

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA CONVECTION FORCEEE TURBULENTE LE LONG DE PLAQUES RUGUEUSES

D. BETTERMANN

Laboratoire d'Aérodynamique du C.N.R.S., Meudon, Seine-et-Oise

(Reçu le 12 Juillet 1965)

Résumé—Les profils des vitesses et des températures sont mesurés le long de six plaques, rendues rugueuses par fraisage, dans un écoulement incompressible sans gradient de pression, où le nombre de Reynolds maximal est $2,3 \times 10^6$.

En déterminant, pour chaque plaque rugueuse, une surface de référence qui se situe entre le pied et la tête de la rugosité, une représentation universelle des profils des vitesses peut être obtenue.

A partir des profils des vitesses et des profils des températures, on calcule le frottement et la convection thermique à la paroi. Une comparaison entre les deux coefficients est donnée.

NOMENCLATURE

δ_1 ,	épaisseur de déplacement;	y ,	extérieure de la couche limite;
δ_2 ,	épaisseur de quantité de mouvement;	y_s ,	distance à la surface de référence;
δ_3 ,	épaisseur de force vive;	x ,	distance au sommet de la rugosité;
Δ_1 ,	épaisseur de déplacement thermique;		abscisse dans la direction de l'écoulement;
Δ_2 ,	épaisseur d'enthalpie;	$\Delta u/u_f$,	effet de la rugosité
ϵ ,	correction de l'origine de l'ordonnée y_s ;		$(\sqrt{[2/C_f]_{\text{lisse}}} - \sqrt{[2/C_f]_{\text{rugeux}}})$.
θ ,	différence de température ($T_p - T$);		
θ_∞ ,	différence de température ($T_p - T_\infty$);		
κ ,	rapport entre le pas et la hauteur de la rugosité;		
ν ,	viscosité cinématique;		
τ_p ,	contrainte pariétale;		
ρ ,	masse volumique de l'air;		
C_f ,	coefficient local de frottement;		
C_H ,	coefficient local de transport d'enthalpie;		
c_p ,	chaleur spécifique à pression constante;		
D ,	pas de la rugosité;		
H_δ ,	paramètre de forme (δ_1/δ_2);		
H_Δ ,	paramètre de forme thermique (Δ_1/Δ_2);		
k ,	hauteur de la rugosité;		
u ,	vitesse moyenne en un point de la couche limite;		
u_f ,	vitesse de frottement ($\sqrt{[\tau_p/\rho]}$);		
u_∞ ,	vitesse moyenne à la frontière extérieure;		
T ,	température absolue en un point de la couche limite;		
T_p ,	température absolue de la paroi;		
T_∞ ,	température absolue à la frontière		

1. PARTIE EXPERIMENTALE

LE DISPOSITIF expérimental et le procédé de mesure ont déjà été décrits dans une publication antérieure [1].

Toutes les plaques étudiées sont en cuivre rouge, dont la bonne conductibilité thermique est favorable à une bonne homogénéité thermique. Les dimensions de la plaque sont données sur la Fig. 1. L'origine des abscisses x est comptée à partir de l'extrémité du bord d'attaque. La partie rugueuse est donc précédée d'une partie lisse, de 170 mm de longueur. Pour toutes les plaques, la base des rugosités est au même niveau que le bord d'attaque (Fig. 2).

Les plaques étudiées ont été rendues rugueuses par fraisage de traverses de section carrée, perpendiculaires à la direction de l'écoulement. Les traverses et la plaque ne constituant qu'un même bloc, la température des traverses est donc toujours très voisine de celle de la plaque.

La hauteur k de la rugosité et le rapport κ entre le pas et la hauteur de la rugosité sont indiqués sur le Tableau 1.

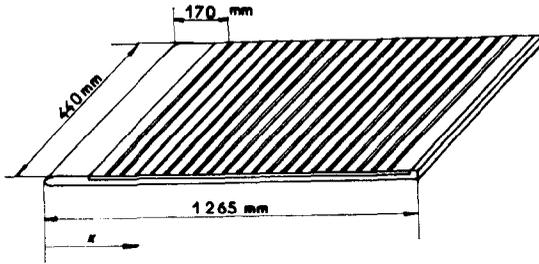


FIG. 1. Schéma des plaques rugueuses utilisées.

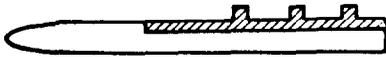


FIG. 2.

Tableau 1

Plaque No.	Hauteur de la rugosité k (mm)	Rapport entre le pas et la hauteur de la rugosité $\kappa = D/k$
1	3	2,65
2	3	3,30
3	1,9	4,21
4	2,4	4,13
5	4	4,18

Le rapport κ est à peu près constant pour les plaques 3, 4 et 5; ces plaques sont ainsi géométriquement semblables. Les plaques 1 et 2, ont une même hauteur de rugosité mais un pas différent. Nous avons réalisé la plaque 6 en arrondissant les rugosités de la plaque 5, de façon à obtenir un demi-cercle à la partie supérieure, tout en conservant la hauteur k (Fig. 3).

Pour toutes les plaques, les profils des températures et des vitesses ont été mesurés à partir du sommet des rugosités.

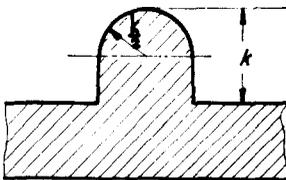


FIG. 3. Type de rugosité arrondie.

2. RESULTATS CONCERNANT LE FROTTEMENT

2.1. En coordonnées semilogarithmiques, la partie rectiligne du profil des vitesses pour la plaque lisse sans gradient de pression, étudiée dans la même soufflerie par Brunello [1], est donnée par la relation

$$\frac{u}{u_f} = 5,6 \log_{10} \frac{yu_f}{\nu} + 5,2 \quad (1)$$

où u_f représente la vitesse de frottement, définie par

$$u_f = \sqrt{\left[\frac{\tau_p}{\rho}\right]} = u_\infty \sqrt{\left[\frac{C_f}{2}\right]}$$

En multipliant les deux membres par u_f/u_∞ , l'équation (1) peut encore s'écrire:

$$\frac{u}{u_\infty} = 5,6 \sqrt{\left[\frac{C_f}{2}\right]} \log_{10} \frac{yu_\infty}{\nu} + 5,6 \sqrt{\left[\frac{C_f}{2}\right]} \left(\log_{10} \sqrt{\left[\frac{C_f}{2}\right]} + 0,928 \right) \quad (2)$$

Si l'on porte les valeurs de la vitesse réduite u/u_∞ en fonction du logarithme de l'ordonnée réduite yu_∞/ν , l'équation (2) est représentée par une famille de droites. Le coefficient local de frottement se calcule à partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine de chaque droite.

2.2. Hama [2] a montré que, dans le cas d'un écoulement aérodynamiquement rugueux, la partie rectiligne du profil des vitesses en coordonnées semilogarithmiques doit se déplacer parallèlement à elle-même vers le bas, d'une grandeur $\Delta u/u_f$ dépendant du nombre de Reynolds ku_f/ν . Pour les plaques rugueuses, l'équation (1) s'écrit donc sous la forme:

$$\frac{u}{u_f} = 5,6 \log_{10} \frac{yu_f}{\nu} + 5,2 - \frac{\Delta u}{u_f} \quad (3)$$

où $\Delta u/u_f$ caractérise l'effet de la rugosité.

Nous pourrions alors utiliser, dans le cas de la plaque rugueuse, la méthode de détermination du coefficient de frottement employée dans le cas de la plaque lisse.

Pour cela, il est nécessaire de préciser le point où, pour l'écoulement moyen, sera choisie l'origine des ordonnées, non connue a priori.

Soit y_s l'ordonnée correspondant à une origine située au sommet de la rugosité, soit y

l'ordonnée correspondant à une origine située à la distance ϵ au-dessous de la tête de la rugosité. L'équation (3) peut alors s'écrire:

$$\frac{u}{u_\infty} = 5,6 \sqrt{\left[\frac{C_f}{2}\right]} \log_{10} \frac{(y_s + \epsilon)u_\infty}{\nu} + \sqrt{\left[\frac{C_f}{2}\right]} \left(5,6 \log_{10} \sqrt{\left[\frac{C_f}{2}\right]} + 5,2 - \frac{\Delta u}{u_f}\right) \quad (4)$$

Pour trouver les valeurs exactes de C_f et de $\Delta u/u_f$, il faut déterminer avec précision la grandeur ϵ . On y arrive en remarquant qu'une très faible variation sur la valeur de ϵ , et donc sur l'origine des ordonnées, modifie la courbure du profil des vitesses dans la zone où elle devrait être rectiligne. Si l'on porte u/u_∞ en fonction du logarithme de $y_s + \epsilon$, il est possible, par des approximations successives, de trouver une valeur de ϵ conduisant à une partie rectiligne du profil des vitesses.

La détermination des valeurs de ϵ pour tous les profils de toutes les plaques conduit aux remarques suivantes.

Le valeur de ϵ varie entre 18 et 40% de la hauteur de la rugosité suivant les différentes plaques.

Pour une plaque donnée, la valeur de ϵ est indépendante de l'abscisse x et de la vitesse u_∞ de l'écoulement libre.

On pourrait donc admettre que chaque plaque rugueuse, dont la rugosité est régulièrement distribuée, possède une surface de référence, indépendante du nombre de Reynolds, surface qui se situe entre le pied et la tête de la rugosité.

En prenant cette surface de référence comme origine des profils des vitesses, l'équation (3) est vérifiée. La Fig. 4 le montre dans un cas particulier correspondant à la plaque 1 et à un nombre de Reynolds $Re = 2 \times 10^6$. Il est possible, sur cette figure, de déterminer $\Delta u/u_f$.

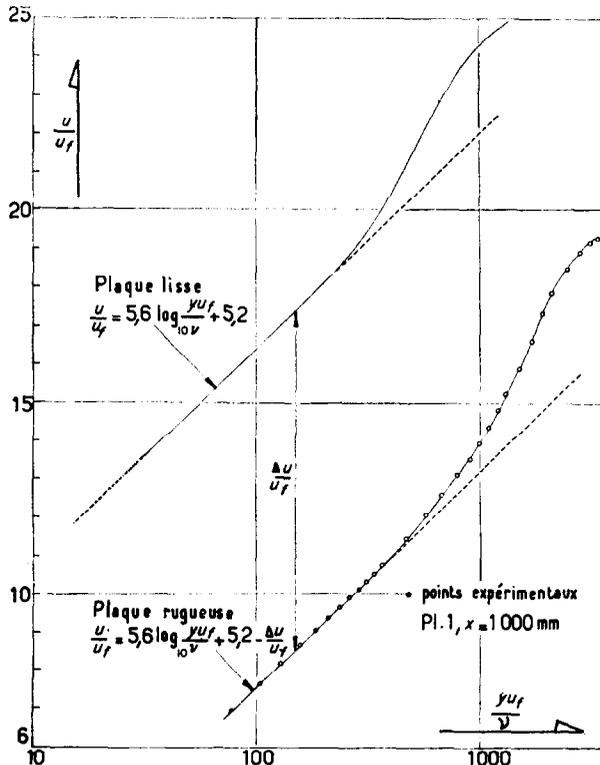


FIG. 4. Profil des vitesses sur une plaque rugueuse.

Sur la Fig. 5, nous avons porté u/u_f en fonction du logarithme yu_f/ν pour cinq profils des vitesses de la plaque 1, correspondant à des abscisses différentes. Pour simplifier la représentation, nous avons cherché, pour chaque profil, une valeur, $\nu' = n.\nu$, de la viscosité cinématique, telle que la partie rectiligne coïncide avec la

partie rectiligne correspondante de la plaque lisse. Sur la figure, les profils ont été représentés séparément par un déplacement de l'origine.

Avec ces valeurs ν' de la viscosité cinématique, les profils des vitesses correspondant à l'abscisse $x = 1000$ mm pour les différentes plaques étudiées sont représentés sur la Fig. 6.

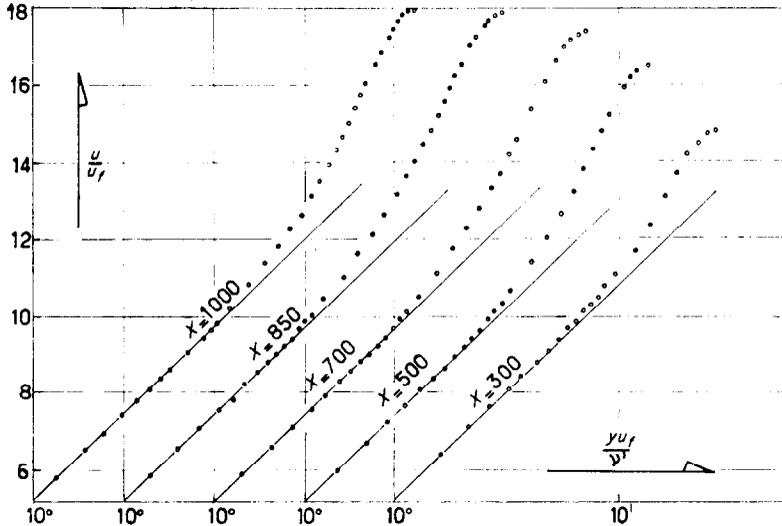


FIG. 5. Loi de la paroi pour différentes abscisses d'une plaque rugueuse (plaque n°1).

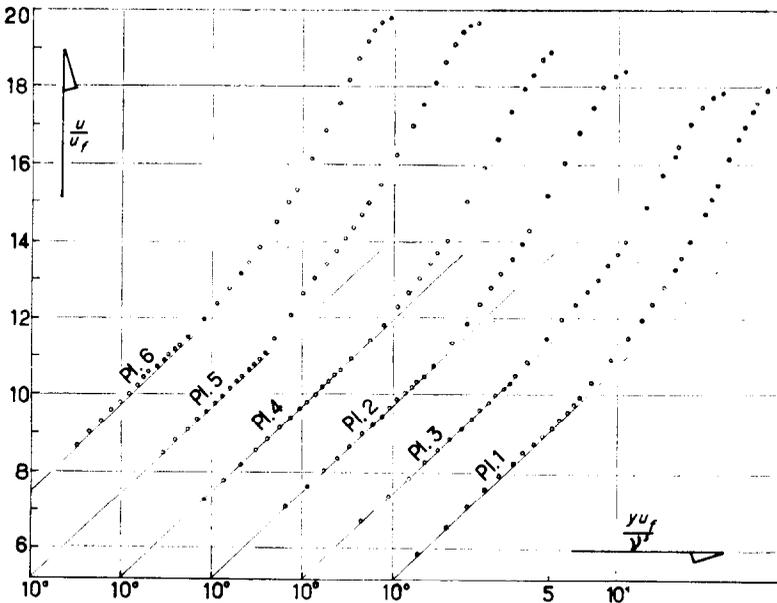


FIG. 6. Loi de la paroi pour l'abscisse $x = 1000$ mm des différentes plaques rugueuses.

2.3. Le tracé d'un profil des vitesses sous la forme u/u_∞ en fonction du logarithme de y permet donc, d'après l'équation (4), de déterminer le coefficient de frottement par la pente de la droite, et de trouver ensuite la valeur correspondante de $\Delta u/u_f$. La valeur de l'effet de la rugosité $\Delta u/u_f$ peut être aussi obtenue à l'aide de courbes qui donnent la vitesse réduite u/u_f en fonction du logarithme de l'ordonnée réduite $y u_f/\nu$ en mesurant la distance entre la partie rectiligne de la courbe pour la plaque lisse et la partie rectiligne de la courbe pour la plaque rugueuse (Fig. 4).

En représentant u/u_f en fonction du logarithme du nombre de Reynolds $Re_k = k u_f/\nu$ (Fig. 7), nous avons alors vérifié la relation :

$$\frac{\Delta u}{u_f} = 5,6 \log \frac{k u_f}{\nu} + \text{Cte} \quad (5)$$

Pour $\kappa = 4$, les points sont alignés. Les résultats sont en bon accord avec les valeurs de Moore [3] qui avait utilisé des traverses de section carrée avec la même valeur de κ . Pour les plaques 1 et 2, on peut supposer le même comportement malgré le peu de résultats obtenus. Ainsi, la constante de l'équation (5) serait uniquement fonction du rapport κ .

2.4. Clauser [4] a signalé que la loi déficitaire sous la forme (6)

$$\frac{u_\infty - u}{u_f} = f \left(\frac{y}{\delta_1} \sqrt{\left[\frac{C_f}{2} \right]} \right) \quad (6)$$

est universelle pour la plaque rugueuse comme pour la plaque lisse.

Sur la Fig. 8, nous avons porté la vitesse réduite déficitaire $(u - u_\infty)/u_f$ en fonction de l'ordonnée réduite $y/\delta_1 \cdot \sqrt{[C_f/2]}$, pour différentes abscisses et différentes vitesses de différentes plaques, où y représente la distance à la surface de référence telle qu'elle a été définie ci-dessus. On remarque que la loi est universelle, quels que soient le nombre de Reynolds et la rugosité. Les points expérimentaux se trouvent un peu au-dessous de la courbe donnée par Clauser.

En coordonnées semilogarithmiques, cette loi déficitaire présente, pour la plaque lisse, une partie rectiligne. Les résultats expérimentaux de Brunello conduisent à définir cette partie rectiligne par la relation

$$\frac{u_\infty - u}{u_f} = - \left(5,6 \log_{10} \frac{y}{\delta_1} \sqrt{\left[\frac{C_f}{2} \right]} + 0,4 \right) \quad (7)$$

Si la loi déficitaire reste valable pour la plaque rugueuse comme pour la plaque lisse, on peut établir une relation universelle entre le coefficient de frottement et les dimensions d'une certaine forme de rugosité.

En retranchant l'équation (7) de l'équation (3), on obtient

$$\sqrt{\left[\frac{2}{C_f} \right]} = 5,6 \log_{10} \frac{\delta_1 u_\infty}{\nu} + 4,8 - \frac{\Delta u}{u_f} \quad (8)$$

Si l'on remplace dans l'équation (8), le rapport $\Delta u/u_f$ par sa valeur tirée de l'équation (5), il vient :

$$\sqrt{\left[\frac{2}{C_f} \right]} = 5,6 \log_{10} \frac{\delta_1}{k} \sqrt{\left[\frac{2}{C_f} \right]} + 4,8 - \text{Cte} \quad (9)$$

Pour $0,18 < 1/\kappa < 1$, nous avons trouvé une relation entre κ et la constante de l'équation (9), ce qui nous a permis d'écrire le coefficient local de frottement pour les plaques rugueuses sous la forme :

$$\sqrt{\left[\frac{2}{C_f} \right]} = 5,6 \log_{10} \frac{\delta_1}{k} \sqrt{\left[\frac{2}{C_f} \right]} + 22,15 \quad (1 - 1,28 \log_{10} \kappa) \quad (10)$$

Sur la Fig. 9, nous représentons $\sqrt{[2/C_f]}$ en fonction de

$$\log_{10} \frac{\delta_1}{k} \sqrt{\left[\frac{2}{C_f} \right]}$$

en prenant κ comme paramètre. On remarque que le coefficient de frottement pour les plaques étudiées est bien exprimé par la relation (10).

2.5. Pour contrôler les valeurs de C_f obtenues par la méthode de "linéarisation" des profils des vitesses dans la représentation semilogarithmique précisée par l'équation (4), nous avons utilisé la relation globale de la quantité de mouvement qui s'écrit, dans le cas actuel, si le gradient de pression est nul,

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\delta_2}{dx} \quad (11)$$

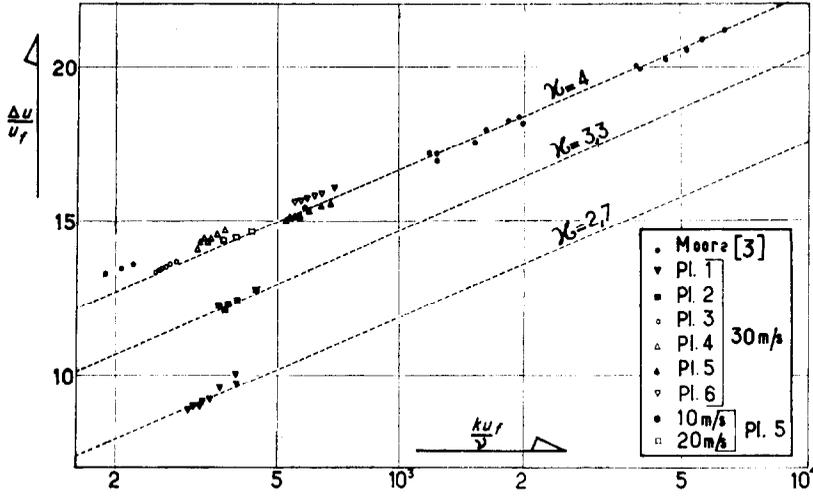


FIG. 7. Relation entre l'effet de rugosité $\Delta u/u_f$ et le nombre de Reynolds $Re_k = k u_f/\nu$.

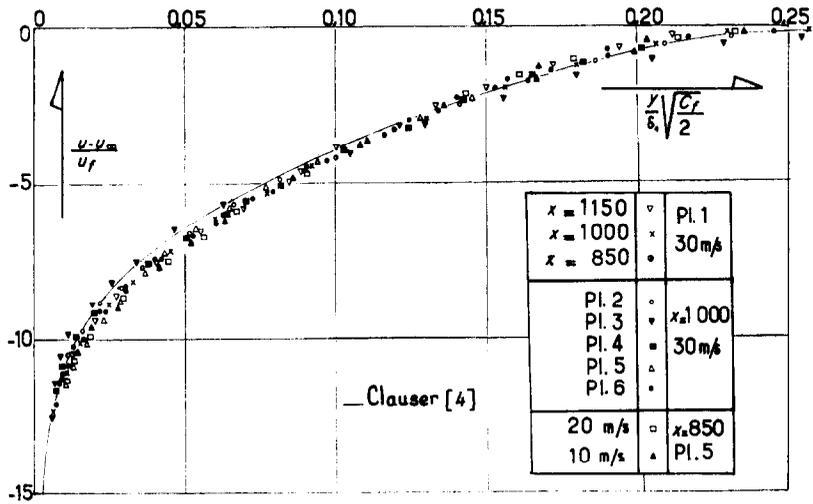


FIG. 8. Courbe universelle pour différentes plaques étudiées.

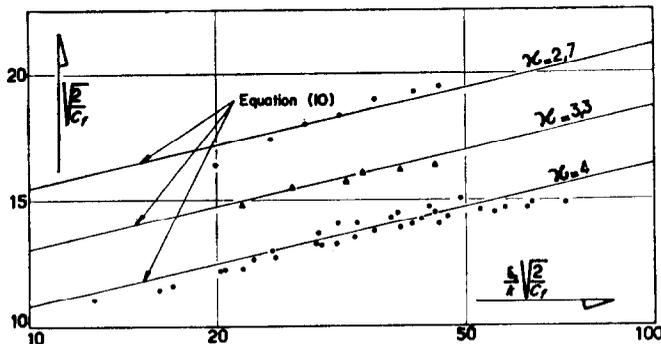


FIG. 9. Loi du coefficient local de frottement pour les plaques rugueuses étudiées.

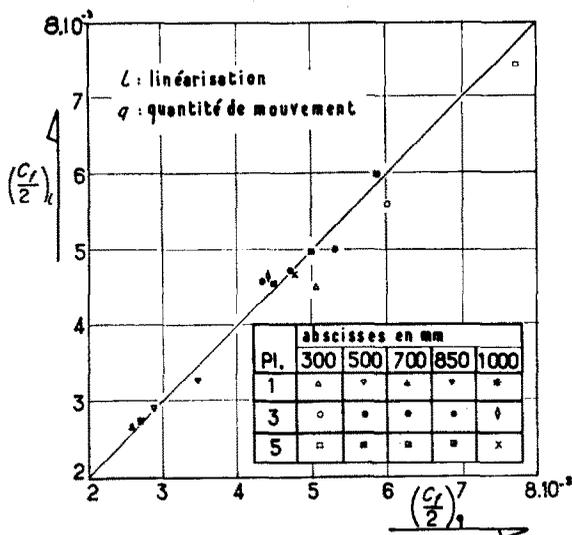


FIG. 10. Comparaison des valeurs du coefficient de frottement obtenues par les deux méthodes.

Par dérivation graphique, nous avons déterminé, pour toutes les abscisses des différentes plaques étudiées, les valeurs correspondantes du coefficient local de frottement. Sur la Fig. 10, nous avons porté, pour cinq abscisses différentes de trois plaques, les valeurs obtenues par les deux méthodes. On remarque un écart maximal de 8%. Mais si l'on tient compte des erreurs qu'entraîne l'application graphique, on peut dire que l'accord est assez bon.

3. RESULTATS CONCERNANT LA CONVECTION

3.1. Dans le cas d'une plaque plane sans gradient de pression, le coefficient local de transport d'enthalpie (ou nombre de Stanton) est donné, à partir de la relation globale de l'énergie par la relation:

$$C_H = \frac{dA_2}{dx} - \frac{u_\infty^2}{2c_p \theta_\infty} \frac{d\delta_3}{dx} \quad \left. \vphantom{C_H} \right\} (12)$$

où

$$A_2 = \int_0^\infty \frac{u}{u_\infty} \left(1 - \frac{\theta}{\theta_\infty}\right) dy$$

représente l'épaisseur d'enthalpie et

$$\delta_3 = \int_0^\infty \frac{u}{u_\infty} \left[1 - \left(\frac{u}{u_\infty}\right)^2\right] dy$$

l'épaisseur de force vive qui fait intervenir la perte d'énergie dans la couche limite dynamique. C'est cette équation que nous utilisons pour le calcul du coefficient de transfert d'enthalpie.

3.2. Pour toutes les plaques, la température moyenne T_p est d'environ 42°C. Nous avons supposé constantes les propriétés physiques de l'air. Cette approximation entraîne de petites erreurs, puisque la température varie le long de la paroi. Dans notre cas, le gradient de température est faible et les variations de la viscosité et de la conductibilité thermique ne sont pas importantes. Toutes les grandeurs physiques sont rapportées à la température de l'écoulement hors de la couche limite.

Nous avons déterminé les profils des températures à l'aide d'un thermocouple dont les fils d'arrivée sont perpendiculaires à la direction de l'écoulement. Les fils ont 0,3 mm de diamètre et sont en B.T.E.-C.T.E. Sur une longueur d'environ 4 cm, ils sont parallèles à la plaque, donc à la même température que la soudure, rendant ainsi négligeable l'effet de la conduction thermique le long des fils.

Nous avons tenu compte du frottement sur la soudure d'après la relation

$$T = T_{\text{mesuré}} - r \frac{u^2}{2c_p} \quad (13)$$

où r est le facteur thermique pariétal moyen du couple et $T_{\text{mesuré}}$ la température de la soudure.

Les profils des températures et les profils des vitesses sont déterminés à trois reprises différentes, en prenant la moyenne des résultats; on en tire les expressions sans dimensions u/u_∞ et θ/θ_∞ , en fonction de l'ordonnée y , puis, à l'aide d'une calculatrice électronique, les différentes épaisseurs de la couche limite.

3.3. Dans le Tableau 2, sont portées, pour toutes les abscisses des différentes plaques étudiées, les valeurs correspondantes de l'épaisseur d'enthalpie et de l'épaisseur de force vive. Dans le même tableau nous avons porté, à titre de comparaison, les valeurs des paramètres de forme dynamique et thermique:

$$H_\delta = \frac{\delta_1}{\delta_2}, \quad \text{et} \quad H_\Delta = \frac{\Delta_1}{\Delta_2}$$

Tableau 2

		abscisse x en mm										
		200	300	400	500	600	700	850	1000	1150		
Δ_2	0,87	1,24	1,56	1,69	2,03	2,30	2,54	3,00	3,50			
δ_3	2,53	3,54	4,04	4,57	5,12	5,74	6,34	7,01	7,57	Plaque 1		
H_Δ	1,94	1,64	1,62	1,60	1,58	1,58	1,58	1,57	1,56	$u_\infty = 30 \text{ m/s}$		
H_δ	1,92	1,64	1,57	1,56	1,55	1,55	1,55	1,54	1,55	$\theta_\infty = 22 \text{ degC}$		
Δ_2	0,75	1,10	1,36	1,58	1,84	2,13	2,54	2,86	3,29			
δ_3	2,85	4,01	4,61	5,38	5,95	6,52	7,56	8,51	9,24	Plaque 2		
H_Δ	1,69	1,67	1,65	1,64	1,64	1,64	1,63	1,63	1,63	$u_\infty = 30 \text{ m/s}$		
H_δ	2,00	1,77	1,65	1,62	1,62	1,61	1,61	1,60	1,60	$\theta_\infty = 22 \text{ degC}$		
Δ_2	0,79	1,13	1,39	1,70	2,06	2,37	2,60	2,85	3,40			
δ_3	1,31	2,49	3,35	4,17	4,97	5,85	7,65	7,48	9,69	Plaque 3		
H_Δ	1,78	1,74	1,72	1,71	1,70	1,70	1,69	1,69	1,69	$u_\infty = 30 \text{ m/s}$		
H_δ	2,34	1,75	1,70	1,69	1,69	1,69	1,69	1,68	1,68	$\theta_\infty = 22 \text{ degC}$		
Δ_2	0,80	1,15	1,49	1,79	2,05	2,34	2,66	2,95	3,45			
δ_3	2,94	4,19	5,13	5,92	6,71	7,49	8,79	9,88	10,98	Plaque 4		
H_Δ	1,81	1,78	1,76	1,76	1,76	1,75	1,75	1,76	1,75	$u_\infty = 30 \text{ m/s}$		
H_δ	1,98	1,81	1,75	1,72	1,72	1,72	1,72	1,71	1,71	$\theta_\infty = 22 \text{ degC}$		
Δ_2	0,82	1,18	1,58	1,86	2,08	2,22	2,80	3,05	3,22			
δ_3	4,02	5,97	6,82	7,59	8,51	9,42	10,53	11,71	12,82	Plaque 5		
H_Δ	1,85	1,78	1,78	1,77	1,77	1,77	1,76	1,76	1,76	$\theta_\infty = 30 \text{ m/s}$		
H_δ	2,20	1,95	1,81	1,76	1,75	1,75	1,75	1,74	1,74	$u_\infty = 22 \text{ degC}$		
Δ_2	0,93		1,72		2,54		3,12		3,90			
δ_3	3,88		6,79		8,83		10,82		13,21	Plaque 5		
H_Δ	2,05		1,87		1,84		1,83		1,81	$\theta_\infty = 20 \text{ m/s}$		
H_δ	2,13		1,82		1,80		1,79		1,79	$u_\infty = 22 \text{ degC}$		
Δ_2	1,05		2,00		2,80		3,51		4,50			
δ_3	4,02		7,14		9,21		11,25		13,21	Plaque 5		
H_Δ	2,06		1,99		1,91		1,89		1,86	$u_\infty = 10 \text{ m/s}$		
H_δ	2,10		1,95		1,90		1,87		1,85	$\theta_\infty = 22 \text{ degC}$		
Δ_2	0,75	1,07	1,41	1,75	1,96	2,31	2,51	2,95	3,20			
δ_3	3,81	5,44	6,39	7,37	8,26	9,21	10,45	11,90	12,93	Plaque 6		
H_Δ	1,86	1,82	1,80	1,80	1,79	1,78	1,81	1,79	1,79	$u_\infty = 30 \text{ m/s}$		
H_δ	2,21	1,95	1,83	1,80	1,78	1,78	1,78	1,78	1,77	$\theta_\infty = 22 \text{ degC}$		

3.4. A partir des épaisseurs Δ_2 et δ_3 nous avons déterminé, à l'aide de l'équation (12) et par dérivation graphique, le coefficient local de transfert d'enthalpie C_H (nombre de Stanton).

Les valeurs des paramètres H_3 et H_4 pour les différentes plaques étudiées sont portées sur la Fig. 11. Pour de grandes abscisses, les deux paramètres deviennent sensiblement constants et, pour une plaque donnée, les deux paramètres ont à peu près la même valeur.

Sur la Fig. 12, nous avons représenté, pour trois plaques ayant même hauteur de rugosité les valeurs du coefficient C_H , ainsi que son rapport avec le demi coefficient de frottement, $2C_H/C_f$, en fonction de l'abscisse x .

La détermination des valeurs de C_H est peu précise parce qu'elle est obtenue à partir des pentes des courbes. Il est cependant visible que, à partir de certaines valeurs du nombre de Reynolds, C_H devient constant, au moins pour des valeurs de κ suffisamment grandes.

L'influence du pas des rugosités sur l'échange de chaleur est moins importante que sur le frottement.

La rugosité conduisant à la valeur la plus

élevée de C_H donne le plus faible rapport $2C_H/C_f$.

Le comportement des courbes $2C_H/C_f$ au début de la plaque est dû au fait que le bord d'attaque est au même niveau que les pieds des rugosités. Le changement brusque de l'écoulement au niveau de la première rugosité augmente plus le coefficient de frottement que le coefficient de convection.

Sur la Fig. 13, nous avons porté pour les plaques 3, 4 et 5 ayant des rugosités géométriquement semblables et pour la plaque 6, les valeurs de C_H et de $2C_H/C_f$ en fonction de l'abscisse x . On remarque que la hauteur de la rugosité n'est pas le seul paramètre qui détermine la loi d'échange de chaleur. Pour la plaque 6, déduite de la plaque 5 en arrondissant les rugosités, l'échange de chaleur est amélioré de 15% par rapport à la plaque 5.

Pour la plaque 5, des mesures à trois vitesses différentes ont été faites. Les courbes correspondantes sont portées sur la Fig. 14. Pour de petites abscisses, l'écart entre les courbes est important; loin en aval les courbes se confondent; C_H et $2C_H/C_f$ ne dépendent plus de la vitesse de l'écoulement libre.

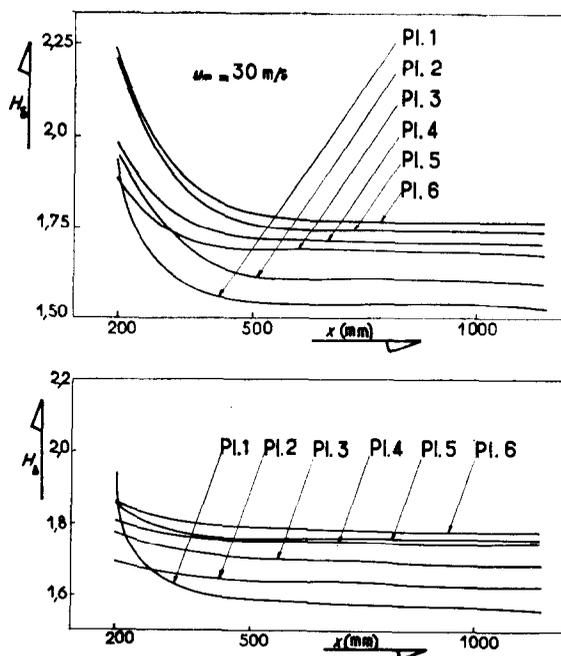


FIG. 11. Paramètres de forme dynamique et thermique en fonction de l'abscisse x , pour les différentes plaques rugueuses

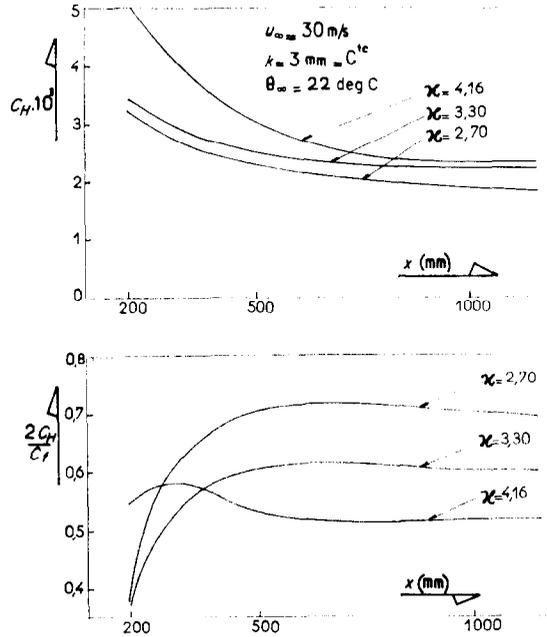


FIG. 12. Influence du pas de la rugosité sur le coefficient local de convection et le rapport $2C_H/C_f$.

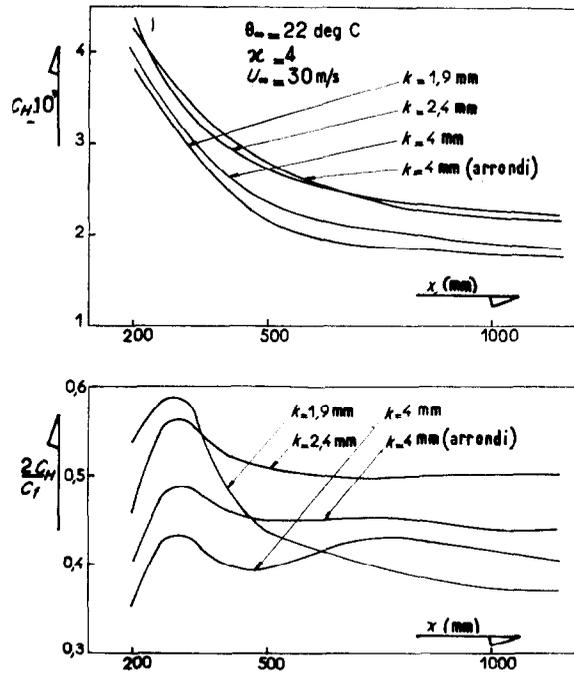


FIG. 13. Coefficient local de convection et rapport $2C_H/C_f$ pour des plaques ayant même densité de rugosités.

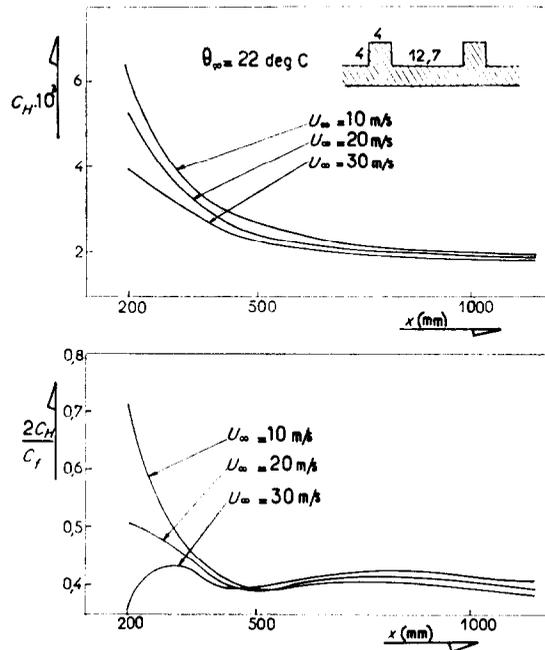


FIG. 14. Influence de la vitesse de l'écoulement libre sur le coefficient local de convection et le rapport $2C_H/C_f$ d'une plaque rugueuse.

REMERCIEMENTS

Cette étude fait suite à d'autres recherches [1, 5 et 6] réalisées au Laboratoire d'Aérodynamique du Centre National de la Recherche Scientifique et poursuivies par d'autres chercheurs, en particulier par M. Gougat.

Je tiens à remercier M. le Professeur Brun de m'avoir donné la possibilité d'effectuer ce travail et d'avoir dirigé mes recherches par ses précieux conseils pendant plus de deux ans.

BIBLIOGRAPHIE

1. G. BRUNELLO, Contribution à l'étude de la convection forcée, P.S.T. du Ministère de l'Air, No. 332 (1957).
2. F. R. HAMA, Boundary layer characteristics for smooth and rough surfaces, *Trans. Soc. Nav. Archit. Mar. Engrs., N.Y.* **62**, 333-58 (1954).
3. W. F. MOORE, An experimental investigation of boundary layer development along a rough surface, Ph.D Dissertation, State University of Iowa (1951).
4. F. H. CLAUSER, Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients, *J. Aeronaut. Sci.* **20**, 648 (1953).
5. E. A. BRUN et H. PLUM, Etude expérimentale d'une couche limite le long d'une plaque rugueuse, *(J. Rech. Cent. Natn. Rech. Scient.* **53** (1960).
6. J. DOENECKE, Contribution à l'étude de la convection forcée turbulente le long de plaques rugueuses, *Int. J. Heat Mass Transfer* **7**, 133-142 (1964).

Abstract—Velocity and temperature profiles are measured along six plates roughened by milling slots. The flow is incompressible without pressure gradient and the maximum Reynolds number is about 2.3×10^6 .

For each plate a mean surface is determined which lies between the base and top of the roughness elements. By means of this mean surface a universal representation of the velocity profiles is possible.

The friction and heat-transfer coefficients are evaluated by means of the velocity and temperature profiles. A comparison between these two coefficients is presented.

Zusammenfassung—Geschwindigkeits- und Temperaturprofile werden entlang von sechs Platten mit eingefrästen Rauigkeiten gemessen. Die Strömung ist inkompressibel ohne Druckgradient, und die maximale Reynoldszahl liegt bei $2,3 \cdot 10^6$.

Für jede raue Platte wird eine mittlere Oberfläche bestimmt, die sich zwischen Fuss und Kopf der Rauigkeit befindet. Mit Hilfe dieser mittleren Oberfläche wird eine universelle Darstellung der Geschwindigkeitsprofile erreicht.

Ausgehend von den Geschwindigkeits- und Temperaturprofilen, werden die Reibung und der Wärmeübergang längs der Platte berechnet. Ein Vergleich dieser beiden Größen wird gegeben.

Аннотации—Измерены распределения скорости и температуры по длине шести пластин, на поверхности которых фрезой сделаны канавки, при безградиентном обтекании несжимаемым потоком, $Re_{\max} \simeq 2,3 \cdot 10^6$. Для каждой пластины определена средняя площадь поверхности между основанием и вершиной выступов. На основании этой средней площади поверхности можно построить универсальные профили скорости. Коэффициенты трения и теплообмена рассчитаны с помощью профилей скорости и температуры. Дается сравнение этих двух коэффициентов.