

ÉTUDE DE LA TURBULENCE DANS UN ÉCOULEMENT A SURFACE LIBRE AU-DESSUS D'UNE SINGULARITÉ EN FORME DE MARCHÉ

PAR J.-N. BUTTÉ * ET
J. PICHON **

Introduction

Une étude théorique nous a permis de déterminer, par le calcul, le profil de la ligne de jet après une singularité en forme de marche. La méthode de calcul permet également de tracer le profil de la surface libre au-dessus de la marche [13].

Ces résultats théoriques ne donnent qu'une idée sommaire de la structure de l'écoulement au-dessus de la marche.

A l'aide d'une chaîne d'anémométrie à film chaud, de marque DISA, nous allons déterminer les caractéristiques de la turbulence dans l'écoulement en mesurant :

- les vitesses moyennes;
- les intensités de turbulence;
- les contraintes de Reynolds;
- les corrélations (spatiales, spatio-temporelles, autocorrélations);
- les échelles de turbulence;
- les spectres d'énergie.

Description de l'installation

1. Le canal de mesure et son alimentation.

Nous disposons d'un canal horizontal, de section carrée (51×51 cm) et de longueur 9 m.

Une pompe prélève l'eau d'une réserve d'une capacité de 6 m^3 environ et, par l'intermédiaire d'une conduite, l'envoie dans la cuve d'alimentation du canal.

L'eau, après avoir traversé le canal, passe sur un déversoir de mesure de débit et tombe dans la réserve.

L'installation est donc en circuit fermé autonome.

2. Filtration de l'eau.

A l'extrémité de la conduite d'amenée, dans la cuve d'alimentation du canal, nous avons placé un filtre cylindrique contenant un silicate (n° 9 et 10). Ce filtre peut laisser passer un assez fort débit (60 l/s) tout en assurant une filtration poussée de l'eau.

3. Contrôle de la température de l'eau.

Les calibrations des sondes en fonction de la vitesse se font par déplacement dans de l'eau au repos, à la température ambiante. Lorsqu'on établit ensuite un écoulement, la pompe chauffe l'eau. Or, il est indispensable de faire des mesures dans de l'eau à la même température que lors de la calibration des sondes.

Un circuit de refroidissement, placé dans la réserve, permet de contrôler la température de l'eau.

Le réglage fin de ce contrôle est assuré par des résistances chauffantes placées en tête de canal et reliées à un thermostat par l'intermédiaire d'une boîte de contrôle.

La température de l'eau est donc maintenue rigoureusement constante et égale à la température de calibration.

Détermination expérimentale des caractéristiques de la turbulence

REMARQUE. — Dans l'étude qui suit, les coordonnées des points de mesure sont rendues adimensionnelles en les divisant par une longueur de référence : la hauteur de la marche.

L'origine des axes de coordonnées est située sur l'arête

* Ingénieur ENSEEIHT. Attaché de recherche au Département de Génie civil de la Faculté des Sciences appliquées, Université de Sherbrooke, Sherbrooke (Qué.), Canada.

** Ingénieur EIM. Docteur-ès-Sciences, SOGREAH, Grenoble.

de la marche. L'axe Ox de coordonnées longitudinales est orienté de l'amont vers l'aval. L'axe Oy de coordonnées verticales est orienté vers le haut.

1. Mesure des vitesses moyennes (fig. 1).

La sonde utilisée pour ces mesures est une sonde cylindrique verticale.

Deux types d'écoulements ont été étudiés : le cas A, correspondant à un débit $Q = 9,06$ l/s, et le cas B, correspondant à un débit double $Q = 18,12$ l/s, pour une même hauteur d'eau au-dessus de la marche.

Dans les deux cas, nous avons mesuré les composantes longitudinales des vitesses moyennes.

Nous pouvons constater que, pour un même profil, les répartitions des vitesses sont analogues dans les deux cas. Seule l'intensité varie. Les lignes de vitesse nulle sont identiques. Elles partent de l'arête de la marche et aboutissent aux alentours du point (5, -1), point de recollement de la ligne de jet. Ces lignes marquent une séparation entre les domaines de vitesses moyennes positives et négatives. Les vitesses négatives correspondent au courant de retour, sous la ligne de jet.

Nous avons remarqué, tout au long de cette étude, l'existence de battements de la ligne de jet. Ces battements ont une période d'environ 30 s. Ceci a rendu les mesures difficiles, surtout aux basses vitesses.

2. Mesure des intensités de turbulence (fig. 2).

La sonde utilisée pour ces mesures est une sonde cylindrique verticale.

Les intensités de turbulence mesurées ont été corrigées. Il faut en effet tenir compte de l'erreur provoquée par la réponse en fréquence de l'amplificateur r.m.s. Le gain de cet amplificateur décroissant aux très basses fréquences, la fraction de l'énergie turbulente correspondant à ces fréquences se trouve atténuée et n'est donc pas mesurée correctement. L'erreur par défaut ainsi créée peut être corrigée.

Nous remarquons sur la figure 2 que, quel que soit le cas étudié, les courbes d'intensités de turbulence, pour un même profil, sont sensiblement identiques, en forme et en intensité, au-dessus de la ligne c d'intensités maximales.

Au-dessous de cette ligne, les formes des courbes sont analogues mais les intensités sont supérieures dans le cas B.

La ligne c d'intensités maximales décroît jusqu'au profil 5 puis croît ensuite. Ceci correspond à un « rebondissement » de la ligne de jet aux alentours du point de recollement. C'est pourquoi la courbe d'intensités de turbulence n'est pas symétrique dans le profil 6.

Quant aux lignes a et b , identiques dans les deux cas, elles délimitent la zone de mélange de l'écoulement. Considérons, par exemple, le profil 1. Au-dessus de la ligne a , la courbe d'intensités de turbulence est semblable à celles des profils 0 et 1. Entre les lignes a et b , l'intensité de turbulence croît brusquement pour atteindre un maximum sur la ligne c . Elle décroît rapidement jusqu'à la ligne b .

Nous pouvons remarquer l'existence d'une singularité au-dessous de la ligne b , dans les profils 1, 2, 3 et 4. Cette singularité est provoquée par l'écoulement de retour, sous la ligne de jet.

3. Mesure des tensions de Reynolds (fig. 2).

La sonde utilisée pour ces mesures est une sonde en X. Avant d'effectuer les mesures, on doit s'assurer que les deux fils, constituant la sonde, ont la même sensibilité à la vitesse.

On peut utiliser les linéariseurs et régler leur gain pour que les deux droites de calibration aient la même pente.

On peut également utiliser les unités auxiliaires et régler leur gain pour que les courbes de calibration coïncident.

On doit aussi s'assurer que chacun des fils a la même sensibilité à u_1 et u_2 (inclinaison de 45° sur l'axe longitudinal du canal).

Les deux fils, constituant la sonde, sont placés dans un plan vertical, parallèle à l'axe longitudinal du canal.

Le signal de chaque fil est communiqué à un calculateur analogique qui effectue la somme et la différence des voltages. Somme et différence sont ensuite envoyées au corrélateur qui calcule le produit $\overline{u_1 u_2}$.

La mesure des tensions de Reynolds est très délicate et est rendue encore plus difficile par les battements de la ligne de jet.

Sur la figure 2, nous remarquons l'existence d'une ligne de cisaillement maximum (ligne d) qui s'élève au-dessus du niveau de la marche et s'abaisse après le profil 5. Contrairement à ce que trouvent certains chercheurs dans des écoulements en charge, les tensions de cisaillement maximales ne se situent pas au même niveau que les intensités de turbulence maximales (les lignes c et d sont différentes). Ceci peut s'expliquer par le fait que les intensités de turbulence sont relatives à u_1 (égales à $(\sqrt{u_1^2})/\bar{U}$) alors que les tensions de cisaillement sont proportionnelles à u_1 et u_2 . Dans les profils 1 à 5, l'influence de u_2 doit être très importante.

Les tensions de cisaillement croissent jusqu'au profil 4. Elles décroissent ensuite nettement lorsqu'on s'éloigne vers l'aval.

Il est intéressant de remarquer l'existence de singularités aux parties supérieures et inférieures des courbes de tensions. Ces singularités pourraient correspondre aux limites de la zone de mélange.

En résumé, les tensions de cisaillement sont très fortes dans la zone de mélange. Leur maximum se situe dans la partie supérieure de cette zone de mélange.

Tout près des parois, les tensions de Reynolds ont une valeur constante.

4. Mesure des corrélations spatiales (fig. 3).

Pour effectuer ces mesures, nous avons utilisé deux sondes dièdres horizontales. Les éléments sensibles ont pu être rapprochés jusqu'à une distance minimale de 2,5 mm.

Les mesures, là encore, sont très difficiles à réaliser, ce qui explique le nombre relativement réduit de points étudiés.

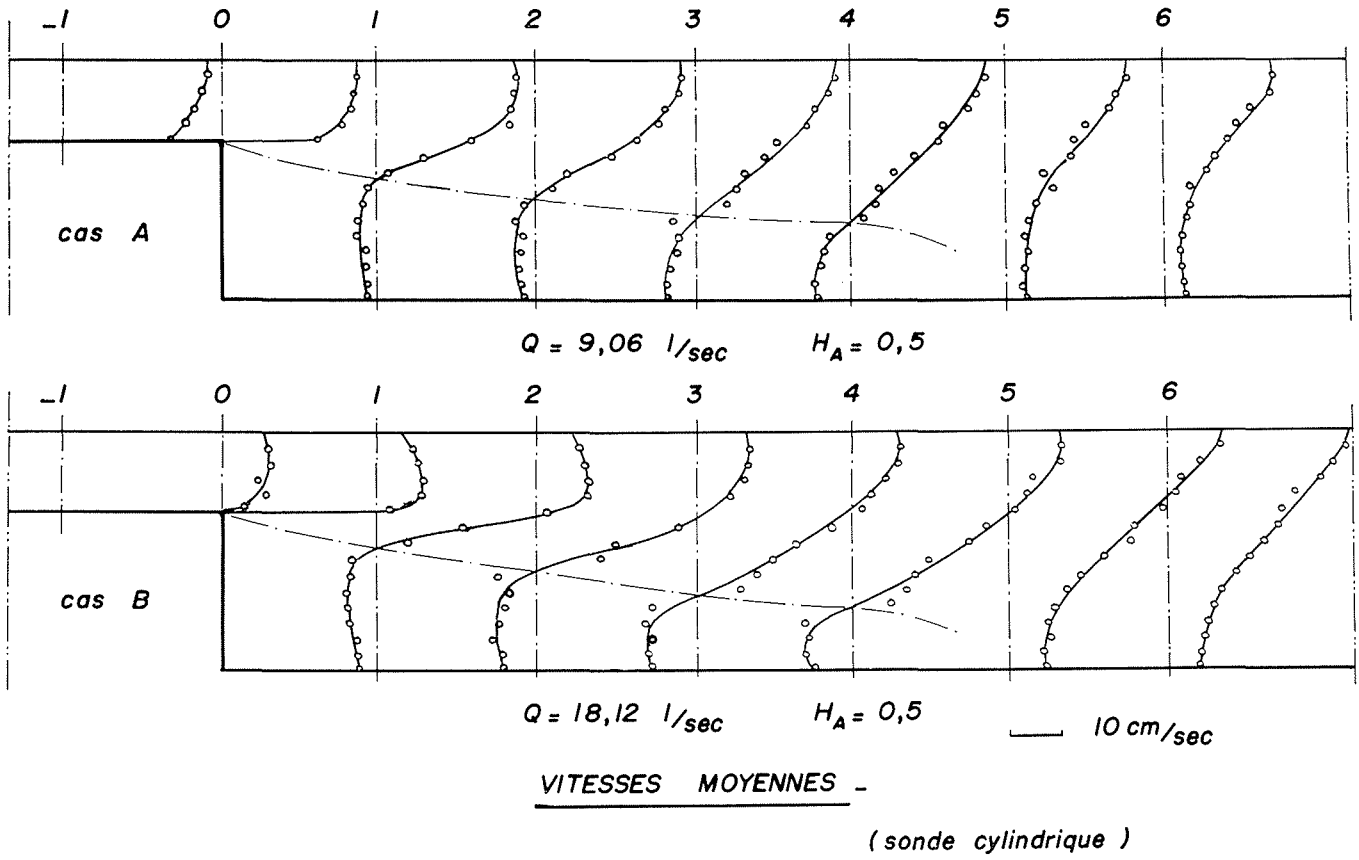
Une sonde est fixe, l'autre mobile. Pour la mesure des corrélations verticales, la sonde mobile est déplacée au-dessus et au-dessous de la sonde fixe. Dans ce cas, r est positif lorsque la sonde mobile est au-dessus de la sonde fixe.

L'intégration des courbes de corrélations spatiales nous permettra de déterminer la macro-échelle de la turbulence (paragraphe 5).

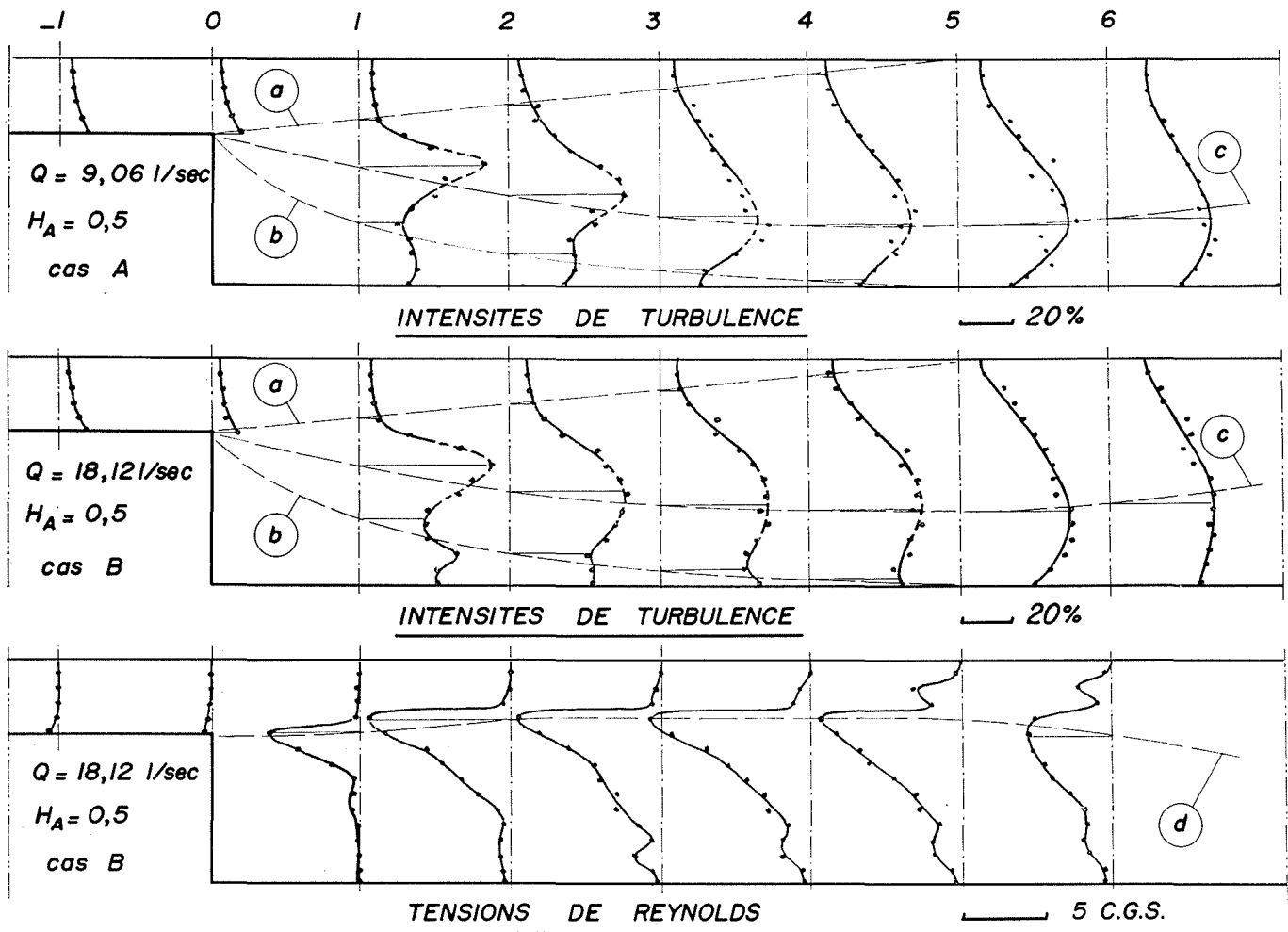
L'examen des courbes nous permet de constater que la taille des tourbillons s'accroît lorsqu'on s'éloigne vers l'aval.

On remarque une particularité dans les corrélations verticales : pour le point (3, -1/2), la courbe de corrélation verticale n'est pas la même lorsque la sonde mobile est au-dessus ou au-dessous de la sonde fixe. Le point (3, -1/2), est un point particulier : la vitesse longitudinale moyenne de l'écoulement y est nulle. Après examen des deux courbes de corrélation verticale (au point 3, -1/2), on en déduit que les tourbillons du courant de retour sont plus petits que les tourbillons situés au-dessus de la ligne de vitesse nulle (fig. 1). Cette particularité ne se retrouve pas au point (6, -1/2).

Si on compare corrélations longitudinales et verticales



1/



2/

respectivement aux points (3, - 1/2), r positif, et (6, - 1/2), les courbes sont les mêmes. Cela tend à prouver l'homogénéité de la turbulence.

5. Mesure des échelles de turbulence.

MACRO-ÉCHELLES.

L'intégration des courbes de corrélations spatiales nous donne les macro-échelles longitudinale Λ_f et verticale Λ_g de la turbulence. La macro-échelle Λ donne la taille moyenne des plus gros tourbillons. Les résultats sont donnés dans le tableau ci-dessous.

MICRO-ÉCHELLES.

Pour les petites valeurs de r , on peut comparer $f(r)$ à la parabole osculatrice d'équation :

$$f(r) \approx 1 - U^2 \frac{r^2}{2\lambda^2}$$

λ étant la micro-échelle de la turbulence, c'est-à-dire la taille moyenne des plus petits tourbillons.

Cette parabole coupe l'axe des r en un point dont l'abscisse est égale à λ :

Dans notre cas, il est difficile d'obtenir λ avec précision. Nous donnons, dans le tableau, les valeurs approximatives de λ_f et λ_g .

Si nous comparons micro et macro-échelles, nous constatons que l'écart est assez réduit. La taille maximale des tourbillons reste, elle-même, petite.

6. Mesure de l'autocorrélation (fig. 4).

Nous avons utilisé successivement une sonde dièdre et une sonde conique.

L'unité temporelle DISA ne possédant pas un délai de temps τ suffisamment long (100 ms maximum), nous avons utilisé un corrélateur Princeton Applied Research, modèle 101 ($\tau_{max} = 10$ s) pour les mesures d'autocorrélations et de corrélations spatio-temporelles.

Là encore, les battements de l'écoulement ont gêné nos mesures. Ces variations nous ont obligés à enregistrer plusieurs courbes d'autocorrélation et à en prendre la

moyenne. La courbe moyenne est obtenue avec une bonne précision.

Le corrélateur P.A.R. donne la fonction d'autocorrélation. En normalisant ces données nous obtenons les variations du coefficient d'autocorrélation $\rho_{AA}(\tau)$.

L'intégration des courbes d'autocorrélation donne la macro-échelle d'autocorrélation J de la turbulence, c'est-à-dire le temps que met un tourbillon pour passer sur l'élément sensible de la sonde.

La relation de Taylor $\Lambda_f = \bar{U}J$ nous permet de retrouver par le calcul la macro-échelle longitudinale Λ_f . Le tableau nous donne une récapitulation des résultats obtenus.

Comme nous pouvons le constater, la précision avec laquelle est calculé Λ_f dépend de la vitesse moyenne. Cela est mis en évidence particulièrement au point (3, - 8/10) où la valeur de \bar{U}_1 est très contestable.

Si on compare Λ_f calculé et Λ_f mesuré aux points (1, - 2/10), (3, - 1/2) et (6, - 1/2), on trouve une assez bonne correspondance.

Les valeurs de Λ_f calculé confirment la théorie émise lors de l'étude des corrélations spatiales :

- la taille des tourbillons s'accroît lorsqu'on s'éloigne vers l'aval;
- la taille des tourbillons diminue, dans un même profil, lorsqu'on se rapproche du radier.

On remarque une exception à cette règle dans le profil 1 : les tourbillons sont plus gros en (1, - 1/2) qu'en (1, - 2/10). Ceci peut s'expliquer par l'existence d'un mouvement tourbillonnaire particulier (sens positif) au pied de la marche (figure 4 bis).

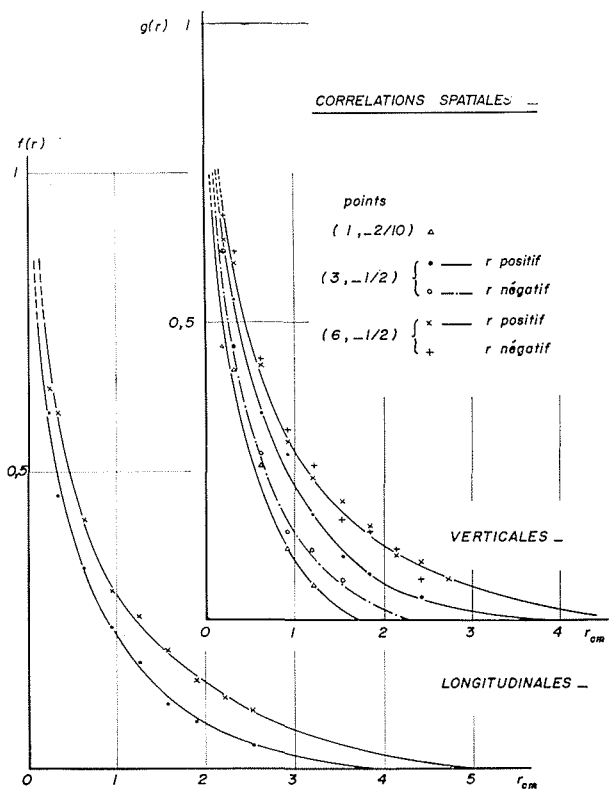
7. Mesure des corrélations spatio-temporelles (fig. 5).

De même que pour la mesure des corrélations spatiales, nous avons utilisé deux sondes dièdres horizontales.

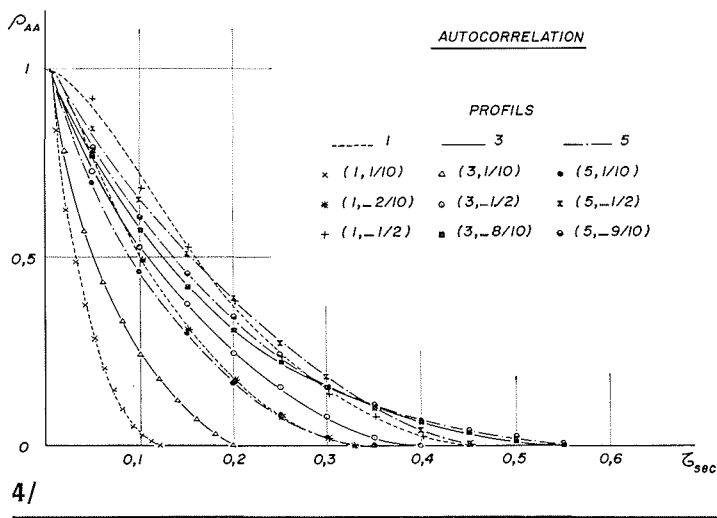
Comme nous l'avons fait pour les corrélations longitudinales, une sonde est fixe, l'autre mobile. Pour chaque valeur de r , nous faisons subir à un des signaux un décalage temporel variable τ , et nous obtenons une courbe en cloche dont le maximum correspond à la meilleure corrélation entre le signal d'une sonde et le signal décalé de l'autre.

Il est possible de déterminer la vitesse de déplacement

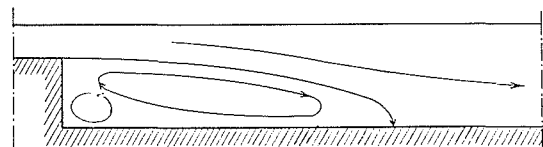
POINTS	SIGNE DE r	$ U_1 $ cm/s	J_{sec}	Λ_f CALCULÉ	Λ_f MESURÉ	Λ_g MESURÉ	λ_f MESURÉ	λ_g MESURÉ
(1, 1/10)	+	39	0,039	1,52				
(1, - 2/10)	+	4	0,119	0,48		0,37		0,24
(1, - 1/2)	+	5,5	0,178	0,98				
(3, 1/10)	+	36	0,065	2,34				
(3, - 1/2)	+	4	0,133	0,53	0,645	0,645 0,465	0,40	0,40 0,40
(3, - 8/10)	+	9,5	0,159	1,51				
(5, 1/10)	+	31	0,110	3,41				
(5, - 1/2)	+	10	0,160	1,60				
(5, - 9/10)	+	7	0,166	1,16				
(6, - 1/2)	+	10	0,160	1,60	0,91	0,91 0,91	0,62	0,62 0,62



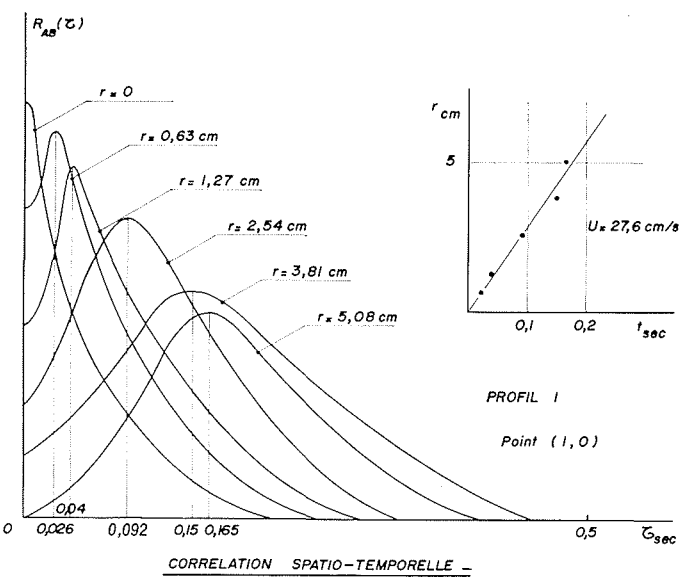
3/



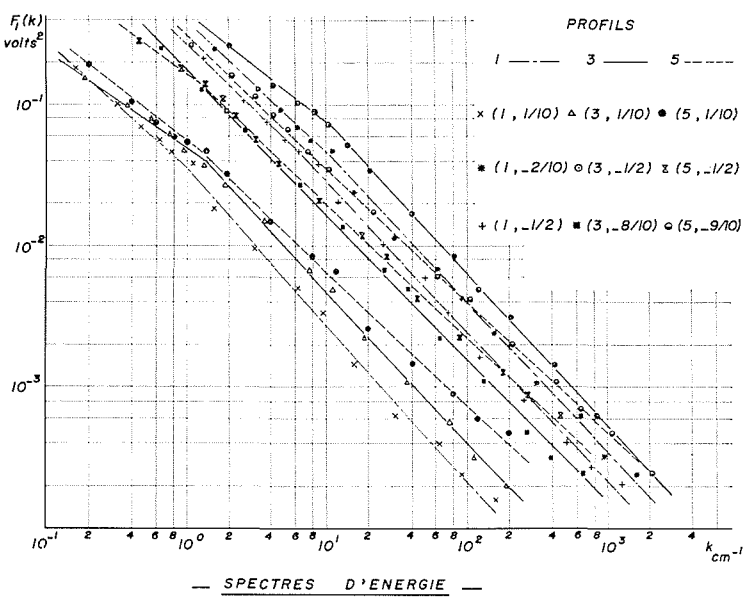
4/



4 bis/



5/



6/

des tourbillons en traçant le graphe $r = f(t)$, t étant le temps τ au bout duquel $R_{AB}(\tau)$ est maximum. On constate que la vitesse des tourbillons au niveau de la marche correspond assez bien à la vitesse de l'écoulement.

Il n'en est pas de même au niveau $-1/2$ où la vitesse des tourbillons, obtenue par les corrélations spatio-temporelles, est beaucoup plus forte que la vitesse moyenne de l'écoulement.

On peut remarquer que, plus r augmente, plus $R_{AB}(\tau)$ maximum est faible. La corrélation maximale est donc de plus en plus faible. Ceci est causé par l'existence de fluctuations verticales qui viennent perturber les trajectoires des tourbillons. Ce phénomène est plus sensible au niveau $-1/2$ qu'au niveau 0.

8. Mesure des spectres d'énergie (fig. 6).

Pour effectuer ces mesures, nous avons utilisé une sonde conique. L'analyse spectrale a été faite à l'aide du corrélateur P.A.R. et d'un analyseur de Fourier P.A.R. modèle 102.

Il serait possible de retrouver, à partir de cette étude, les caractéristiques de la turbulence données par la théorie de la corrélation. En fait, nous n'avons mesuré les spectres d'énergie que pour étudier la répartition de l'énergie de l'écoulement à l'aval de la marche.

Nous avons tracé des courbes liant la fonction spectrale à une dimension $F_1(k)$ au nombre d'onde. k est proportionnel à la fréquence n et inversement proportionnel à la longueur d'onde.

Le nombre d'onde est inversement proportionnel à la taille des tourbillons.

Nous constatons, d'après la figure 6, que ce sont les gros tourbillons qui possèdent le plus d'énergie.

En coordonnées logarithmiques, les points de mesure sont sensiblement alignés et la pente des droites est voisine de -1 .

Nous ne nous trouvons pas dans la zone de Kolmogoroff où la pente des spectres est voisine de $-5/3$.

En effet, le nombre de Reynolds de la turbulence :

$$Re_\lambda = \frac{u_1 \lambda_g}{\nu}$$

est bien inférieur à 500, valeur où commence la zone de Kolmogoroff.

Ainsi, au point (6, $-1/2$), $Re_\lambda = 45 \ll 500$.

D'après la figure 6, nous pouvons constater que l'énergie disponible croît, dans un même profil, lorsqu'on se rapproche du radier. Mais plus on s'éloigne vers l'aval, plus les spectres ont tendance à se confondre.

C'est au point (3, $-1/2$) que l'écoulement a le plus d'énergie disponible.

La planche 6 nous donne des renseignements très intéressants sur la localisation de l'énergie des tourbillons.

Conclusions

Cette étude nous permet de préciser considérablement la structure de l'écoulement turbulent au-dessus d'une singularité en forme de marche.

Les mesures effectuées à l'aide de sondes à film chaud nous donnent les répartitions physique et énergétique des tourbillons dans l'écoulement. Elles font ressortir l'importance de la zone de mélange qui se développe à partir de l'arête de la marche. C'est dans cette zone que l'on trouve

les plus fortes tensions de cisaillement, les plus fortes intensités de turbulence.

Le courant de retour, situé entre la marche et le profil 5, sous la zone de mélange, provoque des tensions de cisaillement non négligeables.

Ceci ne pourrait manquer d'avoir des conséquences importantes dans une éventuelle étude du transport solide à l'aval de la marche.

Bibliographie

- [1] G. COMTE-BELLOT. — Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles. *Publi. Scien. et tech. du Ministère de l'Air*, n° 419.
- [2] R. DUMAS. — Contribution à l'étude des spectres de turbulence. *Publi. Scien. et tech. du Ministère de l'Air*, n° 404.
- [3] 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. *Publi. Scien. et tech. du Ministère de l'Air*, n° 385.
- [4] A. G. FABULA. — An experimental study of grid turbulence in dilute high polymer solutions. Pennsylvania State University, U.S.A., 1966.
- [5] BLACKMAN and TUKEY. — The measurement of power spectra. *Ed. Dover*.
- [6] SUN-CHING-LING. — Measurement of flow characteristics by the hot-film technique. Thèse (University of Iowa, U.S.A.) 1955.
- [7] Raul S. McQUIVEY. — Turbulence in a hydrodynamically rough and smooth open channel flow. Thèse (Colorado State University, U.S.A.) 1967.
- [8] F. RAICHLER. — Some turbulence measurements in water. *J. of the Engin. Mech. Division, A.S.C.E.*, avril 1967.
- [9] M. BOUVARD et H. DUMAS. — Application de la méthode du fil chaud à la mesure de la turbulence dans l'eau. *La Houille Blanche*, n° 3, 1967 et n° 7, 1967.
- [10] J. LAUFER. — Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel. Rapport NACA 1053.
- [11] J. W. DELLEUR. — Flow direction measurement by hot-wire anemometry. *J. of the Eng. Mech. Division, A.S.C.E.*, août 1966.
- [12] H. ROUSE. — Répartition de l'énergie dans des zones de décollement. *La Houille Blanche*, n° 3, mai 1960.
- [13] J. PICHON. — Détermination théorique et visualisation de la ligne de jet d'un écoulement plan à surface libre sur une singularité en forme de marche. *La Houille Blanche*, n° 6-1969.

