

Evolution du coefficient d'échange et des pertes de charge dans un faisceau de tubes, en fonction de l'angle d'attaque

M. MAHFOUD, F. ABDELLAZIZ et M. LÉBOUCHE

LEMETA, CNRS UA 875, Université Nancy I, 30, rue Lionnois, BP 3137, 54013 Nancy Cedex, France

et

M. ROBERT et G. PIEROTTI

DER EDF, 6 Quai Watier, BP 49, 78401 Chatou Cedex, France

(Reçu le 16 Mars 1987)

Résumé—On étudie expérimentalement, par la méthode électrochimique, l'évolution du coefficient d'échange local autour d'un cylindre placé dans un faisceau de tubes, puis la valeur globale; l'écoulement a une incidence α variable: 0° , $22,5^\circ$, 45° , 60° , 90° ; le nombre de Reynolds est compris entre 10^4 et 10^5 . On en déduit, par analogie, une loi de transfert global de chaleur: $Nu = f(Pr, Re, \alpha)$. On propose également une loi de perte de charge en fonction de l'angle α . Enfin on caractérise l'effet de plaques entretoises sur le coefficient d'échange.

1. INTRODUCTION

LES MODÈLES numériques concernant la thermohydraulique des échangeurs tubulaires utilisent en général des équations moyennées dans des volumes élémentaires comprenant à la fois une partie fluide et une partie solide. Dans ce type de modèle numérique, les effets de l'interaction fluide-solide se traduisent par des termes sources, qu'il faut introduire dans le code, sous forme de lois corrélant à la vitesse, les pertes de charge et les transferts thermiques dans le faisceau de tubes.

Les corrélations existantes sont relativement mal adaptées au cas de l'écoulement dans la partie basse d'un générateur de vapeur, pour lequel des calculs précis sont pourtant nécessaires, particulièrement en raison des problèmes de dépôts de produits de corrosion rencontrés sur les appareils en exploitation.

La Direction des Études de Recherches d'E.D.F. et le Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée de Nancy (LEMETA) ont donc décidé de déterminer expérimentalement les lois de perte de charge et de coefficient d'échange appropriées à ce type de configuration, caractérisée notamment par une incidence variable de l'écoulement par rapport aux tubes et des nombres de Reynolds élevés.

Les essais sont réalisés en écoulement monophasique dans des faisceaux de tubes inclinés, à pas carré en ligne, de pas réduit: 1,45 et pour cinq inclinaisons différentes de l'écoulement, allant de la direction transversale à la direction de l'axe des tubes. Les coefficients de transfert sont mesurés par la méthode polarographique, qui a l'avantage de fournir:

(a) d'une part, des informations locales avec les mesures de gradient pariétal de vitesse et de transfert local, qui permettent d'analyser la structure fine de l'écoulement autour des tubes;

(b) d'autre part, des mesures plus globales, sur toute la circonférence d'un tube, avec lesquelles on détermine la loi d'évolution du coefficient d'échange en fonction du nombre de Reynolds et de l'angle d'incidence de l'écoulement.

La corrélation ainsi obtenue et la corrélation de perte de charge déduite de mesures de pression sont présentées dans cet article et comparées aux lois proposées dans la littérature.

L'étude est complétée par des essais spécifiques au problème des générateurs de vapeur, concernant l'influence de différentes géométries de plaques entretoises sur le transfert en aval de la plaque (en écoulement axial).

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Il est constitué de cinq maquettes de faisceau tubulaire présentant respectivement par rapport à l'écoulement amont une incidence $\alpha = 0^\circ$ (faisceau transversal), $22,5^\circ$, 45° , 60° et 90° (faisceau axial); deux d'entre elles sont schématisées sur la Fig. 1. Chacune est constituée d'un canal en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) transparent de section 117×117 mm contenant un faisceau en ligne de 15 rangées (20 rangées pour le faisceau à 60°), au pas carré (diamètre des tubes $d = 20$ mm; distance entre axes $S_T = S_L = 29$ mm; rapport $S_T/d = S_L/d = 1,45$).

NOTATIONS

A	aire de la sonde de mesure globale [m^2]	U_∞	vitesse frontale [m s^{-1}].
a	aire de la sonde de mesure locale [m^2]	Symboles grecs	
C_0, C_1, C_2	concentrations des différents composants de la solution électrolytique [mol m^{-3}]	α	inclinaison des tubes [deg]
\mathcal{D}	diffusivité massique moléculaire [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]	ε	porosité du faisceau
d	diamètre des tubes [m]	θ	azimut autour d'un tube [deg]
\mathcal{F}	nombre de Faraday	Λ	coefficient de perte de charge, [dp/dx] $d/1/2\rho U_v^2$
h	coefficient de transfert [m s^{-1}]	μ	viscosité dynamique [P]
I	courant d'électrolyse [A]	ν	viscosité cinématique [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]
l	petite dimension de l'électrode rectangulaire [m]	ρ	masse volumique [kg m^{-3}]
n	valence de la réaction d'oxydo-réduction	τ	contrainte de frottement pariétal, μs [Pa]
Nu	nombre de Nusselt	Φ, ϕ	flux global et local de matière [mol s^{-1}].
p	pression [Pa]	Indices	
dp/dx	gradient de pression dans le sens de l'écoulement [Pa m^{-1}]	θ	composante azimutale
Pr	nombre de Prandtl	g	se rapporte au transfert global (sur la circonférence d'un tube) par opposition au transfert local à un azimut donné
Re	nombre de Reynolds, $Re_v = U_v[d/\nu]$	Re', Nu'	nombre de Reynolds et de Nusselt construits avec le diamètre hydraulique
S	gradient pariétal de vitesse [s^{-1}]	z	composante axiale.
S_L	pas longitudinal du faisceau [m]		
S_T	pas transversal du faisceau [m]		
Sc	nombre de Schmidt		
Sh	nombre de Sherwood		
U_v	vitesse volumique, U_∞/ε [m s^{-1}]		

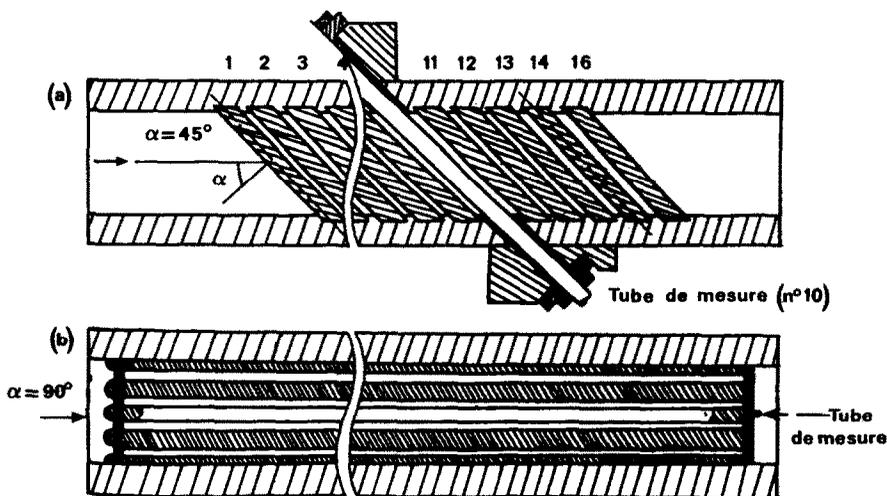


FIG. 1. Schémas des faisceaux tubulaires pour (a) $\alpha = 45^\circ$; (b) $\alpha = 90^\circ$ (axial).

Chaque rangée comporte cinq éléments : trois tubes et deux demi-tubes au niveau des parois. Le cylindre de mesure est placé au centre de la dixième rangée et peut tourner autour de son axe. Le faisceau axial, de même pas, présente évidemment une disposition différente où la notion de rangée disparaît : 9 tubes, 12 demi-tubes en paroi et 4 quarts de tubes aux quatre coins, tous de longueur 850 mm ; le cylindre de mesure est placé au centre.

Chaque maquette a été placée sur une boucle d'essai

du LEMTA, avec une manchette de raccordement à la conduite d'alimentation amont (diamètre 100 mm) pour éviter toute zone de recirculation lors de l'élargissement.

3. PROCEDURE EXPERIMENTALE

3.1. Mesure des coefficients d'échange

Les coefficients d'échange ont été déterminés à partir de la mesure du flux de matière contrôlé par la

convection, obtenu par réaction électrochimique rapide sur un cylindre de mesure, lui-même placé au sein du faisceau [1]. En effet, lorsque la surface d'échange d'aire A est le siège d'une telle réaction, la concentration du réactif utilisé y est maintenue nulle, alors qu'elle est constante et égale à C_0 au sein du fluide. La mesure directe de l'intensité I du courant d'électrolyse permet de déterminer le flux de matière $\Phi = I/(n\mathcal{F})$, le coefficient d'échange global $h_g = \Phi/C_0A$ et donc le nombre adimensionnel de Sherwood $Sh_g = h_g d/\mathcal{D}$, où d est la dimension caractéristique de la surface d'échange et \mathcal{D} le coefficient de diffusion moléculaire du réactif. Une micro-électrode d'aire a , insérée au sein de la surface d'échange mais isolée électriquement de celle-ci (sans ressaut) permet des mesures locales :

$$\varphi = \frac{i}{n\mathcal{F}}, \quad h = \frac{\varphi}{C_0 a} \quad \text{et} \quad Sh = hd/\mathcal{D}.$$

Les résultats sont transposables au cas du transfert de chaleur par convection entre la surface maintenue à température constante et l'écoulement, avec la réserve suivante : en transfert de chaleur dans l'eau à 55 bar le nombre de Prandtl est voisin de 0,9 alors qu'en transfert de masse dans l'eau le nombre de Schmidt qui lui correspond est de l'ordre de 10^3 , ce qui impose l'introduction d'un facteur d'analogie. D'autre part, il résulte de ces ordres de grandeur que les épaisseurs des couches de convection sont très différentes dans les deux cas, ce qui peut induire des différences notables en présence de zones de recirculation. Toutefois, il a été montré [2] que, pour le transfert global autour du cylindre, l'analogie de Chilton-Colburn $Nu/Sh = (Pr/Sc)^{1/3}$ donne une bonne estimation de la valeur de nombre de Nusselt (transfert thermique) à partir de celle du nombre de Sherwood (transfert massique).

3.2. Mesure du frottement pariétal

Il est également possible de déterminer le gradient pariétal local de vitesse $|S|$ par voie électrochimique et donc la contrainte locale de frottement pariétal $|\tau|$: $|\tau| = \mu|S|$ [1]. Pour cela, on utilise une micro-électrode insérée dans un cylindre inerte ; le courant d'électrolyse mesuré donne accès à un coefficient d'échange h , en couche limite massique naissante, qui peut être relié à la valeur absolue $|S|$ du gradient pariétal de vitesse par la relation :

$$\frac{hl}{\mathcal{D}} = 0,807 \left(\frac{|S|l^2}{\mathcal{D}} \right)^{1/3}.$$

Si l'électrode est rectangulaire, de petite dimension l et portée par une génératrice du cylindre, elle est essentiellement sensible à la composante azimutale :

$$S_\theta = \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}.$$

Si l'électrode est circulaire de diamètre a , l'effet direc-

tionnel disparaît et la mesure de h permet d'accéder à la valeur

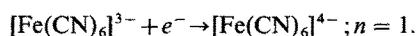
$$S = \sqrt{(S_\theta^2 + S_z^2)}.$$

Enfin, l'utilisation différentielle de deux sondes rectangulaires jointives mais isolées l'une de l'autre permet de connaître le sens de l'écoulement transversal.

On verra par la suite que la connaissance du frottement pariétal local et du sens de l'écoulement pariétal donne des indications précieuses sur la structure de cet écoulement autour du cylindre et permet ainsi d'interpréter l'évolution spatiale du coefficient d'échange.

3.3. Mise en oeuvre de la technique électrochimique

La réaction utilisée est la réduction de l'ion ferri-cyanure



Le fluide utilisé est donc une solution aqueuse de ferricyanure de potassium de concentration $C_0 = 0,8 \text{ mol m}^{-3}$ et de ferrocyanure de potassium de concentration $C_1 = 4,6 \text{ mol m}^{-3}$, en présence d'un large excès de chlorure de potassium pour éviter la migration ionique : $C_2 = 0,4 \cdot 10^3 \text{ mol m}^{-3}$.

La température du fluide étant régulée, le nombre de Schmidt varie peu au cours d'une même expérience, au voisinage de 10^3 ; il est calculé à chaque point de mesure, pour la température correspondante.

Les éléments de mesure sont représentés sur la Fig. 2 :

(1) Le premier est utilisé pour les mesures du coefficient d'échange dans les faisceaux transversal et incliné. C'est un cylindre en PMMA, dont une partie est recouverte de platine poli : le tronçon de tube (a) de diamètre 20 mm et de longueur 20 mm est protégé par deux tronçons de garde (b), de longueur 10 mm, jointifs mais électriquement isolés.

Une électrode circulaire de 1 mm de diamètre est insérée dans le tube (a), mais isolée de celui-ci par une bande de colle de 0,05 mm d'épaisseur ; elle permet les mesures locales et l'obtention de profils azimutaux par rotation du cylindre autour de son axe.

(2) Le second est utilisé par le seul faisceau axial. La partie essentielle est le tube en platine (b) de diamètre 20 mm et de longueur 10 mm, situé en aval du tube (a) de longueur 20 mm qui assure un régime de transfert établi sur le tube (b).

(3) Le troisième cylindre est utilisé pour la mesure de gradient pariétal de vitesse. Il est en PMMA et diverses micro-électrodes en platine y sont insérées : circulaire de diamètre 0,5 mm et rectangulaire double (2 fois $1 \times 0,1 \text{ mm}$) avec une bande isolante d'épaisseur $7 \mu\text{m}$ parallèle la génératrice.

Une contre électrode en platine d'aire $2 \times 100 \times 100 \text{ mm}$ est placée en paroi du canal est assure la continuité du circuit électrique.

Les conditions expérimentales : rapport des concentrations C_0/C_1 et rapport des aires des électrodes

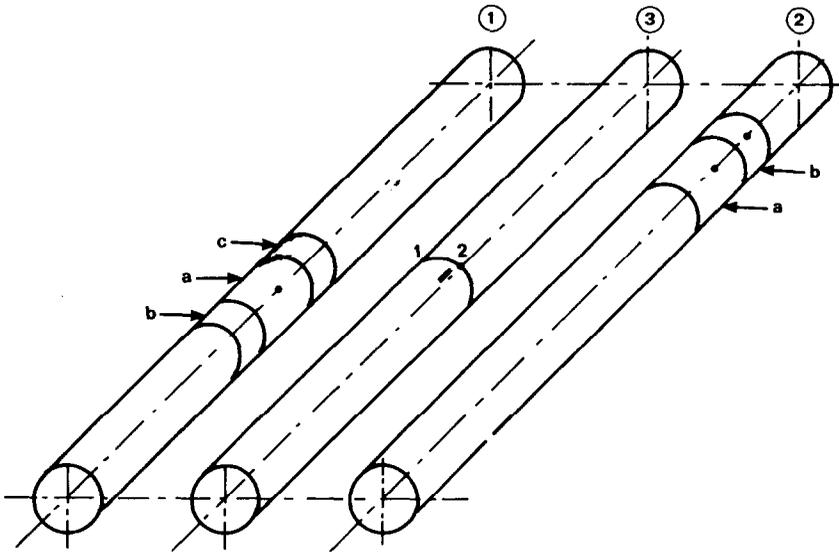


FIG. 2. Cylindres de mesure.

de mesure à celle de la contre électrode, présence d'un excès de chlorure de potassium indifférent, polarisation, permettent d'assurer que le flux de matière est toujours contrôlé par la convection au niveau des électrodes de mesure.

3.4. Mesure du coefficient de perte de charge

Elle a été déduite de la répartition de la pression statique le long des parois portant des tubes. A cet effet, des prises de pression ont été réparties entre les différentes rangées de tubes et reliées à un manomètre différentiel (tube en U). Un gradient de pression nominal dP/dx a été défini, en dehors des zones d'entrée et de sortie, et le coefficient de perte de charge $\Lambda = (dP/dx)d/(1/2\rho U_v^2)$ a ensuite été déterminé.

4. ETUDE DU GRADIENT PARIÉTAL DE VITESSE : STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR DES CYLINDRES

Au sein du faisceau, la vitesse caractéristique de l'écoulement est la moyenne volumique U_v , quotient de la vitesse d'approche U_∞ par la porosité ε du faisceau et la dimension caractéristique est le diamètre des tubes.

C'est donc avec ces grandeurs caractéristiques que seront définis les nombres adimensionnels de Reynolds et de Sherwood. Il faut remarquer que le faisceau axial apparaît comme un cas géométrique singulier, pour lequel on utilise en général plutôt le diamètre hydraulique.

La Fig. 3 montre l'évolution du gradient pariétal de vitesse autour du cylindre de mesure placé dans la dixième rangée du faisceau transversal $\alpha = 0^\circ$ et ce pour quatre valeurs du nombre de Reynolds. Les courbes (a) concernent la valeur absolue $|S| = \sqrt{(S_\theta^2 + S_z^2)}$ ($S_z \neq 0$) et les courbes (b) donnent la seule composante azimutale et le sens de l'écou-

lement; elle permet donc de mettre clairement en évidence les points de séparation : arrêt et décollement et les zones de recirculation. Les courbes relatives au cylindre transversal seul sont tracées pour comparaison.

Il apparaît qu'au sein du faisceau, l'effet de sillage de la rangée amont modifie considérablement l'écoulement. L'impact (I) de l'écoulement se produit pour $30^\circ < \theta < 35^\circ$; il est précédé d'une zone de recirculation faible où l'écoulement change de sens au cours du temps. En aval du point d'impact, une couche limite laminaire se développe; le gradient pariétal de vitesse passe par un maximum pour $\theta = 70^\circ$ puis diminue jusqu'au point de décollement (D) qui ne peut être mis en évidence que par examen du sens de l'écoulement sur les courbes (b).

A faible nombre de Reynolds on observe un décollement laminaire (D_L) pour $\theta = 100^\circ$ mais, en valeurs croissantes, la couche limite présente une transition (T) vers l'état turbulent de plus en plus précoce et le décollement (D_T) est repoussé vers l'aval. Aux plus forts nombres de Reynolds, le point de décollement ne peut même plus être détecté.

La Fig. 4 montre que l'inclinaison du faisceau affecte peu cette structure.

5. TRANSFERT DE MASSE : DETERMINATION DES COEFFICIENTS D'ÉCHANGE

L'évolution du nombre de Sherwood autour du cylindre est représentée sur la Fig. 5, pour $Re_v = 30\,000$ et les quatre incidences significatives; il est un fidèle reflet de la structure de l'écoulement précédemment décrite. A l'amont, la valeur maximale est obtenue juste en aval du point d'impact, à la naissance d'une couche limite massique bien définie vers l'aval, sans doute plus perturbée dans la zone de recirculation amont. Le minimum de transfert est observé

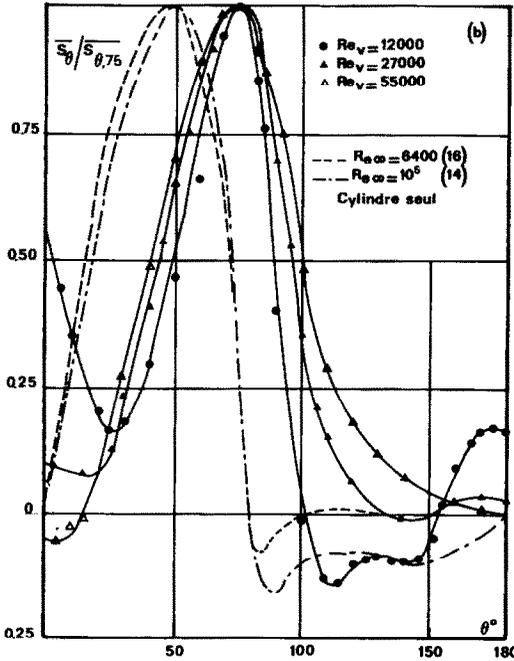
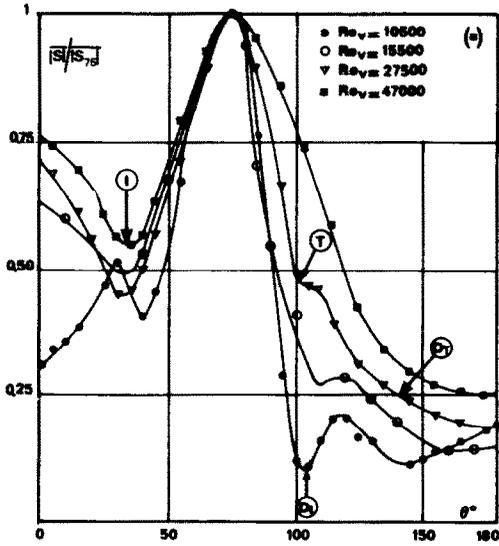


FIG. 3. Evolution du gradient pariétal de vitesse pour $\alpha = 0^\circ$: (a) valeur absolue de S , normée par la valeur maximale, à 75° ; (b) moyenne de la valeur algébrique de la composante S_0 (avec signe), normée par la valeur maximale, à 75° .

juste avant la zone de transition et l'évolution vers une couche limite turbulente s'accompagne évidemment d'un accroissement brutal du transfert de masse. Enfin, l'échange diminue rapidement à l'approche du décollement et reste faible dans la zone de recirculation en aval. Il apparait clairement que le nombre de Sherwood diminue rapidement en incidence croissante (la composante azimutale de vitesse diminue) sans que sa répartition soit fortement modifiée. Il s'avère donc que la zone de recirculation qui existe entre deux rangées successives n'est pas remise en cause jusqu'à $\alpha = 60^\circ$.

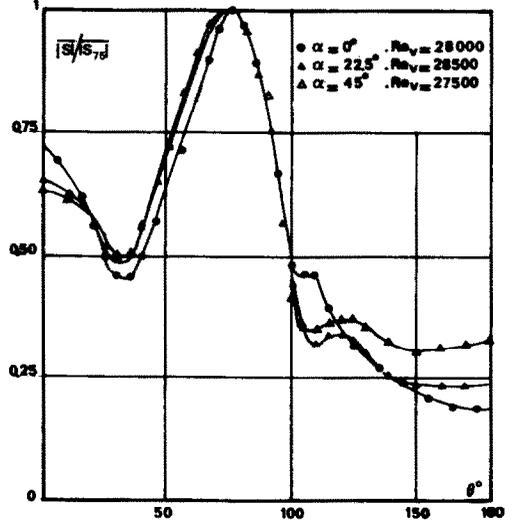


FIG. 4. Influence de l'angle d'attaque α sur l'évolution du gradient pariétal de vitesse.

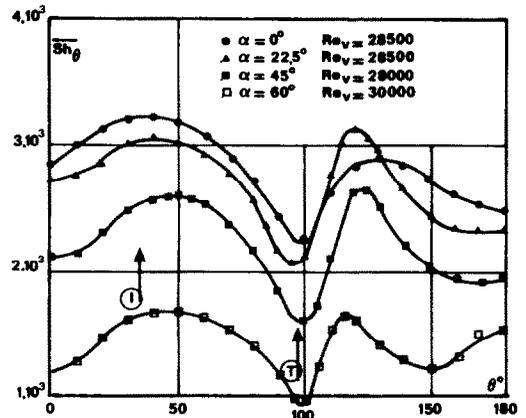


FIG. 5. Evolution du transfert de masse autour du cylindre. Influence de l'angle d'attaque α .

Examinons maintenant l'effet global de cette répartition. La Fig. 6 présente l'évolution obtenue pour le nombre de Sherwood global en fonction du nombre de Reynolds, au cours des différents essais; les valeurs expérimentales sont peu dispersées et conduisent à cinq lois puissances empiriques de la forme $Sh_g = B Sc^{1/3} Re_v^n$ obtenues par optimisation, au sens des moindres carrés sur les deux paramètres B et n

$$\alpha = 0^\circ \quad Sh_g = 0,354 Sc^{1/3} Re_v^{0,63}$$

$$\alpha = 22,5^\circ \quad Sh_g = 0,320 Sc^{1/3} Re_v^{0,64}$$

$$\alpha = 45^\circ \quad Sh_g = 0,190 Sc^{1/3} Re_v^{0,68}$$

$$\alpha = 60^\circ \quad Sh_g = 0,166 Sc^{1/3} Re_v^{0,65}$$

$$\alpha = 90^\circ \quad Sh_g = 0,024 Sc^{1/3} Re_v^{0,82}$$

On observe clairement une diminution du coefficient B lorsque l'incidence α croît mais pas d'évolution définie de l'exposant n . Dans la procédure de calcul de B et n , une faible variation de n peut être compensée

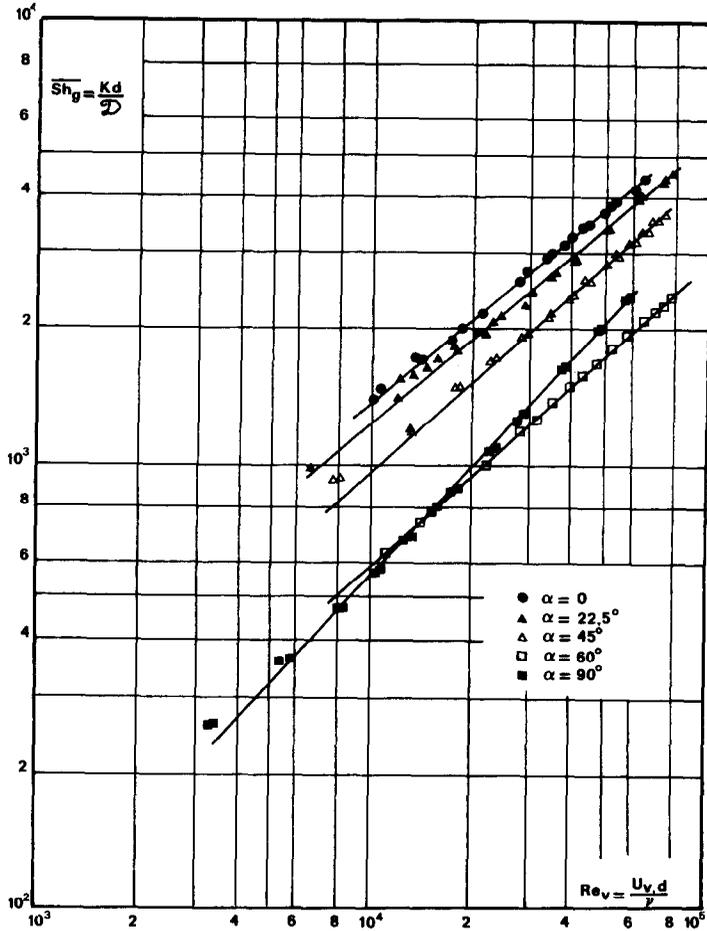


FIG. 6. Evolution du transfert de masse (nombre de Sherwood global) en fonction du nombre de Reynolds. Influence de l'angle d'attaque α .

par une variation correspondante du coefficient B , sans changement notable du coefficient de corrélation.

C'est pourquoi, afin de proposer une corrélation générale susceptible de décrire nos résultats expérimentaux de façon satisfaisante, nous avons choisi de ne considérer que des variations du coefficient B avec l'incidence, du type $B(\alpha) = B_1(\cos \alpha)^m$. Ce choix reste cohérent avec les résultats expérimentaux et correspond également à ceux présentés par Groehn [3]. La Fig. 7 présente donc l'ensemble de nos résultats pour les quatre incidences : $\alpha = 0^\circ, 22,5^\circ, 45^\circ$ et 60° soit 155 points de mesure sous la forme :

$$\frac{Sh_g}{Sc^{1/3}(\cos \alpha)^m} = f(Re_v) = B_1 Re_v^n.$$

Les résultats sont bien corrélés par la relation :

$$Sh_g = 0,347(\cos \alpha)^{0,96} Re_v^{0,64} Sc^{1/3}$$

à l'aide d'une optimisation à 3 paramètres B_1, n et m .

Cette procédure pose toutefois un problème de fond ; en effet, elle ne permet pas une évolution continue vers le cas du faisceau axial, pour lequel la loi de transfert est incontestablement de la forme :

$$Sh_g = 0,024 Sc^{1/3} Re_v^{0,82}.$$

A notre avis, le changement d'exposant n , de 0,64 à 0,82 accompagne l'évolution de la structure de l'écoulement vers l'état turbulent établi en conduite, sans recirculation, pour $\alpha > 60^\circ$.

Connaissant le coefficient d'échange pour un écoulement purement transversal au faisceau ($\alpha = 0$), on peut donc prédire le coefficient d'échange pour un écoulement dont l'angle d'incidence α est compris entre 0 et 60° par :

$$\frac{Sh_g(\alpha)}{Sh_g(0)} = \frac{Nu_g(\alpha)}{Nu_g(0)} = (\cos \alpha)^{0,96}.$$

On a représenté sur la Fig. 8 cette corrélation, ainsi que les résultats expérimentaux proposés par d'autres auteurs, en transfert thermique : Ornatski [4], Zukauskas et Ulinskas [5], et Groehn [3].

Les écarts entre la loi proposée et les autres atteignent 25% pour $\alpha = 60^\circ$. Plusieurs motifs peuvent être invoqués pour les expliquer : la technique de mesure différente (méthode électrochimique au lieu de mesures thermiques), les plages de nombres de Reynolds explorées, et/ou les conditions géométriques

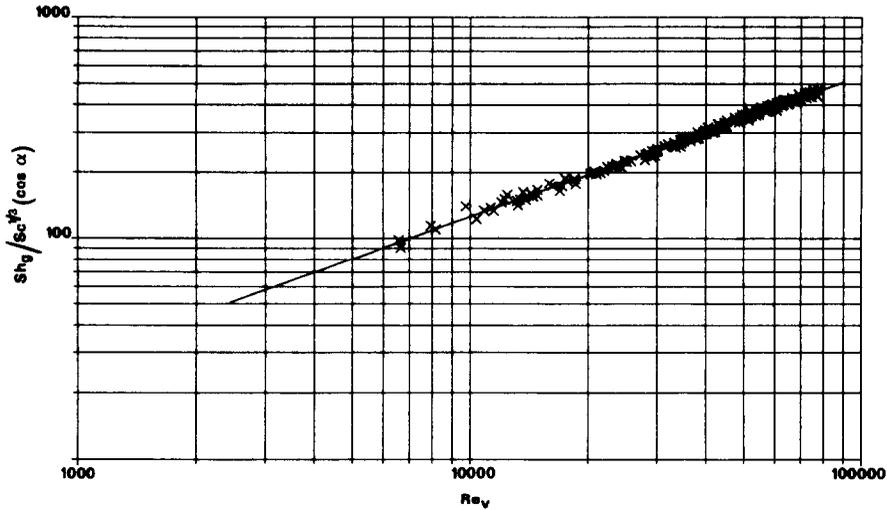


FIG. 7. Loi générale de transfert de masse global sur les cylindres inclinés.

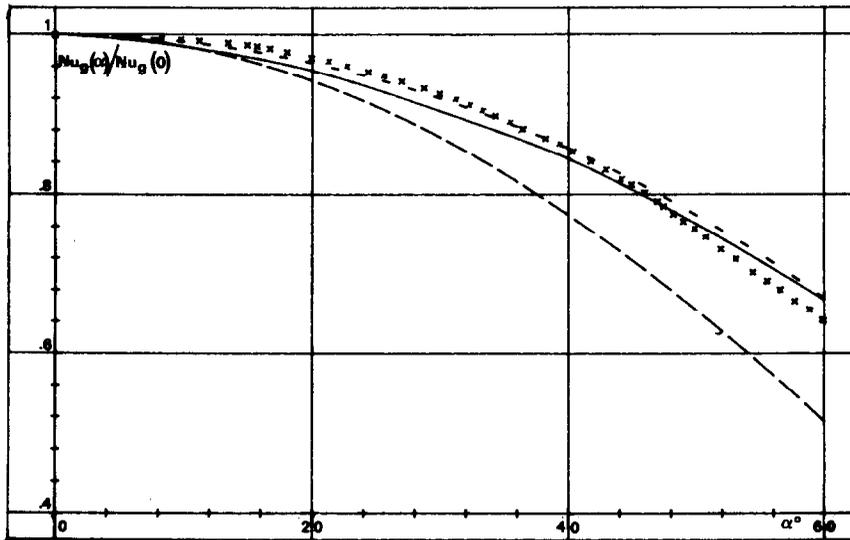


FIG. 8. Comparaison de la loi d'échange proposée avec les autres corrélations. ---, présente étude, $(\cos \alpha)^{0.96}$; -.-, Groehn, $(\cos \alpha)^{0.58}$; —, Zukauskas et Ulinskas; x x x, Ornatski.

(nombre de rangées, longueur des tubes et pas réduit) ne sont pas les mêmes.

Remarque 1. Pour l'écoulement axial, si on utilise le diamètre hydraulique comme dimension caractéristique, on obtient :

$$Nu_g(90) = 0,026 Pr^{1/3} Re_v^{0,82}$$

Ceci donne des valeurs du coefficient d'échange de l'ordre de 25% supérieures à celles calculées par Dittus *et al.* [6], valables pour un écoulement à l'intérieur d'un tuyau. Cet écart est dû au fait que l'on a ici un écoulement à l'extérieur d'un faisceau de tubes et est conforme aux conclusions de Weisman [7] et Rieger [8] déduites d'études expérimentales et aux résultats de Gosse et Schiestel [9] obtenus par voie numérique.

Remarque 2. La formule pour $\alpha = 0^\circ$ est à rap-

procher de la loi obtenue en thermique par Boissier *et al.* [10] $Nu = 0,270 Pr^{1/3} Re_v^{0,68}$.

6. PERTES DE CHARGE DANS LES FAISCEAUX

Il apparaît que les plans isobares sont parallèles à ceux des rangées du faisceau, sauf pour $\alpha = 60^\circ$ où l'inclinaison est légère : 6° ($\alpha' = 54^\circ$).

Une légère différence a été observée pour $\alpha = 60^\circ$ entre les gradients de pression obtenus sur les deux faces du canal portant les tubes du faisceau : elle peut être attribuée à l'existence d'effets tridimensionnels affectant la mesure des pressions et ne paraît donc pas significative.

La Fig. 9 montre l'évolution du coefficient de perte de charge nominal pour les cinq incidences étudiées,

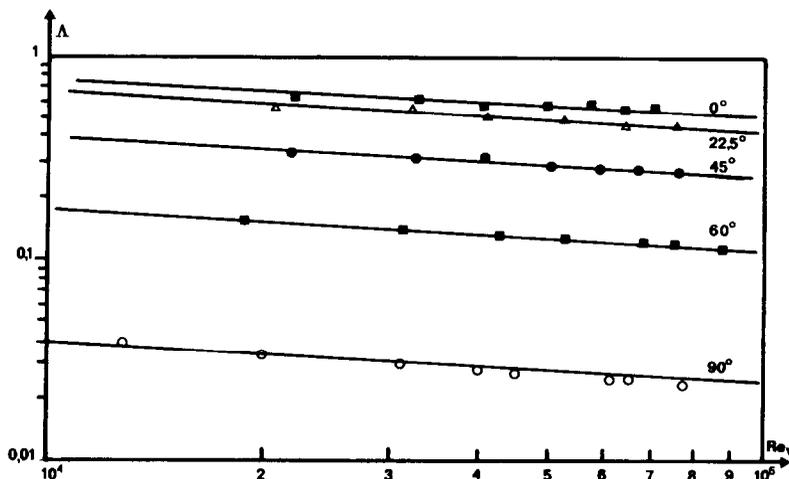


FIG. 9. Evolution, en fonction du nombre de Reynolds, du coefficient de perte de charge nominal dans le faisceau. Influence de l'angle d'attaque α .

en fonction du nombre de Reynolds. On constate qu'elle peut être décrite par une loi puissance du type $\Lambda = D(\alpha) Re_v^{-0,2}$.

Pour

- $\alpha = 0^\circ \quad \Lambda = 5 Re_v^{-0,2}$
- $\alpha = 22,5^\circ \quad \Lambda = 4,3 Re_v^{-0,2}$
- $\alpha = 45^\circ \quad \Lambda = 2,5 Re_v^{-0,2}$
- $\alpha = 60^\circ \quad \Lambda = 1,1 Re_v^{-0,2}$
- $\alpha = 90^\circ \quad \Lambda = 0,24 Re_v^{-0,2}$.

On notera que la perte de charge au sein du faisceau est de type régulière.

Contrairement au coefficient de transfert de chaleur, le coefficient de perte de charge peut s'exprimer en fonction de α et de Re_v par une loi unique pour $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$.

$$\Lambda(\alpha) = (5(\cos \alpha)^{2,2} + 0,24(\sin \alpha)^{2,2}) Re_v^{-0,2}$$

pour $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ et $6.10^3 \leq Re_v \leq 10^5$.

Sur la Fig. 10 on a représenté la loi :

$$\frac{\Lambda(\alpha)}{\Lambda(0)} = (\cos \alpha)^{2,2} + 0,048(\sin \alpha)^{2,2}$$

déduite de la présente étude ainsi que les lois similaires proposées par d'autres auteurs: Butterworth [11], Kazakevich [12], Zukauskas et Ulinskas [5].

On constate un bon accord entre les différents résultats, notamment entre la loi proposée et celle de Butterworth. On remarque que l'on a tenu compte du coefficient de perte de charge pour $\alpha = 90^\circ$ qui, bien que très faible par rapport à $\Lambda(0)$, n'est pas nul.

Pour $\alpha = 0$ nos valeurs sont inférieures de 10% à celles calculées par la corrélation d'Idel'cik [13]:

$$\Lambda(0) = 5,54 Re_v^{-0,2}.$$

7. INFLUENCE DES PLAQUES ENTRETOISES SUR LE COEFFICIENT D'ECHANGE

Sur une grande partie du faisceau du générateur de vapeur, l'écoulement est axial, mais les tubes sont maintenus par des plaques entretoises susceptibles de modifier le coefficient d'échange.

Les Figs. 11 et 12 montrent cet effet pour deux types de plaques. Le nombre de Sherwood déterminé à une position en aval de chaque plaque est toujours rapporté à la valeur obtenue en faisceau libre.

On constate que le coefficient d'échange croît brusquement juste en aval de la plaque, d'autant plus que le nombre de Reynolds est faible.

Dans le premier cas (Fig. 11) l'effet de sillage est limité à 8 diamètres; il apparait ainsi que dans le cas d'un générateur de vapeur pour lequel les plaques entretoises sont distantes de un mètre, l'accroissement du coefficient d'échange est voisin de 4% au nombre de Reynolds nominal de 10^5 .

Dans le second cas (Fig. 12), l'effet de sillage se réduit à 5 diamètres et l'accroissement du coefficient d'échange correspondant est de 3%.

8. CONCLUSION

La présente étude a montré que le coefficient d'échange par convection sur un faisceau de tubes dépend de l'angle d'incidence α que l'écoulement fait avec les axes des tubes. Pour une incidence $\alpha \leq 60^\circ$, la loi de transfert de masse peut être mise sous la forme :

$$Sh_g = 0,347 \cos \alpha^{0,96} Sc^{1/3} Re_v^{0,64}.$$

Par analogie, elle peut être transposée au cas du transfert de chaleur. Pour les fortes incidences, l'évolution de structure du sillage des tubes vers l'état turbulent, sans recirculation, conduit à l'écoulement axial, en conduite. Cette évolution entraîne le change-

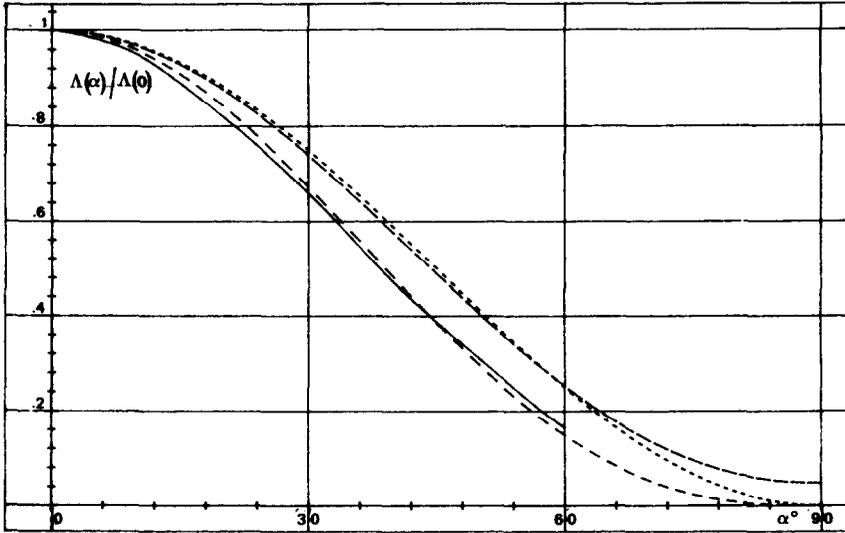


FIG. 10. Comparaison de la loi de perte de charge proposée avec les autres corrélations : —, présente étude, $(\cos \alpha)^{2,2} + 0,048(\sin \alpha)^{2,2}$; ---, Butterworth, $(\cos \alpha)^2$; - · - ·, Kazakevich, $(\cos \alpha)^{0,75}$; — — —, Zukauskas et Ulinskas, $(\cos \alpha)^{2,75}$.

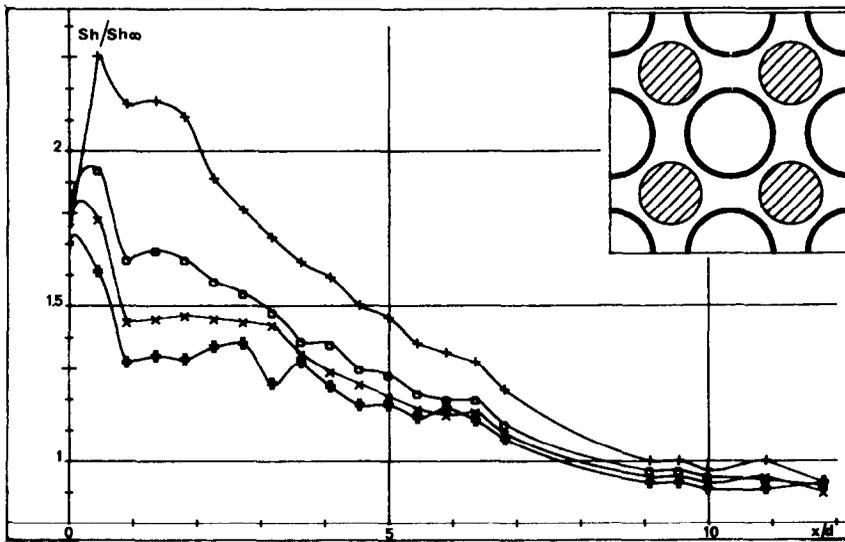


FIG. 11. Evolution du coefficient d'échange en aval d'une plaque entretoise à trous circulaires : +, $Re_v = 29000$; O, $Re_v = 57000$; x, $Re_v = 77000$; #, $Re_v = 103000$.

ment de l'exposant n du nombre de Reynolds de 0,64 à 0,82, valeur habituellement obtenue pour les écoulements internes turbulents :

$$Sh_g \rightarrow 0,024Sc^{1/3} Re_v^{0,82}$$

La perte de charge dans les faisceaux peut être mise sous la forme suivante :

$$\Lambda(\alpha) = \Lambda(0)[(\cos \alpha)^{2,2} + 0,048(\sin \alpha)^{2,2}]$$

avec

$$\Lambda(0) = 5Re_v^{-0,2}$$

pour $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ et $6.10^3 < Re_v < 10^5$.

Le changement de structure de l'écoulement pour $\alpha > 60^\circ$ ne modifie pas de façon sensible l'évolution du coefficient de perte de charge.

Enfin, l'effet perturbateur de plaques entretoises sur le faisceau axial a été examiné. Cette étude expérimentale devrait permettre une meilleure modélisation des échangeurs tubulaires, sauf pour les incidences les plus fortes, pour lesquelles l'évolution de la structure de l'écoulement reste inconnue.

BIBLIOGRAPHIE

1. M. Mahfoud, Contribution à l'étude expérimentale de l'écoulement et du transfert massique dans un échangeur

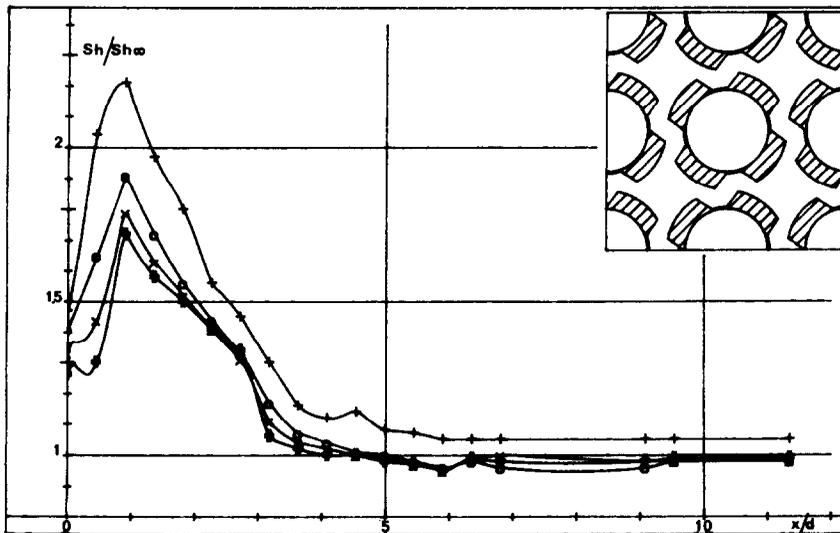


FIG. 12. Evolution du coefficient d'échange en aval d'une plaque entretoise quadrifoliée : +, $Re_v = 29\,000$; \bigcirc , $Re_v = 56\,000$; \times , $Re_v = 76\,500$; #, $Re_v = 102\,000$.

- à faisceau tubulaire incliné, Thèse INPL (Février 1984).
2. M. Martin et M. Lebouche, A propos de l'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse en régime de couche limite. Application au cas du cylindre frontal en régime de convection forcée. *C. r. Scient. GUT*, 65 (Janvier 1977).
 3. H. G. Groehn, Influence of the yaw angle on heat transfer and pressure drop of tube bundle heat exchanger. *Seventh International Heat Transfer Conference*, Munich, Vol. 6, pp. 203–208 (1982).
 4. A. P. Ornatski, Heat transfer on tube bundles as a function of the angle of impingement, *Sov. Kulturbostroeme* 2, 48–52 (1940).
 5. A. Zukauskas and R. Ulinskas, Efficiency parameters for heat transfer in tube banks, *Heat Transfer Engng* 6(1), 19–25 (1985).
 6. F. W. Dittus, F. W. Boelter and L. M. K. Boelter, Heat transfer in automobile radiators of the tubular type, *Univ. Calif. Publ. Engng* 2, 443 (1930).
 7. J. Weisman, Heat transfer to water flowing parallel to tubes bundles, *Nucl. Sci. Engng* 6, 78–79 (1959).
 8. M. Rieger, Etude expérimentale du transfert de chaleur dans les faisceaux tubulaires en écoulement parallèle pour une densité des flux thermiques constante dans le domaine des nombres de Prandtl moyens. Direction des piles atomiques. Centre d'Etudes nucléaires de Saclay. Rapport CEA-R3599 Euratom-3879 f (1969).
 9. J. Gosse et R. Schiestel, Convection forcée turbulente dans les faisceaux de tubes en attaque longitudinale, *Rev. Gén. Therm. Fr* No. 206, 75–86 (Février 1979).
 10. A. Boissier, M. de Chatillon, D. Gautier, R. Perez, A. Marchand, A. Pirovano et S. Viannay, Les pertes de charge et le transfert thermique, côté gaz, dans les échangeurs de chaleur à tubes lisses, à circulations orthogonales. *Bull. Dir. Etudes Rech.* No. 2/3, Série A, Edition La Houille Blanche (1971).
 11. D. Butterworth, The development of a model for three dimensional flow in tubes bundles, *Int. J. Heat Mass Transfer* 21, 253–256 (1978).
 12. F. P. Kazakevich, Influence of the angle of approach of a gas stream on the aerodynamic resistance of a tube bundle, *Izv. Vses. Teplotekh. Inst. Imoni. F.E. Dzerzhinskogo* No. 8, 7–12 (1952).
 13. I. E. Idel'cik, *Memento des Pertes des Charge*. Eyrolles, Paris (1960).

EXPERIMENTAL STUDY OF MASS TRANSFER COEFFICIENTS AND FRICTION FACTOR INSIDE A BUNDLE, AS A FUNCTION OF THE YAW ANGLE

Abstract—This experimental study concerns local and overall measurements of mass transfer coefficients by an electrochemical method, on a cylinder placed inside a bundle. The yaw angle is variable: 0° , 22.5° , 45° , 60° , 90° ; the Reynolds number lies between 10^4 and 10^5 . From the Chilton-Colburn analogy, a heat transfer law is deduced: $Nu = f(Pr, Re, A)$. A correlation is also proposed for friction factors, as a function of α . Finally, the effect of bundle supports over transfer coefficients is characterized.

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DES STOFFÜBERGANGSKOEFFIZIENTEN
UND DES WIDERSTANDSBEIWERTS IN EINEM ROHRBÜNDEL IN
ABHÄNGIGKEIT VOM ANSTRÖMWINKEL

Zusammenfassung—Die Untersuchung beschäftigt sich mit Messungen des örtlichen und mittleren Stoffübergangskoeffizienten an einem Zylinder innerhalb eines Rohrbündels mittels einer elektrochemischen Methode. Die Untersuchungen werden für Anströmwinkel von 0°, 22,5°, 45°, 60°, 90° und für Reynolds-Zahlen zwischen 10⁴ und 10⁵ durchgeführt. Gemäß der Chilton/Colburn-Analogie wird eine Gleichung zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten hergeleitet: $Nu = f(Pr, Re, \alpha)$. Außerdem wird eine Korrelation für den Widerstandsbeiwert in Abhängigkeit von α vorgeschlagen. Schließlich wird noch der Einfluß des Bündleffekts auf die Übergangskoeffizienten aufgezeigt.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ МАССООБМЕНА И
ТРЕНИЯ В ПУЧКЕ ТРУБ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УГЛА СКОСА ПОТОКА

Аннотация—Электрохимическим методом экспериментально исследованы коэффициенты массообмена для цилиндра в пучке труб и при значениях угла скоса потока 0°, 22,5°, 45°, 60°, 90° и значениях числа Рейнольдса от 10⁴ до 10⁵. На основании аналогии Чилтона–Колберна выведен закон теплообмена $Nu = f(Pr, Re, \alpha)$. Предложено обобщенное соотношение для коэффициентов трения в зависимости от α . Установлено влияние опоры пучка на коэффициенты переноса.