

RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE AVEC ASPIRATION ET CHAUFFAGE A LA PAROI

L. FULACHIER, E. VEROLLET et I. DEKEYSER

Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence, Laboratoire Associé au C.N.R.S.,
12, avenue Général Leclerc, 13003 Marseille, France

(reçu le 1 octobre 1976)

Résumé—L'influence de l'aspiration sur la couche limite turbulente pleinement développée d'une plaque plane chauffée est étudiée. On présente les profils de vitesse et de température moyennes, les coefficients d'échange à la paroi, les écarts types des fluctuations, les corrélations doubles vitesse-vitesse et vitesse-température, le nombre de Prandtl de la turbulence. Certains de ces résultats sont comparés à ceux obtenus par des méthodes de prédéterminations numériques. Le mécanisme de l'influence de l'aspiration sur les zones interne et externe de la couche limite est analysé. Une relation liant la variance des fluctuations de température à l'énergie cinétique de la turbulence est proposée.

NOTATIONS

A , taux d'aspiration, $A = -\rho_p V_p / \rho_e U_e$;
 A^+ , taux d'aspiration réduit, $A^+ = -V_p / U^*$;
 B , $= -(\overline{q'^2} / \overline{\theta'^2})^{1/2} (\partial \overline{\theta} / \partial y) / (\partial \overline{u} / \partial y)$;
 C_f , coefficient de frottement local à la paroi,
 $C_f = \tau_p / \frac{1}{2} \rho_e U_e^2$;
 C_p , chaleur spécifique à pression constante;
 H , paramètre de forme, $H = \delta_1 / \delta_2$;
 K , constante de Von Kármán;
 k , coefficient de conductibilité de l'air;
 P , pression moyenne;
 Pr , nombre de Prandtl, $Pr = \nu / \alpha$;
 Pr_t , nombre de Prandtl de la turbulence,
 $Pr_t = \nu_t / \alpha_t$;
 q , densité moyenne de flux de chaleur orthogonalement à la paroi;
 q'^2 , $= u'^2 + v'^2 + w'^2$;
 R_{sg} , coefficient de corrélation entre les fluctuations s' et g' ;
 $R_{sg} = \overline{s'g'} / (\overline{s'^2} \overline{g'^2})^{1/2}$;
 St , nombre de Margoulis-Stanton,
 $St = q_p / \rho_e C_p U_e (\Theta_p - \Theta_e)$;
 u, v, w , composantes de la vitesse instantanée respectivement selon les directions x, y, z ;
 U_e , vitesse de l'écoulement extérieur;
 U^* , vitesse de frottement, $U^* = (\tau_p / \rho_p)^{1/2}$;
 u^+ , $= \overline{u} / U^*$;
 V_p , vitesse d'aspiration à la paroi;
 X' , distance au début de l'aspiration dans la direction x ;
 x, y, z , coordonnées rectangulaires (Fig. 1);
 y^+ , $= y U^* / \nu$;
 α , coefficient de diffusivité thermique,
 $\alpha = k / \rho C_p$;
 α_t , coefficient de diffusivité turbulente de chaleur,
 $-\overline{\theta'v'} = \alpha_t (\partial \overline{\theta} / \partial y)$;
 δ , épaisseur de couche limite à $\overline{u} = U_e$;
 δ_a , valeur de δ à $X' = -100$ mm;

δ_2 , épaisseur de quantité de mouvement,
 $\delta_2 = \int_0^{h>\delta} (\overline{\rho u} / \rho_e U_e) (1 - \overline{u} / U_e) dy$;
 Θ_e, Θ_p , températures de l'écoulement extérieur et de la paroi;
 Θ^* , échelle de température, $\Theta^* = q_p / \rho_p C_p U^*$;
 θ , température instantanée;
 θ^+ , $= (\Theta_p - \theta) / \Theta^*$;
 μ , coefficient de viscosité moléculaire;
 ν , coefficient de viscosité cinématique,
 $\nu = \mu / \rho$;
 ν_t , coefficient de diffusion turbulente de quantité de mouvement, $-\overline{u'v'} = \nu_t \partial \overline{u} / \partial y$;
 ρ , masse volumique;
 τ , tension moyenne de frottement,
 $\tau \equiv \overline{\mu \frac{\partial u}{\partial y}} - \overline{\rho u'v'}$.

Indices

A , avec taux d'aspiration A ;
 e , à l'extérieur de la couche limite;
 0 , sans aspiration;
 p , à la paroi.

Conventions

$(\overline{\quad})$, valeur moyenne;
 $(\overline{\quad})'$, valeur fluctuante, $(\overline{\quad})' = 0$;
 $(\overline{\quad})$, valeur moyenne pondérée par la masse,
 $\overline{g} = \rho \overline{g} / \overline{\rho}$

1. INTRODUCTION

L'EFFET d'un transfert de masse à la paroi sur les couches limites turbulentes a fait l'objet de nombreuses études, particulièrement dans le cas de l'injection. Citons, parmi les premiers travaux, ceux de Mickley [1] ainsi que, par la suite, ceux effectués au Département de Mechanical Engineering de l'Université de Stanford. Ces recherches ont porté essentielle-

ment sur les modifications des caractéristiques globales des écoulements telles que la répartition de vitesse moyenne, la répartition de température moyenne et les coefficients d'échange à la paroi.

En ce qui concerne l'influence de l'aspiration sur les grandeurs turbulentes, les premiers travaux sont ceux de Weissberg [2, 3] relatifs à la composante longitudinale de la fluctuation de vitesse. Par la suite, ces recherches ont été développées à l'Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence [4]; elles ont permis, en particulier, de mettre en évidence la réduction, par l'aspiration, des tensions de Reynolds et de la production de turbulence. Plus récemment, l'effet de l'aspiration sur les grandeurs turbulentes liées aux fluctuations de température a été mis en évidence, dans ce même laboratoire, notamment par des mesures directes [5-8].

Dans le présent article, nous étudions l'influence de l'aspiration sur la structure de la couche limite turbulente pleinement développée d'une plaque plane chauffée. Deux cas d'expériences ont été envisagés pour les conditions aux limites de température: dans un cas, le début du chauffage coïncide avec celui de l'aspiration; dans l'autre, il est pratiquement confondu avec la ligne de transition à la turbulence. En premier lieu les résultats antérieurs, relatifs aux grandeurs moyennes et aux grandeurs liées aux fluctuations de vitesse, sont précisés et complétés. De plus, une attention particulière est apportée aux grandeurs liées aux fluctuations de température.

En outre, des prédéterminations numériques sont effectuées [9] par les méthodes de Patankar-Spalding [10] et de Bradshaw-Ferriss [11, 12], cette dernière donnant directement les tensions de frottement et les flux de chaleur turbulents.

2. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET METHODES DE MESURE

2.1. Conditions expérimentales

Les mesures ont été effectuées dans la couche limite turbulente de la plaque plane disposée dans le plancher de la soufflerie S.2 de l'I.M.S.T. [4]. Cette plaque comporte une zone étanche de 3050 mm de long suivie d'une zone poreuse, en alundum, d'une longueur de 1800 mm. L'hétérogénéité de la plaque poreuse entraîne pour le taux d'aspiration local des écarts maximum relatifs de 12% pour les distances X' , comptées à partir du début de la plaque poreuse, comprises entre 0 et 1100 mm.

Les parties étanches et poreuses peuvent être chauffées indépendamment. Deux cas d'expériences ont été envisagés (Fig. 1); dans le cas No. 1, le début du chauffage coïncide avec celui de l'aspiration, dans le cas No. 2, il coïncide pratiquement avec la ligne de transition à la turbulence.

A 100 mm en amont de la plaque poreuse, où l'effet de l'aspiration est négligeable, les caractéristiques de la couche limite sont les suivantes:

vitesse extérieure: $U_e \simeq 11,9 \text{ ms}^{-1}$,
épaisseur de couche limite à $\bar{u} = U_e$: $\delta_a \simeq 48 \text{ mm}$,
nombre de Reynolds basé sur δ_a , $R_{\delta_a} = 38\,000$,
vitesse de frottement: $U^* = 0,48 \text{ ms}^{-1}$.

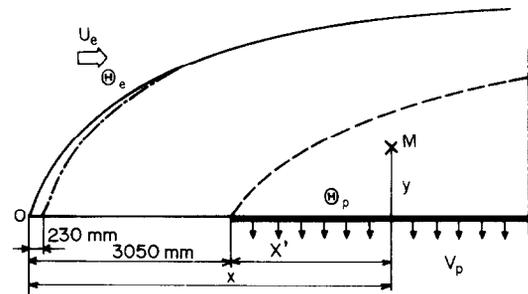


FIG. 1. Schéma expérimental. —, frontière conventionnelle de la couche limite; isotherme $\bar{\theta} = \Theta_e$; ----, cas No. 1, - - - -, cas No. 2.

Les taux d'aspiration utilisés sont au maximum égaux à 0,0030. A la position habituelle de mesure, $X' = 640 \text{ mm} \simeq 13\delta_a$, le terme $(\delta_a/2\rho_e U_e^2)(dPe/dx)$ varie de $-4,7 \times 10^{-4}$, pour $A = 0$, à $4,9 \times 10^{-4}$, pour $A = 0,0030$; il est pratiquement nul pour le taux d'aspiration $A = 0,0015$.

Dans le cas d'expérience No. 1, $\Theta_p - \Theta_e \simeq 21 \text{ K}$. Dans le cas d'expérience No. 2, $\Theta_p - \Theta_e \simeq 22 \text{ K}$ et à 100 mm en amont de la plaque poreuse le nombre de Margoulis-Stanton a pour valeur 0,0017.

2.2. Methodes de mesure

2.2.1. *Mesure des grandeurs moyennes.* Les vitesses moyennes ont été déterminées à l'aide d'un tube de pression totale de diamètre extérieur 0,8 mm, et d'un tube de pression statique. Les mesures ont été corrigées, d'une part, de l'effet des fluctuations turbulentes, et, d'autre part, des effets du gradient de vitesse et de la proximité de paroi en utilisant les abaques de MacMillan [13]; dans le cas de l'aspiration les mêmes corrections ont été utilisées.

Les températures moyennes de l'écoulement ont été mesurées au moyen de thermocouples constitués par des fils en chromel-constantan de 0,1 mm de diamètre. Leur sensibilité à 295K est de $61,5 \mu\text{V}(\text{K})^{-1}$.

Les températures de surface sont fournies par 121 thermocouples: 61 dans la plaque métallique étanche, 30 sur la face supérieure de la plaque poreuse et 30 sur sa face inférieure. Pour déterminer la température de paroi de la plaque poreuse, aux positions dépourvues de thermocouples, ces derniers pouvant perturber l'effet de l'aspiration, une sonde mobile de contact a été utilisée [14, 6]. Cette sonde, étalonnée sur les thermocouples de surface, permet d'obtenir la température Θ_p avec une erreur relative de l'ordre de 1% par rapport à $(\Theta_p - \Theta_e)$.

2.2.2. *Mesure des grandeurs turbulentes.* Les chaînes anémométriques utilisées sont du type à intensité constante. La bande passante des amplificateurs est de 1 à 6000 Hz (à 3 dB). La constante de temps, due à l'inertie thermique des fils chauds, est déterminée par la méthode des signaux hautes fréquences [15] à $0,005 \times 10^{-3} \text{ s}$ près. L'influence de la compensation est très importante même pour des intensités de chauffage très faibles (de l'ordre de 200 μs pour les fils utilisés). Cette influence est d'autant plus marquée pour ces très faibles intensités que les fluctuations correspondantes

sont principalement des fluctuations de température particulièrement chargées en hautes fréquences.

Les fluctuations ont été déterminées à l'aide d'anémomètres à fil droit et à deux fils croisés en X. Les fils, de 2,5 μ de diamètre, sont en platine rhodié.

Les valeurs des écarts-types et des corrélations doubles des fluctuations de vitesse et de température ont été obtenues par la méthode du "diagramme de fluctuations" [16].

L'écart type de la fluctuation de vitesse u' et la corrélation $\overline{u'u'}$ ont été également mesurés avec des sondes à deux fils droits parallèles, perpendiculaires à la paroi, et à deux fils droits colinéaires. Cette méthode permet notamment d'obtenir les valeurs instantanées de u' et $\overline{u'u'}$. L'expérience a montré [7] que les résultats étaient moins satisfaisants, dans le cas de ces expériences, que ceux obtenus à partir de la méthode du "diagramme de fluctuations"; ces sondes nécessitent, notamment, des corrections d'intégration spatiale difficiles à mettre en oeuvre.

3. PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS

3.1. Champs de vitesse

3.1.1. Vitesse moyenne. (i) La Fig. 2 montre l'influence de l'aspiration sur les profils de vitesse moyenne longitudinal. En ce qui concerne les profils mesurés,

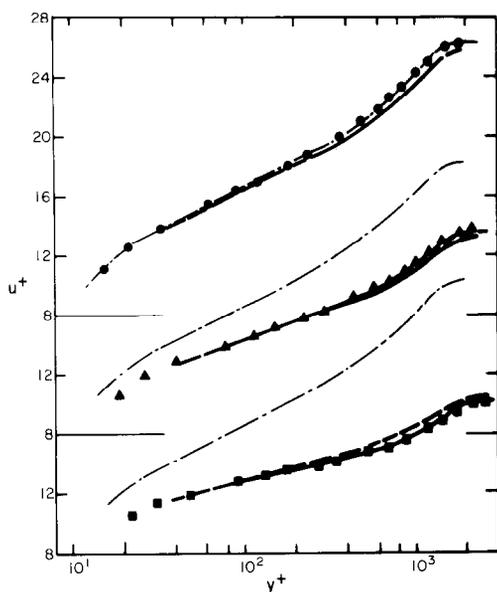


FIG. 2. Profils de vitesse moyenne. $U_e = 12 \text{ ms}^{-1}$; $U_0^* = 0,47 \text{ ms}^{-1}$; $\Theta_p - \Theta_e = 21 \text{ K}$; $\delta_0 = 62 \text{ mm}$; $X' = 13\delta_0$; $\delta_a = 48 \text{ mm}$. —●—, $A = 0$; —▲—, $A = 0,0015$; —■—, $A = 0,0030$; —, méthode de Bradshaw-Ferriss; ---, méthode de Patankar-Spalding.

la valeur de 0,0029 a été adoptée pour le coefficient de frottement C_{f_0} sans aspiration, de telle sorte que les points expérimentaux coïncident avec la courbe de Van Driest [17] dans la zone pleinement turbulente. La valeur obtenue à partir de l'équation:

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\delta_2}{dx} - (H+2) \frac{\delta_2}{\rho_e U_e^2} \frac{dP_e}{dx} + A \quad (1)$$

est de 0,0032. Dans le cas de l'aspiration, les coefficients

de frottement ont été déterminés à partir de cette même équation en effectuant de légères corrections compte tenu de résultats de mesures faites au fil chaud dans la sous-couche [18].

Les valeurs numériques obtenues par les méthodes de Patankar et Spalding et Bradshaw et Ferriss sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Dans la méthode de Patankar et Spalding la valeur adoptée pour la constante de Kármán, K , est de 0,41.

Comme le prévoient les diverses expressions de loi de vitesse, on retrouve (voir par exemple [18]) que les valeurs de u^+ décroissent en fonction de l'aspiration; ceci est dû à une augmentation de la vitesse de frottement.

D'autre part, nous avons montré, dans un article précédent de ce même journal, que la répartition de la pseudo-vitesse $(2/A^+)[1 - (1 - A^+u^+)^{1/2}]$ en fonction de y^+ est peu affectée par l'aspiration dans la zone linéaire comme cela avait été constaté par Stevenson [19].

Par ailleurs, l'analyse des profils de vitesse moyenne \bar{u}/U_e en fonction de la distance au début de l'aspiration, indiquerait que l'aspiration modifie rapidement et profondément la partie interne de la couche limite et n'agit sur la partie externe que très progressivement [6].

(ii) L'évolution relative du coefficient de frottement C_{f_A}/C_{f_0} en fonction du taux d'aspiration $2A/C_{f_0}$ est donnée sur la Fig. 3(a). Les valeurs indiquées ont été obtenues d'une part expérimentalement à partir de

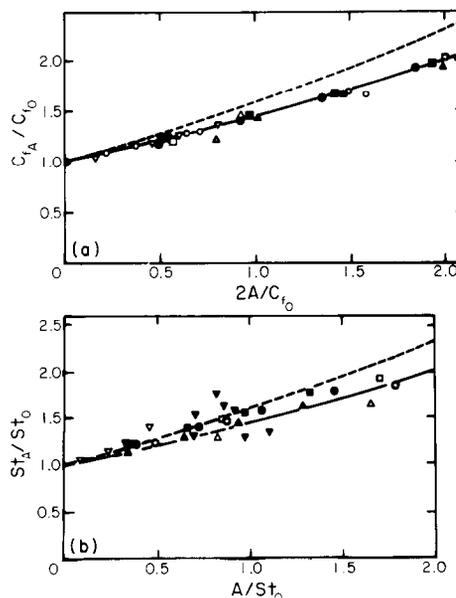


FIG. 3. Variations du coefficient de frottement local et du nombre de Margolis-Stanton local avec l'aspiration. ---, théorie du film; —, courbe moyenne $C_{f_A}/C_{f_0} = f(2A/C_{f_0})$. (a) △, [1]; □, [4]; ○, [18]; ▽, [14]; ●, présentes expériences ($X' = 13\delta_0$); ■, méthode de Bradshaw-Ferriss; ▲, méthode de Patankar-Spalding. (b) Cas No. 1: ●, présentes expériences; ■, méthode de Bradshaw-Ferriss; ▲, méthode de Patankar-Spalding; ▽, [14]. Cas No. 2: ○, présentes expériences; □, méthode de Bradshaw-Ferriss; △, méthode de Patankar-Spalding; ▼, [1].

l'équation (1) et d'autre part par les méthodes numériques de Patankar–Spalding et Bradshaw–Ferriss. Elles correspondent à la section $X' \approx 13\delta_a$, où il y a peu d'évolution longitudinale.

Les résultats se regroupent sur une courbe d'équation:

$$C_{f,a}/C_{f,0} = 1,62 \frac{A}{C_{f,0}} [1 - \exp(-1,62 A/C_{f,0})]^{-1}$$

située en dessous de celle déduite de la "théorie du film" [1].

L'influence du chauffage de la plaque sur les valeurs expérimentales du coefficient de frottement à la paroi n'a pas été décelée. Les études faites dans le cas d'un gaz compressible (cf. par exemple [20]) permettent d'ailleurs de prévoir, pour le cas de nos expériences, une diminution de 3% qui ne peut être mise en évidence compte-tenu de l'incertitude des mesures.

3.1.2. *Variances et covariances des fluctuations de vitesse. Tension de frottement.* (i) La Fig. 4 présente les variations des écarts types des fluctuations des trois composantes u' , v' , w' du vecteur vitesse, ainsi que celles de $(q'^2)^{1/2}$, en fonction de la distance à la paroi, en l'absence d'aspiration et pour le taux d'aspiration maximum $A = 0,0030$.

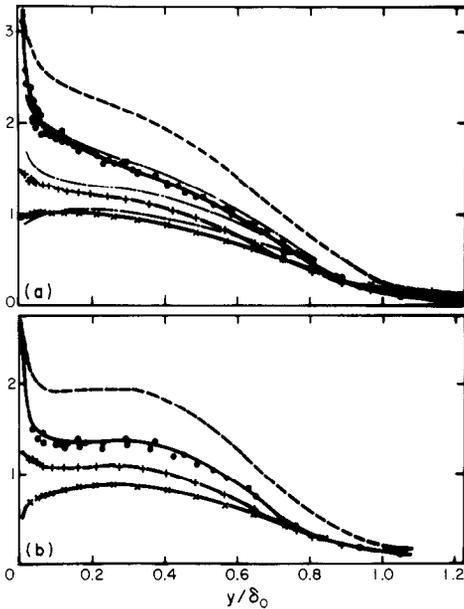


FIG. 4. Ecart types des fluctuations de vitesse. (a) sans aspiration; (b) avec aspiration, $A = 0,0030$. ●, $(u'^2)^{1/2}/U\delta^*$; ×, $(v'^2)^{1/2}/U\delta^*$; +, $(w'^2)^{1/2}/U\delta^*$; ---, $(q'^2)^{1/2}/U\delta^*$; - - - - - Klebanoff [21]; $U\delta^* = 0,47 \text{ ms}^{-1}$; $U_e = 12 \text{ ms}^{-1}$; $\delta_0 = 62 \text{ mm}$; $X' = 13\delta_a$.

Les résultats obtenus en l'absence d'aspiration sont en bon accord avec ceux de Klebanoff [21]. Notons que la comparaison a été faite avec les paramètres de paroi $U\delta^*$; l'accord aurait été le même en utilisant les vitesses U_e puisque les valeurs de $U_e/U\delta^* = (2/C_{f,0})^{1/2}$ ne diffèrent que de 1% pour les deux expériences.

L'effet de l'aspiration est important dans la région interne et faible dans la région externe qui demeure sous l'influence du développement de la couche limite

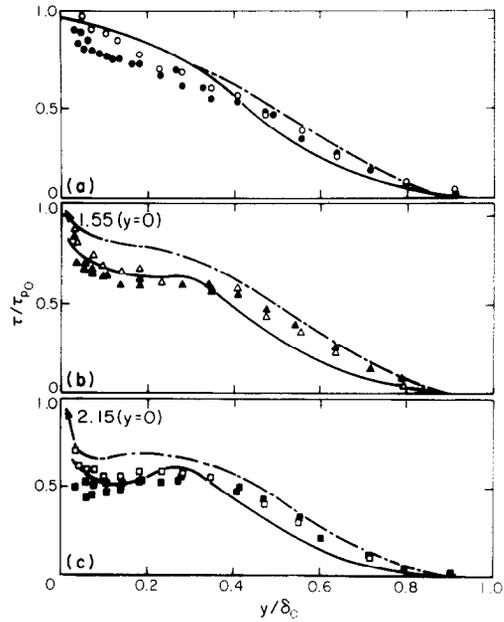


FIG. 5. Tensions de frottement: $U_e = 12 \text{ ms}^{-1}$; $U\delta^* = 0,47 \text{ ms}^{-1}$; $\delta_0 = 62 \text{ mm}$; $X' = 13\delta_a$. —, méthode de Bradshaw–Ferriss; - - - -, équation de quantité de mouvement. (a) $A = 0$: ○, sans chauffage, ●, avec chauffage; (b) $A = 0,0015$: △, sans chauffage, ▲, avec chauffage; (c) $A = 0,0030$: □, sans chauffage, ■, avec chauffage.

en amont de l'aspiration. Ceci est en accord avec les résultats obtenus à partir des profils de vitesse moyenne.

En ce qui concerne l'effet relatif de l'aspiration sur ces trois écarts types, le plus affecté est $(u'^2)^{1/2}$ et le moins $(w'^2)^{1/2}$. Toutefois, d'après Elena [8], l'aspiration agirait plus, dans la sous-couche visqueuse, sur les fluctuations v' et w' que sur les fluctuations u' .

(ii) Les tensions de frottement sont présentées sur la Fig. 5. Les difficultés, inhérentes aux mesures effectuées lorsque la couche limite est chauffée [16], peuvent expliquer les différences entre les divers résultats obtenus par l'anémomètre à fils chauds. Les valeurs expérimentales déduites de l'équation de quantité de mouvement sont assez différentes des précédentes. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que l'hypothèse de bidimensionnalité en moyenne n'est pas rigoureusement vérifiée, malgré le soin apporté à la réalisation de la maquette. Dans l'ensemble, les résultats numériques de la méthode de Bradshaw–Ferriss recourent ceux obtenus par l'anémométrie à fils chauds.

Les tensions de Reynolds diminuent donc fortement avec l'aspiration. Elles présentent, en fonction de y , un minimum relatif pour le taux d'aspiration le plus grand; ce résultat, qui serait encore beaucoup plus marqué pour des taux d'aspiration plus importants, est lié à une forte diminution de la production de turbulence [4]. Il en résulte l'existence d'une zone dans laquelle $\partial\tau/\partial y$ est positif, ce qui donne lieu à une légère accélération du fluide. Ce phénomène est lié au fait que l'aspiration, d'une part, entraîne une déviation de quantité de mouvement de l'écoulement extérieur vers la paroi et que, d'autre part, elle n'est appliquée qu'à

partir d'une zone où la couche limite est déjà pleinement développée [6]. Cet effet complexe peut être expliqué en considérant l'équation de quantité de mouvement [6, 22]

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} \simeq \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \text{ où } \frac{dP_c}{dx} \text{ et } \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}^2 - \bar{v}^2)$$

ont été négligés. En effet, d'une part, $\bar{\rho} \bar{v} (\partial \bar{u} / \partial y) \simeq \rho_p V_p (\partial \bar{u} / \partial y)$ est toujours négatif avec aspiration et maximum en valeur absolue à la paroi, mais d'autre part, à cause de la condition limite amont, $\bar{\rho} \bar{u} (\partial \bar{u} / \partial x)$ est positif dans une région s'étendant de la paroi à une certaine distance de celle-ci. Il peut donc exister une zone où ce dernier terme l'emporte sur le précédent et dans laquelle le fluide est alors accéléré. Cet effet est d'autant plus important que le taux d'aspiration augmente et que l'on se trouve plus près du début de l'aspiration. Si l'aspiration débutait en même temps que la couche limite, $\bar{\rho} \bar{u} (\partial \bar{u} / \partial x)$ serait partout négatif. τ aurait donc une décroissance monotone, comme on le verra au paragraphe 3.2.2. (ii) pour q dans le cas No. 1, et le fluide serait toujours décéléré.

(iii) Il a été montré [6, 7] que l'influence de l'aspiration sur le coefficient de corrélation R_{uw} est pratiquement négligeable bien que la tension de frottement τ et les écarts types $(\bar{u}^2)^{1/2}$ et $(\bar{v}^2)^{1/2}$ soient fortement affectés par l'aspiration tout au moins dans la région interne. Notons d'ailleurs que R_{uw} , également peu affecté par l'aspiration, devrait être nul si l'écoulement moyen était parfaitement bidimensionnel; en fait, les valeurs de $\bar{u} \bar{w}$ sont faibles puisqu'elles sont au maximum de l'ordre de 14% de celles de $-\bar{u} \bar{v}$. Toutefois, ce léger effet tridimensionnel pourrait peut-être expliquer les différences constatées précédemment au sujet des tensions moyennes de frottement.

Si l'on considérait les tensions principales selon les axes principaux du tenseur de Reynolds [23], on constaterait que, dans le plan (x, y) , l'aspiration augmente l'anisotropie de l'écoulement.

3.2. Champ de température

3.2.1. *Température moyenne.* (i) La Fig. 6 montre l'influence de l'aspiration sur les profils de température moyenne dans les deux cas d'expérience. Dans le cas No. 1, les profils ne présentent pas de zone sillage, le régime thermique n'étant pas suffisamment développé; par contre, dans la représentation adoptée, qui tient compte du flux de chaleur à la paroi, les profils expérimentaux, obtenus dans les deux configurations, sont peu différents dans la zone interne. En ce qui concerne les profils obtenus par le calcul, on constate que ceux donnés par la méthode de Bradshaw-Ferriss coïncident bien avec les résultats expérimentaux; quant à ceux déduits par la méthode de Patankar-Spalding, l'accord est moins satisfaisant, ce qui semble dû, principalement, à une détermination imparfaite des nombres de Margoulis-Stanton.

Dans la région interne, la comparaison des Figs. 2 et 6(b) montre que l'aspiration a une influence relative plus forte sur les profils de vitesse u^+ que sur les profils de température θ^+ . Ce résultat peut être mis en

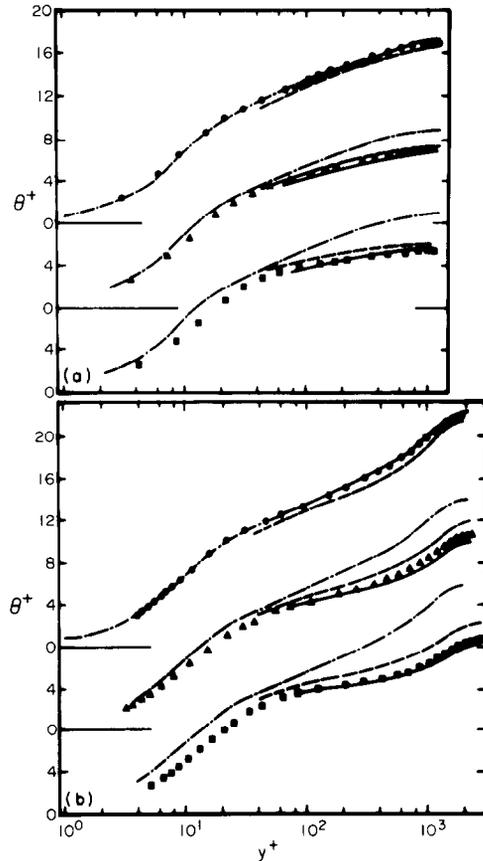


FIG. 6. Profils de température moyenne. $U_c = 12 \text{ ms}^{-1}$; $U_0^* = 0,47 \text{ ms}^{-1}$; $\delta_0 = 62 \text{ mm}$; $X' = 13 \delta_0$. ---●---, $A = 0$; ▲, $A = 0,0015$; ■, $A = 0,0030$; —, méthode de Bradshaw-Ferriss; ---, méthode de Patankar-Spalding; (a) Cas No. 1: $\Theta_p - \Theta_c \simeq 21 \text{ K}$; $\Theta_0^* \simeq 1,27 \text{ K}$; (b) Cas No. 2: $\Theta_p - \Theta_c \simeq 22 \text{ K}$; $\Theta_0^* \simeq 1,07 \text{ K}$.

évidence directement dans la sous-couche où les expressions des profils de vitesse et de température [14] permettent d'écrire:

$$(u_A^+ / u_0^+) / (\theta_A^+ / \theta_0^+) \sim 1 - A^+ y^+ [1 - Pr] / 2 < 1.$$

Par ailleurs nous avons montré, dans un article précédent de ce même journal, que la répartition de température moyenne $(2/A^+) [1 - (1 - A^+ \theta^+)^{1/(2Pr)}]$ est peu affectée par l'aspiration dans le cas d'expérience No. 2.

Si l'on considérait les profils de température moyenne, $(\Theta_p - \bar{\theta}) / (\Theta_p - \Theta_c)$ en fonction de la distance au début de l'aspiration, on remarquerait [7] que, dans le premier cas d'expérience, l'aspiration modifie rapidement et profondément toute la région chauffée et s'oppose au développement du régime thermique; dans le second cas d'expérience, son influence est analogue à celle sur le profil de vitesse.

(ii) La Fig. 3(b) présente l'évolution du nombre de Margoulis-Stanton en fonction du taux d'aspiration. Lorsque les conditions aux limites de vitesse et de température sont analogues (cas No. 2), les évolutions de St_A / St_0 en fonction de A / St_0 et de $C_{f,A} / C_{f_0}$ en fonction de $2A / C_{f_0}$ sont pratiquement les mêmes.

3.2.2. Fluctuations de température: variances, co-

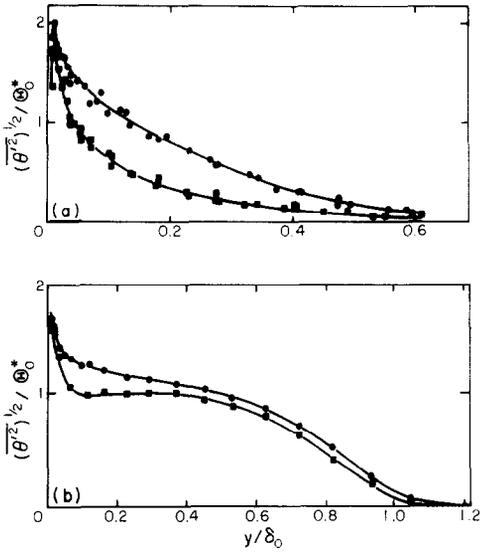


FIG. 7. Ecart type des fluctuations de température. $U_e = 12 \text{ ms}^{-1}$; $U_0^* = 0,47 \text{ ms}^{-1}$; $\delta_0 = 62 \text{ mm}$; $X' = 13\delta_0$; \bullet , $A = 0$; \blacksquare , $A = 0,0030$. (a) Cas No. 1: $\Theta_p - \Theta_e \approx 21 \text{ K}$; $\Theta_0^* \approx 1,27 \text{ K}$; (b) Cas No. 2: $\Theta_p - \Theta_e \approx 22 \text{ K}$; $\Theta_0^* \approx 1,07 \text{ K}$.

variances, flux de chaleur. (i) L'effet relatif de l'aspiration sur l'écart type des fluctuations de température (Fig. 7) est important dans toute la région chauffée pour le cas No. 1. Ceci est dû au fait que l'aspiration débute avec le chauffage à la paroi. Par contre, dans le cas No. 2, l'effet de l'aspiration sur $(\overline{\theta'^2})^{1/2}$ est moins fort et il est analogue à celui sur $(q'^2)^{1/2}$ ou $(u'^2)^{1/2}$ (Cf. Fig. 4).

(ii) La Fig. 8 montre l'effet de l'aspiration sur la densité de flux de chaleur q orthogonalement à la paroi

$$q \equiv -\bar{k} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{\rho} C_p \overline{\theta'v'}$$

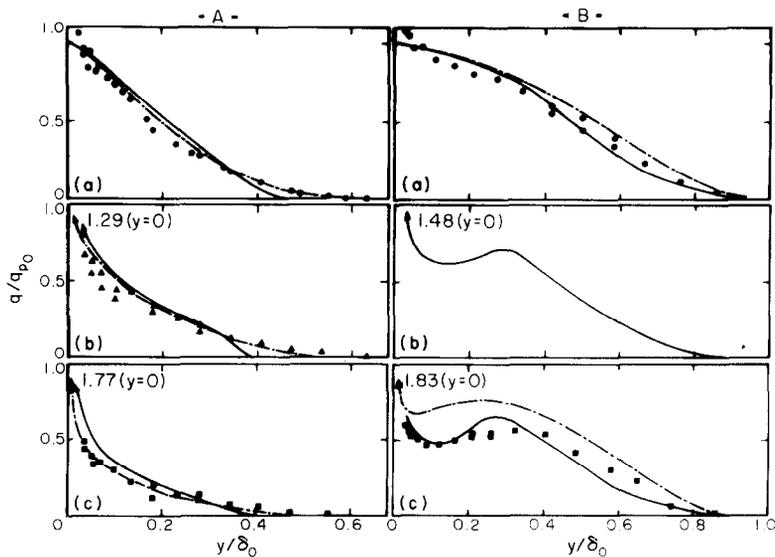


FIG. 8. Densité de flux de chaleur orthogonal à la paroi. $U_0^* = 0,47 \text{ ms}^{-1}$; $\delta_0 = 62 \text{ mm}$; $X' = 13\delta_0$; —, méthode de Bradshaw-Ferriss; - - -, equation d'enthalpie. (a) \bullet , $A = 0$; (b) \blacktriangle , $A = 0,0015$; (c) \blacksquare , $A = 0,0030$. (A) Cas No. 1: $\Theta_0^* \approx 1,27 \text{ K}$; (B) Cas No. 2: $\Theta_0^* \approx 1,07 \text{ K}$.

Dans le cas No. 1 [Fig. 8(A)] les résultats obtenus par les différentes méthodes de détermination de q sont en bon accord. Lorsque l'aspiration augmente, q diminue fortement en dehors du voisinage immédiat de la paroi, ce qui entraîne, en particulier, une diminution importante de la "production" de turbulence de fluctuations de température $(-\overline{\theta'v'} \partial \bar{\theta} / \partial y)$. Ainsi, l'aspiration réduit bien fortement le développement du régime thermique dans la couche limite, la part la plus importante de l'énergie thermique servant à augmenter l'enthalpie du fluide dévié de l'écoulement extérieur vers la paroi.

Dans le second cas d'expérience [Fig. 8(B)], les résultats donnés par les mesures aux fils chauds présentent, principalement avec aspiration, une différence relativement importante avec ceux déduits de l'équation d'enthalpie et sont en bon accord avec ceux obtenus par la méthode de Bradshaw-Ferriss. Les évolutions de la densité de flux de chaleur en fonction de la distance à la paroi et du taux d'aspiration sont similaires à celles de la tension de frottement τ , ce qui est compatible avec le fait que les conditions aux limites dynamiques et thermiques sont analogues. Par contre, dans le cas No. 1, les évolutions de q sont très différentes de celles de τ .

(iii) Les coefficients de corrélation double R_{uv} et R_{wv} obtenus dans les deux cas d'expérience, sans aspiration et pour le taux d'aspiration maximum, sont présentés sur la Fig. 9. D'une façon générale l'aspiration affecte peu ces deux grandeurs.

Au voisinage de la distance $y^+ = 15 (y/\delta_0 \approx 0,008)$, la plus proche de la paroi considérée ici, $|R_{uv}|$ a une valeur élevée de l'ordre 0,9; ceci montre que, dans cette région, la fluctuation de température est fortement dépendante de la fluctuation de vitesse longitudinale. Toutefois, d'après les mesures effectuées par Elena [8], $|R_{uv}|$, très faible à la paroi ($y^+ \geq 1,5$), passerait par un maximum à $y^+ \approx 12$.

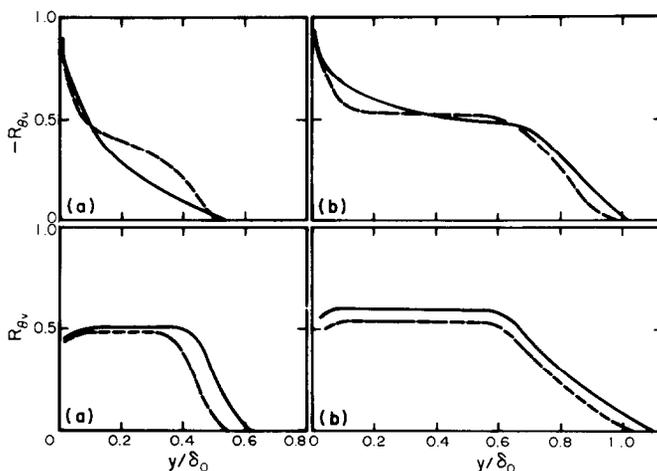


FIG. 9. Coefficients de corrélation $R_{\theta u}$ et $R_{\theta v}$. $U_e = 12 \text{ ms}^{-1}$; $\delta_0 = 62 \text{ mm}$; $X' = 13\delta_a$. —, $A = 0$; ----, $A = 0.0030$. (a) Cas No. 1; (b) Cas No. 2.

Le coefficient $R_{\theta v}$, quant à lui, une variation similaire à celle de $-R_{uv}$; notons cependant que, dans la région de la couche limite où ils sont constants, on a: $-R_{\theta u} \approx R_{\theta v} > -R_{uv}$.

Au vue des valeurs des coefficients de corrélation, il apparaît que, en dehors de la zone proche de la paroi, la fluctuation de température est sous la dépendance des deux composantes, longitudinale et orthogonale, du vecteur vitesse fluctuant [7].

(iv) La Fig. 10 donne les valeurs du nombre de Prandtl de la turbulence Pr_t sans aspiration et pour le taux d'aspiration maximum. L'aspiration ne semble

pas avoir un effet notable sur Pr_t , compte-tenu de l'incertitude de sa détermination, sauf peut-être dans le premier cas d'expérience (carrés noirs). Mis à part ces derniers points, les résultats présentés sont en accord avec ceux de Simpson *et al.* [24] déduits directement des profils de vitesse et de température moyenne.

Près de la paroi ($y^+ < 50$), d'après ces derniers auteurs, Pr_t serait supérieur à l'unité, par contre, d'après les mesures directes à l'anémométrie à fils chauds effectuées par Blom [25], il resterait inférieur à 0,9 et tendrait vers des valeurs très faibles à $y^+ \approx 10$; notons toutefois que, aussi près de la paroi, les mesures de $\overline{\theta'v'}$ sont très délicates à cause de l'encombrement des sondes. De plus, dans l'expérience précitée, la constante de temps, relativement importante, du fil chaud n'a pas été compensée [26].

D'une façon générale, le nombre de Prandtl de la turbulence est différent de l'unité; l'analogie de Reynolds relative aux transferts turbulents de chaleur et de quantité de mouvement est donc en défaut.

(v) Une comparaison a été recherchée au niveau des variances des fluctuations de température et de vitesse. Une étude spectrale [27, 28] a montré que le spectre de θ' était analogue, tout au moins pour les nombres d'ondes assez faibles correspondant à la majeure partie de la variance, au spectre de vitesse formé à partir de la somme des spectres des trois composantes pondérés par leur énergie relative. Ceci a suggéré d'établir un lien entre $\overline{\theta'^2}$ et $\overline{q'^2}$ [7, 28]. La Fig. 11 présente l'évolution de la grandeur $B = -(\overline{q'^2}/\overline{\theta'^2})^{1/2}(\partial\overline{\theta}/\partial y)/(\partial\overline{u}/\partial y)$ à

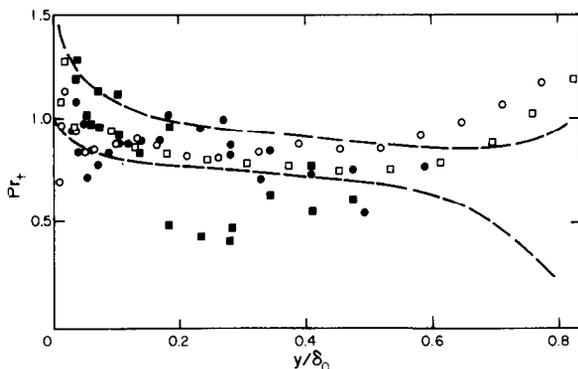


FIG. 10. Nombre de Prandtl de la turbulence. — calculé à partir des mesures directes de $\overline{u'v'}$ et $\overline{\theta'v'}$ (cas No. 1): ●, $A = 0$; ■, $A = 0.0030$. — calculé à partir des profils moyens (cas No. 2): ○, $A = 0$; □, $A = 0.0030$. ----, enveloppe d'incertitude donnée par [24].

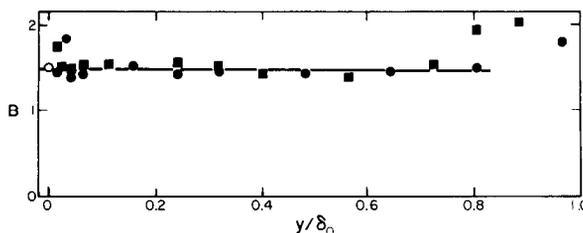


FIG. 11. Variation de B dans la couche limite turbulente (cas No. 2): $U_e = 12 \text{ ms}^{-1}$; $U\delta = 0.47 \text{ ms}^{-1}$; $\Theta\delta \approx 1,07 \text{ K}$; $\delta_0 = 62 \text{ mm}$; $X' = 13\delta_a$. ●, $A = 0$; ■, $A = 0.0030$; ○, limite de B ($y \rightarrow 0$) $A = 0$.

travers la couche limite dans le cas d'expérience No. 2, avec et sans aspiration. B reste constant et égal à 1,5 dans la région $0,04 \leq y/\delta_0 \leq 0,8$. Très près de la paroi on peut écrire :

$$B = Pr \lim_{y \rightarrow 0} \frac{(\bar{q}^2)^{1/2}}{U^*} \sqrt{\frac{(\bar{\theta}^2)^{1/2}}{\Theta^*}}$$

D'après les mesures d'Elena [8] il semblerait que même à la paroi B soit aussi égal à 1,5 tout au moins sans aspiration. Pour $y/\delta_0 > 0,8$, l'effet de l'intermittence est important et la détermination des gradients moyens est délicate.

Ce résultat expérimental pourrait être utilisé comme hypothèse de calcul des couches limites non isothermes. Notons d'ailleurs que l'on peut relier B aux constantes $a_1 = -\bar{u}r'/\bar{q}^2$ et $a_{10} = \bar{\theta}r'/[\bar{\theta}^2 \cdot (-\bar{u}r')]^{1/2}$ utilisées dans la méthode de prédétermination de Bradshaw-Ferriss: $B = Pr_1 a_{10} / \sqrt{(a_1)}$. L'hypothèse, $B =$ constante, apparaît être beaucoup mieux vérifiée que a_1 , a_{10} et Pr_1 constants [7, 28].

4. CONCLUSIONS

Une étude d'une couche limite turbulente sur plaque plane avec aspiration et chauffage à la paroi a été effectuée. Elle apporte des résultats nouveaux en ce qui concerne l'effet de l'aspiration sur le champ des vitesses et surtout sur le champ de température peu exploré jusqu'à présent.

Deux cas d'expérience ont été considérés pour le champ thermique. Dans le premier cas, le début du chauffage coïncide avec celui de l'aspiration; dans le second cas, il est pratiquement confondu avec la ligne de transition à la turbulence.

Outre les profils de vitesse et de température moyennes et les coefficients d'échange à la paroi, on présente les écarts types des fluctuations de vitesse et de température ainsi que les corrélations doubles. Certains de ces résultats ont été comparés à ceux obtenus par prédéterminations numériques; l'accord est dans l'ensemble très satisfaisant.

L'analyse des résultats permet de dégager notamment les points suivants:

A partir, en particulier, des tensions de frottement et des densités de flux de chaleur orthogonaux à la paroi, une analyse du mécanisme de l'influence de l'aspiration sur la couche limite a été effectuée. Les modifications sont principalement dues à la déviation du mouvement général vers la paroi. L'aspiration modifie très peu la partie externe d'une couche limite turbulente déjà développée à l'endroit où on l'applique (cas No. 2); par contre, elle agit profondément sur la structure de l'écoulement près de la paroi. Dans le cas No. 1 l'aspiration tend à s'opposer au développement du régime thermique; elle restreint les échanges de chaleur importants à une couche très mince contre la paroi.

D'une façon générale, on remarque aussi que, si l'aspiration augmente les coefficients d'échange à la paroi du fait de la déviation de fluide qu'elle entraîne, elle réduit par contre les transferts turbulents de quantité de mouvement et de chaleur. Notons toutefois que

l'aspiration augmente l'anisotropie dans le plan de l'écoulement moyen.

Une comparaison au niveau des variances des fluctuations de température et de vitesse a suggéré d'établir un lien entre $\bar{\theta}^2$ et \bar{q}^2 . La grandeur $B = -(\bar{q}^2/\bar{\theta}^2)^{1/2} (\partial\bar{\theta}/\partial y) / (\partial\bar{u}/\partial y)$ ainsi introduite reste constante et de l'ordre de 1,5 dans toute la couche limite, excepté peut-être dans la région de forte intermittence. Ceci pourrait être utilisé comme hypothèse de calcul des couches limites non isothermes avec ou sans aspiration à la paroi.

Remerciements Ces travaux ont été effectués dans le cadre de conventions C.E.A.-I.M.S.T. Les auteurs tiennent à remercier Monsieur R. Dumas pour ses conseils et Monsieur M. Astier pour sa participation technique.

REFERENCES

1. H. S. Mickley, R. C. Ross, A. L. Squyers et W. E. Stewart, Heat, mass and momentum transfer for flow over a flat plate with blowing or suction NACA Tech. note 3208. Washington (1954).
2. H. L. Weissberg, Velocity and pressure distributions in turbulent pipe flow with uniform wall suction. Physics report, K-1187. Oak Ridge, Tennessee (1955).
3. H. L. Weissberg, Velocity profiles and friction factors for turbulent pipe flow with uniform wall suction. Physics report, K-1264. Oak Ridge, Tennessee (1956).
4. A. Favre, R. Dumas et E. Verollet, Couche limite sur paroi plane poreuse avec aspiration, Xème Congrès Int. De Mécan. Appl., Stresa (1960); P.S.T. Min. Air; No. 377, Paris (1961).
5. E. Verollet et L. Fulachier, Mesures de densités de flux de chaleur et de tensions de Reynolds dans une couche limite turbulente avec aspiration à la paroi, *C.R. Hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris* **268**, 1577-1586 (1969).
6. E. Verollet, Etude d'une couche limite turbulente avec aspiration et chauffage à la paroi, Thèse de Doctorat ès-Sciences, Université de Provence, Marseille (1972).
7. L. Fulachier, Contribution à l'étude des analogies des champs dynamique et thermique dans une couche limite turbulente. Effet de l'aspiration, Thèse de Doctorat ès-Sciences, Université de Provence, Marseille (1972).
8. M. Elena, Etude des champs dynamique et thermique d'un écoulement turbulent en conduite avec aspiration à la paroi. Thèse de Doctorat ès-Sciences, Université d'Aix-Marseille II, Marseille (1975).
9. I. Dekeyser, Etude de méthodes de calcul de la couche limite turbulente. Application au cas de la plaque plane avec chauffage et aspiration à la paroi. Thèse de 3ème Cycle, Université de Provence, Marseille (1972).
10. S. V. Patankar et D. B. Spalding, *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*. Morgan-Grampian, London (1967).
11. P. Bradshaw, D. H. Ferriss et N. P. Atwell, Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation, *J. Fluid Mech.* **28**, part III, 593-616 (May 1967).
12. P. Bradshaw et D. H. Ferriss, Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation: "Heat transfer with small temperature differences", N.P.L. Aero. Rep. 1271 (1968).
13. F. A. MacMillan, Experiments on pitot tubes in shear flow, The Aero. Res. Council. R and M, No. 3028 (1957).
14. L. Fulachier, Contribution à l'étude des analogies de Reynolds. Ecoulement turbulent avec aspiration sur paroi chauffée, Thèse Dr. Ing. Fac. Sc. Marseille (1965).
15. J. Gaviglio, Sur quelques problèmes de mesures de turbulence effectuées à l'aide de l'anémomètre à fils chauds parcourus par un courant d'intensité constante, Thèse de Doctorat ès-Sciences, Marseille. P.S.T. Minist. Air. No. 385 (1962).

16. E. Verollet, Contribution aux méthodes de mesures de turbulence de vitesse et de température par l'anémomètre à fil chaud, Thèse de 3ème Cycle, Marseille (1962). P.S.T. Minist. Air. No. 449 (1969).
17. E. R. Van Driest, On turbulent flow near a wall, *J. Aeronaut. Sc.* **23**, 1007-1011 et p. 1036 (1956).
18. A. Favre, R. Dumas, E. Verollet et M. Coantic, Couche limite turbulente sur paroi poreuse avec aspiration. Meeting Agard, Naples (1965), *J. Mecan.* **5**(1), 3-28 (1966).
19. T. N. Stevenson, A law of the wall for turbulent boundary layers with suction or injection, College of Aero. Cranfield. Rep. Aero. No. 166 (1963).
20. R. Michel, Couches limites, frottements et transfert de chaleur, Cours à l'Ecole Nat. Sup. de l'Aéro., Paris (1963).
21. P. S. Klebanoff, Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient, NACA Rep. 1247 (1954).
22. A. Favre, Equations statistiques des fluides turbulents compressibles, *Cinquième Congrès Canadien de Mécanique Appliquée, CANCAM 75* (1975).
23. F. H. Champagne, V. G. Harris et S. Corrsin, Experiments on nearly homogeneous turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.* **41**, part 1, 81-139 (1970).
24. R. L. Simpson, D. G. Whitten et R. J. Moffat, An experimental study of the turbulent Prandtl number of air with injection and suction, *Int. J. Heat Mass Transfer* **13**(1), 125-143 (1970).
25. J. Blom, Experimental determination of the turbulent Prandtl number in a developing temperature boundary layer, in 4th *Int. Heat Transfer Conference, Paris-Versailles*, Vol. II (1970).
26. J. Blom, An experimental determination of the Prandtl number in a developing temperature boundary layer, Thèse Eindhoven (1970).
27. L. Fulachier et R. Dumas, Répartitions spectrales des fluctuations thermiques dans une couche limite turbulente, Turbulent shear flows, Meeting AGARD, Londres (1971).
28. L. Fulachier et R. Dumas, Spectral analogy between temperature and velocity fluctuations in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.* **77**, part II, 257-277 (1976).

EXPERIMENTAL RESULTS ON A TURBULENT BOUNDARY LAYER WITH WALL SUCTION AND HEATING

Abstract—The influence of suction on the fully turbulent boundary layer of a heated flat plate is studied. Experimental results concern mean velocity and temperature profiles, wall exchange coefficients, standard deviations of fluctuations, the velocity-velocity and the temperature-velocity double correlations and the turbulent Prandtl number. Some of these results have been compared to those obtained from prediction methods. The mechanism of the influence of suction on the internal and external regions of the boundary layer has been analysed. A relationship between the temperature fluctuation variance and the turbulent kinetic energy is proposed.

EXPERIMENTALE ERGEBNISSE AN EINER TURBULENTEN GRENZSCHICHT MIT ABSAUGUNG UND WANDBEHEIZUNG

Zusammenfassung—Es wird der Einfluß der Absaugung der voll ausgebildeten turbulenten Grenzschicht bei einer ebenen, beheizten Platte untersucht. Es werden die Geschwindigkeitsprofile, die mittleren Temperaturen, die Austausch-Koeffizienten an der Wand, die Standard-Abweichungen der Fluktuationen, die Doppelkorrelationen Geschwindigkeit/Geschwindigkeit und Geschwindigkeit/Temperatur und die turbulente Prandtl-Zahl angegeben. Ein Teil dieser Ergebnisse wird mit berechneten Werten verglichen. Der Mechanismus des Einflusses der Absaugung auf die inneren und äußeren Zonen der Grenzschicht wird analysiert. Es wird eine Beziehung zwischen der Varianz der Temperaturfluktuationen und der kinetischen Energie der Turbulenz vorgeschlagen.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА НАГРЕВАЕМОЙ СТЕНКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ОТСОСА

Аннотация—Изучается влияние отсоса на полностью развитый турбулентный пограничный слой на нагретой плоской пластине. Получены экспериментальные данные для профилей средней скорости и температуры, «закона» стенки, среднеквадратичных значений пульсаций скорости и температуры, турбулентного числа Прандтля, а также двухточечных корреляций скорость-скорость и скорость-температура. Проведено сравнение некоторых из этих данных с результатами расчётов. Рассматривается механизм влияния отсоса на внутреннюю и наружную области пограничного слоя. Предлагается соотношение, связывающее функцию «диссипации» пульсаций температуры с кинетической энергией турбулентности.