Sur une méthode électrochimique pour l'étude des films d'eau en écoulement sur un plan.

Electrochemical methods for the study of a liquid film flowing on a plane

C. Deslouis, B. Tribollet

Laboratoire de physique des liquides
et électrochimie, Paris

R. Comolet, G. Vlachos

Laboratoire de mécanique
expérimentale des fluides, Orsay

Université Pierre et Marie Curie

Pour étudier la dynamique d'un film liquide entraîné par l'air sur un plan, 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, par une technique polarographique, du courant limite de diffusion, pour évaluer le module du gradient de vitesse pariétal et son signe. Nous avons mis au point une nouvelle 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.

In order to study the dynamics of a liquid film driven by air over a stretch of water, two parameters are essential so as to accurately describe the phenomena, i.e. the thickness of the film and the speed gradient at the solid wall. We have proposed associating a very high frequency conductivity measurement providing the film thickness, with another measurement, effected by means of a polarographic technique, of the diffusion limit current so as to evaluate the module of the peripheral speed and its sign. We have made available a new method concerning the temporal and spatial evolution of the simultaneous, local and instantaneous measurement of these two values to be able to be followed up according to the air flow.

Introduction

L'étude des joints et assemblages du bâtiment constitue une partie essentielle de la conception architecturale.

Une des fonctions prépondérantes est la maîtrise du passage de l'eau de pluie à travers les joints de l'enveloppe du bâtiment. 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 ce travail est de mettre au point une méthode pour étudier ce phénomène qui pourrait ensuite servir à l'étude cas par cas des différents détails architecturaux.

Les conditions du problème sont illustrées sur le schéma de la figure 1.

Les paramètres qui régissent la dynamique du film sont les suivants :

- la contrainte exercée par l'air sur le film
- la tension superficielle

1. Schéma caractéristique d'un film mince d'eau entraîné par le vent.

- la gravité
- la pression
- l'épaisseur locale du film h
- la contrainte exercée par la paroi solide sur le film, donc le gradient de vitesse pariétal $(\partial u / \partial y)_0$.

Compte tenu de l'épaisseur des films estimée à environ 1 mm, les méthodes existantes (mécaniques, etc.) sont mal adaptées à cette étude.

Des études antérieures concernant le ruissellement sur des plans inclinés ont été faites par Levich [1], Benjamin [2], Craik [3], etc., et en France par Campergue [4], Takla [5], etc., et ont fait appel à l'Electrochimie pour caracté-

riser le gradient de vitesse pariétal $\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_0$. D'autre part, une mesure de résistivité électrique de films a été proposée antérieurement par Coney [6] pour caractériser l'épaisseur de films h .

Nous nous sommes proposés d'associer ces deux méthodes (polarographique et conductimétrique) pour obtenir simultanément ces deux informations en un même point (caractère local) et de façon instantanée, afin de rendre compte du caractère non stationnaire de ces phénomènes (présence d'ondulations notamment, qui a été soulignée lors des études antérieures sur le ruissellement).

Dans ce travail nous décrivons le principe des méthodes et présenterons les résultats d'une expérience modèle permettant de valider leur utilisation pour l'étude d'un film entraîné par le vent sur une paroi inclinée.

I. Principe de la méthode

Le flux $\vec{J}$ de différentes espèces i , ioniques ou non, à travers une surface fermée s'exprime de la façon la plus générale par l'équation :

$$\vec{J}_i = - z_i u_i \cdot F \cdot c_i \cdot \vec{\nabla} \phi - D_i \vec{\nabla} c_i + c_i \vec{v} \quad (1)$$

($\vec{J}_i$ en moles.cm⁻².s⁻¹)

z_i est la charge ionique de l'espèce i ,

u_i sa mobilité (en cm².mole⁻¹.J⁻¹.s⁻¹),

F est le Faraday,

c_i est la concentration molaire locale de l'espèce i (en moles.cm⁻³),

ϕ le potentiel électrique dans le fluide,

D_i le coefficient de diffusion moléculaire relatif à l'espèce i (en cm².s⁻¹),

$\vec{v}$ le vecteur vitesse (en cm/s avec pour composantes u , v , w).

Dans l'équation (1), le terme $- z_i u_i \cdot F \cdot c_i \cdot \vec{\nabla} \phi$ représente le phénomène de migration électrique, le terme $- D_i \vec{\nabla} c_i$ la diffusion, et le terme $c_i \vec{v}$ la convection.

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

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \text{div } \vec{J}_i \quad (2)$$

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 :

$$I_q = J_q \cdot z_q \cdot F = k \cdot c_q(0) \exp b \cdot \eta \quad (4)$$

d'après la relation de Tafel [7].

k est la constante de vitesse de la réaction redox,

b est le coefficient de Tafel de cette réaction,

$\eta = E - E_0$, 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,

$c_q(0)$ est la concentration de S_q à l'électrode.

Pour les espèces non électroactives on a :

$$\vec{J}_i = 0 \quad (5)$$

Supposons que la solution contienne, outre l'espèce électro-active 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 (1) 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 (1) 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 (1), (2) et (5) on tire :

$$\Delta \phi = 0 \quad (6)$$

qui correspond à l'équation de Laplace pour un milieu de conductivité κ :

$$\kappa = F^2 \cdot \sum_i z_i^2 u_i c_i \quad (7)$$

La mesure de la résistance électrique de la solution entre deux électrodes sera une fonction, d'après la résolution de l'équation de Laplace, de la géométrie des électrodes (conditions aux limites sur le potentiel), de la conductivité κ 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.

A. Principe de la mesure de l'épaisseur du film

La résolution de l'équation de Laplace (eq. 6) a été effectuée par Coney [6] pour deux bandes conductrices indéfinies parallèles, insérées dans une paroi isolante, recouverte d'un film liquide de conductivité κ , d'épaisseur h , dans lequel se trouvent confinées les lignes de courant (voir figure 2).

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

$$G^* = \frac{G}{\sigma \cdot L} = \frac{1}{R_e \sigma L} \quad (8)$$

Il vient d'après Coney :

$$G^* = \frac{\kappa(1 - m_i)}{\kappa(m_i)} \quad (9)$$

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

3. Schéma du comportement électrique de l'interface métal/solution. R_E est la résistance électrique de la solution; C_D la capacité de double couche; R_T la résistance de transfert de charge (réaction électrochimique); W l'impédance de Warburg (impédance de polarisation de concentration).

4. Diagramme de Nyquist de l'impédance électrique entre deux électrodes de platine non segmentées : $2a = 1$ mm; $\lambda = 1,5$; $L = 12$ mm; $h = 1,575$ mm. Solution : KCL 1 M et Ferri-Ferrocyanure 10^{-2} M.

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 [8] :

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

$$\begin{aligned} a_0 &= 1,38629 & b_0 &= 0,5 \\ a_1 &= 0,11197 & b_1 &= 0,12134 \\ a_2 &= 0,07252 & b_2 &= 0,02887 \end{aligned} \quad (10)$$

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 y a pas de passage de courant. Ceci est précisément réalisé par la réaction d'oxydo-réduction (3) due à l'espèce j qui échange des électrons entre la solution et le métal; la résistance électrique différentielle $d\eta/dI$, encore appelée résistance de transfert de charge R_T , s'ajoute donc, en principe, à la résistance R_E (il faut en réalité ajouter $2R_T$ 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 , 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 3.

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 ($2a = 1$ mm; $\lambda = 1,5$; $L = 12$ mm; $h = 1,575$ mm) dans une solution KCL 1 M (électrolyte support) et $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}/\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$ 10^{-2} M (système oxydo-réducteur). L'étude a été effectuée au moyen d'un analyseur de fonction de transfert (Solartron 1174).

L'impédance complexe en coordonnées cartésiennes (diagrammes de Nyquist) est représentée sur la figure 4, le paramétrage en fréquence $\omega/2\pi$ 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 .

Le demi-cercle et la droite inclinée à 45° 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 [9] 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 $5 \mu\text{s}$. Compte tenu des phénomènes étudiés, une mesure peut être considérée comme instantanée si elle est effectuée toutes les 30 ms, ce qui permet de moyenner la mesure de R_E et ainsi d'accroître la précision.

Une comparaison quantitative entre G^* théorique d'après la relation (8) et G^* expérimental sera faite plus loin afin de valider le principe de la mesure de h .

5. Couche limite hydrodynamique et diffusionnelle pour le cas d'un écoulement bidimensionnel (δ_D est la couche de diffusion, δ_h la couche limite hydrodynamique, c_∞ la concentration de la solution suffisamment loin de l'électrode, c_{el} la concentration au niveau de l'électrode).

6. Schéma de principe de la détermination du sens de l'écoulement avec une microélectrode B.

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

B. Principe de la mesure du gradient de vitesse pariétal

Pour le système redox choisi (S_q/S_q^-), le courant traversant l'interface dépend du potentiel η imposé à l'électrode (équation 4). Si η devient très grand, alors I ne peut plus croître indéfiniment; la concentration $c_q(0)$ 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 . Ce courant est obtenu à partir de l'équation de Fick :

$$\frac{I_d}{z_q \cdot F} = - D_q \frac{\partial c_q}{\partial y} \Big|_0 \quad (11)$$

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 (1) sans le terme de migration avec l'équation (2) on obtient :

$$\frac{\partial c_q(t)}{\partial t} + \vec{v}(t) \cdot \nabla c_q(t) = D_q \Delta c_q(t) \quad (12)$$

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

Le problème est entièrement déterminé par les conditions aux limites :

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

La résolution de l'équation (12) ne peut se faire que si la distribution de vitesse $\vec{v}$ est connue. On peut montrer dimensionnellement [Levich] que l'épaisseur de la couche de diffusion δ_D (zone où il existe un gradient de concentration) est reliée à l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique δ_h par :

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

Sc nombre de Schmidt (c'est-à-dire rapport de la viscosité cinématique ν 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 $u(t) = \alpha(t) \cdot y$, $\alpha(t)$ étant le gradient instantané de vitesse pariétal (figure 5).

L'équation (12) devient :

$$\alpha(t) \cdot y \frac{\partial c_q(t)}{\partial x} = D_q \frac{\partial^2 c_q(t)}{\partial y^2} \quad (13)$$

C'est l'équivalent du problème de Lévêque pour le transport de chaleur. Cette équation, intégrée, par Reiss et Hanratty [10], conduit au profil de concentration $c_q(y)$

pour tout x et permet de calculer le flux J d'après l'équation (11).

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

$$I_d(t) = 0,8075 \cdot z_q \cdot F \cdot c_{\infty,q} \cdot L \cdot l^{2/3} \cdot D_q^{2/3} \cdot \alpha(t)^{1/3} \quad (14)$$

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

La limite de validité de l'équation (14) (condition de quasi-stationnarité) peut être obtenue à partir de l'étude de la réponse en fréquence des sondes électrochimiques [11].

Le résultat de ce travail montre que cette limite est définie pour une fréquence de coupure fc^* d'où l'on peut déduire le temps de réponse t_r :

$$t_r = \frac{2\pi}{0,76} \cdot \frac{l^{2/3}}{D_q^{1/3} \cdot \alpha^{2/3}} \quad (15)$$

La relation (14), reposant sur une mesure scalaire, ne donne que le module de α mais ne renseigne pas sur le sens du vecteur vitesse, ce qui interdit la mise en évidence de recirculations éventuelles. L'emploi d'une dimicroélectrode [12] offre cette possibilité (voir figure 6).

Sur l'électrode située en amont par rapport à l'écoulement le flux

$$J_q = \int_0^l J_q(x) dx$$

redonne la valeur I_1 donnée en équation (14).

Sur l'électrode aval on a :

$$J_q = \int_{l+e}^{2l+e} J_q(x) dx$$

d'où

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

Si $e \sim 0$, alors :

$$I_2 = 0,587 I_1 \quad (16)$$

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

II. Calibration des électrodes sur une plaque d'étude dans une géométrie de type « Poiseuille plan »

A. Conditions expérimentales

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 ». La surface de la plaque inférieure sur laquelle sont placées les électrodes de mesure (en tout 10 couples d'électrodes),

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

9. Exemples de courbes de mesures montrant la variation de l'intensité I du courant en fonction du potentiel η imposé. Les valeurs Id_1 , Id_2 , Id_3 , sont les courants limites de diffusion.

régulièrement disposées le long de la plaque, constitue le plan de mesure (voir figure 7). Le liquide utilisé (20 l environ) se trouve en réserve dans un bac d'alimentation (2) situé à une hauteur $H = 1$ m au-dessus du plan d'étude et muni d'un trop-plein (5). 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.

Nous avons mis au point un appareil permettant la mesure de la conductivité en hautes fréquences et par là-même, la mesure de l'épaisseur du film. Son principe est schématisé sur la figure 8.

A cet appareil nous avons associé un autre montage permettant le tracé des courbes « courant-tension », qui est du type « suiveur de courant » [13]. Grâce à ce montage, il est possible de mesurer le courant limite de diffusion, ce qui, en éliminant l'électrode de référence, évite d'utiliser un potentiostat (voir Campergue [4]). On

10. Schéma du système d'électrodes utilisées : Electrodes segmentées pour la mesure de l'épaisseur du film liquide. A. Dimicroélectrode B, pour la mesure du gradient de vitesse pariétal. Photo du système de microélectrodes prise au microscope optique.

11. Principe de l'écoulement entre les deux plaques du type « Poiseuille plan ».

peut aussi déterminer le sens de l'écoulement en utilisant deux montages identiques pour les deux électrodes et en mesurant la différence des courants.

En résumé, cet appareil nous donne instantanément les valeurs I_1 , I_2 , $I_1 - I_2$, $I_1 + I_2$, h et V (V étant le potentiel des microélectrodes). En particulier les courbes courant-tension ($I - V$) peuvent être tracées au moyen d'un enregistreur graphique (figure 9).

Les essais ont été réalisés avec un système comportant deux jeux d'électrodes, comme cela est illustré sur la figure 10.

— *Les électrodes A.* L'électrode de mesure est entourée par deux électrodes de garde pour assurer la condition de bidimensionnalité imposée par la théorie. Ses dimensions ($\lambda \cdot a = 2$ mm, $\lambda = 1,33$, $a = 1,5$, $l = 0,5$ mm, $L = 3$ mm, $l' = 6$ mm) sont choisies pour travailler dans la partie linéaire de la courbe $G^* = f(h/a)$ [6]. Elles permettent la détermination de l'épaisseur du film autour de 1 mm.

— Un système de deux petites électrodes que nous appellerons *dimicroélectrode B* (de largeur $l \approx 0,130$ mm et longueur ≈ 3 mm). Elles sont isolées par une feuille de « Mylar » de faible épaisseur (25μ), collée à l'araldite, et nous servent pour la mesure du gradient de vitesse pariétal.

Ces électrodes (en platine ou nickel) sont totalement noyées et collées dans la plaque et la surface de travail est ensuite polie à l'aide de poudre d'alumine ($3\ 000 \text{ \AA}$).

L'expérience nous a montré de plus que nous pouvons utiliser l'ensemble des électrodes de garde comme contre-électrode, nécessairement associée aux microélectrodes, sans modifier les résultats.

La solution utilisée, est une solution aqueuse de soude NaOH à une concentration de 1 mol/lit, de Ferrocyanure (10^{-2} mol/lit) et de Ferricyanure (10^{-2} mol/lit). Nous avons aussi tenu compte de la variation de la température de la solution dans la détermination de la viscosité μ et du coefficient de diffusion D , calculé par la formule empirique de Stokes-Einstein :

$$D = \frac{T}{\mu} \cdot 2,50 \cdot 10^{-10} \text{ (C.G.S.)} \quad (17)$$

La température du liquide a été mesurée à l'aide d'une thermistance affleurant la surface de la plaque.

B. 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 μ , correspondant respectivement à quatre débits constants : 0,83 — 7,58 — 7,91 — 4,58 cm^3/sec .

Dans ces conditions, l'écoulement est laminaire de type « Poiseuille plan », le profil de vitesse est parabolique et vérifie les résultats classiques (voir figure 11) [14].

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

Par unité de largeur le débit volumique est :

$$q_u = 2y_0 \bar{U} = \frac{2}{3} y_0^3 \frac{\Delta P_x}{\mu_{\text{liq}} X}$$

12. Variation de la conductance réduite G^* en fonction de h/a pour les électrodes segmentées A. Conductivité spécifique NaOH à 20°C : 0,1616 mho/cm. Erreur de mesure de l'appareil : 0 — 3 %.

13. Variation de courant limite de diffusion I_d en fonction du gradient de vitesse pariétal, pour cinq microélectrodes, A', B', C', D', E', situées à différentes distances de l'extrémité de la plaque. $c_\infty = 10^{-5} \text{ mol.cm}^{-3}$, $n = 1$, $L = 0,3 \text{ cm}$, $l_m = 0,025 \text{ cm}$, $F = 96500 \text{ Cb}$, $D \approx 7.10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}^{-1}$.

où $\Delta P_e/X$ est le gradient de pression dans le canal.

La contrainte tangentielle τ_0 est la suivante :

$$\tau_0 = \mu_{liq} \alpha = \mu_{liq} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \pm \frac{3}{2} \mu_{liq} \frac{q_u}{dy_0^2} \quad (17)$$

où d est la largeur du canal. On en déduit :

$$y_0 = \sqrt{\frac{3\mu X q_u}{2\Delta p_e}} \quad (18)$$

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 (18) et comparer les résultats (tableau 1). Nous constatons que les valeurs de h pour les deux cas sont très proches.

Tableau 1

q_u cm ³ /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

Avec les valeurs précédentes de h et pour chaque électrode segmentée, avec notre appareil nous avons mesuré les valeurs de résistance R_e équivalent à des valeurs de conductance réduite G^* . Les résultats sont exposés sur la figure 12. On peut constater que ces valeurs expérimentales coïncident avec la théorie définie au paragraphe 1A.

D'autre part, en utilisant les valeurs de $\bar{\alpha} = du/dy$ déterminées à partir de la mesure du débit et de y_0 (formule 17), nous avons comparé avec les valeurs du courant I_d pour vérifier la formule (14). Les résultats sont présentés sur la figure 13. Les valeurs expérimentales se placent de façon satisfaisante par rapport à cette droite. Les dispersions observées proviennent essentiellement de variation de surface d'une électrode à l'autre due à leur mode de construction.

Nous pouvons aussi faire les remarques suivantes :

— Le dimensionnement des électrodes joue un grand rôle sur la mesure de l'épaisseur du film ou du gradient de vitesse pariétal.

— Nous estimons que la précision sur h est de l'ordre de 1 — 5 % et que 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.

Un premier exemple d'application de notre méthode est fait pour un film liquide entraîné par le vent sur une paroi inclinée de 15° et une mesure est présentée sur la figure 14 (page suiv.). La mesure de $I_1 + I_2$ donne les valeurs du module du gradient de vitesse pariétal, et la mesure de $I_1 - I_2$ le signe de celui-ci. Sont enregistrées également les variations de la hauteur h du film liquide.

14. Exemple de mesure locale et instantanée de la hauteur, du gradient de vitesse pariétal et du sens de l'écoulement pour un film liquide entraîné par le vent sur un plan d'inclinaison $\varphi = 15^\circ$; vitesse du vent : 16,4 m/sec; débit $\approx 65 \text{ cm}^3/\text{min}$; température $\theta = 12,5^\circ\text{C}$.

15. Représentation schématique déduite des mesures présentées figure 14. Les échelles dans les directions X et Y sont différentes.

Nous constatons que les trois signaux sont parfaitement corrélés. Le film n'a pas une épaisseur constante mais il présente les vagues ayant un caractère pseudopériodique ($\sim 7 \text{ sec}$). La hauteur maximale ($\sim 700 \mu$) correspond à un module minimal du gradient de vitesse pariétal et un sens. En revanche, la hauteur minimale (150μ) 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 15 où nous présentons la forme d'une vague avec ses recirculations intérieures, enregistrées par notre méthode.

Conclusion

Dans cet article nous avons présenté une méthode électrochimique permettant de caractériser un film mince d'eau en écoulement le long d'une paroi solide. Nous avons ainsi mesuré simultanément les grandeurs suivantes : le gradient de vitesse pariétal (module et signe) et l'épaisseur du film. L'étude spatiale et temporelle peut maintenant être entreprise compte tenu du caractère local et instantané de ces mesures. A titre d'exemple nous avons présenté les résultats préliminaires obtenus pour l'étude de l'entraînement par le vent d'un film d'eau en ruissellement sur une paroi solide.

D'autres applications de cette méthode peuvent être envisagées, outre la construction (étude des joints de façade), au génie chimique (tours d'échange de chaleur et de masse) et au génie aérodynamique (comportement d'un véhicule avec la pluie).

Remerciements

Ce travail a été en partie financé par l'Agence pour la prévention des désordres et l'amélioration de la qualité de la construction, et par la Fondation « A. Onassis ».

Adresses des auteurs :

C. Deslouis, B. Tribollet

Laboratoire de physique des liquides et électrochimie, LP 15 CNRS Université Pierre et Marie Curie — tour 22 — 4, place Jussieu 75252 Paris Cedex 05. Tél : 43.25.83.20.

R. Comolet, G. Vlachos

Laboratoire de mécanique expérimentale des fluides, UA CNRS 871 Université Pierre et Marie Curie — Campus universitaire — Bat. 502, 91405 Orsay. Tél : 60.19.01.16.

Bibliographie

- [1] LEVICH V. — *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice-Hall Inc. Englewood Cliffs N.J., 1962, U.S.A.
- [2] BENJAMIN B. — Wave formation in laminar-flow down an inclined plane, *J. Fluid Mechanics* 2, pp. 554-574.
- [3] CRAIK A. — Wind-generated waves in thin liquid films, *J. Fluid Mech.* (1966) Vol. 26 part 2, pp. 369-392.
- [4] CAMPERGUE D. — *Contribution à l'étude du ruissellement plan par la méthode polarographique*, Thèse de 3^e cycle à l'Université de Poitiers, sept. 1973.
- [5] 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 VI), mars 1980.
- [6] 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.
- [7] VETTER K.J. — *Electrochemical Kinetics*, Academic Press, 1967.
- [8] ABRAMOWITZ M. and STEGUN A. — 1964, *Handbook of Mathematical Functions* (N. York : Dover).
- [9] WARBURG W. — *Wieder Ann.* 67, (1899), p. 483. *Ann. Physik*, 6 (1901) p. 125.
- [10] REISS L.P. and 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).
- [11] AMBARI A., DESLOUIS C. and TRIBOLLET B. — Frequency response of the mass transfer rate in a modulated flow at electrochemical probes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 29, n° 1, pp. 35-45, 1986.
- [12] 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).
- [13] BARD A.J.D. — *Electrochemical Methods — Fundamentals and Applications*, 1980, John Wiley and Sons.
- [14] COMOLET R. — *Mécanique expérimentale des Fluides*, Masson et Cie Editeurs, 1982.
- [15] GOLDSTEIN L.P. R.J. — *Fluid Mechanics Measurements*, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1983.
- [16] *The Physicochemical Constants of Binary Systems in Concentrated Solutions*, Volume 3, Interscience Publishers, N.Y. 1960.
- [17] YU QINGGEN, COGNET G. — Théorie et application des électrodes conductimétriques circulaires pour déterminer l'épaisseur de films liquides, 7^e Congrès français de Mécanique, Bordeaux, sept. 1985.
- [18] DESLOUIS C., TRIBOLLET B., VLACHOS G. et COMOLET R. — Métrologie des films d'eau, *Salon Entreprendre* 86, CNIT, Paris (novembre 1986).