

## ETUDE DU TRANSFERT CONVECTIF ENTRE UN CYLINDRE CHAUFFE ET UN ECOULEMENT D'AIR CHARGE DE GOUTTELETTES D'EAU

C. BASILICO, G. JUNG et M. MARTIN

Institut National Polytechnique de Lorraine,  
 Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée,  
 ENSMIM Parc de Saurupt, 54052 Nancy Cédex, France

(Reçu le 3 avril 1980)

**Résumé** — On présente une étude expérimentale du transfert évapo-convectif entre un cylindre chauffé et un écoulement d'air chargé de gouttelettes d'eau, en régime permanent et en régime pulsé.

En régime permanent, on précise les conclusions générales de l'étude bibliographique, en établissant des corrélations simples liant le transfert local sur la face amont du cylindre et le transfert global au nombre de Reynolds et au taux de chargement de l'écoulement incident. A partir d'un modèle d'écoulement autour du cylindre précédemment établi, on propose une interprétation physique des phénomènes observés et une modélisation du transfert sur la face aval.

En régime pulsé, on met en évidence les gains relatifs de transfert obtenus par effet de taux et de fréquence de pulsation selon la valeur du taux de chargement, et on montre que ces résultats peuvent s'expliquer à partir de l'action des pulsations sur la dynamique du sillage.

### NOMENCLATURE

$C_p$	capacité calorifique à pression constante;
$E$	coefficient de captation;
$F$	fréquence de pulsation;
$f_{St}$	fréquence de Strouhal;
$g$	accélération de la pesanteur;
$h_p$	coefficient d'échange;
$h_c$	coefficient d'échange convectif relatif à un écoulement de gaz seul;
$h$	coefficient d'échange évapo-convectif;
$\dot{m}$	taux de chargement massique;
$M$	densité de flux massique;
$\hat{p}$	pression motrice;
$P$	puissance dissipée dans l'élément de mesure;
$P_f$	flux de fuite dans l'élément de mesure;
$\dot{q}$	taux de chargement volumique;
$q_v$	débit volumique dans le film liquide;
$r$	rayon moyen des gouttelettes;
$R$	rayon du cylindre;
$s$	surface de l'élément de mesure;
$T$	température;
$T_p$	température de paroi;
$T_{Leid}$	température de Leidenfrost;
$T_e$	température d'ébullition du liquide;
$T_\delta$	température à la surface du film liquide;
$T_\infty$	température de l'écoulement incident;
$u$ $v$	composantes de la vitesse dans le film liquide;
$V_\infty$	
$V$	vitesse de l'écoulement;
$x$ $y$	coordonnées.

### Nombres adimensionnels

$Nu_l$	$= \frac{2hR}{\lambda_l}$ nombre de Nusselt local;
$Nu_{0l}$	nombre de Nusselt en $\theta = 0$ ;
$\langle Nu_l \rangle$	nombre de Nusselt global;
$Re_g$	$= \frac{2\rho_g V_\infty R}{\mu_g}$ , nombre de Reynolds;
$Stk$	$= \frac{2}{9} \frac{\rho_l r^2 V_\infty}{\mu_g R}$ , nombre de Stokes;
$We$	$= \frac{\rho_l V_\infty^2 2r}{\sigma_l}$ , nombre de Weber.

### Lettres grecques

$\beta$	coefficient d'éclaboussement;
$\delta$	épaisseur du film liquide;
$\Phi_p$	densité de flux thermique à la paroi;
$\Phi_c$	densité de flux thermique de convection à la surface du film;
$\Phi_e$	densité de flux thermique d'évaporation à la surface du film;
$\lambda$	conductibilité thermique;
$\mu$	viscosité dynamique;
$\nu$	viscosité cinématique;
$\xi$	coefficient caractéristique;
$\rho$	masse volumique;
$\sigma$	tension superficielle;
$\tau$	taux de pulsation;
$\tau_\delta$	contrainte à l'interface liquide-écoulement externe;
$\theta$	abscisse angulaire sur le cylindre.

### Indices inférieurs

$g$	relatif à la phase gazeuse;
$l$	relatif à la phase liquide.

Indices supérieurs

- , moyenne temporelle;
- , relatif à l'écoulement pulsé.

## INTRODUCTION

LA RECHERCHE de l'accroissement du transfert thermique dans les échangeurs à air à faible écart de température est un problème d'un grand intérêt dans le contexte actuel. L'originalité de la présente étude consiste à combiner deux procédés susceptibles d'apporter une réponse à ce problème :

(i) l'adjonction d'eau à l'écoulement d'air sous forme de gouttelettes en suspension ;

(ii) la pulsation de l'écoulement, c'est-à-dire l'addition à la vitesse moyenne de celui-ci d'une composante variant en amplitude périodiquement avec le temps.

Notre expérience de l'étude des écoulements pulsés, alliée à la considération de la bibliographie relative au transfert thermique autour de solides chauffés placés dans un écoulement d'air chargé de gouttes d'eau, nous a conduits à penser que l'utilisation combinée des deux procédés permettrait d'atteindre un optimum de l'échange. Nous nous proposons de décrire les deux procédés évoqués, puis de faire état des conclusions relatives à leur mise en oeuvre simultanée.

Dans le but de préciser les éléments fournis par la bibliographie, nous développerons les résultats de notre étude du transfert thermique en écoulement permanent d'air chargé de gouttelettes, et les interprétations physiques qui s'en déduisent. En revanche, les écoulements monophasiques pulsés ayant déjà fait l'objet d'un article de synthèse, nous nous limiterons à un simple rappel à leur sujet.

## I. GENERALITES SUR LE TRANSFERT THERMIQUE ENTRE UNE SURFACE CHAUFFEE ET UN ECOULEMENT GAZEUX CHARGE DE GOUTTELETTES D'EAU

On considère un solide chauffé à température constante  $T_p$  placé transversalement dans un écoulement d'air humide transportant des gouttelettes d'eau en suspension dont la température sèche  $T$  est inférieure à  $T_p$ . Nous qualifierons cet écoulement de "diphase" par opposition à l'écoulement d'air seul que nous appellerons "monophasique".

Bien que les propriétés de l'écoulement, sur lesquelles nous reviendrons, aient une importance évidente, le mode de transfert est surtout régi par la température de paroi du solide. L'analyse des mécanismes mis en jeu fait apparaître trois domaines de température bornés par deux températures caractéristiques : la température de Leidenfrost  $T_{Leid}$  et la température d'ébullition du liquide  $T_e$  :

(i)  $T_p > T_{Leid}$  : le régime est non mouillant. Il se forme sur la paroi un film de vapeur que les gouttelettes ne peuvent traverser que si elles ont une inertie suffisante,

(ii)  $T_e < T_p < T_{Leid}$  : le régime est mouillant. Un film liquide mince, au sein duquel le phénomène d'ébullition nucléée apparaît localement, se développe

sur la surface chauffée. C'est à des températures légèrement inférieures à  $T_{Leid}$  que l'on obtient dans ces conditions les plus forts flux thermiques à la paroi [1].

(iii)  $T_p < T_e$  : le phénomène d'ébullition nucléée disparaît. Le film liquide s'écoule de façon laminaire dans les zones où, en régime monophasique, il n'y a pas décollement de la couche limite. Le film échange de la chaleur avec la paroi par conduction, et avec l'écoulement extérieur par convection, évaporation et apport par les gouttelettes captées. C'est le régime appelé "régime à film convectif".

Remarque : Cette classification des régimes de transfert selon le niveau de température admet des exceptions dans le cas d'écoulements peu chargés dont la vitesse est parallèle à la surface chauffée ou forme avec elle un angle très faible. On peut alors observer dans la couche limite une région sans gouttelettes, celles-ci se vaporisant avant de toucher la surface bien que  $T_p$  soit inférieur à  $T_e$  [2, 3, 4].

Nous avons choisi d'étudier le cas du régime à film convectif du fait :

(i) d'une part, de l'intérêt que l'on porte actuellement à l'optimisation des surfaces d'échange à faible écart de température entre le fluide et la paroi.

(ii) d'autre part, de l'action bénéfique des pulsations sur les échanges purement convectifs déjà mise en évidence au laboratoire.

De plus, dans la perspective d'application immédiates aux échangeurs thermiques tubulaires classiques et à plus long terme aux échangeurs tubulaires à condensation, la surface de captation retenue est un cylindre placé perpendiculairement à l'écoulement.

## II. LE CYLINDRE EN REGIME A FILM CONVECTIF

### II.1 Revue bibliographique

On trouve dans la littérature un certain nombre d'études sur le transfert thermique autour d'un cylindre placé dans un écoulement chargé : le problème étant abordé par voie soit théorique [5, 6, 7], soit expérimentale [8, 9, 10, 11, 12].

Les études théoriques ne concernent que la face amont du cylindre, la forme de l'écoulement sur la face aval étant trop complexe pour se prêter à une description mathématique fine. Il est possible de synthétiser l'ensemble de ces études de la façon suivante.

On considère un cylindre de rayon  $R$  à la température de paroi  $T_p$  placé dans un écoulement de vitesse normale à ses génératrices [Fig. 1(a)]. L'écoulement non perturbé à l'approche du cylindre comporte : une phase gazeuse continue (air humide) dont les propriétés physiques  $\lambda_g, \mu_g, \rho_g$  sont connues et une phase liquide dispersée sous forme de gouttes (eau) caractérisée par  $\lambda_l, \mu_l, \rho_l$  et la distribution de taille des gouttes ou leur rayon moyen  $r$ .

La composition du mélange est fixée par les taux de chargement en eau :

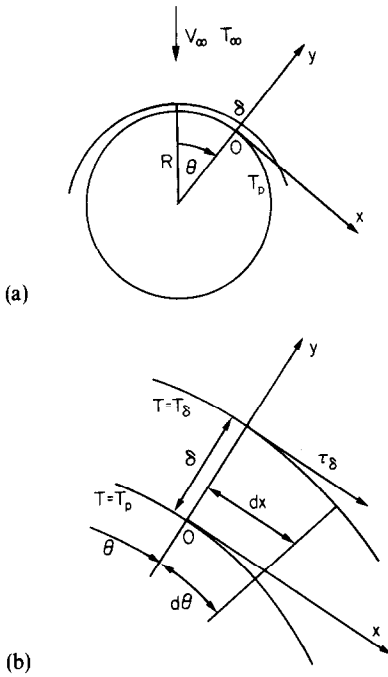


FIG. 1. Cylindre et volume de contrôle élémentaire.

$$\text{massique: } \dot{m} = \frac{M_l}{M_l + M_g}$$

$$\text{ou volumique: } \dot{q} = \frac{M_l/\rho_l}{M_l/\rho_l + M_g/\rho_g}$$

où  $M_l$  et  $M_g$  sont respectivement les densités de flux massique des phases liquide et gazeuse qui sont supposées avoir la même vitesse  $V_\infty$  et la même température  $T_\infty$ .

La dynamique de l'écoulement est caractérisée par le nombre de Reynolds :

$$Re_g = \frac{2\rho_g V_\infty R}{\mu_g}$$

et l'échange thermique par le nombre de Nusselt :

$$Nu_l = \frac{h_p 2R}{\lambda_l}$$

Les auteurs considèrent qu'un film laminaire se développe sur la face amont du cylindre et écrivent l'équilibre thermique d'un élément de longueur  $dx = R d\theta$  [Fig. 1(b)] moyennant les hypothèses suivantes :

- (i) le régime d'écoulement est permanent,
- (ii) les propriétés physiques du fluide restent constantes,
- (iii) les gouttelettes sont réparties uniformément dans l'écoulement non perturbé,
- (iv) la présence des gouttes ne modifie pas l'écoulement d'air.

Ils négligent tous :

- (i) les vitesses et gradients de pression axiaux et radiaux dans le film,
- (ii) les forces centrifuge et de tension superficielle,
- (iii) la conduction tangentielle et axiale dans le film,
- (iv) la dissipation visqueuse ainsi que les variations d'énergie cinétique et potentielle.

Cependant, des différences apparaissent en ce qui concerne le comportement des gouttelettes à l'approche du cylindre et au moment de leur captation par le film liquide.

Hodgson [5] admet que les trajectoires des gouttelettes restent parallèles à  $V_\infty$  et il néglige les perturbations provoquées par l'impact sur le film. Dans ces conditions, la quantité d'eau captée par l'élément de film liquide à l'abscisse angulaire  $\theta$  s'écrit  $M_l \cos \theta dx$ .

Goldstein [6] distingue deux cas suivant la valeur du paramètre  $\xi$  défini par  $\xi = \dot{q} \sqrt{Re_g}$ .

Si  $\xi > 0,1$ , les trajectoires des gouttes restent rectilignes et les effets de l'écoulement d'air sur le film liquide sont négligeables. Ce cas correspond à des écoulements très chargés ( $\dot{m} = 37\%$  pour  $Re_g = 50\,000$ ).

Si  $\xi < 0,1$ , et si de plus  $\dot{m} < 10\%$ , cas comparable à ceux traités par Hodgson et Finlay [7], les trajectoires des gouttes ne sont plus rectilignes mais doivent être calculées à partir des lignes de courant de l'écoulement potentiel. Goldstein considère simultanément le développement au-dessus du film liquide d'une "couche limite diphasique".

Finlay tient également compte de la déviation des trajectoires des gouttes mais simplifie l'analyse de Goldstein en introduisant un coefficient de "captation"  $E$  inférieur à 1 tel que la quantité d'eau captée par l'élément de film s'écrive  $M_l E \cos \theta dx$ . En admettant que la traînée des gouttelettes obéit à la loi de Stokes, on montre que  $E$  est fonction du groupement sans dimension

$$Stk = \frac{2 \rho_l r^2 V_\infty}{9 \mu_g R}$$

que nous appellerons, comme Levich [13] "nombre de Stokes". L'ordre de grandeur de  $E$  calculé par cette méthode pour l'ensemble du cylindre est de 0,35 pour  $Stk = 1$  et 0,87 pour  $Stk = 10$ .

Remarque : Cette analyse peut être critiquée en raison des approximations faites et surtout parce qu'elle admet que  $E$  est constant sur toute la surface amont du cylindre.

Enfin, il convient de mentionner les effets de rebondissement et d'éclaboussement lors de l'impact des gouttelettes sur le film liquide, ce qui se traduit par un coefficient  $\beta$  inférieur à 1 tel que la quantité d'eau captée s'écrive  $M_l E \beta \cos \theta \tau dx$ . La complexité du phénomène rend délicate la détermination de  $\beta$ . Pour des vitesses  $V_\infty$  inférieures à  $25 \text{ m s}^{-1}$ , le rayon moyen des gouttes étant de  $30 \mu\text{m}$  environ, Finlay montre que  $\beta \approx 1$  est une approximation satisfaisante. Pour des vitesses supérieures, le choix de  $\beta = 1$  conduit à une

surestimation de l'échange par rapport aux valeurs mesurées. L'essai de  $\beta = 0,35$  pour  $V_x = 50 \text{ m s}^{-1}$  et  $\beta = 0,28$  pour  $V_x = 60 \text{ m s}^{-1}$  conduit au contraire à une sous-estimation. L'étude de l'impact d'une goutte sur un film liquide [14] conduit à penser que le coefficient  $\beta$  est fonction du nombre de Weber

$$We = \rho_l V_x^2 / 2r/\sigma_l,$$

lequel traduit le rapport des forces d'inertie aux forces de tension superficielle qui assurent la cohésion de la goutte au moment du choc. Si  $We > 1400$ , la goutte rompt la surface, provoquant éclaboussements et ondes à la surface du film, ce qui en perturbe le comportement dynamique et thermique. Si  $We < 100$ , la goutte rebondit sur la surface mais peut ne pas être captée. En résumé, nous admettons que  $\beta \simeq 1$  convient pour  $We < 500$ , et que pour  $We > 500$ , il est nécessaire d'introduire une valeur empirique de  $\beta$  inférieure à 1.

Finlay écrit l'équilibre thermique de l'élément de film [Fig. 1(b)] sous la forme :

$$\Phi_p - \Phi_c - \Phi_e + M_l E \beta \cos \theta C_{pl} T_x - \frac{d}{dx} \left( \int_0^\delta \rho_l u C_{pl} T dy \right) = 0 \quad (1)$$

où  $\Phi_p$  est la densité de flux de chaleur pariétale,  $\Phi_c$  et  $\Phi_e$  sont les densités de flux sortant par convection et évaporation à l'interface film-écoulement externe.

(i) En faisant apparaître un coefficient d'échange interfacial  $h_c$ , supposé le même qu'en écoulement d'air non chargé,  $\Phi_c$  peut s'écrire:  $\Phi_c = h_c(T_\delta - T_x)$ .

(ii)  $\Phi_e$  est calculable par "l'analogie chaleur-masse". Si l'écart de température est faible, ce terme est proportionnel à  $(T_\delta - T_x)$ .

**Remarque:** Le calcul montre que l'évaporation peut avoir une part non négligeable dans le transfert thermique, ce qui est en contradiction avec les auteurs précédemment cités. Hodgson [5] explique cette divergence par un refroidissement superficiel du film liquide dû à l'afflux de gouttelettes "froides". Les développements polynomiaux du profil de température utilisés ne prenant pas en compte ce phénomène conduisent à une surestimation de  $T_\delta$ , donc de l'évaporation à la surface du film.

(i)  $M_l E \beta \cos \theta C_{pl} T_x$  représente l'apport de chaleur par les gouttelettes captées.

(ii) Le dernier terme

$$\frac{d}{dx} \left( \int_0^\delta \rho_l u C_{pl} T dy \right)$$

est le taux d'accroissement du flux convectif dans l'épaisseur du film. En introduisant la vitesse débitante dans le film  $\langle u \rangle$  et la température de mélange  $\langle T \rangle$ , il peut s'écrire :

$$C_{pl} \rho_l \frac{d}{dx} (\langle u \rangle \delta \langle T \rangle)$$

$$= C_{pl} \rho_l \left[ \langle T \rangle \frac{d}{dx} (\langle u \rangle \delta) + \langle u \rangle \delta \frac{d}{dx} \langle T \rangle \right] \quad (2)$$

Si de plus la masse d'eau perdue par évaporation est négligeable, il vient :

$$\rho_l \frac{d}{dx} (\langle u \rangle \delta) = M_l E \beta \cos \theta.$$

Le bilan thermique sur l'élément considéré peut alors prendre la forme suivante :

$$\Phi_p - \Phi_c - \Phi_e + M_l E \beta \cos \theta C_{pl} (T_x - \langle T \rangle) - \langle u \rangle \delta C_{pl} \rho_l \frac{d}{dx} \langle T \rangle = 0. \quad (3)$$

Cette équation (3) peut se ramener à une relation entre  $\Phi_p$  et  $(T_p - T_x)$  si on connaît l'épaisseur du film  $\delta$  et le profil de vitesse. Ceux-ci sont obtenus grâce à une étude dynamique préalable, fondée sur un bilan de quantité de mouvement dans le film liquide. Le bilan peut être mené de façon classique, en tenant compte toutefois du surcroît de contrainte à la surface du film liquide induit par l'apport de quantité de mouvement par les gouttelettes.

La résolution numérique de l'équation (3) permet donc d'obtenir le coefficient d'échange

$$h_p(\theta) = \frac{\Phi_p(\theta)}{T_x - T_p(\theta)}$$

et le nombre de Nusselt local

$$Nu_l = \frac{h_p(\theta) 2R}{\lambda_l}$$

La condition à la paroi peut être soit  $\Phi_p(\theta) = \text{constante}$ , soit  $T_p(\theta) = \text{cste}$ ; ce qui conduit à des évolutions de  $Nu_l$  en fonction de  $\theta$  légèrement différentes.

La confrontation des calculs théoriques et des résultats d'expériences montre qu'une bonne prévision des évolutions des transferts local et global est possible mais délicate. Il convient de vérifier que les mesures ont été effectuées dans des conditions expérimentales correspondant bien aux hypothèses de calcul et surtout aux valeurs de  $E$  et  $\beta$  prises en compte. L'examen des études expérimentales des auteurs cités plus haut montre une très grande diversité des méthodes et dispositifs expérimentaux ainsi que le met en évidence le tableau 1. Elle apparaît entre autres au niveau de la disposition du cylindre dans la veine, de la condition à la paroi, des rayons du cylindre et des gouttes, qui pour un même nombre de Reynolds peuvent induire des nombres de Weber et de Stokes différents.

Comme le montre la Fig. 2, il en résulte, pour des valeurs données de  $\dot{m}$  et  $Re_g$ , une certaine dispersion des courbes de transfert local. Cette dispersion se retrouve bien entendu sur les résultats de transfert global.

Il n'en reste pas moins que l'étude bibliographique permet de dégager quelques conclusions générales, à savoir que l'adjonction d'une faible quantité d'eau sous

Tableau 1.

Auteurs	Hodgson [8]	Finlay [9]	Scherberg [10]	Mednick [11]
Veine d'essai	verticale	horizontale	horizontale	horizontale
Disposition du cylindre	axe horizontal	axe horizontal	axe vertical	axe vertical
Rayon du cylindre $R$	38,1 mm	9,5 mm	19,05 mm	19,05 mm
Condition à la paroi	$T_p$ constant	$\Phi_p$ constant	$T_p$ constant	$\Phi_p$ constant
$r$ des gouttes moyen	180 $\mu\text{m}$	30 $\mu\text{m}$		600 $\mu\text{m}$
$V_\infty$	6–24 $\text{m s}^{-1}$	23–76 $\text{m s}^{-1}$	20–45 $\text{m s}^{-1}$	19–40 $\text{m s}^{-1}$
$Re_g$	30 000–118 000	29 000–95 000	48 000–110 000	46 000–98 000
$\dot{m}$	0–13 %	0,4–9 %	2,4–5,8 %	0–12 %
$We$	178–2843	436–4800		6000–17 000
$Stk$	62–250	26–88		4400–9200

forme de gouttelettes en suspension dans l'écoulement permet d'accroître considérablement le transfert thermique et que cet accroissement a lieu essentiellement sur la face amont.

Ceci nous conduit à reprendre l'étude expérimentale sur une plage de nombres de Reynolds plus faible correspondant notamment à des vitesses d'approche  $V_\infty$  usuellement utilisées dans les applications industrielles. Le but de notre étude est :

(i) d'une part, de préciser les conclusions relatives au transfert thermique du cylindre en régime diphasique permanent,

(ii) d'autre part, de tester les effets des pulsations de l'écoulement, méthode qui donne en écoulement monophasique de bons résultats sur la face aval du cylindre où justement l'adjonction d'eau est de peu d'efficacité.

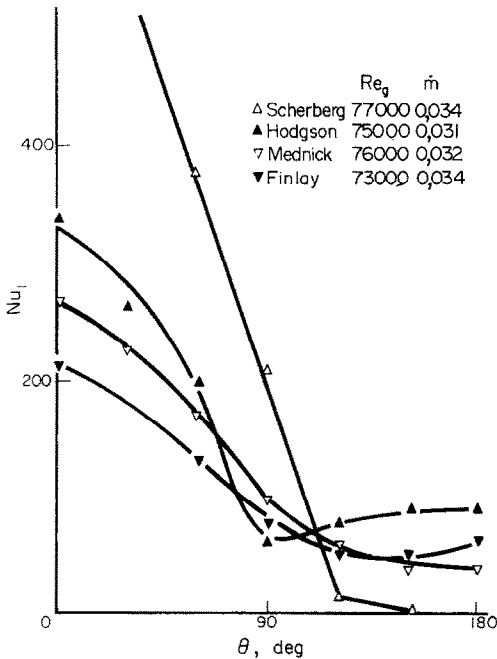


FIG. 2. Evolution du nombre de Nusselt local.

II.2 Etude expérimentale

II.2.1. Conditions d'expérience

Nous avons étudié expérimentalement le transfert thermique d'un cylindre de rayon  $R = 10$  mm chauffé à  $T_p = 40^\circ\text{C}$  placé dans un écoulement d'air saturé chargé de gouttelettes d'eau à  $T_\infty = 15^\circ\text{C}$ . Le cylindre est disposé horizontalement dans la veine d'essai verticale d'une soufflerie représentée sur la Fig. 3. Les gouttelettes d'eau sont fournies à l'entrée du caisson amont par un atomiseur du type à ultrasons qui permet d'obtenir une bonne calibration de leur taille. Par la méthode de l'oxyde de magnésium, nous avons pu vérifier que le rayon des gouttelettes était compris entre 5 et 12  $\mu\text{m}$ , le rayon moyen de Sauter  $r_s$  étant égal à 9,25  $\mu\text{m}$ . Les taux de chargement en eau ont été mesurés à l'aide d'une sonde isocinétique. On a pu vérifier que, dans le cas le plus défavorable, le taux de chargement pouvait être considéré comme constant sur une plage de largeur égale à au moins trois fois le diamètre du cylindre. Les mesures anémométriques ont été effectuées en régime monophasique par anémométrie à fil chaud, et en régime diphasique par anémométrie à effet Doppler à Laser, les gouttelettes servant de traceurs.

L'échange thermique est mesuré suivant une techni-

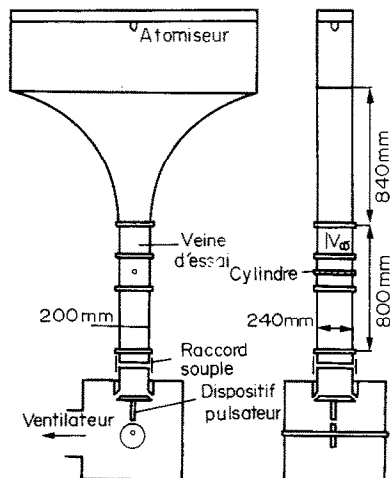


FIG. 3. Soufflerie et veine d'essai.

que mise au point par Martin et Gosse [15]: le cylindre en cuivre, représenté sur la Fig. 4, a un diamètre de 20 mm et une longueur chauffée de 140 mm. Un évidement cylindrique percé en son centre reçoit un enroulement de 2 m d'élément chauffant "thermocoax"  $R_0$ , qui fournit l'essentiel de la puissance électrique nécessaire au chauffage de l'ensemble du cylindre sauf l'élément de mesure locale. Celui-ci est isolé d'une part du reste du cylindre par deux fentes remplies de mica et bouchées en surface par de la résine, d'autre part de l'élément chauffant central par une cavité. Il reçoit un élément chauffant  $R_1$  et un thermocouple  $T_1$  en surface. De chaque côté de l'élément de mesure sont disposés deux éléments dits "de compensation" comprenant chacun une résistance chauffante ( $R_2$  et  $R_3$ ) et un thermocouple ( $T_2$  et  $T_3$ ). A ses extrémités, le cylindre est fixé à des anneaux en nylon de même diamètre et de longueur 50 mm. Le rôle de ces anneaux est de : fixer le cylindre dans la veine d'essai, porter les connexions des résistances et thermocouples, et limiter le flux thermique axial aux extrémités du cylindre.

Le mode opératoire est le suivant; par réglage de l'alimentation électrique de  $R_0, R_1, R_2$  et  $R_3$ , on porte le cylindre à une température  $T_p = T_\infty + \Delta T$ . A l'équilibre thermique,  $T_1, T_2$  et  $T_3$  doivent indiquer la même température, ce qui limite les flux de conduction tangentiel dans le cylindre au niveau de l'élément de mesure. Le coefficient local d'échange et le nombre de Nusselt correspondant sont alors donnés par :

$$h_p(\theta) = \frac{P - P_f}{s\Delta T} \quad \text{et} \quad Nu_l = \frac{h_p(\theta) 2R}{\lambda_l}$$

où  $P$  est la puissance dissipée par effet Joule dans  $R_1$ ,  $P_f$  la puissance perdue par l'élément de mesure autrement que vers le film liquide et  $s$  la surface de l'élément de mesure.  $\theta$  est l'angle que fait le plan de symétrie de l'élément de mesure avec le rayon passant par le point d'arrêt amont. L'élément de mesure couvre un secteur d'angle de  $14^\circ$  de part et d'autre de ce plan ce qui limite le caractère local des mesures.

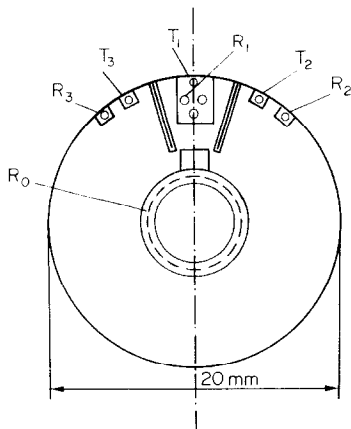


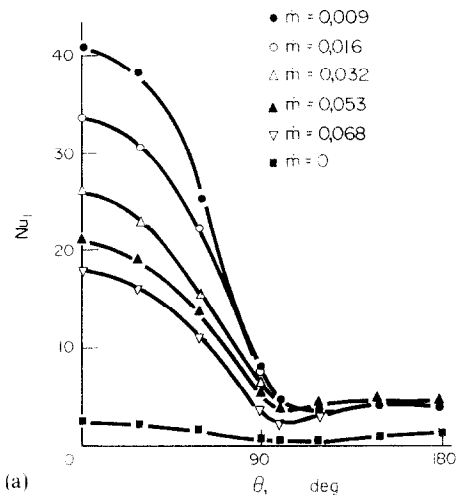
FIG. 4. Cylindre de mesure.

L'étude expérimentale a été effectuée pour les vitesses  $V_j$  comprises entre  $3,5$  et  $15 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui correspond à une gamme de nombre de Reynolds  $Re_j$  allant de  $4100$  à  $18000$ . Nous avons fait varier le taux de chargement  $\dot{m}$  de  $0$  à  $7\%$ .

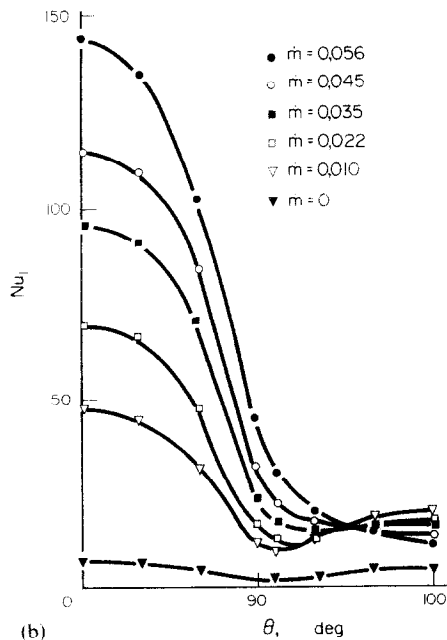
Remarque: Le détail de l'installation et des procédés de mesure est exposé dans la référence [16]. Compte tenu des moyens utilisés, l'incertitude sur les mesures du nombre de Reynolds et du taux de chargement peut être estimée respectivement à  $2$  et  $5\%$ , et celle sur le nombre de Nusselt calculé ci-dessus à  $6\%$ .

II.2.2. Résultats et commentaires

II.2.2.1. Transfert local. Les Figs. 5(a) et 5(b) représentent les variations du nombre de Nusselt local en



(a)



(b)

FIG. 5. Variations du nombre de Nusselt local pour 2 valeurs du nombre de Reynolds.

fonction de  $\theta$ , pour deux valeurs du nombre de Reynolds:  $Re_g = 4100$  et  $Re_g = 18000$  et diverses valeurs du taux de chargement.

On observe un comportement du transfert très différencié sur les faces amont et aval du cylindre:

— *sur la face amont*: quelle que soit la valeur du nombre de Reynolds, le nombre de Nusselt croît avec le taux de chargement  $\dot{m}$ , les courbes donnant  $Nu_i$  en fonction de  $\theta$  pouvant pratiquement se déduire les unes des autres par affinité. Une représentation réduite de la forme  $Nu_i/Nu_{0i}$  où  $Nu_{0i}$  est le nombre de Nusselt local sur la génératrice d'arrêt, montre que l'ensemble des points expérimentaux se situe à 6% près sur une courbe parabolique moyenne d'équation:

$$Nu_i/Nu_{0i} = 1 - 0,33\theta^2 \quad \text{pour } \theta < 70^\circ.$$

On observe cependant un moins bon accord pour  $70 < \theta < 90^\circ$ .

Ce résultat est très intéressant puisqu'il montre que le transfert sur la face amont peut être entièrement défini, comme en régime d'écoulement monophasique, par cette courbe et la connaissance de l'évolution de  $Nu_{0i}$  en fonction des paramètres de l'écoulement.

Ceci nous conduit à rechercher une corrélation liant  $Nu_{0i}$  à  $\dot{m}$  et  $Re_g$ . La forme à donner à cette corrélation a été suggérée par l'étude théorique. En effet, la densité de flux à la paroi  $\Phi_p$  s'exprime par la relation ci-dessous:

$$\Phi_p = \Phi_c + \Phi_e - M_1 E \beta \cos \theta C_{p1} (T_\infty - \langle T \rangle) - \langle u \rangle \delta C_{p1} \rho_1 \frac{d}{dx} \langle T \rangle. \quad (4)$$

Dans la mesure où la température moyenne dans le film  $\langle T \rangle$  est très proche de la température de paroi  $T_p$ , on peut admettre que pour un cylindre à température constante, le terme  $\langle u \rangle \delta C_{p1} \rho_1 (d/dx) \langle T \rangle$  est négligeable devant le 3ème terme appelé terme "d'apport". Dans ces conditions, la relation (3) se ramène sur la génératrice d'arrêt amont à:

$$\Phi_p = \Phi_c + \Phi_e + M_1 E \beta C_{p1} (T_\infty - \langle T \rangle). \quad (5)$$

Il résulte de ceci que la densité de flux pariétale peut être considérée comme la somme de deux termes: un terme "évapo-convectif" correspondant à  $\Phi_c + \Phi_e$  et un terme "d'apport" par les gouttelettes:  $M_1 E \beta C_{p1} (T_\infty - \langle T \rangle)$ . Compte tenu de la constatation précédente, il semble assez logique de rechercher la corrélation liant  $Nu_{0i}$  et les paramètres  $Re_g$  et  $\dot{m}$  sous la forme d'une somme de deux termes: l'un correspondant à  $(\Phi_c + \Phi_e)$  et qui, par analogie avec l'étude classique qu'on effectue en écoulement monophasique, sera proportionnel à  $\sqrt{Re_g}$  et l'autre correspondant à  $M_1 E \beta C_{p1} (\langle T \rangle - T_\infty)$  qui s'exprime facilement en fonction du produit  $\dot{m} Re_g$ .

Remarque: Le produit  $\dot{m} Re_g$  est pratiquement proportionnel à  $M_1$  quand  $\dot{m}$  est petit.

L'approche mathématique de l'ensemble de nos

résultats nous conduit à proposer la corrélation suivante:

$$Nu_{0i} = 0,22 \sqrt{Re_g} + 0,105 \dot{m} Re_g. \quad (6)$$

Il nous a semblé intéressant de comparer cette corrélation aux résultats d'Hodgson [8]. Bien qu'il explore une gamme de valeurs de  $\dot{m} Re_g$  beaucoup plus élevée, ce dernier est le seul qui travaille dans des conditions expérimentales proches des nôtres. La Fig. 6 illustre à la fois la corrélation proposée et la compare à l'ensemble des résultats de notre étude et de celle de Hodgson. On constate que l'accord est excellent même avec les résultats d'Hodgson relatifs à des valeurs du paramètre  $\dot{m} Re_g$  plus grandes, le coefficient de corrélation étant égal à 0,99.

On peut donc proposer une expression du transfert local sur la face amont du cylindre pour  $0 < \theta < 70^\circ$ , en fonction des paramètres  $\dot{m}$  et  $Re_g$ , valable de  $\dot{m} Re_g = 40$  à  $\dot{m} Re_g = 7 \cdot 10^3$ . Elle s'écrit:

$$Nu_i = (0,22 \sqrt{Re_g} + 0,105 \dot{m} Re_g) (1 - 0,33 \theta^2). \quad (7)$$

Deux remarques peuvent être faites à son sujet:

(i) l'évolution en fonction de l'abscisse angulaire  $\theta$  de  $Nu_i/Nu_{0i}$  est très proche de celle relative à l'écoulement monophasique autour du cylindre qui s'écrit  $(1 - 0,3\theta^2)$ ,

(ii) le terme de transfert convectif sur la génératrice d'arrêt amont:  $0,22 \sqrt{Re_g}$  n'est pas égal au nombre de Nusselt en écoulement d'air seul, qui serait de l'ordre de  $\sqrt{Re_g} \cdot (\lambda_g/\lambda_i) = 0,044 \sqrt{Re_g}$ . La différence provient d'une part du phénomène d'évaporation, d'autre part de l'interaction dynamique entre la surface du film, l'écoulement d'air et les gouttelettes captées ou non. Ceci justifie l'appellation de "transfert évapo-convectif" pour désigner ce terme.

— *sur la face aval*: en revanche, l'influence du taux de chargement est beaucoup moins nette. L'observation de l'ensemble des résultats permet de distinguer schématiquement deux régions, ainsi qu'on peut le constater sur les Figs. 5(a) et 5(b):

$90^\circ < \theta < 135^\circ$ : le transfert thermique est croissant en fonction de  $\dot{m}$ ;

$135^\circ < \theta < 180^\circ$ : l'effet bénéfique sur le transfert de l'accroissement de  $\dot{m}$  disparaît. Son influence est pratiquement nulle pour les valeurs de  $Re_g$  les plus basses et devient néfaste pour les grandes valeurs de  $Re_g$ . Dans ce cas, l'évolution en  $\theta$  peut être croissante ou décroissante selon la valeur de  $\dot{m}$ .

Nous nous proposons d'apporter une explication à ce phénomène à partir du modèle d'écoulement monophasique en régime permanent proposé par Lebouche et Martin [17] et de l'observation *in situ* du comportement dynamique de l'eau sur la face aval du cylindre.

Le modèle proposé par Lebouche et Martin est représenté sur la Fig. 7. Il est caractérisé par l'existence après le point de décollement de la couche limite laminaire d'un tourbillon primaire stable localisé entre  $\theta = 85^\circ$  et  $\theta = 110^\circ$ , d'une zone herniaire évolutive et d'un tourbillon principal  $\theta > 145^\circ$ .

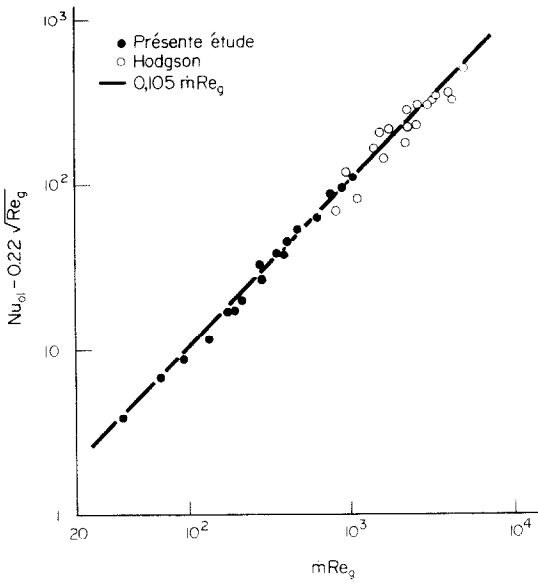


FIG. 6. Corrélation donnant l'évolution du transfert local sur la face amont.

Ce dernier, qui croît et se décroche alternativement sur chaque flanc à la fréquence de Strouhal  $f_{St}$  induit le comportement cyclique du sillage. La hernie qui se forme entre le tourbillon primaire et le tourbillon principal lors de la phase de croissance de celui-ci se résorbe quand il se détache pour donner un écoulement direct jusqu'à environ  $\theta \approx 160^\circ$ . Pour  $\theta > 160^\circ$ , l'écoulement est inverse en moyenne, ce qui montre qu'en dehors de la phase de croissance du tourbillon, le fluide y est pratiquement mort.

Le comportement dynamique de l'eau sur la face aval du cylindre est très certainement influencé par la configuration dynamique rappelée ci-dessus. On observe que le film liquide laminaire qui se développe sur la face amont se rompt à une abscisse angulaire  $\theta_r$  qui est fonction du débit d'eau  $M_j$  mais qui reste généralement légèrement inférieure à  $90^\circ$ . A partir de cette

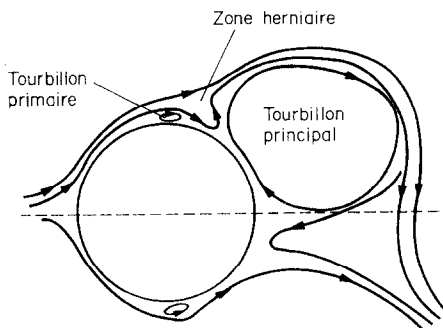


FIG. 7. Modèle de l'écoulement dans le sillage.

abscisse, et dans toute la zone herniaire, l'eau ruisselle en filets séparés irréguliers. On constate que pour  $\theta \approx 135^\circ$ , ces filets se rassemblent pour reformer un film liquide continu jusqu'à la génératrice d'arrêt aval, où l'eau se détache par gravité sous forme de grosses gouttes. On peut penser que cette reconstitution est due en partie au caractère tridimensionnel de la zone de tourbillon principal.

Les conséquences sur le transfert thermique peuvent alors s'analyser de la façon suivante. Il est clair que, compte tenu de l'inertie des gouttelettes, la zone de sillage est très faiblement chargée en eau comme d'ailleurs le confirment les mesures effectuées en anémométrie Laser dans cette zone. La quantité d'eau captée par le cylindre sera donc peu importante dans la zone herniaire et pratiquement nulle au niveau du tourbillon principal. En conséquence, le transfert sur la face aval sera de nature essentiellement évapo-convective. Ceci explique qu'il dépende surtout du nombre de Reynolds et très peu du taux de chargement. Pour approfondir l'influence de ce dernier paramètre, réexaminons séparément les deux régions définies précédemment :

(i)  $90 < 135^\circ$  : la croissance du transfert en fonction de  $\dot{m}$  correspond d'une part à un faible terme d'apport par les gouttelettes captées dans la zone herniaire, d'autre part à l'effet des variations de l'échange sur la face amont qui compte tenu de la taille de l'élément de mesure se fait encore sentir jusque  $(\theta \approx 110^\circ)$ .

(ii)  $135 < \theta < 180^\circ$  : la complexité des variations de l'échange thermique dans cette région nous a conduit à en rechercher une explication à l'aide d'une modélisation simplifiée :

A partir de  $\theta_r = 135^\circ$ , il y a réapparition d'un film liquide continu sur le cylindre. Le film s'écoule lentement vers la génératrice d'arrêt aval et son épaisseur à l'abscisse curviligne  $x = R\theta (x > x_r = R\theta_r)$  est  $\delta(x)$ . Dans la mesure où la quantité d'eau captée sur la face aval est faible, nous admettrons que le débit dans le film par unité de largeur est constant et égal au débit capté par la face amont :

$$q_v = \frac{1}{\rho_l} M_j ER \approx \frac{E}{2} \dot{m} Re_a v_a \frac{\rho_g}{\rho_l} \tag{8}$$

En assimilant l'écoulement dans ce film à celui d'un film laminaire en régime permanent, on peut écrire :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{9}$$

$$\rho_l \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial \hat{p}}{\partial x} + \mu_l \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

Dans la zone de sillage considérée, on peut admettre, comme le montre l'étude [18], que le gradient de pression statique en  $x$  est faible et par suite que :

$$- \frac{\partial \hat{p}}{\partial x} = \rho_l g \sin \theta$$



En faisant de plus l'hypothèse de Nusselt qui consiste à négliger les termes de transport convectif devant le terme de viscosité l'équation (9) peut encore se simplifier pour donner :

$$v_l \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - g \sin \theta = 0. \quad (10)$$

Les conditions aux limites étant les suivantes :

$$\begin{aligned} y = 0 \quad u = 0 \\ y = \delta(x) \quad \tau_\delta = \mu_l \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=\delta(x)} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Cette seconde condition suppose que la contrainte à l'interface liquide-air est très faible et peut être négligée devant les autres forces mises en jeu. Ceci est justifié par les mesures du gradient pariétal de vitesse dans la zone de sillage d'un cylindre effectuées au Laboratoire par utilisation de sondes à film chaud dans l'air et polarographiques dans l'eau.

L'intégration de l'équation (10) avec les conditions aux limites (11) permet d'obtenir le profil suivant :

$$u = \frac{g \sin \theta}{v_l} \delta^2 \left( -\frac{y^2}{2\delta^2} + \frac{y}{\delta} \right). \quad (12)$$

En remarquant que le débit volumique  $q_v$  par unité de largeur s'écrit :

$$q_v = \int_0^\delta u dy.$$

On obtient :

$$q_v = \frac{g \sin \theta \delta^3}{3v}. \quad (13)$$

L'évolution de  $\delta$  en fonction de  $\theta$  prend alors la forme suivante :

$$\delta = \left( \frac{3v_l q_v}{g \sin \theta} \right)^{1/3}. \quad (14)$$

Pour calculer la densité de flux  $\Phi_p$  à la paroi, nous ferons la seconde hypothèse de Nusselt qui consiste à écrire que, dans le mince film liquide, les termes de transport convectif d'enthalpie peuvent être négligés devant le terme de conduction en  $y$ . Il vient alors :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0$$

d'où une évolution linéaire de la température :

$$T = T_p - (T_p - T_\delta) \frac{y}{\delta}. \quad (15)$$

La densité de flux de chaleur à la paroi vaut :

$$\Phi_p(x) = \frac{\lambda_l (T_p - T_\delta)}{\delta}. \quad (16)$$

Sous réserve d'un transport convectif d'enthalpie négligeable en  $\theta$ , la densité de flux échangé par évapo-convection à la surface du film liquide :

$$\Phi_p(x) = h(x)(T_p - T_\infty). \quad (17)$$

En portant dans (16) la valeur de  $T_\delta$  tirée de (15), il vient :

$$\Phi_p(x) = \frac{h(x)(T_p - T_\infty)}{1 + \frac{h(x)\delta(x)}{\lambda_l}}. \quad (18)$$

Cette expression met en évidence au dénominateur l'effet de résistance thermique du film liquide qui sépare le cylindre de l'écoulement externe. Cette résistance croît avec  $h(x)$  et avec  $\delta(x)$ . En revenant à l'expression (14), on voit que  $\delta$  croît avec  $q_v$  et avec  $1/\sin \theta$ . Il en résulte que l'atténuation du transfert sera d'autant plus forte que  $\dot{m} Re_g$  sera grand et que l'on sera proche de la génératrice d'arrêt aval. En portant dans (18) l'expression de  $\delta$ , on obtient :

$$\Phi_p(\theta) = \frac{h(\theta)(T_p - T_\infty)}{1 + \frac{h(\theta)}{\lambda_l} \left( \frac{3v_l q_v}{g \sin \theta} \right)^{1/3}}. \quad (19)$$

Cette relation permet de calculer  $\Phi_p(\theta)$  avec  $q_v$  comme paramètre à condition de connaître les valeurs de  $h(\theta)$ . Il faudrait pour cela isoler l'effet évapo-convectif sur la face aval, ce qui est impossible rigoureusement. Nous avons approché  $h(\theta)$  en lui donnant la valeur qui permet, dans le cas du taux de chargement le plus faible, de retrouver par l'expression (19) les valeurs de  $\Phi_p(\theta)$  mesurées expérimentalement. Ceci se justifie par le fait que dans ce cas, la correction induite par (19) est minime, ce qui réduit l'incertitude sur  $h(\theta)$ . Dans la suite, nous garderons évidemment la même valeur de  $h(\theta)$  pour un nombre de Reynolds donné, quel que soit le taux de chargement.

La Fig. 8 permet de comparer les résultats fournis par le modèle proposé précédemment aux valeurs obtenues expérimentalement pour deux valeurs de  $Re_g$  et pour  $130 < \theta < 177^\circ$ . La confrontation se révèle assez satisfaisante. En effet, pour  $Re_g = 18000$ , il montre d'une part une décroissance du transfert quand  $\dot{m}$  croît et d'autre part que  $\partial \Phi_p / \partial \theta$  peut devenir négatif quand on se rapproche de la génératrice d'arrêt pour les grandes valeurs de  $\dot{m}$ . Pour  $Re_g = 4100$ , on constate une influence pratiquement nulle du taux de chargement, ce qui confirme l'expérience.

*Remarque: Les hypothèses faites pour calculer le comportement dynamique du film liquide rendraient en principe ce modèle applicable à toute la zone de sillage; cependant, comme on l'a signalé précédemment, le film liquide ne se reforme qu'à partir de  $\theta_r \approx 135^\circ$ . Ceci justifie que nous ne donnions pas les résultats du calcul pour  $\theta < 130^\circ$ . De plus, quand  $\theta$  est voisin de  $180^\circ$ , le modèle mathématique conduit à une épaisseur de film infinie, ce qui se traduit dans la réalité par la formation de gouttes qui se détachent du cylindre. Nous avons donc arrêté le calcul à  $\theta = 177^\circ$ .*

Nous pouvons donc résumer ainsi l'évolution du transfert pour  $135 < \theta < 180^\circ$ . Le transfert, de nature

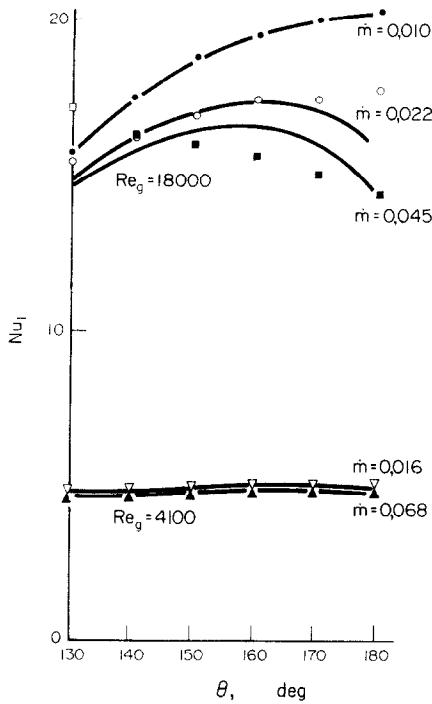


FIG. 8. Modèle proposé pour l'évolution du transfert local  $130 < \theta < 180$ .

essentiellement évapo-convectif, dépend surtout du nombre de Reynolds  $Re_g$ . Il est atténué par la résistance thermique du film liquide qui le sépare de l'écoulement externe. Dans la plage de nombre de Reynolds étudiée, cette atténuation se fait surtout sentir aux grands nombres de Reynolds, en raison du plus grand débit d'eau dans le film et de la plus grande valeur du terme convectif.

Remarque: a) Il est bien évident que cette approche n'est valable que pour un cylindre d'axe horizontal dans une soufflerie à veine verticale descendante, b) Une analyse plus fine nécessiterait la prise en compte du transport convectif d'enthalpie dans l'épaisseur du film. Dans nos conditions expérimentales, nous avons pu vérifier qu'elle ne modifierait pas sensiblement les résultats du calcul mais il en serait autrement pour des valeurs de  $\dot{m} Re_g$  plus élevées, le débit  $q_v$  dans le film étant alors beaucoup plus important.

II.2.2.2. Transfert global. L'efficacité du transfert global est représentée par le nombre de Nusselt global  $\langle Nu_l \rangle$ , obtenu par intégration des courbes de transfert local pour  $\theta$  variant de 0 à 180° :

$$\langle Nu_l \rangle = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi Nu_l(\theta) d\theta. \tag{20}$$

Le transfert global est croissant avec  $Re_g$  et  $\dot{m}$ . La décomposition du transfert local en termes de transfert évapo-convectif et terme d'apport par les gouttelettes nous a logiquement conduit à rechercher une corrélation donnant le nombre de Nusselt global sous la forme d'une somme de deux termes, l'un variant avec

$Re_g$  et l'autre avec  $\dot{m} Re_g$ .

Une approche mathématique de l'ensemble de nos résultats et de ceux de Hodgson nous conduit à l'expression suivante :

$$\langle Nu_l \rangle = 0,114 \sqrt{Re_g} + 0,048(\dot{m} Re_g)^{0,98}. \tag{21}$$

La Fig. 9 illustre la comparaison de cette corrélation avec les résultats des mesures. Les points expérimentaux se trouvent sur la droite avec un coefficient de corrélation égal à 0,984. La formulation de  $\langle Nu_l \rangle$  proposée ci-dessus met bien en évidence l'influence sur le transfert thermique global de la dynamique de l'écoulement incident (terme en  $\sqrt{Re_g}$ ) et du flux massique de gouttelettes d'eau (terme en  $\dot{m} Re_g$ ). L'exposant 0,98, obtenu par voie numérique, peut sembler artificiel ; nous le conserverons néanmoins, car il traduit vraisemblablement un effet de saturation du terme d'apport par les gouttelettes aux grandes valeurs de  $\dot{m} Re_g$ .

II.2.3. Conclusion

Cette étude du transfert thermique local et globale en écoulement diphasique permanent nous a donc permis d'affiner la description du phénomène. Les corrélations que nous proposons rendent possible la prévision des transferts local sur la face amont et global, sous une forme qui explicite clairement les principaux paramètres influant sur l'échange. La modélisation simple du transfert thermique sur la face aval, s'appuyant sur des études dynamiques du sillage menées précédemment et sur l'observation de l'écoulement de l'eau sur le cylindre, permet de comprendre l'influence du chargement en eau sur le nombre de Nusselt dans cette zone. Elle met en évidence le rôle du coefficient d'échange évapo-convectif  $h$  à l'interface liquide-écoulement externe.

Or, ainsi que le paragraphe suivant le rappelle, nous avons montré que la pulsation de l'écoulement permet d'accroître de façon très notable le transfert convectif dans les zones dynamiquement instables du sillage. Elle doit donc entraîner un accroissement de ce coefficient  $h$  et par là même agir sur le transfert en écoulement diphasique, ce qui justifie l'étude qui suit.

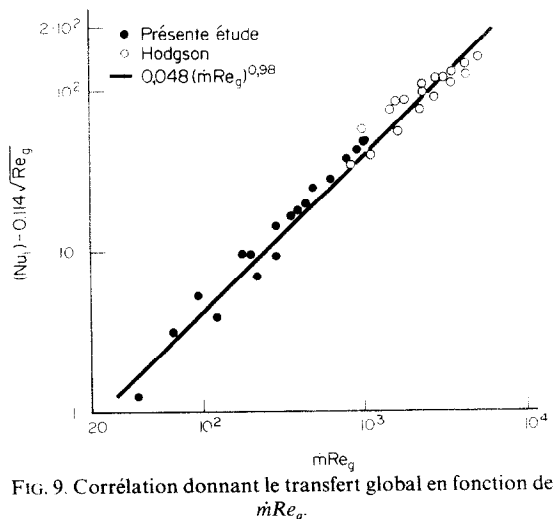


FIG. 9. Corrélation donnant le transfert global en fonction de  $\dot{m} Re_g$ .

### III. INFLUENCE DU REGIME PULSE

#### III.1. Définition du régime pulsé

On dit que le régime est pulsé lorsqu'on impose à la vitesse de l'écoulement incident des fluctuations périodiques d'amplitude de la forme :

$$\tilde{V}_\infty = V_\infty(1 + \sqrt{2}\tau \sin 2\pi Ft)$$

où  $\tau$  est le taux et  $F$  la fréquence de pulsation.

Ceci est réalisable par divers moyens mécaniques ([19], [20]) agissant au niveau de la mise en mouvement du fluide, comme par exemple le dispositif pulsateur représenté sur la Fig. 3 dans le caisson aval. Ce dispositif est formé d'un piston tronconique pouvant, sous l'action d'une came excentrique entraînée par un moteur à vitesse réglable, obturer périodiquement l'entrée de la veine d'essai dans le caisson.

Remarque: *Le signal de vitesse obtenu n'est bien sûr pas purement sinusoidal, mais l'amplitude des harmoniques peut être négligée devant celle du fondamental.*

On fait apparaître pour caractériser la fréquence, une fréquence réduite  $F/f_{st}$  rapport de la fréquence  $F$  à la fréquence de Strouhal qui est la fréquence de décrochement naturel des tourbillons dans le sillage du cylindre en régime permanent. Dans la gamme de nombre de Reynolds étudiée, cette fréquence  $f_{st}$  dépend de la vitesse incidente et du diamètre du cylindre :

$$f_{st} = 0,2 \frac{\overline{V}_\infty}{2R}$$

L'écoulement principal autour du cylindre est défini par le nombre de Reynolds moyen

$$Re_g = \frac{\overline{V}_\infty 2R}{\nu_g}$$

et le transfert thermique par

$$\overline{Nu}_t = F \int_0^{1/F} \tilde{Nu}_t dt.$$

Remarque: *Le transfert moyen seul est mesurable en raison du temps de réponse de l'élément de mesure.*

#### III.2. Rappels sur l'influence des pulsations sur l'écoulement et le transfert thermique autour d'un cylindre en écoulement monophasique

Un article de synthèse portant sur la convection forcée autour d'un cylindre et sur sa sensibilité aux pulsations de l'écoulement externe ayant déjà été publié [17], nous nous bornerons ici à rappeler les quelques éléments nécessaires à la bonne compréhension des résultats de l'étude en écoulement diphasique.

Le modèle d'écoulement en régime permanent autour du cylindre décrit au paragraphe II.2.2.1. fait apparaître plusieurs zones particulièrement instables au point de vue dynamique: la frontière entre le tourbillon primaire et la hernie ( $\theta \approx 100^\circ$ ), la région entre la hernie et le tourbillon principal ( $\theta \approx 130^\circ$ ) et

enfin, la zone aval léchée par ce dernier ( $135 < \theta < 180^\circ$ ). C'est dans ces zones que les pulsations de l'écoulement incident ont une action sur la configuration de l'écoulement et par là même, sur l'échange thermique. Cette action peut être résumée ainsi, en fonction des divers domaines de taux et de fréquence de pulsation :

(i) pulsations de faible taux ( $\tau < 10\%$ ): on note, quelle que soit la fréquence, une mise en mouvement progressive de la zone proche du point d'arrêt aval ( $\theta = 180^\circ$ ), entraînant un accroissement du transfert dans cette région,

(ii) pulsations de fort taux ( $\tau > 10\%$ ): l'action des pulsations doit être différenciée suivant la fréquence :

$F/f_{st} < 0,5$ : l'évolution est semblable à celle observée aux faibles taux, mais la mise en mouvement de la zone proche du point d'arrêt s'accroît quand le taux croît et le fluide mort près de la zone herniaire est également affecté. La configuration tourbillonnaire du sillage reste de même nature, mais on observe un gain de transfert très important dans les zones perturbées;

$0,5 < F/f_{st} < 1$ : il apparaît une dissymétrie entre les deux flancs du cylindre, l'un des flancs donnant naissance dans la zone aval à des gros tourbillons et l'autre à de très petits tourbillons. De plus, l'écoulement est instable, les configurations pouvant s'inverser sur les deux flancs. Quand le taux de pulsation croît ( $\tau > 15\%$ ), la fréquence d'intervention décroît puis l'écoulement finit par se stabiliser. On ne remarque pas cette dissymétrie sur le transfert thermique, mais une très nette amélioration dès les taux de pulsations modérés, due à l'instabilité du sillage et à sa destruction rapide;

$F/f_{st} > 1$ : l'écoulement redevient symétrique, le point de décollement est repoussé vers l'aval en raison de l'existence d'une couche limite turbulente dès  $\theta \approx 50^\circ$ . Nous ne disposons pas de résultats en transfert thermique dans ce cas, mais on observe en transfert de masse un gain notable de l'échange dans la zone de recollement.

L'ensemble de ces considérations est illustré par les Figs. 10 et 11 représentant les variations du transfert local autour d'un cylindre placé dans un écoulement d'air.

La Fig. 10 met en évidence l'effet de taux pour  $F/f_{st} < 0,5$ . Le transfert croît de façon spectaculaire avec le taux de pulsation sur la face aval du cylindre, puisque le gain relatif dépasse 100% pour  $\tau = 31\%$ . La Fig. 11 traduit l'effet de fréquence différencié suivant le taux de pulsation. Pour  $\tau \approx 10\%$ , on accroît nettement le transfert quand on passe de  $F/f_{st} = 0,45$  à  $F/f_{st} = 0,9$  (courbes c et d). En revanche, pour  $\tau \approx 19\%$ , le gain est déjà très net pour  $F/f_{st} = 0,5$  et sa progression est moins importante quand on passe à  $F/f_{st} = 1$  (courbes e et f). On notera que dans tous les cas l'influence des pulsations sur le transfert sur la face amont est négligeable. Ce résultat expérimental est confirmé par une étude théorique effectuée par Martin [19] lequel montre que les pulsations de l'écoulement entraînant

en écoulement monophasique une variation relative du transfert sur la face amont inférieure à 0,5%.

En résumé, les études en écoulement monophasique mettent en évidence un effet très bénéfique des pulsations sur le transfert convectif sur la face aval du cylindre, où elles agissent d'une part par diminution de l'effet inhibiteur de la recirculation (destruction du tourbillon principal) et d'autre part par accroissement de la diffusion turbulente.

III.3. Etude expérimentale en régime pulse diphasique

III.3.1. Conditions expérimentales

L'étude a été menée dans les mêmes conditions expérimentales que pour l'écoulement non pulsé, la

plage de variation du nombre de Reynolds moyen explorée étant  $3000 < Re_g < 8000$ . Nous avons fait varier la fréquence de pulsation de 0 à 20 Hz et le taux de pulsation de 10 à 30%.

L'étude dynamique par anémométrie à effet Doppler à Laser a permis de vérifier que, pour ces valeurs de paramètres de la pulsation, la vitesse des gouttelettes d'eau suit parfaitement celle de l'écoulement d'air en amplitude et en phase.

III.3.2. Résultats et commentaires

Le transfert thermique est fonction, à nombre de Reynolds donné, de la fréquence et du taux de pulsation, ainsi que du taux de chargement. Comme en régime diphasique non pulsé et en régime monophasique pulsé, les évolutions du transfert sont très différentes selon que l'on considère la face amont ou la face aval.

III.3.2.1. Face amont. L'ensemble des résultats ne montre pas d'influence notable des pulsations sur le transfert, quel que soit le taux de chargement. La corrélation (6) obtenue en régime permanent reste valable à 10% près.

L'analyse par voie théorique des deux termes contribuant au transfert permettait de prévoir ce comportement. Il est logique d'avancer que le terme de transfert convectif :  $0,22 \sqrt{Re_g}$  n'est pas plus modifié ici qu'en régime monophasique. Il reste donc à examiner une éventuelle variation du terme d'apport par les gouttelettes :  $0,105 \dot{m} Re_g$ . Celui-ci peut être considéré comme proportionnel à chaque instant au produit  $\dot{M}_l \bar{E}$  où  $\dot{M}_l$  est la densité de flux massique d'eau et  $\bar{E}$  le coefficient de captation instantanés. Compte tenu de l'inertie thermique de l'élément de mesure, c'est la valeur moyenne dans le temps du terme  $\dot{M}_l \bar{E}$  qui doit être prise en compte. Le calcul numérique de cette moyenne montre qu'elle diffère au maximum de +6% par rapport au produit des valeurs moyennes  $\dot{M}_l \bar{E}$  pouvant caractériser le régime non pulsé correspondant. Compte tenu de la précision des mesures expérimentales de 6%, cet écart à la théorie n'est pas significatif.

III.3.2.2. Face aval. L'effet des pulsations sur le transfert thermique sur la face aval est différent suivant la valeur du taux de chargement. On observe en effet aux faibles taux de chargement un gain de transfert très important par rapport au régime non pulsé, mais ce gain s'atténue rapidement quand le taux de chargement croît.

Afin de clarifier la présentation, nous allons d'abord expliquer cette influence du taux de chargement, puis nous étudierons l'action spécifique des pulsations dans le cas où elle est le plus notable, c'est-à-dire aux plus faibles valeurs de  $\dot{m}$ .

L'effet principal des pulsations est d'accroître le coefficient de transfert évapo-convectif  $h$  sur la face aval du cylindre, dans des conditions semblables à celles décrites en écoulement monophasique. Le gain maximum sur  $h$  a donc lieu à proximité du point

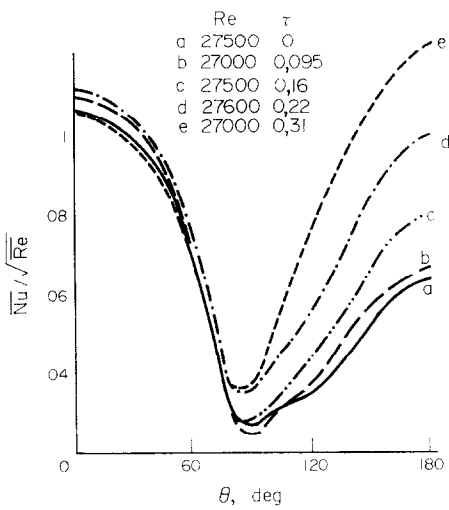


FIG. 10. Régime monophasique. Influence du taux de pulsation sur le transfert local.

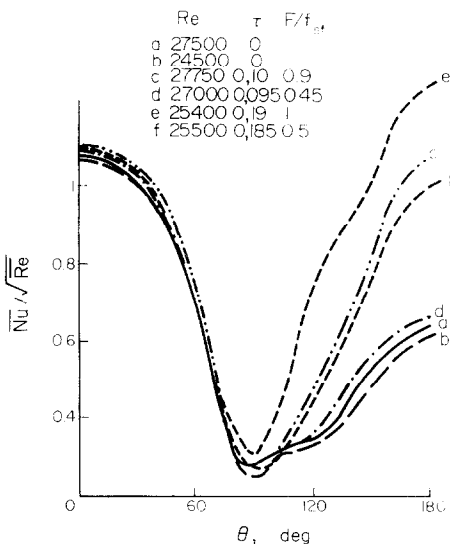


FIG. 11. Régime monophasique. Effet de la fréquence de pulsation sur le transfert local.

d'arrêt aval. Or, dans cette région, les variations de  $h$  sont ressenties à la paroi à travers le film liquide dont la présence induit une résistance thermique. Ceci est traduit par la relation (18):

$$\Phi_p(x) = \frac{h(x)(T_p - T_\infty)}{1 + \frac{h(x)\delta(x)}{\lambda_l}}$$

Nous avons montré au paragraphe II.2.2.1. comment quand  $\dot{m}$  croît, c'est-à-dire quand l'épaisseur du film  $\delta(x)$  croît, il en résulte en régime non pulsé une décroissance du transfert. Si le gain de transfert diminue quand  $\dot{m}$  augmente, cela signifie que la variation de  $\Phi_p(x)$  avec  $\dot{m}$  est plus importante en régime pulsé qu'en régime non pulsé. On peut avancer deux raisons à ce phénomène :

(i) d'une part, le nombre de Reynolds et les paramètres de pulsation étant donnés,  $h$  est fixé et indépendant de  $\dot{m}$ . Dans l'expression de  $\Phi_p(z)$  seul le terme en  $\delta(x)$  du dénominateur est fonction croissante de  $\dot{m}$ . Cette croissance est plus rapide en écoulement pulsé qu'en écoulement non pulsé dans la mesure où  $h(x)$  est toujours plus grand,

(ii) d'autre part, l'étude dynamique de l'évolution du sillage permet de penser que  $\delta(x)$  sera plus grand en régime pulsé qu'en régime permanent. En effet, dans le calcul de  $\delta(x)$  exposé précédemment, nous avons négligé la contrainte à l'interface liquide-écoulement externe. Or, en régime pulsé, cette contrainte peut être multipliée par un facteur de l'ordre de 10 au voisinage de la génératrice d'arrêt aval par rapport au régime non pulsé [21]. Dans ces conditions, elle n'est pas négligeable et, comme dans cette région l'écoulement moyen est inverse [17], elle entraîne une diminution de la vitesse moyenne dans le film. A débit donné, il en résulte un accroissement de  $\delta(x)$ .

Ces deux remarques vont dans le sens d'une croissance en  $\dot{m}$  de la résistance thermique du film beaucoup plus rapide en écoulement pulsé qu'en écoulement non pulsé. Il s'en suit un effet négatif du taux de chargement sur le gain de transfert dû aux pulsations.

Nous étudierons donc l'action de ces dernières dans le cas d'un faible taux de chargement, afin qu'elle ne soit pas exagérément atténuée par le phénomène mentionné ci-dessus.

La Fig. 12 représente les évolutions du transfert local en fonction de  $\theta$  pour  $Re_\theta = 4100$ ,  $\dot{m} = 1,6\%$ ,  $\tau = 20\%$  et diverses valeurs de la fréquence de pulsation. On observe que le gain de transfert croît avec la fréquence et que la sensibilité à cette dernière est maximale au voisinage de la fréquence moitié de la fréquence de Strouhal qui vaut ici  $f_{st}/2 \approx 17$  Hz. Cette évolution est donc semblable à celle observée en régime monophasique et peut s'expliquer de la même façon par l'accroissement de  $h$ . Il en est de même pour les variations du gain avec l'abscisse angulaire  $\theta$ , le gain maximum étant obtenu pour  $\theta = 180^\circ$ .

Dans les mêmes conditions hydrodynamiques que précédemment, nous avons porté sur la Fig. 13 les

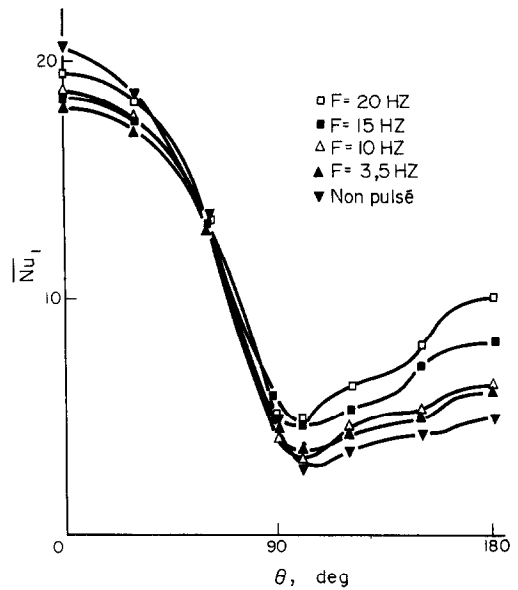


FIG. 12. Régime diphasique. Effet de la fréquence de pulsation sur le transfert local.

évolutions du transfert pour différentes valeurs du taux de pulsation, la fréquence étant fixée à 10 Hz (donc inférieure à  $f_{st}/2$ ). Ici encore, le gain de transfert croît avec le taux de pulsation et est maximum en  $\theta = 180^\circ$ . Alors qu'en régime monophasique l'effet de taux de pulsation était sensiblement plus efficace que l'effet de fréquence, on constate qu'ici il l'est nettement moins. L'explication de ce fait tient vraisemblablement dans les actions spécifiques des effets de taux et de fréquence sur la structure du sillage. En effet, pour  $F/f_{st} < 0,5$ , l'accroissement du taux de pulsation entraîne une augmentation du frottement pariétal sans modification de la configuration tourbillonnaire ; la remarque

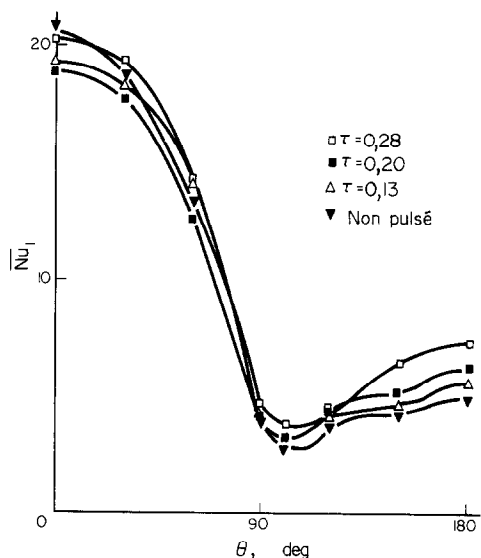


FIG. 13. Régime diphasique. Influence du taux de pulsation sur le transfert local.

précédente concernant l'accroissement de  $\delta(x)$  qui en résulte est donc pleinement justifiée. En revanche, pour  $F/f_{st} > 0,5$ , l'accroissement de l'épaisseur du film devient discutable compte tenu de la grande instabilité de l'écoulement dans la région concernée.

L'effet d'atténuation du gain de transfert dû à la résistance thermique du film liquide se fait donc ressentir lors de la mise en oeuvre de taux de pulsation élevés à basse fréquence plus nettement que dans le cas de pulsations à fréquence élevée.

III.3.2.3. *Influence des pulsations sur le transfert global.* Il ressort de la considération des évolutions du transfert local en écoulement pulsé que d'une part les pulsations n'ont pratiquement aucun effet sur la face amont et d'autre part qu'on ne peut attendre de gain de transfert notable sur la face aval que pour des faibles taux de chargement ( $\dot{m} < 2\%$ ) et des fréquences élevées ( $F/f_{st} > 0,5$ ). Dans ce cas, on peut obtenir un gain relatif du transfert moyen sur la face aval atteignant 80%. Compte tenu de la contribution de cette face au transfert global du cylindre, ceci entraîne alors un gain relatif de transfert global de l'ordre de 20%.

La pulsation de l'écoulement incident diphasique est donc un moyen d'accroître le transfert thermique à faible écart de température. Ce moyen n'est pas considéré comme préférentiel en raison d'une part des nuisances qu'il engendre, d'autre part de son coût. Une étude de l'évolution de l'indice de qualité de l'échange en écoulement pulsé montre que la deuxième objection ne doit pas être retenue systématiquement mais qu'il convient de traiter chaque cas individuellement.

#### IV. CONCLUSION

En régime diphasique non pulsé, les résultats expérimentaux relatifs au transfert thermique confirment les tendances générales de l'étude bibliographique, à savoir que l'adjonction d'une faible quantité d'eau augmente considérablement le transfert par rapport à celui obtenu en écoulement d'air seul et que cette augmentation a lieu surtout sur la face amont du cylindre. Sur la face aval, l'influence bénéfique du taux de chargement en eau est beaucoup moins marquée.

Le transfert local est la somme d'un terme de convection ne dépendant que du nombre de Reynolds et d'un terme d'apport de chaleur par les gouttelettes captées dépendant du produit  $m \cdot Re_g$ . Ceci nous conduit à proposer une corrélation permettant de prédire le transfert local sur la face amont en fonction de ces deux paramètres sur une large plage de variation de ceux-ci. Sur la face aval, où le terme de convection est prépondérant, une modélisation du transfert s'appuyant sur l'observation du comportement dynamique de l'eau sur la surface du cylindre et sur une étude antérieure de la structure du sillage nous permet d'expliquer les résultats expérimentaux obtenus.

Les variations du transfert global sont traduites par une corrélation permettant de le calculer en fonction de  $\dot{m}$  et  $Re_g$ .

L'étude du transfert en régime diphasique pulsé,

justifiée par l'analyse du transfert local en régime permanent, permet de vérifier que, comme en écoulement monophasique, les pulsations n'ont pratiquement aucune action sur la face amont. La corrélation obtenue en régime permanent y reste donc valable.

Sur la face aval, on observe aux faibles taux de chargement une action très bénéfique des pulsations sur le transfert, l'effet de fréquence présentant une plus grande efficacité que l'effet de taux. Le gain de transfert est malheureusement nettement atténué lorsque le taux de chargement croît. Ces variations du transfert sont expliquées à partir des interactions entre le film liquide et les modifications de structure du sillage en écoulement pulsé.

Dans les conditions optimales de taux et de fréquence de pulsation et pour un taux de chargement inférieur à 2%, l'accroissement du transfert sur la face aval entraîne un gain relatif de transfert global pouvant atteindre 20% par rapport au régime non pulsé.

#### BIBLIOGRAPHIE

1. M. Bieth, Etude du transfert thermique entre un solide à haute température et un jet diphasique. Thèse de spécialité, INPL, Nancy (1976).
2. M. S. Bhatti et C. W. Sawery, Augmentation of heat transfer in laminar external gas boundary layer by the vaporization of suspended droplets, *J. Heat Transfer* **97**, 179-184 (1975).
3. J. W. Heyt et P. S. Larsen, Heat transfer to binary mist flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **14**, 1395-1405 (1971).
4. T. Haihara, M. Taga et T. Haraguchi, Heat transfer from a uniform heat flux wedge in air-water mist flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **22**, 51-60 (1979).
5. J. W. Hodgson et J. E. Sunderland, Heat transfer from a spray cooled isothermal cylinder, *I/EC Fundamentals* **7**, 567-572 (1968).
6. M. E. Goldstein, Wen-Jei Yand et J. A. Clark, Momentum and heat transfer in laminar flow of gas with liquid droplet suspension over a circular cylinder, *J. Heat Transfer* **89**, 185-194 (1967).
7. I. C. Finlay, An analysis of heat transfer during flow of an air-water mist across a heated cylinder, *Can. J. Chem. Engng* **49**, 333-338 (1971).
8. J. W. Hodgson, R. I. Saterbak et J. E. Sunderland, An experimental investigation of heat transfer from a spray cooled isothermal cylinder, *J. Heat Transfer* **90**, 457-463 (1968).
9. I. C. Finlay et T. McMillan, Heat transfer during two component mist flow across a heated cylinder, *Proc. Instn Mech. Engrs* **182**, 277 (1967-1969).
10. M. G. Scherberg, H. E. Wright et W. C. Elrod, Heat transfer potential of liquid-gas spray flows, *Prog. Heat Mass Transfer* **6**, 739-752 (1972).
11. R. L. Mednick et C. P. Colver, Heat transfer from a cylinder in an air-water flow stream, *A.I.Ch.E. JI* **15**, 357-361 (1969).
12. P. G. Kosky, Heat transfer to saturated mist flowing normally to a heated cylinder, *Int. J. Heat Mass Transfer* **19**, 539-543 (1976).
13. V. G. Levich, *Physicochemical Hydrodynamics*, p. 221, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, New Hampshire (1962).
14. M. Cumo, G. E. Farello et E. G. Ferrari, Notes on droplet heat transfer, *Chem. Engng Prog. Symp. Ser.* **92**, 65-175 (1969).
15. M. Martin et J. Gosse, Etude de la convection thermique des cylindres par un écoulement pulsé, *C. R. Hebd. Séanc.*

- Acad. Sci. Paris* **266**, série B, 1107 (1968).
16. C. Basilio, Contribution à l'étude du transfert convectif entre un cylindre chauffé et un écoulement d'air pulsé chargé de gouttelettes d'eau, Thèse de 3ème cycle, INPL, Nancy (1979).
  17. M. Lebouche et M. Martin, Convection forcée autour du cylindre. Sensibilité aux pulsations de l'écoulement externe, *Int. J. Heat Transfer* **18**, 1161–1175 (1975).
  18. H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*, 6th edn., p. 21. McGraw-Hill, New York (1968).
  19. M. Martin, Contribution à l'étude de la convection thermique pulsée autour des cylindres, Thèse d'état, Nancy (1969).
  20. M. Labbe, Contribution à l'étude de la recirculation en aval d'une marche en écoulement pulsé, Thèse de docteur-ingénieur, Nancy (1975).
  21. M. Martin, M. Lebouche et B. Py, Interprétation de l'échange thermique en écoulement pulsé incompressible par des mesures du gradient pariétal de vitesse, *Revue Gén. Thermique* No. 126, 531–542 (1972).

#### CONVECTIVE TRANSFER BETWEEN A HEATED CYLINDER AND AN AIRSTREAM CHARGED WITH SPRAYED WATER

**Abstract** — An experimental study of the convective transfer occurring between a heated cylinder and an airstream charged with sprayed water, operating in steady flow and in pulsating flow is described.

In steady flow, the general conclusions to be drawn from existing literature are improved by constructing simple correlation of the local Nusselt number on the front face and the overall Nusselt number, to the Reynolds number and the airstream charge rate. By means of a flow model previously built around the cylinder, a physical interpretation is proposed for the phenomena observed together with a model of the heat transfer on the rear face.

In pulsating flow, the relative transfer gains acquired through the effect of pulse-rate and frequency, depending on the charge rate, is described and it is shown that the results obtained may be explained by the effect of the pulsating action on the dynamic characteristics of the wake.

#### UNTERSUCHUNG DES KONVEKTIVEN TRANSPORTS ZWISCHEN EINEM GEHEIZTEN ZYLINDER UND EINEM MIT WASSERTRÖPFCHEN BELADENEN LUFTSTROM

**Zusammenfassung** — Berichtet wird über die experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs bei Konvektion und Verdampfung an einem geheizten Zylinder in einem mit Wassertröpfchen beladenen Luftstrom bei stationärer und pulsierender Strömung. Für die stationäre Strömung werden die allgemeinen aus der Literatur bekannten Zusammenhänge präzisiert, indem einfache Beziehungen aufgestellt werden, die den örtlichen Wärmeübergang auf der Anströmseite des Zylinders und den mittleren Wärmeübergang in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl und der Beladungsdichte des Luftstroms angeben. Mit Hilfe eines früher aufgestellten Modells für die Strömung um den Zylinder wird eine physikalische Interpretation für die beobachteten Phänomene und ein Modell für den Wärmeübergang auf der Rückseite des Zylinders vorgeschlagen.

Für pulsierende Strömung wird die relative Zunahme des Wärmeübergangs als Folge von Amplitude und Frequenz der Pulsation in Abhängigkeit von der Beladungsdichte dargestellt, und es wird gezeigt, daß die Ergebnisse sich aus dem Einfluß der Pulsation auf das dynamische Verhalten des Abstroms erklären lassen.

#### КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ НАГРЕВАЕМЫМ ЦИЛИНДРОМ И ПОТОКОМ ВОЗДУХА С ВОДНЫМ РАСПЫЛОМ

**Аннотация** — Проведено экспериментальное исследование конвективного теплообмена между нагреваемым цилиндром и потоком воздуха с водным распылом в стационарном и пульсирующем режимах течения. Для стационарного течения имеющиеся в литературе результаты уточнены с помощью простой зависимости, связывающей локальное число Нуссельта на переднем торце цилиндра и суммарное число Нуссельта с числом Рейнольдса и скоростью струи воздуха. С использованием ранее описанной модели обтекания цилиндра дана физическая интерпретация наблюдаемых явлений, а также предложена модель теплопереноса на кормовом торце цилиндра. При пульсирующем режиме течения происходит относительное увеличение переноса тепла, что можно объяснить воздействием пульсаций на динамические характеристики следа.