

Etude des structures convectives et du transfert thermique autour d'un cylindre en deuxième nappe dans une configuration en quinconce, en écoulement d'air chargé de gouttelettes d'eau

M. SABRI, C. BASILICO et M. MARTIN

Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, U.A. CNRS n° 875,
Parc de Saurupt, 54042 Nancy Cedex, France

(Reçu le 3 Octobre 1986 et sous forme finale le 22 Décembre 1986)

Résumé—On étudie par voie expérimentale l'influence du pas longitudinal et du pas transversal sur le transfert convectif du cylindre en deuxième ligne dans une disposition de trois cylindres en quinconce, à nombre de Reynolds modéré. L'étude dynamique, fondée sur l'analyse du gradient pariétal de vitesse et de son taux de fluctuation montre l'influence des paramètres géométriques sur les différentes zones caractéristiques, couche limite laminaire, point de décollement, zone herniaire et tourbillon principal. L'étude du transfert thermique en écoulement d'air chargé de gouttelettes d'eau met en évidence les mécanismes modifiant la répartition de nombre de Nusselt local par rapport au cylindre seul. Il apparaît une disposition optimale pour laquelle la combinaison des différents effets conduit au transfert maximum. Une corrélation sur le nombre de Nusselt est proposée dans cette disposition.

1. INTRODUCTION

LES TRAVAUX présentés dans cet article s'inscrivent dans la ligne des nombreuses études menées au Lemta sur l'optimisation des mécanismes d'échange, avec application à la conception des échangeurs thermiques. Malgré l'aspect très finalisé de ces recherches, elles ont permis un apport scientifique notable sur la description fine des structures convectives, en particulier dans les zones de sillage ou recirculées.

Parmi les configurations étudiées, l'écoulement autour du cylindre aux nombres de Reynolds modérés tient une place de choix en raison de son intérêt pratique évident. Les diverses études menées à son sujet par voie soit théorique soit expérimentale par des méthodes aérothermiques ou analogiques, ont conduit à l'élaboration d'un modèle d'écoulement autour du cylindre présenté dans un article de synthèse par Lebouché et Martin [1].

Deux méthodes susceptibles d'accroître le transfert ont particulièrement retenu notre attention :

(1) La pulsation de la vitesse incidente, testée initialement par Martin [2], qui entraîne un accroissement de transfert dans les zones transitoires et décollées mais est pratiquement sans effet sur la région de couche limite laminaire.

(2) L'adjonction de fines gouttelettes d'eau à l'écoulement d'air, testée par Basilico [3], qui accroît très sensiblement le transfert sur la face amont du cylindre, mais a un effet moindre sur la face aval.

La combinaison des deux méthodes permet, pour des taux de chargement massique en eau faibles et des paramètres de pulsation adaptés d'influencer de façon

efficace le transfert sur les faces amont et aval du cylindre [3, 4].

Les résultats de ces études, obtenus sur le cylindre seul, ne sauraient bien entendu être étendus sans précaution au cas des faisceaux tubulaires. Il est nécessaire de prendre en compte les structures convectives de grosse échelle induites par les cylindres de la première nappe. Celles-ci, indépendamment de leur rôle promoteur de turbulence, peuvent influencer le transfert dans les zones instables : de sillage, d'écoulement secondaire ou de recirculation.

La prédiction théorique des distributions de pression et de vitesse, et à fortiori de coefficient d'échange thermique, autour d'un cylindre intérieur à un faisceau est très difficile. Butterworth [5] propose pour l'étude dynamique d'étendre les équations de l'écoulement dans un milieu poreux anisotrope au cas de certains faisceaux de disposition régulière. Cette approche ne fournit toutefois que des indications sur les tendances générales de la vitesse et de la pression dans le faisceau. En ce qui concerne l'aspect thermique, on dispose d'un certain nombre de corrélations désormais classiques qui permettent de calculer l'échange thermique d'un tube en fonction de sa position qui ne seront pas énumérées ici.

Les études plus fines sur l'évolution des structures convectives en fonction des paramètres géométriques sont essentiellement de nature expérimentale et se limitent à un petit nombre de cylindres. Les paramètres étudiés sont le pas transversal S_T et le pas longitudinal S_L dans les dispositions représentées sur la Fig. 1. Bearman et Wadcock [6] montrent que pour $S_T/D < 1,5$ un groupe de deux cylindres de front se comporte comme un seul obstacle, la fréquence de Strouhal mesurée étant égale à la moitié de celle cor-

NOMENCLATURE

D	diamètre du cylindre	T	taux de fluctuation de la contrainte pariétale (étude dynamique), $\sqrt{[(1/\Delta t) \int_{\Delta t} \tau_p'^2 dt]}/\tau_p$ avec τ_p' partie fluctuante de la contrainte
D_f	coefficient de diffusion thermique à température de film	T_p	température de paroi (étude thermique)
f_{St}^*	nombre de Strouhal, $f_{St}(D/V_\infty)$	T_∞	température de l'écoulement incident (étude thermique)
l	longueur de l'élément de film chaud	S_L	pas longitudinal
\dot{m}	taux de chargement massique en eau, (densité de flux massique eau)/(densité de flux massique eau + air)	S_T	pas transversal
Nu	nombre de Nusselt calculé sur le diamètre du cylindre	V_∞	vitesse de l'écoulement incident.
Nu_θ	nombre de Nusselt local à l'abscisse angulaire θ		
Nu_0	nombre de Nusselt local à l'abscisse angulaire $\theta = 0$	Symboles grecs	
$\langle Nu \rangle$	nombre de Nusselt moyen	θ	abscisse angulaire de l'élément de cylindre, comptée à partir de la génératrice d'arrêt amont
Re	nombre de Reynolds, $V_\infty D/\nu_f$, où V_∞ est la vitesse incidente moyenne correspondant à la section de passage minima, et ν_f la viscosité cinématique de l'air à température de film	μ_f	viscosité dynamique à température de film
		τ_p	contrainte de frottement pariétal (moyenne).

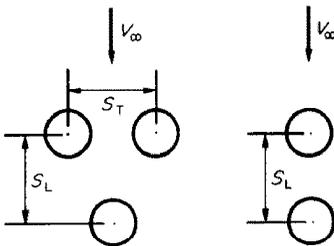


FIG. 1. Disposition des cylindres en quinconce et en ligne.

respondant à un cylindre seul. Pour $S_T/D > 2$, l'écoulement se réorganise autour de chaque cylindre, le nombre de Strouhal f_{St}^* redevenant égal à 0,21. Pour $1,5 < S_T/D < 2$, f_{St}^* varie de façon importante, passant par un maximum de 0,35 environ. Okajima [7] étudie l'influence du pas longitudinal S_L dans le cas de deux cylindres en ligne, pour des nombres de Reynolds élevés ($> 10^5$). Une valeur critique $S_L/D = 2,8$ apparaît : Pour $S_L/D > 2,8$ le décrochement des tourbillons se produit derrière chaque cylindre à une fréquence presque égale à celle relative au cylindre seul ($f_{St}^* = 0,19$) alors que pour $S_L/D < 2,8$, cette fréquence chute brusquement ($f_{St}^* = 0,14$). Dans le cas d'une rangée de plus de deux cylindres en ligne, Ishigai et Nishikawa [8] observent que pour $S_L/D < 1,5$, les fluctuations périodiques de la vitesse n'ont lieu qu'à l'aval du dernier cylindre, mais si $S_L/D > 2$ tous les cylindres produisent des tourbillons à la même fréquence.

La dynamique de l'écoulement autour de plusieurs cylindres, quelle que soit leur disposition, est donc fortement affectée par la dimension de l'entraxe. Des valeurs critiques de celui-ci sont observables et con-

ditionnent le rôle de générateurs de tourbillons ou de turbulence de la première nappe.

Le transfert thermique est par conséquent également influencé. Kostic et Noka [9] étudient l'échange local autour de deux cylindres en ligne pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 27 000. La zone aval du premier cylindre subit l'effet de la présence du second cylindre. Ceci conduit dans cette zone à un accroissement du transfert de l'ordre de 25% pour des valeurs bien particulières de $S_L/D = 2$ et 2,5. Le second cylindre subit, pour $S_L/D < 3$ un effet combiné de l'intensité de turbulence et de l'écoulement non uniforme provoqués par le premier. Pour $S_L/D > 3$, seul l'effet de turbulence reste important. Dans tous les cas, sur le second cylindre, on observe un accroissement de transfert par rapport au cylindre seul de l'ordre de 25%, avec aux faibles entraxes un changement de la répartition du coefficient d'échange local dans la zone amont. Ces constatations peuvent s'interpréter à partir des études dynamiques effectuées par Zhukauskas [10] et plus récemment par Mahfoud [11] qui laissent supposer l'existence d'une zone de recirculation fermée entre les deux cylindres pour les petites valeurs de S_L/D ($S_L/D < 2$).

Les études ci-dessus sont limitées à des écoulements monophasiques et ne traitent le cylindre en deuxième nappe que dans la disposition en ligne. Nous nous proposons ici de mettre en évidence les effets induits par la première nappe d'un échangeur tubulaire sur le transfert des cylindres en deuxième nappe, en écoulement d'air chargé de gouttelettes d'eau. Nous avons choisi pour cela d'étudier une disposition de trois cylindres en quinconce dans laquelle le cylindre de mesure est placé en deuxième nappe.

Une étude dynamique, fondée sur l'analyse du

gradient pariétal de vitesse et du taux de fluctuation, permet de préciser les structures de l'écoulement et leur sensibilité aux paramètres dynamiques et géométriques caractéristiques des différentes zones concernées au voisinage du cylindre de mesure.

Dans un écoulement faiblement chargé, l'étude du transfert thermique local et global confirme les résultats de l'étude dynamique, met en évidence l'existence d'une disposition optimale et conduit à proposer une corrélation liant le nombre de Nusselt aux paramètres adimensionnels caractérisant l'écoulement diphasique.

2. DISPOSITIF ET METHODES EXPERIMENTALES

L'étude a été effectuée dans une soufflerie diphasique à veine verticale, permettant des vitesses d'air de 3 à 20 m s⁻¹ et des taux de chargement massique en eau de 0 à 10%. L'eau se trouve en suspension dans l'air sous forme de gouttelettes de rayon moyen de l'ordre de 10 μm. L'échange thermique local est mesuré à l'aide d'un cylindre de cuivre de 20 mm de diamètre chauffé par effet Joule, à température de surface uniforme et à élément de mesure local gardé et compensé. Le lecteur intéressé par le détail de ces dispositifs pourra se reporter aux réfs. [3, 4].

La veine d'essai a été équipée en vue de pouvoir disposer soit deux cylindres en ligne, soit trois cylindres en quinconce suivant le schéma représenté sur la Fig. 1, avec pas longitudinal et transversal variables continûment jusqu'à 100 mm pour S_T et 140 mm pour S_L . Le dispositif est décrit dans la réf. [12].

L'étude dynamique a été menée en écoulement d'air seul. L'extension de ses résultats au cas de l'écoulement chargé a été justifiée par Basilico [3] par une étude comparative par anémométrie à effet Doppler à Laser de l'écoulement d'air seul et de l'écoulement d'air chargé.

Les mesures de vitesse ont été effectuées par anémométrie à fil chaud classique et les mesures de frottement pariétal par anémométrie à film chaud. Le principe de cette technique consiste à placer un petit élément chauffant (film chaud) sur la paroi exposée à l'écoulement, et de le maintenir à une température T_p constante supérieure à T_∞ . La quantité de chaleur transférée du film au fluide est fonction de $T_p - T_\infty$, des propriétés physiques du film et du fluide et du gradient pariétal de vitesse. Si T_p n'est pas trop élevé, les effets de convection naturelle et de rayonnement sont négligeables, et le refroidissement du film se fait essentiellement par convection forcée.

Moyennant quelques hypothèses sur les épaisseurs relatives des couches limites dynamique et thermique, l'échange thermique est alors lié au frottement pariétal par la relation classique

$$Nu \approx 0,8 \left(\frac{\tau_p l^2}{\mu_r D_r} \right)^{1/3} \quad (1)$$

Saighi *et al.* [13] a développé cette technique de mesure et a montré les limitations et les modalités d'emploi.

Les conditions aérothermiques testées ont été les suivantes: $V_\infty = 3$ à 10 m s⁻¹, $T_\infty \approx 14^\circ\text{C}$, ce qui conduit à des nombres de Reynolds Re , calculés sur les propriétés de l'air, compris entre 3800 et 12 000, taux de chargement en eau compris entre 1 et 3%. La raison de la limitation de \dot{m} à cette faible valeur est la suivante: la première nappe de cylindres influence le transfert sur les cylindres en seconde nappe par l'intermédiaire des perturbations de l'écoulement. Il importe donc, pour mettre l'interaction en évidence, que les effets de celle-ci ne soient pas masqués par un trop grand taux de chargement qui privilégie dans le transfert thermique les effets d'apport par les gouttelettes captées par rapport aux effets de convection liés à la dynamique de l'écoulement. Basilico [3] montre que pour $\dot{m} > 3\%$ les pulsations de l'écoulement incident n'ont pratiquement plus aucun effet sur le transfert thermique du cylindre, même dans les régions où elles ont une efficacité notable en écoulement monophasique. Ceci nous conduit donc à limiter le taux de chargement à cette valeur.

Dans le cas de l'écoulement incident vertical descendant, la configuration en ligne présente peu d'intérêt pour l'étude du transfert thermique en écoulement chargé. En effet, l'eau se détache sous forme de grosses gouttes de la région aval du cylindre en première nappe [3] et ces gouttes tombant sur le cylindre en deuxième nappe viennent perturber notablement le transfert thermique. Il est alors très difficile de caractériser l'effet de sillage. Nous ne présenterons donc ici que les résultats de l'étude relative à la disposition en quinconce, dans laquelle cet inconvénient est évité. Dans cette configuration, le cylindre de mesure est le cylindre en deuxième nappe. Pour alléger l'exposé nous caractériserons la géométrie de chaque disposition par un couple de nombres (x, y) où x représente la valeur de S_T et y celle de S_L en millimètres.

3. ETUDE DYNAMIQUE

3.1. Evolution du gradient pariétal de vitesse

Les évolutions du gradient pariétal de vitesse autour du cylindre de mesure sont déduites des mesures de frottement pariétal. Elles sont représentées sur la Fig. 2(a) en fonction de l'azimut θ dans le cas de la disposition (30,30), pour une gamme de nombres de Reynolds comprise entre 3850 et 12 000. Elles permettent de dégager des conclusions générales relatives aux dispositions en quinconce, les influences des valeurs de S_T et S_L étant étudiées ultérieurement.

En particulier, la comparaison avec les résultats relatifs au cylindre seul représentés sur la Fig. 2(b) met en évidence le déplacement des différentes zones caractéristiques.

Sur la face amont, la zone de couche limite laminaire, qui couvre la plage $0 < \theta < 84^\circ$ pour le cylindre seul, est réduite à $0 < \theta < 60^\circ$ pour le cylindre en quinconce, le maximum de frottement étant ramené

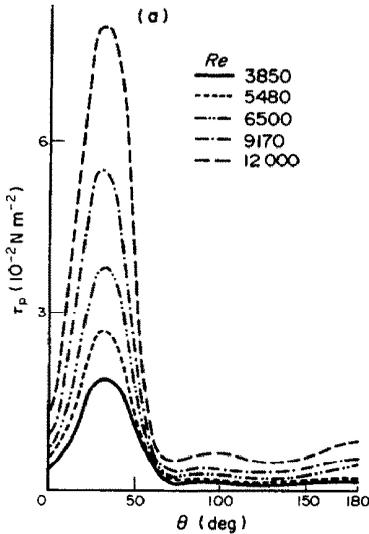


FIG. 2(a). Frottement pariétal local sur le cylindre de mesure en disposition (30,30) pour différentes valeurs du nombre de Reynolds.

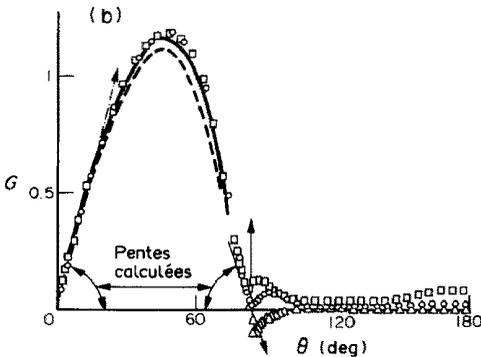


FIG. 2(b). Gradient pariétal de vitesse sur le cylindre seul d'après [1]: $G = (\partial V_x / \partial y)_{y=0} \cdot (D/2V_\infty \sqrt{Re})$.

de $\theta \approx 48^\circ$ à 33° quel que soit le nombre de Reynolds. Le maximum de frottement correspond à l'accroissement de la vitesse locale de l'écoulement près du cylindre dû à l'effet de rétrécissement de la section de passage [14].

A partir du point de décollement ($\theta \approx 60^\circ$) et sur la face aval, l'interprétation des mesures de gradient pariétal est difficile en raison de la faible valeur de τ_p dans les zones décollées et des possibilités de changement de sens de l'écoulement. L'observation des évolutions du taux de fluctuation du frottement dans cette zone est plus susceptible d'apporter des enseignements sur la structure dynamique de l'écoulement.

3.2. Evolution du taux de fluctuation du gradient pariétal

La Fig. 3(a) représente les évolutions du taux de fluctuation du frottement pariétal en fonction de l'azimut θ , dans les mêmes expériences que la Fig. 2(a). Elle est à comparer avec la Fig. 3(b) relative au cylindre seul.

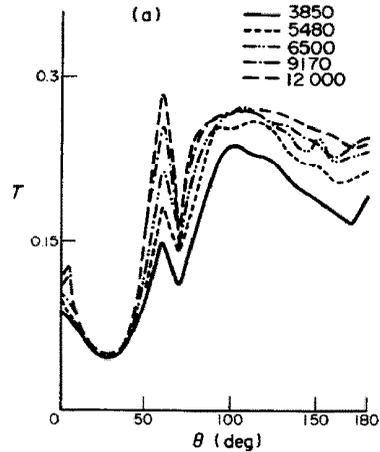


FIG. 3(a). Taux de fluctuation T du frottement pariétal local sur le cylindre de mesure en disposition (30,30).

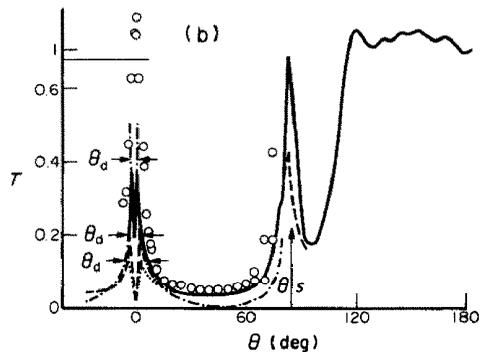


FIG. 3(b). Taux de fluctuation du gradient pariétal de vitesse sur le cylindre seul d'après [1].

Sur la face amont, on retrouve le maximum local de taux de fluctuation dû au déplacement périodique du point d'arrêt [1]. Le minimum du taux de fluctuation, correspondant au point de frottement maximum, est moins marqué dans le cas du cylindre en quinconce ($\theta \approx 33^\circ$) que pour le cylindre seul ($\theta \approx 48^\circ$), en raison des perturbations produites par les cylindres amont.

Le maximum de taux de fluctuation confirme la position du point de décollement à $\theta \approx 60^\circ$ alors qu'il est à 84° pour le cylindre seul.

A l'aval du point de décollement on note successivement :

(1) Pour $60^\circ < \theta < 80^\circ$ un minimum local du taux de fluctuation, qui correspond au tourbillon primaire stable, situé en $85^\circ < \theta < 110^\circ$ dans le cas du cylindre seul [1]. On remarque que dans la configuration étudiée, ce minimum a une valeur indépendante du nombre de Reynolds, sauf pour $Re = 3850$. Ceci laisse présager que la zone herniaire séparant le tourbillon primaire du tourbillon principal dans le cas du cylindre seul [1] est remplacée dans la disposition étudiée par une zone insensible au nombre de Reynolds, donc à la structure macroscopique de l'écoulement.

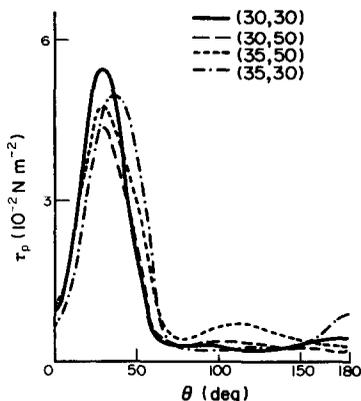


FIG. 4. Frottement pariétal sur le cylindre de mesure dans quatre configurations pour $Re = 9170$.

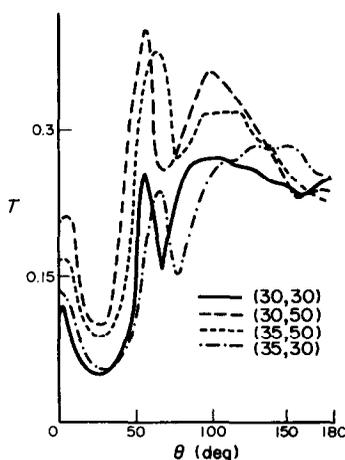


FIG. 5. Taux de fluctuation T du frottement pariétal sur le cylindre de mesure dans quatre configurations, pour $Re = 9170$.

(2) Pour $90^\circ < \theta < 160^\circ$, le taux de fluctuation élevé et légèrement décroissant en fonction de θ caractérise la zone de recirculation du tourbillon principal où l'écoulement est très instable.

(3) Pour $160^\circ < \theta < 180^\circ$, légère croissance du taux de fluctuation due aux filets fluides induits par le tourbillon principal.

3.3. Influence des facteurs géométriques S_T et S_L

Devant la nécessité de nous limiter à un nombre fini de résultats expérimentaux, nous allons caractériser l'influence des valeurs de S_T et S_L à partir de la comparaison des résultats obtenus dans quatre configurations (30,30), (30,50), (35,30) et (35,50). Le choix de ces valeurs a été guidé par leur situation par rapport aux valeurs critiques de S_T/D et S_L/D évoquées au premier paragraphe, ainsi que par rapport à celles apparaissant dans l'étude thermique. Elles semblent d'autre part raisonnables vis-à-vis des dispositions pratiques envisageables. Sur les Figs. 4 et 5 sont représentées, pour un nombre de Reynolds égal à 9170 les évolutions respectives du gradient pariétal de vitesse et de son taux de fluctuation en fonction de l'azimut θ dans les quatre configurations.

Il apparaît les observations suivantes :

(1) Le maximum du gradient pariétal est plus élevé pour $S_L = 30$ que pour $S_L = 50$. Cette différence peut s'expliquer par la différence d'aires des sections minimales de passage qui jouent un rôle déterminant dans l'accélération du fluide et la déviation de l'écoulement moyen.

(2) Le taux de fluctuation est de façon générale plus élevé pour $S_L = 50$ que pour $S_L = 30$, sauf pour $140^\circ < \theta < 180^\circ$. Cette remarque, à rapprocher des valeurs caractéristiques de S_L/D évoquées au premier paragraphe, montre que les cylindres en première nappe ne remplissent bien leur rôle promoteur de perturbations que pour une valeur suffisamment élevée de S_L .

(3) Le point de décollement, repéré par le taux de fluctuation maximum se trouve à $\theta \simeq 60^\circ$ pour $S_T = 30$, mais se trouve reporté à $\theta \simeq 70^\circ$ pour $S_T = 35$. En conséquence, les structures se trouvant à l'aval de ce point, tourbillon primaire et tourbillon principal, sont également décalées vers l'aval. Dans le même ordre d'idées, on constate que le maximum de frottement (ou le minimum de taux de fluctuation) se trouve à $\theta \simeq 37^\circ$ dans la disposition (35,30) alors qu'il est à $\theta \simeq 33^\circ$ dans les autres dispositions.

Ces observations confirment les effets d'accroissement de la vitesse locale dans la section minimale de passage et de déviation des filets fluides évoqués précédemment.

Sur la face aval, les évolutions du taux de fluctuation s'écartent de celles correspondant au cylindre seul beaucoup plus pour $S_L = 50$ que pour $S_L = 30$, avec une décroissance en fonction de θ très précoce. Dans la zone $160^\circ < \theta < 180^\circ$, on constate que le taux de fluctuation n'est croissant que pour $S_T = 30$, alors que le frottement n'est croissant que pour $S_L = 30$. La complexité de l'écoulement et la méconnaissance de sa direction locale imposent une grande prudence dans l'interprétation de ces observations. Il apparaît cependant que la zone de recirculation du tourbillon principal présente une certaine sensibilité aux facteurs géométriques.

La sensibilité de ces structures à l'écoulement incident peut être observée à partir de la comparaison de la Fig. 3(a) avec la Fig. 6 où sont représentées (dans la configuration (35,50)) les évolutions du taux de fluctuation en fonction de θ pour diverses valeurs du nombre de Reynolds.

On constate que les zones de frottement minimum, qui étaient insensibles à la dynamique de l'écoulement incident dans la configuration (30,30) présentent un taux de fluctuation croissant avec Re dans la configuration (50,50), ceci étant lié à l'accroissement de S_L .

Dans la zone amont correspondant au frottement maximum en couche limite laminaire, ceci ne peut s'interpréter que par une pulsation de l'écoulement incident, les cylindres en première nappe engendrant des tourbillons alternés à partir d'une valeur suffisante

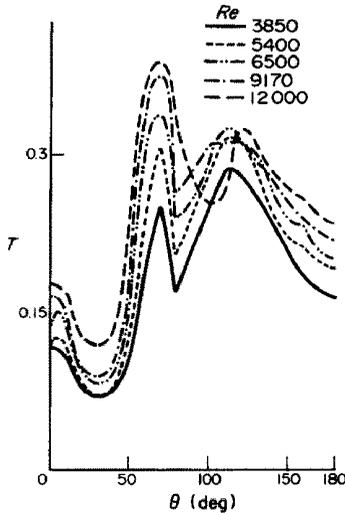


FIG. 6. Taux de fluctuation du frottement pariétal sur le cylindre de mesure dans la disposition (35,50).

de S_L [8]. Dans la zone correspondant au tourbillon primaire, la croissance du taux de fluctuation avec Re montre qu'aux grandes valeurs de S_L la zone herniaire réapparaît, alors qu'elle était remplacée par une zone insensible dans les configurations compactes.

3.4. Récapitulation

Pour synthétiser les observations précédentes, le Tableau 1 schématise les structures de l'écoulement autour du cylindre seul [1], autour du cylindre de mesure dans les dispositions en quinconce (30,30) et (35,50). Dans ce tableau, la zone affectée au tourbillon principal ne lui correspond que pendant une demi-période, compte tenu de son décrochement alterné.

La dynamique de l'écoulement autour du cylindre dans la disposition en quinconce peut être résumée ainsi.

Par rapport au cylindre seul, les points caractéristiques sont d'autant plus rapprochés de la génératrice d'arrêt amont que S_T est petit. Il en résulte un élargissement de la région occupée par le tourbillon principal. L'accroissement de S_L se traduit par une légère diminution du frottement sur la face amont, liée à l'évolution de la section de passage, mais surtout par un accroissement du taux de fluctuation lié à l'action des pulsations dues aux décrochements tour-

billonnaires des cylindres en première nappe. Corrélativement la zone herniaire réapparaît alors qu'elle était remplacée par une zone insensible aux petites valeurs de S_L . Ces remarques sont illustrées par la Fig. 7 où sont représentées les structures de l'écoulement autour du cylindre seul [1] et autour des deux configurations en quinconce.

4. ETUDE THERMIQUE

4.1. Echange thermique local

4.1.1. *Disposition compacte.* La Fig. 8 représente, dans le cas d'une disposition "compacte" (30,30), les distributions d'échange local chiffré par le nombre de Nusselt du cylindre de mesure, pour un nombre de Reynolds égal à 4500 et trois valeurs du taux de chargement. L'échange local autour du cylindre seul dans des conditions comparables est également représenté.

Dans cette disposition compacte, l'évolution de l'échange local présente une tendance générale semblable à celle observée autour du cylindre seul. Le maximum de transfert est situé autour de la génératrice d'arrêt amont. Ce maximum est dû à l'apport de chaleur par les gouttelettes d'eau venant alimenter un film liquide laminaire sur la paroi du cylindre, ainsi qu'au transfert convectif entre le film liquide et l'écoulement d'air et entre le liquide et la paroi, activés par les impacts des gouttes [3, 4].

Le transfert décroît ensuite rapidement sur la partie amont jusqu'à $\theta \simeq 110^\circ$, puis reste pratiquement constant sur la partie aval.

On constate de plus, sur la partie aval, que le taux de chargement n'a aucune influence sur le transfert, qui est sensiblement égal en valeur absolue à celui mesuré sur le cylindre seul.

Sur la partie amont, le transfert croît avec le taux de chargement, et pour un taux donné il est nettement supérieur à celui observé sur le cylindre seul.

Ces remarques recourent les conclusions de l'étude dynamique en disposition compacte.

D'une part les cylindres en première ligne ne jouent pas de rôle promoteur de turbulence, ce qui explique l'insensibilité du transfert sur la face aval où se développe une zone de recirculation à faible vitesse comme dans le cas du cylindre seul. D'autre part on observe une accélération importante le long de la face amont du cylindre, due au rétrécissement de la section de

Tableau 1. Zones caractéristiques des structures de l'écoulement autour du cylindre dans diverses configurations

Zones caractéristiques	Cylindre seul	Disposition quinconce (30,30)	Disposition quinconce (35,50)
Couche limite laminaire	$0 < \theta < 84^\circ$	$0 < \theta < 60^\circ$	$0 < \theta < 70^\circ$
Point de frottement maximum	$\theta \sim 48^\circ$	$\theta \sim 33^\circ$	$\theta \sim 37^\circ$
Point de décollement	$\theta \sim 85^\circ$	$\theta \sim 60^\circ$	$\theta \sim 70^\circ$
Tourbillon primaire	$86^\circ < \theta < 105^\circ$ à 115°	$60^\circ < \theta < 80^\circ$	$70^\circ < \theta < 90^\circ$
Hernie ou zone insensible	hernie	zone insensible	hernie
Tourbillon principal	105° à $115^\circ < \theta < 180^\circ$	$90^\circ < \theta < 180^\circ$	$100^\circ < \theta < 180^\circ$

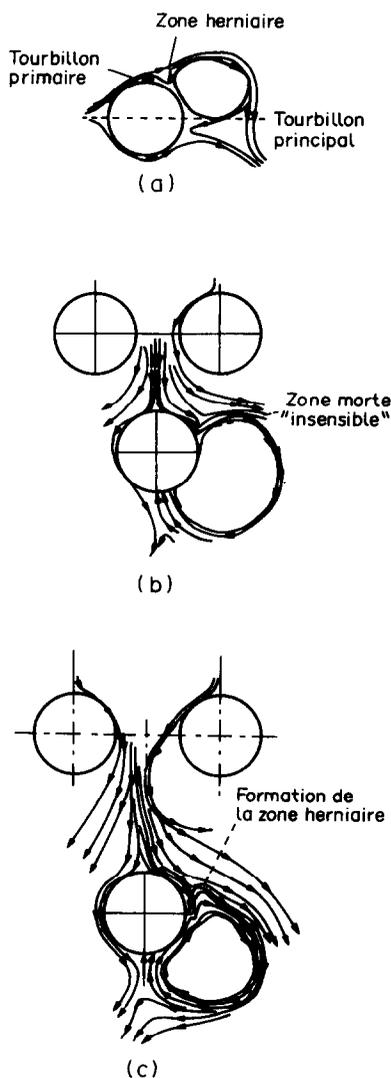


FIG. 7. Structures de l'écoulement autour du cylindre seul (a), de la disposition (30,30) (b) et (35,50) (c).

passage. Il en résulte un accroissement du frottement pariétal et un amincissement du film liquide recouvrant le cylindre par effet d'entraînement. De plus, le rétrécissement de section de passage accroît la quantité de gouttelettes captées par le cylindre dans la région de la génératrice d'arrêt amont. Les différents effets combinés expliquent le gain de transfert sur la face amont par rapport au cylindre seul.

4.1.2. *Disposition éloignée.* La Fig. 9 représente pour la disposition (40,60) les distributions d'échange local pour $Re = 9000$ et trois valeurs du taux de chargement, ainsi que les courbes correspondantes pour le cylindre seul.

On constate que les distributions du nombre de Nusselt local pour le cylindre en quinconce s'écartent nettement de celles relatives au cylindre seul, sur la face amont comme sur la face aval. Ces différences s'expliquent ici également à partir de la dynamique de l'écoulement.

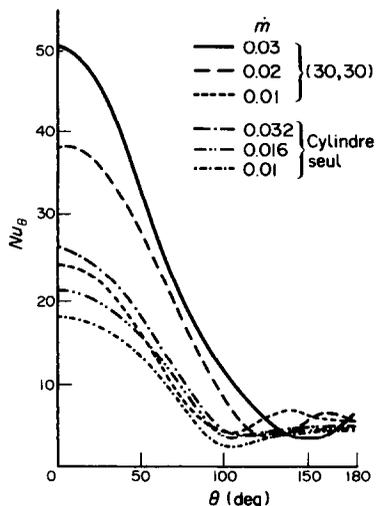


FIG. 8. Echange local autour du cylindre de mesure en disposition (30,30) et autour du cylindre seul, pour $Re \approx 4500$.

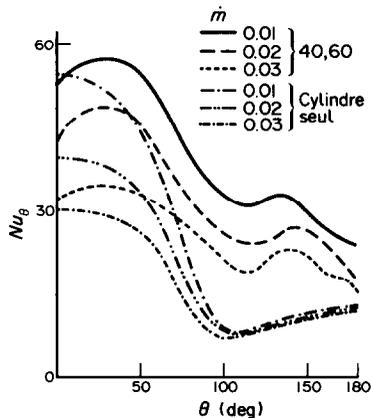


FIG. 9. Echange local autour du cylindre de mesure dans la disposition (40,60) et autour du cylindre seul, pour $Re \approx 9000$.

Sur la face amont, le transfert est plus élevé que sur le cylindre seul comme dans le cas de la disposition compacte, mais l'écart dans la région d'arrêt est beaucoup plus faible, et le maximum de l'échange est reporté à $\theta \approx 35^\circ$.

Par rapport à la disposition compacte, la perte dans la zone d'arrêt est due à l'augmentation de section de passage qui agit défavorablement d'une part sur la captation des gouttelettes et d'autre part sur l'accélération locale de la vitesse. En revanche, l'effet de sillage, qui se manifeste dans la disposition éloignée, accroît le transfert dans les zones plus en aval ($30^\circ < \theta < 90^\circ$), ce qui explique la position du maximum de transfert et la décroissance relativement lente jusque $\theta \approx 100^\circ$.

Sur la face aval, le transfert suit une évolution différant encore plus nettement de celle relative au cylindre seul. Il est beaucoup plus élevé, croît avec le taux de chargement et passe par un maximum pour $\theta \approx 140^\circ$. Il faut voir ici le résultat d'une activation des

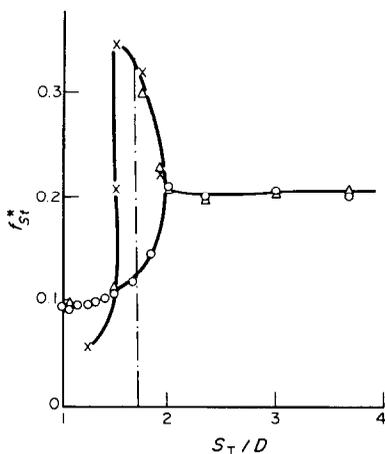


FIG. 10. Nombre de Strouhal d'un groupe de deux cylindres de front en fonction de leur écartement d'après [6].

zones recirculées due à l'effet de sillage des cylindres en première nappe. Pour l'expliquer clairement, il convient de rappeler l'étude relative au cylindre seul en régime pulsé [3, 4], où il fut montré que les pulsations de l'écoulement diphasique incident accroissent le transfert sur la face aval, avec une efficacité fonction de la fréquence de pulsation et particulièrement sensible pour des fréquences supérieures à la moitié de la fréquence de Strouhal.

Or d'après Bearman et Wadcock [6] le nombre de Strouhal pour un groupe de deux cylindres de front varie en fonction de S_T/D ainsi que le montre la Fig. 10. Il croît brutalement pour $S_T/D = 1,5$ passe par un maximum pour $S_T/D = 1,75$ et devient égal à 0,2 pour $S_T/D > 2$. En conséquence, ce n'est que pour $S_T/D > 1,5$ que les cylindres en première ligne produiront un sillage susceptible d'induire un accroissement de transfert par un effet de type pulsation de l'écoulement incident. Cet effet se traduit toutefois par une distribution d'échange local sur la face aval différente de celle observée sur le cylindre seul en écoulement pulsé, où le transfert maximum a lieu sur la génératrice d'arrêt aval. Cette différence est due vraisemblablement aux structures turbulentes qui se superposent à la pulsation dans le sillage des cylindres en première nappe et modifient les zones recirculées instables de la face aval du cylindre de mesure ainsi que l'a montré l'étude dynamique.

4.2. Recherche de la disposition optimale

L'échange thermique sur le cylindre de mesure est influencé par les cylindres en première nappe par deux phénomènes qui agissent différemment :

(1) L'accélération de l'écoulement due à la réduction de la section de passage agit sur la face amont par entrainement du film liquide et accroissement du taux de captation des gouttelettes. Ceci est surtout notable en disposition compacte.

(2) L'effet de sillage accroît le transfert sur la face amont et la face aval par pulsation de l'écoulement

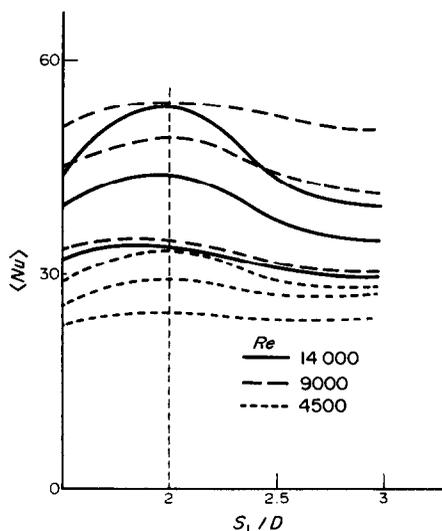


FIG. 11. Transfert thermique moyen sur la face amont en fonction du pas longitudinal. Pour chaque valeur de Re , les trois courbes correspondent par ordre croissant à $\dot{m} = 0,01, 0,02$ et $0,03$.

incident et augmentation de la turbulence. Il est surtout sensible en disposition éloignée.

Ceci laisse donc présager l'existence d'une disposition optimale pour laquelle les effets conjugués de ces deux modes d'action conduiront au transfert global maximum sur le cylindre de mesure.

Pour déterminer cette position optimale, nous avons fait varier S_T/D sur la plage 1,5 à 2,25 et S_L/D sur 1,5 à 3, pour trois valeurs du taux de chargement, 1, 2 et 3%, et trois valeurs du nombre de Reynolds, 4500, 9000 et 14000.

Le transfert moyen a été déterminé par prise de moyenne sur le nombre de Nusselt local.

4.2.1. *Disposition optimale pour le transfert sur la face amont.* La Fig. 11 représente les variations du nombre de Nusselt moyen sur $0 < \theta < 90^\circ$ en fonction de S_L/D , pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, du taux de chargement et de S_T/D . L'ensemble des résultats montre que $S_L/D = 2$ correspond au maximum du transfert. Le maximum est dû à l'action combinée des deux effets suivants :

(1) A cette distance, chaque cylindre amont développe son sillage tourbillonnaire chargé de gouttelettes qui viennent "percuter" la surface du film liquide.

(2) Pour $S_L/D = 2$, la survitesse locale due à la réduction de section de passage est encore importante et le film subit l'effet d'entrainement.

La Fig. 12 représente les variations du nombre de Nusselt moyen sur $0 < \theta < 90^\circ$, pour différentes valeurs de Re et \dot{m} , et pour la valeur optimale $S_L/D = 2$, en fonction de S_T/D . Le transfert maximum pour l'ensemble des cas est manifestement obtenu pour $S_T/D \approx 1,75$. Il est possible d'interpréter le maximum à la lumière des résultats de Bearman et Wadcock présentés sur la Fig. 10: cette valeur de S_T/D cor-

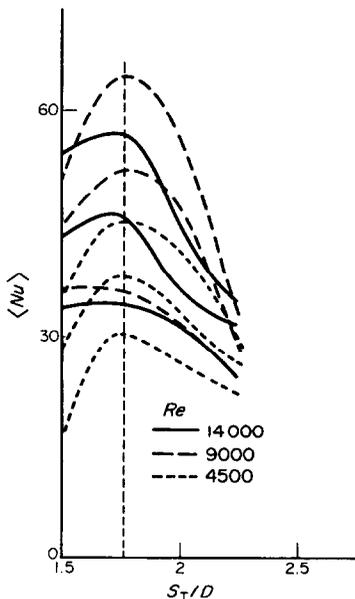


FIG. 12. Transfert thermique moyen sur la face amont en fonction du pas transversal.

respond au pic de fréquence de Strouhal caractéristique du décrochement alterné des sillages des cylindres de première nappe. Le décrochement à grande fréquence induit un phénomène pulsatoire qui favorise le transfert par modulation du film liquide. Le phénomène observé ici diffère sensiblement des résultats obtenus sur le cylindre seul où les pulsations de l'écoulement incident n'ont que peu d'influence sur le transfert sur la face amont [3, 4].

Dans le cas du cylindre en disposition en quinconce, l'écoulement incident perturbé conduit à une zone de couche limite laminaire ou de film liquide laminaire très instable, ce qui se traduit par l'absence d'un véritable point d'arrêt, le frottement pariétal n'étant pas nul en $\theta = 0$, comme le montrent les Figs. 2(a) et 4. Le report du maximum du transfert thermique en $\theta \approx 30^\circ$ est également une conséquence de la destabilisation de cette zone, qui explique sa sensibilité aux pulsations.

La disposition conduisant, par combinaison les différents mécanismes, à un maximum du transfert sur la face amont est donc la disposition $S_L/D = 2$, $S_T/D = 1,75$.

Remarque : Les Figs. 11 et 12 montrent que, toutes choses égales par ailleurs, le transfert moyen sur la face amont est inférieur pour $Re = 14000$ par rapport à $Re = 9000$, surtout pour les plus grands taux de chargement. Cette observation a priori paradoxale s'explique par l'évolution du taux de captation des gouttelettes par les cylindres en première ligne. En effet, celui-ci croît rapidement avec le nombre de Reynolds [3], et la quantité de gouttelettes disponibles pour le cylindre en seconde nappe décroît en conséquence, ainsi que le transfert dû à l'apport de celles-ci.

4.2.2. *Disposition optimale pour le transfert sur la face aval.* Une démarche similaire à celle employée pour la face amont montre que la disposition $S_L/D = 2$, $S_T/D = 1,75$ est également optimale pour le transfert moyen en face aval, $90^\circ < \theta < 180^\circ$. Ceci confirme que cette disposition est à la fois suffisamment compacte pour que l'influence de la première ligne de cylindres soit très forte et suffisamment large pour que les sillages de ceux-ci puissent se développer pleinement. L'accroissement du transfert dans la zone aval du cylindre de mesure est alors, comme dans le cas du cylindre seul, [3, 4] provoqué par la mise en recirculation des gouttelettes dans le tourbillon principal et l'activation des zones mortes du sillage dont l'accroissement des taux de fluctuations décrit dans l'étude dynamique est l'indice. A l'appui de cette analyse, on peut remarquer que lorsque $S_T/D = 1,5$ (cylindres amont très rapprochés), le nombre de Nusselt moyen sur la face aval ne varie pas significativement en fonction de S_L/D et reste à un niveau faible. Dans cette disposition compacte, les cylindres en première ligne se comportent comme un seul obstacle (fréquence de Strouhal faible) et ne jouent pas de rôle générateur de pulsations. De plus ils ne laissent passer qu'un nombre restreint de gouttelettes par effet de masque.

4.2.3. *Transfert global.* Il est bien évident que la disposition $S_L/D = 2$, $S_T/D = 1,75$ optimale pour le transfert moyen sur les faces amont et aval du cylindre de mesure correspond également au maximum de transfert global. Dans cette disposition optimale, le nombre de Nusselt global pour $Re = 9000$ et $1 < \dot{m} < 3\%$ est de l'ordre de 1,7 fois supérieur à celui mesuré sur le cylindre seul. Pour comparaison, ce rapport n'est que de 1,4 dans la disposition compacte $S_L/D = 1,5$, $S_T/D = 1,5$ et de 1,2 dans la disposition éloignée $S_L/D = 3$, $S_T/D = 2,25$.

En disposition compacte, le gain de transfert a lieu exclusivement sur la face amont, alors qu'en disposition optimale il se répartit sur les deux faces, avec une contribution importante de la face aval.

4.3. Corrélation du transfert thermique

Il serait illusoire de chercher une corrélation permettant de prévoir le transfert thermique sur le cylindre en fonction des paramètres S_T/D , S_L/D , Re et \dot{m} . Nous avons donc fixé la géométrie à $S_T/D = 1,75$ et $S_L/D = 2$, disposition optimale déterminée précédemment, et cherché une corrélation du transfert en fonction de \dot{m} et Re .

Dans cette disposition, on constate que les évolutions de Nu_θ/Nu_0 , où Nu_0 est le nombre de Nusselt en $\theta = 0$, sont pratiquement indépendantes de \dot{m} et Re et peuvent se décrire par un polynôme de deuxième degré en θ , correspondant à 9% près aux résultats expérimentaux pour $0 < \theta < 70^\circ$

$$\frac{Nu_\theta}{Nu_0} = 1 + 0,37\theta - 0,456\theta^2.$$

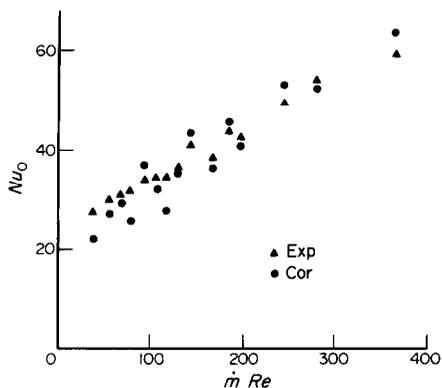


FIG. 13. Comparaison de la corrélation sur Nu_0 avec les résultats expérimentaux.

La connaissance de Nu_0 suffit alors pour prévoir le transfert sur la face amont.

Dans le cas du cylindre seul, l'étude théorique du transfert thermique dans le film liquide faisait apparaître un terme "évapo-convectif" et un terme d'apport par les gouttelettes [3, 4], ce qui nous a conduit à rechercher une corrélation sous la forme

$$Nu_0 = a\sqrt{Re} + b\dot{m} Re.$$

Le terme en \sqrt{Re} traduit classiquement la convection, et le terme en $\dot{m} Re$, pratiquement proportionnel au flux massique de gouttelettes, traduit l'apport par celles-ci.

La corrélation obtenue s'écrivait

$$Nu_0 = 0,22\sqrt{Re} + 0,105\dot{m} Re$$

valable pour $40 < \dot{m} Re < 7 \cdot 10^3$ dans les conditions de l'expérience, avec un bon coefficient de corrélation.

Par une approche identique, nous avons obtenu ici

$$Nu_0 = 0,309\sqrt{Re} + 0,087\dot{m} Re.$$

La Fig. 13 permet de comparer cette corrélation aux résultats expérimentaux. Il apparaît qu'elle sous-estime le transfert pour Re faible et qu'elle le surestime pour Re élevé. Ceci n'est pas fortuit, mais lié au terme de transport en $\dot{m} Re$. En effet, comme nous l'avons signalé, en raison de l'évolution du taux de captation par les cylindres en première ligne, la quantité de gouttelettes disponibles pour la deuxième ligne décroît quand Re augmente. Il serait donc nécessaire d'introduire un terme de transport en $\dot{m} Re f(Re)$. Le remplacement de $f(Re)$ par une constante conduit à l'erreur signalée ci-dessus. La corrélation proposée ne prétend donc pas prévoir de façon précise le transfert, mais seulement affiner la comparaison avec le cylindre seul.

Nous avons pour le cylindre seul [3, 4] pour $40 < \dot{m} Re < 7 \cdot 10^3$

$$Nu = (0,22\sqrt{Re} + 0,105\dot{m} Re)(1 - 0,33\theta^2)$$

et dans la disposition quinconce optimale pour $40 < \dot{m} Re < 360$

$$Nu = (0,309\sqrt{Re} + 0,087\dot{m} Re)(1 + 0,37\theta - 0,456\theta^2).$$

Corrélations valables pour $0 < \theta < 70^\circ$.

$(1 - 0,33\theta^2)$ a pour valeur moyenne 0,836 sur $\theta \in [0, 70^\circ]$ et $(1 - 0,37\theta - 0,45\theta^2)$ a pour valeur moyenne 1 sur le même intervalle, ce qui fait apparaître une première raison du gain de transfert pour le cylindre en quinconce.

La comparaison des valeurs de Nu_0 montre que le terme évapo-convectif est nettement accru dans la disposition quinconce en raison des phénomènes dynamiques décrits précédemment, alors que le terme de transport est légèrement affaibli en raison de la captation des gouttelettes par les cylindres en première ligne.

Il n'a pas été possible d'établir une corrélation sur le transfert sur la face aval ou sur le transfert global, en raison de la complexité des interactions des différents paramètres.

Pour prévoir l'ordre de grandeur du transfert global dans la disposition optimale, on peut se reporter à la corrélation établie pour le transfert global du cylindre seul [3, 4] affectée du facteur multiplicatif 1,7 évoqué au paragraphe 4.2.3

$$\langle Nu \rangle = 1,7[0,114\sqrt{Re} + 0,048(\dot{m} Re)^{0,98}].$$

Corrélation valable en disposition optimale pour $3000 < Re < 12000$ et $1 < \dot{m} < 3\%$.

5. CONCLUSION

L'étude dynamique et thermique des structures convectives autour d'un cylindre en deuxième nappe dans une disposition en quinconce caractérisée par $1,5 < S_T/D < 2,25$ et $1,5 < S_L/D < 3$ permet de dégager les points suivants.

En écoulement monophasique, pour $3850 < Re < 12000$, les résultats relatifs à l'évolution du gradient pariétal de vitesse et du taux de fluctuation montrent l'importance de l'interaction du sillage des cylindres en première ligne.

Sur la face amont, la zone de couche limite laminaire croît avec S_T/D mais est indépendante de S_L/D .

Sur la face aval, les zones décollées et recirculées sont activées par les fluctuations dues au sillage. En particulier, la vitesse de recirculation dans le tourbillon principal est plus élevée que pour le cylindre seul. Cet effet de sillage n'apparaît toutefois pas pour la disposition compacte ($S_T/D = 1,5$, $S_L/D = 1,5$), mais seulement pour des valeurs de S_T et S_L supérieures.

En écoulement chargé, $1\% < \dot{m} < 3\%$, l'étude thermique montre sur la face amont un accroissement du transfert par rapport au cylindre seul causé par deux effets :

(1) L'effet de survitesse de l'écoulement incident, due à la réduction de section de passage, qui accroît le transfert dans le film liquide par entraînement de celui-ci.

(2) L'effet de sillage qui influence le transfert ther-

mique par l'accroissement du taux de fluctuation de l'écoulement incident. Pour $S_T/D = 1,5$, $S_L/D = 1,5$, seul l'effet de survitesse est notable. L'effet de sillage n'apparaît que pour les dispositions moins compactes, ainsi que l'étude dynamique le laissait prévoir.

Sur la face aval, l'effet de sillage des cylindres en première ligne, quand il existe, active les zones recirculées et accroît la quantité de gouttelettes qu'elles transportent, ce qui agit de façon notable sur le transfert.

L'étude sur le cylindre seul en écoulement pulsé laissait présager ce résultat. L'ensemble des résultats sur le transfert global permet de détecter une disposition fournissant le transfert maximum dans les conditions étudiées. Cette disposition ($S_T/D = 1,75$, $S_L/D = 2$) correspond à la combinaison optimale des effets de sillage et de survitesse.

Dans cette disposition optimale le transfert global est multiplié par 1,7 environ par rapport au cylindre seul.

Une corrélation établie dans ce cas sur le nombre de Nusselt local sur la face amont met en évidence la contribution au transfert d'un terme évapo-conductif et d'un terme d'apport sur les gouttelettes. La comparaison avec les termes correspondants relatifs au cylindre seul montre que le gain de transfert est dû essentiellement au terme évapo-convectif.

BIBLIOGRAPHIE

1. M. Lebouché et M. Martin, Convection forcée autour du cylindre, sensibilité aux pulsations de l'écoulement externe, *Int. J. Heat Mass Transfer* **18**, 1161-1175 (1975).
2. M. Martin, Contribution à l'étude de la convection thermique pulsée autour des cylindres, Thèse d'Etat, Nancy (1969).
3. C. Basilico, 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, Nancy (1979).
4. C. Basilico, G. Jung et M. Martin, Etude du transfert convectif entre un cylindre chauffé et un écoulement d'air chargé de gouttelettes d'eau, *Int. J. Heat Mass Transfer* **24**, 371-385 (1981).
5. D. Butterworth, The development of a model for three dimensional flow in tubes bundles, *Int. J. Heat Mass Transfer* **21**, 253-256 (1978).
6. P. W. Bearman and A. J. Wadcock, The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream, *J. Fluid Mech.* **61**(3), 499-511 (1973).
7. A. Okajima, Flows around two tandem circular cylinders at very high Reynolds numbers, *Bull. J.S.M.E.* **22**(166) (avril 1979).
8. S. Ishigai and E. Nishikawa, Experimental study of structure of gas flow in tube banks with tube axes normal to flow, *Bull. J.S.M.E.* **18**(119) (mai 1975).
9. Z. G. Kostic and S. N. Noka, Fluid flow and heat transfer with two cylinders in cross flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* **15**, 279-299 (1972).
10. A. Zhukauskas, Heat transfer from tubes in cross flow, *Adv. Heat Transfer* **8**, 93-160 (1972).
11. M. Mahfoud, Contribution à l'étude expérimentale de l'écoulement et du transfert massique dans un échangeur à faisceau tubulaire incliné, Thèse de 3ème cycle, Nancy (1984).
12. M. Sabri, Etude d'une configuration de trois cylindres en quinconce dans un écoulement faiblement chargé de gouttelettes. Transfert thermique optimal autour du cylindre aval, Thèse 3ème cycle, Nancy (1985).
13. M. Saighi, A. Degiovanni et M. Martin, Etalonnage des sondes pariétales à film chaud, *Int. Commun. Heat Mass Transfer* **12**, 79-88 (1985).
14. A. Amokrane, Etude expérimentale des caractéristiques dynamiques et thermiques d'un écoulement en milieu confiné. Application aux récupérateurs de fumées, Thèse 3ème cycle, Nancy (1984).

FORCED CONVECTION AND HEAT TRANSFER AROUND A CIRCULAR CYLINDER ON THE SECOND ROW OF A BANK IN AN AIRSTREAM CHARGED WITH SPRAYED WATER

Abstract—We describe an experimental study of the influence of longitudinal and transversal pitch on the convective transfer around a cylinder on the second row of a three cylinder staggered bank, operating in an airstream charged with sprayed water at moderate Reynolds number. The analysis of the wall velocity gradient and its fluctuation shows the effects of geometrical parameters on various characteristic zones of the flow: laminar boundary layer, separation and vortices. The modifications of local Nusselt number evolution compared with the single cylinder are explained. For the disposition which gives the highest heat transfer, a correlation of local Nusselt number is proposed.

ERZWUNGENE KONVEKTION AN EINEM KREISZYLINDER IN DER ZWEITEN REIHE EINES ROHRBÜNDELS, WELCHES VON LUFT, ANGEREICHERT MIT ZERSTÄUBTEM WASSER, DURCHSTRÖMT WIRD

Zusammenfassung—Der Einfluß von Längs- und Querteilung auf den konvektiven Wärmeübergang an einem Zylinder in der zweiten von drei Rohrreihen eines versetzt angeordneten Bündels wird untersucht. Das Rohrbündel wird von Luft, angereichert mit zerstäubtem Wasser, bei mäßig großen Reynolds-Zahlen durchströmt. Durch Bestimmung des Geschwindigkeitsgradienten an der Wand und dessen Änderungen kann der Einfluß geometrischer Parameter auf die verschiedenen charakteristischen Strömungszonen, wie laminare Grenzschicht, Ablösegebiet und Wirbel, aufgezeigt werden. Es werden die Unterschiede, die bei der Verteilung der örtlichen Nusselt-Zahlen gegenüber den Verhältnissen bei einem einzelnen Zylinder auftreten, erklärt. Es wird für die Anordnung, die den besten Wärmeübergang ergibt, eine Beziehung für die örtliche Nusselt-Zahl vorgeschlagen.

**ВЫНУЖДЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ И ТЕПЛООБМЕН ОКОЛО ЦИЛИНДРА,
НАХОДЯЩЕГОСЯ ВО ВТОРОМ РЯДУ ПУЧКА ТРУБ, ОБТЕКАЕМЫХ ВОЗДУШНЫМ
ПОТОКОМ, СОДЕРЖАЩЕМ БРЫЗГИ ВОДЫ**

Аннотация—Описывается экспериментальное исследование влияния продольного и поперечного шага на конвективный теплообмен цилиндра, находящегося во втором ряду пучка цилиндров, расположенных в шахматном порядке и обтекаемых воздушно-водяным потоком при умеренных числах Рейнольдса. Анализ градиента скорости на стенке и его флуктуаций показывает, что геометрические параметры оказывают влияние на различные характерные зоны течения: ламинарный пограничный слой, зону отрыва и образования вихрей. Объяснено изменение локального числа Нуссельта по сравнению со случаем одиночного цилиндра. Предложено критериальное соотношение для локального числа Нуссельта в случае, обеспечивающем максимальный теплообмен.