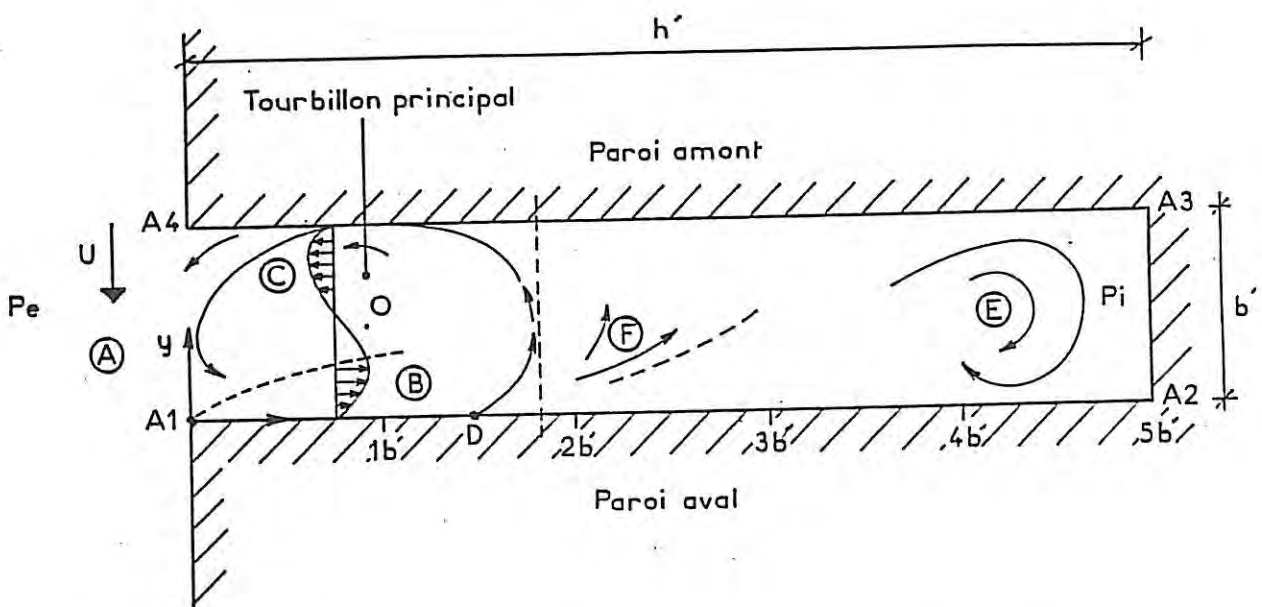


Figure 10. Schéma de la dynamique de l'écoulement dans une cavité rectangulaire profonde avec un entraînement du vent parallèlement à la façade.

Pour les cavités avec  $\epsilon > 2$ , la structure de la cellule principale ABC dépend peu de l'élançement (régime de cavité profonde).

Au voisinage de la paroi inférieure  $A_1A_2$ , la zone d'écoulement pariétal B présente les deux caractéristiques suivantes :

- les trajectoires sont sensiblement parallèles à la paroi
- le module de la vitesse est élevé par rapport à l'ensemble des vitesses dans la cavité, la région A mise à part ; pour les cavités profondes, la vitesse contre la paroi inférieure change de sens pour  $\frac{x}{D} > 2,5$ .

Dans le cas où l'élançement est égal à 1, le tourbillon principal se présente comme un cercle. Dans le cas d'élançements supérieurs, il affecte la forme d'une ellipse (voir figure 11).

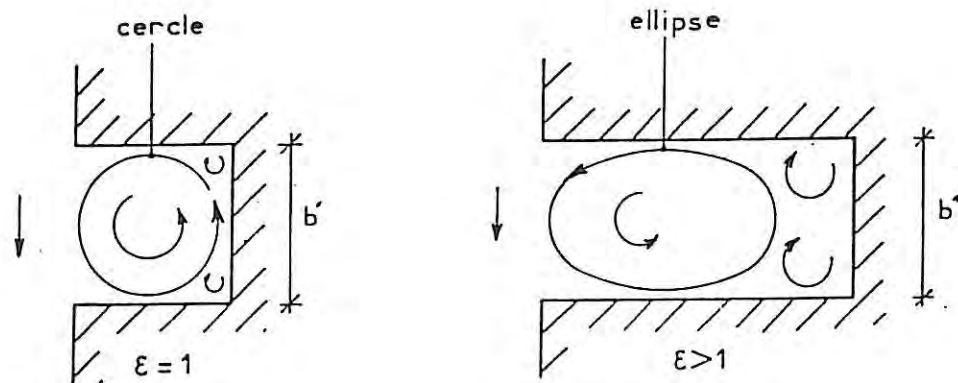


Figure 11

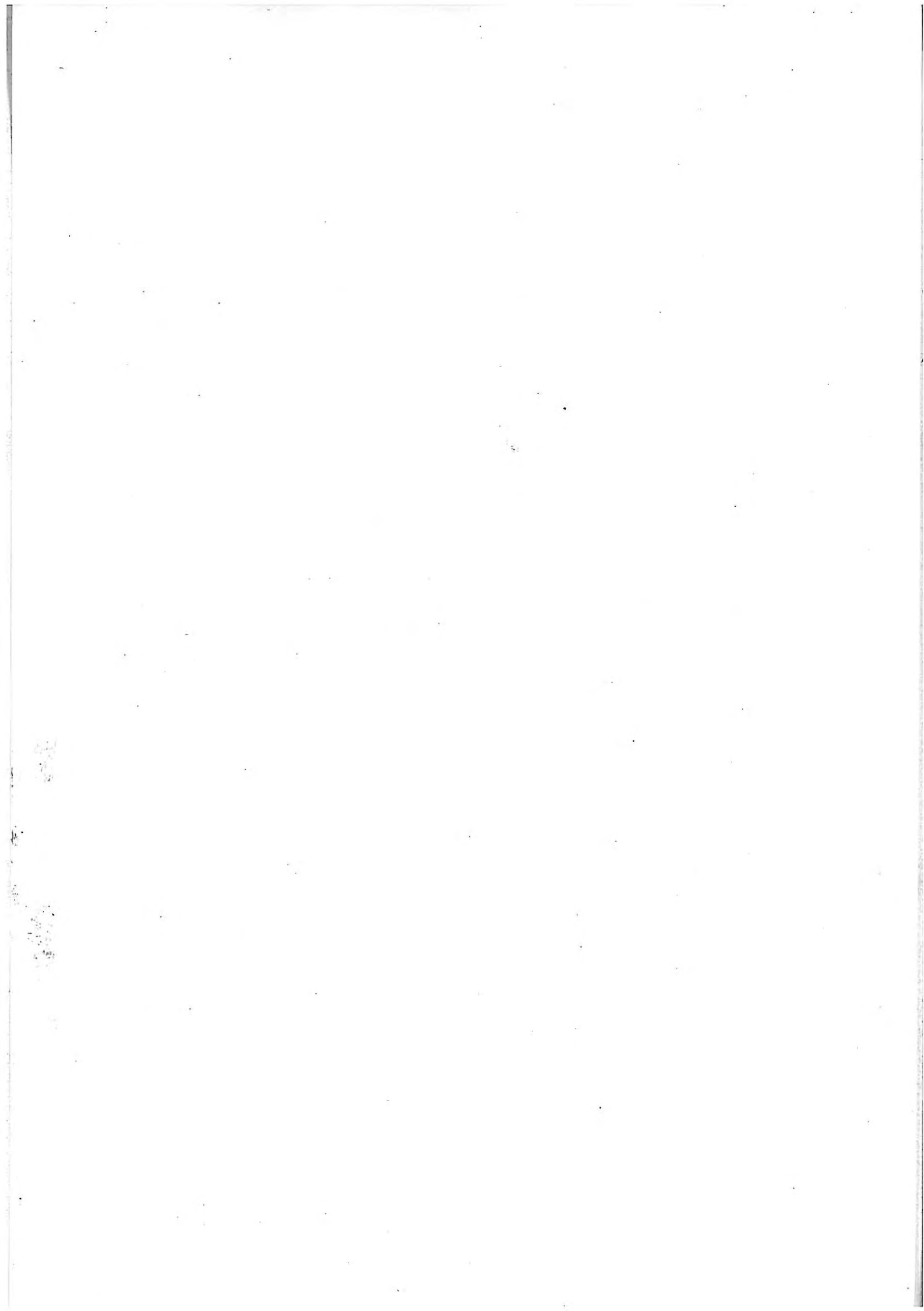
Ces études concernent des cavités remplies d'un fluide unique. Dans le cas où il y a de l'air et un film d'eau, la structure du film doit dépendre du mouvement de l'air.

### Troisième cas

A notre connaissance, il n'existe pas d'étude concernant ce phénomène, c'est-à-dire l'entraînement vers le haut par l'air d'un film d'eau sur un plan incliné. En revanche plusieurs études du ruissellement libre de films d'eau vers le bas sur des plans inclinés ou sur un plan horizontal avec la poussée du vent ont déjà été menées.

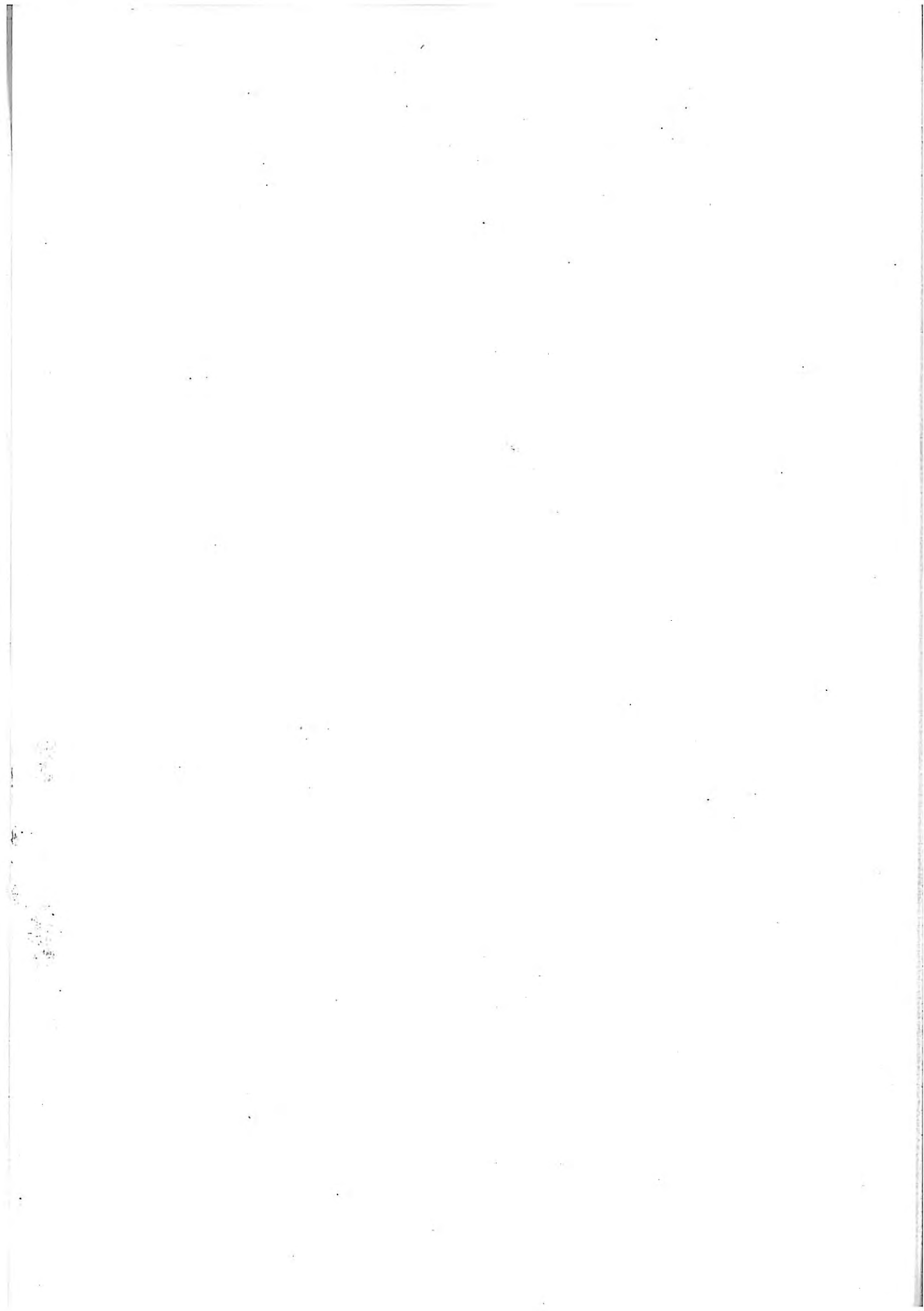
Compte tenu du caractère incomplet des recherches existantes et de la méconnaissance des phénomènes intervenant dans le 3e cas, il nous a paru indispensable d'étudier ce dernier problème, moins connu, afin de maîtriser l'entraînement des films d'eau de pluie par le vent sur les surfaces inclinées du bâtiment. Nous avons essayé d'établir une méthode de calcul pour faire apparaître les facteurs essentiels du problème et proposons un appareil de mesure exploitant un procédé électrochimique qui permet d'étudier les couches d'eau très minces apparaissant dans les trois cas de la figure 8. Cette méthode peut s'appliquer ultérieurement à l'étude des joints des ouvrages de bâtiment.

Vu la complexité des phénomènes, on se contentera d'étudier le problème du film d'eau sur une paroi lisse, ce cas étant le plus défavorable pour l'étanchéité du joint. Les résultats acquis pourraient être utilisés, en première approximation, pour des parois de faible rugosité.



CHAPITRE II

ANALYSE DU PROBLEME



## 2.1. INTRODUCTION

En absence de mouvements d'air, le ruissellement sur un plan horizontal, vertical ou incliné, a été étudié par plusieurs chercheurs. Citons : LEVICH [50], B. BENJAMIN [44], etc., et en France, CAMPERGUE [60], M. BOUHADEF [43], TAKLA [53], etc. . En présence d'un mouvement d'air, CRAIK [46] a étudié le cas d'un film sur un plan horizontal. Il s'agit de problèmes classiques en supposant l'écoulement permanent : cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée puisque on décèle parfois à une certaine distance du bord de la plaque un système d'ondes progressives se propageant dans le même sens que l'écoulement. La justification théorique de ce système d'ondes a été faite, mais les conditions de son apparition n'ont pas été étudiées.

Pour pouvoir mener à bien notre travail, nous devons connaître le débit d'eau qui alimente le plan d'étude. Dans la nature nous n'avons pas de données concernant l'épaisseur des films liquides sur les parois des bâtiments.

Nous nous placerons dans les conditions correspondant au ruissellement d'eau pluviale. Sur une surface horizontale on peut admettre que la pluie apporte les débits suivants [5], [30], [42] :

pluie courante	:	0,6 l/h.m <sup>2</sup>	(longue durée)
forte averse	:	24 "	(durée 1 heure)
très forte averse	:	60 "	( " 5 min)
averse exceptionnellement forte	:	210 l/h.m <sup>2</sup>	(durée max 1 min)

Dans le cas de notre étude nous nous placerons dans les conditions correspondant au débit le plus fort (voir paragraphe 4.4).



## 2.2. ANALYSE THEORIQUE DE L'ENTRAINEMENT D'UN FILM D'EAU DANS UN COURANT D'AIR

Nous considérons une plaque parfaitement lisse et un film d'eau qui s'écoule sur celle-ci entraîné par un vent de vitesse  $U$  (voir figure 12).

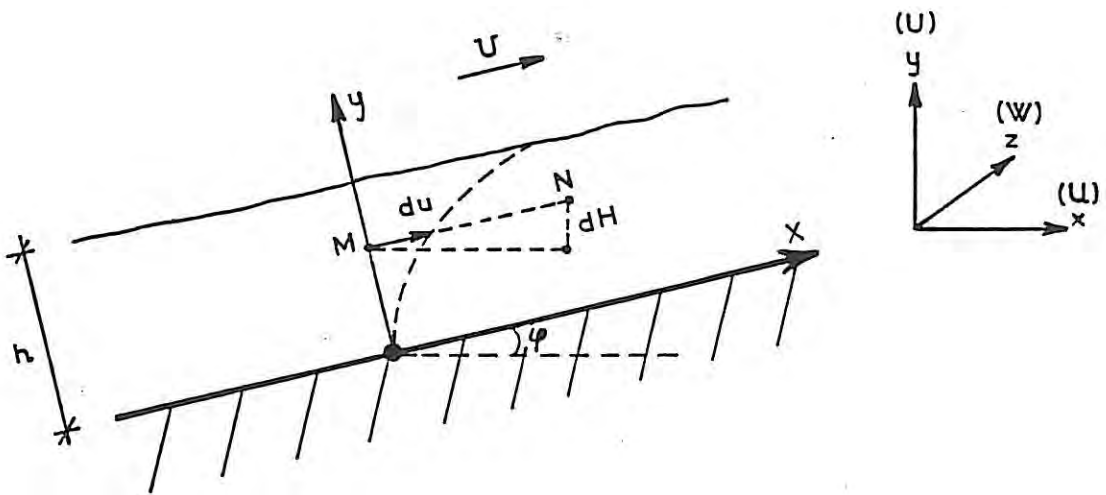


Figure 12.

Dans l'air ambiant on peut admettre l'équation classique :

$$p + \rho_{\text{air}} \frac{U^2}{2} = \text{cst}$$

où  $p$  est la pression statique.

donc :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = - \rho_{\text{air}} U \frac{\partial U}{\partial x} \quad (1)$$

Nous avons en plus :

$$p_g = p + \rho_{liq} g H \quad (2)$$

et :

$$\frac{\partial p_g}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_{liq} g \frac{\partial H}{\partial x} = -\rho_{air} U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho_{liq} g \frac{\partial H}{\partial x} \quad (3)$$

Sur une petite distance  $dx$ , nous supposons l'écoulement dans le film pratiquement parallèle à la plaque :

$$u \neq 0, \quad w = 0.$$

En écoulement permanent, l'équation de Navier-Stokes donne :

$$\mu_{liq} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial p_g}{\partial x} \quad (4)$$

Quand on va de M à N,  $\frac{\partial H}{\partial x} = \sin \phi$ , et  $\frac{\partial H}{\partial y} = \cos \phi$ . L'équation (4) devient :

$$\mu_{liq} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_{liq} g \sin \phi \quad (5)$$

En plus :  $\frac{\partial p_g}{\partial y} = 0$ ,  $p_g = \text{cst}$  dans une section droite du film,

donc :

$$\frac{\partial p}{\partial y} + \rho_{liq} g \frac{\partial H}{\partial y} = 0 \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial y} = -\rho_{liq} g \cos \phi \quad (6)$$

Nous pouvons intégrer l'équation (5) dans une section droite le long de  $y$  ( $h, u$ , constants) :

$$\mu_{\text{liq}} \frac{\partial u}{\partial y} = \rho_{\text{liq}} g \sin \phi y + \frac{\partial p}{\partial x} y + b(u) \quad (7)$$

où  $b$  est une fonction inconnue de  $u$ .

Intégrons encore :

$$\mu_{\text{liq}} u = \rho_{\text{liq}} g \sin \phi \frac{y^2}{2} + \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right) \frac{y^2}{2} + b(u)y + c(u)$$

où  $c$  est une fonction inconnue de  $u$ .

Conditions aux limites :

Pour  $y = 0$ , le fluide adhère à la paroi,  $u = 0$ , donc  $c(u) = 0$

$$\mu_{\text{liq}} u = \rho_{\text{liq}} g \sin \phi \frac{y^2}{2} + \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right) \frac{y^2}{2} + b(u)y \quad (8)$$

Pour  $y = h$ , on a  $\mu_{\text{liq}} \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=h} = \tau_h$ , où  $\tau_h$  est la contrainte tangentielle exercée par le vent sur la couche supérieure du fluide liquide. L'équation (7) devient :

$$\mu_{\text{liq}} \frac{\partial u}{\partial y} = \left(\rho_{\text{liq}} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}\right)y + b(u)$$

et :

$$\mu_{\text{liq}} \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=h} = \left(\rho_{\text{liq}} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}\right)h + b(u) = \tau_h$$

donc :

$$b(u) = \tau_h - h\left(\rho_{\text{liq}} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}\right)$$

L'équation (8) devient alors :

$$u = \frac{\rho_{\text{liq}} g \sin \phi + \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)}{\mu_{\text{liq}}} \cdot \frac{y^2}{2} + \frac{\tau_h - h(\rho_{\text{liq}} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x})}{\mu_{\text{liq}}} \cdot y \quad (9)$$

qui est l'équation d'une parabole.

Posons :  $A = \frac{\rho_{\text{liq}} g \sin \phi + \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)}{\mu_{\text{liq}}}$  (10)

et :  $\alpha = \frac{\tau_h - h(\rho_{\text{liq}} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x})}{\mu_{\text{liq}}} = \text{tg } \gamma$  (11)

donc  $\alpha$  représente la pente de la tangente à l'origine de la parabole.

Il vient :  $u = A \frac{y^2}{2} + \alpha y$

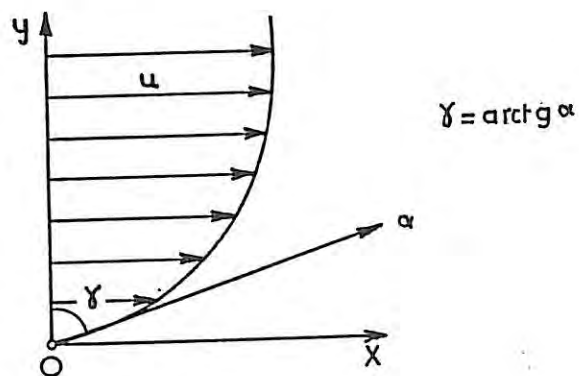


Figure 13.

La valeur de la contrainte superficielle s'exprime de la façon suivante :

$$\text{pour } y = h \quad \tau_h = \mu_{\text{liq}}(Ah + \alpha)$$

$$\text{pour } y = 0 \text{ on a } \tau_0 = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \mu_{\text{liq}} \alpha$$

et le débit volumique par unité de largeur de film :

$$\begin{aligned} q_u &= \int_0^h u dy = \int_0^h \left( A \frac{y^2}{2} + \alpha y \right) dy = \left[ A \frac{y^3}{6} + \alpha \frac{y^2}{2} \right]_0^h \\ &= A \frac{h^3}{6} + \alpha \frac{h^2}{2} = \frac{h^2}{2} \left[ A \frac{h}{3} + \alpha \right] \end{aligned}$$

En définitive nous écrirons :

$u = A \cdot \frac{y^2}{2} + \alpha y$	$\tau_h = \mu_{\text{liq}}(Ah + \alpha)$	$q_u = \frac{h^2}{2} \cdot (A \cdot \frac{h}{3} + \alpha)$	(12, 13, 14)
--	--	--	--------------

Cas particuliers :

Si  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ , nous avons :

$$u = \frac{\rho_{\text{liq}} \cdot g \cdot \sin \phi}{\mu_{\text{liq}}} \cdot \frac{y^2}{2} + \frac{\tau_h - h \cdot \rho_{\text{liq}} \cdot g \cdot \sin \phi}{\mu_{\text{liq}}} \cdot y$$

Si en plus  $\tau_h = 0$ , nous avons :

$$\begin{aligned} u &= \frac{\rho_{\text{liq}} \cdot g \cdot \sin \phi}{\mu_{\text{liq}}} \frac{y^2}{2} - h \frac{\rho_{\text{liq}} \cdot g \cdot \sin \phi}{\mu_{\text{liq}}} y \\ &= \frac{\rho_{\text{liq}} \cdot g \cdot \sin \phi}{\mu_{\text{liq}}} \left( \frac{y^2}{2} - hy \right) = - \frac{g \cdot \sin \phi}{\nu_{\text{liq}}} \left( hy - \frac{y^2}{2} \right) \end{aligned}$$

C'est le cas du ruissellement classique : écoulement de l'eau vers le bas ( $u < 0$ ).

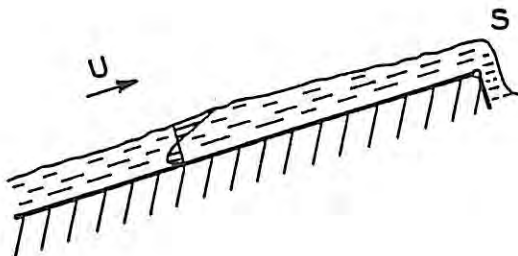


Figure 14.

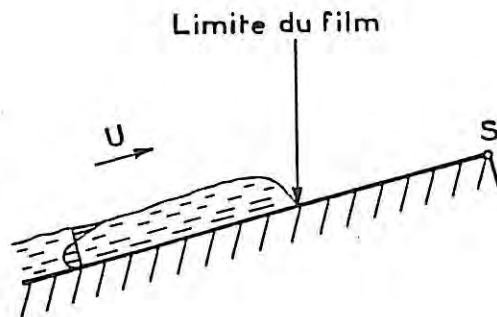


Figure 15.

1. En régime stationnaire on a  $q_u = \text{constante}$  tout le long de la plaque. Le profil des vitesses évolue sans doute le long de celle-ci tout en restant parabolique (voir figure 14).

2. En régime stationnaire, si le film n'atteint pas le sommet S de la plaque, on a nécessairement  $q_u = \text{cst} = 0$  tout le long de la plaque (voir figure 15). Le profil des vitesses est toujours parabolique de la forme suivante avec égalité des aires (1) et (2) :

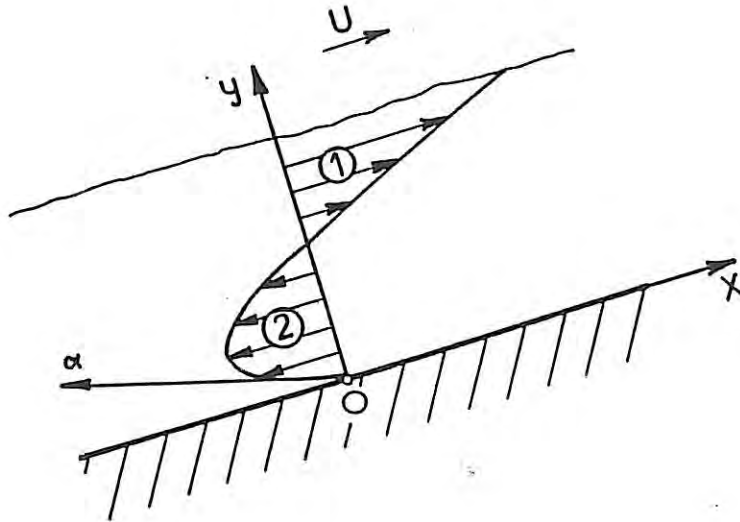


Figure 16.

Dans ces conditions et puisque  $q_u = 0$  nous avons  $\frac{Ah}{3} + \alpha = 0$

ou :

$$h \frac{\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}}{3\mu_{liq}} + \frac{\tau_h - h(\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x})}{\mu_{liq}} = 0$$

$$\Rightarrow h (\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}) + 3[\tau_h - h(\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x})] = 0$$

$$\Rightarrow \tau_h = \frac{2}{3} h(\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x})$$

d'où

$$h = \frac{3}{2} \frac{\tau_h}{\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}} \quad (15)$$

D'une manière générale  $\tau_h$  croît avec U.

Si  $\frac{\partial p}{\partial x} = \text{cst} < 0$ ,  $\frac{\partial U}{\partial x} = \text{cst} > 0$ ,

donc U croît avec x et d'après la formule (15) h croît avec U, donc avec  $\tau_h$ , donc avec x. Au contraire, si  $\frac{\partial p}{\partial x} = \text{cst} > 0$ , h décroît avec U, donc avec  $\tau_h$ , donc avec x (voir figure 17) :

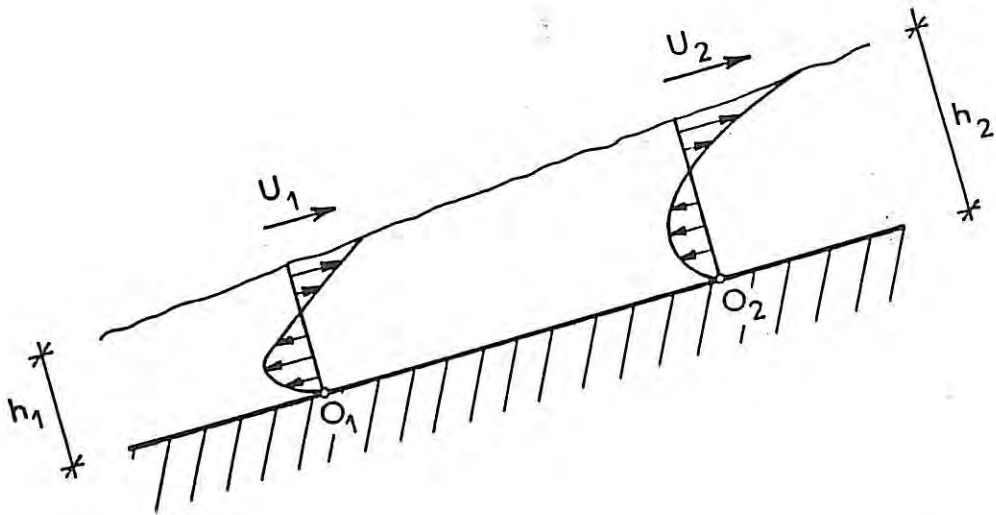


Figure 17.

Supposons  $\alpha < 0$  ( $\alpha$  étant la pente à l'origine 0 du profil),  
alors :

$$\tau_h < h(\rho_{\text{liq}} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x})$$

la parabole a la forme donnée par la figure suivante :



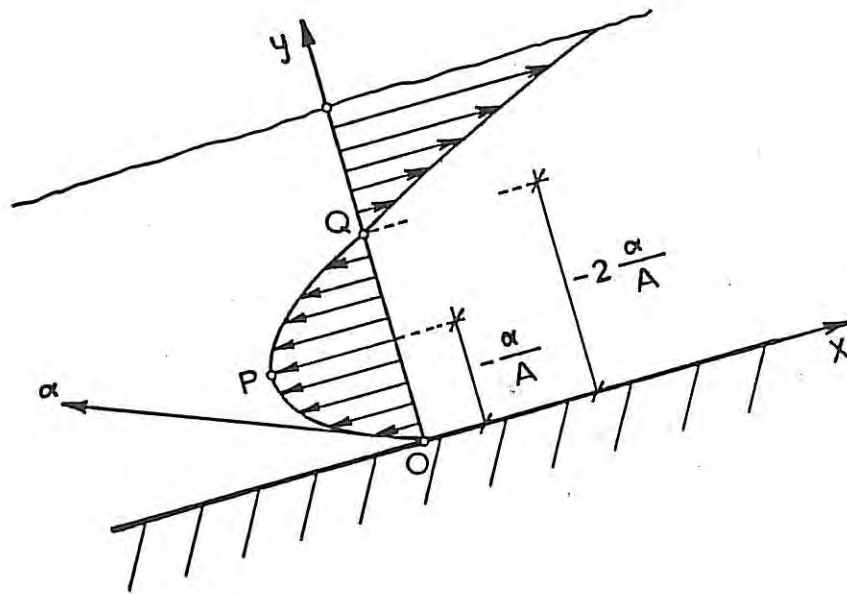


Figure 18.

On y distingue deux points caractéristiques :

Point Q où  $u = 0$ , il vérifie :

$$A \frac{y^2}{2} + \alpha y = 0 \Rightarrow y \left( \frac{Ay}{2} + \alpha \right) = 0 \Rightarrow y = -2 \frac{\alpha}{A}$$

$$Y_Q = -2 \frac{\tau_h - h(\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x})}{\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}} = -2 \frac{\tau_h}{\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}} + 2h$$

$$\Rightarrow Y_Q = 2 \left( h - \frac{\tau_h}{\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}} \right) \quad (16)$$

Point P où  $\frac{\partial u}{\partial z} = 0$ , il vérifie :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = Ay + \alpha \Rightarrow Y_p = -\frac{\alpha}{A}$$

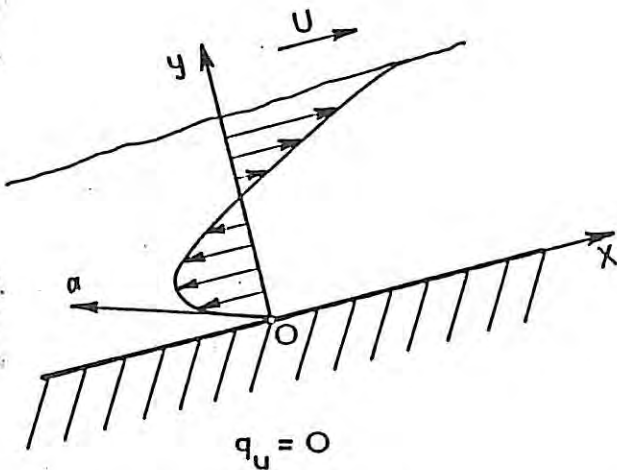
$$\Rightarrow Y_p = h - \frac{\tau_h}{\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}} \quad (17)$$

Pour  $y = h$ , on a :

$$u_h = \frac{Ah^2}{2} + \alpha h = hA \left( \frac{h}{2} + \frac{\alpha}{A} \right) = hA \left[ \frac{h}{2} + \frac{\tau_h}{\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}} - h \right]$$

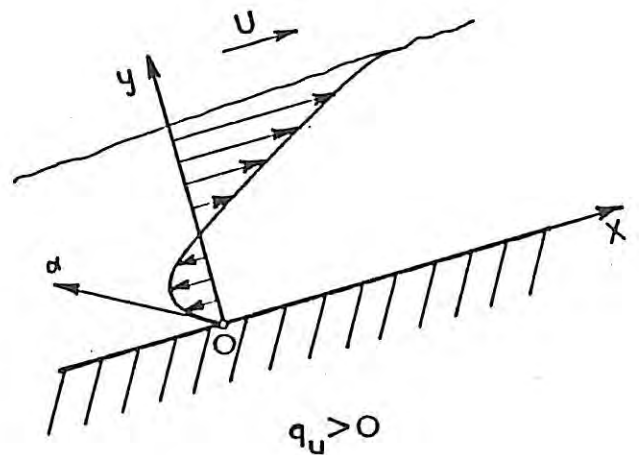
$$= hA \left( -\frac{\tau_h}{\rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x}} - \frac{h}{2} \right)$$

Les figures suivantes représentent respectivement les différents cas qui peuvent se produire :



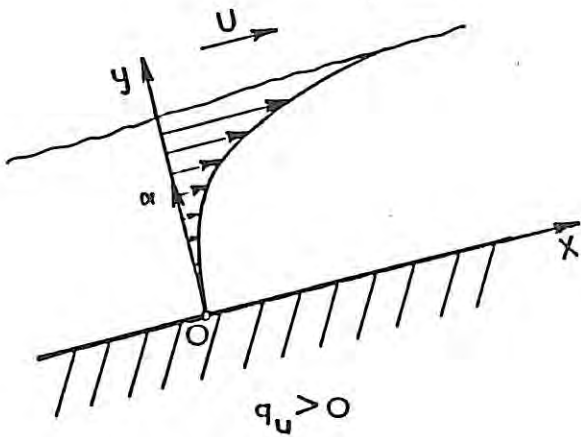
$$\tau_h = \frac{2}{3} h \left( \rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x} \right)$$

Figure 19.



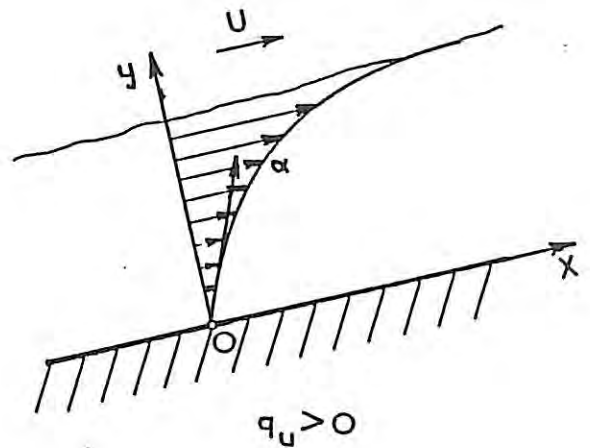
$$\frac{2}{3} h \left( \rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x} \right) < \tau_h < h \left( \rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x} \right)$$

Figure 20.



$$\tau_h = h \left( \rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x} \right)$$

Figure 21.



$$\tau_h > h \left( \rho_{liq} g \sin \phi + \frac{\partial p}{\partial x} \right)$$

Figure 22.

### 2.3. PARAMETRES PHYSIQUES A MESURER

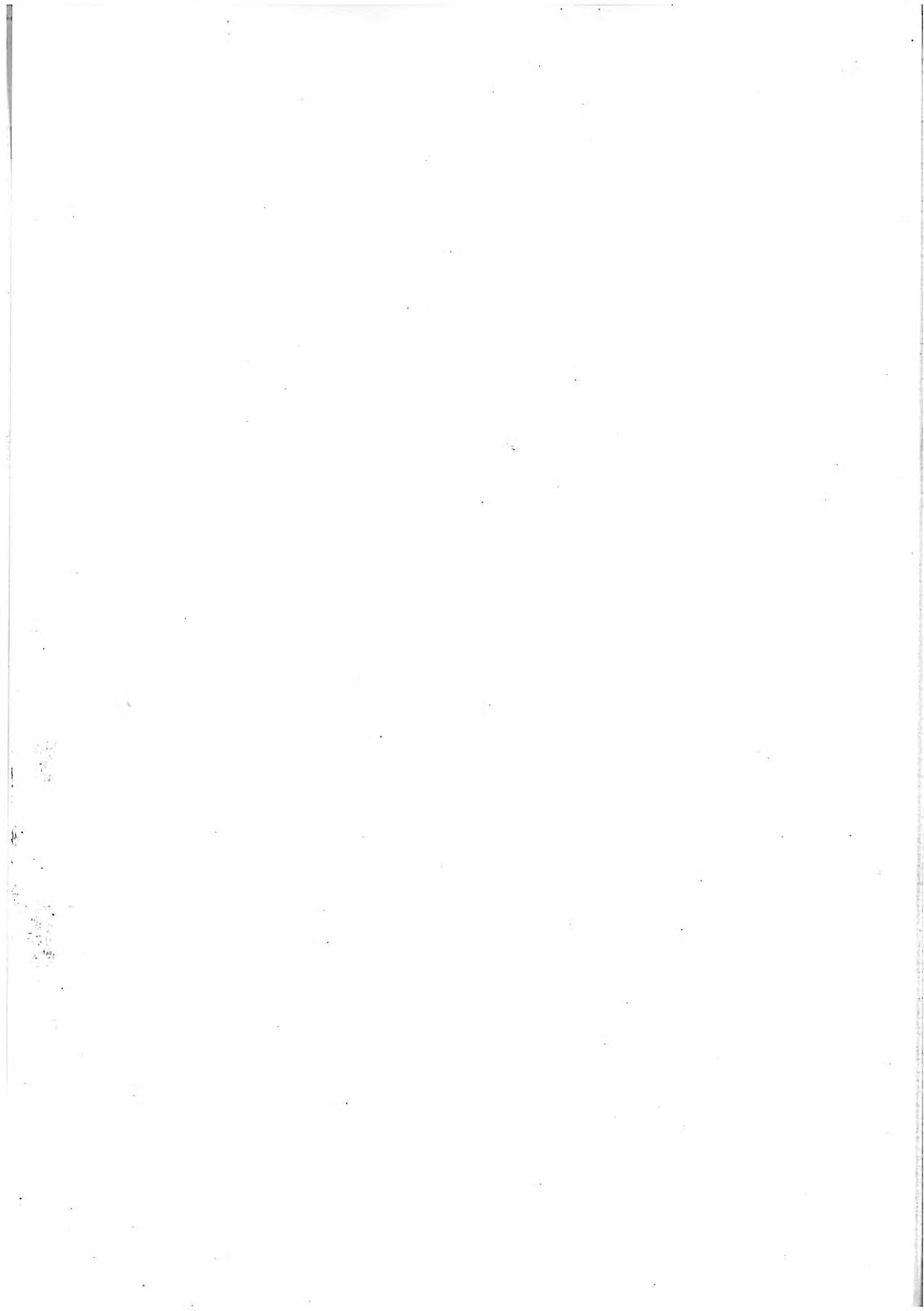
Les calculs précédents nous montrent que les paramètres physiques qui définissent le problème et qu'il faudra déterminer sont les suivants :

- a) Le gradient de la pression statique  $dp/dx$ . C'est une valeur qu'on peut mesurer sur l'installation à l'aide d'un manomètre.
  
- b) La contrainte tangentielle  $\tau_h$ , exercée par le vent sur le film. On suppose qu'elle a la même valeur que celle qui s'exercerait sur la paroi solide en l'absence du ruissellement d'eau (car en général  $U \gg u_h$ ). Elle est difficile à mesurer, on peut cependant la calculer au moyen de la théorie de la couche limite.

c) L'épaisseur du film liquide. L'épaisseur du film liquide est délicate à mesurer. Nous avons procédé au début par une méthode du contact électrique, ce qui nous a donné l'ordre de grandeur de l'épaisseur moyenne du film ( $200 \mu - 1 \text{ mm}$ ). Ensuite, nous avons appliqué une méthode fondée sur la conductivité électrique du liquide.

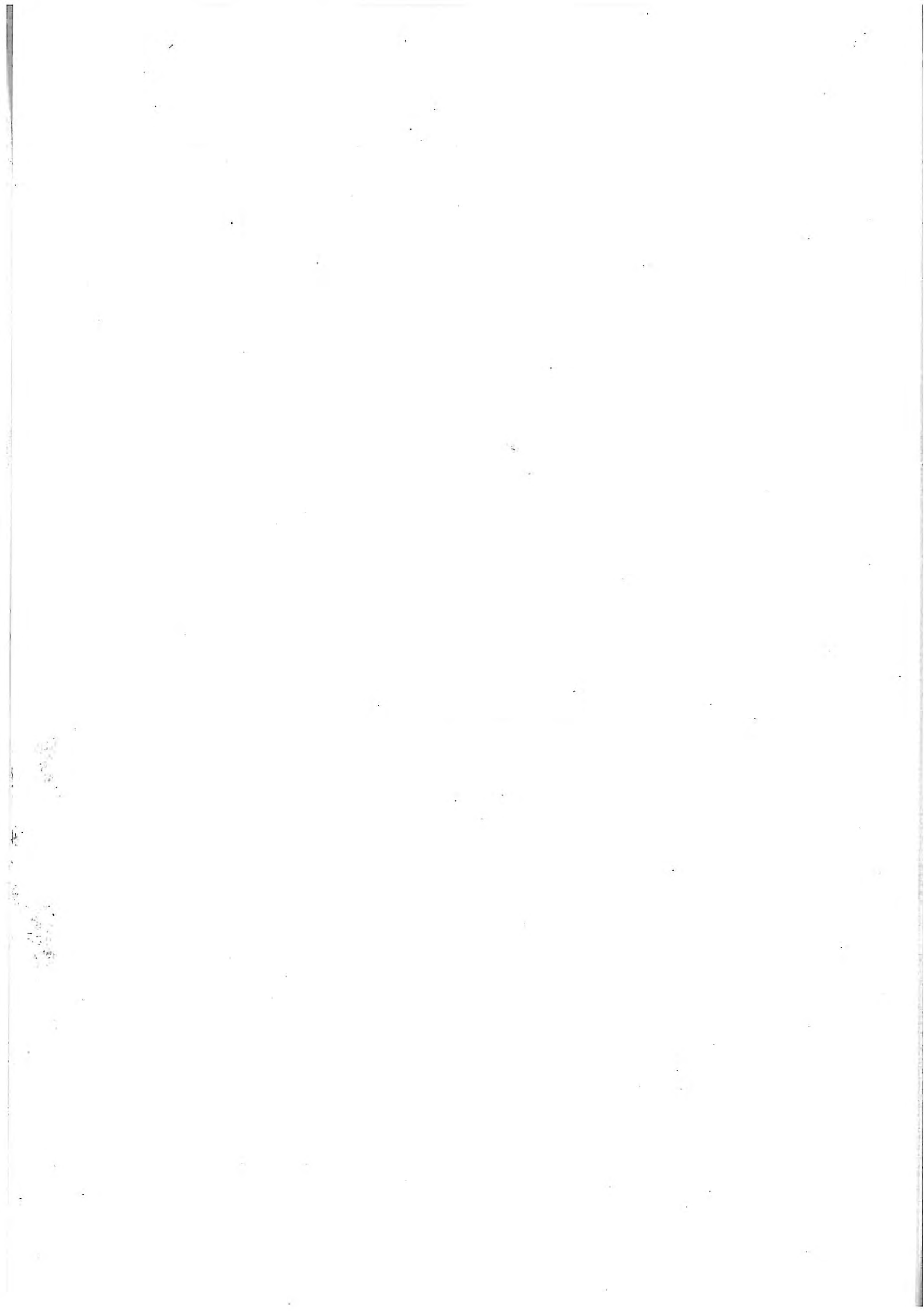
d) La contrainte tangentielle  $\tau_0$ , exercée par le film d'eau sur la paroi solide. Dans les mesures nous avons appliqué une méthode électrochimique, dite polarographique.

La contrainte tangentielle  $\tau_0$  n'intervient pas directement dans les calculs exposés précédemment mais sa connaissance nous permettra de déterminer  $\alpha$  et par là de calculer la valeur de  $\tau_h$ .



CHAPITRE III

APPLICATION DES METHODES ELECTROCHIMIQUES



### 3.1. INTRODUCTION

Il s'agit d'étudier la dynamique d'un film liquide entraîné par le vent sur un plan incliné. Le calcul développé dans le chapitre II a fait apparaître différents cas de figure prévoyant la distribution des vitesses dans le film ; deux paramètres sont indispensables pour aboutir à une description correcte des phénomènes : l'épaisseur du film et le gradient de vitesse contre la paroi solide. Les conditions du problème sont illustrées sur le schéma de la figure 21. Nous avons proposé d'associer une mesure de conductivité en haute fréquence fournissant l'épaisseur du film, à une mesure de courant limite sur une sonde polarographique double pour évaluer le module du gradient de vitesse pariétal et son signe.

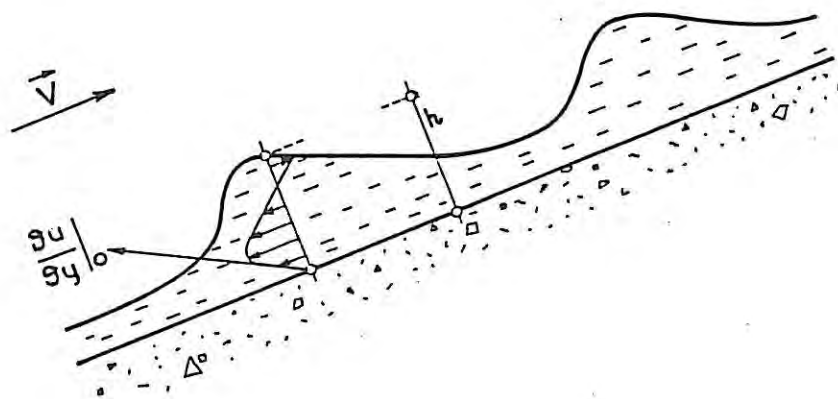


Figure 21.



Pour cela nous avons mis au point un appareil permettant la mesure simultanée des deux grandeurs de façon à suivre leur évolution temporelle lors de l'expérimentation en soufflerie à ORSAY.

Nous avons au préalable effectué deux tests pour valider les principes adoptés :

1. Test sur une cellule calibrée destinée à la mesure de l'épaisseur du film pour déterminer les dimensions des électrodes.

2. Test des électrodes pour vérifier la validité de la théorie dans la configuration définitive mais fonctionnant dans un écoulement de "Poiseuille plan" parfaitement connu.

### 3.2. PRINCIPE DE LA METHODE

Si le liquide est une solution diluée, les lois de transport de matière sont connues ; le flux  $\vec{J}$  de différentes espèces  $i$ , ioniques ou non, à travers une surface fermée s'exprime de la façon la plus générale :

$$\vec{J}_i = \underbrace{- z_i m_i F c_i \vec{\nabla} \phi}_{\text{migration}} - \underbrace{D_i \vec{\nabla} c_i}_{\text{diffusion}} + \underbrace{c_i \vec{V}}_{\text{convection}} \quad (18)$$

où  $\vec{J}_i$  est le flux de l'espèce exprimée en moles.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>

$z_i$  est la charge ionique de l'espèce  $i$

$m_i$  sa mobilité (en cm<sup>2</sup>.mole.J<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>)

$F$  le Faraday

$c_i$  est la concentration molaire de l'espèce  $i$  (en moles.cm<sup>-3</sup>)

$\phi$  le potentiel électrique dans le fluide

$D_i$  le coefficient de diffusion moléculaire relatif à l'espèce  $i$   
(en cm<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>)

$\vec{V}$  le vecteur vitesse (en cm.s<sup>-1</sup>)

Ce phénomène de transport peut donc se faire selon trois modes :

1. La migration sous l'influence du champ de potentiel électrique existant entre les électrodes. Elle ne concerne que les corps actifs ioniques (présents entre l'électrode et la contre-électrode).

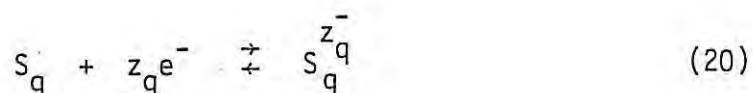
2. L'apparition ou la consommation d'espèces ioniques au cours de la réaction électrochimique introduit une variation de leur concentration dans le film, d'où un transport par diffusion. Cette zone à gradient non nul n'affecte en général que le voisinage immédiat de l'électrode (la "couche de diffusion").

3. La convection libre (gradient de densité) et la convection forcée (mouvement imposé au liquide), lorsque la solution est en mouvement. La diffusion se combine alors au transport sans qu'on puisse séparer les contributions des deux effets.

La conservation de matière pour l'espèce  $i$  à travers l'élément de volume délimité par la surface précédente s'écrit :

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \text{div } \vec{J}_i \quad (19)$$

Considérons d'autre part l'espèce  $S_q$  impliquée dans une réaction d'oxydoréduction sur une électrode métallique,



qui donne lieu à un courant électrique de la forme :

$$I_q = J_q \cdot z_q \cdot F = k \cdot c_q(o) \cdot \exp b \cdot n \quad (21)$$

d'après la relation de Tafel [71] où :

k est la constante de vitesse de la réaction redox,  
 b est le coefficient de Tafel de cette réaction,  
 $n = E - E_0$ , où E est le potentiel de l'électrode par rapport  
 à un potentiel pris dans la solution au voisinage immédiat  
 du métal, et  $E_0$  le potentiel d'équilibre,  
 $c_q(o)$  est la concentration de  $S_q$  à l'électrode.

Pour les espèces non électroactives on a :

$$\vec{J}_i = 0 \quad (22)$$

Supposons que la solution contienne, outre l'espèce électroactive  $S_q$  en concentration faible  $c_q$ , les autres espèces i ( $i \neq q$ ) en concentration élevée ( $c_i \gg c_q, \forall i \neq q$ ), ce qui définira l'électrolyte support.

Alors, dans l'équation (18) écrite pour l'espèce q, le terme de migration sera négligeable vis-à-vis des deux autres dans la région proche de la paroi où peut exister un gradient de concentration. L'équation (18) ainsi simplifiée sera utilisée pour calculer la distribution de concentration près de la paroi que l'on pourra relier à la distribution de vitesse dans cette région. Ceci constituera le fondement de la mesure du gradient de vitesse pariétal  $\partial u / \partial y$  que l'on discutera plus loin.

En revanche, pour toutes les espèces  $i$  formant l'électrolyte support, il n'y a pas de gradient de concentration significatif et des équations (18), (19) et (21) on tire :

$$\Delta\phi = 0 \quad (23)$$

qui correspond à l'équation de Laplace pour un milieu de conductivité  $\kappa$  :

$$\kappa = F^2 \cdot \sum_i z_i^2 \cdot m_i \cdot c_i \quad (24)$$

La mesure de la résistance électrique de la solution entre deux électrodes sera fonction, d'après la résolution de l'équation de Laplace, de la géométrie des électrodes (conditions aux limites sur le potentiel), de la conductivité  $\kappa$  et éventuellement du confinement des lignes de courant si le volume de la solution n'est pas infini. C'est cette propriété que nous allons utiliser pour déterminer l'épaisseur locale  $h$  du film.

### 3.3. MESURE DE L'ÉPAISSEUR DU FILM LIQUIDE

#### 3.3.1. Méthode conductimétrique

La résolution de l'équation de Laplace [éq(23)] a été effectuée par CONEY [61] pour deux bandes conductrices indéfinies parallèles, insérées dans une paroi isolante, recouverte d'un film liquide de conductivité  $\kappa$ , d'épaisseur  $h$ , dans lequel se trouvent confinées les lignes de courant (voir figure 22).

Le résultat s'exprime sous la forme d'une conductance réduite  $G^*$  par unité de longueur reliée à la conductance  $G = \frac{1}{R_E} (\Omega^{-1})$  mesurée, à la conductivité spécifique  $\sigma$  du fluide ( $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ ) et à la longueur  $L$  des électrodes.

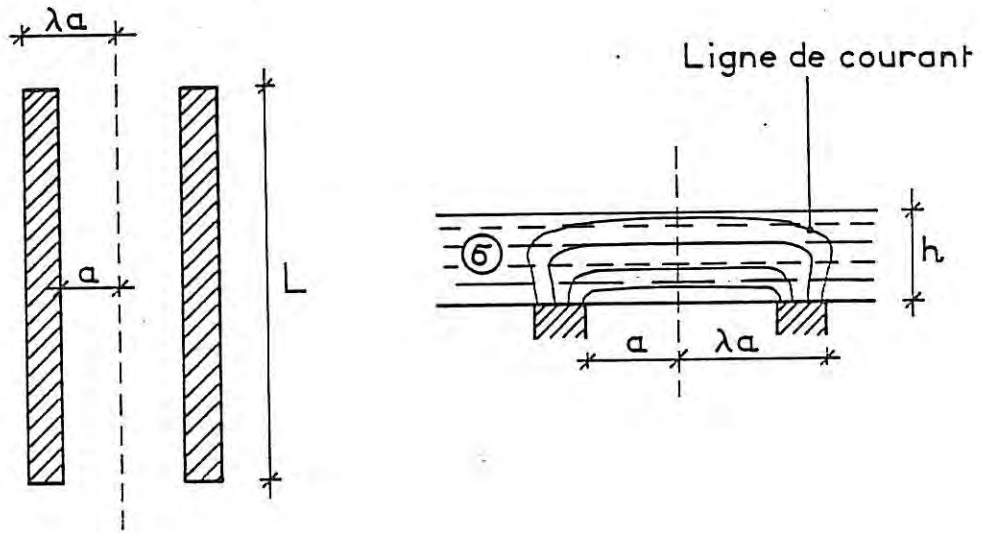


Figure 22. Schéma de principe de la méthode de conductivité pour la mesure de l'épaisseur du film liquide.

On obtient :

$$G^* = \frac{G}{\sigma L} = \frac{1}{R_E \sigma L} \quad (25)$$

Il vient d'après CONEY :

$$G^* = \frac{K(1 - m_1)}{K(m_1)} \quad (26)$$

où

$$m_1 = \frac{\sin h^2 \frac{\pi}{2h} (\lambda - 1)}{\sin h^2 \frac{\pi}{2h} (\lambda + 1)}$$

h a été normalisé par le demi-intervalle entre bandes a.

$K(m)$  est l'intégrale elliptique de première espèce dont nous avons utilisé une représentation polynomiale d'après ABRAMOWITZ et STEGUN [54] :

$$K(m_i) = (a_0 + a_1 m_i + a_2 m_i^2) + (b_0 + b_1 m_i + b_2 m_i^2) \operatorname{Ln} \frac{1}{m_i}$$

$$\begin{aligned} a_0 &= 1,38629 & b_0 &= 0,5 \\ a_1 &= 0,11197 & b_1 &= 0,12134 \\ a_2 &= 0,07252 & b_2 &= 0,02887 \end{aligned} \quad (27)$$

D'un point de vue pratique, la mesure de la résistance électrique  $R_E$  entre électrodes suppose un phénomène de conduction électronique à l'interface métal/solution sinon il n'y a pas de passage de courant. Ceci est précisément réalisé par la réaction d'oxydo-réduction (20) due à l'espèce  $q$  qui échange des électrons entre la solution et le métal ; la résistance électrique différentielle  $dn/dI$ , encore appelée résistance de transfert de charge  $R_T$ , s'ajoute donc, en principe, à la résistance  $R_E$  (il faut en réalité ajouter  $2 R_T$  car il y a deux électrodes).

A cet inconvénient, vient se greffer une polarisation de concentration qui apparaît dès l'imposition d'une différence de potentiel entre électrodes. C'est pourquoi on effectue habituellement la mesure en régime alternatif, ce qui permet également de tirer profit de l'existence de la capacité de double couche  $C_D$  [58], placée en parallèle avec  $R_T$  et l'impédance de polarisation de concentration  $W$ .

En résumé, le comportement électrique en régime alternatif de l'interface métal/solution est équivalent à celui du schéma représenté sur la figure 23.

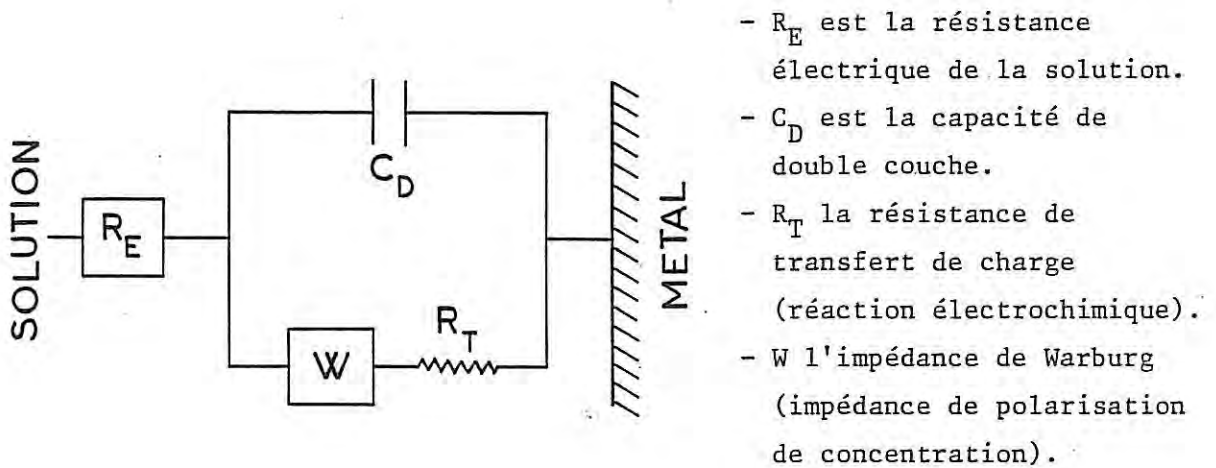


Figure 23. Schéma du comportement électrique de l'interface métal/solution.

Il est alors évident que pour une fréquence "suffisamment élevée" l'impédance de la capacité  $C_D$  court-circuite la branche  $W-R_T$  et l'on mesure alors bien la résistance  $R_E$  cherchée.

A titre d'exemple, nous avons mesuré l'impédance complexe  $dV^*(\omega) / dI^*(\omega)$  entre deux électrodes de platine ( $2a = 1 \text{ mm}$  ;  $\lambda = 1,5$  ;  $L = 12 \text{ mm}$  ;  $h = 1,575 \text{ mm}$ ) dans une solution KCl 1M (électrolyte support) et  $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}/\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-} 10^{-2} \text{ M}$  (système oxydo-réducteur). L'étude a été effectuée au moyen d'un analyseur de fonction de transfert (SOLARTRON 1174) (voir aussi paragraphe 3.3.3).

L'impédance complexe en coordonnées cartésiennes (diagrammes de NYQUIST) est représentée sur la figure 24, le paramétrage en fréquence  $\frac{\omega}{2\pi}$  variant entre 100 Hz et 200 KHz. On voit que la branche haute fréquence tend bien vers la limite recherchée  $R_E$ . Ce type de représentation donne aussi un ordre de grandeur de la fréquence de mesure indispensable pour une estimation correcte de  $R_E$  donc de  $h$ .



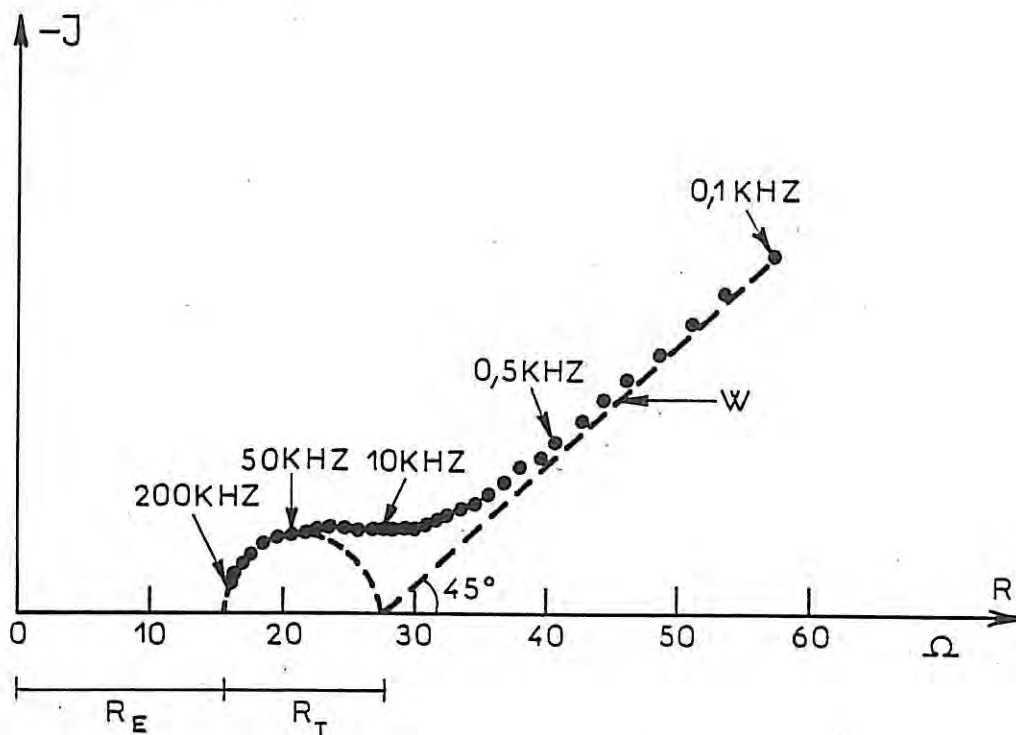


Figure 24. Diagramme de Nyquist de l'impédance électrique de la solution entre deux électrodes de platine non segmentées.  $h = 1,575 \text{ mm}$ ,  $a = 0,5 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 1,5 \text{ mm}$  (voir paragraphe 3.3.3).

Le demi-cercle et la droite inclinée à  $45^\circ$  en pointillés, représentent le comportement de l'association  $R_T C_D$  en parallèle et celui de l'impédance  $W$  en supposant ces deux processus parfaitement découplés. Les points expérimentaux montrent, en fait, le degré de couplage entre les deux processus. L'impédance  $W$  a été calculée par WARBURG [72] et peut se mettre sous la forme  $W(\omega) \propto \frac{1}{(j\omega)^{1/2}}$  avec  $j^2 = -1$ .

Pour 200 KHz, l'impédance globale est sensiblement égale à  $R_E$ , la mesure de  $R_E$  pourrait donc être effectuée théoriquement toutes les  $\frac{1}{200 \text{ KHz}} = 5 \mu\text{s}$ . Compte tenu des phénomènes étudiés, une mesure peut être considérée comme instantanée si elle est effectuée toutes les 30 ms, ce qui permet d'obtenir une valeur moyenne de la mesure de  $R_E$  et ainsi d'accroître la précision.



Des comparaisons quantitatives entre  $G^*$  théorique d'après la relation (25) et  $G^*$  expérimental seront faites plus loin.

En pratique, les électrodes ont une longueur finie et pour lever cet obstacle (problème de bidimensionalité), CONEY propose d'utiliser des électrodes segmentées.

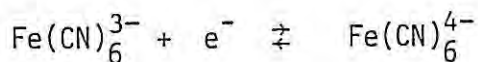
En traçant alors les diagrammes (partie réelle, partie imaginaire), nous pouvons déterminer  $R_E$  pour des fréquences maximales ( $\omega \rightarrow \infty$ ) et par conséquent  $G^*$  correspondant à l'épaisseur du film liquide  $h$ .

### 3.3.2. Description du montage

#### a) Dispositif expérimental

La cellule est constituée par deux plaques en plexiglass, parallèles et très voisines l'une de l'autre (voir figure 25 et photo 1). Leur distance  $h$  peut être réglée au moyen d'un jeu de cales d'épaisseur (feuilles "Mylar"). La solution conductrice occupe l'espace compris entre les deux plaques et forme donc un film mince plan d'épaisseur  $h$  constante. Dans la partie centrale d'une des plaques nous avons scellé les électrodes à l'araldite de telle façon qu'elles affleurent la paroi.

Nous avons utilisé une solution de chlorure de potassium KCl. Cet électrolyte est indifférent car il ne peut être ni réduit ni oxydé dans les conditions de potentiel imposées. Dans cette solution nous avons ajouté un système formé par le couple Ferri-Ferrocyanure de potassium qui nous servira pour la mesure du gradient de vitesse pariétal :



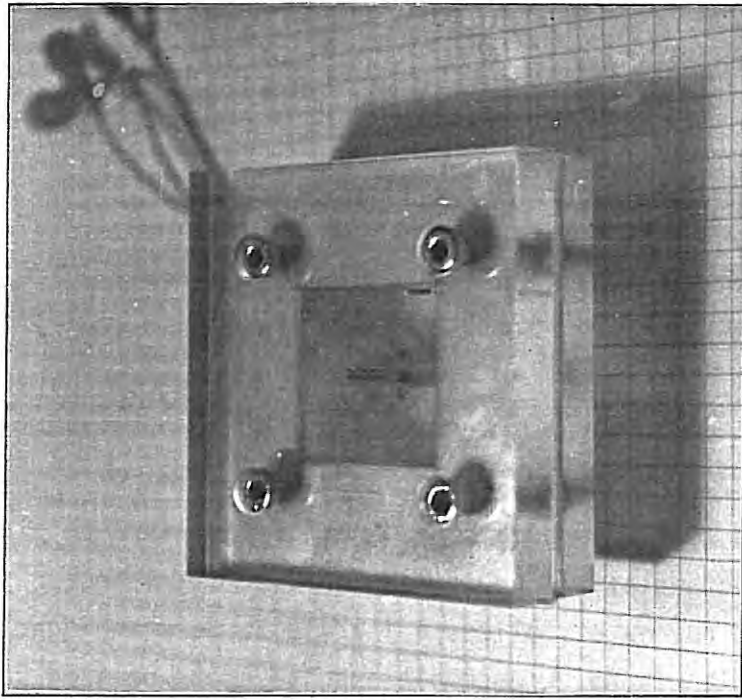
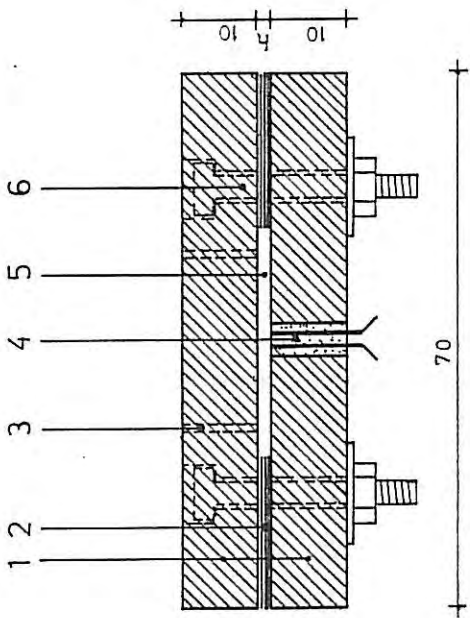


Photo 1.

1. Plaques en plexiglass
2. Cales (feuille "Mylar")
3. Trou d'injection du liquide
4. Electrodes en platine
5. Film liquide
6. Vis



ECHELLE 1/i

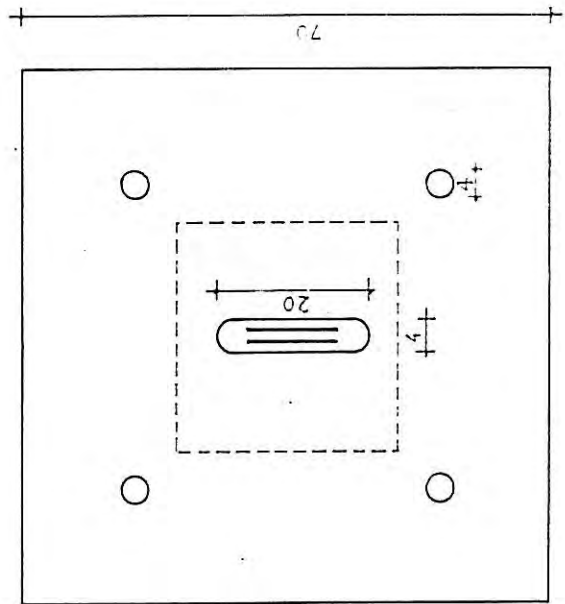


Figure 25. La cellule calibrée de mesure de l'épaisseur du film liquide.

Solution aqueuse KCl	:	1 N = 1 mol/lit = 74,5 gr KCl/lit
Ferrocyanure	:	$10^{-2}$ N = $10^{-2}$ mol/lit = 4,22 gr/lit
Ferricyanure	:	$10^{-2}$ N = $10^{-2}$ mol/lit = 3,29 gr/lit

Les deux électrodes sont portées au potentiel d'équilibre E auquel on superpose le signal sinusoïdal dV.

#### b) Electrodes

Les électrodes sont découpées dans un mince feuillard de platine. Elles ont la forme de rectangles allongés (largeur 0,25 mm, longueur 12 mm) et elles sont totalement noyées et collées à l'araldite dans un logement prévu sur la surface de la plaque. L'ensemble ensuite a été poli au papier émeri puis à l'alumine pour obtenir un plan d'étude parfaitement régulier.

Nous avons fabriqué deux sortes d'électrodes : non segmentées et segmentées et nous avons mesuré leurs dimensions exactes avec un microscope.

Dans le cas des électrodes segmentées le processus est le même mais nous avons auparavant verni les électrodes au four (température de 200°C) pour créer les petites séparations isolantes (de l'ordre de 20  $\mu$ ).

A chaque mesure nous avons dégraissé la surface des sondes avec du trichloréthylène.

#### 3.3.3. Résultats expérimentaux

Les résultats fournis correspondent aux essais effectués soit avec les électrodes non segmentées, soit avec les électrodes segmentées.

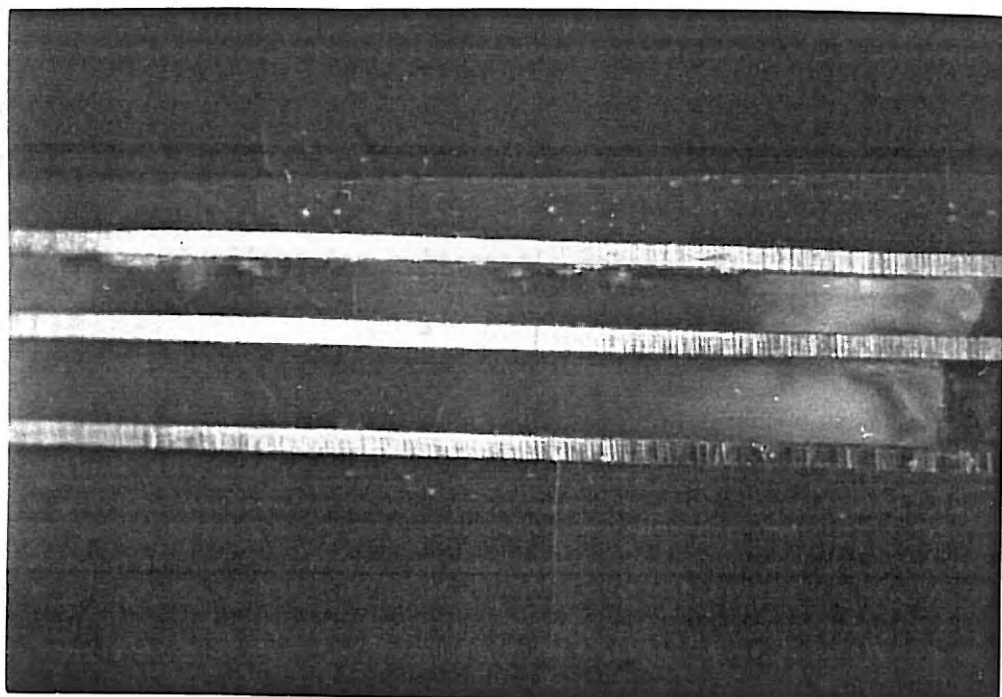


Photo 2. Electrodes non segmentées.

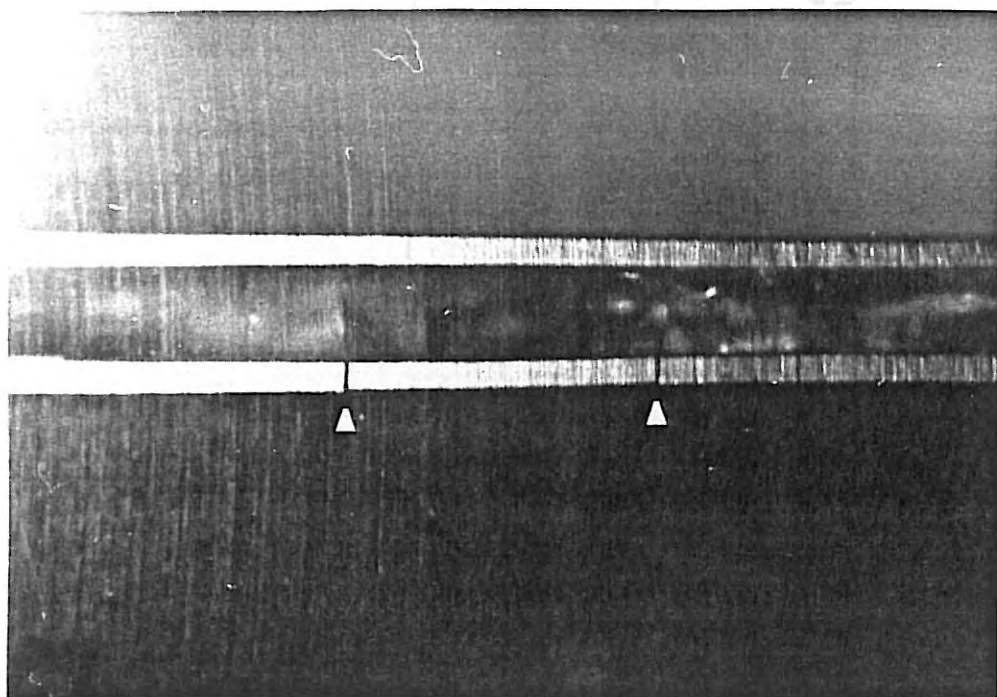


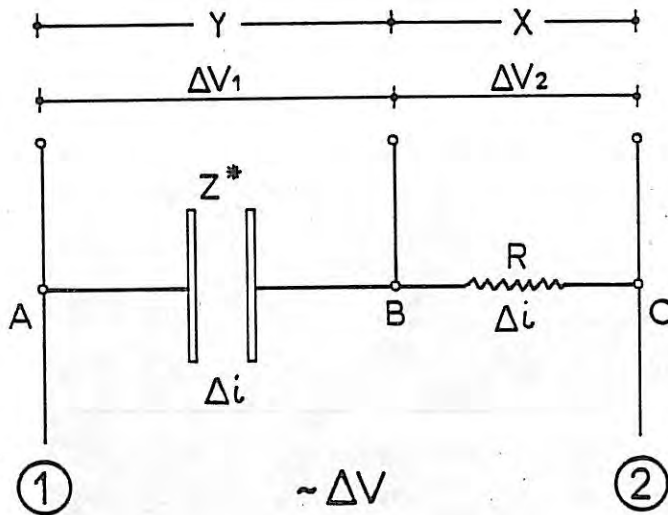
Photo 3. Electrodes segmentées.

a) Electrodes non segmentées (voir photo 2)

On constitue un pont de mesure simple en mettant en série la cellule d'impédance  $Z^*$  et la résistance  $R$  (voir figure 26). Les mesures sont traitées à l'aide d'un analyseur de fonction de transfert "SOLARTRON 1174". La tension alternative est appliquée entre les points (1) et (2) et nous mesurons  $\Delta V_1$  et  $\Delta V_2$ .

L'impédance complexe du système est  $Z^* = \frac{\Delta V_1}{\Delta i}$ . Nous avons  $\Delta V_2 = R \cdot \Delta i$  et l'analyseur calcule la quantité :

$$\frac{Y}{X} = \frac{\Delta V_1}{\Delta V_2} = \frac{\Delta V_1}{R \Delta i} = \frac{Z^*}{R}$$

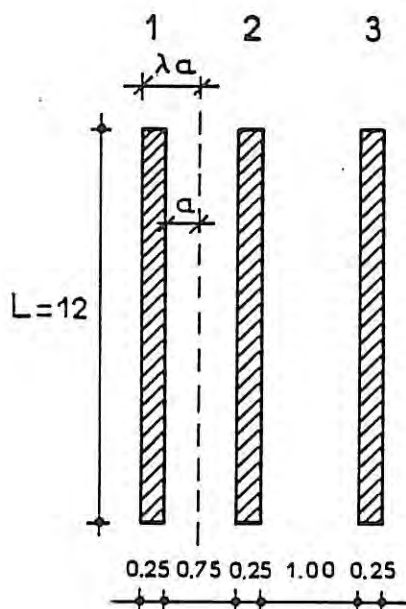


$R = 1 \text{ K}\Omega$

Fréquences de 100 à 200000 Hz.

Figure 26.

La géométrie des électrodes non segmentées est définie par les dimensions  $a$  et les coefficients  $\lambda$  comme les indique la figure suivante :



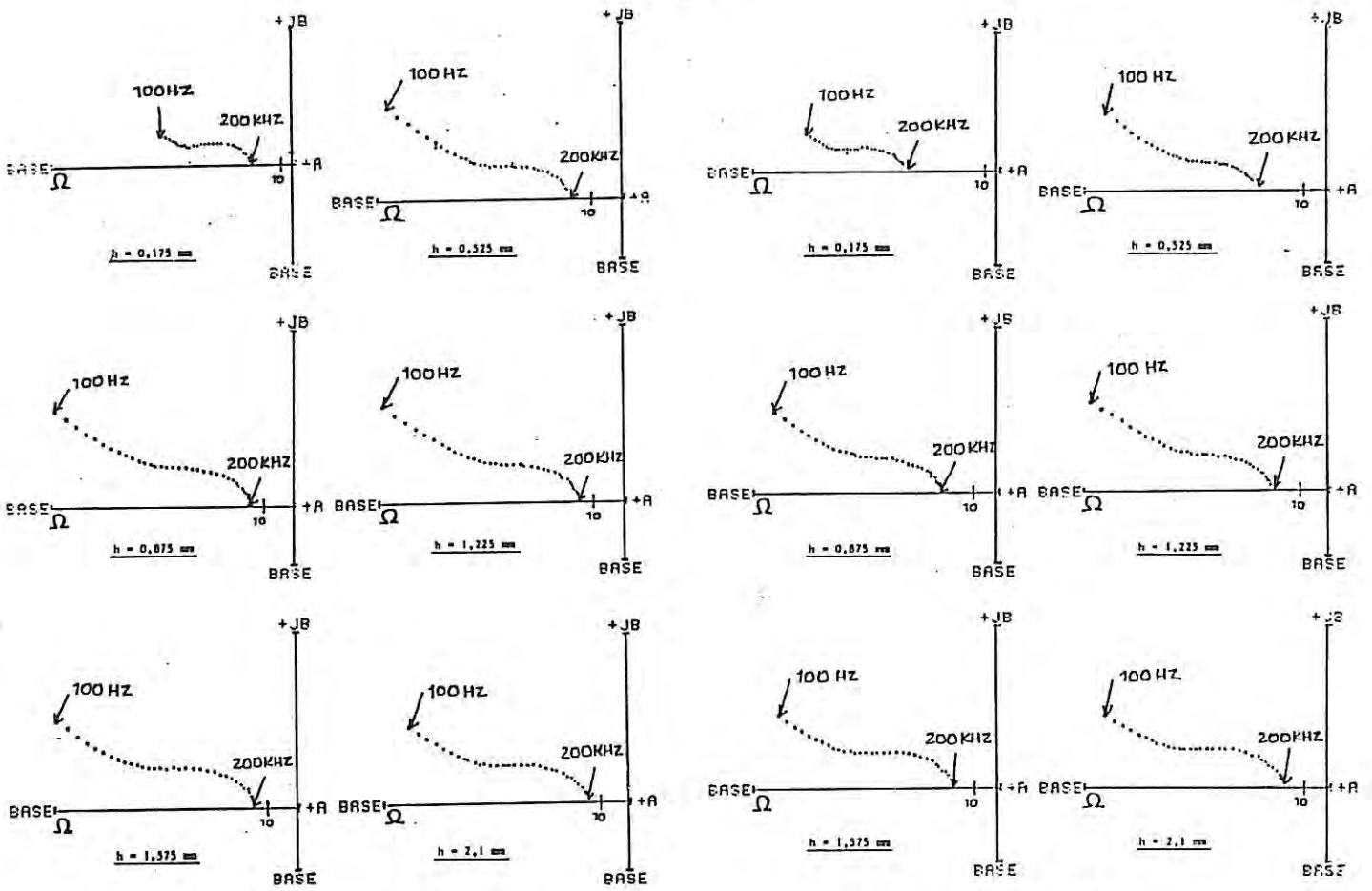
Electrodes	1-2	2-3	1-3
$2 \cdot a$	0,75	1	2
$\lambda \cdot a$	0,625	0,75	1,25
$\lambda$	1,666	1,5	1,25

Figure 27.

La conductivité spécifique du chlorure de potassium KCl (normal) était à  $\theta = 22,5^\circ\text{C}$ ,  $\theta = 0,1069$  mho/cm, et à  $\theta = 20,2^\circ\text{C}$ ,  $\theta = 0,1026$  mho/cm ( $\theta =$  température de l'ambiance).

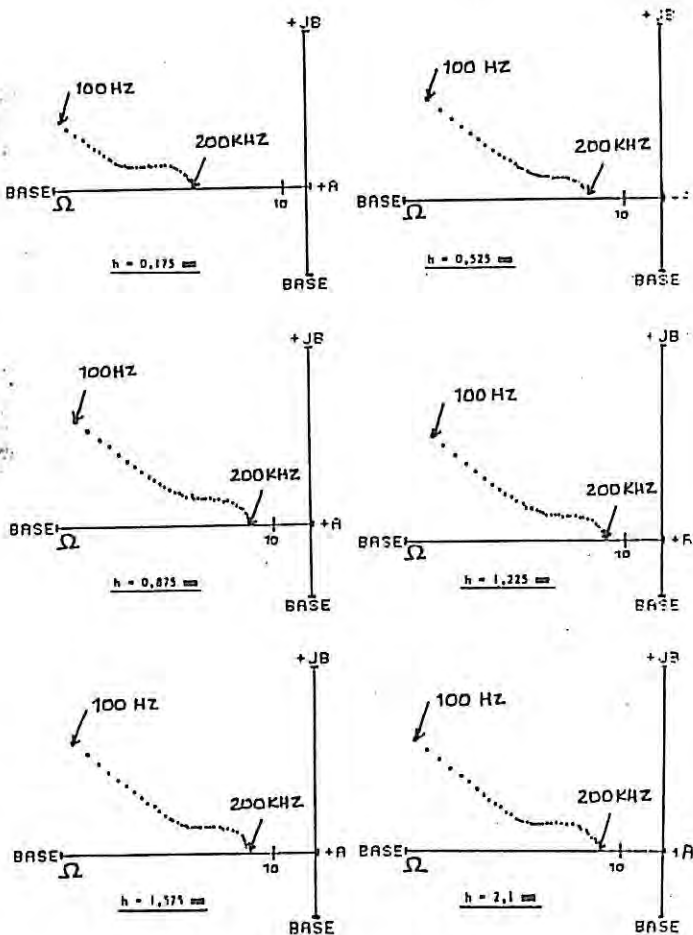
Les courbes qui suivent représentent pour différentes valeurs de  $h$ , les diagrammes de NYQUIST, c'est-à-dire les variations de composantes de  $Z^*$  en fonction de  $\omega$  (voir figure 28 et tableau 1). On en déduit les variations de  $G^*$  en fonction de  $\frac{h}{a}$  et de  $\lambda$ . Les résultats sont représentés sur la figure 29.





Electrodes 1 et 2

Electrodes 1 et 3



Electrodes 2 et 3

Figure 28. Caractéristiques diagrammes de NYQUIST pour les électrodes non segmentées.

TABLEAU 1. RESULTATS EXPERIMENTAUX (ELECTRODES NON SEGMENTEES - SOLUTION KCL + FERRI-FERRO).

h mm	$\sigma_{\text{mho/cm}}$	1 - 2				2 - 3				1 - 3			
		a = 0.375mm				a = 0.5mm				a = 1mm			
		h/a	R <sub>e</sub> Ω	G**		h/a	R <sub>e</sub> Ω	G**		h/a	R <sub>e</sub> Ω	G**	
0.175	0.1069	0.4666	37.29	0.209	0.350	47.55	0.1639		0.175	77.82	0.1001		
0.350	0.1069	0.9333	21.32	0.3656	0.7	26.20	0.2975		0.350	40.73	0.1913		
0.525	0.1069	1.4	18.14	0.4297	1.05	21.43	0.3637		0.525	31.63	0.2464		
0.700	0.1069	1.866	16.14	0.4829	1.4	18.77	0.4153		0.700	26.43	0.2949		
0.875	0.1069	2.33	15.62	0.499	1.75	17.55	0.4441		0.875	24.25	0.3214		
1.05	0.1069	2.8	15.37	0.5071	2.1	16.93	0.4604		1.05	22.28	0.3498		
1.225	0.1069	3.266	15.58	0.5003	2.45	16.57	0.4704		1.225	21.63	0.3604		
1.4	0.1026	3.73	14.58	0.557	2.8	16.35	0.4967		1.4	20.52	0.3958		
1.575	0.1026	4.2	15.22	0.5336	3.15	16.23	0.5004		1.575	19.84	0.4093		
1.750	0.1026	4.66	15.06	0.5393	3.5	16.45	0.4937		1.750	19.73	0.4116		
1.925	0.1026	5.13	14.50	0.5601	3.85	15.93	0.5090		1.925	19.20	0.4230		
2.1	0.1026	5.6	15.69	0.5176	4.2	16.14	0.5032		2.1	20.08	0.4044		



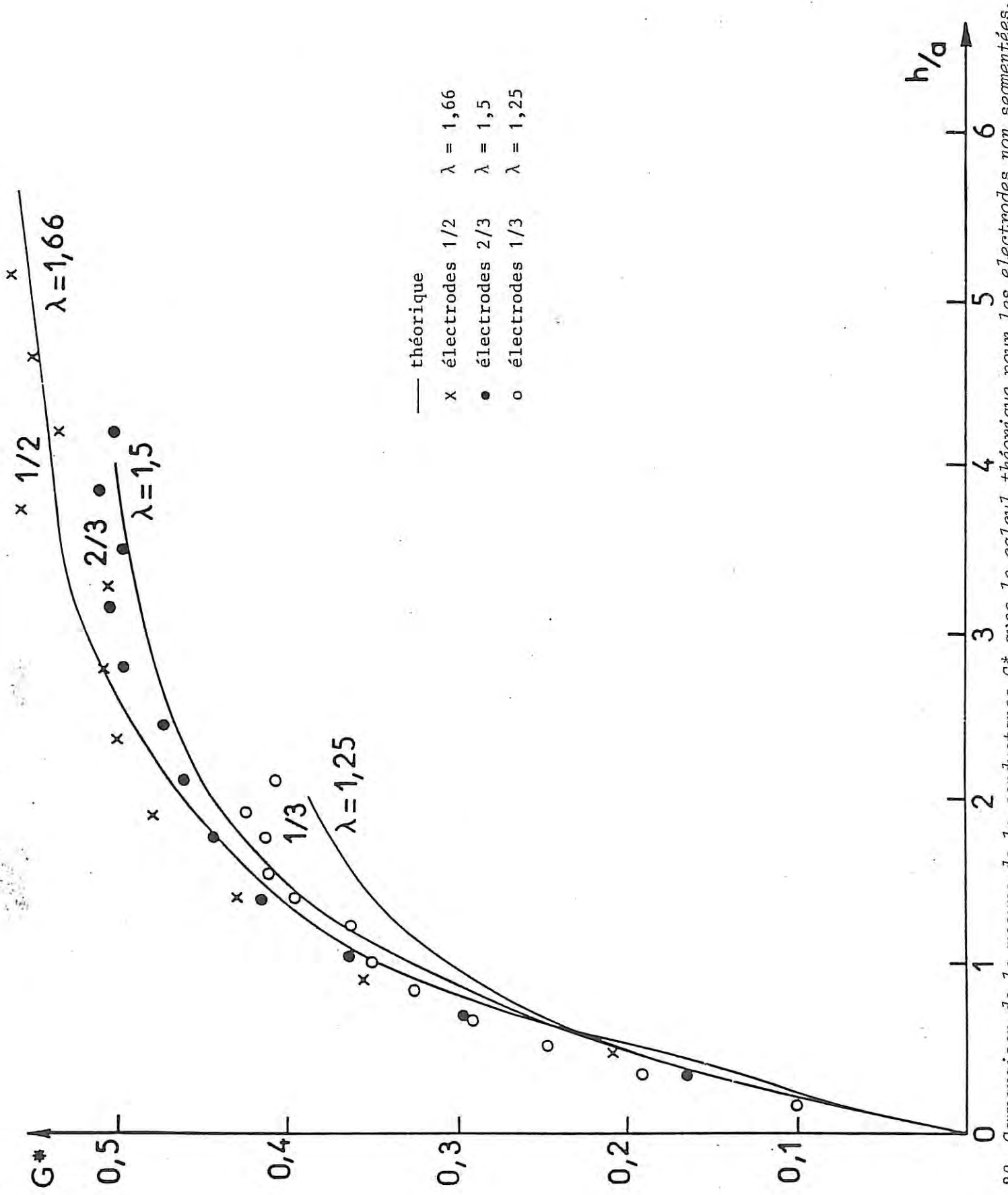


Figure 29. Comparaison de la mesure de la conductance  $G^*$  avec le calcul théorique pour les électrodes non segmentées.

b) Electrodes segmentées (voir photo 3)

Pour les électrodes segmentées, les électrodes de garde et l'électrode active sont portées au même potentiel. La mesure du courant a donc été effectuée à l'aide d'un convertisseur courant-tension comme l'indique la figure suivante :

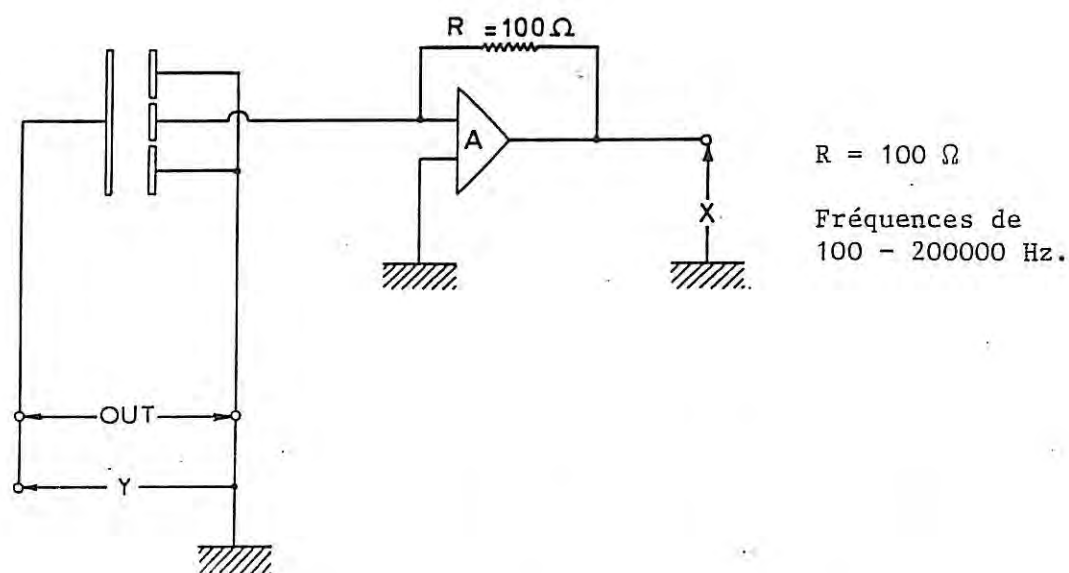


Figure 30.

La disposition des électrodes segmentées est définie par la dimension  $a$  et le coefficient  $\lambda$  comme l'indique la figure 31.

La conductivité spécifique du chlorure de potassium KCl (normal) était à  $\theta^\circ = 21,7^\circ\text{C}$ ,  $\sigma = 0,1435 \text{ mho/cm}$  ( $\theta$  = température d'ambiance).

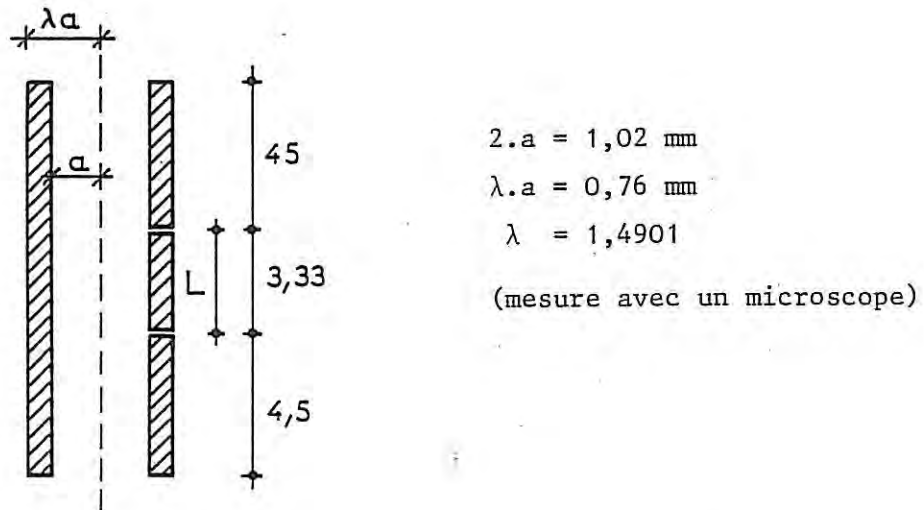


Figure 31.

La figure 32 représente pour différentes valeurs de  $h$ , les diagrammes de NYQUIST, c'est-à-dire les variations de composantes de  $z^*$  en fonction de  $\omega$ . On en déduit les variations de  $G^*$  en fonction de  $\frac{h}{a}$  et de  $\lambda$  (voir tableau 2). Les résultats sont représentés sur la figure 33.

#### 3.3.4. Remarques

Nous pouvons faire les remarques suivantes :

- La température joue un grand rôle sur la conductivité. Au cours des mesures elle a varié entre 20 et 23°C, ce qui nous donne une variation de  $G^*$  de 4-5 %.
- Pour avoir de bons résultats expérimentaux il faut opérer à des fréquences élevées ( $\sim 200 \text{ KHz}$ ).

TABLEAU 2. RESULTATS EXPERIMENTAUX.  
(ELECTRODES SEGMENTEES - SOLUTION  
KCL + FERRI-FERRO).

Electrodes Segmentées			
$G^{**} = \frac{1}{R_e \cdot \sigma \cdot L}$			
$h$ mm	$\sigma$ mho/cm	$h/a$	$R_e \Omega$
0.175	0.1435	0.343	138
0.350	0.1435	0.686	82.33
0.525	0.1435	1.0294	66,04
0.700	0.1435	1.3725	57,48
0.875	0.1435	1.7156	53
1.05	0.1435	2.058	50.6
1.225	0.1435	2.401	49.6
1.4	0.1435	2.745	49
1.575	0.1435	3.088	48
1.750	0.1435	3.4313	49.6
1.925	0.1435	3.774	49
2.1	0.1435	4.117	50
			$G^{**}$
			0.1529
			0.2574
			0.3198
			0.3704
			0.3904
			0.4222
			0.4222
			0.4309
			0.4398
			0.4265
			0.43
			0.4205

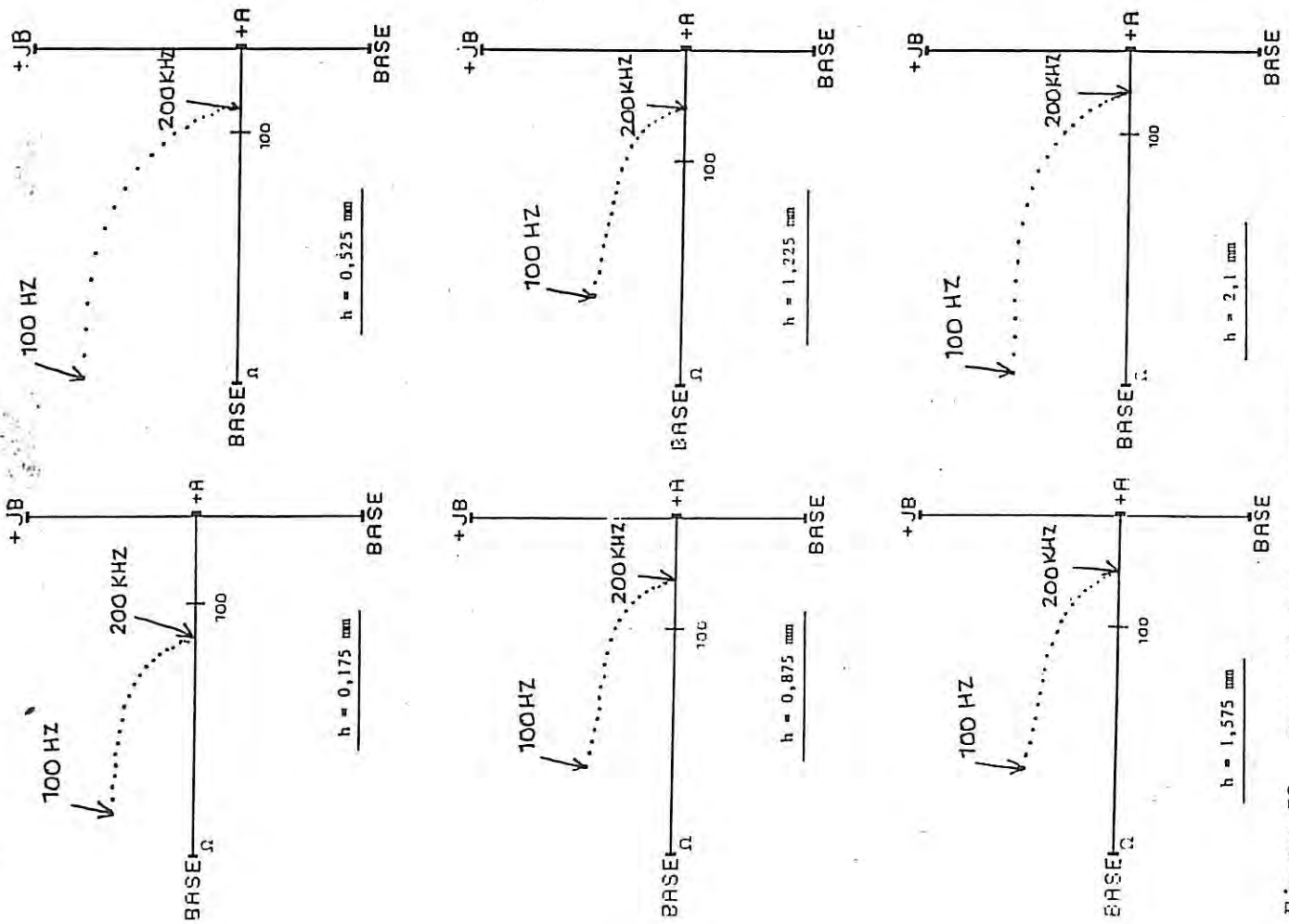


Figure 32. Caractéristiques diagrammes de NYQUIST pour les électrodes segmentées.

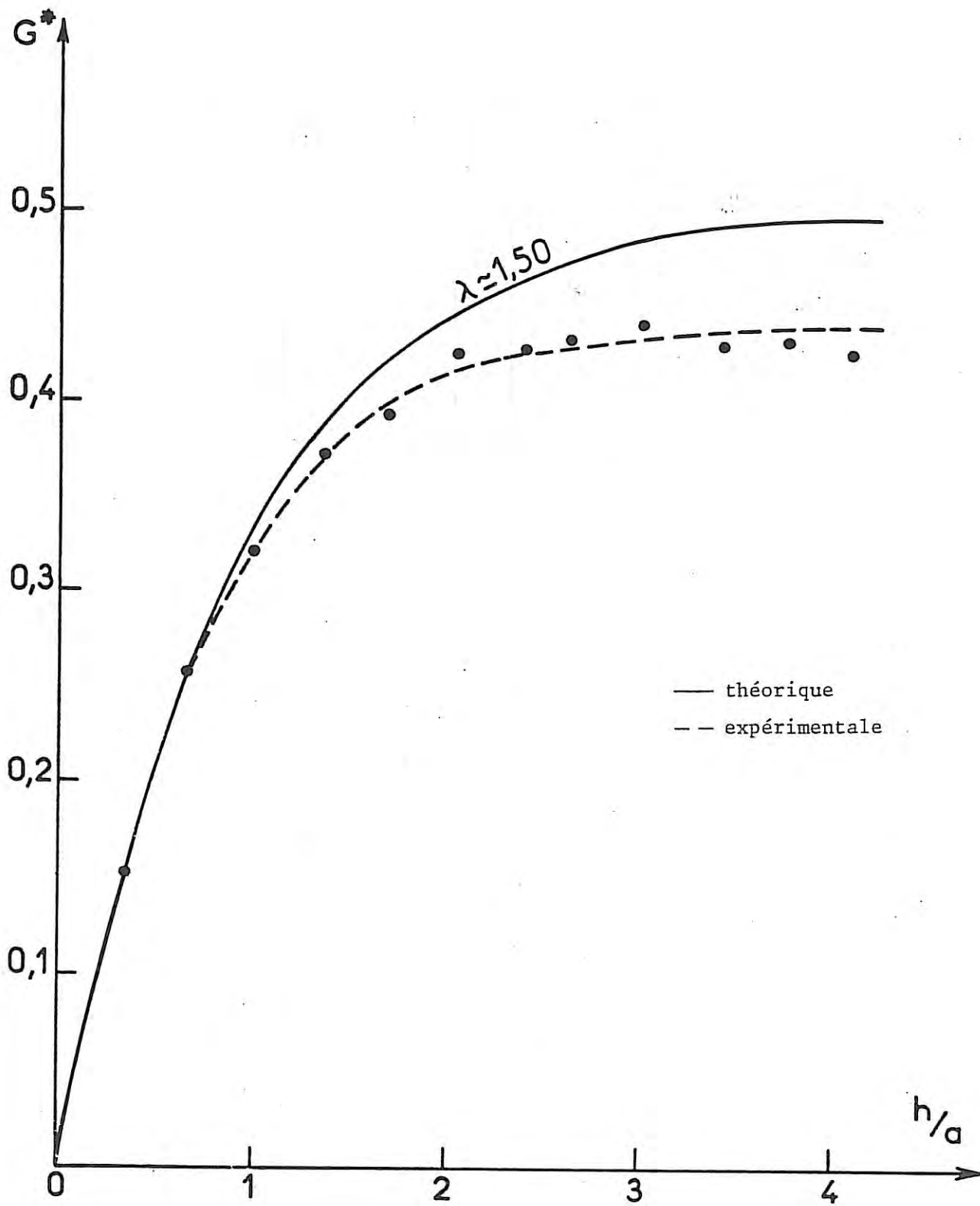


Figure 33. Comparaison de la mesure de la conductance réduite  $G^*$  avec le calcul théorique pour les électrodes segmentées (solution KCl + Ferri-Ferro).

- Jusqu'à  $\frac{h}{a} \approx 2$ , nos mesures restent très proches des valeurs théoriques.

- Pour  $\frac{h}{a} < 1$ ,  $G^*$  croît linéairement avec  $\frac{h}{a}$ , la pente étant de 0.45. L'accord entre théorie et mesure est meilleur avec les électrodes segmentées car le système est pratiquement bidimensionnel.

En réalisant le montage électrique de la figure 34, nous avons mis au point un appareil permettant la mesure de conductivité en hautes fréquences (courant alternatif) et par là même la mesure de l'épaisseur du film.

Le tableau 3 et la figure 34A représentent les résultats de mesures à l'aide de cet appareil pour le cas des électrodes segmentées de la figure 31 et pour une solution aqueuse de soude NaOH (1N) + Ferri-Ferro ( $10^{-2}$ N). Nous constatons que les points de mesure ont une meilleure précision que ceux qui sont indiqués sur la figure 33 et que la courbe expérimentale s'approche plus de la courbe théorique.

### 3.4. MESURE DU FROTTEMENT LOCAL

#### 3.4.1. Méthode polarographique

Pour le système redox choisi ( $S_q/S_q^-$ ), le courant traversant l'interface dépend du potentiel  $\eta$  imposé à l'électrode (équation 21). Si  $\eta$  devient très grand, alors  $I$  ne peut plus croître indéfiniment ; la concentration  $c_q(o)$  tend vers 0 et la vitesse globale du processus n'est plus régie que par les phénomènes de diffusion et de convection ; le courant atteint une valeur limite appelée courant limite de diffusion  $I_d$  (voir figure 35).

Dans le cadre de notre travail nous avons choisi un couple redox

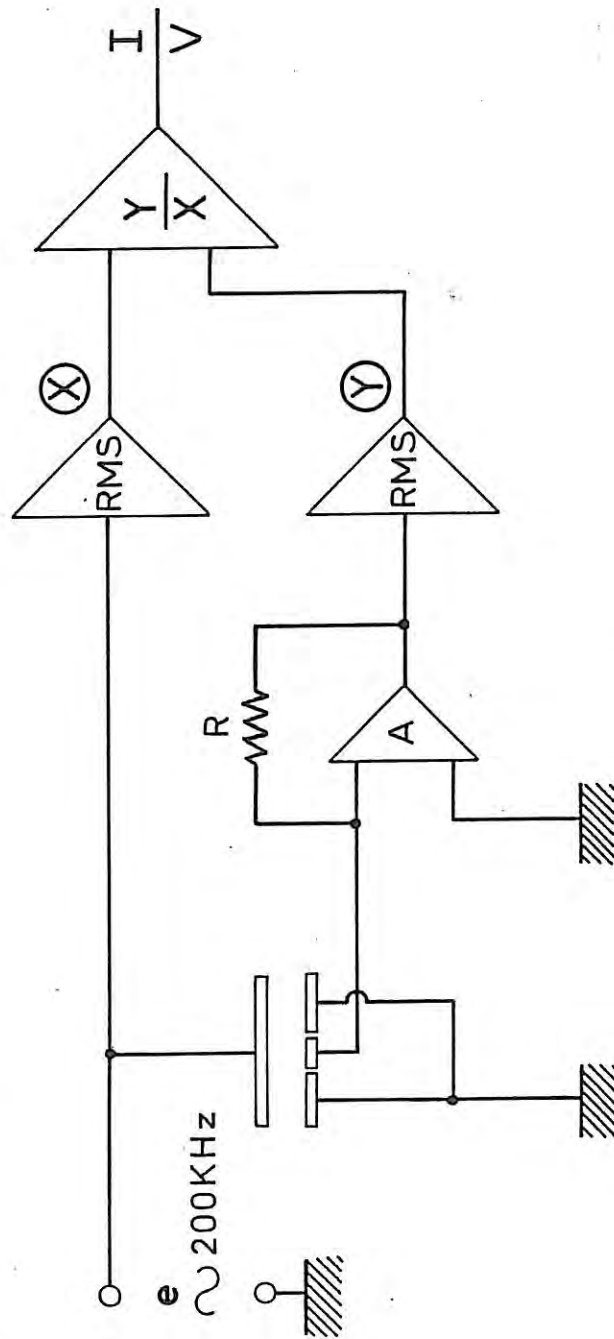


Figure 34. Principe du montage électrique utilisé pour la mesure de l'épaisseur du film liquide.

TABLEAU 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX  
(SOLUTION NaOH + FERRI-FERRO).

$G^* = \frac{I}{R_E \cdot \sigma \cdot L}$		Electrodes Segmentées			
		$h$ mm	$\sigma$ mho/cm	$h/a$	$R_E \Omega$
$a = 0.510\text{mm}$					
0.175	0.1660	0.343	115,7	0.1563	
0.350	0.1660	0.686	69.8	0.2591	
0.525	0.1660	1.0294	54.9	0.3296	
0.700	0.1660	1.3725	48.3	0.3743	
0.875	0.1660	1.7156	44.9	0.4029	
1.05	0.1660	2.058	42.4	0.4271	
1.225	0.1660	2.401	41	0.4412	
1.4	0.1660	2.745	40,1	0.4511	
1.575	0.1660	3.088	39.6	0.4568	
1.750	0.1660	3.4313	39.2	0.4610	
1.925	0.1660	3.774	38.9	0.4650	
2.1	0.1660	4.117	38.5	0.47	

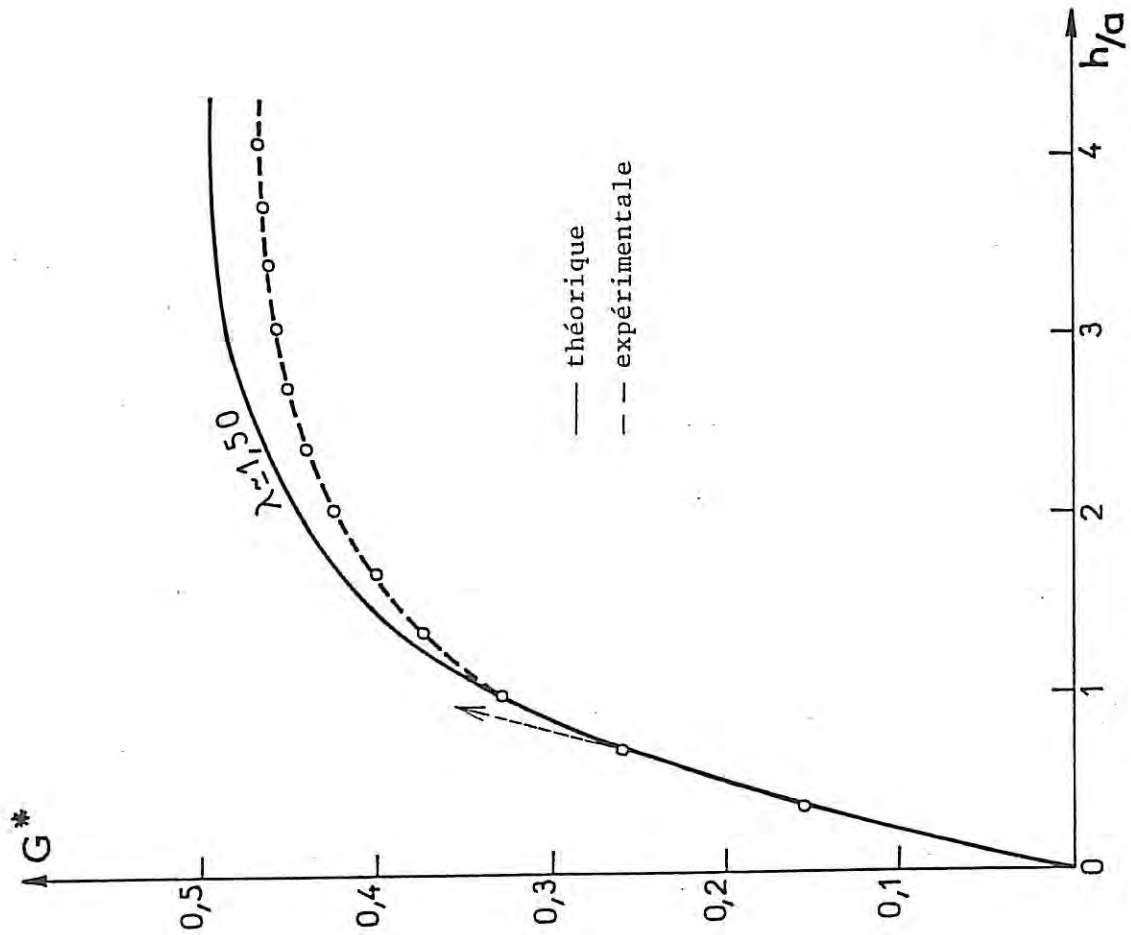
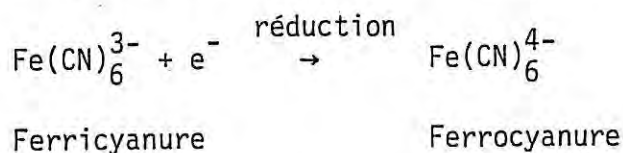


Figure 34A. Comparaison de la mesure de la conductance réduite  $G^*$  avec le calcul théorique pour les électrodes segmentées, avec notre appareil de mesure.



ayant une vitesse de réaction très rapide : Ferri-Ferrocyanure en très faibles et égales concentrations  $10^{-2}$  N en présence de NaOH (1 N) comme électrolyte support. La réaction choisie au niveau de l'électrode est la réaction cathodique de l'ion ferricyanure :



L'expérience doit être effectuée avec des solutions "fraîches", de quelques jours au plus.

Le processus électrochimique de l'électrode est représenté par la courbe courant-potentiel (voir figure 35). Pour une tension déterminée entre l'électrode de référence et l'électrode contrôlée nous obtenons la valeur  $I_d$  du palier de diffusion. Ce courant est obtenu à partir de l'équation de FICK :

$$\frac{I_d}{z \cdot F} = - D_q \left. \frac{\partial c_q}{\partial y} \right|_0 \quad (28)$$

car à la paroi même où la vitesse s'annule, le flux ne peut être que diffusif. Pour calculer  $I_d$  il est donc nécessaire de connaître le profil de concentration  $c_q(y)$ .

En combinant l'équation (18) sans le terme de migration avec l'équation (19) on obtient :

$$\frac{\partial c_q(t)}{\partial t} + \vec{V}(t) \cdot \vec{\nabla} c_q(t) = D_q \Delta c_q(t) \quad (29)$$

En régime quasi-stationnaire, le terme  $\frac{\partial c_q(t)}{\partial t}$  est négligé.

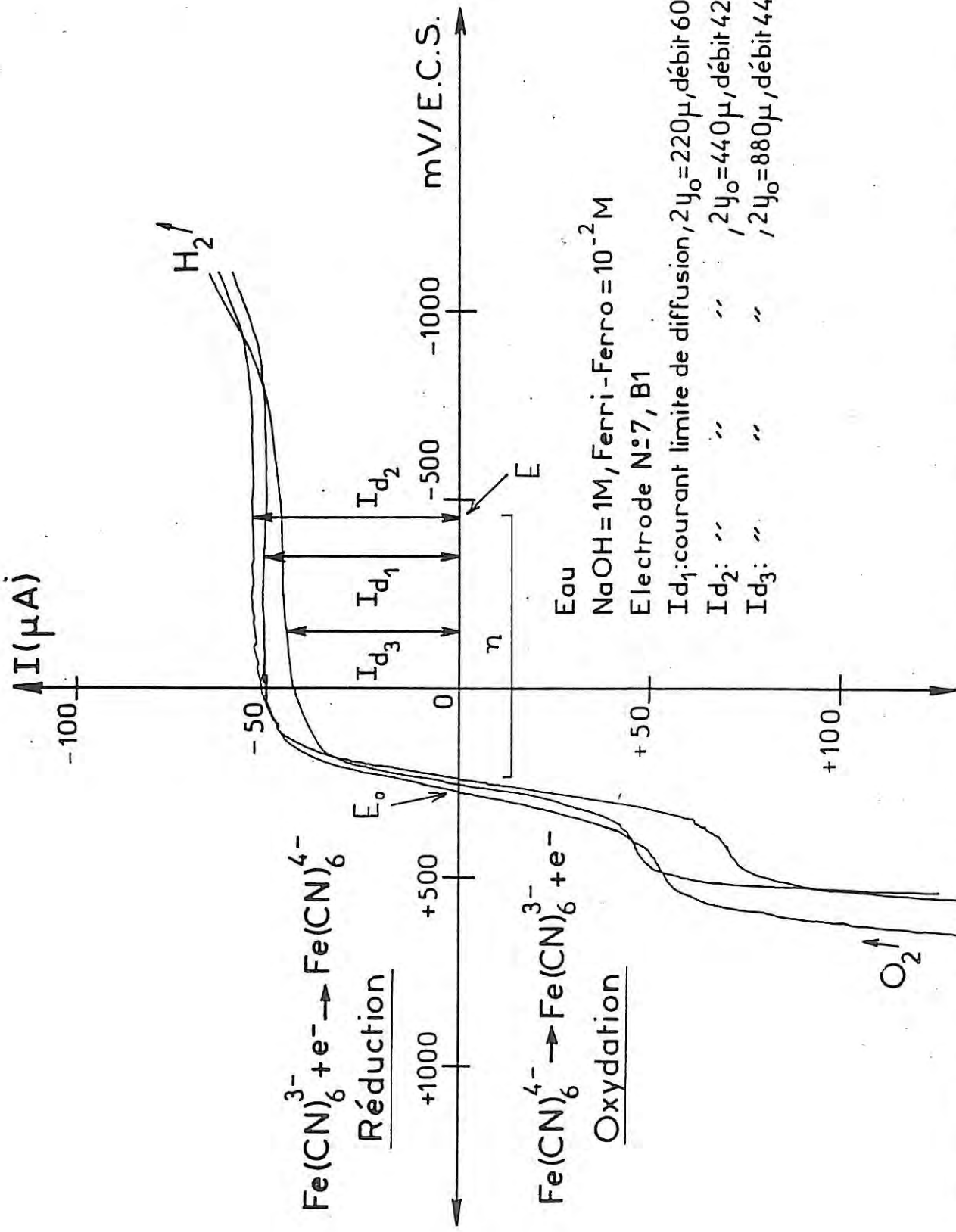


Figure 35. Exemples des courbes de mesures montrant la variation de l'intensité I du courant en fonction du potentiel η imposé. Les valeurs  $I_{d_1}$ ,  $I_{d_2}$ ,  $I_{d_3}$  sont les courants limites de diffusion (voir § 3.5).

Le problème est entièrement déterminé par les conditions aux limites :

$$\left[ \begin{array}{ll} c_q = 0 & \text{à la surface de l'électrode} \\ \frac{\partial c_q}{\partial y} = 0 & \text{sur la paroi solide isolante} \\ c_q = c_{\infty, q} & \text{au sein de la solution} \end{array} \right.$$

La résolution de l'équation (29) ne peut se faire que si la distribution de vitesse  $\vec{V}$  est connue. On peut montrer dimensionnellement (LEVICH [50]) que l'épaisseur de la couche de diffusion  $\delta_D$  (zone où il existe un gradient de concentration) est reliée à l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique  $\delta_h$  par :

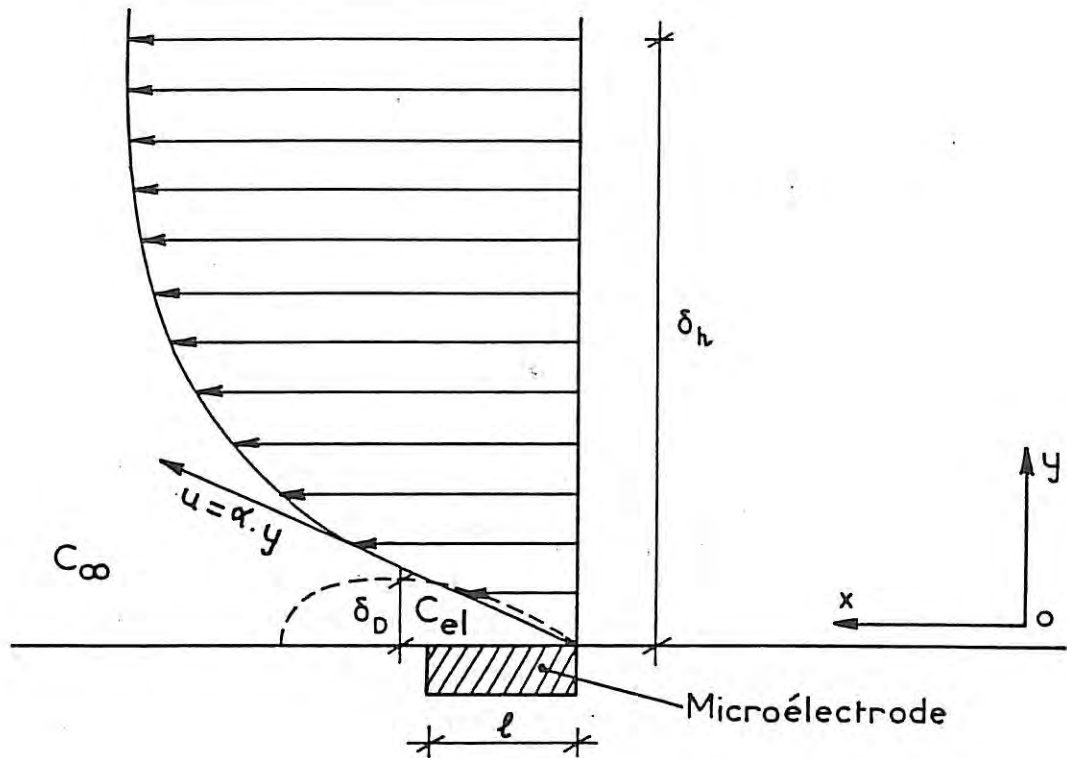
$$\delta_D = \delta_h \cdot Sc^{-1/3}$$

$Sc$ , nombre de Schmidt (c'est-à-dire rapport de la viscosité cinématique  $\nu$  de la solution au coefficient de diffusion moléculaire  $D$ ), est de l'ordre de  $10^3$  pour un liquide. La couche de diffusion ne représente alors qu'une petite fraction de la couche hydrodynamique où l'on peut assimiler la distribution de vitesse à son approximation linéaire tangente  $u(t) = \alpha(t)y$ ,  $\alpha(t)$  étant le gradient instantané de vitesse pariétal (figure 36).

L'équation (29) devient :

$$\alpha(t)y \frac{\partial c_q(t)}{\partial x} = D_q \frac{\partial^2 c_q(t)}{\partial y^2} \quad (30)$$

C'est l'équivalent du problème de Lévêque pour le transport



$\delta_D$  = couche de diffusion

$\delta_h$  = couche limite hydrodynamique

$C_\infty$  = concentration de la solution suffisamment loin de l'électrode

$C_{el}$  = concentration au niveau de l'électrode

Figure 36. Couches limites hydrodynamiques et diffusionnelle pour le cas d'un écoulement bidimensionnel.

chaleur. Cette équation, intégrée, par REISS et HANRATTY [68] conduit au profil de concentration  $c_q(y)$  pour tout  $x$  et permet de calculer le flux  $J$  d'après l'équation (28).

Pour une électrode de longueur  $L$  et de largeur  $l$  (transversalement à l'écoulement) il vient :

$$I_d(t) = 0,8075 z_q \cdot F \cdot c_{\infty,q} \cdot L \cdot l^{2/3} \cdot D_q^{2/3} \cdot \alpha(t)^{1/3} \quad (31)$$

On peut donc déduire le frottement pariétal local  $\tau_0 = \mu \cdot \alpha$  à partir de la mesure du courant limite  $I_d(t)$ .

La limite de validité de l'équation (31) (condition de quasi-stationnarité) peut être obtenue à partir de l'étude de la réponse en fréquence des sondes électrochimiques [56].

Le résultat de ce travail montre que cette limite est définie pour une fréquence de coupure  $f_c^+$  d'où l'on peut déduire le temps de réponse  $t_c$  :

$$t_c = \frac{2\pi}{0,76} \cdot \frac{l^{2/3}}{D_q^{1/3} \cdot \alpha^{2/3}} \quad (32)$$

#### - Détermination du sens de l'écoulement

La relation (31), reposant sur une mesure scalaire, ne donne que le module de  $\alpha$  mais ne renseigne pas sur le sens du vecteur, ce qui interdit la mise en évidence de recirculations éventuelles. L'emploi d'une dimicroélectrode [67] offre cette possibilité (voir photo 4).

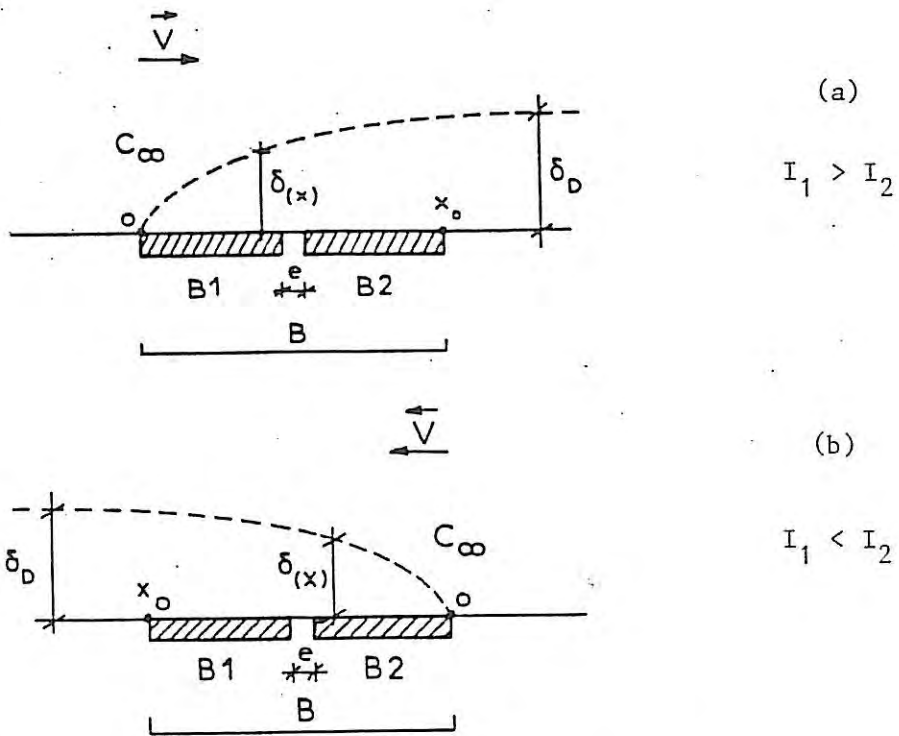


Figure 37. Schéma du principe de la détermination du sens de l'écoulement avec une dimicroélectrode B.

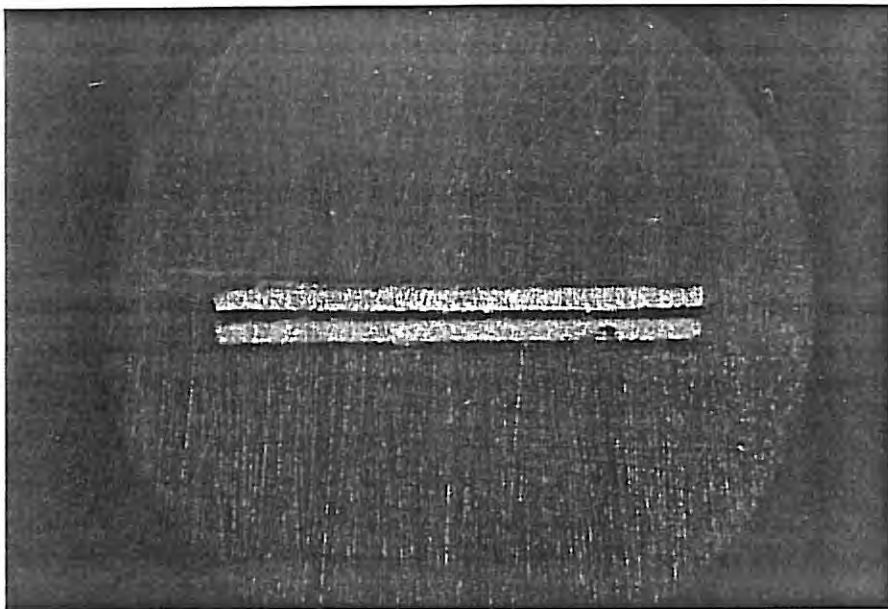


Photo 4. Le couple d'électrodes utilisées pour la mesure du gradient de vitesse pariétal et le sens de l'écoulement.

Si nous avons deux électrodes B1 et B2 (portées au même potentiel E) comme l'indique la figure 37, très proches l'une de l'autre mais séparées par un isolant (intervalle,  $e \approx 30 \mu$ ), nous pouvons supposer que tout se passe comme s'il n'y avait qu'une seule électrode et qu'une seule couche de diffusion  $\delta(x)$  s'est formée le long du système B1 et B2.

Si  $I_1$  et  $I_2$  sont les intensités des courants de diffusion respectivement de B1 et B2 (avec le même potentiel imposé),  $I_1 + I_2$  est donné par la formule (31) et de sa mesure on peut déduire le module du gradient de vitesse pariétal.

Sur l'électrode située en amont par rapport à l'écoulement le flux  $J_q = \int_0^1 J_q(x) dx$  redonne la valeur  $I_1$  donnée en équation (31).

Sur l'électrode aval on a :

$$J_q = \frac{21 + e}{1+e} \int J_q(x) dx$$

$$\text{d'où } I_2 = 0,8075 \cdot z_q \cdot F \cdot c_{\infty,q} \cdot L \cdot D_q^{2/3} \cdot \alpha^{1/3} [(21+e)^{2/3} - (1+e)^{2/3}]$$

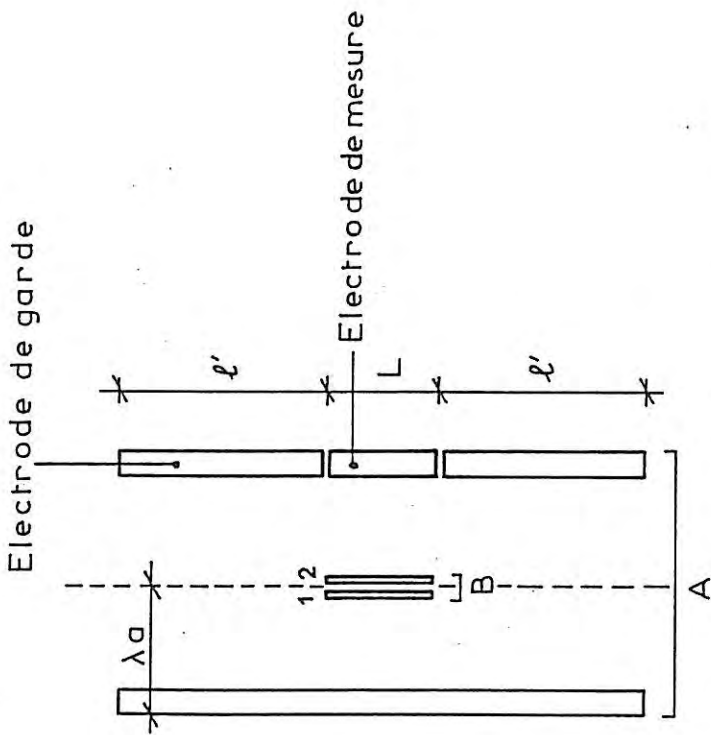
$$\text{Si } e \sim 0, \text{ alors : } I_2 = 0,587 I_1 \quad (33)$$

La mesure du signe de  $I_1 - I_2$  fournit donc le sens de l'écoulement.

Les essais qui suivent ont été réalisés avec un système comportant deux jeux d'électrodes, comme cela est indiqué sur la figure 38 et la photo 5 :

- Les électrodes A segmentées permettant la détermination de l'épaisseur de film.





A : électrodes segmentées pour la mesure d'épaisseur du film liquide.

B : dimicroélectrodes non segmentées pour la mesure du gradient de vitesse pariétal.

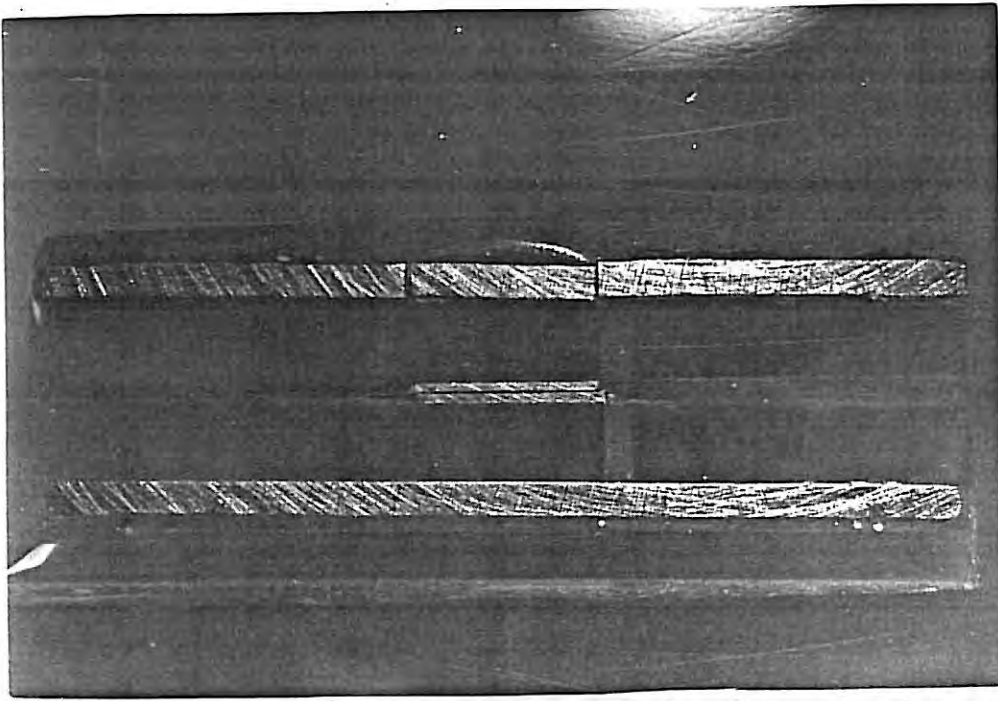


Figure 38. Schéma du système d'électrodes proposées.

Photo 5. Photo du système de microélectrodes prise au microscope optique.



- Les dimicroélectrodes B non segmentées qui nous servent pour la mesure du gradient de la vitesse pariétal.

Ce dispositif permet la mesure simultanée de l'épaisseur du film et le gradient de vitesse pariétal (voir aussi § 3.5.1.c).

La grande simplicité du système de mesure adopté et la grande facilité de mise en oeuvre expérimentale de la méthode électrochimique confèrent à cette dernière un avantage certain sur les autres méthodes.

### 3.5. CALIBRATION DES ELECTRODES SUR LA PLAQUE D'ETUDE DANS UNE GEOMETRIE DE TYPE "POISEUILLE PLAN"

#### 3.5.1. Description du montage

##### a) Partie hydraulique

On réalise un écoulement de "Poiseuille plan" dans une cellule constituée par deux plaques planes parallèles horizontales distantes d'une hauteur  $h$  calibrée au moyen de cales d'épaisseur en feuilles de "Mylar" (voir photo 6 et figure 39).

La surface de la plaque inférieure sur laquelle sont placées les électrodes de mesure (en tout 10 couples d'électrodes), régulièrement disposées le long de la plaque, constitue le plan de mesure qui sera placé ultérieurement en soufflerie.

Le liquide utilisé (20 litres environ) se trouve en réserve dans un bac d'alimentation (2) situé à une hauteur  $H = 1$  m au-dessus du

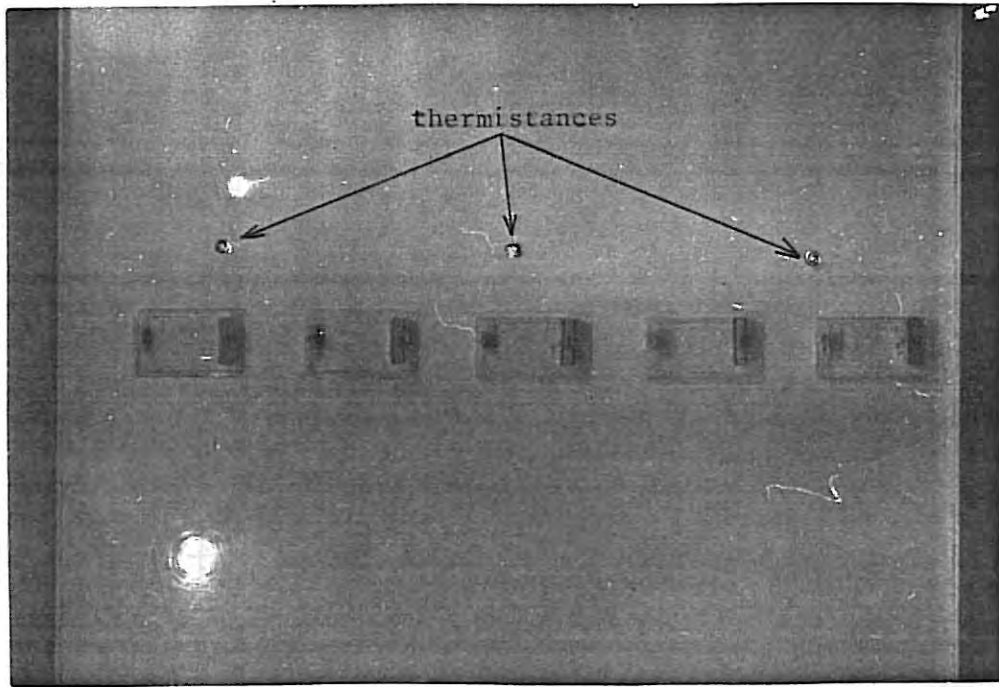


Photo 6. La plaque de mesure.

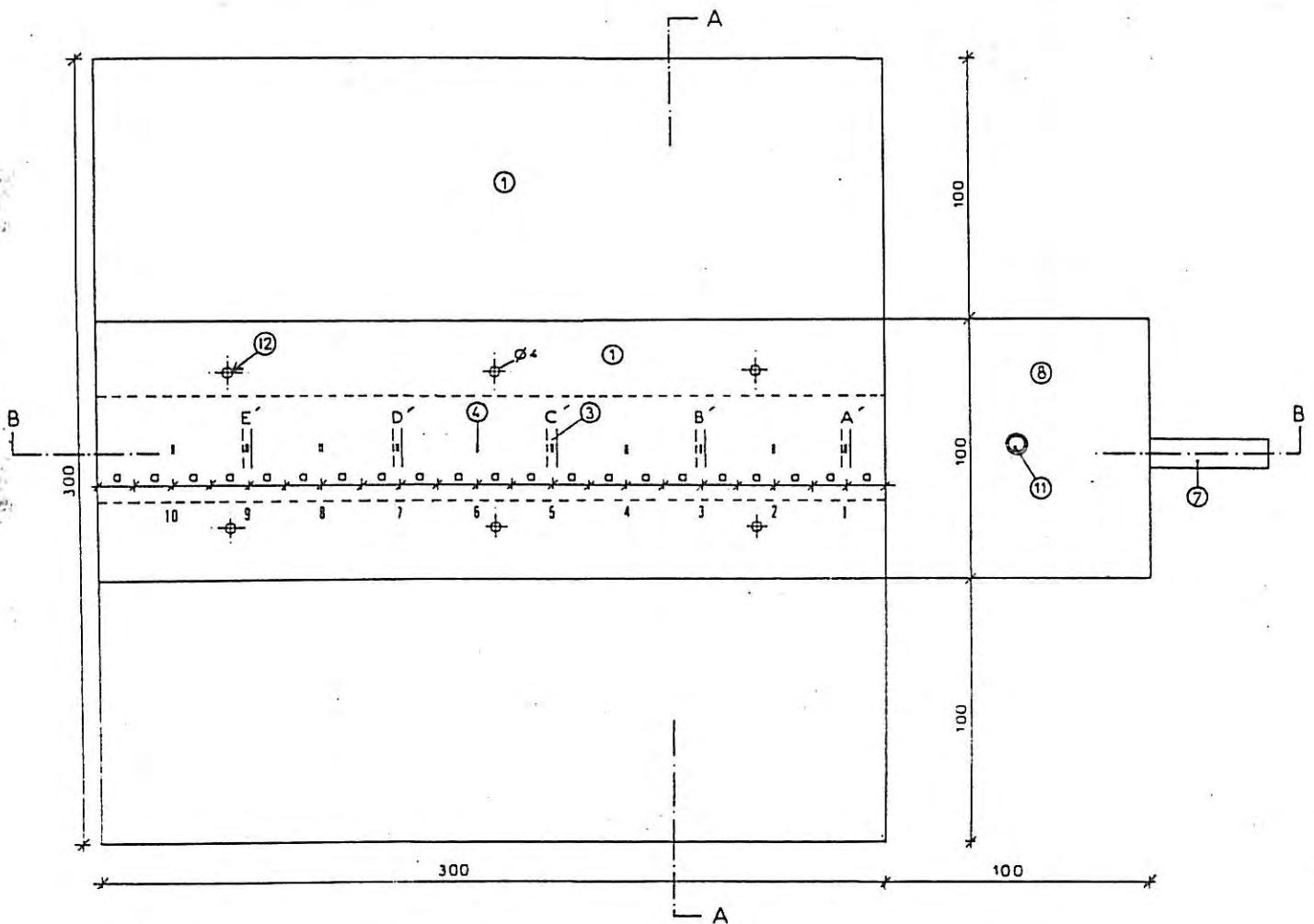
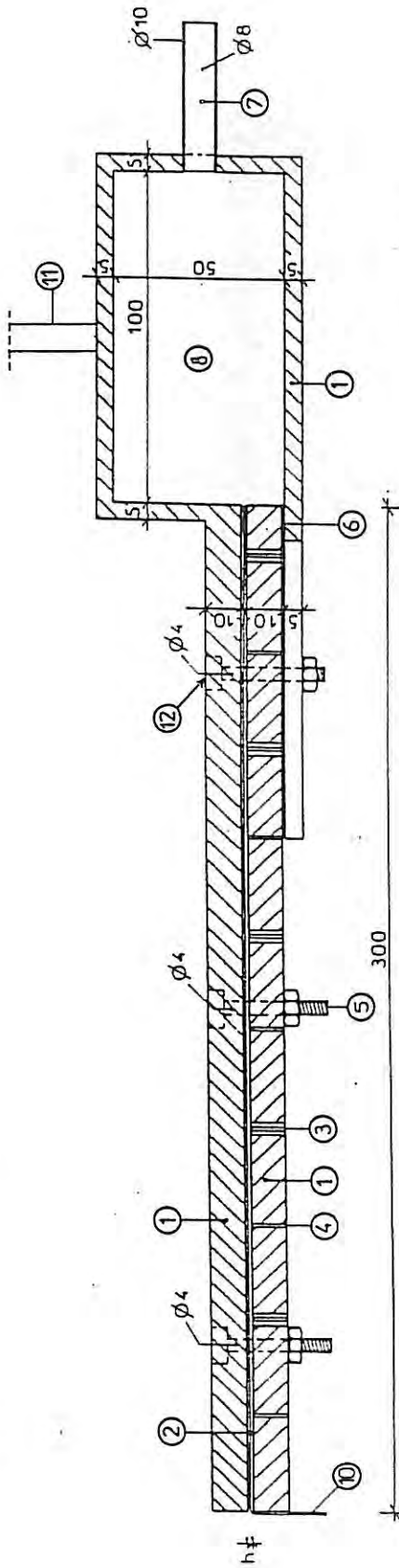
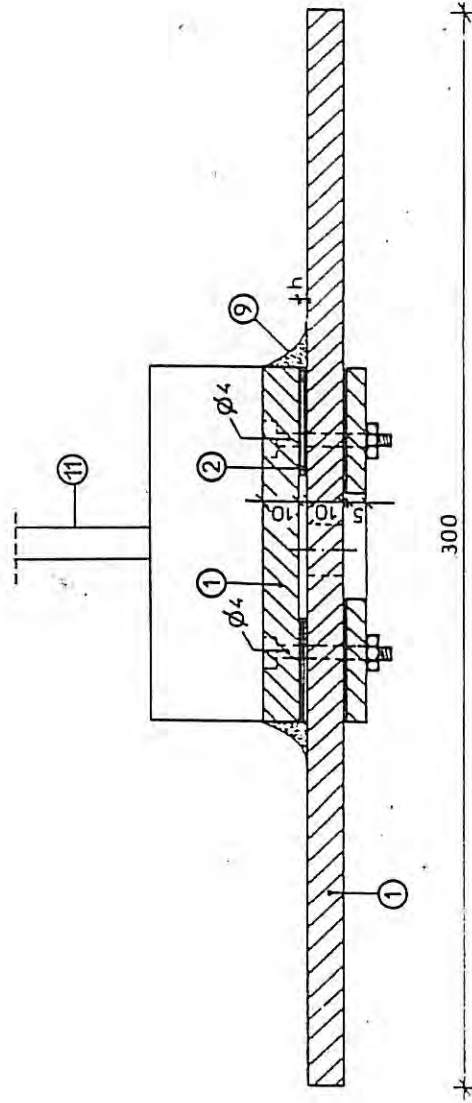


Figure 39. Le plan d'étude avec la plaque de mesure.



COUPE BB



COUPE AA

1. Plaque en plexiglass
2. Cales (feuilles "Mylar")
3. Electrodes (A',B',C',D',E) (pour la mesure de l'épaisseur du film et le gradient de vitesse pariétale)
4. Electrodes doubles
5. Vis
6. Joint de caoutchouc
7. Tube d'alimentation
8. Boîte de plexiglass
9. Mastic silicone
10. Feuille "Mylar" (drainage du liquide)
11. Tube de pression
12. Capteur de température (résistance)

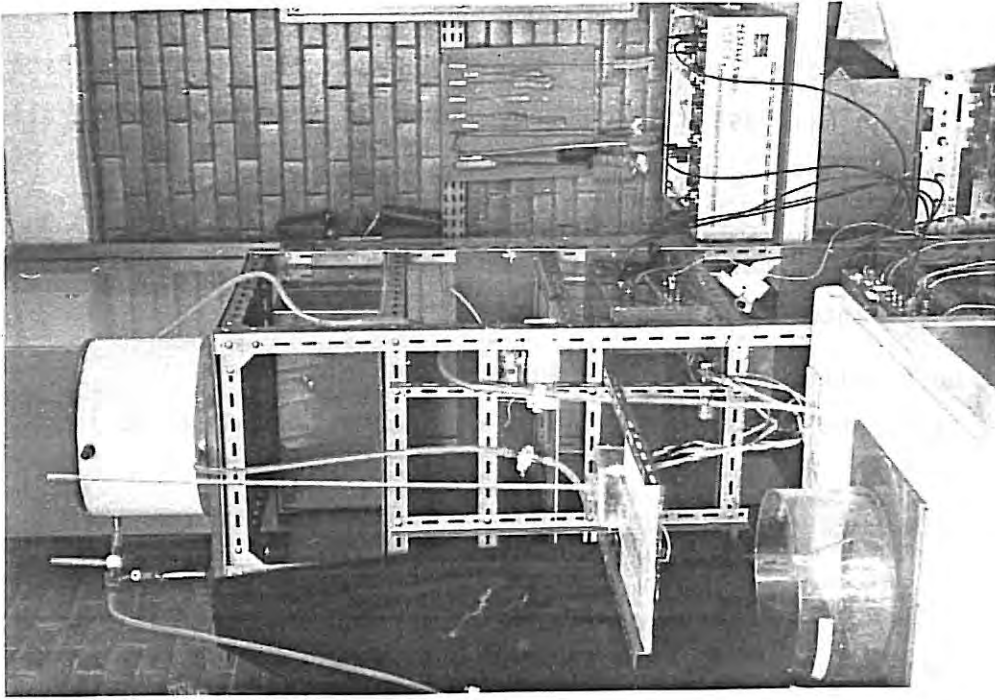


Photo 7. Vue générale du montage.

1. Pompe d'aspiration du liquide
2. Réservoirs tampons
3. Plan d'étude
4. Vannes
5. Trop-plein
6. Partie électrique (A',B',C',D',E', électrodes)
7. Tube de mesure de pressions

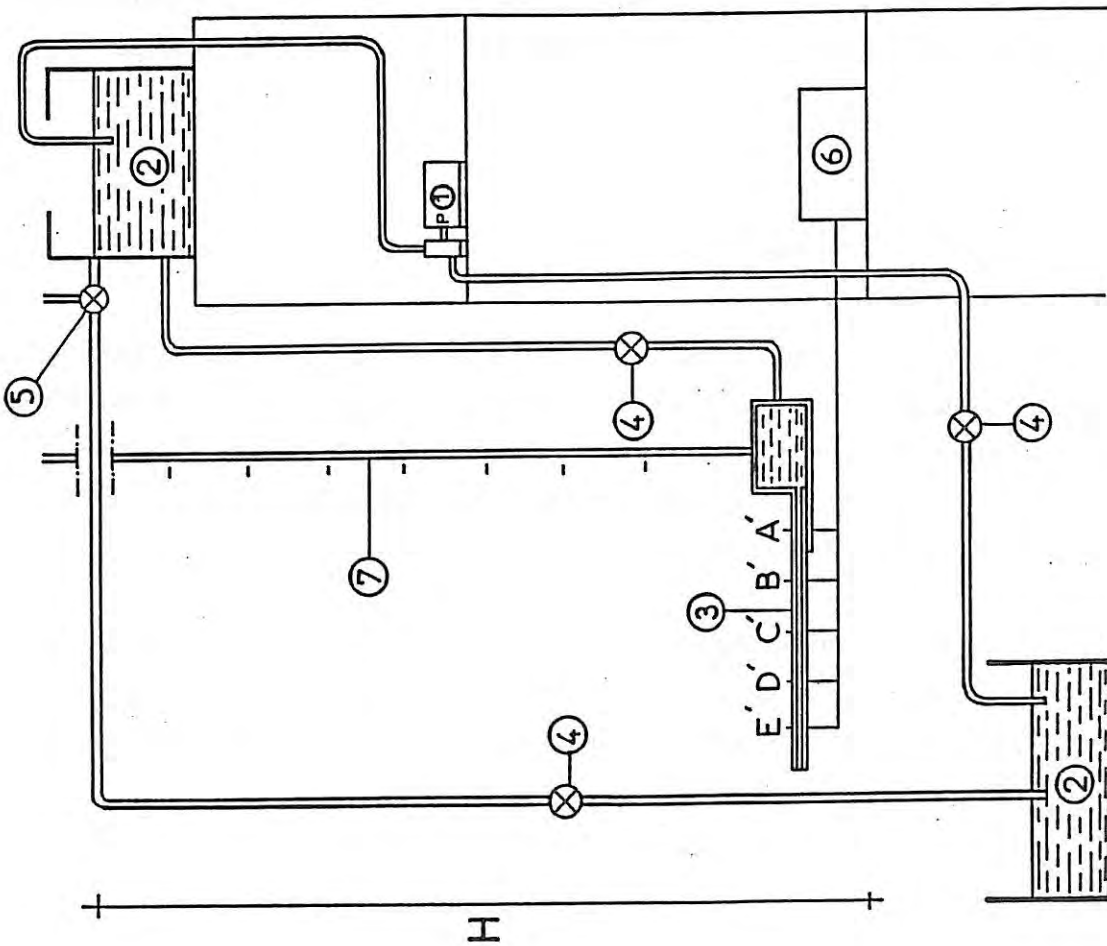


Figure 40. Schéma du montage hydraulique.

plan d'étude et muni d'un trop-plein (5) (voir figure 40). Il est dirigé dans une boîte en plexiglass à travers une vanne de réglage (4) d'où il s'écoule à travers la cellule.

Cette cellule nous a paru convenir pour assurer simultanément les fonctions suivantes :

- possibilité de choisir l'épaisseur du film,
- étalement régulier du liquide sur toute la largeur de la cellule,
- écoulement du liquide sur une surface lisse avec un débit constant.

A la sortie de la cellule le liquide est recueilli dans un petit réservoir puis renvoyé dans le bac d'alimentation au moyen d'une pompe (1). Le débit reste constant pendant toute la durée de la manipulation si le niveau dans le bac d'alimentation ne varie pas.

Pour mesurer le débit passant dans la cellule nous prélevons à sa sortie le volume  $v$  s'écoulant pendant un temps connu (1 min. par exemple).

#### b) Partie électrique

Nous avons décrit dans la partie théorique comment le fait d'imposer à l'électrode un potentiel  $E'$  différent du potentiel  $E$  caractérisant l'état d'équilibre, entraînait une réaction électrochimique d'oxydo-réduction à la surface de celle-ci et donc, l'apparition d'un courant  $I$  mesurable sur un circuit extérieur (voir paragraphe 3.3.1).

Pour déterminer expérimentalement le courant limite de diffusion, nous avons mis au point un appareil permettant le tracé des courbes courant-tension, qui est du type "suiveur de courant" [ 58 ]. Grâce à ce

montage, on évite d'utiliser une électrode de référence, comme c'est le cas avec un potentiostat (voir CAMPERGUE [ 60 ]). On peut aussi déterminer le sens de l'écoulement en utilisant deux montages identiques pour les deux électrodes et en mesurant la différence des courants (voir figure 41).

A cet appareil nous avons associé le montage de la figure 34 permettant la mesure de l'épaisseur  $h$  du film (voir figure 42). Il est conçu de manière à fournir une valeur de tension ( $I/V$ ) égale à  $500 / R_E$  où 500 est une caractéristique de l'appareil définie par la valeur des composants électroniques utilisés. Sachant que :

$$G^* = \frac{1}{R_E \cdot \sigma \cdot L} \simeq \frac{h}{2,3 \cdot a} \quad (\text{voir figure 35}),$$

nous avons :

$$h = \frac{2,3 \cdot a \cdot (I/V)}{500 \cdot \sigma \cdot L} \quad (34)$$

Pour les électrodes utilisées,  $a = 1,5$  mm et  $L = 0,3$  cm. On obtient :

$$h_{\text{mm}} = \frac{(I/V)}{43,5 \cdot \sigma} \quad (35)$$

La variation de  $\sigma$  avec la température est donnée sur la figure 43.

En résumé, ce nouvel appareil nous donne localement et instantanément les valeurs de  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_1 - I_2$ , et  $I_1 + I_2$  (et  $h$ ) (voir photo 8 ).



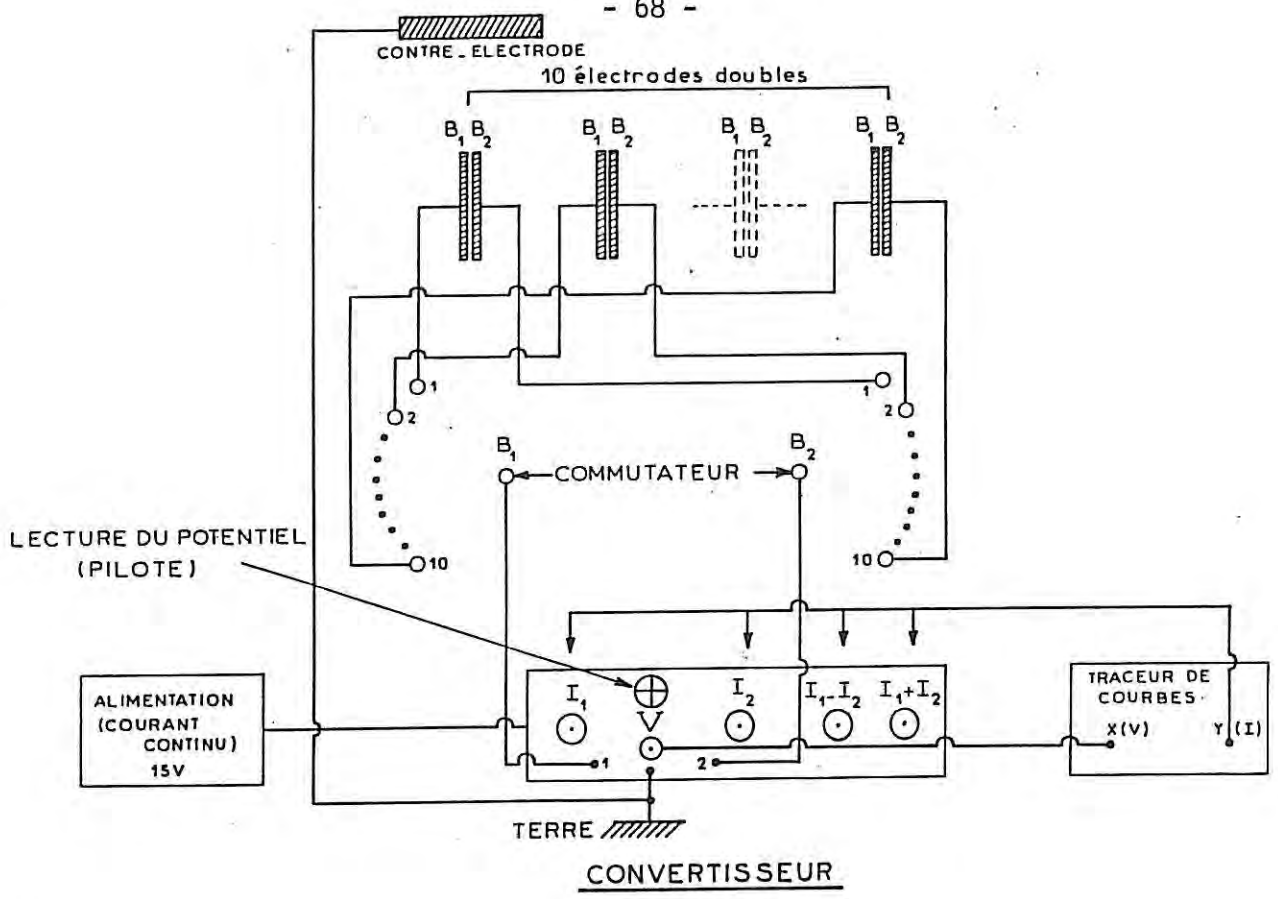


Figure 41. Le montage électrique des électrodes doubles avec l'appareil de mesure du gradient de vitesse pariétal.

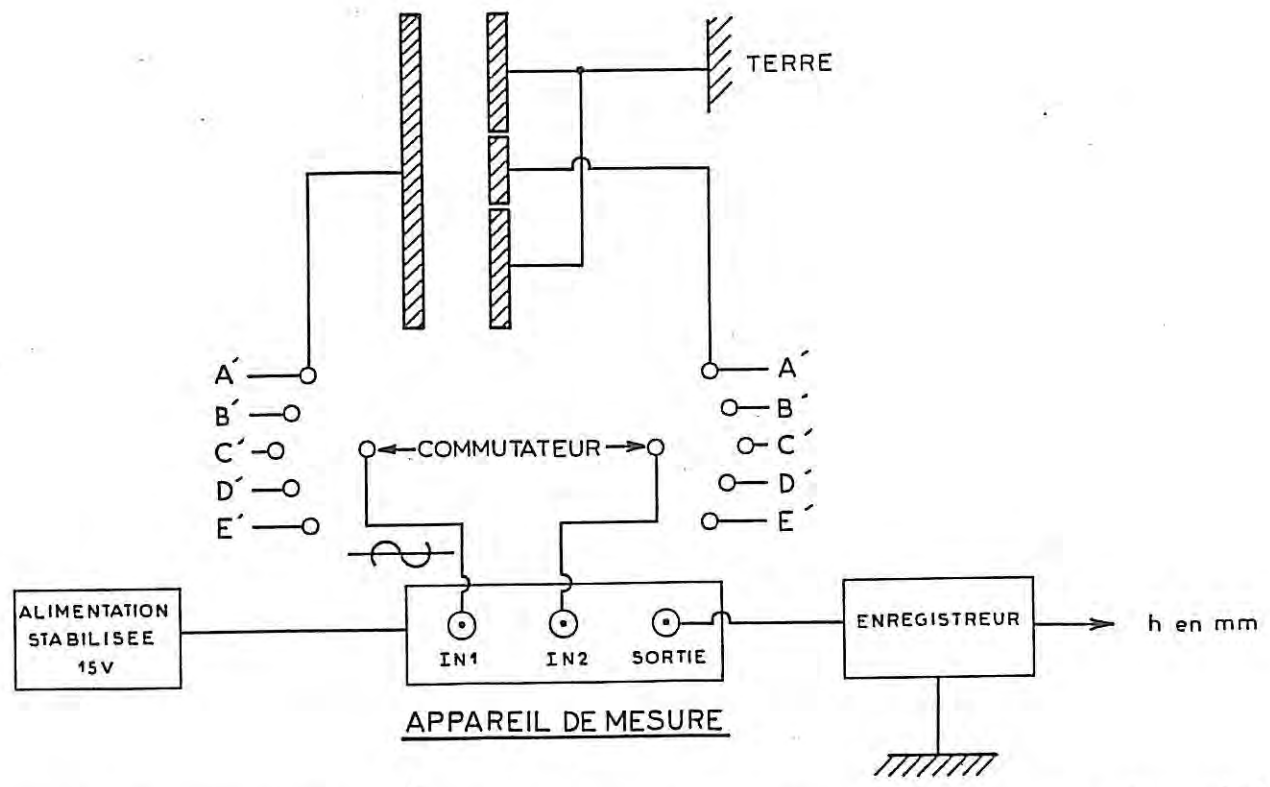


Figure 42. Montage permettant la mesure de l'épaisseur du film aux points A, B, C, D ou E, de la cellule de mesure. (Le montage électrique de l'appareil de mesure est présenté sur la figure 34.)

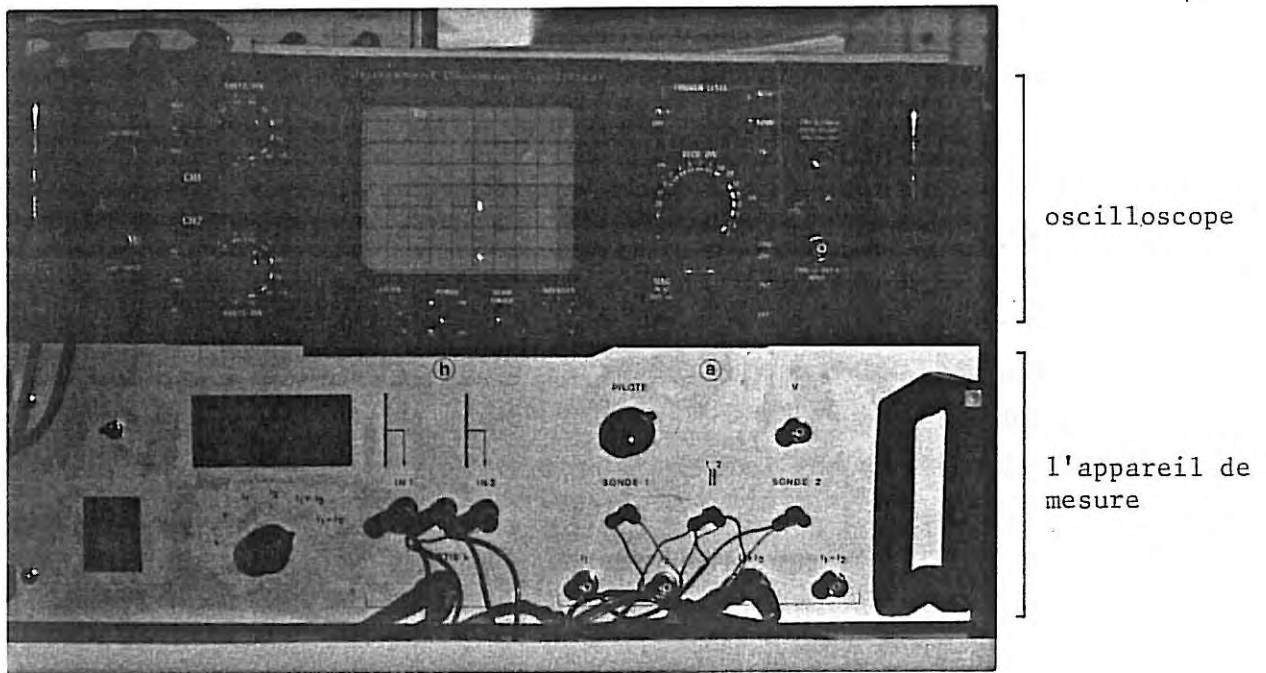


Photo 8. L'appareil de mesure ("prototype conductivimètre polarographique"). Sur l'écran nous pouvons observer le double signal :  $h$  et  $I_1 + I_2$ .



### c) Electrodes

Nous avons trois types d'électrodes :

1. Electrodes doubles de mesure  $B_1$  et  $B_2$  (dimicroélectrodes) (voir figure 38 et photo 4)

Elles sont en nickel (ou en platine), de largeur  $l \approx 0,130$  mm, longueur  $L \approx 3$  mm et  $\lambda.a = 0,15$  mm. Elles sont isolées par une feuille de "Mylar" de faible épaisseur ( $25 \mu$ ) collée à l'araldite et sont totalement noyées et collées dans la plaque (voir figure 39 et photo 6).

La surface de travail est ensuite polie à l'aide d'une suspension à poudre d'alumine ( $3000 \text{ \AA}$ ).

2. Electrodes segmentées A (voir figures 38,42, et photo 4)

L'électrode de mesure est en platine, de largeur  $l = 0,5$  mm et de longueur  $L \approx 3$  mm. Elle est entourée par deux électrodes de garde de longueur  $l' \approx 6$  mm pour assurer la condition de bidimensionnalité. Ses dimensions sont choisies pour travailler dans la partie linéaire de la courbe  $G^* = f(h/a)$  (voir CONEY [61]). Elles permettent la détermination de l'épaisseur du film autour de 1 mm.

3. Contre-électrode

Le rôle de la contre-électrode est d'assurer le passage du courant et elle doit être d'une surface suffisamment grande par rapport à l'électrode de mesure afin que la valeur de courant soit uniquement déterminée par les caractéristiques de l'électrode de mesure.

Dans un premier temps, nous avons utilisé comme contre-électrode deux plaques de nickel collées sur le plan et situées de part et d'autre des électrodes de mesure.

En fait, l'expérience a montré qu'on peut utiliser l'ensemble des électrodes de garde comme contre-électrode sans modifier les résultats.

d) Conditions opératoires

En définitive la solution retenue est une solution aqueuse de soude NaOH à une concentration de 1 mol/lit (40 gr/lit), de Ferrocyanure  $10^{-2}$  mol/lit (4,22 gr/lit) et de Ferricyanure  $10^{-2}$  mol/lit (3,29 gr/lit).

Remarques :

La température de la solution varie avec celle de l'ambiance du laboratoire et également par échauffement à la traversée de la pompe. Il faut en tenir compte dans la détermination de la viscosité  $\mu$  et du coefficient de diffusion D (variation de 2 % environ par degré).

Les viscosités dynamiques ont été mesurées au viscosimètre de Couette (CONTRAVES Rhéomat 15') avec le système "Low Shear" permettant d'atteindre de très faibles vitesses de cisaillement. Les masses volumiques  $\rho$  du liquide donc les viscosités cinématiques  $\nu$  ont été mesurées avec un simple pycnomètre, ce qui a permis de calculer les viscosité cinématique  $\nu = \mu/\rho$ . Les valeurs de coefficient de diffusion D ont été calculées par la formule de STOKES-EINSTEIN :

$$D = \frac{T}{\mu} \cdot 2,50 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (36)$$

T est la température absolue en °K.

La figure 43 représente les variations de  $\mu$ ,  $\nu$ ,  $\sigma$  et D en fonction de la température ; elles sont quasi linéaires dans ce domaine de température. Les valeurs de  $\sigma$  sont données dans l'ouvrage [70].

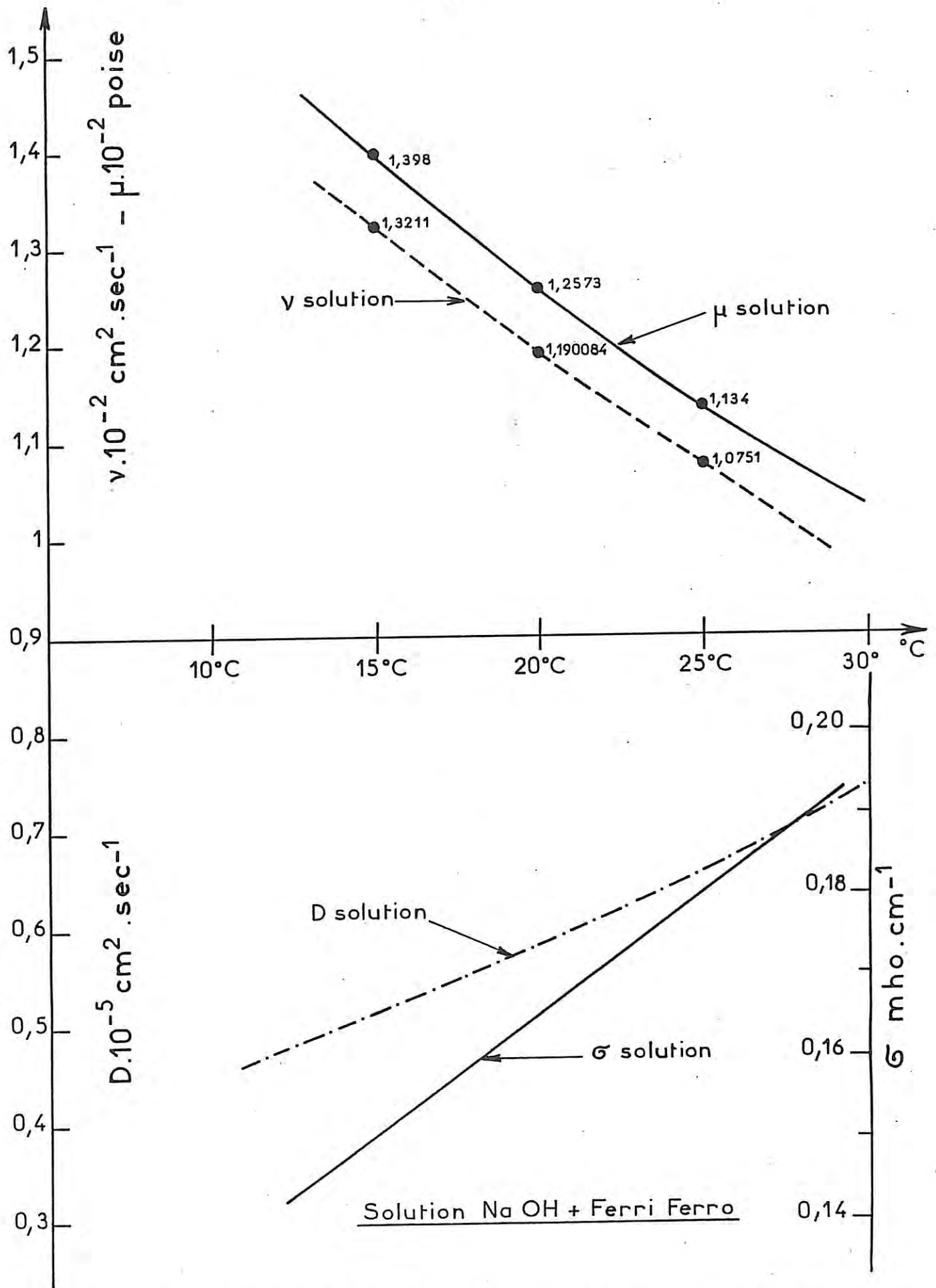


Figure 43. Variations de la viscosité dynamique  $\mu$ , cinématique  $\nu$ , de la conductivité  $\sigma$  et du coefficient de diffusion  $D$  en fonction de la température.

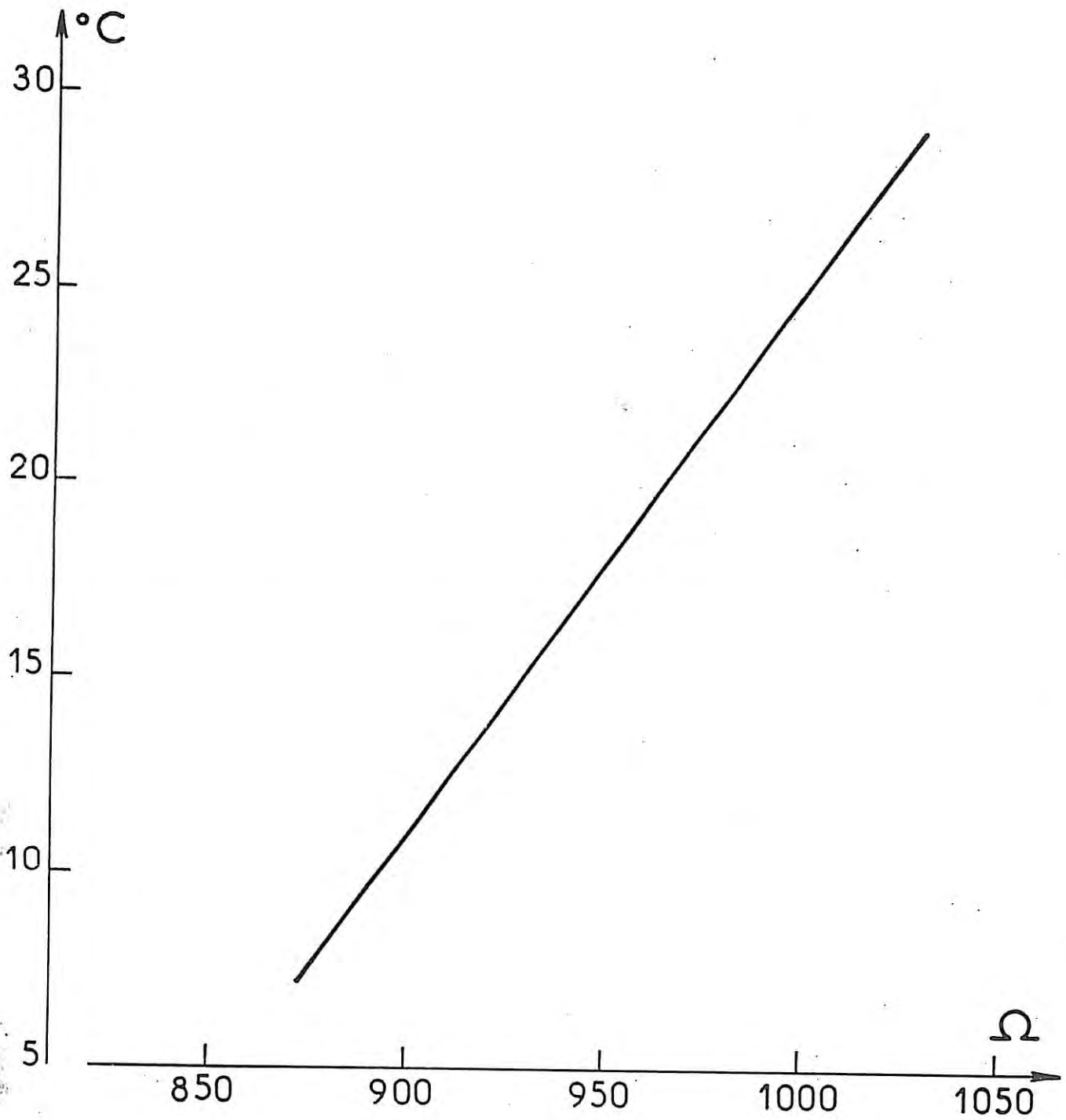


Figure 44. Etalonnage des résistances de la plaque en fonction de la température.

La température a été mesurée à l'aide d'une thermistance affleurant la surface de la plaque. L'étalonnage de cette thermistance est donné sur le schéma de la figure 44.

### 3.5.2. Test de la section de mesure

Pour valider les méthodes polarographique et conductimétrique, il a paru nécessaire de tester la cellule pour différentes épaisseurs. Nous avons adopté quatre épaisseurs : 200 - 400 - 800 - 1500  $\mu$ , correspondant respectivement à quatre débits constants : 0,83 - 7,58 - 7,91 - 4,58  $\text{cm}^3/\text{sec}$ .

Dans ces conditions l'écoulement est laminaire du type "Poiseuille plan", le profil des vitesses est parabolique et vérifie les résultats classiques :

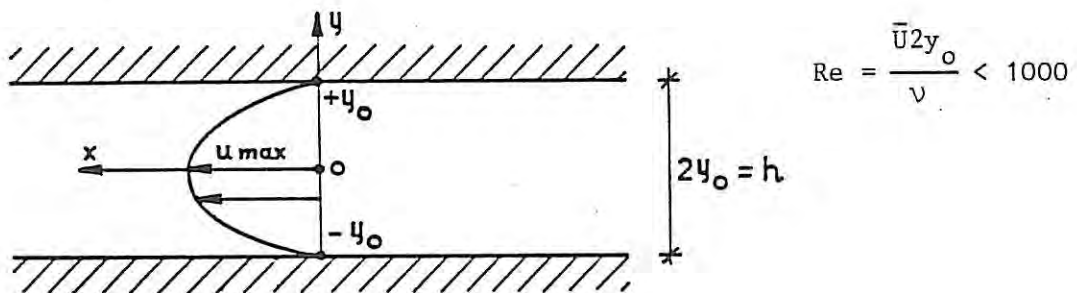


Figure 45. Principe de l'écoulement entre les deux plaques du type "Poiseuille plan".

$$u = u_{\max} \left[ 1 - \left( \frac{y}{y_0} \right)^2 \right], \quad u_{\max} = \frac{3}{2} \bar{u} = \frac{y_0^2}{2\mu} \frac{\Delta p}{X}$$

Par unité de largeur le débit volumique est :

$$q_u = 2y_0 \bar{u} = \frac{2}{3} y_0^3 \frac{\Delta p_g}{\mu_{liq} X}$$

où  $\frac{\Delta p_g}{X}$  est le gradient de pression dans le canal.

La contrainte tangentielle  $\tau_0$  est la suivante :

$$\tau_0 = \mu_{liq} \cdot \alpha = \mu_{liq} \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \pm \frac{3}{2} \mu_{liq} \frac{q_u}{z' y_0^2} \quad (37)$$

où  $z'$  est la largeur du canal. On en déduit :

$$y_0 = \sqrt[3]{\frac{3\mu X q_u}{2\Delta p_g}} \quad (38)$$

$X$  = longueur de la plaque.

En fait, il est quasiment impossible de déterminer exactement  $y_0$  d'après la valeur des cales d'épaisseur de "Mylar", aussi avons-nous préféré partir de la mesure de débit et de la perte de charge, calculer  $y_0$  en utilisant la formule 38 et comparer les résultats (tableau 4). Nous constatons que les valeurs de  $h$  par les deux méthodes sont très proches.

$q_u$ cm <sup>3</sup> /sec	0,83	7,58	7,91	4,58
$\bar{h}$ (nominale) mm	0,200	0,400	0,800	1,5
$\bar{h}$ (cales) mm	0,210	0,410	0,820	1,550
$h$ ( $\frac{q_u}{\Delta p_g}$ ) mm	0,206	0,422	0,802	1,450

TABLEAU 4.

Avec les valeurs précédentes de  $h$  et pour chaque électrode segmentée, avec notre appareil nous avons mesuré les valeurs de résistance  $R_E$  équivalant à des valeurs de conductance réduite  $G^*$ . Les résultats sont exposés sur le tableau 5 et la figure 46. On peut constater que ces valeurs expérimentales coïncident avec la théorie définie au paragraphe 3.3. Ce graphique nous a servi ensuite comme étalonnage des électrodes pour la mesure de l'épaisseur du film dans la soufflerie.

D'autre part nous avons vérifié la formule 31 en y introduisant les valeurs de  $\bar{\alpha} = \frac{du}{dy}$  déterminées à partir de la formule 37. Les résultats sont présentés sur la figure 47. Les valeurs expérimentales se placent de façon satisfaisante par rapport à cette droite. Les dispersions observées proviennent essentiellement des légères variations de surface d'une électrode à l'autre, inévitables en raison de leur mode de construction.

### 3.5.3. Remarques

- Les caractéristiques géométriques des électrodes jouent un grand rôle sur la mesure de l'épaisseur du film ou du gradient de vitesse pariétal . Puisque nos électrodes ont été faites à la main nous avons dû étalonner chaque électrode après avoir mesuré ses caractéristiques géométriques avec un microscope.

- La soude utilisée comme électrolyte support détériore lentement les colles entourant les électrodes, ce qui nous oblige à démonter souvent la cellule et à la repolir.

Ces différents inconvénients entraînent une précision sur  $h$  de l'ordre de 1 - 5 % et la mesure du gradient de vitesse pariétal est plus précise pour les grandes épaisseurs.

Nous signalons aussi la nécessité d'un blindage électrique et sa mise à la terre, pour le circuit de mesure de l'épaisseur du film.



SOLUTION NaOH 1M + FERRI-FERRO 10<sup>-2</sup>M

$$G^* = \frac{1}{R_E \cdot \sigma \cdot l}$$

Conductivité spécifique de NaOH

- 18°C = 0,16 mho/cm
- 19°C = 0,1630 mho/cm
- 20°C = 0,1660 mho/cm
- 21°C = 0,1690 mho/cm
- 22°C = 0,1720 mho/cm
- 23°C = 0,1750 mho/cm
- 24°C = 0,1780 mho/cm
- 25°C = 0,1810 mho/cm
- 26°C = 0,1838 mho/cm
- 27°C = 0,1866 mho/cm
- 28°C = 0,1894 mho/cm
- 29°C = 0,1922 mho/cm
- 30°C = 0,1950 mho/cm

ELECTRODES SEGMENTEES

	$h_{mm}$	0,210	0,410	0,820	1,550
	$h/a$	0,14	0,273	0,5466	1,033
	$\theta$ °C	27°	27°	27,5°	26,2°
	$\sigma$ $\frac{mho}{cm}$	0,1866	0,1866	0,1880	0,1845
A	$R_E$ $\Omega$	300	144	76,56	56,88
	$G^*$	0,0595	0,124	0,231	0,3176
B	$R_E$ $\Omega$	317,6	168,8	83,04	59,64
	$G^*$	0,0562	0,1058	0,213	0,303
C	$R_E$ $\Omega$	324,4	146,4	82,56	59,84
	$G^*$	0,055	0,122	0,214	0,3019
D	$R_E$ $\Omega$	274,4	130,4	76,04	56,92
	$G^*$	0,065	0,1369	0,233	0,3174
E	$R_E$ $\Omega$	294	148	63,68	59,52
	$G^*$	0,0607	0,1206	0,278	0,3035
	$R_{E\text{ moy}}$	302,08	147,5	76,37	58,56
	$G^*_{\text{ moy}}$	0,059	0,121	0,2321	0,3085

- Erreur de mesure de l'appareil 0-3%

TABLEAU 5. RESULTATS EXPERIMENTAUX DE MESURE DE CONDUCTANCE REDUITE  $G^*$  POUR LES CAS DES ELECTRODES SEGMENTEES DE LA PLAQUE.

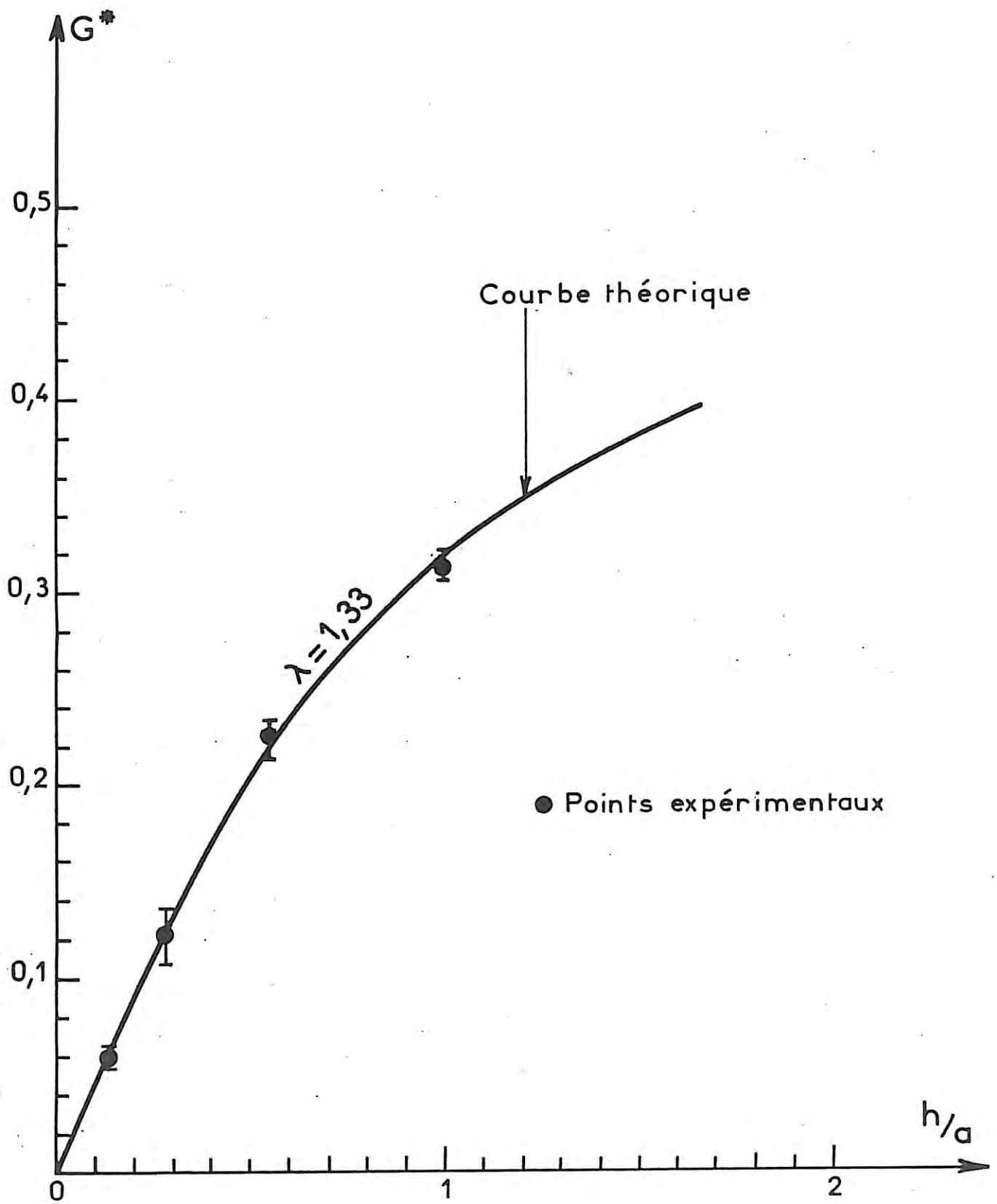


Figure 46. Variation de la conductance réduite  $G^*$  en fonction de  $\frac{h}{a}$  pour les électrodes segmentées de la plaque.

$C_{\infty} = 10^{-5} \text{ mol/cm}^3$   
 $n = 1$   
 $L = 0,3 \text{ cm}$   
 $l_m \cong 0,025 \text{ cm}$   
 $F = 96500 \text{ C}_b$   
 $D \cong 7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$

Electrodes

		$q_u \text{ cm}^3/\text{sec}$	0,83	7,58	7,91	4,58
		$\Delta p_g \text{ Baryes}$	95300	98600	14840	1461
		$2y_o \mu$	206	422	802	1450
		$\theta^\circ \text{ } ^\circ\text{C}$	25,3	27	28,5	27,5
		$a \text{ sec}^{-1}$	2933	4509	1844	327
A'	1	$I_1 - I_2$	10	10,5	10	2
		$I_1 + I_2$	90	95	71	43
B'	3	$I_1 - I_2$	18,5	19	4	8,5
		$I_1 + I_2$	95	130	73	50
C'	5	$I_1 - I_2$	17,2	13	14	9
		$I_1 + I_2$	92	115	80	55
D'	7	$I_1 - I_2$	12,5	22	15,5	10
		$I_1 + I_2$	88	125	82	50
E'	9	$I_1 - I_2$	9,2	9	11,4	7,6
		$I_1 + I_2$	76	102	72	45
	$\mu\text{A}$	$I_1 + I_2$ exp. m.	88,2	113,4	75,6	48,6
		$I_1 + I_2$ theor. m.	99,2	117,3	89,6	50

TABLEAU 5. RESULTATS EXPERIMENTAUX DE MESURE DES INTENSITES DES COURANTS POUR LES CAS DES ELECTRODES DOUBLES  $B_1$  et  $B_2$  AUX POINTS A', B', C', D', E' DE LA PLAQUE.

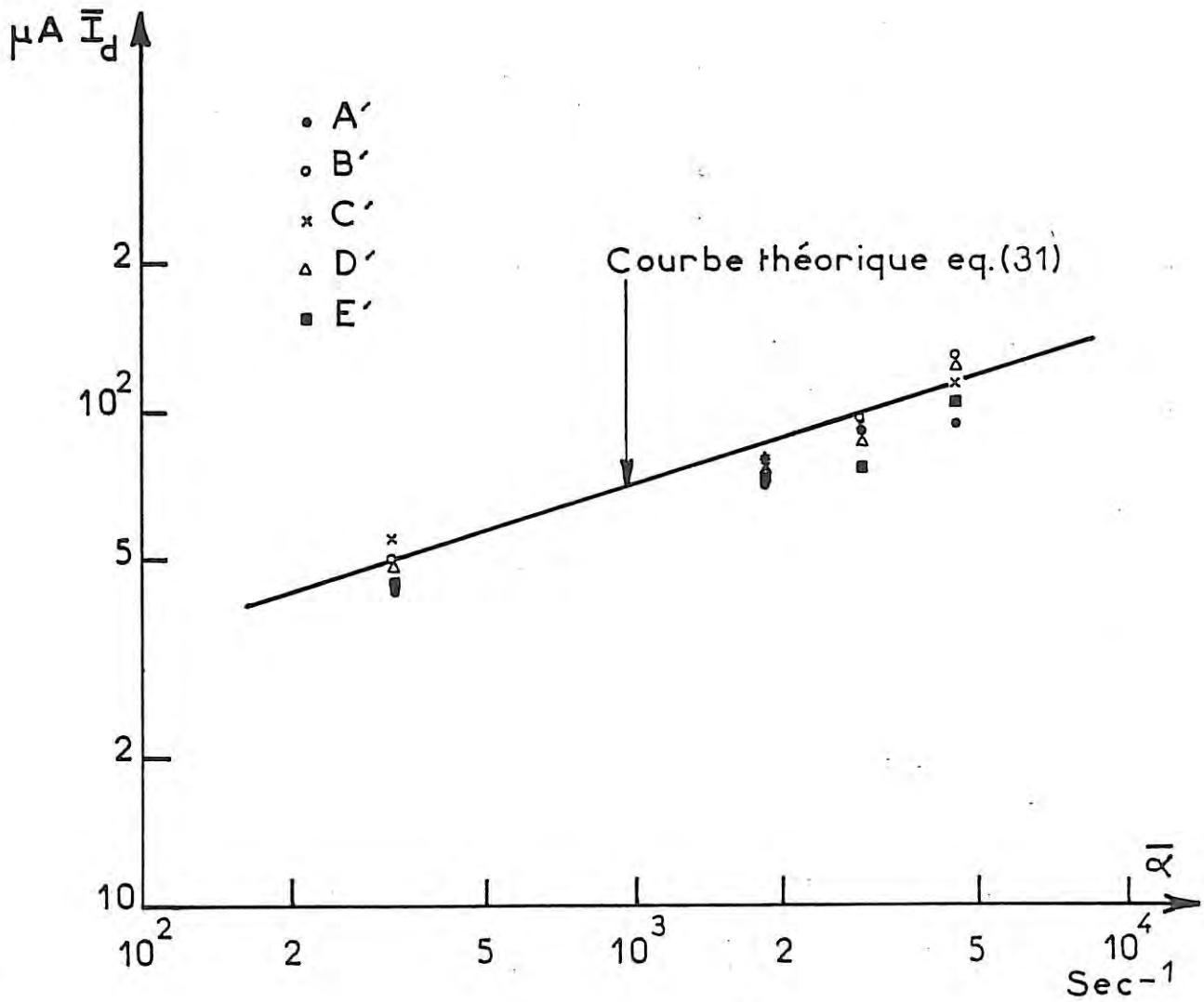
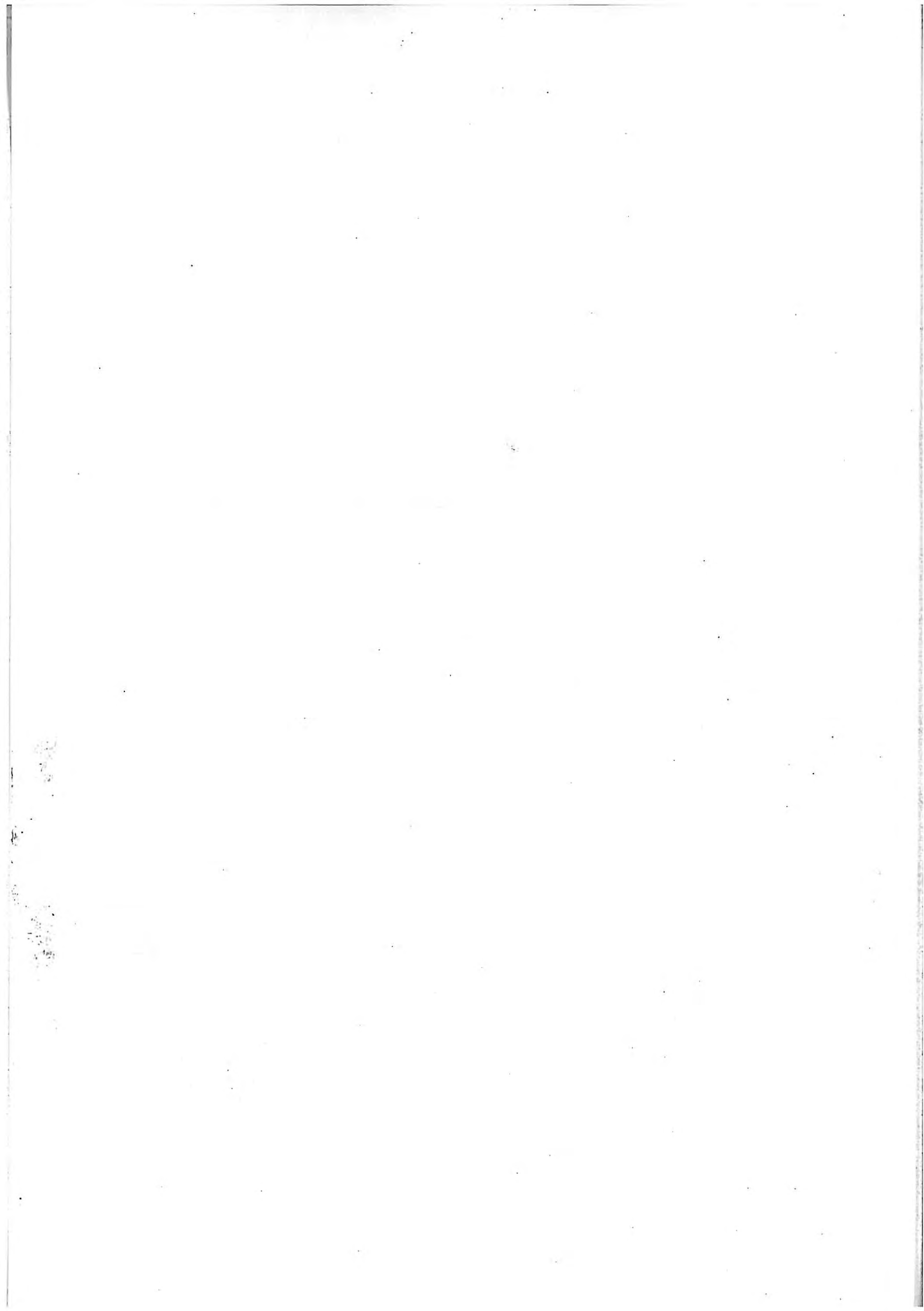
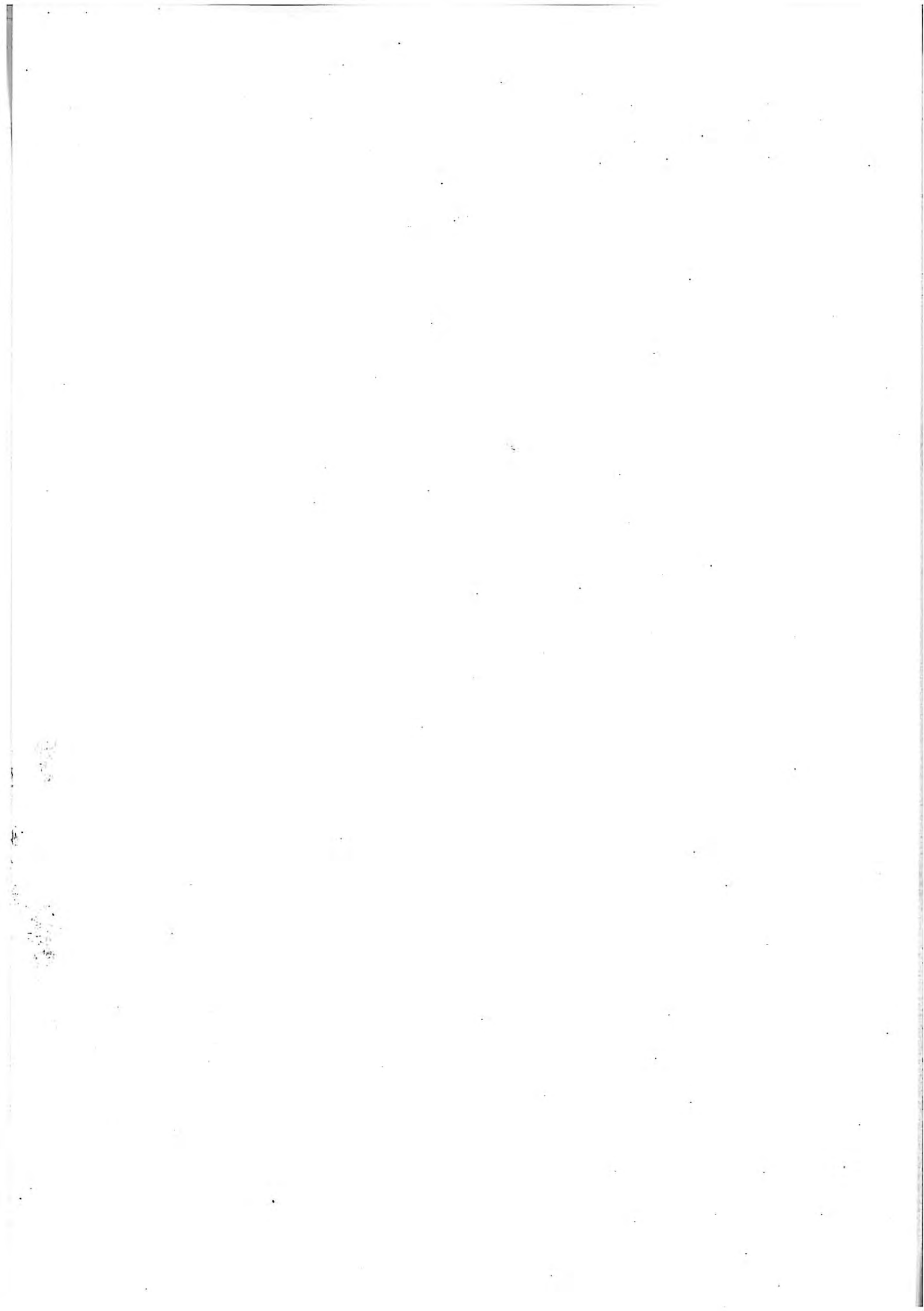


Figure 47. Variation de courant limite de diffusion  $I_d$  en fonction du gradient de vitesse pariétal, pour les cinq microélectrodes 1, 3, 5, 7, 9, situées à différentes distances A', B', C', D', E', de l'extrémité de la plaque.



CHAPITRE IV

FILMS D'EAU ENTRAÎNÉS PAR L'AIR SUR UN PLAN INCLINÉ  
RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX



Dans ce chapitre, après avoir décrit le dispositif expérimental permettant l'étude des films d'eau entraînés par le vent, nous présenterons les premiers résultats obtenus par la méthode électrochimique.

#### 4.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MODE OPERATOIRE

Le montage comporte une plaque en plexiglas de dimensions 30 x 30 cm et d'épaisseur 1 cm, inclinée par rapport à l'horizontale. Elle est vissée sur un support fixe constitué par deux joues parallèles en tôle de laiton. Elle peut occuper les positions angulaires suivantes (par rapport au plan horizontal) :  $\phi = 0^\circ - 5^\circ - 10^\circ - 15^\circ - 20^\circ - 25^\circ - 30^\circ - 45^\circ - 60^\circ - 75^\circ - 90^\circ$  (voir figure 48).

L'une des joues latérales est munie de 6 prises de pressions distantes les unes des autres de 5 cm. L'ensemble est posé sur une base en bois aggloméré peint et placé dans la veine d'essais (section 50 x 50 cm) du tunnel aérodynamique du C.E.T.I.A.T. .

Dans la chambre, la vitesse peut être imposée entre 5 et 35 m/s. Pour satisfaire les exigences des sondes électriques, nous avons utilisé une solution NaOH (1M) contenant du ferricyanure et du ferrocyanure de potassium en concentrations équimolaires [0,01 M], permettant à la fois la mesure conductimétrique ou polarographique. Le liquide est conduit à travers un robinet de réglage (12) dans un réservoir rectangulaire en charge (4) placé juste devant la plaque inclinée et dont la paroi supérieure est poreuse (verre fritté) de porosité 4 (diamètre des pores :  $11 \mu\text{m} < d < 16 \mu\text{m}$ , norme ISO/DIS 4793).

L'eau qui filtre à travers la paroi poreuse est entraînée par le vent vers la plaque inclinée. La fraction de l'eau qui franchit le bord supérieur de la plaque est recueillie dans un réservoir en plexiglas (9).



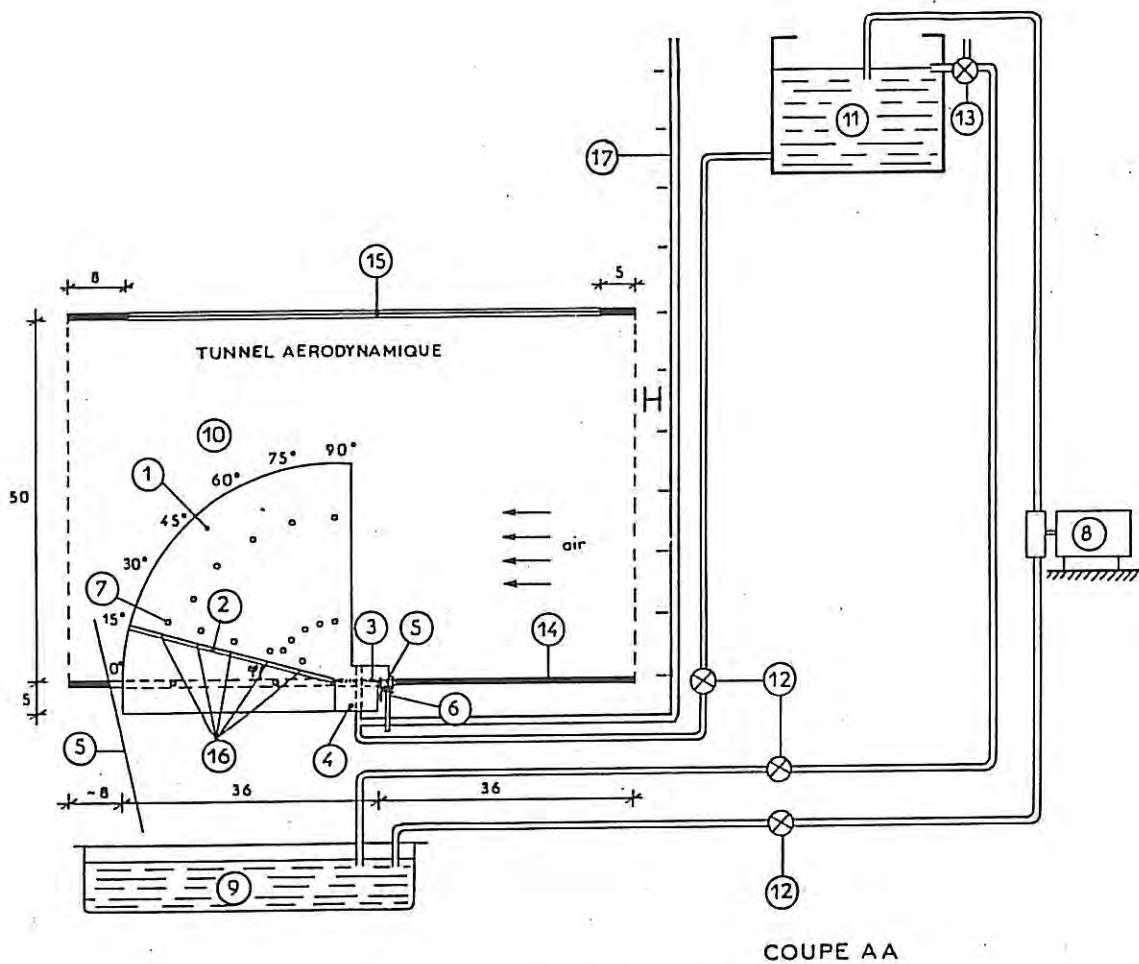
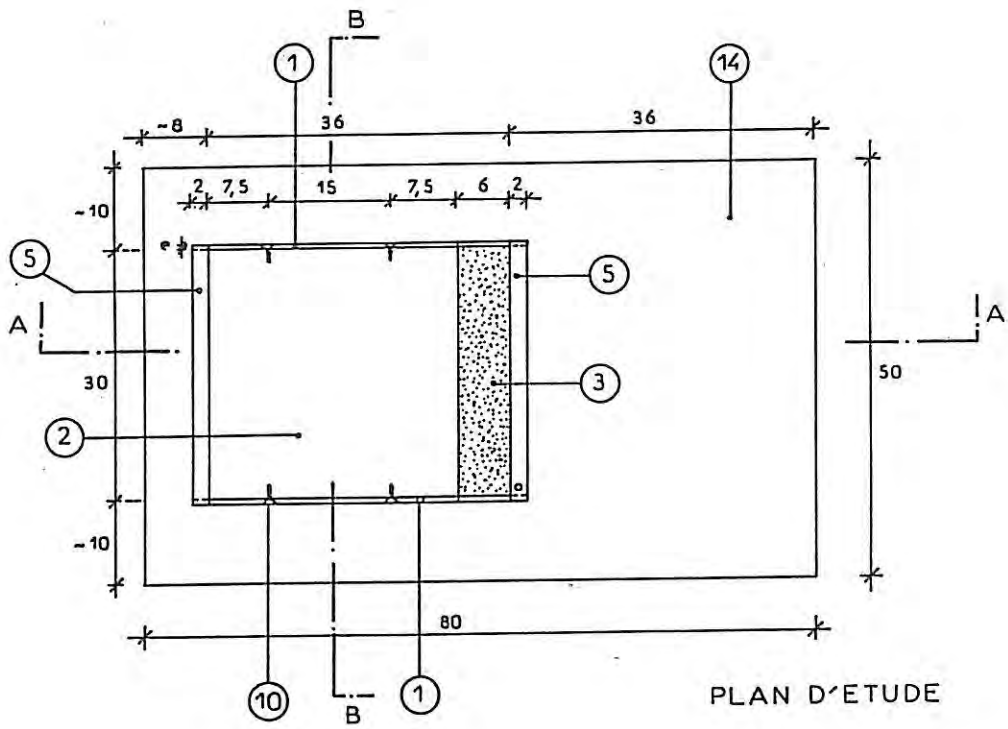
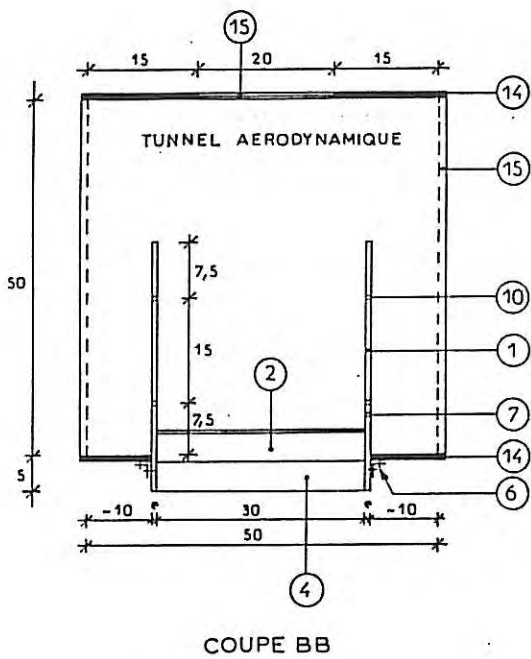


Figure 48. Schéma du dispositif expérimental à la soufflerie du C.E.T.I.A.T. à ORSAY.



1. Tôle en laiton (support)
2. Plaque en plexiglas
3. Plaque en verre frittée
4. Réservoir d'eau 30 × 6 × 5 cm
5. Recueil d'eau
6. Equerres de fixation (2,5 × 2,5 cm)
7. Prises de pression
8. Pompe de remontée du liquide
9. Réservoir en plexiglas
10. Fixation par vis
11. Récipient du liquide
12. Robinet de réglage
13. Vannes à trois voies (trop-plein)
14. Support en bois
15. Ouverture pour observation (plexiglas)
16. Vers partie électrique
17. Tube de mesure des pressions

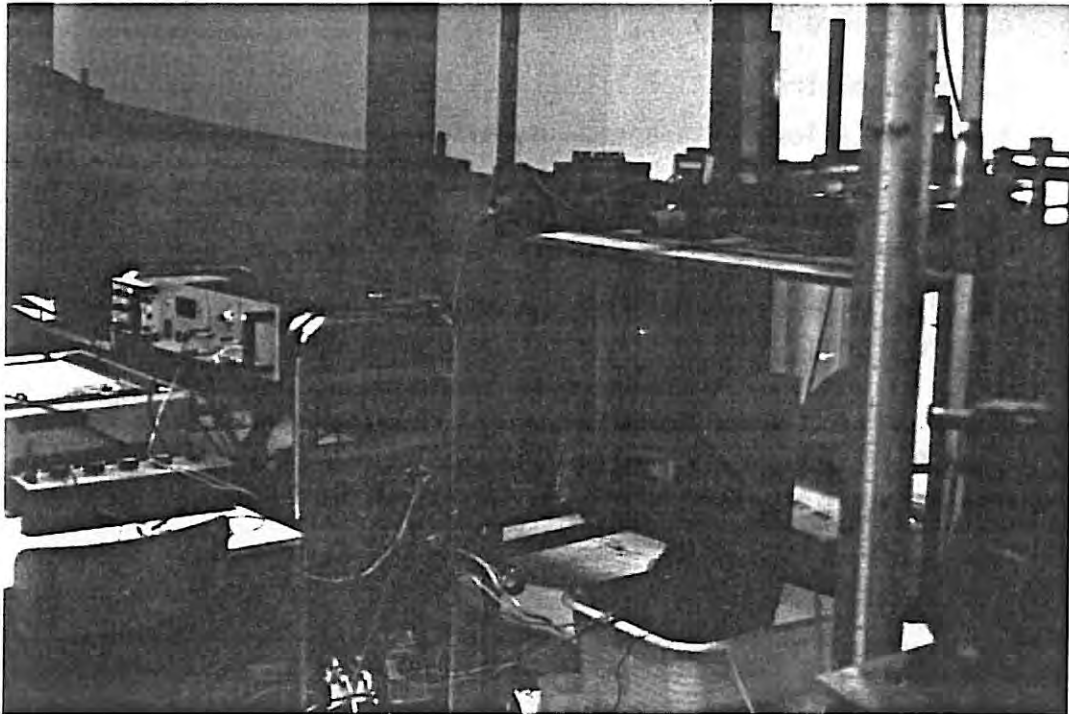


Photo 9. Le dispositif expérimental à la soufflerie du C.E.T.I.A.T. à Orsay.

L'étanchéité de la plaque en plexiglas est assurée sur ses bords par un mastic au silicone.

La face inférieure de la plaque en plexiglas (qui n'est pas en contact avec l'eau) est peinte en blanc, ce qui facilite l'observation des mouvements du film. Sa face supérieure est dégraissée à l'alcool pur avant chaque expérience pour en éliminer les impuretés et les matières grasses.

#### 4.2. APPAREILLAGES

Les appareillages utilisés sont les suivants :

1. Un tube de Pitot très mince fixé sur un support à déplacement micrométrique, pour explorer l'écoulement de l'air jusqu'au voisinage de la plaque (première mesure à  $y = 0,5$  mm).
2. Un manomètre Fortier à huile de silicone relié au Pitot ( $\rho \approx 800$  Kg/m<sup>3</sup> à 20°C). La loi d'étalonnage du manomètre est :  $P - P_0 = \rho g H = 7,85 H$  (où H est exprimé en mm et  $P - P_0$  en Pa).
3. Un manomètre simple, constitué par un tube en U gradué pour mesurer la perte de charge et de ce fait régler le débit d'eau à l'aide de la vanne de précision (12).
4. Un micro-moulinet anémométrique pour une mesure rapide de la vitesse moyenne de l'air dans le tunnel.
5. Deux lampes d'éclairage de 100 W.
6. Un stroboscope pour observer le film liquide.
7. L'appareil de mesure associé aux sondes de mesures électriques d'épaisseur du film, de contrainte pariétale et du sens d'écoulement (voir § 3.5.1.b).
8. Un enregistreur graphique à 6 voies RIKEN-DENSHI avec une vitesse maximale d'enregistrement 600 mm/min.

9. Un multimètre pour mesurer la température du liquide à l'aide d'une thermistance (voir § 3.5.1.d).

#### 4.3. OBSERVATIONS PRELIMINAIRES

Des observations préliminaires du film d'eau entraîné par le vent nous ont permis de distinguer différentes phases quand la vitesse du vent croît à partir du zéro. Dans ce qui suit nous décrivons ces phases dans le cas où le débit du liquide apporté sur la plaque est assez élevé (environ  $500 \text{ cm}^3/\text{min}$ ) et l'angle  $\phi$  d'inclinaison de la plaque égal à  $15^\circ$ .

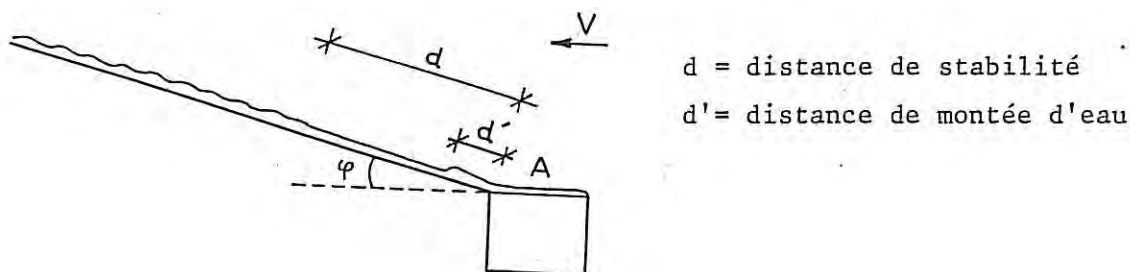


Figure 49.

Ces observations sont les suivantes :

1. L'eau ne filtre à travers la paroi poreuse A que si la pression de l'eau sous-jacente est suffisante (voir figure ci-dessus).

2. Quand l'eau filtre à travers cette paroi elle n'est entraînée sur la plaque inclinée que si la vitesse du vent est suffisante (voir figure 50).

3. Dans une première phase le film est épais et irrégulier mais ne dépasse pas la distance  $d'$  (distance de montée d'eau). L'eau n'atteint donc pas le bord supérieur de la plaque (voir figure 50, phase 1).

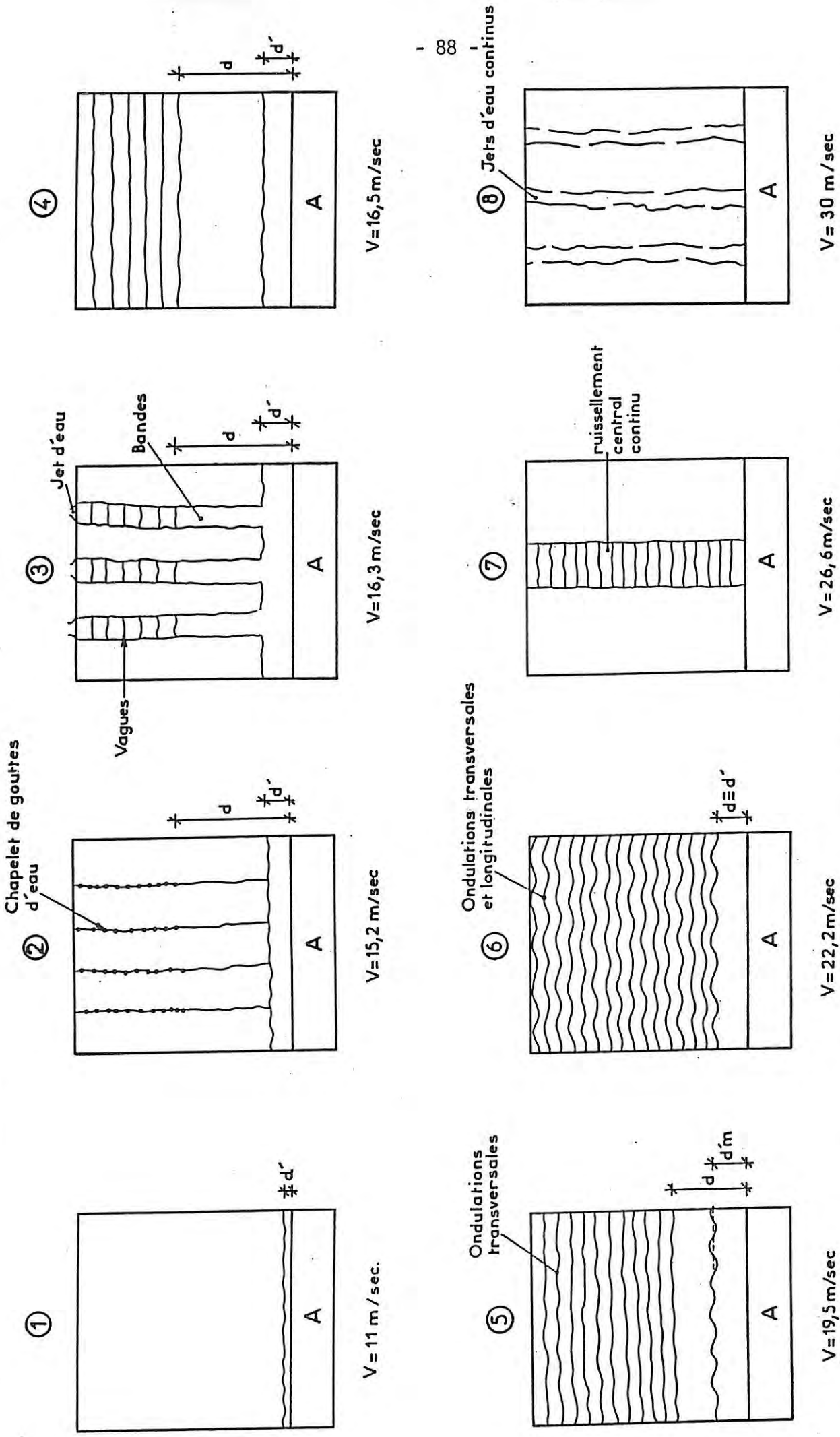


Figure 50. Les différentes phases présentées par l'eau de pluie poussée par le vent sur un plan incliné de  $\phi = 15^\circ$ .

4. Si la vitesse du vent augmente, le film s'étend en gouttes régulièrement dispersées en chapelets, puis en bandes, puis en film continu. Dans ces phases l'eau (gouttes ou films) franchit le bord supérieur de la plaque (phases 2,3,4).

5. Le film ainsi produit laisse apparaître des ondulations à partir d'une distance  $d$  appelée distance de stabilité (voir figure 50, phases 5 et 6).

En fait, il y a deux systèmes d'ondes, les unes sont transversales, les autres longitudinales (voir travaux TAKLA [53] ).

L'expulsion de l'eau à l'extrémité supérieure de la plaque s'effectue sous forme de jets régulièrement émis selon la structure des ondes longitudinales.

6. Aux grandes vitesses du vent le film se rassemble dans la région centrale de la plaque (voir figure 50, phase 7).

A la vitesse maximale du vent que l'on peut atteindre dans la soufflerie (35 m/s), l'eau n'est plus entraînée quand l'angle  $\phi$  d'inclinaison dépasse  $30^\circ$  environ.\*

Les distances  $d$  et  $d'$  varient avec la vitesse du vent comme l'indique la figure 51.

La surface de la plaque frittée est de  $0,018 \text{ m}^2$ . Le débit apporté par une pluie courante sur cette surface serait donc de  $0,18 \text{ cm}^3/\text{min}$ , par une forte averse de  $7,2 \text{ cm}^3/\text{min}$ , par une très forte averse de

---

\* On notera l'intérêt pratique de cette expérience pour la détermination d'une valeur limite de l'inclinaison de toitures de bâtiments.

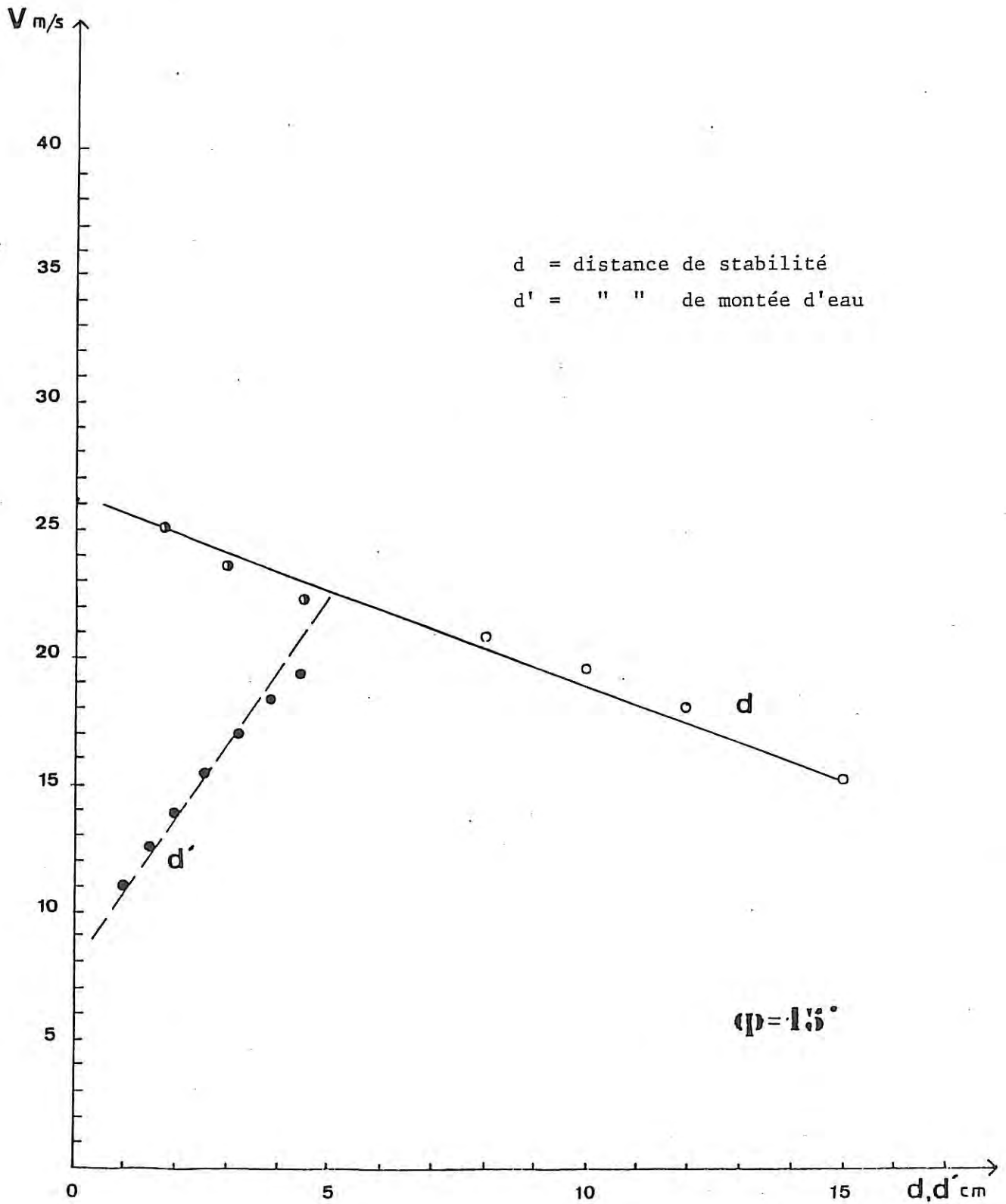


Figure 51. Rapport entre les distances de stabilité  $d$  et de montée d'eau  $d'$  et les vitesses du vent, sur un plan incliné de  $\phi = 15^\circ$  et un débit de  $\approx 500 \text{ cm}^3/\text{min}$ .



18 cm<sup>3</sup>/min et par une pluie exceptionnellement forte de  $\approx 63$  cm<sup>3</sup>/min.

Quand nous nous plaçons dans le cas d'une pluie ordinaire, le débit d'eau est assez faible et de ce fait les phases présentées sur la figure 50 n'apparaissent pas clairement pour les angles  $\phi \geq 15^\circ$ .

Les mesures qui vont suivre seront donc faites pour des inclinaisons d'angle  $0^\circ < \phi < 15^\circ$ .

Dans la théorie décrite au chapitre II nous n'avons pas tenu compte de l'influence de la tension superficielle  $\sigma'$ . Comme nous nous sommes limités au traitement du régime stationnaire, on ne doit pas s'attendre à des valeurs importantes de la courbure de la surface libre, excepté au voisinage de l'extrémité du film à la frontière triple : solide-liquide-gaz. En revanche, en présence d'instabilités mises en évidence visuellement lors de l'étude préliminaire, il faut considérer l'équation de Navier-Stokes en régime non permanent ( $\partial V/\partial t \neq 0$ ) et ajouter au second membre le terme de gradient de pression dû à la tension superficielle [50] :

$$\frac{\sigma'}{\rho_{\text{liq}}} \frac{d^3 h}{dx^3} \quad (39)$$

Nous n'avons pas, dans ce travail, cherché une méthode de résolution théorique du problème. En revanche, nous avons essayé d'examiner, du point de vue expérimental, l'influence de ce facteur en ajoutant à la solution un surfactant (lauryl sulfate de sodium recristallisé en quantité 0,5 gr/lit) qui abaisse la valeur de  $\sigma'$ . L'examen des différents régimes d'écoulement du film ainsi que les mesures conductimétriques ou polarographiques ont été conduits avec ou sans surfactant.

Pour différentes valeurs de l'angle  $\phi$  de la plaque, nous avons pu tracer les courbes de la figure 52 qui donnent la vitesse du vent critique qui permet à l'eau de franchir le bord supérieur de la plaque (phase 2). Le cas de la pluie courante dont le débit est très faible et



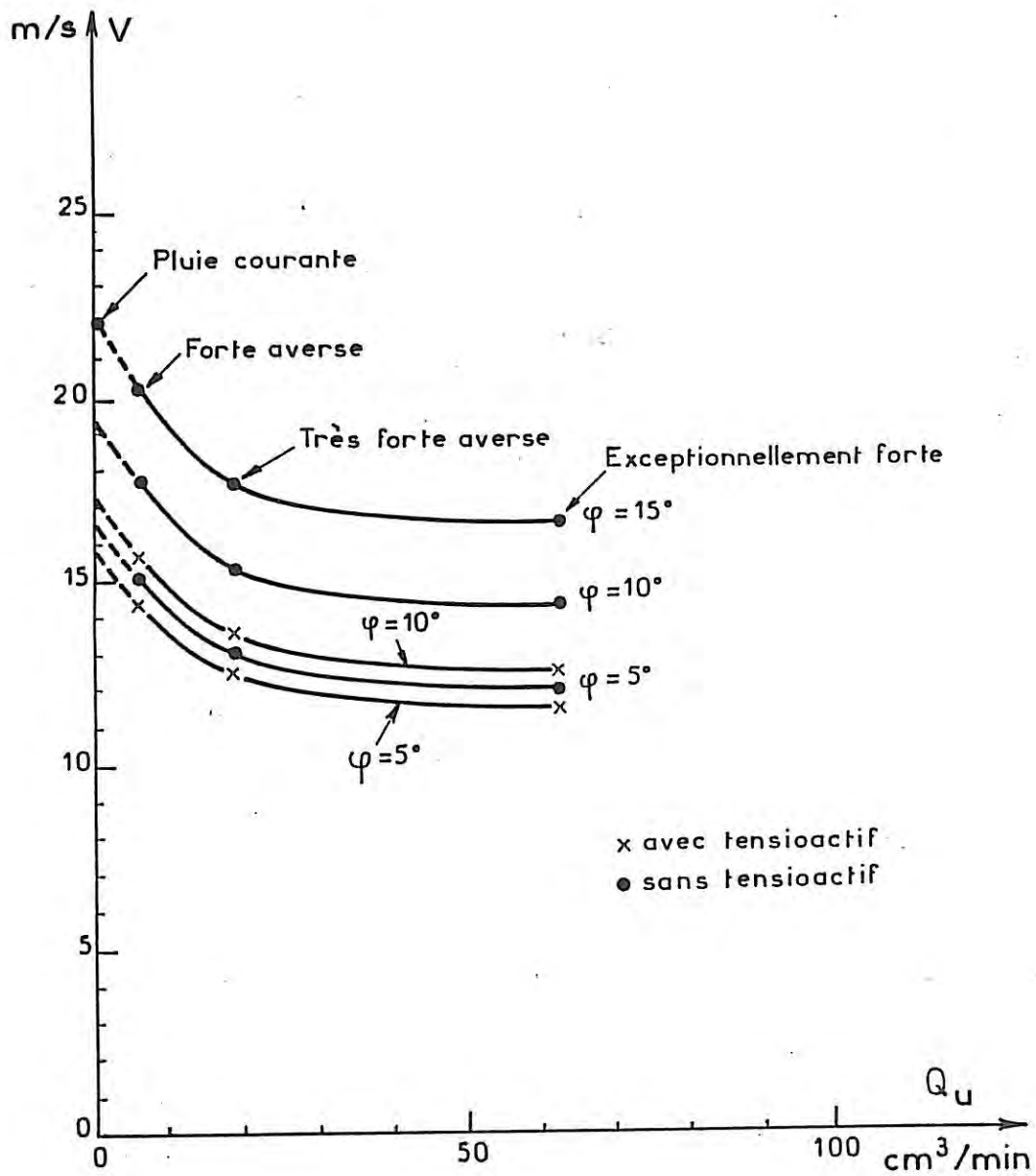


Figure 52. Rapport entre les vitesses critiques du vent et les différents débits de pluie tels que l'eau franchisse le bord supérieur de la plaque.

difficilement contrôlable dans les conditions de nos essais doit être extrapolé à partir des courbes présentées sur la figure 52.

#### 4.4. MESURE DE $dp/dx$

C'est une valeur donnée par l'installation du tunnel aérodynamique. Dans ce tunnel de section carrée hors-tout (0,50 x 0,50 m), la plaque inclinée de l'angle  $\phi$  et de dimension 0,30 x 0,30 constitue un obstacle obstruant partiellement la veine d'essais mais créant un gradient de pression en son voisinage. La disposition ne permet pas de faire un calcul, même approché de ce gradient. Il faut donc le mesurer.

Les mesures expérimentales des pressions statiques sont faites au moyen d'orifices percés sur une des faces verticales à une distance de 1 cm de la plaque inclinée. L'emplacement des points de mesure des pressions sur les forces est indiqué sur le schéma suivant :

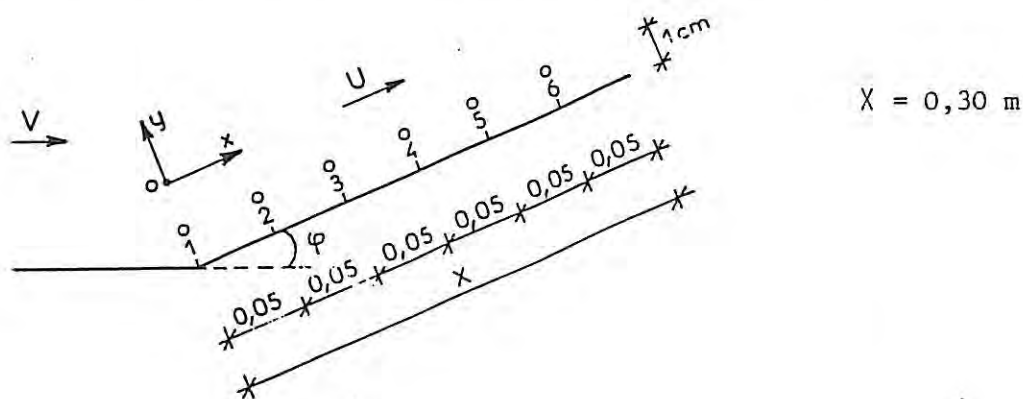


Figure 53.

Les mesures pour des angles  $\phi = 5^\circ$  et  $\phi = 15^\circ$  et des vitesses de l'air de 10 - 15 - 20 m/sec sont présentées sur le tableau 6. Les résultats expérimentaux sont reportés sur la figure 54. Par interpo-

	V m/s	P <sub>2</sub> -P <sub>1</sub>	P <sub>3</sub> -P <sub>2</sub>	P <sub>4</sub> -P <sub>3</sub>	P <sub>5</sub> -P <sub>4</sub>	P <sub>6</sub> -P <sub>5</sub>
φ = 5°	10	0,78	2,35	2,35	3,14	3,14
	15	2,35	7,45	5,5	6,28	6,28
	20	5,49	12,95	10,99	10,99	10,99
φ = 15°	10	4,5	7,06	7,06	7,06	5,88
	15	11	16,48	16,09	15,7	13,34
	20	22,5	29,43	29,04	27,47	26,2

En Pa

		ΔP <sub>1</sub> /ΔX	ΔP <sub>2</sub> /ΔX	ΔP <sub>3</sub> /ΔX	ΔP <sub>4</sub> /ΔX	ΔP <sub>5</sub> /ΔX
φ = 5°	10	- 15,6	- 47	- 47	- 62,8	- 62,8
	15	- 47	- 149	- 109,9	- 125,6	- 125,6
	20	- 109,8	- 259	- 219,8	- 219,8	- 219,8
φ = 15°	10	- 90	- 141,3	- 141,2	- 141,2	- 117,6
	15	- 220	- 329,6	- 321,8	- 314	- 266,8
	20	- 450	- 588,7	- 580,8	- 549	- 524

En Pa/m

TABLEAU 6

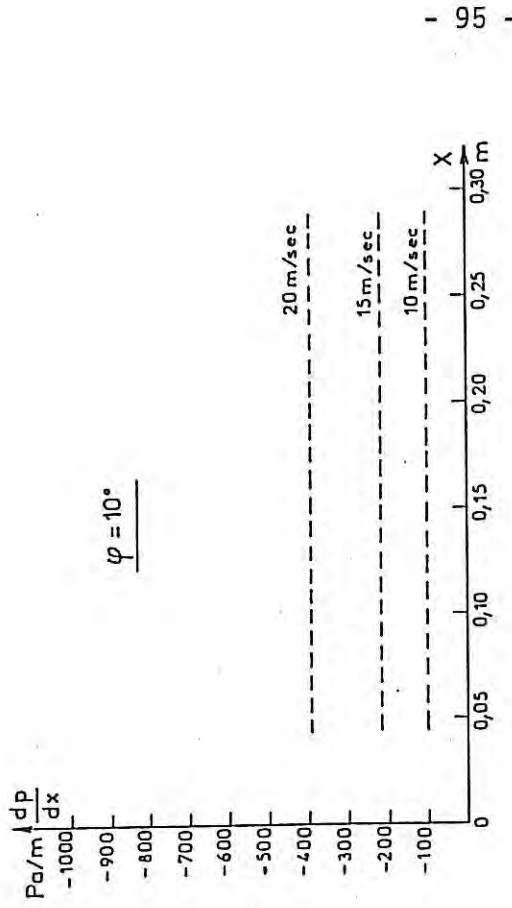
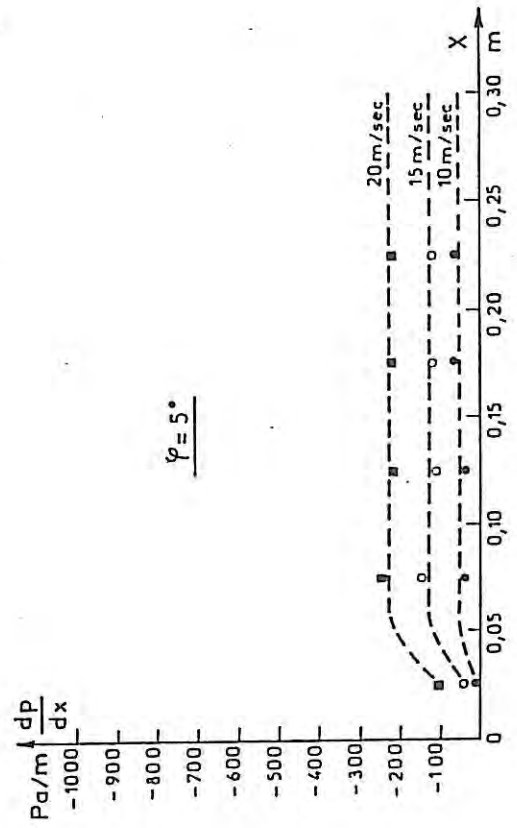
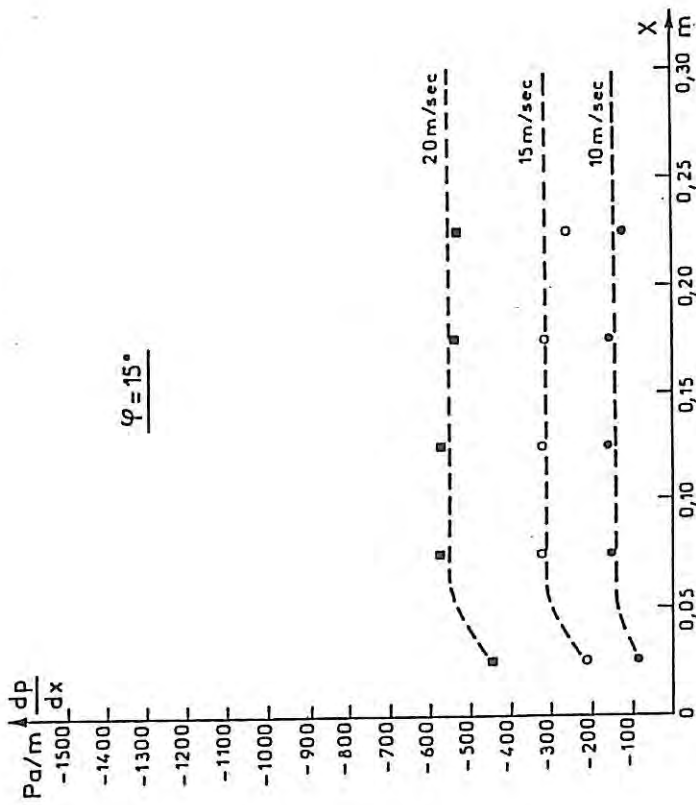


Figure 54. Variation de  $dp/dx$  en fonction de la distance  $X$  de la plaque pour les trois inclinaisons  $\varphi = 5^\circ - 10^\circ - 15^\circ$  (diagramme pour  $\varphi = 10^\circ$  par interpolation).

--- valeur moyenne expérimentale

l'ation, nous exposons sur la même figure les résultats pour une inclinaison  $\phi = 10^\circ$ . Nous constatons que pour ces inclinaisons  $\phi = 5^\circ - 10^\circ - 15^\circ$  les pressions varient peu autour d'une valeur moyenne. Par rapport à la pression atmosphérique  $P_0 = 10^5$  Pa, ces variations sont très petites.

#### 4.5. MESURE DE LA CONTRAINTE TANGENTIELLE $\tau$ EXERCÉE PAR L'AIR SUR LA PLAQUE

La vitesse d'écoulement de l'eau du film et son épaisseur étant l'une et l'autre très faibles, on peut supposer que l'air exerce sur le film d'eau une contrainte tangentielle  $\tau$  de même valeur que celle qu'il exercerait directement sur la plaque en absence d'eau. Au signe près, c'est la valeur de  $\tau_h$  des calculs du paragraphe 2.2.

La contrainte tangentielle  $\tau$  est donnée par la formule :

$$\tau = \tau_h = C_f \cdot \rho_{\text{air}} \frac{U^2}{2} \quad (40)$$

où  $U$  = vitesse de l'air en dehors de la couche limite

$C_f$  = coefficient de frottement local

$\delta_h$  = épaisseur de la couche limite

La couche limite qui se développe sur la paroi inférieure du tunnel puis, par continuité, sur la plaque inclinée est généralement turbulente. Par ailleurs le long de cette plaque elle se situe dans un gradient de pression non nul, ce qui rend le calcul de  $\tau$  très difficile.

Une approche peut être entreprise en utilisant la formule de LUDWING et TILLMANN [49][52] :

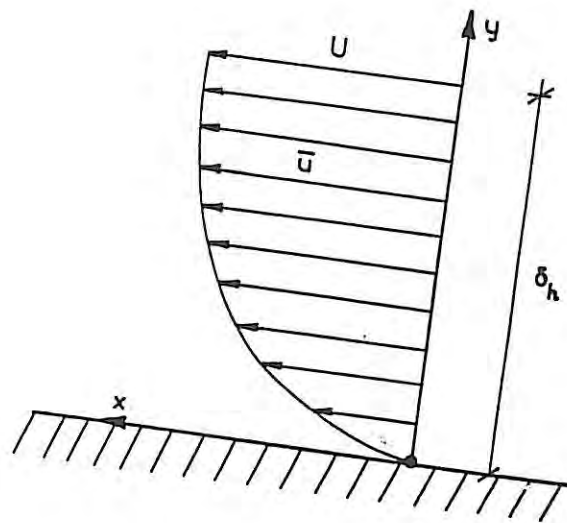


Figure 55.

$$C_f = 0,246 \cdot 10^{-0,678 \eta} \left( \frac{U \delta_2}{\nu} \right)^{-0,268} \quad (41)$$

où :

$\nu$  = viscosité cinématique de l'air ( $\approx 15 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{sec}$ )

$\eta = \frac{\delta_1}{\delta_2}$ , facteur de forme

$\delta_1 = \int_0^{\delta} \left( 1 - \frac{\bar{u}}{U} \right) dy$ , épaisseur de déplacement

$\delta_2 = \int_0^{\delta} \frac{\bar{u}}{U} \left( 1 - \frac{\bar{u}}{U} \right) dy$ , épaisseur de quantité de mouvement

qui nécessite la connaissance de  $\delta_1$  et  $\delta_2$  donc du profil des vitesses dans la couche limite de l'air.

Au moyen du tube de Pitot associé au manomètre Fortier nous avons donc exploré la couche limite au voisinage immédiat de la plaque inclinée en utilisant la formule :

$$U = \frac{\sqrt{2(P_R - P_A)}}{\rho_{\text{air}}} \quad \text{et} \quad P_R - P_A = \rho'gh = 7,85 h \quad (\text{Pa})$$

avec  $\rho_{\text{air}} = 1,25 \text{ Kg/m}^3$ ,  $\rho' \approx 800 \text{ Kg/m}^3$  (20°C),  $g = 9,81 \text{ m/sec}^2$

donc  $U = 3,6 \sqrt{h}$  où  $h$  est exprimé en mm d'huile du manomètre Fortier.

Les mesures ont été faites dans le plan central du tunnel aux points suivants :  $x = 0-5-10-15-30 \text{ cm}$ , et  $y = 0,5-0,8-1-2-3-4-5-6-7-8-9-10-12-15-20-25-30 \dots \text{ mm}$ . A partir d'une certaine cote la vitesse mesurée devient sensiblement constante et égale à  $U$ . On détermine ainsi l'épaisseur de la couche limite.

En chaque point  $(x,y)$ , la vitesse moyenne  $\bar{u}$  est telle que :

$$\frac{\bar{u}}{U} = \frac{\sqrt{\bar{P}_R - \bar{P}_A}}{\sqrt{P_R - P_A}} = \frac{\sqrt{\bar{h}}}{\sqrt{h}}$$

où  $\bar{P}_R$  est la pression totale moyenne en un point de la couche limite,  
 $\bar{P}_A$  est la pression statique moyenne qui est constante sur l'épaisseur de la couche limite,

$\bar{h}$  est la hauteur moyenne en "mm Fortier" en un point de la couche limite,

$h$  est la hauteur en "mm Fortier" en dehors de la couche limite.

Les mesures de vitesse ont été faites pour trois vitesses du vent dans le tunnel aérodynamique  $V = 10-15-20 \text{ m/sec}$ ,  $V$  a été mesurée au moulinet en amont de la plaque.

A partir des courbes donnant  $\frac{\bar{u}}{U}$  en fonction de  $y$  on peut, par intégration graphique, calculer  $\delta_1$  et  $\delta_2$  et par conséquent  $C_f$  et  $\tau$ . Sur la figure 56 nous présentons un exemple de ces courbes.

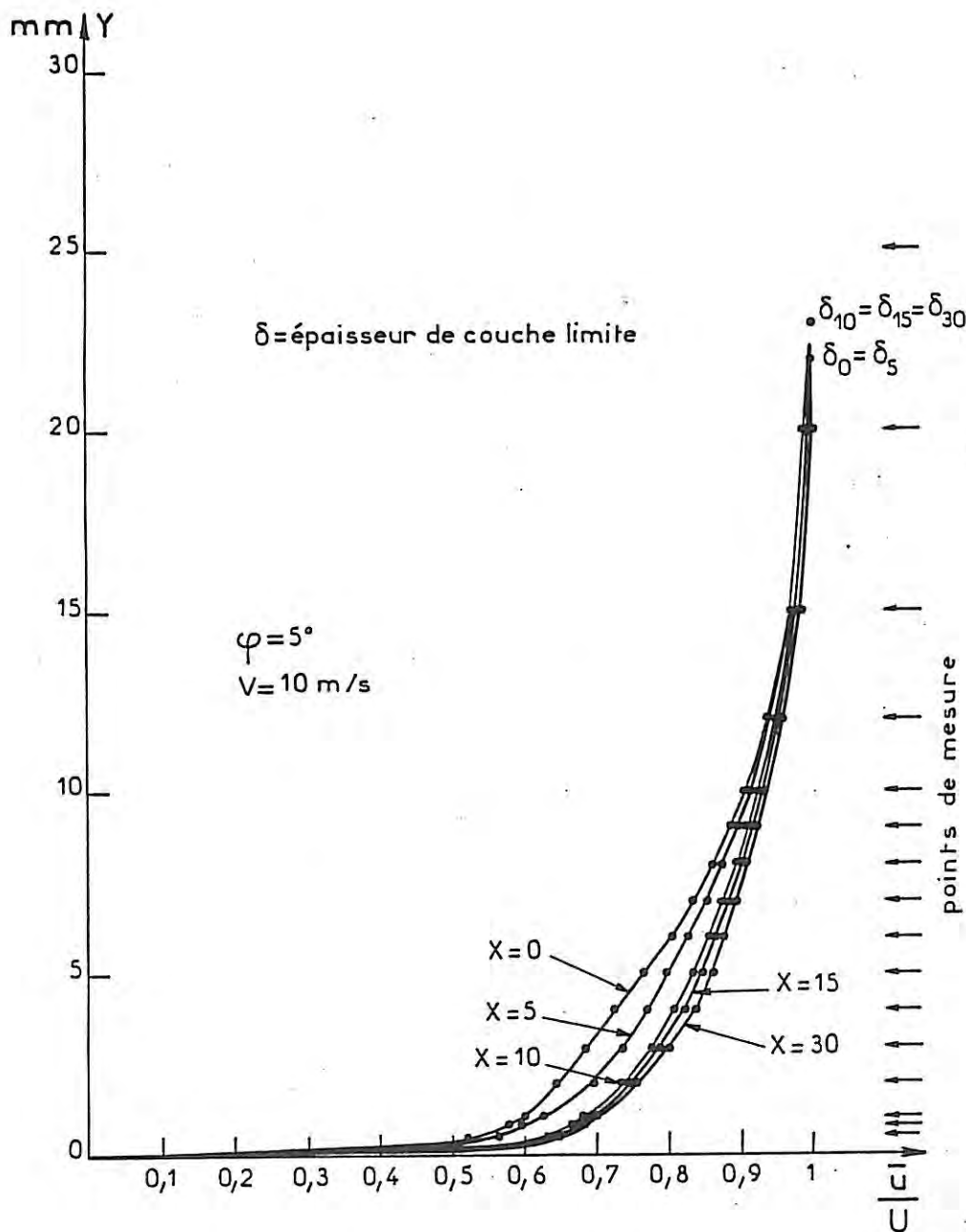


Figure 56. Exemple de répartition de vitesses  $\frac{\bar{u}}{U}$  dans chaque point de la couche limite en fonction de  $y$  mesurée pour une plaque inclinée à  $\phi = 5^\circ$ , vitesse du vent (tunnel) égale à 10 m/s.



Les résultats des calculs pour les angles  $\phi = 5^\circ$  et  $15^\circ$  sont reportés sur la figure 57. Par extrapolation nous avons pu déduire les valeurs intermédiaires pour un angle de  $10^\circ$  présentées sur la même figure.

#### 4.6. MESURE PAR CONDUCTIMETRIE ET POLAROGRAPHIE

Les premières mesures de conductivité fournissant l'épaisseur du film et du courant limite de diffusion, dans des conditions polarographiques, ont été faites en alimentant le réservoir (4) du montage (cf. fig. 48) aux débits d'eau correspondant à l'eau de pluie. Nous constatons qu'ils sont très faibles et que le film d'eau ne couvre pas suffisamment la plaque pour pouvoir faire des mesures. Nous nous sommes donc placés dans le cas d'une pluie exceptionnellement forte (débit  $\sim 65 \text{ cm}^3/\text{min}$  sur la surface de la plaque frittée).

Nous avons pu observer les faits suivants :

- La quasi-totalité de l'eau entraînée par le vent s'écoule par le sommet S de la plaque, si elle atteint ce point.
- L'écoulement sur la plaque inclinée n'est pas parfaitement uniforme sur toute la longueur de la plaque, phénomène dû sans doute à des effets de bords, au voisinage des joues latérales.
- La température du film liquide entraînée par le vent sur la plaque décroît de 4 à  $5^\circ\text{C}$  par rapport à la température du liquide trouvée dans le réservoir. On a tenu compte de cet effet pour déterminer la conductivité de la solution.

Comme nous l'avons expliqué au paragraphe 4.4., nous n'avons retenu que les essais effectués avec des inclinaisons de plaque inférieures à  $15^\circ$ . Nous présentons ici les résultats des mesures effectuées pour des inclinaisons de  $\phi = 5^\circ$  et  $10^\circ$ , aux mêmes vitesses de vent, avec

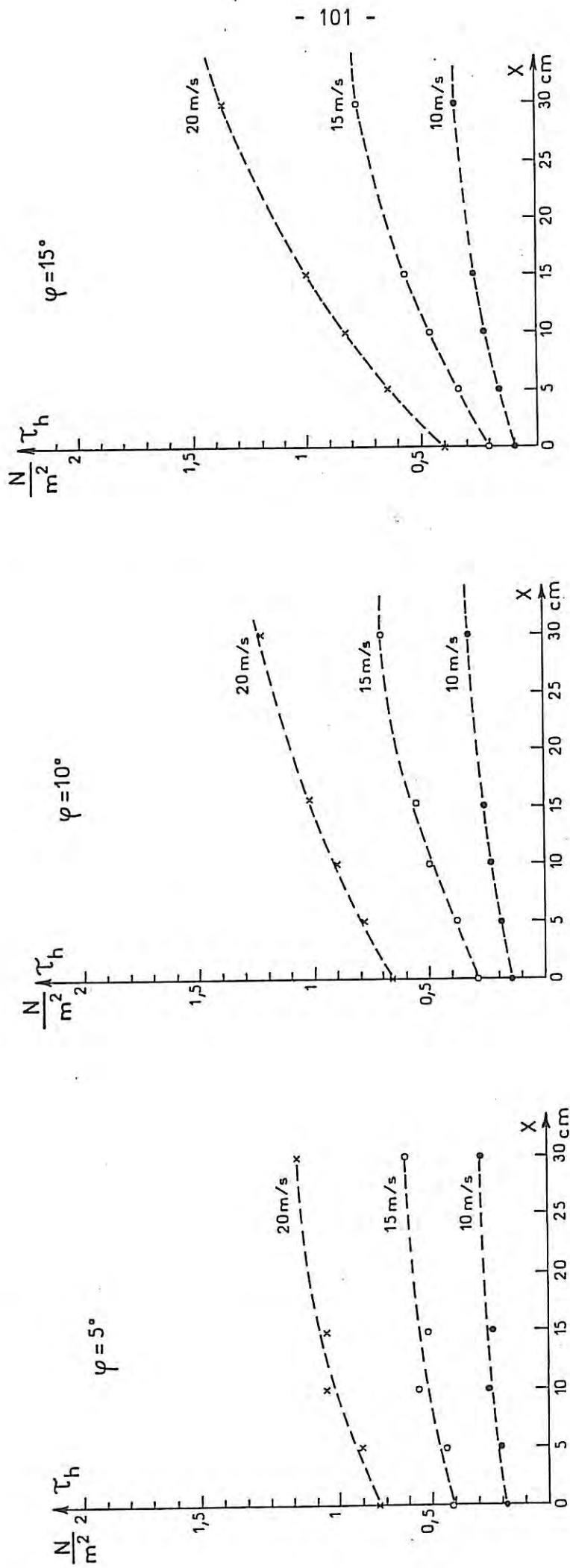


Figure 57. Variation de la contrainte tangentielle  $\tau_h$  exercée par le vent sur la plaque en fonction de la distance  $X$ , pour trois vitesses du vent, 10-15-20 m/s, et pour les inclinaisons  $\phi = 5^\circ - 10^\circ - 15^\circ$ .

ou sans tensioactif, afin de pouvoir étudier les deux comportements caractéristiques des films d'eau indiqués sur les figures 14 et 15, et les comparer avec l'étude théorique décrite au chapitre II. Nous présenterons les valeurs locales et instantanées de la hauteur moyenne  $\bar{h}$ , son taux de fluctuation  $\Delta h/\bar{h}$  (où  $\Delta h = (\bar{h}_{\max} - \bar{h}_{\min})/2$ ), ainsi que la valeur du gradient de vitesse pariétal  $\bar{\alpha}$  ( $\bar{\alpha} > 10 \text{ sec}^{-1}$ ), son signe et son taux de fluctuation  $\Delta\alpha/\bar{\alpha}$  (où  $\Delta\alpha = (\bar{\alpha}_{\max} - \bar{\alpha}_{\min})/2$ ). On évalue aussi la fraction  $1^+$  du temps durant lequel le gradient de vitesse pariétal est positif ( $I_1 - I_2 > 0$ ,  $1^+$  en %), ou négatif ( $I_1 - I_2 < 0$ ,  $1^-$  en %).

Pendant les mesures nous avons constaté l'existence de vagues pseudo-périodiques, enregistrées sous forme de pics ; leur fréquence moyenne est également présentée sur les tableaux qui suivent. Dans certains cas (vitesses élevées), nous avons également constaté l'existence de vagues ayant un taux de fluctuation  $\Delta h/h$  très élevé.

Nous présentons deux séries de mesures : les unes faites sans tensioactif, les autres effectuées avec un tensioactif mais avec les mêmes vitesses du vent et les mêmes inclinaisons, afin de comparer nos résultats. Dans le cas de mesures sans tensioactif nous présentons aussi les résultats de certaines mesures qualitatives pour une inclinaison de  $\phi = 15^\circ$  avec un débit supérieur au débit de la pluie le plus élevé (environ  $200 \text{ cm}^3/\text{min}$ ) pour pouvoir retirer des informations supplémentaires concernant les caractéristiques de couche mince d'eau sur la surface de la plaque inclinée.

#### 4.6.1. Mesures sans tensioactif

##### a) Plaque inclinée à $\phi = 5^\circ$

Pour cette inclinaison, toutes les phases présentées sur la figure 50 ne sont pas clairement apparues. Pourtant la première phase se présente à une vitesse du vent de 10,6 m/sec, la deuxième à 12,5 m/sec, la troisième à 13,2 m/sec et la quatrième à 15 m/sec. Au-delà les phases 5 à 8 ne sont plus très nettes.

La distance de montée d'eau  $d'$  en fonction de la vitesse du vent est présentée sur la figure 58. Nous constatons que  $d'$  varie rapidement avec la vitesse du vent, la distance de stabilité  $d$  se trouvant dans ces conditions supérieure à la longueur de la plaque !

Nous avons étudié le phénomène pour trois vitesses du vent : 11,8 m/sec, 12,6 m/sec et 14,2 m/s. A titre d'exemple nous présentons ensuite sur les figures 59, 60 et 61 l'allure des enregistrements temporels sur une électrode (B ou C) pour ces trois cas de vitesses du vent. La mesure de  $I_1 + I_2$  fournit le module du gradient de vitesse pariétal  $\bar{\alpha}$  et la mesure  $I_1 - I_2$  en donne le signe. Sont enregistrées également les variations de la hauteur  $h$  du film liquide. Nous constatons que les trois signaux sont parfaitement corrélés. Le film n'a pas une épaisseur constante mais il présente des vagues ayant un caractère pseudo-périodique. Nous avons analysé ces résultats à la lumière du calcul présenté dans le chapitre II : ceci suppose que  $\Delta h/\bar{h}$  et  $\Delta\alpha/\bar{\alpha}$  soient petits.

Les résultats des mesures pour toutes les électrodes se trouvent dans les tableaux 7, 8 et 9 où sont présentées également les valeurs théoriques.

Nous constatons que pour les vitesses du vent de 11,8 m/s et 12,6 m/s les fluctuations de  $\bar{h}$  sont petites mais celles de  $\alpha$  sont plus importantes. Une analyse des mesures à partir de la théorie décrite au chapitre II est cependant possible. La valeur de l'épaisseur  $\bar{h}$  augmente quand la distance  $X$  diminue,  $\bar{\alpha}$  restant pratiquement constant tout au long de la plaque. Pour la vitesse de 11,8 m/s, la hauteur  $h$  oscille autour de la valeur moyenne à 10 % près, tandis que pour la vitesse de 12,6 m/s,  $h$  oscille avec une amplitude de 10 - 20 %, et diminue quand  $X$  augmente jusqu'à devenir pratiquement constante. Le taux de fluctuation du gradient de vitesse pariétal est de l'ordre de 30 - 50 %. La vitesse du vent n'est pas assez forte et de ce fait nous avons constaté l'existence de recirculations intérieures tout au long de la plaque.

Par exemple, pour les électrodes C et B et les vitesses du

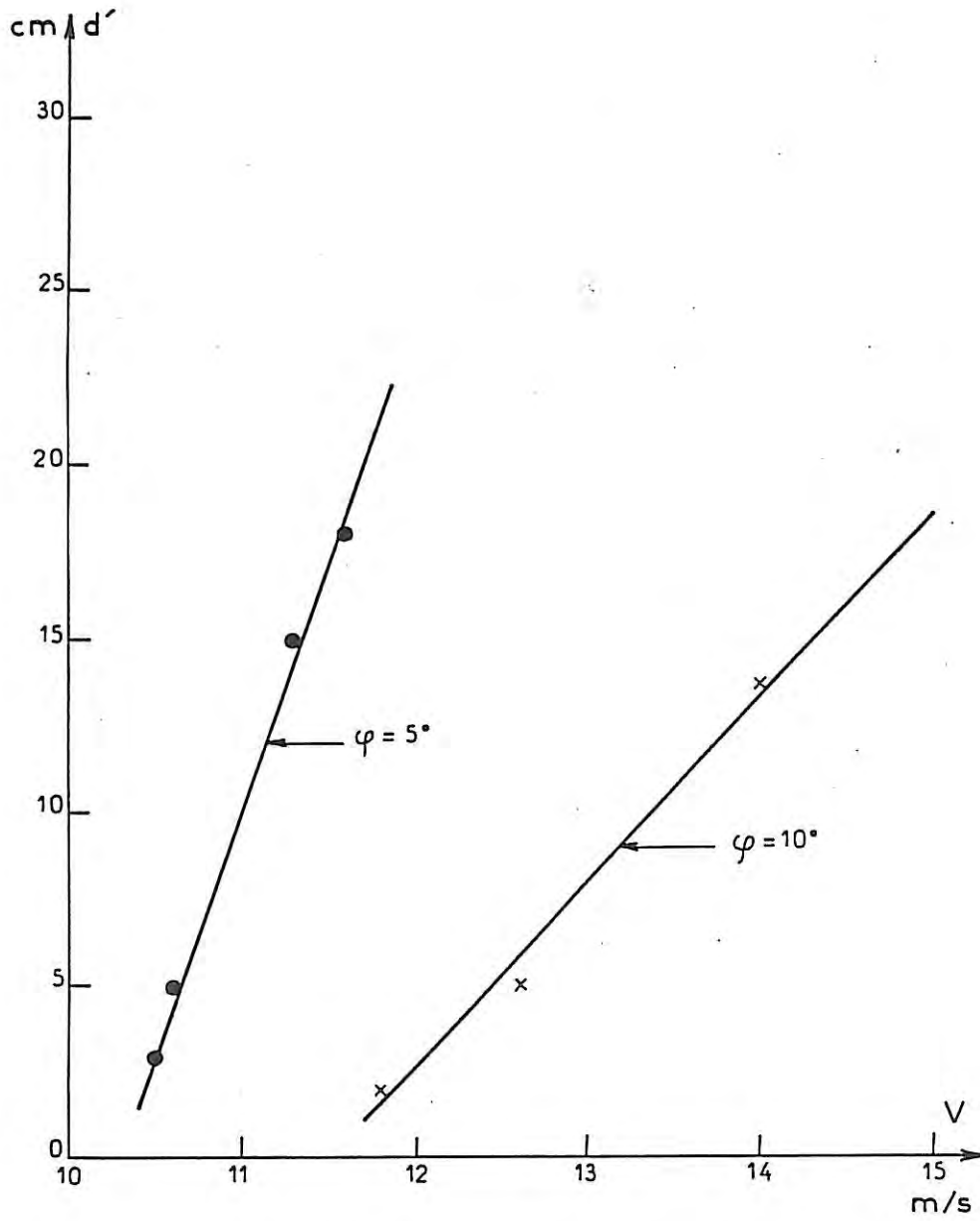


Figure 58. Variation de la distance de montée d'eau  $d'$  en fonction de la vitesse du vent pour les deux inclinaisons  $\phi = 5^\circ$  et  $\phi = 10^\circ$ .

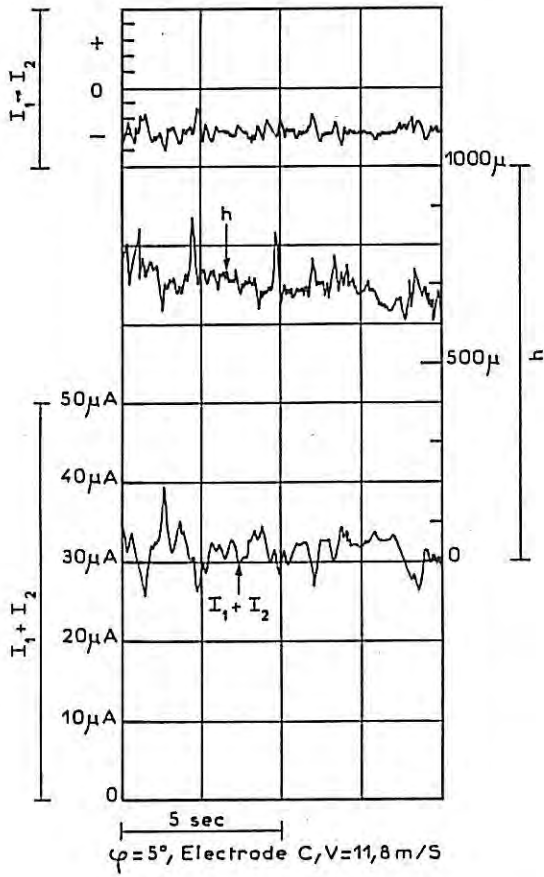


Figure 59.

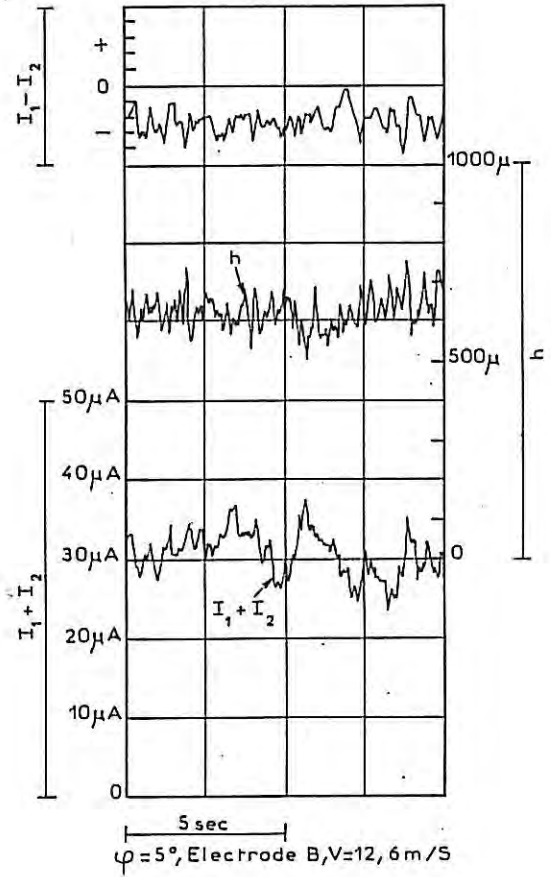


Figure 60.

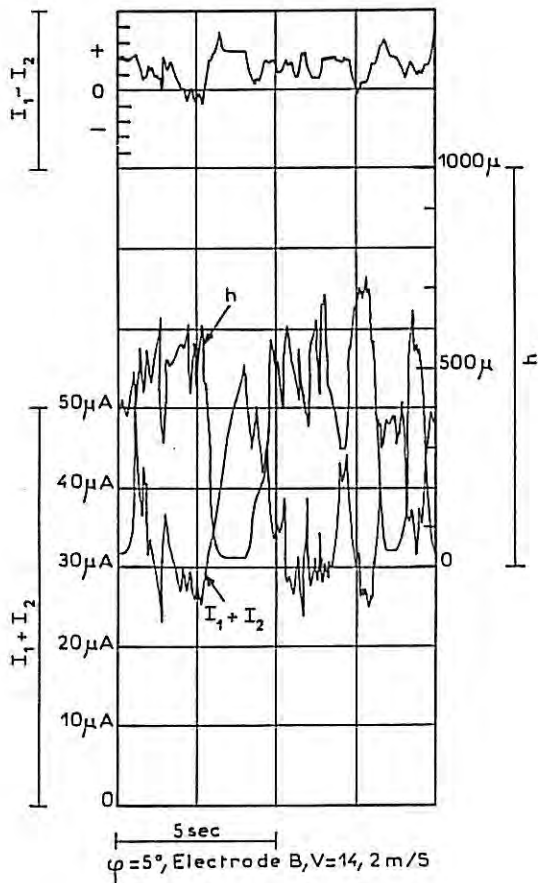


Figure 61.

Trois exemples de mesures effectuées pour la plaque inclinée à  $\phi = 5^\circ$  et sans tensioactif ( $I_I + I_2 \propto \alpha^{1/3}$ ).



vent de 11,8 et 12,6 m/s respectivement (cf. figures 59, 60), nous constatons clairement que le signe du gradient de vitesse est négatif, ce qui indique une recirculation dans la partie inférieure du film liquide.

En revanche, avec une vitesse du vent plus élevée de 14,2 m/s, la hauteur  $\bar{h}$  présente des perturbations importantes et la valeur moyenne n'a plus de sens. On peut estimer qu'il s'agit de fluctuations pseudo-périodiques de fréquence voisine de 0,5 Hz. On note par ailleurs un minimum de hauteur  $\bar{h}$  voisin de zéro ( $\sim 20 \mu$ ) : le film liquide n'est pas rompu puisque  $\bar{\alpha}$  est mesurable et ce point correspond également à un maximum du gradient  $\bar{\alpha}$  (voir figure 61). D'autre part le signe du gradient est globalement positif, ce qui montre que le film de liquide est entraîné vers le haut de la plaque ; ceci est confirmé par l'observation visuelle.

b) Plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$

Comme dans le cas de la plaque à inclinaison  $\phi = 5^\circ$ , les phases indiquées sur la figure 50 sont difficilement observées et le film n'est pas uniforme sur toute la plaque. Nous présentons sur la figure 58 le rapport de la distance de montée d'eau  $d'$  en fonction de la vitesse du vent. Nous constatons ainsi que  $d'$  varie rapidement avec la vitesse du vent.

D'autres mesures ont été faites pour les vitesses du vent de 13,8 m/s et 15,6 m/s. A titre d'exemple nous présentons sur les figures 62 et 63 l'allure des enregistrements temporels sur une électrode (D ou C) pour ces deux cas de vitesses du vent. Nous constatons que les trois signaux :  $I_1 + I_2$ ,  $I_1 - I_2$  et  $h$  sont aussi parfaitement corrélés. Le film n'a pas une épaisseur constante et il présente des vagues pseudo-périodiques.

Les résultats des mesures pour toutes les électrodes A', B', C', D', E', sont exposés sur les tableaux 10 et 11 où sont présentées également les valeurs calculées (Chapitre V). Nous constatons que

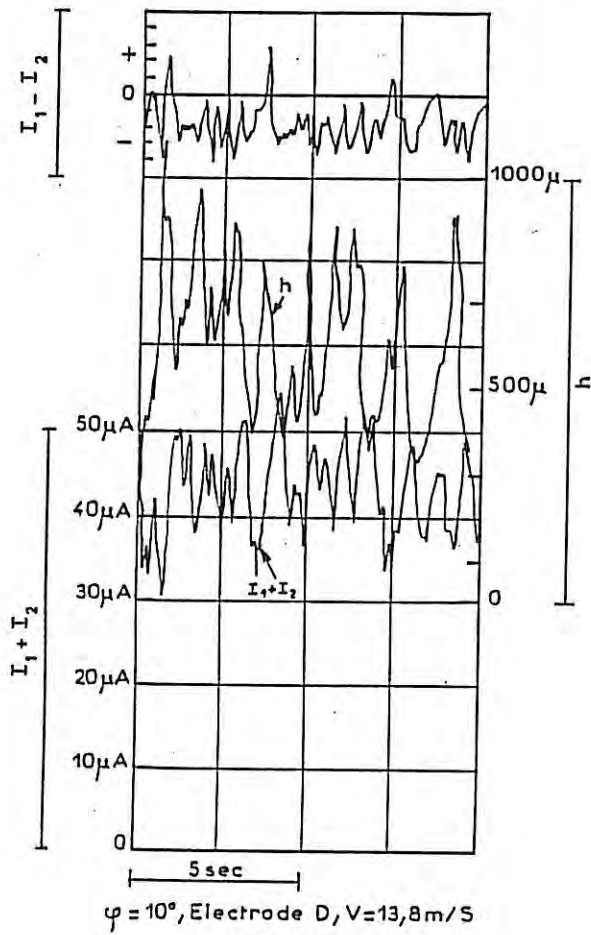


Figure 62.

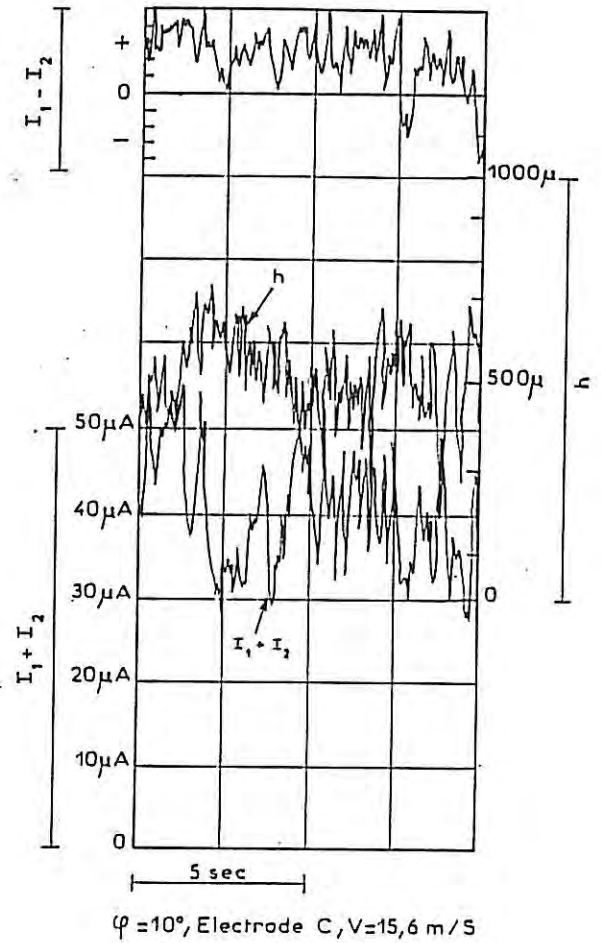


Figure 63.

Deux exemples de mesures effectuées avec la plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$  et sans tensioactif ( $I_1 + I_2 \propto \alpha^{1/3}$ ).



pour la vitesse de 13,8 m/s les valeurs de la hauteur moyenne  $\bar{h}$  du film liquide oscillent de 30 - 40 % autour de sa valeur moyenne, et pour  $V = 15,6$  m/s, autour de 20 - 30 %. Pour  $V = 13,8$  m/s, la valeur de hauteur  $h$  augmente quand la distance  $X$  diminue, tandis que pour  $V = 15,6$  m/s elle reste pratiquement constante ( $\sim 500 \mu$ ).

Le module du gradient de vitesse pariétal reste pratiquement constant pour les deux cas et son taux de fluctuation est important (40 - 70 %). Pour  $V = 13,8$  m/s nous avons constaté l'existence de recirculations intérieures, tandis que pour  $V = 15,6$  m/s elles ont pratiquement disparu à cause de la forte vitesse du vent. Pour l'électrode D et la vitesse du vent de 13,8 m/s (voir figure 62), nous constatons que la fraction  $\bar{t}$  du temps durant laquelle  $I_1 - I_2 < 0$  est élevée ( $\sim 90$  %), ce qui indique la recirculation du film liquide.

c) Plaque inclinée à  $\phi = 15^\circ$

Pour un débit de pluie de  $65 \text{ cm}^3/\text{min}$  et pour  $\phi = 15^\circ$ , il n'y a plus de film d'eau mais des taches ou gouttes d'eau qui glissent sous l'effet du vent vers le haut. A titre d'exemple nous présentons sur la figure 64 l'aspect de la plaque à une vitesse du vent de 16,8 m/sec.

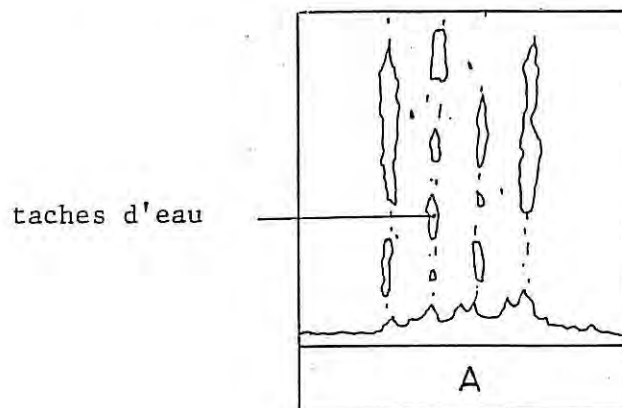


Figure 64.

En alimentant le réservoir 4 du montage (cf. fig. 48) à un débit supérieur au débit de la pluie le plus élevé (par exemple  $200 \text{ cm}^3/\text{min}$ ), et en augmentant la vitesse du vent, nous observons d'abord les phases 1, 2 et 3 de la figure 50 où nous ne pouvons pas effectuer nos mesures. En outre, pendant les phases 7 et 8, l'écoulement sur la plaque est complètement instable et de ce fait difficilement mesurable. Nous nous sommes donc placés dans les conditions d'observation des phases 4 - 5 - 6 (vitesses du vent comprises entre 15 - 22 m/sec).

A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 66 un exemple de mesures fournies par l'électrode B avec  $V = 16,4 \text{ m/s}$ . Nous constatons que les trois signaux sont parfaitement corrélés. Le film d'eau présente des vagues à caractère pseudo-périodique ( $\sim 7 \text{ sec}$ ). La hauteur maximale ( $\sim 700 \mu$ ) correspond à un module minimal du gradient de vitesse pariétal et à un sens d'écoulement négatif contraire à celui du vent. En revanche, la hauteur minimale ( $150 \mu$ ) présente un module maximal du gradient de vitesse pariétal et un sens toujours positif.

Nous avons pu schématiser de façon qualitative les résultats obtenus sur la figure 67 où nous présentons la forme d'une vague avec ses recirculations intérieures détectées par notre méthode. Ces vagues se propagent finalement sur la plaque sous la forme de masses d'eau distinctes l'une de l'autre (voir figure 65).

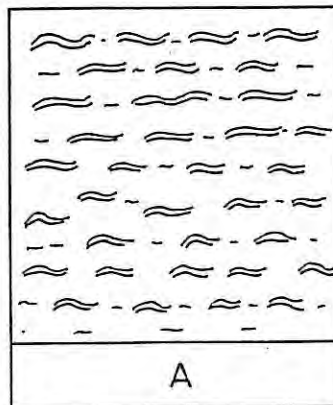


Figure 65.

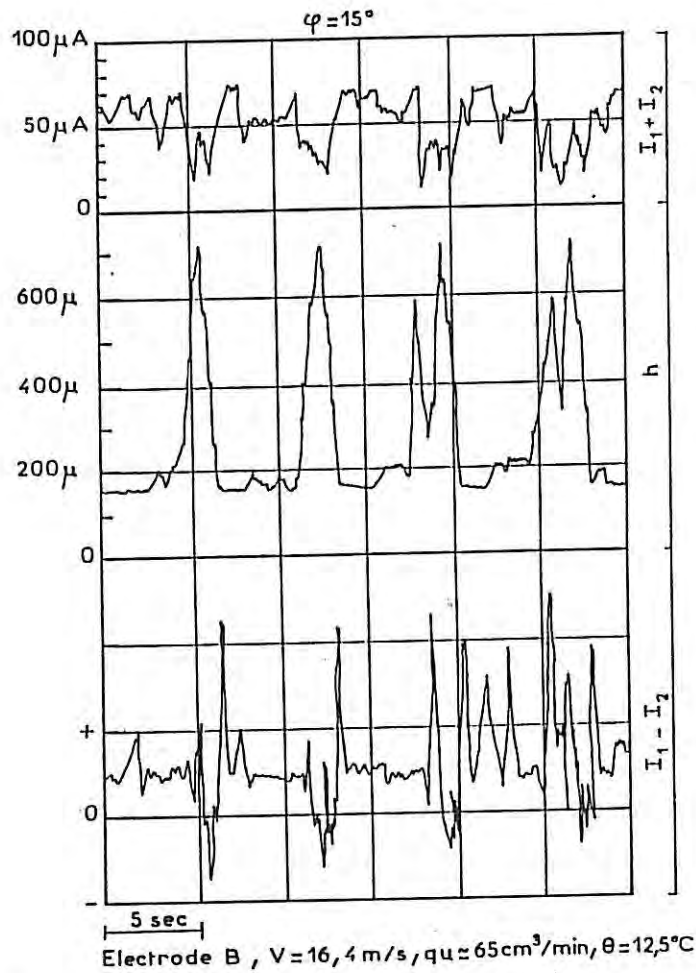


Figure 66. Exemple de mesure locale et instantanée de l'épaisseur du film, du gradient de vitesse pariétal et du sens de l'écoulement pour un film liquide poussé par le vent sur un plan d'inclinaison  $\phi = 15^\circ$  (Electrode B ; vitesse du vent  $V = 16,4 \text{ m/s}$  ; débit  $200 \text{ cm}^3/\text{min}$  ; température  $\theta = 12,5^\circ\text{C}$ ).

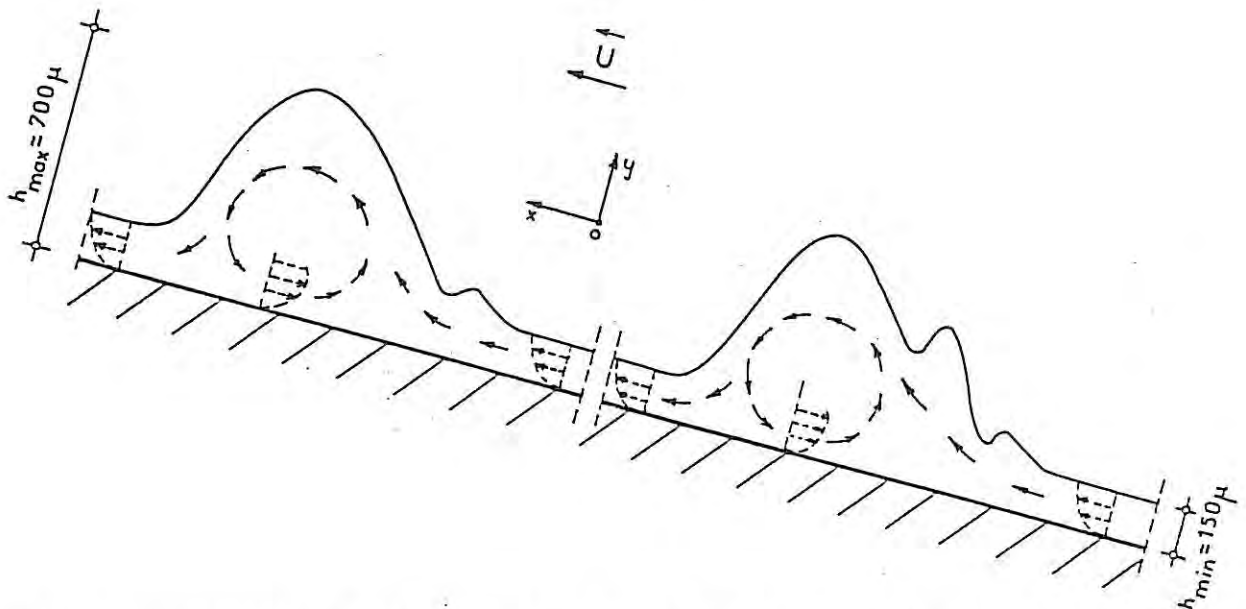


Figure 67. Représentation schématique déduite des mesures présentées figure 66. Les échelles dans les directions X et Y sont différentes.

Nous notons en particulier l'existence d'un mince film d'eau d'épaisseur constante de l'ordre de  $150 \mu$  entre les vagues. Cette épaisseur critique a été trouvée par d'autres auteurs [ 57 ] pour l'eau ruisselant sur un plan vertical dans un tube de verre .

#### 4.6.2. Mesures avec tensioactif

##### a) Plaque inclinée à $\phi = 5^\circ$

Pour les mêmes vitesses que précédemment (11,8, 12,6 m/sec), mais avec tensioactif, l'eau dépasse le sommet S de la plaque. Pour qu'elle ne le dépasse pas (cas de la figure 15) il faut abaisser la vitesse du vent à  $V = 11,6$  m/s.

Nous présentons sur les figures 68, 69, 70, l'allure des enregistrements temporels sur une électrode pour ces trois cas de vitesses du vent. Les résultats de mesure pour toutes les électrodes sont exposés sur les tableaux 12, 13 et 14.

Nous constatons que pour les trois vitesses du vent, la valeur de  $\Delta h/h$  varie de 8 à 20 % autour de sa moyenne (même ordre de grandeur qu'en absence de tensioactif), donc elle n'est pas en général petite mais on pourra comparer les résultats des mesures avec la théorie. La valeur de  $\bar{h}$  augmente quand la distance X diminue,  $\bar{\alpha}$  variant peu alors que son taux de fluctuation demeure élevé.

Les vitesses du vent  $V = 11,6$  m/s et  $V = 11,8$  m/s ne sont pas assez fortes et de ce fait nous avons constaté comme en l'absence de tensioactif l'existence de recirculations intérieures. Par exemple, pour les électrodes D et C et les vitesses du vent de 11,6 et 11,8 m/s respectivement (voir figures 68 et 69) nous constatons que le frottement local a un signe négatif.

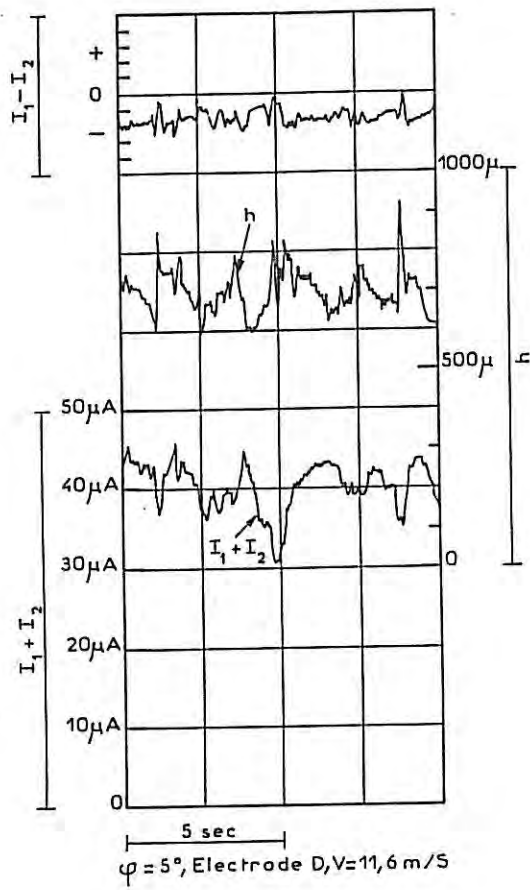


Figure 68.

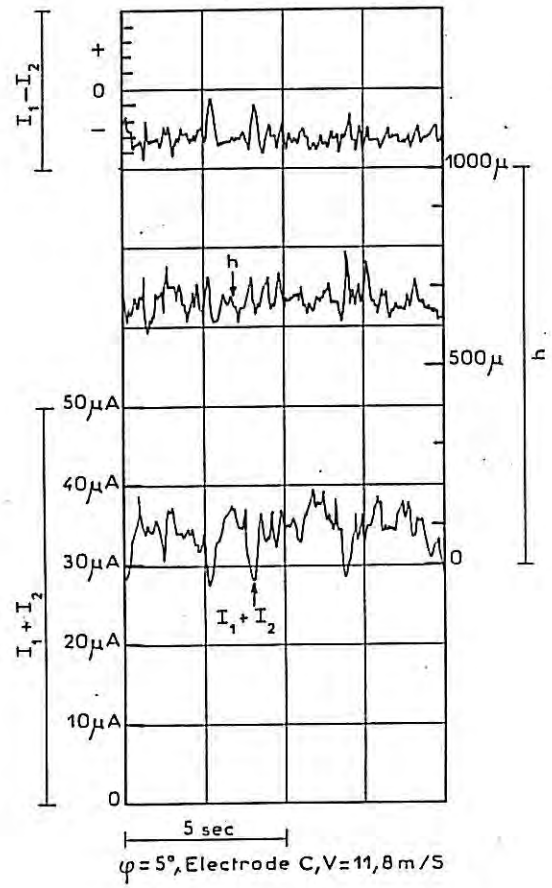


Figure 69.

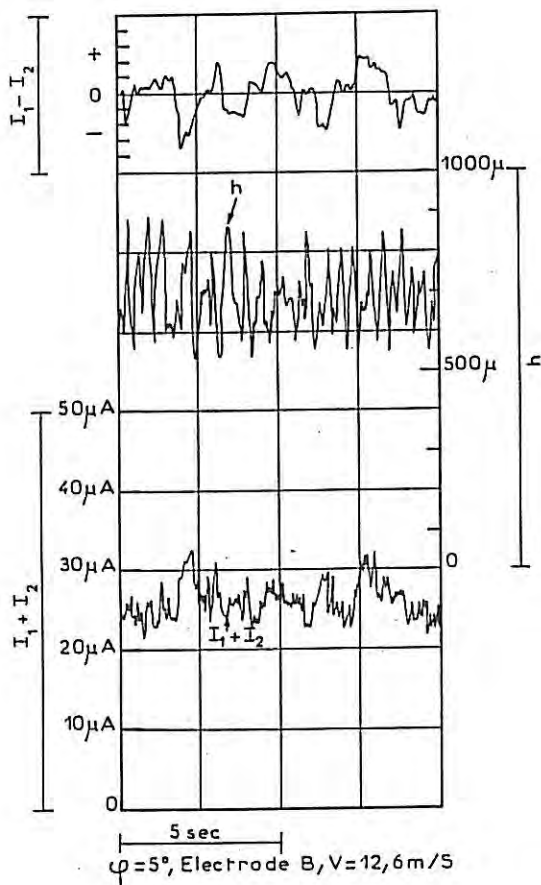


Figure 70.

Trois exemples de mesures effectuées pour la plaque inclinée à  $\phi = 5^\circ$  et avec tensioactif ( $I_1 + I_2 \propto \alpha^{1/3}$ ).

En revanche, quand la vitesse du vent atteint 12,6 m/sec, la mesure à l'électrode B (voir figure 70) nous donne un signe en moyenne positif, tandis que pour la même vitesse du vent et sans tensioactif, il était négatif. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que la diminution de la tension superficielle, fournissant l'étalement du film, facilite sa montée.

D'une manière générale, les fréquences des pics sont légèrement plus élevées dans le cas où il est fait usage d'un produit tensioactif.

En conclusion, l'influence de la tension superficielle sur l'interface liquide et air joue essentiellement sur la fréquence des instabilités.

b) Plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$

Pour les mêmes raisons qu'avec la plaque à inclinaison  $\phi = 5^\circ$ , nous avons examiné les cas de trois vitesses du vent,  $V = 12,5 - 13,8 - 15,6$  m/s.

Nous présentons sur les figures 71, 72 et 73, l'allure des enregistrements sur une électrode (E, D ou C) pour les trois vitesses du vent. Les résultats globaux de mesure se trouvent sur les tableaux 15, 16 et 17 (voir aussi chapitre V).

Pour ces trois cas la valeur moyenne de  $\bar{h}$  subit des variations relatives de 10 à 35 % et reste pratiquement la même avec ou sans tensioactif. Elle augmente légèrement quand la distance  $X$  diminue. Les variations du gradient de vitesse pariétal  $\bar{\alpha}$  sont analogues à celles obtenues en l'absence de tensioactif.

La vitesse du vent  $V = 12,5$  m/s n'étant pas assez forte, en aucun cas le liquide ne dépasse le sommet S de la plaque et il y a des recirculations intérieures. Pour la vitesse de 13,8 m/s l'eau dépasse le sommet S de la plaque et la fraction du temps pendant laquelle le signe



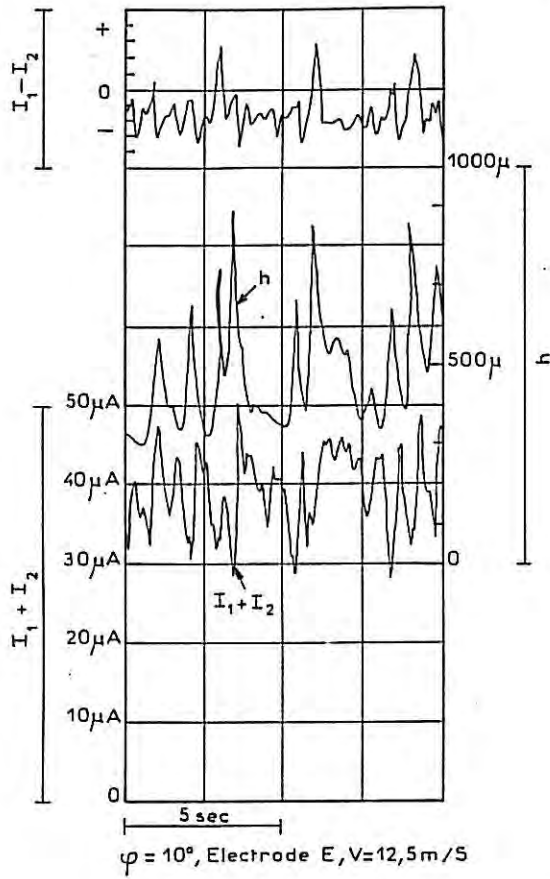


Figure 71.

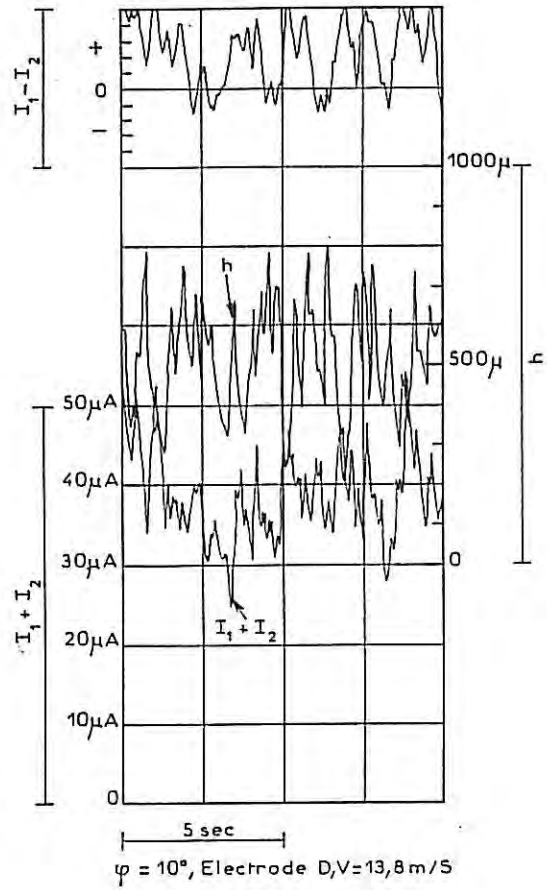


Figure 72.

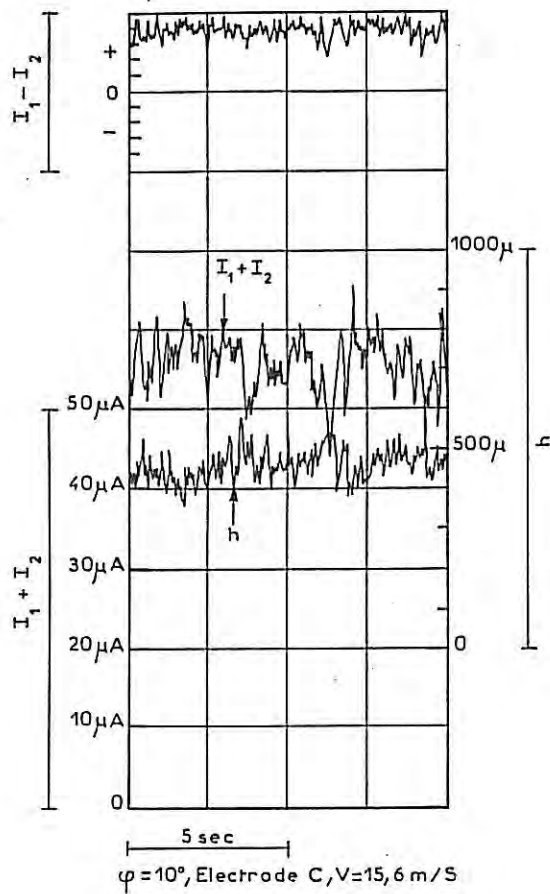


Figure 73.

Trois exemples de mesures effectuées pour la plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$  et avec tensioactif ( $I_1 + I_2 \propto \alpha^{1/3}$ ).

du frottement est positif augmente au fur et à mesure que la distance  $X$  augmente. Pour  $V = 15,6$  m/s le signe du frottement est positif, avec ou sans tensioactif.

De même que pour l'inclinaison  $\phi = 5^\circ$ , les fréquences des pics sont plus élevées avec tensioactif.

Nous constatons donc dans le cas de la plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$  et dans nos conditions d'essais, que la diminution de la tension superficielle produit une augmentation de la fréquence des vagues et influe sensiblement sur les recirculations du film.



$q_u = 0$

$\theta = 14,5^\circ\text{C}$

$\mu = 1,41 \cdot 10^{-2}$  poises

$A = 5759 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$

$\phi = 5^\circ$

$V = 11,8 \text{ m/s}$

(sans tensioactif)

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}^{-1}$ sec mes.	$\bar{\alpha}^{-1}$ sec calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								$l^+$ %	$l^-$ %	
A'	28,3	*	*	*	*	*	*	*	*	*
B'	22,8	*	*	*	*	*	*	*	*	*
C'	17,4	700	683	130	- 146	0,071	0,32	0	100	0,9
D'	11,4	900	628	264	- 277	0,088	0,27	6	94	2
F'	5,7	1150	572	130	- 442	0,13	0,50	6	94	1,9

L'astérisque indique l'absence de liquide au-dessus de l'électrode correspondante.

TABLEAU 7.

$q_u = 0,08 \text{ cm}^3/\text{sec}$

$\theta = 14^\circ\text{C}$

$\mu = 1,43 \cdot 10^{-2}$  poises

$A = 5698 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$

$\phi = 5^\circ$

$V = 12,6 \text{ m/s}$

(sans tensioactif)

$\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{3} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}^{-1}$ sec mes.	$\bar{\alpha}^{-1}$ sec calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								$l^+$ %	$l^-$ %	
A'	28,3	720	730	135	- 103	0,15	0,34	0	100	2,7
B'	22,8	630	710	135	- 58	0,12	0,40	0	100	2,6
C'	17,4	700	685	98	- 105	0,085	0,44	0	100	2,7
D'	11,4	960	600	214	- 274	0,145	0,44	23	77	2,8
E'	5,7	1000	520	88	- 325	0,175	0,67	10	90	3,1

TABLEAU 8.

$q_u = 0,20 \text{ cm}^3/\text{sec}$

$\Theta = 14,5^\circ\text{C}$

$\mu = 1,41 \cdot 10^{-2} \text{ poises}$

$A = 5475 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$

$\phi = 5^\circ$

$V = 14,2 \text{ m/s}$

(sans tensioactif)

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}$ $\text{sec}^{-1}$ mes.	$\bar{\alpha}$ $\text{sec}^{-1}$ calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								1 <sup>+</sup> %	1 <sup>-</sup> %	
A'	28,3	320	405	264	+ 215	1	1,37	85	15	0,3
B'	22,8	320	405	264	+ 207	1	1,37	85	15	0,3
C'	17,4	300	425	308	+ 211	0,86	0,82	97	3	0,4
D'	11,4	400	505	439	+ 121	0,77	0,74	100	0	0,5
E'	5,7	500	X	264	X	0,6	0,76	100	0	0,5

X Pas de film d'après la théorie.

TABLEAU 9.

$q_u = 0$

$\Theta = 15^\circ\text{C}$

$\mu = 1,398 \cdot 10^{-2} \text{ poises}$

$A = 11600 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$

$\phi = 10^\circ$

$V = 13,8 \text{ m/s}$

(sans tensioactif)

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{3} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$$

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}$ $\text{sec}^{-1}$ mes.	$\bar{\alpha}$ $\text{sec}^{-1}$ calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								1 <sup>+</sup> %	1 <sup>-</sup> %	
A'	28,3	*	*	*	*	*	*	*	*	*
B'	22,8	*	*	*	*	*	*	*	*	*
C'	17,4	*	*	*	*	*	*	*	*	*
D'	11,4	660	450	402,8	- 488	0,36	0,48	12	88	1,2
E'	5,7	900	320	402,8	- 786	0,31	0,41	5	95	2,2

L'astérisque indique l'absence de liquide au-dessus de l'électrode correspondante.

TABLEAU 10.

$q_u = 0,1 \text{ cm}^3/\text{sec}$

$\theta = 15^\circ\text{C}$

$\mu = 1,398 \cdot 10^{-2} \text{ poises}$

$A = 11171 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$      $\phi = 10^\circ$      $V = 15,6 \text{ m/s}$     (sans tensioactif)

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}$ $\text{sec}^{-1}$ mes.	$\bar{\alpha}$ $\text{sec}^{-1}$ calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								1 <sup>+</sup> %	1 <sup>-</sup> %	
A'	28,3	450	235	350	+ 41	0,18	0,55	82	18	4
B'	22,8	520	240	490	- 52	0,26	0,33	100	0	3
C'	17,4	520	275	350	- 116	0,21	0,7	92	8	4
D'	11,4	550	X	591	X	0,20	0,56	97	3	3,8
E'	5,7	500	X	376	X	0,34	0,6	98	2	3

X Pas de film d'après la théorie.

TABLEAU 11.

$q_u = 0$

$\theta = 13^\circ\text{C}$

$\mu = 1,45 \cdot 10^{-2} \text{ poises}$

$A = 5728 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$      $\phi = 5^\circ$      $V = 11,6 \text{ m/s}$     (avec tensioactif)

$\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{3} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}$ $\text{sec}^{-1}$ mes.	$\bar{\alpha}$ $\text{sec}^{-1}$ calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								1 <sup>+</sup> %	1 <sup>-</sup> %	
A'	28,3	*	*	*	*	*	*	*	*	*
B'	22,8	*	*	*	*	*	*	*	*	*
C'	17,4	*	*	*	*	*	*	*	*	*
D'	11,4	660	580	334	- 150	0,11	0,30	0	100	0,11
C'	5,7	1100	530	223	- 423	0,1	0,29	0	100	0,1

L'astérisque indique l'absence de liquide au-dessus de l'électrode correspondante.

TABLEAU 12.

$$q_u = 0,04 \text{ cm}^3/\text{sec}$$

$$\theta = 13^\circ\text{C}$$

$$\mu = 1,45 \cdot 10^{-2} \text{ poises}$$

$$A = 5659 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad \phi = 5^\circ \quad V = 11,8 \text{ m/s} \quad (\text{avec tensioactif})$$

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> mes.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								1 <sup>+</sup> %	1 <sup>-</sup> %	
A'	28,3	580	665	223,8	- 59	0,20	0,27	0	100	2,6
B'	22,8	620	645	223,8	- 89	0,09	0,37	0	100	3
C'	17,4	650	623	205,2	- 112	0,076	0,28	0	100	2,7
D'	11,4	1100	555	334	- 388	0,12	0,33	7	93	2,3
E'	5,7	1250	490	223,8	- 493	0,136	0,43	5	95	2,2

TABLEAU 13.

$$q_u = 0,12 \text{ cm}^3/\text{sec}$$

$$\theta = 12,5^\circ\text{C}$$

$$\mu = 1,51 \cdot 10^{-2} \text{ poises}$$

$$A = 5419 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad \phi = 5^\circ \quad V = 12,6 \text{ m/s} \quad (\text{avec tensioactif})$$

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{3} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$$

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> mes.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								1 <sup>+</sup> %	1 <sup>-</sup> %	
A'	28,3	740	645	178,2	- 109	0,14	0,35	3	97	3,2
B'	22,8	700	610	95,5	- 94,5	0,18	0,34	53	47	2,8
C'	17,4	550	X	107	X	0,13	0,52	56	44	2,7
D'	11,4	800	X	146,8	X	0,156	0,5	5	95	3,2
E'	5,7	1050	X	146,8	X	0,15	0,56	3	97	3,8

X Pas de film d'après la théorie.

TABLEAU 14.

$q_u = 0$

$\Theta = 13^\circ\text{C}$

$\mu = 1,45 \cdot 10^{-2}$  poises

$A = 11275 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$

$\phi = 10^\circ$

$V = 12,5 \text{ m/s}$

(avec tensioactif)

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> mes.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								1 <sup>+</sup> %	1 <sup>-</sup> %	
A'	28,3	*	*	*	*	*	*	*	*	*
B'	22,8	*	*	*	*	*	*	*	*	*
C'	17,4	*	*	*	*	*	*	*	*	*
D'	11,4	*	*	*	*	*	*	*	*	*
E'	5,7	500	300	309	- 350	0,33	0,34	8	92	1

L'astérisque indique l'absence de liquide au-dessus de l'électrode correspondante.

TABLEAU 15.

$q_u = 0,07 \text{ cm}^3/\text{sec}$

$\Theta = 17^\circ\text{C}$

$\mu = 1,34 \cdot 10^{-2}$  poises

$A = 12064 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$

$\phi = 10^\circ$

$V = 13,8 \text{ m/s}$

(avec tensioactif)

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{3} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$$

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> mes.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								1 <sup>+</sup> %	1 <sup>-</sup> %	
A'	28,3	260	222	154,4	+ 149	0,19	0,39	100	0	2,4
B'	22,8	400	224	391	- 42	0,23	0,49	100	0	2,3
C'	17,4	420	X	318	X	0,21	0,50	100	0	3,8
D'	11,4	500	X	318	X	0,35	0,52	82	18	2,3
E'	5,7	750	X	235	X	0,20	0,36	8	92	2,2

X Pas de film d'après la théorie.

TABLEAU 16.



$$q_u = 0,20 \text{ cm}^3/\text{sec}$$

$$\Theta = 17^\circ\text{C}$$

$$\mu = 1,34 \cdot 10^{-2} \text{ poises}$$

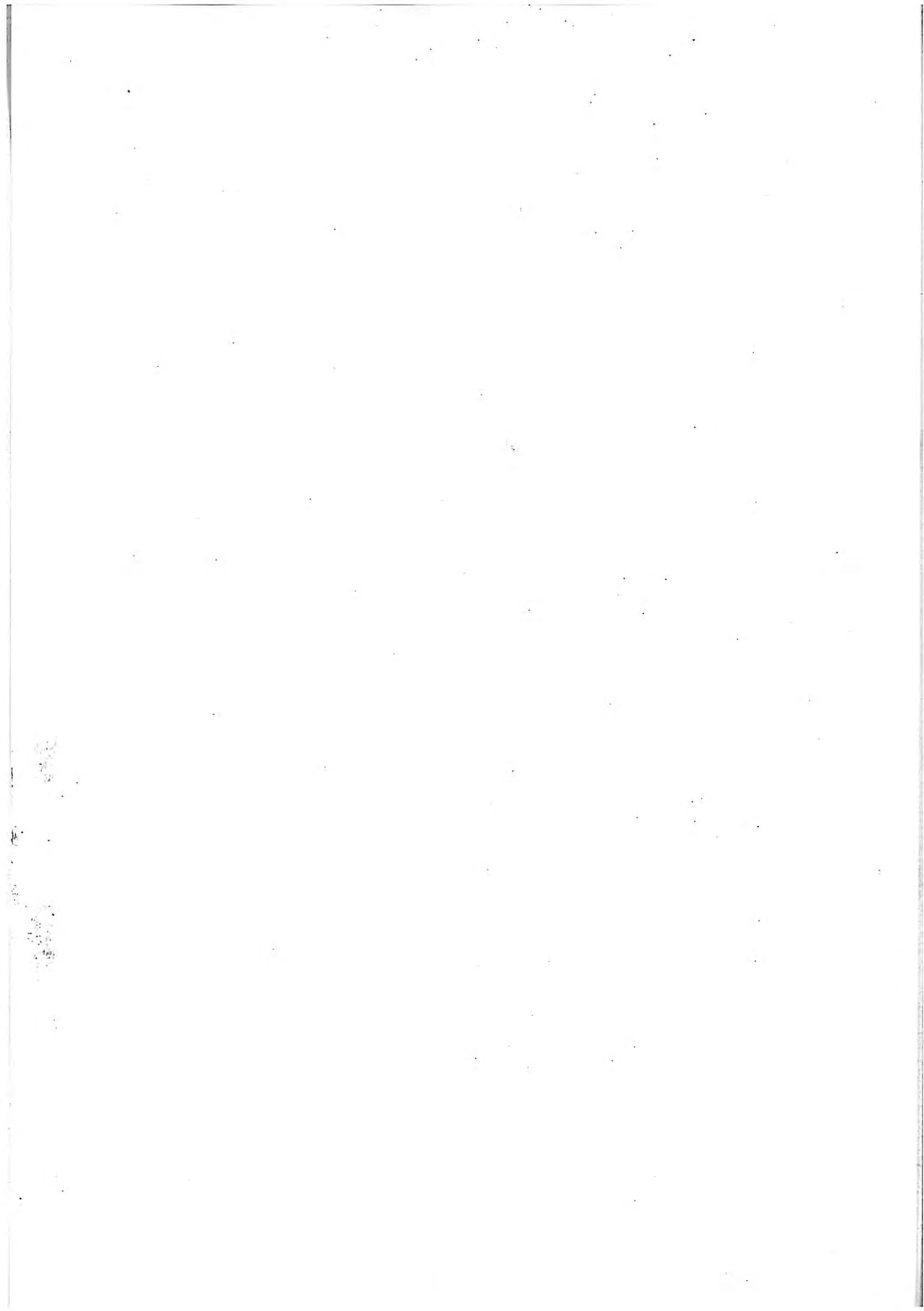
$$A = 11617 \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^{-1} \quad \phi = 10^\circ \quad V = 15,6 \text{ m/s} \quad (\text{avec tensioactif})$$

Electr.	X cm	$\bar{h}$ $\mu$ mes.	$\bar{h}$ $\mu$ calc.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> mes.	$\bar{\alpha}$ sec <sup>-1</sup> calc.	$\Delta h/\bar{h}$	$\Delta\alpha/\bar{\alpha}$	$I_1 - I_2$		f Hz
								1 <sup>+</sup> %	1 <sup>-</sup> %	
A'	28,3	420	390	537	+ 79	0,11	0,27	100	0	5,7
B'	22,8	500	420	714	- 28	0,1	0,19	100	0	5,8
C'	17,4	460	X	714	X	0,09	0,22	100	0	5
D'	11,4	560	X	275	X	0,16	0,37	95	5	5,3
E'	5,7	420	X	275	X	0,3	0,43	100	0	2,8

X Pas de film d'après la théorie.

TABLEAU 17.

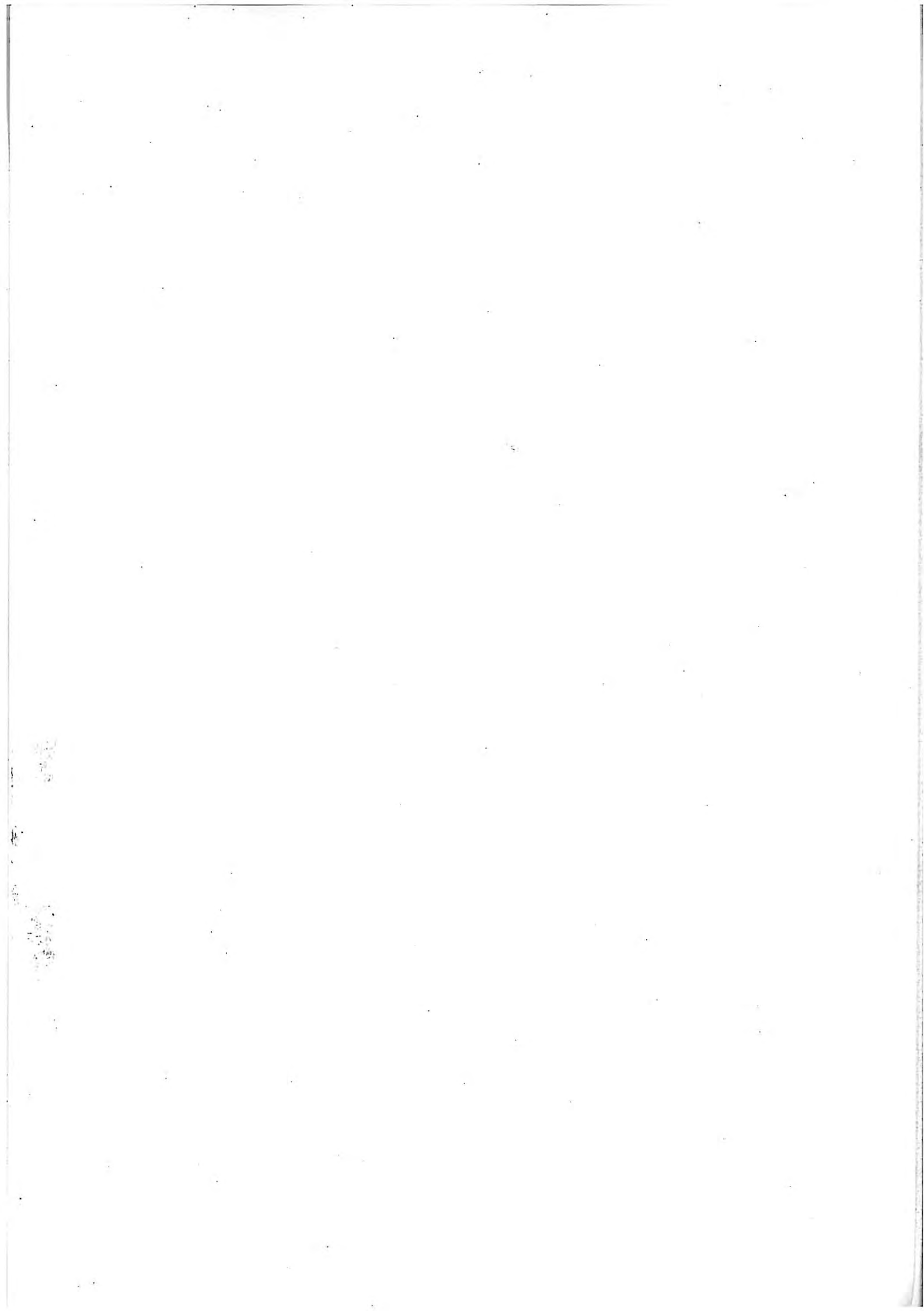
$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{1}{3} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$$



CHAPITRE V

COMPARAISON ENTRE RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX





Dans ce chapitre nous allons comparer les résultats expérimentaux aux valeurs déduites du modèle théorique décrit dans le chapitre II et nous essaierons d'expliquer les différences observées pour les angles d'inclinaison de la plaque ( $\phi = 5^\circ$ ,  $\phi = 10^\circ$ ) et les vitesses du vent choisies. Dans tous les cas l'écoulement du film est laminaire ( $Re < 1000$ ).

La comparaison porte sur l'épaisseur du film  $h$  et sur le gradient de vitesse pariétal  $\alpha$ .

Suivant les cas observés lors de l'étude expérimentale (chapitre IV) soit le film s'arrête avant d'atteindre le sommet de la plaque, soit l'eau s'écoule et le débit recueilli  $Q_u$  est sensiblement égal au débit à travers la surface poreuse ( $Q_u \sim 60 \text{ cm}^3/\text{min}$ ). Le débit  $q_u$  intervenant dans la relation générale (14) est le débit volumique par unité de largeur. Il a donc été nécessaire, pour chaque condition expérimentale, d'estimer la largeur  $b$  du film liquide au sommet de la plaque avec la relation  $q_u = \frac{Q_u}{b}$ .

Dans le premier cas,  $q_u = 0$  et l'épaisseur  $h$  mesurée est comparée à celle calculée d'après la relation simplifiée (15) pour  $q_u = 0$ ; les valeurs de  $\tau_h$  et de  $\partial p/\partial x$  mesurées sont utilisées pour la comparaison. Les résultats sont présentés sur les tableaux 7, 10, 12, 15, et reportés sur les figures 74, 75, 76, 77.

Dans le second cas,  $h$  mesuré est comparé à  $h$  calculé d'après la relation générale (14) en remplaçant  $\alpha$  par sa valeur (eq. 11) et on aboutit à l'équation de troisième degré :

$$-\frac{Ah^3}{3} + \frac{\tau_h h^2}{2\mu} - q_u = 0 \quad (42)$$

De plus,  $\alpha$  est relié à  $h$  par la relation :

$$\alpha = \frac{\tau_h}{\mu} - Ah \quad (43)$$

Pour déterminer les racines nous avons étudié les variations de la fonction :

$$f(h) = -\frac{Ah^3}{3} + \frac{\tau_h h^2}{2\mu} - q_u$$

Cette fonction dépend de  $\tau_h$  et  $\partial p/\partial x$  mesurés ( $q_u \neq 0$ ).

$$f'(h) = h\left(Ah - \frac{\tau_h}{\mu}\right)$$

donc  $f'(h) = 0$  pour  $h = 0$ , et  $h = \frac{\tau_h}{\mu A}$

Nous avons le tableau de variations suivant :

h	- $\infty$	0	$\frac{\tau_h}{\mu A}$	+ $\infty$
f'	-	0	+	0
f	$\frac{\tau_h^3}{6A^2\mu^3} - q_u$			
α		+	0	-

TABLEAU 18.

Il y a donc toujours une racine négative si  $q_u > 0$ . Il y a 0, 1 ou 2 racines positives suivant le signe du maximum de  $f(h)$  en  $h_0 = \tau_h/\mu A$ .

- Si  $\frac{\tau_h^3}{6A^2\mu^3} - q_u < 0$ , l'équation (42) n'ayant pas de racine positive, nous n'avons pas de film sur la plaque.

- Si  $\frac{\tau_h^3}{6A^2\mu^3} - q_u = 0$ , nous avons le seuil  $h_0$  d'existence du film sur la plaque, donc  $h = h_0 = \frac{\tau_h}{\mu A}$ . Cette valeur correspond à  $\alpha = 0$ .

- Si  $\frac{\tau_h^3}{6A^2\mu^3} - q_u > 0$ , nous avons deux racines  $h_1$  et  $h_2$  telles que :

- . pour  $h_1 < h_0$ ,  $\alpha > 0$
- . pour  $h_2 > h_0$ ,  $\alpha < 0$ , donc nous avons recirculations dans le film liquide.

Nous avons observé expérimentalement les cas de figure prévus par la théorie, c'est-à-dire qu'à l'absence d'écoulement moyen ( $q_u = 0$ ) correspond une recirculation ( $\alpha < 0$ ) en tout point étudié et que pour  $q_u > 0$  on peut avoir soit  $\alpha > 0$  (écoulement vers le haut), soit  $\alpha < 0$ .

Les résultats de calcul sont présentés sur les tableaux 8 à 17 et sont reportés sur les figures 78 à 84.

D'autre part,  $\bar{\alpha}$  mesuré est comparé à  $\bar{\alpha}$  calculé d'après la relation (11) ; les valeurs de  $\tau_h$ ,  $\partial p/\partial x$  et  $h$  mesurées sont utilisées pour la comparaison. Les résultats sont présentés sur les tableaux 1 à 17 et sont reportés sur les figures 85 à 95.

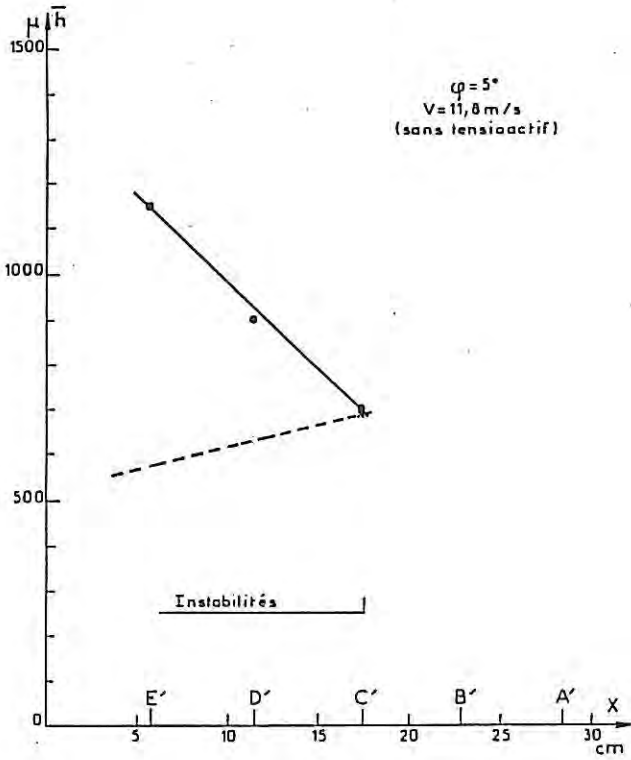


Figure 74.

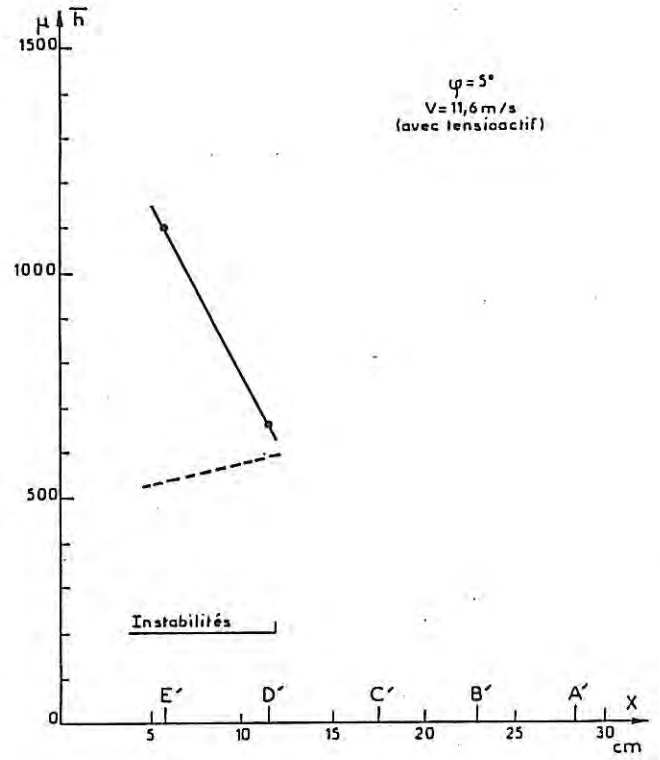


Figure 75.

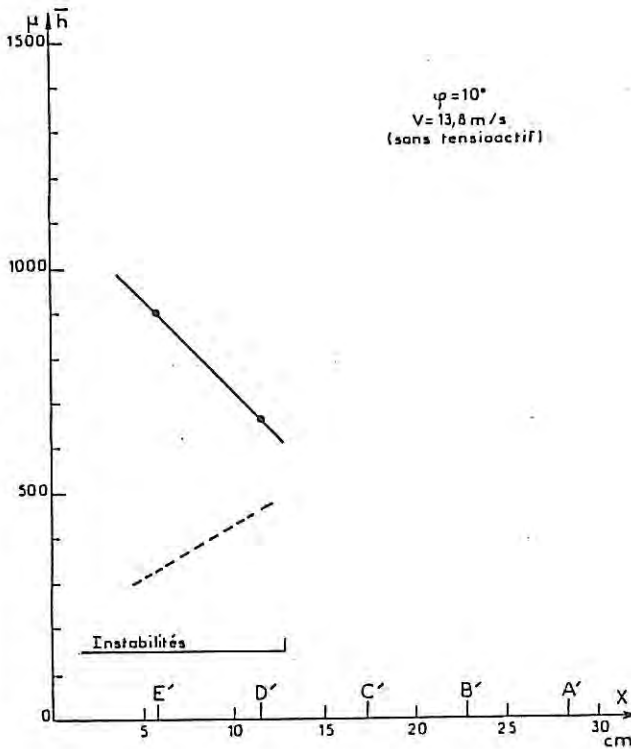


Figure 76.

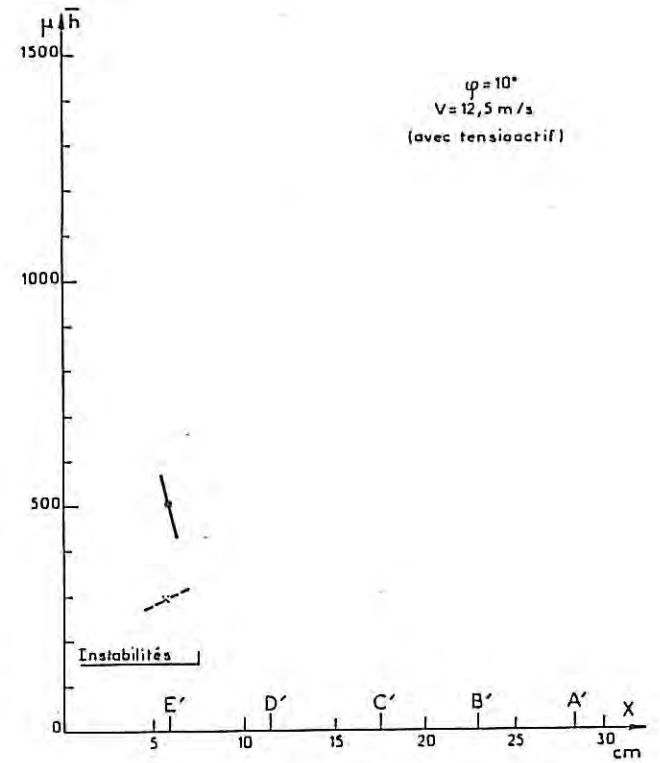


Figure 77.

Différents cas de variation de la hauteur du film liquide  $\bar{h}$  en fonction de la distance  $X$  de la plaque quand  $q_u = 0$  (cf. figure 15).

- courbe expérimentale
- - - courbe théorique (eq. 15)

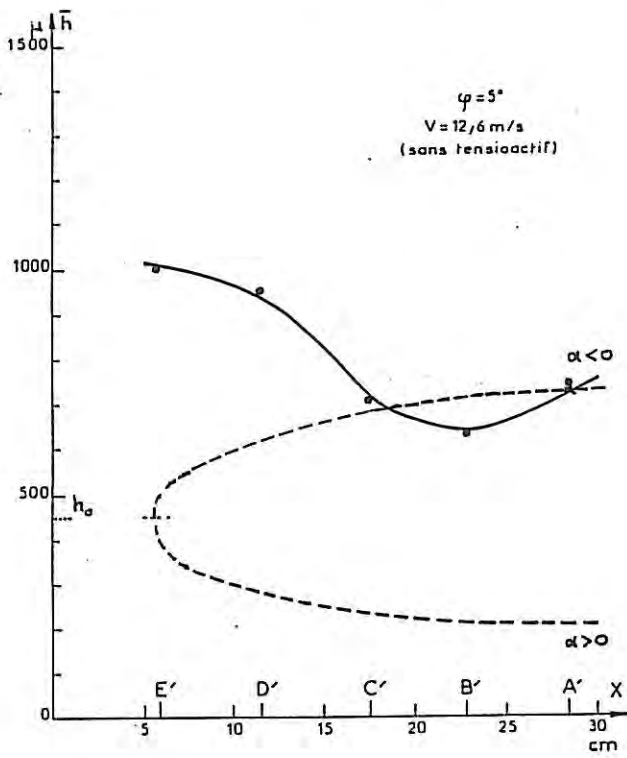


Figure 78.

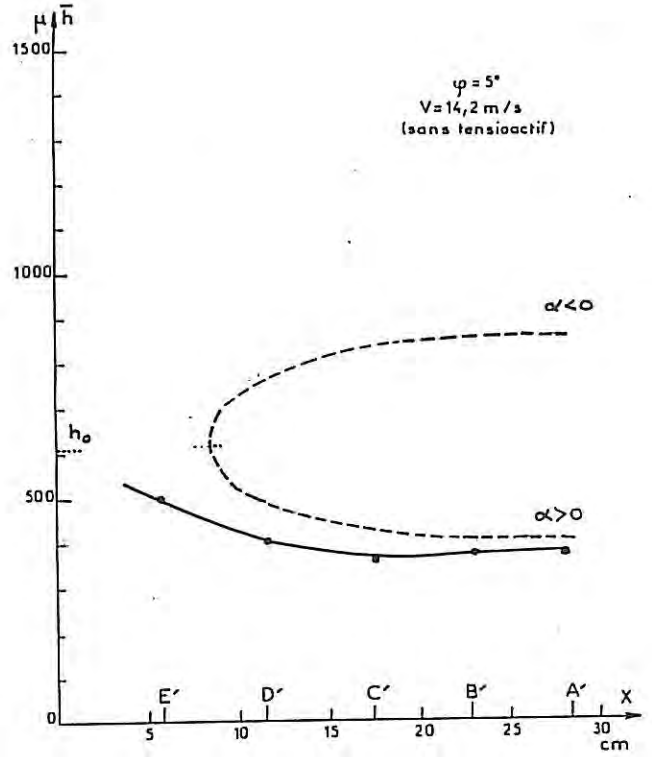


Figure 79.

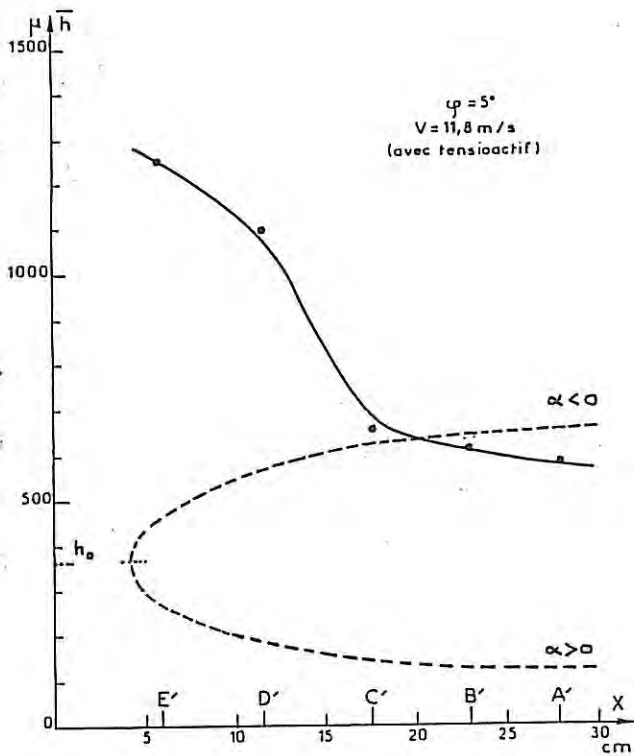


Figure 80.

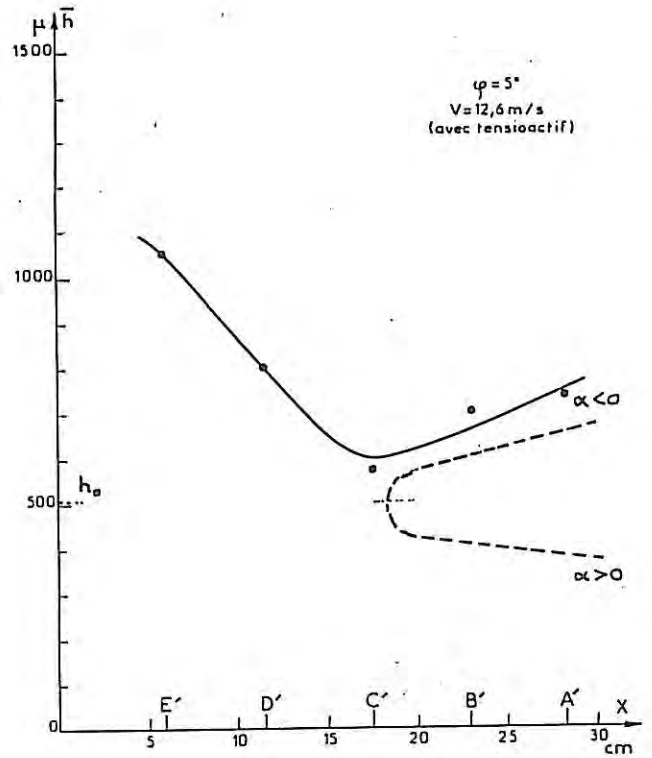


Figure 81.

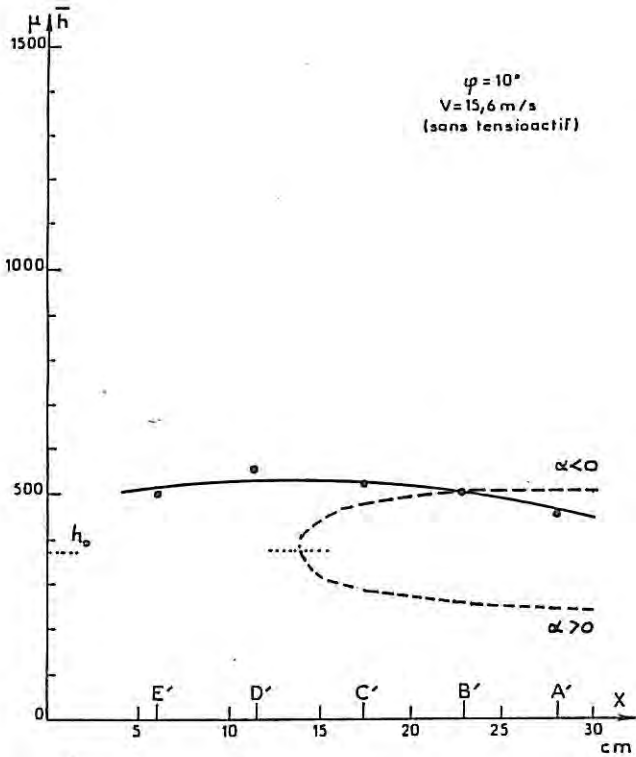


Figure 82.

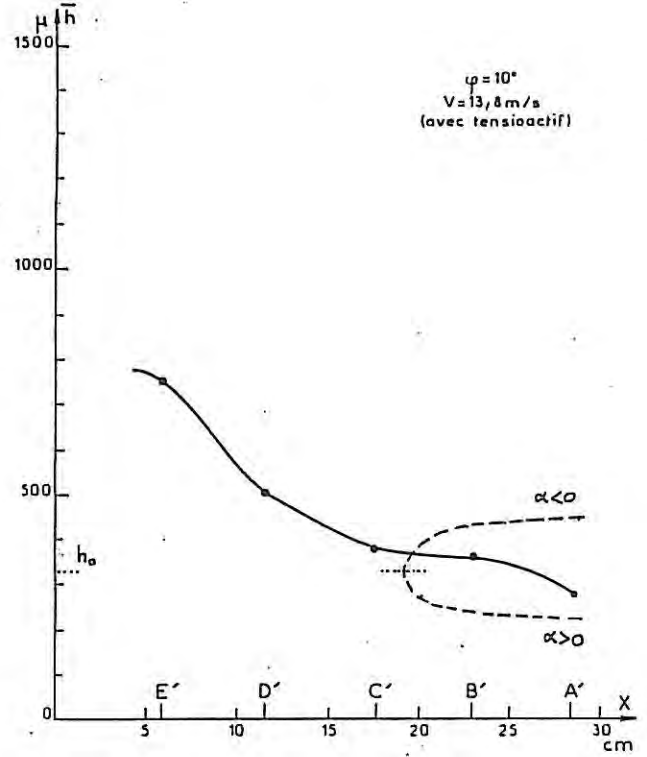


Figure 83.

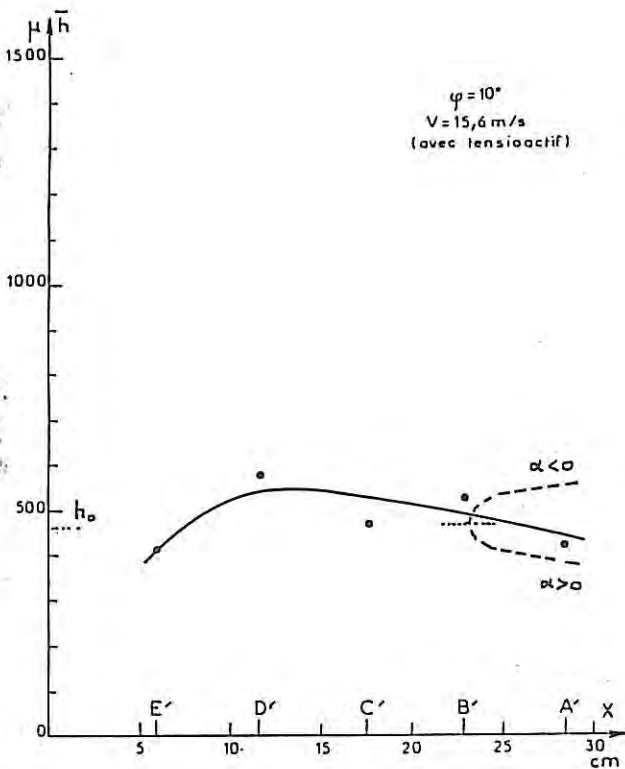


Figure 84.

Figures 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84.

Différents cas de variation de la hauteur  $\bar{h}$  du film liquide en fonction de la distance  $X$  de la plaque quand  $q_u \neq 0$  (cf. figure 14,  $\alpha$  étant positif ou négatif).

— courbe expérimentale  
- - - courbe théorique (éq. 42)

$\phi = 5^\circ$   
 $V = 11,8 \text{ m/s}$   
 (sans tensioactif)

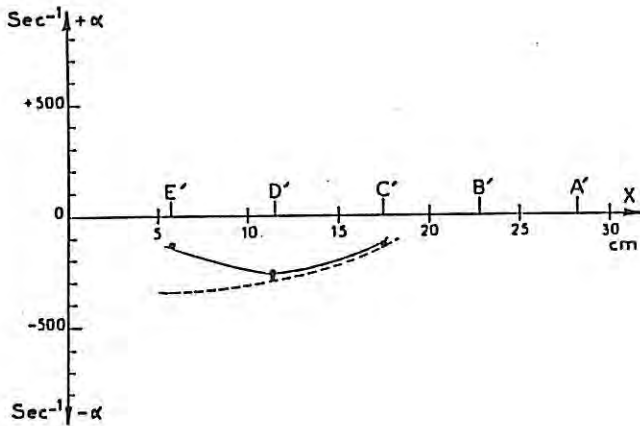


Figure 85.

$\phi = 5^\circ$   
 $V = 11,6 \text{ m/s}$   
 (avec tensioactif)

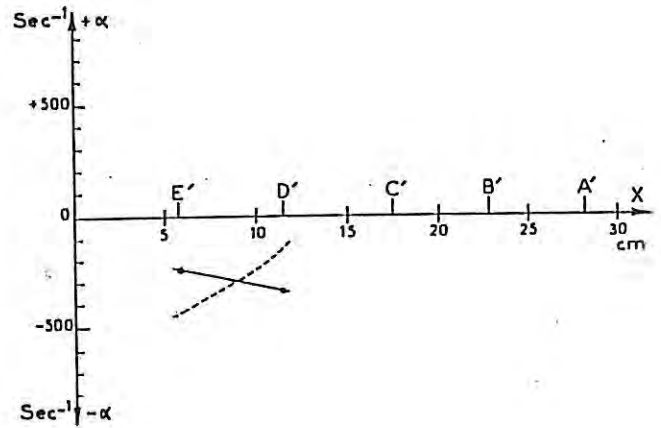


Figure 86.

$\phi = 10^\circ$   
 $V = 13,8 \text{ m/s}$   
 (sans tensioactif)

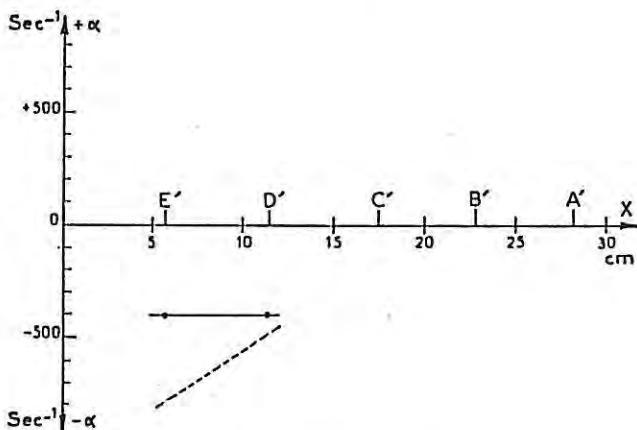


Figure 87.

$\phi = 10^\circ$   
 $V = 12,5 \text{ m/s}$   
 (avec tensioactif)

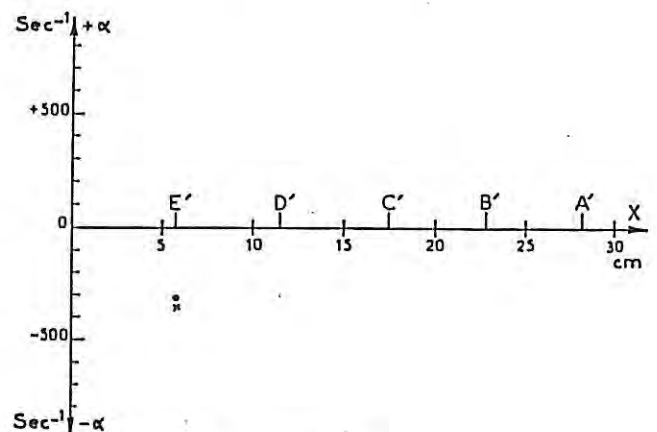


Figure 88.

Différents cas de variations du gradient de vitesse pariétal  $\bar{a}$  en fonction de la distance  $X$  de la plaque quand  $q_u = 0$  (cf. figure 15).

- courbe expérimentale
- - - courbe théorique (eq. 11)



$\phi = 5^\circ$   
 $V = 12,6 \text{ m/s}$   
(sans tensioactif)

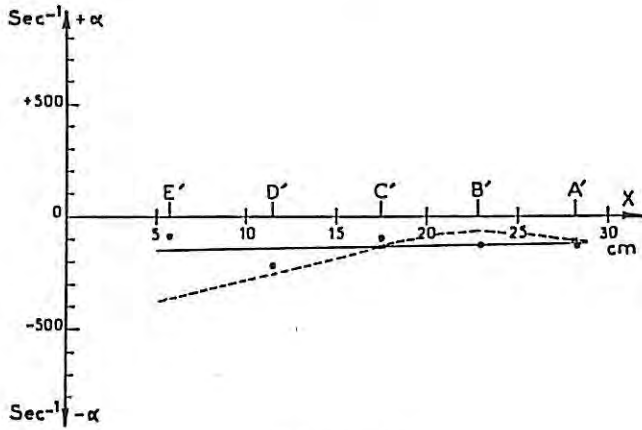


Figure 89.

$\phi = 5^\circ$   
 $V = 14,2 \text{ m/s}$   
(sans tensioactif)

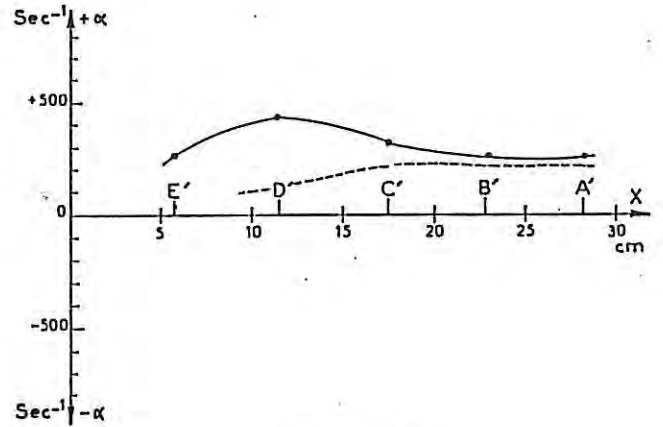


Figure 90.

$\phi = 5^\circ$   
 $V = 11,8 \text{ m/s}$   
(avec tensioactif)

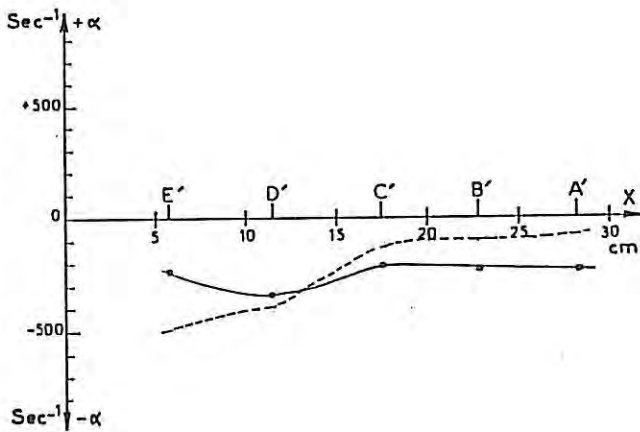


Figure 91.

$\phi = 5^\circ$   
 $V = 12,6 \text{ m/s}$   
(avec tensioactif)

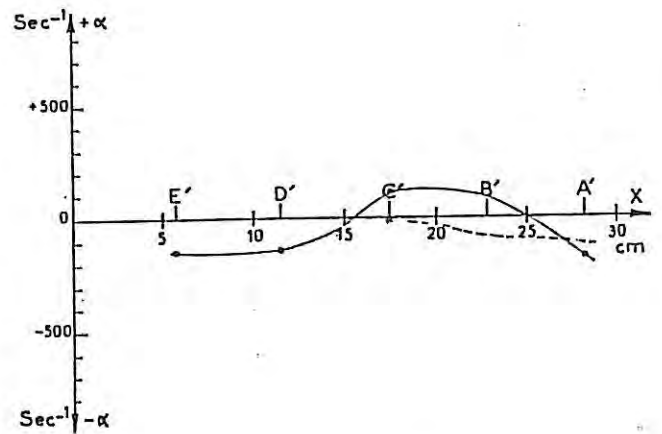


Figure 92.

$\phi = 10^\circ$   
 $V = 15,6 \text{ m/s}$   
 (sans tensioactif)

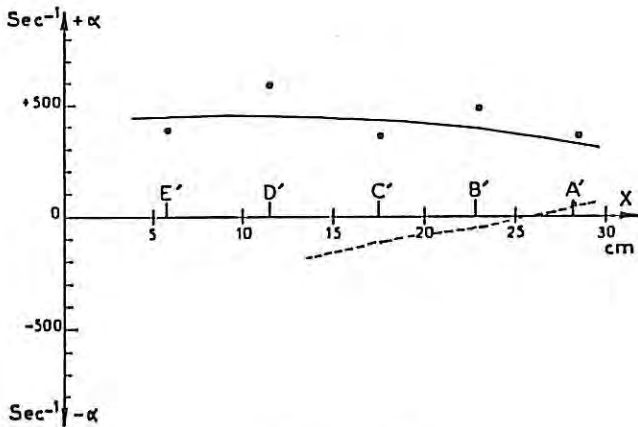


Figure 93.

$\phi = 10^\circ$   
 $V = 13,8 \text{ m/s}$   
 (avec tensioactif)

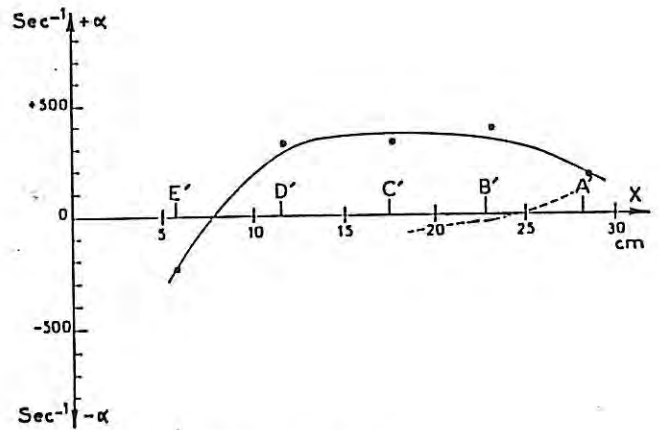


Figure 94.

$\phi = 10^\circ$   
 $V = 15,6 \text{ m/s}$   
 (avec tensioactif)

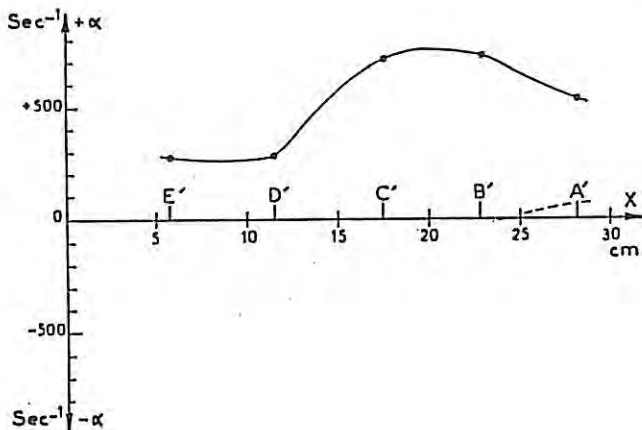


Figure 95.

Figures 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95.

Différents cas de variations du gradient de vitesse pariétal  $\alpha$  en fonction de la distance  $X$  de la plaque quand  $q_u \neq 0$  (cf. figure 14).

— courbe expérimentale  
 - - - courbe théorique (eq. 11)

D'après le modèle théorique, lorsque la quantité  $\tau^3/6A^2\mu^3 - q_u > 0$  il y a deux solutions possibles, les figures 78 à 84 correspondent à cette situation. Nous avons représenté en tirets la courbe théorique donnant  $\bar{h}$  en fonction de  $x$ , calculé suivant les valeurs de  $\tau_h$  et  $\partial p/\partial x$  en chaque point. L'allure générale est parabolique, le sommet définissant la condition d'existence du film ( $h = h_0$ ). A chaque branche est associé un signe de  $\alpha$ .

On peut constater que, lorsque le modèle peut s'appliquer c'est-à-dire lorsque le taux de fluctuation de  $h$  et  $\alpha$  reste faible, il existe dans tous les cas une bonne concordance entre la théorie et l'expérience à partir d'une certaine valeur de  $x$  (figures 78 à 84). Cette concordance est assurée pour l'une des deux branches.

Pour  $\phi = 5^\circ$ , la cohérence est complète entre le signe de  $\alpha$  déduit de l'accord entre  $h$  mesuré et  $h$  calculé et la signe de  $\alpha$  mesuré expérimentalement (figures 85 à 92), avec ou sans tensioactif.

En revanche, l'accord disparaît soit lorsque  $q_u = 0$  (figures 74 à 77), soit pour  $q_u > 0$  aux faibles valeurs de  $x$ , ou encore lorsque  $\phi = 10^\circ$ . Dans les deux premiers cas, on peut expliquer cet effet par l'existence d'une composante de vitesse perpendiculaire à la paroi de sorte que la vitesse d'écoulement n'est pas parallèle à la paroi comme le calcul le suppose. Il y a peut-être aussi une accumulation de liquide lorsque  $q_u = 0$  par l'intervention de la tension superficielle qui limite la montée du film.

Une autre cause d'écart à la théorie provient de l'existence d'instabilités qui n'ont pas été prises en compte dans le modèle. Ceci est particulièrement vrai quand la vitesse du vent est plus élevée ou quand  $\phi$  augmente.

Lorsque le film présente des valeurs conformes à ce qu'indique la théorie (à titre d'exemple  $\phi = 5^\circ$ ,  $V = 12,6$  m/s,  $x = 17,4$  cm, sans

tensioactif, tableau 8), nous pouvons définir complètement le profil de vitesse dans le film conformément au schéma de la figure 96 avec  $Y_a = 345 \mu$ ,  $Y_p = 170 \mu$  (eq. 16 et 17).

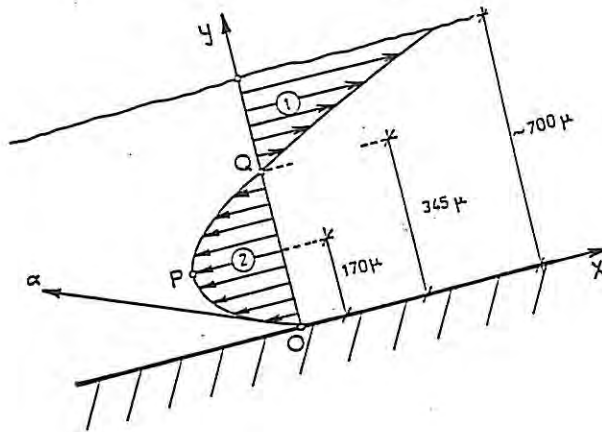


Figure 96.

Nous pouvons aussi évaluer l'ordre de grandeur de la longueur d'onde  $\xi$  d'une des vagues pseudopériodiques enregistrées sous forme de pics. Si  $u_h$  est le module de vitesse moyenne extérieure (calculé à partir de l'équation 12 pour  $y = h$ ) et  $f$  la fréquence de propagation des vagues, nous avons  $\xi = \bar{u}_h / f$ . A l'emplacement de l'électrode,  $\xi$  est de l'ordre de 2,5 cm, ce qui est conforme à l'observation visuelle. Le rapport  $\xi/h \sim 35$  nous montre que les vagues auraient plutôt l'aspect suivant :

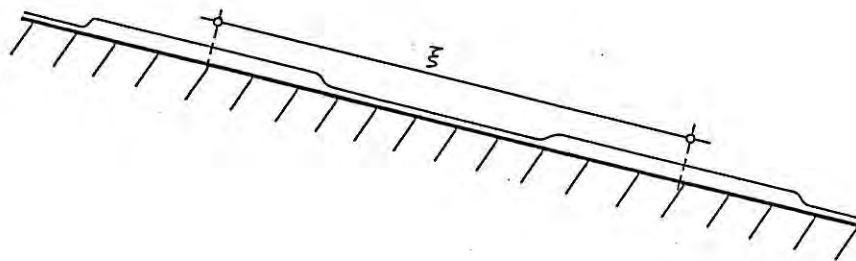


Figure 97.

Corrélativement, l'accord entre les valeurs de  $\alpha$  mesurées et calculées s'obtient pour les mêmes valeurs de  $x$  que celles donnant l'accord entre les valeurs de  $h$  mesurées et calculées. Les écarts observés sur le signe (figures 93 à 95) traduisent l'influence grandissante des instabilités. On peut noter que le taux de fluctuation de  $\alpha$  est nettement supérieur au taux de fluctuation de  $h$ , bien que la relation (43) donnant  $\alpha$  soit linéaire en  $h$ . En réalité les termes  $\tau_h$  et  $A$  contiennent une composante fluctuante qui peut expliquer les résultats observés.

Notons enfin que l'abaissement de la tension superficielle augmente la fréquence des instabilités et semble diminuer le taux de fluctuation de  $h$  et  $\alpha$ . Toutefois ce dernier point devrait être précisé par une analyse statistique des signaux temporels hors du cadre de ce travail, et l'on devrait également tenir compte de la réponse en fréquence de chaque type de capteur utilisé.

Signalons aussi l'influence des irrégularités éventuelles de la plaque dues à son mode de construction, sur l'épaisseur du film liquide. D'autre part la largeur du film  $b$  étant estimée à partir d'observations visuelles varie autour d'une valeur moyenne, ce qui nous donne un débit  $q_u$  (par unité de largeur) qui n'est pas toujours constant.

Les allures des films d'eau pour chaque cas étudié sont représentées schématiquement sur les figures 98 à 108.

En résumé, malgré toutes les causes d'erreur, la théorie développée ici donne une bonne base d'analyse des phénomènes observés et la méthodologie proposée pourrait être utilisée dans le cadre d'une théorie plus élaborée.

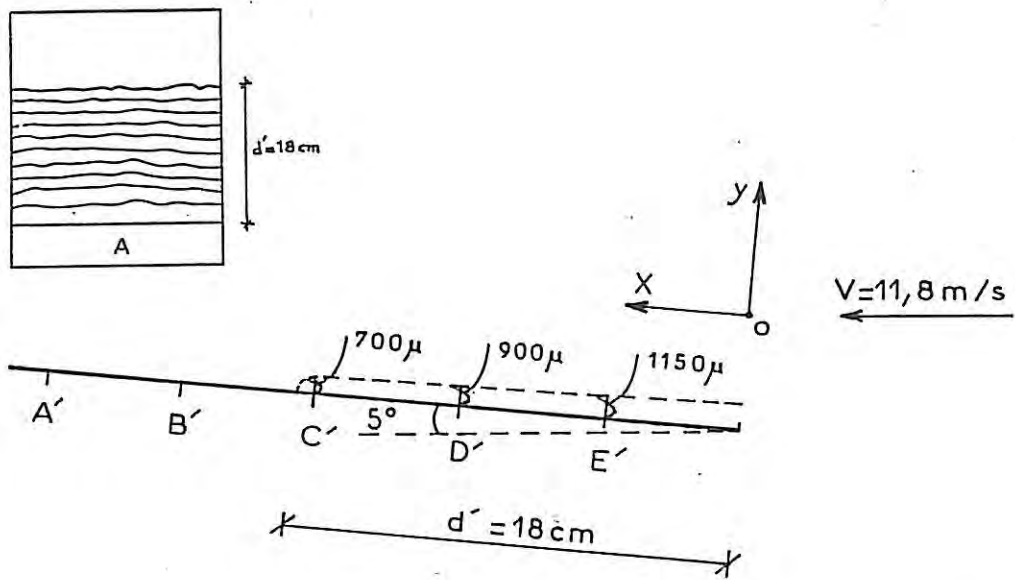


Figure 98. Plaque inclinée à  $\phi = 5^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 11,8 \text{ m/s}$  et sans tensioactif.

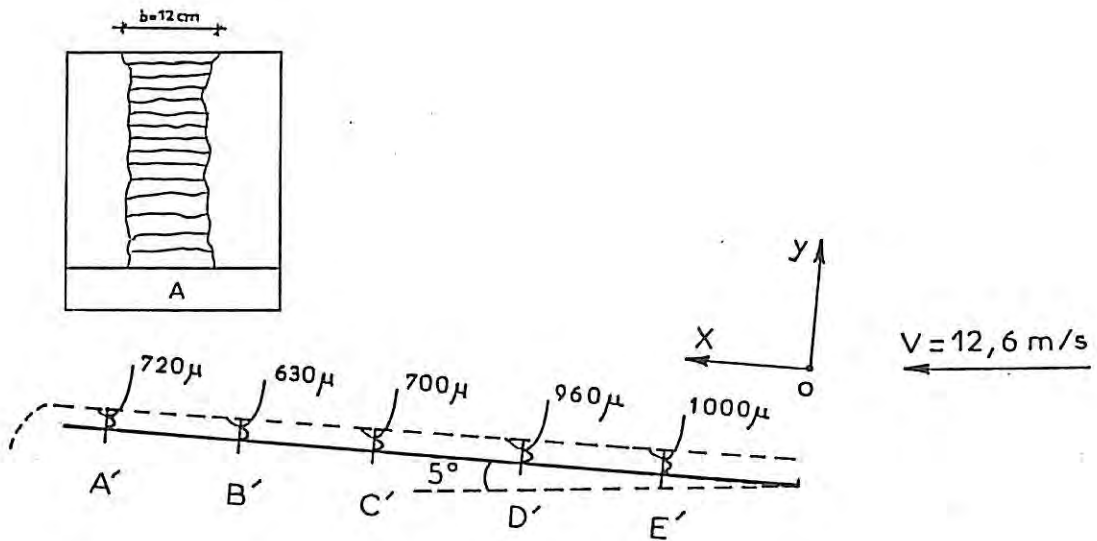


Figure 99. Plaque inclinée à  $\phi = 5^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 12,6 \text{ m/s}$  et sans tensioactif.

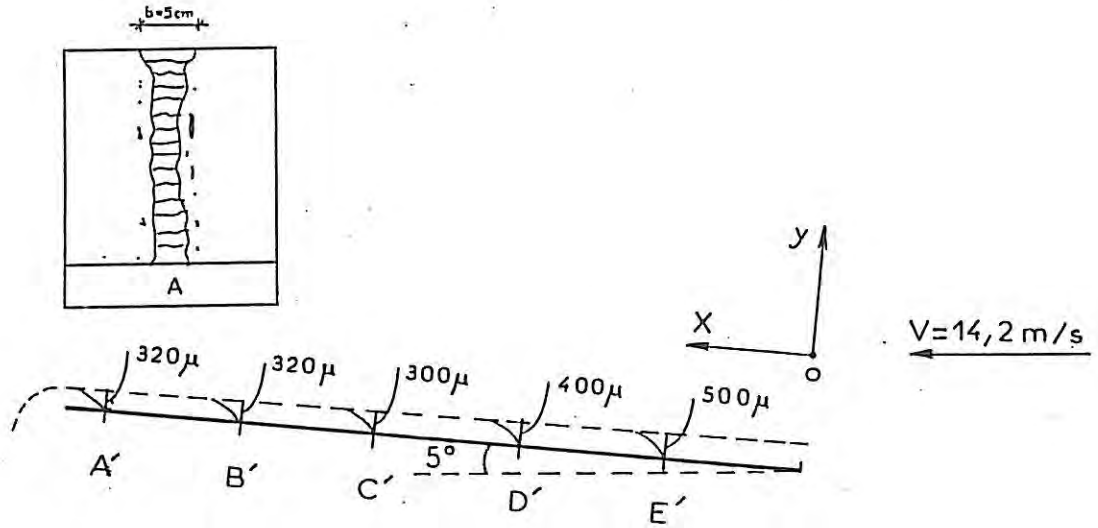


Figure 100. Plaque inclinée à  $\phi = 5^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 14,2 \text{ m/s}$  et sans tensioactif.

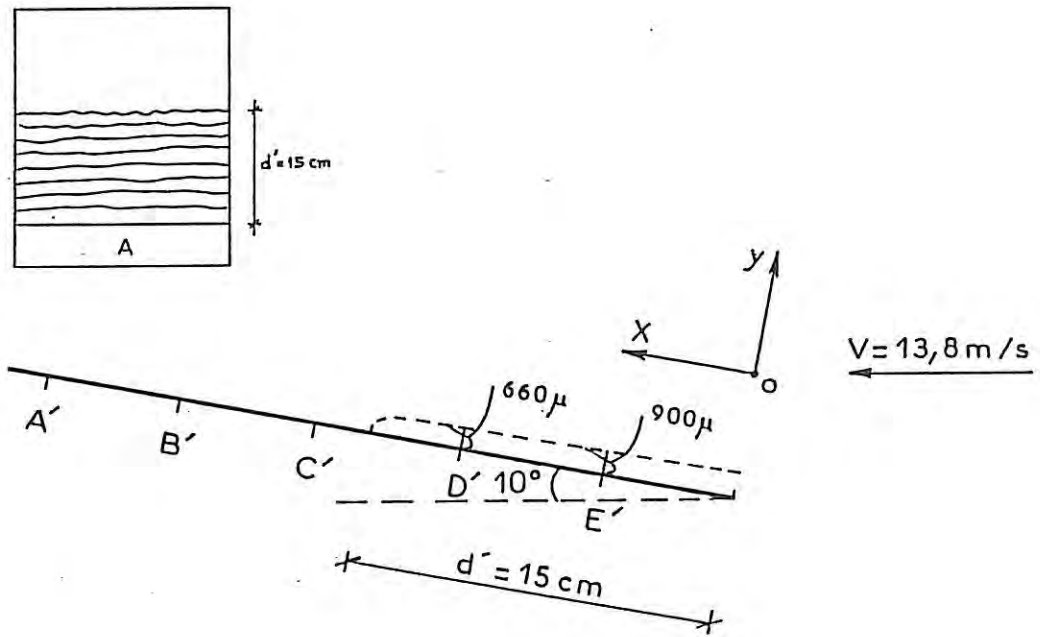


Figure 101. Plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 13,8 \text{ m/s}$  et sans tensioactif.

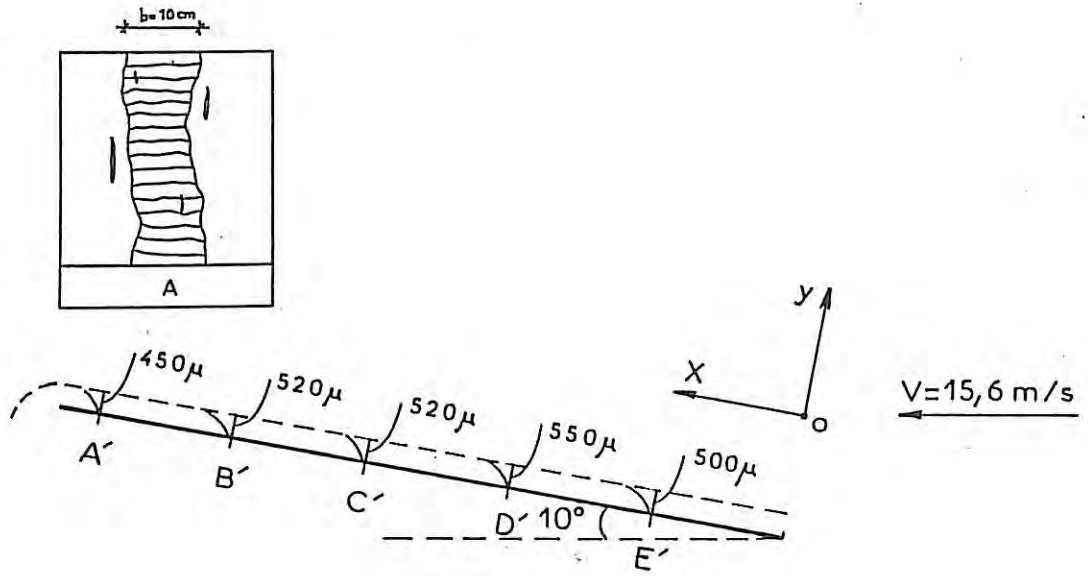


Figure 102. Plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 15,6\text{ m/s}$  et sans tensioactif.

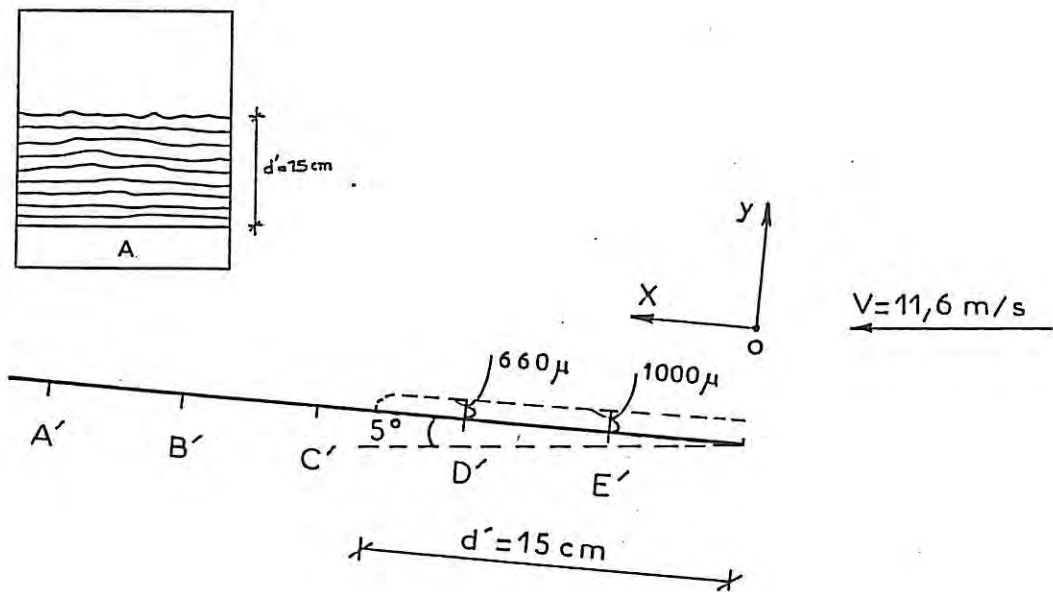


Figure 103. Plaque inclinée à  $\phi = 5^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 11,6\text{ m/s}$  et avec tensioactif.



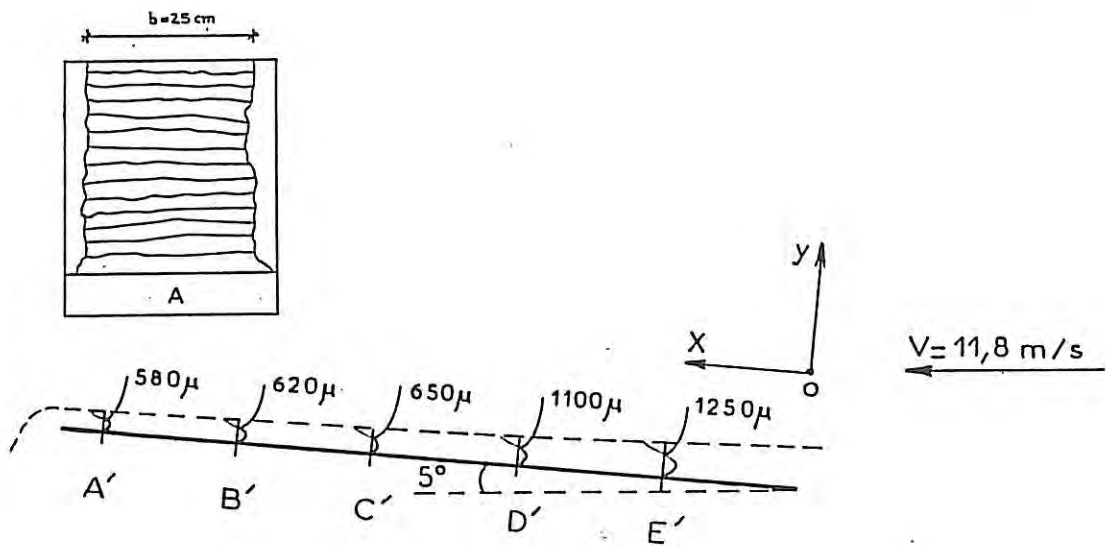


Figure 104. Plaque inclinée à  $\phi = 5^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 11,8 \text{ m/s}$  et avec tensioactif.

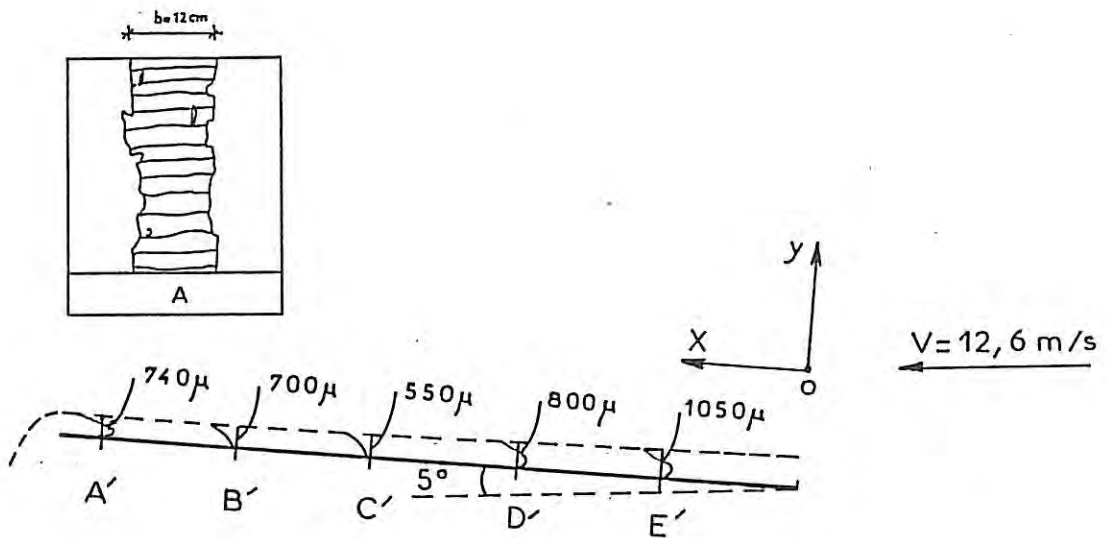


Figure 105. Plaque inclinée à  $\phi = 5^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 12,6 \text{ m/s}$  et avec tensioactif.

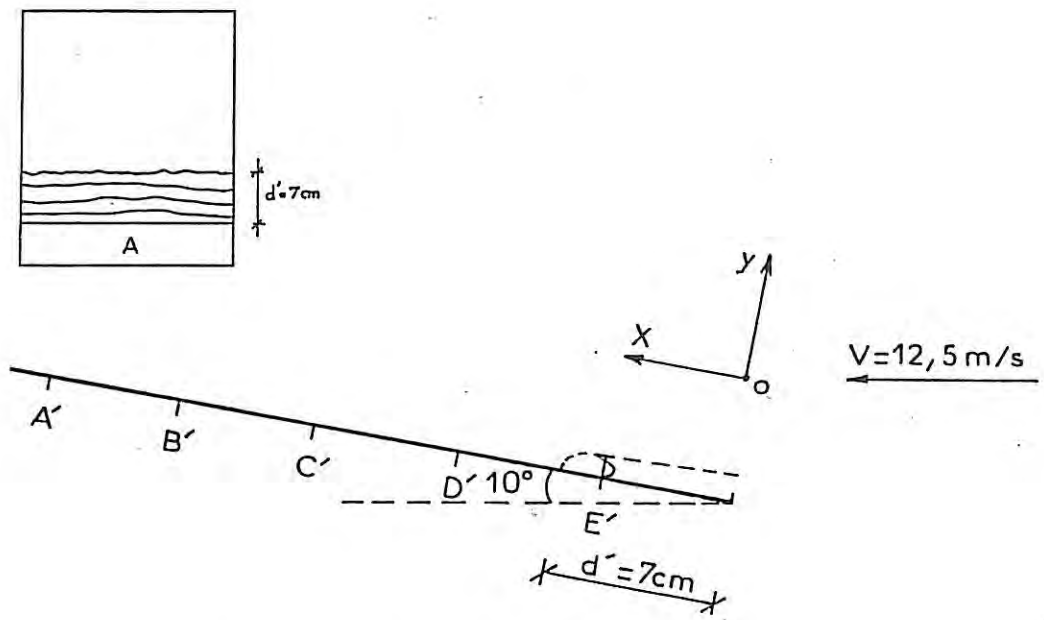


Figure 106. Plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 12,5\text{ m/s}$  et avec tensioactif.

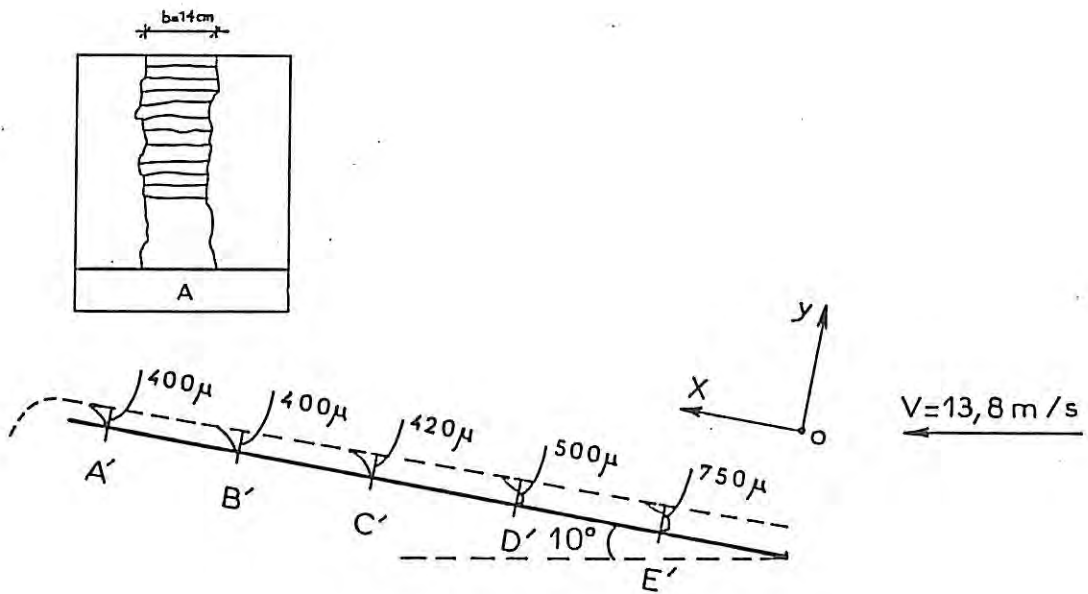


Figure 107. Plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 13,8\text{ m/s}$  et avec tensioactif.

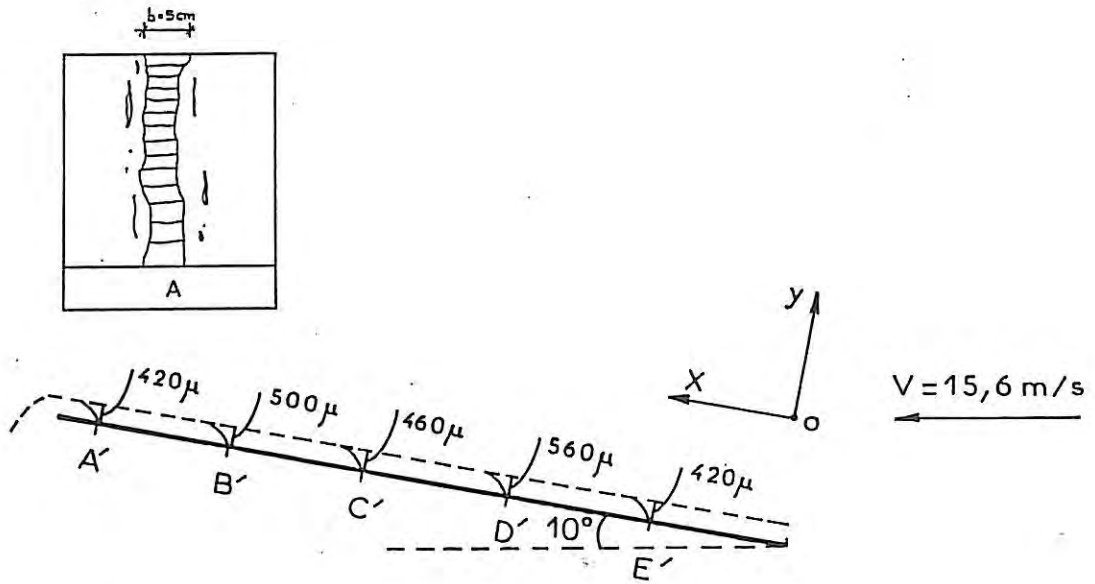
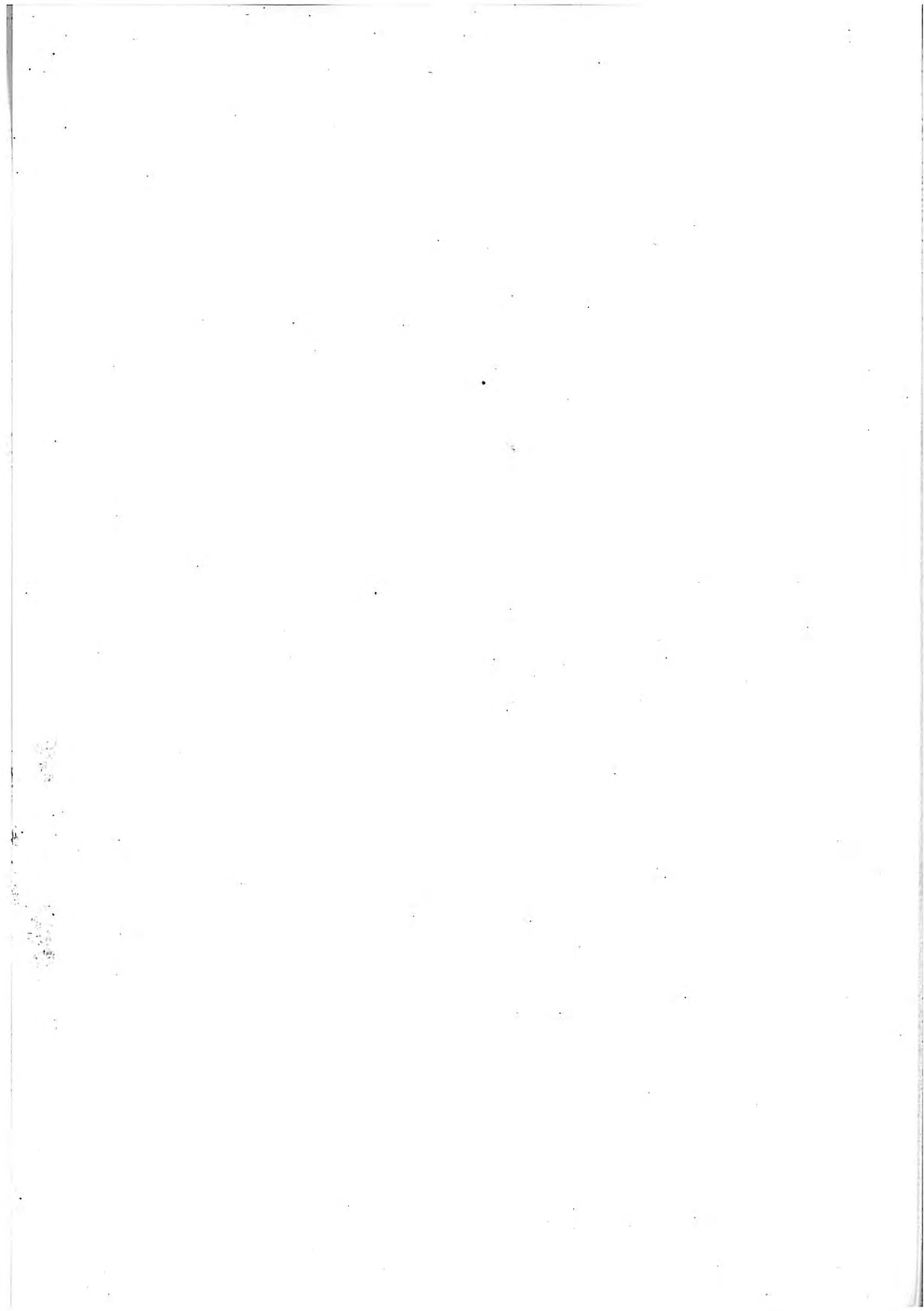


Figure 108. Plaque inclinée à  $\phi = 10^\circ$ , vitesse du vent à  $V = 15,6\ \text{m/s}$  et avec tensioactif.

CONCLUSION



La motivation de notre étude réside dans la conception et la mise en oeuvre d'une méthode électrochimique spécifique destinée à l'étude de couches liquides continues (ou à la limite de gouttelettes) dans des cavités telles que les joints du bâtiment.

Cette méthode, qui permet la mesure locale et instantanée de l'épaisseur et du gradient de vitesse pariétal d'un film liquide a été appliquée à l'étude de l'entraînement par le vent d'un film d'eau sur un plan incliné.

Dans une première partie, nous avons analysé les conditions théoriques du problème électrique et nous en avons déduit les caractéristiques requises pour la réalisation d'un appareil spécifique qui associe à un suiveur de courant un conductivimètre nouveau et très performant.

Cet appareil, réalisé au laboratoire, a été testé avec succès sur un écoulement modèle de "Poiseuille plan" pour lequel la distance entre parois et le gradient de vitesse pariétal sont parfaitement connus.

Nous avons choisi de faire fonctionner cet appareil à des fréquences très élevées (200 KHz), afin que les perturbations de l'écoulement du liquide n'influent pas sur les mesures ; grâce à cela, nous avons la possibilité de suivre les variations instantanées de l'épaisseur du film.

Nous avons développé, en parallèle, un modèle théorique valable en régime permanent qui décrit les différentes configurations de films possibles en fonction des paramètres d'étude : vitesse du vent, pente du plan incliné, débit de la pluie.

Les résultats de l'étude expérimentale conduite en soufflerie ont permis de valider le domaine dans lequel ce modèle peut constituer un support valable notamment aux pentes faibles et aux vitesses du vent modérées. En revanche, deux phénomènes dont on n'a pas tenu compte dans cette étude et qui devraient en constituer une extension (instabilités hydrodynamiques et influence de la tension superficielle) donnent des écarts significatifs à la théorie proposée. L'effet de la tension superficielle esquissée de façon expérimentale dans ce travail se manifeste sur la hauteur de montée du film et sur la fréquence des instabilités.

Il est à noter que la géométrie des électrodes joue un rôle important ; aussi pensons-nous possible d'améliorer leurs performances par l'emploi de techniques de réalisation très précises telles que la méthode de masquage photographique récemment développée au Laboratoire de Physique des Liquides et Electrochimie de l'Université P. & M. Curie.

Il est maintenant tout à fait possible d'étendre notre méthode d'étude à des mesures directes sur site en adaptant la géométrie des capteurs et les caractéristiques électriques de notre appareil.

Des applications de notre méthode peuvent être envisagées notamment :

- dans le génie aérodynamique (comportement d'un véhicule soumis à la pluie) ,
- dans le génie chimique (tours d'échange de masse et de chaleur).

Cependant, les applications les plus importantes nous paraissent être celles qui concernent le comportement à la pluie et au vent de différentes parties du bâtiment :

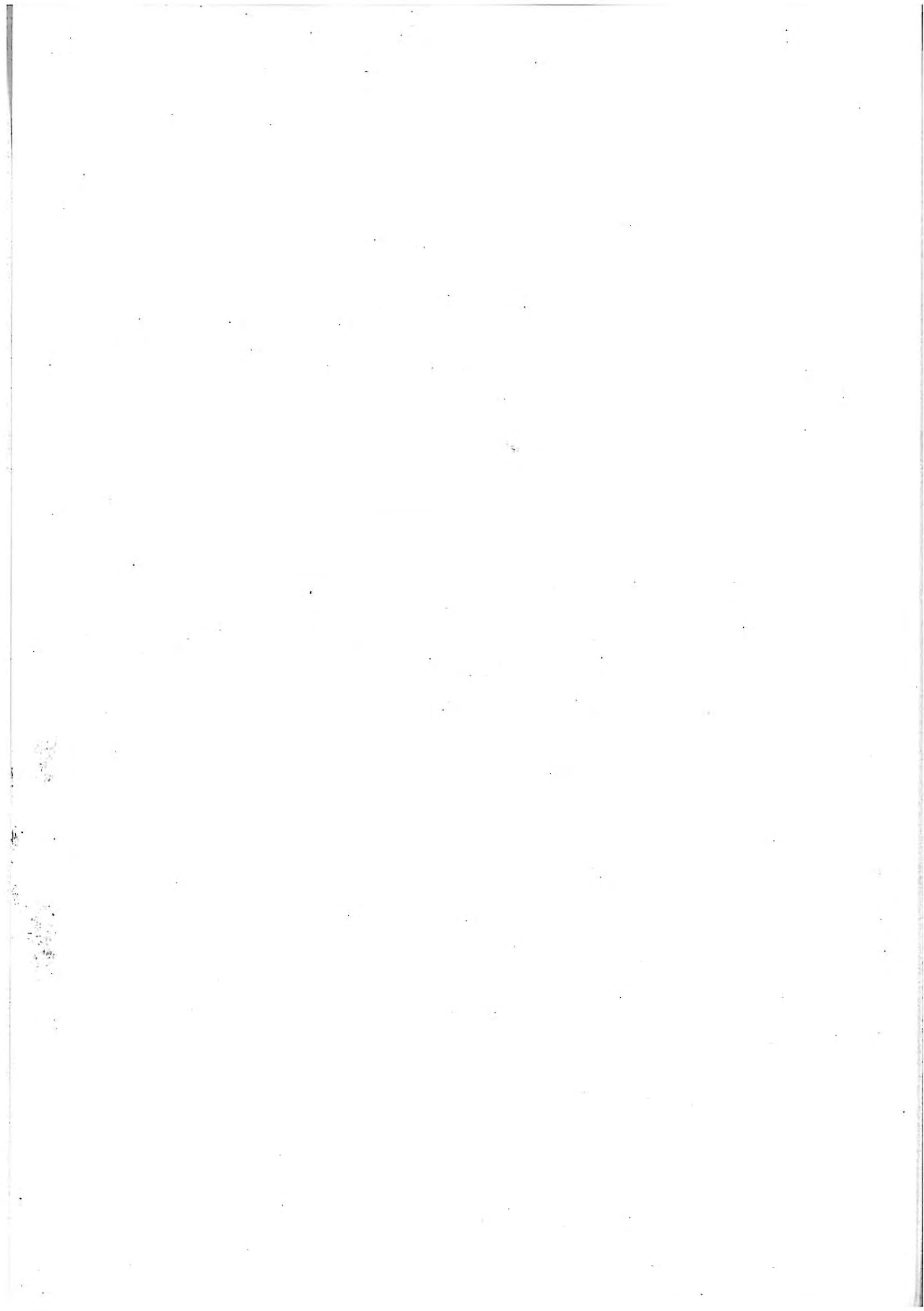
- joints tels que ceux que l'on rencontre entre panneaux préfabriqués, tuiles, châssis, etc.
- éléments architectoniques formant gouttes d'eau et rejets d'eau tels que corniches, bandeaux, appuis de fenêtres, etc.

- façades entières telles que celles exposées aux salissures dues à l'entraînement de poussières par les eaux de ruissellement.

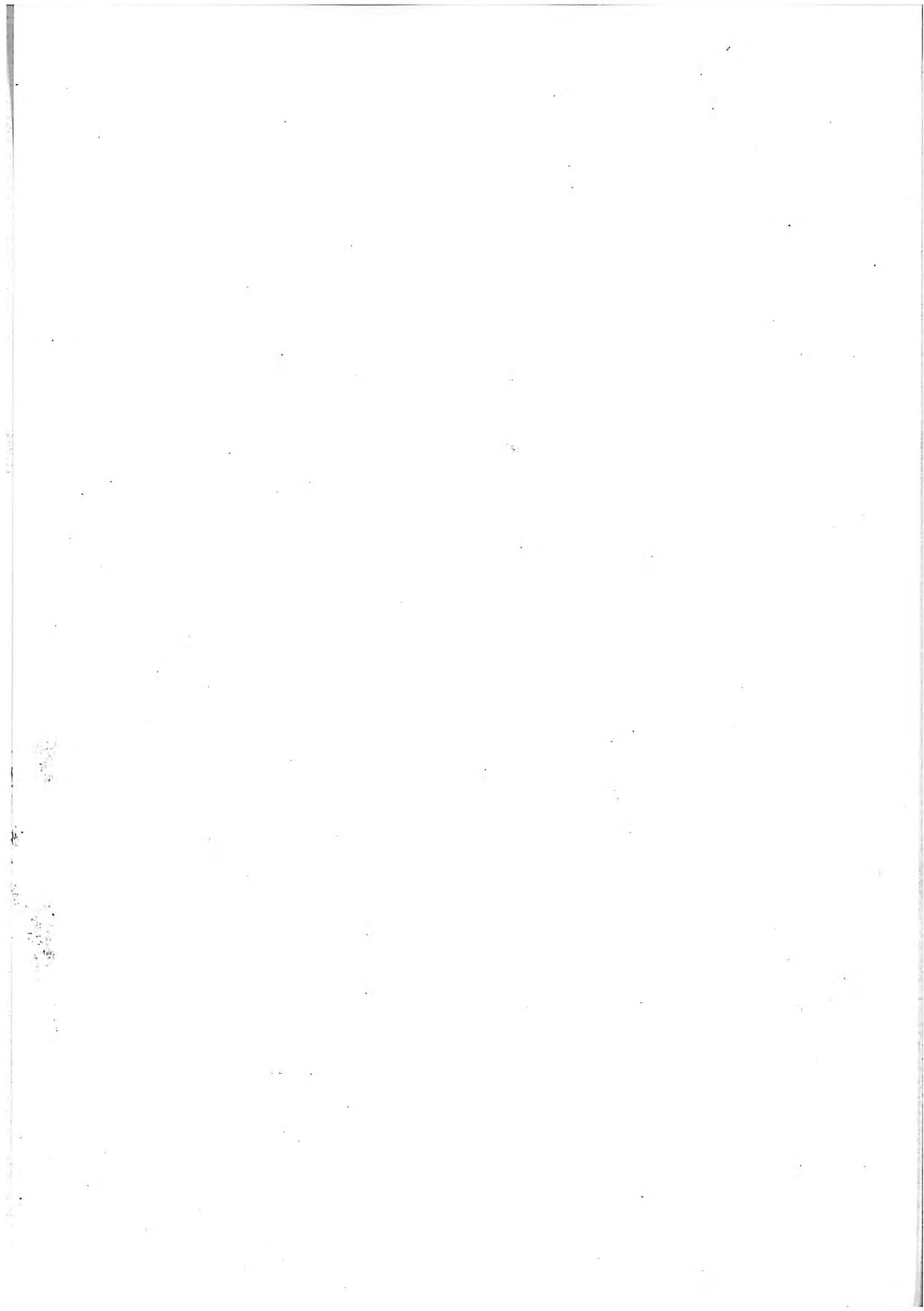
L'étude du ruissellement de l'eau de pluie sur les bâtiments devrait permettre à notre avis de préciser les liens entre les formes et les fonctions des éléments traditionnels de l'architecture. Les édifices classiques sont en effet caractérisés généralement par des détails de construction massifs qui joueraient dans certains cas un rôle dans la résistance aux intempéries et au vieillissement de ces édifices. Or la plupart des architectes conçoivent maintenant des surfaces nues, sans aucun ornement. Il faut cependant que nous soyons conscients de l'action des forces de la nature sur nos oeuvres. Nous signalons à ce propos la phrase d'Auguste Perret : "Rendons à nos édifices les organes nécessaires à leur défense contre les intempéries : corniches, bandeaux, chambranles, moulures, qui font que sous le ruissellement de la pluie la façade reste ce que l'artiste a voulu qu'elle soit".

\* \*  
\*





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



CHAPITRE I

- [1] AP-NGY SRUN : Etudes théorique et expérimentale de l'équilibre d'un ménisque cylindrique dans un joint ouvert. Application à l'étanchéité au vent et à la pluie des couvertures en tuiles (thèse de D.I. à l'Université P. et M. Curie - Paris VI).
- [2] BEIJER O. : Weathering on external walls of concrete. CBI Rapport 11.80. Swedish Cement and Concrete Res. Inst. Stockholm 1980.
- [3] BIELEK M. : The main principles of water movement on the wall surface of building of various roughness, Slovak Technical University.
- [4] BIELEK M. : Joints and water movement on walls. Rapport (Norges Byggeforsknings Institut 1975).
- [5] BIETRY J. : Etanchéité et géométrie des joints. Cours à l'E.P.C.M.
- [6] BLACHERE G. : Savoir bâtir, Paris 1974.
- [7] BLACHERE G. : Technologies de la Construction Industrialisée, Ed. Eyrolles, Paris 1975.
- [8] CIB Report N° 11 : Weathertight joints for walls. NBI Oslo, January 1968.
- [9] CIB - W61 - Working commission in Budapest, Hungary, Oct. 1972 : Joints in exterior wall, Report from first meeting.

- [10] CIB - W61 - Working commission in Princes Risborough, England, Oct. 11-12 1977 : Joints in exterior walls. Report from fourth meeting.
- [11] CIB - W61 - Working commission in Trondheim, Sept. 1979 : Joints in exterior walls. Report from the fifth meeting.
- [12] COLBECK S.C. : Roof loads resulting from rain-on-snow, CRREL Report 77-12, Hanover New Hampshire, Mai 1977.
- [13] C.S.T.B. - EPEBat, Nov. 1980 : Etanchéité des joints entre grands panneaux préfabriqués en béton (Pathologie).
- [14] C.S.T.B. - R.E.E.F. - Volume II. Aérodynamique du Bâtiment.
- [15] C.S.T.B. - R.E.E.F. - Volume II. Climatologie.
- [16] C.S.T.B. - Vent - Ventilation et Bâtiment. Cahier CSTB 720 Dec. 1966 N° 85.
- [17] CZIESIELSKI E. : Construction of weathertight joints for walls. Proceedings of the RILEM-CEB-CIB Symposium, Mechanical and insulating properties of joints of precast reinforced concrete elements. Athens 1978 Sept.
- [18] Colloque RILEM/ASTM/CIB d'évaluation des performances des surfaces externes des façades des bâtiments. OTANIEMI - Espoo, Finlande, Août-Sept. 1977.
- [19] C.A.T.E.D. - catalogue : Joints, ed. Le Moniteur.
- [20] DECIA M. : Etanchéité des joints de façade - Annales ITBTP Sept. 75 N° 55.

- [21] DUCHENE P. - MARULLAZ : Etude des vitesses maximales annuelles de vent. Application à la détermination des valeurs des vitesses de vent pour le calcul des surcharges. Cahier 1118 du CSTB, n° 131.
  
- [22] GRUNAU E.B. : Principes fondamentaux de dimensionnement et d'étanchéité des joints dans la construction. Revue Techn. Bâtim. Constr. Industr. N° 26, Sept-Oct. 71.
  
- [23] GANDEMER J. - GUYOT A. : Intégration du phénomène vent dans la conception du milieu bâti. Décembre 1976.
  
- [24] HAZELWOOD R.A. : Rain penetration mechanisms for lapped pitched roofs. Chemistry and Industry, 18 August 1979.
  
- [25] HARRISON H.W. - BONSHOR R.B. : Weatherproofing of joints : a systematic approach to design. Building Research Station Sept. 70.
  
- [26] HAWAS FRANK : The weathering of Concrete Buildings. Coment and Concrete Association, England Sept. 81.
  
- [27] HERBERT M. : Some observations on the behaviour of weather protective features on external walls (Building Research Station) Sept. 1974.
  
- [28] ISHIKAWA H. : An Experiment on Mechanism of Rain Penetration Through Horizontal Joints in Walls (Symp. CIB-RILEM Sept. 1974).
  
- [29] KISTLER A.L. et TAN F. : Some properties of turbulent separated flows. The Physics of Fluids, Supplement 1967, pp. 165-173.
  
- [30] LEBLOND I. : Pluie et Façade - Le Bâtiment Bâti, Avril 1980, pp. pp. 54-56.
  
- [31] LUGEZ J. : La préfabrication lourde en panneaux. Ed. Eyrolles, Paris.

- [32] LUGEZ J., MAISON J. : Etanchéité des assemblages - Essais d'étanchéité à l'eau des joints entre composants en béton. Cahier du CSTB 1563, N° 198, Avril 1979.
  
- [33] MEERT E., MOTTEU H. : Etanchéité à la pluie et au vent des joints de mouvements entre éléments de façade en béton. Proceedings of RILEM-CIB Symposium : Mechanical and insulating properties of joints of precast reinforced concrete elements. Athens, Sept. 1978.
  
- [34] MEERT E., VAN ACKERE G. : Vent et pluie en façade, essais et exécution des châssis. C.S.T.C. revue N° 4, Dec. 1976.
  
- [35] MEERT E., VAN ACKERE G. : L'étanchéité au vent et à la pluie des façades. C.S.T.C. revue N° 2, Juin 1978.
  
- [36] MIKHAILIK Y. : Essais de joints sous pluie fouettante. Bâtiment International (CIB) N° 5, Sept/Oct. 1980, p. 302-309.
  
- [37] MOUSSET Stephane : Contribution à la connaissance des effets locaux dus au vent sur les constructions ; étude en soufflerie atmosphérique et confrontation internationale. Doctorat de 3e Cycle, Université P. et M. Curie en Sciences Physiques.
  
- [38] NORMANDIN Magdeleine : Etude expérimentale de l'écoulement turbulent dans une cavité profonde. Thèse de Docteur Ingénieur à l'Université de Grenoble, 1978.
  
- [39] ROBINSON G. et BAKER M.C. : Effet de la pluie poussée par le vent sur les bâtiments. Doc. technique N° 455 de la division des recherches en bâtiment OTTAWA, Mars 1982.
  
- [40] SANDBERG I. : Driving Rain Distribution over an infinitely long high building Computerized Calculations. Symp. CIB-RILEM, Sept. 74.

- [41] SEO F., YODA S. : The performance of open joints. Building Research Institute, Japan, March 1972.
- [42] SNEYERS R., MEERT E., SOUBRIER D., ACKERE G. VAN : Intensité de la pluie battante et pression du vent sur les façades. C.S.T.C. revue N° 2, Juin 1979.

## CHAPITRE II

- [43] BOUHADEF M. : Contribution à l'étude des écoulements radiaux divergents en couche mince en présence d'une surface libre. Thèse de Docteur ès Sciences Physiques à l'Université de Poitiers, Février 1977.
- [44] BENJAMIN B. : Wave formation in laminar flow down an inclined plane. J. Fluid Mech. 2, pp. 554-574.
- [45] BENJAMIN B. : Shearing flow over a wavy boundary. J. Fluid. Mech. N°6.
- [46] CRAIK A. : Wind generated waves in thin liquid films. J. Fluid. Mech. (1966) vol. 2b, part 2, pp. 369-392.
- [47] CHIA-SHUN YIH : Fluid Motion Induced by Surface Tension Variation. Physics of Fluids, Vol. 11, N° 3, March 1968.
- [48] CHIA-SHUN YIH : Three dimensional Motion of a Liquid Film Induced by Surface Tension Variation or Gravity. Physics of Fluids, Vol. 12, N° 10, Oct. 1969.
- [49] COMOLET R. : Mécanique expérimentale des Fluides, Masson et Cie, Editeurs, 1982.
- [50] LEVICH V. : Physicochemical Hydrodynamics, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N.J. 1962, USA.



- [51] PIQUET J. : Sur quelques résultats concernant l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible autour d'un dièdre. C.R. Acad. Sc. Paris, t. 280 (5 Mai 1975), Série A - 1161.
- [52] SHLICHTING H. : Boundary Layer Theory. Mc Graw-Hill Series in Mechanical Engineering, New-York 1968.
- [53] TAKLA J. : Dispersion régulière d'un film liquide issu d'une plaque fixe ou d'un disque en rotation. Thèse de Doctorat d'Etat (Paris 6), Mars 1980.

### CHAPITRE III

- [54] ABRAMOWITZ M. and STEGUN A. : 1964. Handbook of Mathematical Functions (N. York : Dover).
- [55] AMBARI A. : Application des méthodes électrochimiques à l'étude de l'interaction entre l'hydrodynamique et la dynamique des polymères en écoulement élongationnel. Interaction hydrodynamique entre particules solides en régime de Stokes. Thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences Physiques. Université P. et M. Curie, Janvier 1986.
- [56] AMBARI A., DESLOUIS C. and TRIBOLLET B. : Frequency response of the mass transfer rate in a modulated flow at electrochemical probes. Intern. J. Heat Mass Transfer, Vol. 29, N° 1, pp. 35-45, 1986.
- [57] ANSHUS B., RUCKENSTEIN E. : Various Types of Instabilities on a Falling Liquid Film. AIChE Journal (Vol. 21, n° 1), pp. 190-192, January 1975.
- [58] BARD A.J. : Electrochemical Methods. Fundamentals and Applications. 1980, John Wiley and Sons.

- [59] BRUHAT G. : Cours de Physique Générale : "Electricité", Ed. Masson et Cie, 1967.
- [60] CAMPERGUE D. : Contribution à l'étude du ruissellement plan par la méthode polarographique. Thèse de 3e Cycle à l'Université de Poitiers, Sept. 1973.
- [61] CONEY M.W.E. : The theory and application of conductance probes for the measurement of liquid film thickness in two phase flow. Journal of Physics E. Scientific Instruments, Vol. 6 (1973) pp. 903-910.
- [62] COEURET E., STORCK A. : Eléments de Génie Electrochimique . Ed. Lavoisier, Paris 1984.
- [63] DESLOUIS C., TRIBOLLET B., VLACHOS G. et COMOLET R. : Métrologie des films d'eau. Salon Entreprendre 86, CNIT, Paris (Novembre 1986).
- [64] GOLDSTEIN R.J. : Fluid Mechanics Measurements, Hemisphere Publishing Corporation, New York 1983.
- [65] GRANDSHTEYN I.S., RYZHIK I.M. : Table of Integrals. Series and products, Academic Press, New York and London 1965.
- [66] LÉBOUCHE M. : Contribution à l'étude des mouvements turbulents des liquides par la méthode polarographique. Doctorat ès Sciences Physiques, Université de Nancy, Oct. 1968.
- [67] PY B. et GOSSE J. : Sur la réalisation d'une sonde polarographique sensible à la vitesse et à la direction de l'écoulement. C.R. Acad. Sci. Paris 269, 401-405 (1969).
- [68] REISS L.P., HANRATTY T.J. : An Experimental Study of the Unsteady Nature of the Viscous Sublayer. A.I.Ch.E. Journal 9, 2, p. 154 (March 1963).

- [69] Technischer Bericht Nr 23. Über Ingenieurhydrologie und Hydraulik  
Institut Für Wasserbau. Technische Hochschule Darmstadt, 1978.
- [70] The Physicochemical Constants of Binary Systems in Concentrated Solutions. Volume 3, Interscience Publishers, N.Y. 1960.
- [71] VETTER K.J. : Electrochemical Kinetics. Academic Press 1967.
- [72] WARBURG W. : *Wieder Ann.*, 67 (1899) p. 483. *Am. Physik*, 6 (1901) p. 125.
- [73] YU QINGGEN, COGNET G. : Théorie et application des électrodes conductimétriques circulaires pour déterminer l'épaisseur de films liquides. 7e Congrès Français de Mécanique, Bordeaux, Sept. 1985.
- [74] VLACHOS G., COMOLET R., DESLOUIS C., TRIBOLLET B. : Etude par voie électrochimique des films d'eau en écoulement sur un plan". 8e Congrès Français de Mécanique, 31 août - 4 sept. 1987, Nantes, France.
- [75] DESLOUIS C., TRIBOLLET B., COMOLET R., VLACHOS G. : Un procédé électrochimique pour l'étude des films d'eau. 1er Congrès National "Génie des Procédés", 21 - 23 sept. 1987, Nancy, France.

LISTE DES SYMBOLES

Minuscules latines

- a : moitié de la distance entre deux électrodes
- b : largeur du film liquide
- c : concentration
- d : distance de stabilité
- d' : distance de montée d'eau
- f : fréquence des vagues
- g : accélération de la pesanteur
- h : épaisseur du film liquide
- l : largeur de l'électrode
- l' : longueur des électrodes à la masse
- m : mobilité des ions
- n : potentiel de l'électrode
- p : pression statique
- p' : pression dynamique
- q<sub>u</sub> : débit volumique par unité de largeur de film
- u : vitesse de l'air dans la couche limite
- u<sub>h</sub> : vitesse de l'air à la surface extérieure du fluide
- z : charge de l'ion mobile

Majuscules latines

- A : électrode segmentée pour la mesure de l'épaisseur du film
- A', B', C', D', E' : électrodes de mesure
- B : électrode double pour la mesure du gradient de vitesse pariétal
- C<sub>D</sub> : capacité de double couche
- C<sub>el</sub> : concentration du soluté au niveau de l'électrode
- C<sub>∞</sub> : concentration du soluté loin de l'électrode
- C<sub>f</sub> : coefficient du frottement local de l'air
- D : coefficient de diffusion du soluté

- E : potentiel imposé à l'électrode
- $E_q$  : potentiel normal du système
- F : nombre de Faraday
- G : conductance
- $G^*$  : conductance réduite
- H : différence de niveau entre les surfaces du liquide, du plan de travail et du réservoir
- I : intensité du courant
- $I_d$  : courant limite de diffusion
- $\vec{J}$  : flux des espèces ioniques
- L : longueur de l'électrode
- $P_o$  : pression atmosphérique
- $P_g$  : pression motrice
- $P_R$  : pression totale de l'air
- $P_A$  : pression statique de l'air
- $Q_u$  : débit d'eau
- R : résistance
- $R_E$  : résistance électrique de la solution
- $R_T$  : résistance de transfert de charge
- S : sommet de la plaque
- S' : section de mesure du test
- T : température absolue °K
- U : vitesse de l'air en dehors du film liquide et en dehors de la couche limite de l'air
- V : vitesse initiale du tunnel aérodynamique
- $\vec{V}$  : vitesse du fluide en écoulement
- W : impédance de Warburg
- X : longueur de la plaque
- Z : impédance
- $Z^*$  : impédance complexe
- Z' : largeur du canal

Minuscules grecques

- $\alpha$  : gradient de vitesse pariétal  
 $\gamma$  : angle de la pente à l'origine 0 du profil de vitesse dans le film liquide  
 $\delta_h$  : épaisseur de la couche limite hydrodynamique  
 $\delta_D$  : épaisseur de la couche de diffusion  
 $\delta_1$  : " " de déplacement  
 $\delta_2$  : " " de quantité de mouvement  
 $\eta$  : facteur de forme  
 $\theta$  : température  
 $\lambda$  : nombre adimensionnel (distance  $\lambda.a$  de l'électrode)  
 $\mu$  : viscosité dynamique  
 $\nu$  : viscosité cinématique  
 $\xi$  : longueur d'une vague  
 $\rho_{liq}$  : masse volumique du liquide  
 $\rho_{air}$  : masse volumique de l'air  
 $\sigma$  : conductivité spécifique du liquide  
 $\sigma'$  : tension superficielle  
 $\tau$  : contrainte tangentielle exercée par le vent sur la plaque  
 $\tau_h$  : " " " " " " " " sur la couche supérieure du film  
 $\tau_o$  : contrainte tangentielle du film liquide  
 $\phi$  : angle de l'inclinaison de la plaque  
 $\omega$  : fréquence

Majuscules grecques

- $\vec{\Phi}$  : champ électrique

