

Effet de la température sur le champ dynamique turbulent à l'intérieur d'un tube

S. ZIKIKOUT, D. DUROX et P. GOUGAT

Laboratoire d'Aérotérmique du C.N.R.S., F 92190 Meudon, France

(Reçu le 15 Novembre 1983 et sous forme modifiée le 22 Février 1984)

Résumé—Cette étude concerne l'effet de la température (20–500°C) sur les fluctuations de vitesse et leurs spectres d'énergie dans un écoulement turbulent vertical. Pour l'écoulement froid, le taux de turbulence $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/\bar{U}$ sur l'axe dépend seulement du nombre de Reynolds ; tandis que pour l'écoulement chaud, il peut dépendre d'autres paramètres, en particulier du gradient de température. Les spectres logarithmiques vérifient l'existence d'une zone inertielle avec une pente de $-5/3$ pour l'écoulement froid. Dans la région dissipative, les spectres sont déplacés vers les petits nombres d'onde quand la température s'accroît.

INTRODUCTION

LES ÉCOULEMENTS fortement chauffés n'ont pratiquement pas été étudiés jusqu'à l'avènement de l'anémométrie laser à cause de la limitation des autres techniques de mesure. Par contre, plusieurs études furent menées dans des écoulements faiblement chauffés au moyen de l'anémométrie à fil chaud. Ces études aboutirent à des résultats concernant l'effet d'une faible élévation de température sur le champ dynamique.

Bremhorst et Bullock [1] ont fait l'étude dans un tube horizontal chauffé par la paroi. Ils constatent quatre phénomènes :

(a) l'intensité de la fluctuation de vitesse longitudinale augmente avec la température en tout point de la section de mesure,

(b) les spectres d'énergie turbulente ont la même allure à chaud qu'à froid mais il existe un changement de niveau pour les faibles nombres d'onde qu'ils attribuent aux forces de flottaison,

(c) les lois spectrales en puissance -1 et $-5/3$ sont vérifiées au voisinage de la paroi mais pas au centre du tube.

Le premier résultat fut aussi retrouvé par Hishida et Nagano [2]. Ces derniers ont constaté aussi que l'effet du chauffage sur le profil de vitesse normée par la vitesse au centre est notable près de la paroi et que dans cette zone $\bar{U}/\bar{U}_{\text{centre}}$ croît avec le chauffage.

La plupart des travaux ont été réalisés avec des tubes horizontaux chauffés à partir de la paroi, sauf ceux de Carr *et al.* [3] qui ont étudié l'effet de la convection mixte sur la turbulence dans un tube vertical. A partir des mesures faites à des nombres de Reynolds de 5000, ils ont remarqué qu'en augmentant le chauffage le profil de vitesse normée par la vitesse de débit se déforme, que le maximum de vitesse se déplace du centre vers la paroi et que la fluctuation de vitesse normée par la vitesse de frottement diminue sur l'axe et présente une répartition plus uniforme dans la section de mesure.

Dans les comparaisons entre le cas chauffé et le cas

non chauffé l'effet propre de la température et celui du gradient de température ne sont pas dissociés.

Pour mieux cerner le problème, nous avons étudié la vitesse longitudinale, ses fluctuations et son spectre d'énergie turbulente à différentes températures, pour des nombres de Reynolds compris entre 5000 et 30 000. Ces derniers sont basés sur le diamètre du tube, la vitesse et la viscosité au centre de la section de mesure.

EQUATIONS DE L'ÉCOULEMENT

Equation de continuité

En coordonnées cylindriques, l'équation de continuité s'écrit

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho U_\theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

En remplaçant les valeurs instantanées par la somme de leurs valeurs moyennes et de leurs fluctuations, la masse volumique ρ par son expression en fonction de la température [4] et en faisant une moyenne d'ensemble, nous obtenons

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho}_0 \beta \bar{u}'_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{U} - \bar{\rho}_0 \beta \bar{t}' \bar{u}') = 0.$$

\bar{U}_r , \bar{U}_θ et les termes en $\partial/\partial\theta$ sont nuls parce que l'écoulement est longitudinal à symétrie cylindrique.

Equation de quantité de mouvement

De même, l'équation de quantité de mouvement s'écrit

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho}_0 \beta \bar{u}'_r) - r \bar{\rho}_0 \beta \bar{U} \bar{u}'_r - r \bar{\rho}_0 \beta \bar{t}' \bar{u}'_r \\ & + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{U}^2 + \bar{\rho} \bar{u}'^2 - 2 \bar{\rho}_0 \beta \bar{U} \bar{u}'_r - \bar{\rho}_0 \beta \bar{t}' \bar{u}'_r) \\ & + \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + \bar{\rho} g - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{4}{3} \mu \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) = 0. \end{aligned}$$

NOMENCLATURE

D	diamètre du tube	z	coordonnée longitudinale.
$E(N)$	spectre unidimensionnel en fonction des fréquences,	Greek symbols	
	$\overline{u'^2} = \int_0^\infty E(N) dN$	β	coefficent de dilatation
$E_n(K)$	spectre normé unidimensionnel en fonction des nombres d'onde	ε	taux de dissipation
g	accélération de la pesanteur	λ	microéchelle de Taylor
K	nombre d'onde unidimensionnel, $2\pi N/\bar{U}$	v, μ	viscosités cinématique et dynamique
L	échelle intégrale de la fluctuation de vitesse longitudinale	ρ	masse volumique
N	fréquence	τ	temps.
P	pression	Indice	
Re	nombre de Reynolds basé sur le diamètre du tube, la vitesse et le coefficient de viscosité cinématique au centre, $\bar{U}_0 D/v$	0	pour les grandeurs déterminées au centre de la section de mesure des vitesses, soit à $z = 32$ mm de la sortie.
Re_λ	nombre de Reynolds turbulent basé sur la microéchelle de Taylor, $\lambda \sqrt{\langle u'^2 \rangle}/v$		
r	coordonnée radiale		
T	température		
T_e	température à l'entrée du tube		
t'	fluctuation de température		
\bar{U}	composante longitudinale de la vitesse moyenne		
U_r, U_θ, U	composantes de la vitesse en coordonnées cylindriques		
u'_r, u'_θ, u'	fluctuations de vitesse en coordonnées cylindriques		

	Greek symbols
β	coefficent de dilatation
ε	taux de dissipation
λ	microéchelle de Taylor
v, μ	viscosités cinématique et dynamique
ρ	masse volumique
τ	temps.

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= \bar{\rho}_0(1 - \beta(\bar{T} - \bar{T}_0)) \\ Re &= \frac{\bar{U}_0 D}{v_0} = \frac{\bar{\rho}_0 \bar{U}_0 D}{\mu_0}, \quad Gr = \frac{g \beta + D^3}{v_0^2}, \\ \beta_+ &= \beta(\bar{T}_e - \bar{T}_0), \\ \theta^+ &= \frac{\bar{T} - \bar{T}_0}{\bar{T}_e - \bar{T}_0}, \quad \mu_+ = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad z^+ = \frac{z}{D}, \quad r^+ = \frac{r}{D}, \\ \bar{U}_z^+ &= \frac{\bar{U}_z}{\bar{U}_0}, \quad \bar{u}' \bar{u}'^+ = \frac{\bar{u}' \bar{u}'^+}{\bar{U}_0^2}, \quad \bar{u}' t'^+ = \frac{\bar{u}' t'^+}{\bar{U}_0 (\bar{T}_e - \bar{T}_0)}, \\ \bar{u}' t'^+ &= \frac{\bar{u}' t'^+}{\bar{U}_0 (\bar{T}_e - \bar{T}_0)}, \quad \bar{u}'^2 = \frac{\bar{u}'^2}{\bar{U}_0}, \quad \hat{P}_g^+ = \frac{\bar{P} + \bar{\rho} g z}{\bar{\rho}_0 \bar{U}_0}. \end{aligned}$$

En négligeant les termes du troisième ordre, l'équation mise sous forme adimensionnelle s'écrit

$$\begin{aligned} &\frac{1}{r^+} \frac{\partial}{\partial r^+} [r^+ (1 - \beta_+ \theta^+) \bar{u}' \bar{u}'^+ - r^+ \beta_+ \bar{U}^+ \bar{u}' t'^+] \\ &+ \frac{\partial}{\partial z^+} [(1 - \beta_+ \theta^+) (\bar{U}^{+2} + \bar{u}'^{2+}) - 2\beta_+ \bar{U}^+ \bar{u}' t'^+] \\ &+ \frac{\partial \hat{P}_g^+}{\partial z^+} - \frac{Gr}{Re^2} \theta^+ \\ &- \frac{1}{Re} \left[\frac{1}{r^+} \frac{\partial}{\partial r^+} \left(r^+ \mu_+ \frac{\partial \bar{U}^+}{\partial r^+} \right) - \frac{\partial}{\partial z^+} \left(\frac{4}{3} \mu_+ \frac{\partial \bar{U}^+}{\partial z^+} \right) \right] \\ &= 0. \end{aligned}$$

Les paramètres de similitude de cette équation sont β_+ , Re et Gr/Re^2 . Le paramètre β_+ met notamment en évidence l'influence d'un écart de température $T_e - \bar{T}_0$. Si \bar{T}_e est la température à l'entrée du tube, \bar{T}_0 pourra être par exemple celle au centre de la section de mesure.

Cette équation suffit en principe à expliquer le mécanisme de l'écoulement.

DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET DE L'ECOULEMENT

L'étude a été menée d'une part dans un tube isolé thermiquement et d'autre part dans un tube non isolé,

afin de dissocier l'effet propre de la température de celui du gradient thermique.

Les mesures sont faites dans un écoulement ascendant d'air soufflé par un ventilateur à l'intérieur d'un tube cylindrique vertical. Ce tube est en laiton, il a une longueur de 1,36 m et un diamètre intérieur de 32 mm. Celui-ci est précédé d'un réchauffeur électrique qui élève la température de l'écoulement jusqu'à 500°C. L'air est ensemencé par des particules d'oxyde de zirconium dont la taille est environ 1 μm et qui sont aspirées par le ventilateur.

Pour rendre possible les mesures par anémométrie laser, des fentes diamétralement opposées sont percées dans la paroi du tube parallèlement à l'axe. Elles ont 10 mm de longueur et 1 mm de large et sont situées à 32 mm de la sortie du tube (Fig. 1).

Différentes expériences concernant l'effet des fentes ont montré que celles-ci ne perturbent que très peu l'écoulement et seulement au voisinage immédiat de la paroi [5]. Le débit de fuite par ces ouvertures est négligeable comparé au débit total de l'écoulement, nettement inférieur à 1%. De plus la vérification de la loi de paroi et de la loi déficitaire prouve que les mesures sont correctes au sein de l'écoulement [6]. Les résultats que nous présentons sont obtenus dans une zone non influencée par les fentes.

Bien qu'il y ait de grosses différences de température

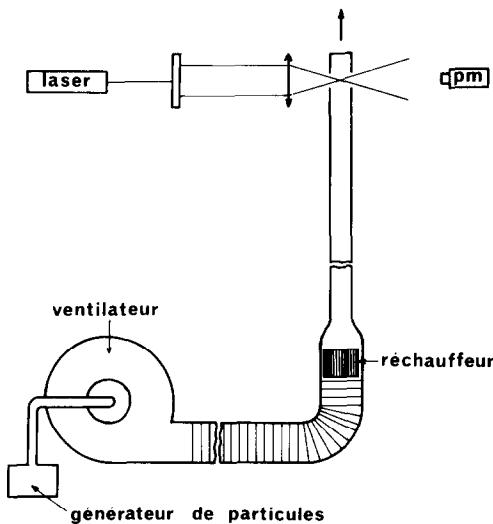


FIG. 1. Schéma du dispositif expérimental.

dans l'écoulement, il ne faut pas craindre d'effets mirages comme ceux étudiés par MacDougall [7] à la traversée de liquides par des faisceaux laser. Les variations d'indice de réfraction sont en effet très faibles dans les gaz, ce qui permet même de faire des mesures de vitesse dans les flammes par anémométrie laser sans que s'ajoute un bruit artificiel notable aux valeurs de fluctuations mesurées.

La chaîne anémométrique est composée :

(a) d'un laser Argon qui a une puissance de deux watts toutes raies dont une seule est utilisée pour des mesures en diffusion avant,

(b) d'un photomultiplicateur qui collecte la lumière diffusée par les particules traversant le volume de mesure dont les dimensions sont les suivantes $\Delta x = 0,135 \text{ mm}$, $\Delta y = 0,135 \text{ mm}$ et $\Delta z = 1,738 \text{ mm}$,

(c) d'un compteur qui traite le signal délivré par le photomultiplicateur et donne un signal analogique proportionnel à la vitesse instantanée.

Le traitement de celui-ci fournit la vitesse moyenne \bar{U} , le taux de fluctuation de vitesse $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / \bar{U}$ et la répartition spectrale des fluctuations de vitesse, cette dernière étant obtenue par un analyseur en temps réel.

Le laser reste fixe; le déplacement du volume de mesure est réalisé par un support cartésien qui assure la translation de l'unité optique suivant z et x avec une précision de $1/100 \text{ mm}$. Le déplacement suivant la direction y est obtenu avec une précision de $1/100 \text{ mm}$ par le support mobile du tube. Toutes ces précisions sont relatives et valables pour des déplacements effectués à une température donnée. Il est par contre plus difficile de situer une origine absolue à cause des dilatations thermiques des supports.

Un thermocouple chromel-alumel de diamètre $0,1 \text{ mm}$ introduit par la sortie du tube et situé sur l'axe à quelques millimètres en aval de la section de mesure des vitesses, permet d'avoir la température axiale de l'écoulement sans perturber le champ dynamique. C'est

la température qui servira de référence dans chaque expérience.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Etablissement de l'écoulement

Les mesures du gradient de vitesse longitudinale ont donné les résultats suivants :

(a) à froid, l'écoulement est établi dans la section de mesure située à 40 diamètres de l'entrée du tube,

(b) à chaud, on peut considérer que dans le tube isolé thermiquement, l'écoulement est pratiquement établi, étant donné que le gradient axial de température est suffisamment faible. Par contre, dans le cas non isolé, l'importance de ce gradient ne permet pas d'atteindre l'établissement dynamique.

Profils de vitesse

Des mesures réalisées à froid montrent que nos résultats sont en accord sur une grande plage de la zone centrale (Fig. 2) avec ceux de Laufer [8] obtenus par anémométrie à fil chaud.

Nous avons même pu mesurer des vitesses longitudinales à la traversée des parois, bien que le débit par les fentes soit très faible ; ceci explique pourquoi il y a des points de vitesse non-nulle au niveau de la paroi et aussi à l'extérieur du tube. Malgré cette constatation locale la validité des résultats n'est pas remise en cause dans la zone centrale.

Les Figs. 3 et 4 donnent les profils de vitesse à différentes températures ($20, 150, 250, 350$ et 450°C) pour des nombres de Reynolds de 5000 et 20 000. La variation de \bar{U}/\bar{U}_0 due à l'augmentation du chauffage n'est pas notable dans ces cas-là. Sur la Fig. 3, la légère dissymétrie des profils aux fortes températures peut s'expliquer par une translation de support de déplacement causée par les dilatations thermiques.

Fluctuations de vitesse

Sur la Fig. 5, nous représentons la valeur de la fluctuation de vitesse au centre de la section de mesure en fonction du nombre de Reynolds pour des températures de 150 et 350°C dans les deux cas isolé et non-isolé. $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ croît proportionnellement à Re et le

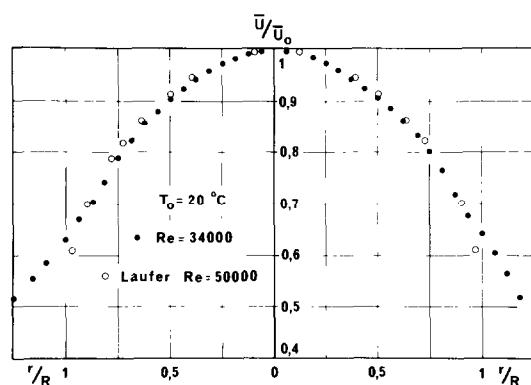


FIG. 2. Profil de vitesse à froid.

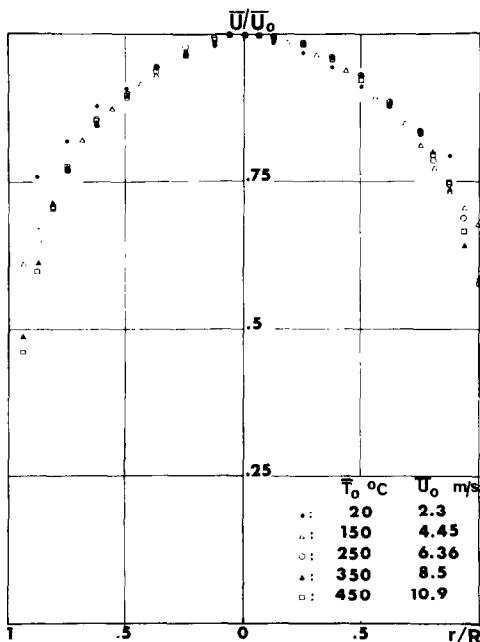


FIG. 3. Profils de vitesse à un nombre de Reynolds de 5000.

niveau est d'autant plus important que la température est élevée. Le fait d'être non-isolé relève également légèrement les intensités de fluctuation.

Variation de la température sur l'axe

Des mesures de température sur l'axe du tube, réalisées à l'aide de thermocouples chromel-alumel de diamètre 0,1 mm introduits perpendiculairement à l'écoulement, montrent que celle-ci décroît linéairement avec z (Fig. 6). $z = 0$ représente l'entrée du tube juste après le convergent ; les trois séries de courbes convergent vers les trois températures $T_0 = 150, 250$ et 350°C mesurées à 32 mm de la sortie. Dans le cas du tube isolé les pentes sont évidemment plus faibles. Les gradients sont plus forts quand les nombres de

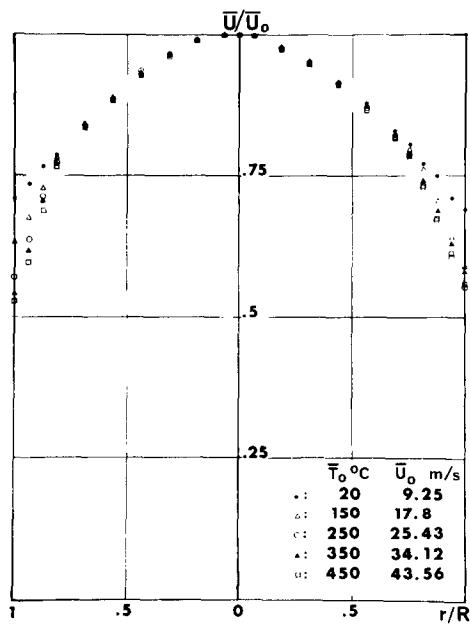


FIG. 4. Profils de vitesse à un nombre de Reynolds de 20 000.

Reynolds (rapportés aux conditions au centre de la section de mesure) sont moins élevés.

Taux de fluctuation de vitesse et gradient axial de température sur l'axe

Sur l'axe, le taux $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/\bar{U}$ est une fonction décroissante du nombre de Reynolds, comme l'a déjà constaté Coantic dans un écoulement froid [9]. Ceci reste vrai quelle que soit la température (Fig. 7). Toutes les courbes semblent tendre, aux grands nombres de Reynolds, vers une courbe unique ; ceci laisse supposer que le chauffage n'a plus d'influence sur le taux de fluctuation de vitesse pour les nombres de Reynolds très grands.

A Re constant une plage de variation de température

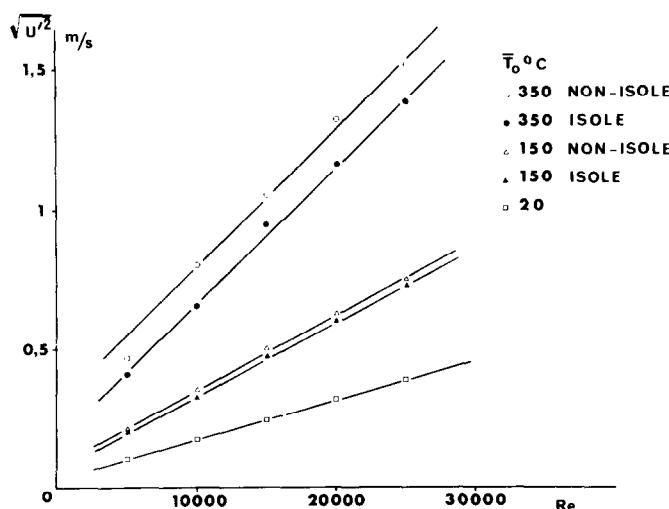


FIG. 5. Evolution de la fluctuation de vitesse.

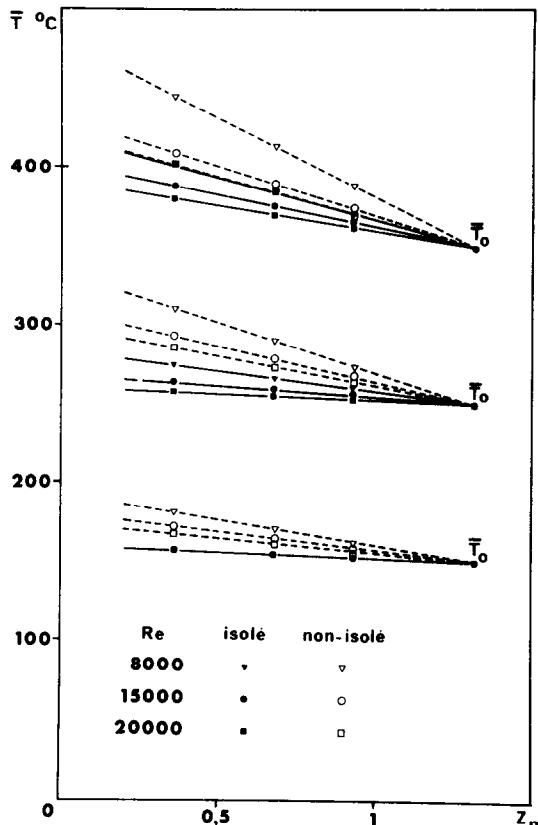


FIG. 6. Variation de la température sur l'axe.

entraîne des écarts du taux de fluctuation très différents suivant l'isolation.

Toujours sur l'axe, le gradient de température $\partial \bar{T} / \partial z$ varie dans le même sens que le taux de fluctuation de vitesse $\sqrt{\langle u'^2 \rangle / \bar{U}}$ en fonction du nombre de Reynolds (Fig. 8).

Nous constatons aussi sur la Fig. 8 que le gradient de température est important et augmente avec la température; il en est de même pour le taux de

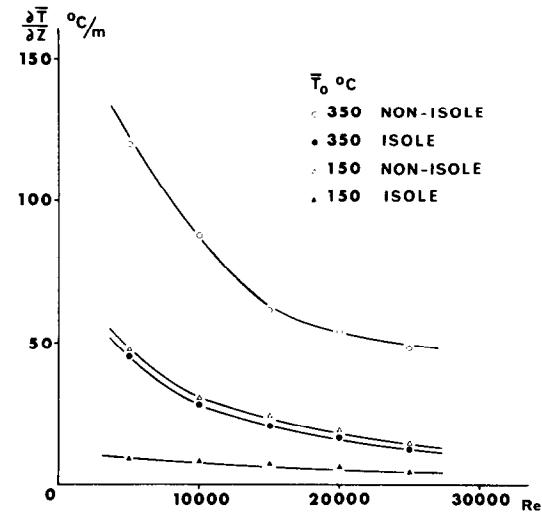


FIG. 8. Evolution du gradient de température sur l'axe.

fluctuations de vitesse. Par contre, aux grands nombres de Reynolds, $\partial \bar{T} / \partial z$ est faible et la variation de $\sqrt{\langle u'^2 \rangle / \bar{U}}$ avec \bar{T}_0 est presque négligeable.

Pour un même gradient de température, les effets sur le taux de turbulence $\sqrt{\langle u'^2 \rangle / \bar{U}}$ sont identiques quelle que soit la température de l'écoulement. A titre d'exemple

	$\partial \bar{T} / \partial z$	$\sqrt{\langle u'^2 \rangle / \bar{U}}$
Pour $Re = 10\,000$	\bar{T}_0 (°C)	(°C m ⁻¹) (%)
tube non isolé	150	30 4,02
tube isolé	350	28 3,9

Ce résultat, approximativement valable quel que soit le nombre de Reynolds, comme le montrent les Figs. 7 et 8, nous suggère que seul le gradient de température a un effet sur le taux de fluctuations de vitesse, et non la température, ceci dans notre domaine de mesure.

Ceci semble confirmé par l'étude de l'équation adimensionnelle de quantité de mouvement. En effet, le paramètre Gr/Re^2 traduisant l'effet de convection naturelle est petit, de l'ordre de 10^{-5} dans notre cas, et pratiquement négligeable devant les deux autres paramètres que sont le nombre de Reynolds Re et le terme β_+ prenant en compte l'écart de température $\bar{T}_e - \bar{T}_0$. Dans notre expérience, les écarts de température sur l'axe sont analogues aux gradients de température; si les gradients de température sont semblables et si les nombres de Reynolds sont identiques, il est donc normal d'obtenir des termes u'^2 comparables.

Analyses spectrales

La distribution de l'énergie turbulente de la vitesse longitudinale en fonction de la fréquence est déterminée sur l'axe ($x/R = 0$) à 3-D de la sortie du tube, à $Re = 5000$ et pour les températures $\bar{T}_0 = 20, 150$ et 350°C (Fig. 9).

Nous constatons que :

- (a) l'énergie turbulente augmente avec la température, quelle que soit la fréquence,

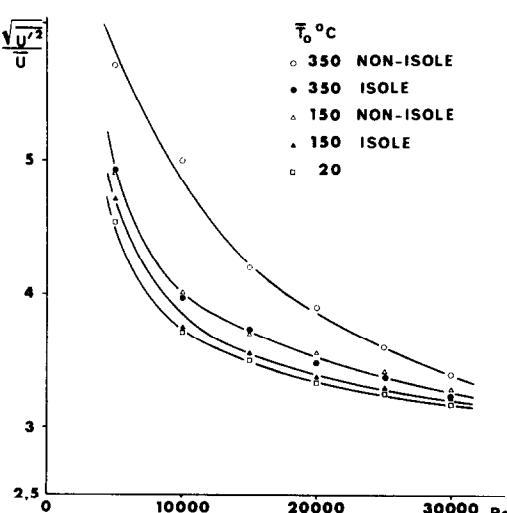


FIG. 7. Evolution du taux de fluctuation sur l'axe.

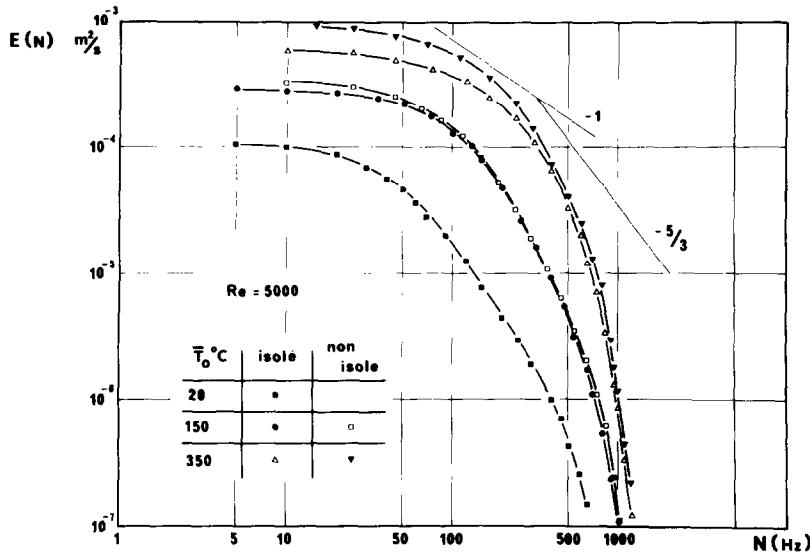


FIG. 9. Spectres d'énergie, à un nombre de Reynolds de 5000.

(b) plus l'écoulement est chaud, plus les spectres se déplacent vers les grandes fréquences,

(c) la gamme de fréquences où l'énergie est proportionnelle à $N^{-5/3}$ diminue quand la température augmente,

(d) pour les grandes fréquences, la pente $\Delta E(N)/\Delta N$ est de plus en plus forte quand la température croît.

La dissipation visqueuse devient importante par rapport au transfert, à partir d'une certaine fréquence correspondant à un nombre d'onde proportionnel à $(\varepsilon/v^3)^{1/4}$ [10] où ε est le taux moyen de dissipation de l'énergie pour tout le spectre. Pour les grands nombres d'onde, donc pour les grandes fréquences, les petits tourbillons se dissipent en chaleur. La température augmente la viscosité des gaz et accroît donc la dissipation. Ceci explique pourquoi la pente $\Delta E(N)/\Delta N$ est plus forte à chaud qu'à froid.

Toujours sur la Fig. 9, l'influence du gradient thermique semble plutôt notable dans la partie basse fréquence des spectres. Son effet est très apparent quand la température de l'écoulement est de 350°C, et se traduit dans cette zone par un relèvement du niveau énergétique du spectre pour le tube non-isolé.

Cette constatation est à rapprocher des résultats donnés par la Fig. 5 car l'intégrale

$$\int_0^\infty E(N) dN$$

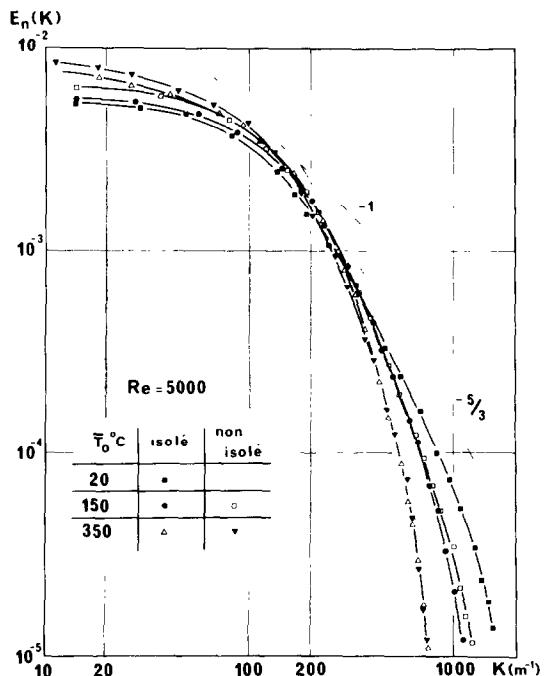
est égale à \bar{u}^2 . Ceux-ci vont tout à fait dans le même sens et montrent par exemple que l'augmentation de la fluctuation peut être d'au moins 10% dans le cas non isolé pour $T_0 = 350^\circ\text{C}$.

En supposant l'hypothèse de Taylor vérifiée dans notre cas, les spectres $E(N)$ nous permettent alors d'obtenir la variation de l'énergie turbulente en fonction de K .

Les spectres normés $E_n(K)$ sont obtenus en divisant $E(K)$ par \bar{u}^2 .

Sur la Fig. 10, nous remarquons que, pour les faibles nombres d'onde, donc pour les grosses structures, l'augmentation de la température a entraîné une hausse du niveau de l'énergie turbulente. Il apparaît que cette augmentation est plus importante dans le cas du tube non isolé que dans celui du tube isolé.

Dans la région dissipative (grands nombres d'onde),

FIG. 10. Spectres normés $E_n(K)$, à un nombre de Reynolds de 5000.

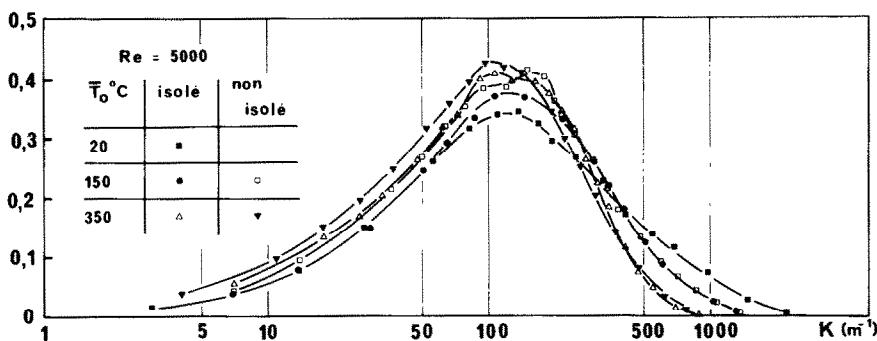
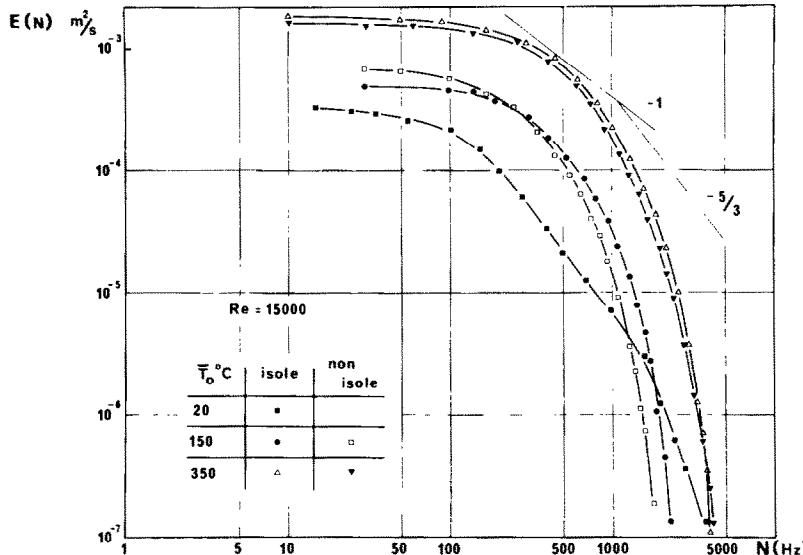
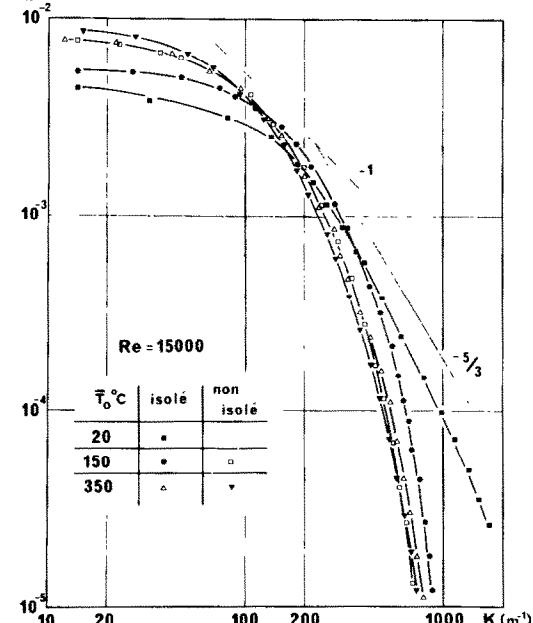
$KE_n(K)$ FIG. 11. Distribution $KE_n(K)$, à un nombre de Reynolds de 5000.

FIG. 12. Spectres d'énergie, à un nombre de Reynolds de 15 000.

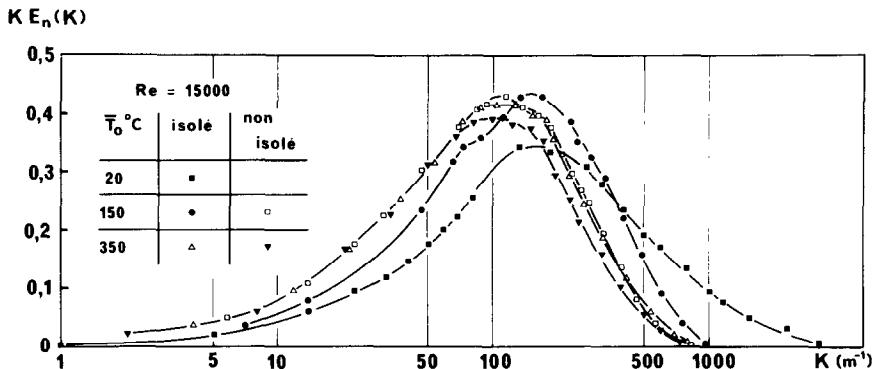
 $E_n(K)$ FIG. 13. Spectres normés $E_n(K)$, à un nombre de Reynolds de 15 000.

les spectres à chaud se déplacent vers les faibles nombres d'onde par rapport aux spectres à froid; ceci est dû à l'augmentation de la viscosité. Dans cette région, l'effet du gradient est difficile à déterminer.

La distribution de $KE_n(K)$ en fonction de K est donnée sur la Fig. 11, pour $T_0 = 20, 150$ et 350°C dans les deux cas isolé et non isolé. Les spectres présentent une bosse très marquée dans la gamme des nombres d'onde allant de 100 à 200 m^{-1} , ce qui correspond à des longueurs d'onde variant de $0,06$ à $0,03 \text{ m}$, soit respectivement 2 - et 1 -D. Par conséquent, ce sont les tourbillons dont la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur du diamètre du tube qui sont les plus énergétiques.

Tous ces résultats concernant les spectres $E(N)$, $E_n(K)$, $KE_n(K)$ à $Re = 5000$ sont aussi valables pour $Re = 15\,000$ (Figs. 12-14).

En fonction des tracés $E_n(K)$ et $KE_n(K)$, il apparaît que, à même nombre de Reynolds et à même gradient de température, les spectres sont pratiquement confondus dans toute la partie basse fréquence correspondant à des longueurs d'onde supérieures au diamètre du tube.

FIG. 14. Distribution $KE_n(K)$, à un nombre de Reynolds de 15 000.

Echelles de longueur du champ dynamique et nombres de Reynolds turbulent

L'échelle intégrale L , la micro-échelle de dissipation λ et le nombre de Reynolds turbulent Re_λ tirés des spectres sont donnés par le tableau ci-dessous :

Re	T_0 (°C)	λ (m)	L (m)	Re_λ
5000	20	$0,3 \times 10^{-2}$	$0,95 \times 10^{-2}$	16
	150 isolé	$0,42 \times 10^{-2}$	$0,87 \times 10^{-2}$	28
	150 non isolé	$0,41 \times 10^{-2}$	$1,03 \times 10^{-2}$	27
	350 isolé	$0,59 \times 10^{-2}$	$1,36 \times 10^{-2}$	34,7
15 000	20	$0,2 \times 10^{-2}$	$0,77 \times 10^{-2}$	36,6
	150 isolé	$0,44 \times 10^{-2}$	$0,84 \times 10^{-2}$	68,3
	150 non isolé	$0,58 \times 10^{-2}$	$1,24 \times 10^{-2}$	88,4
	350 isolé	$0,57 \times 10^{-2}$	$1,23 \times 10^{-2}$	98
	350 non isolé	$0,64 \times 10^{-2}$	$1,3 \times 10^{-2}$	105,6

Des valeurs de l'échelle intégrale, nous déduisons que la dimension moyenne des plus gros tourbillons est de l'ordre du centimètre. Nous remarquons aussi que la micro-échelle de dissipation augmente avec la température. Puisque cette quantité caractérise la dimension moyenne des tourbillons à partir desquels la dissipation visqueuse devient prédominante, nous en concluons que la zone dissipative commence à des nombres d'onde plus faibles à chaud qu'à froid.

Le nombre de Reynolds turbulent augmente avec la température ; il est plus élevé dans le cas du tube non isolé que dans le cas où le tube est isolé.

CONCLUSION

Les principaux résultats obtenus à partir des mesures réalisées dans le tube isolé et dans le tube non isolé pour des nombres de Reynolds compris entre 5000 et 30 000 et à des températures pouvant atteindre 500°C sont les suivants :

(a) la variation de \bar{U}/\bar{U}_0 en fonction de la température est négligeable au sein de l'écoulement,

(b) $\sqrt{\langle u^2 \rangle}$ croît proportionnellement au nombre de Reynolds à température constante et est une fonction croissante de la température à Re constant,

(c) $\sqrt{\langle u^2 \rangle}/\bar{U}$, sur l'axe et pour une température donnée, décroît quand le nombre de Reynolds augmente, et reste presque constant quand la température varie pour les très grands nombres de Reynolds ; ceux-ci correspondent à des gradients thermiques très faibles,

(d) pour un nombre de Reynolds donné et des températures différentes, mais à même gradient longitudinal de température, $\sqrt{\langle u^2 \rangle}/\bar{U}$ ne varie pas.

Nous pensons alors que la variation du taux de fluctuation de vitesse, quand la température augmente à Re constant, ne peut être due qu'au gradient longitudinal de température.

A 20°C, $E(N)$ varie comme $N^{-5/3}$ dans la région inertielle du spectre qui s'étend sensiblement sur une décennie.

A un même nombre de Reynolds, la température relève les spectres $E(N)$ dans toute la gamme d'analyse.

L'effet du gradient thermique, bien que difficile à mettre en évidence, se fait surtout sentir dans la partie basse fréquence en augmentant les niveaux énergétiques dans les cas non-isolés.

La micro-échelle de dissipation augmente avec la température, ce qui veut dire que la dissipation visqueuse commence à des nombres d'onde plus faibles à chaud qu'à froid ; ce phénomène se traduit également sur les analyses spectrales par des pentes plus fortes aux petits nombres d'onde pour les écoulements à température plus élevée.

REFERENCES

1. K. Bremhorst and K. T. Bullock, Spectral measurements of temperature and longitudinal velocity fluctuations in fully developed pipe flows, *Int. J. Heat Mass Transfer* 13, 1313 (1970); Spectral measurements of turbulent heat and momentum transfer in fully developed pipe flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* 16, 2141–2154 (1973).
2. M. Hishida and Y. Nagano, Structure of turbulent velocity and temperature fluctuations in fully developed pipe flow, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer* 101, 15 (1979).
3. A. D. Carr, M. A. Connor and H. O. Buhr, Velocity temperature and turbulence measurements in air for pipe flow with combined free and forced convection, *Trans.*

- Am. Soc. Mech. Engrs. Series C, J. Heat Transfer* **95**, 445–452 (1973).
4. A. Fortier, *Mécanique des Fluides et Transfert de Chaleur et de Masse par Convection*. Masson et Cie, Paris (1975).
 5. S. Zikikout, Etude de l'influence de la température sur le champ dynamique turbulent dans un tube cylindrique, Thèse de 3ème cycle, Univ. Pierre et Marie Curie, Paris VI, juillet (1982).
 6. P. Gouyat, S. Zikikout et F. Martin, Mesures de vitesse par anémométrie laser dans un écoulement turbulent chauffé, *C.R. Acad. Sci. Paris* **296**, série II, 1363 (1983).
 7. T. J. MacDougall, On the elimination of refractive-index variations in turbulent density-stratified liquid flows, *J. Fluid Mech.* **93**, 83–96 (1979).
 8. J. Laufer, The structure of turbulence in fully developed pipe flow, *NACA Rep.* 1174 (1954).
 9. M. Coantic, Contribution à l'étude de la structure de la turbulence dans une conduite de section circulaire, Thèse de Doctorat d'Etat, Université d'Aix Marseille (1966).
 10. J. O. Hinze, *Turbulence. An Introduction to its Mechanism and Theory*. Series Mechanical Engineering, McGraw-Hill, New York (1959).

EFFECT OF THE TEMPERATURE ON THE TURBULENT DYNAMIC FIELD IN A PIPE

Abstract—This study concerns the effect of the temperature (20–500°C) on the velocity fluctuations and their energy spectra in a turbulent vertical pipe flow. For the cold flow, the rate of turbulence $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/\bar{U}$ only depends on the Reynolds number, whereas for the hot flow the Reynolds number is not the single parameter. There is a supplementary effect owing to the temperature gradient. Logarithmic spectra verified the existence of the inertial region with a slope of $-5/3$ for the cold flow. In the dissipative region the spectra are displaced towards the small wave numbers when the temperature increases.

EINWIRKUNG DER TEMPERATUR AUF DAS KRAFTBEWEGENDES TURBULENTES FELD IN INNEREN DER ROHRE

Zusammenfassung—Diese Studium betrifft die Einwirkung der Temperatur (20–500°C) auf die Schwankungen der Geschwindigkeit und ihre Kraftspektren in einer turbulenten senkrechten Ausströmung. Für die Kalte Ausströmung hängt das Turbulenzverhältnis nur von dem Reynolds number ab, während diese Nummer nicht den einzigen Parameter für die wärme Ausströmung ist. Es gibt eine ergänzende Einwirkung wegen des Temperatur-druckgefälles. Die Logarithmusspektren bestätigen das Vorliegen einer Beharrungszone mit einer Neigung von $-5/3$ für die kalte Ausströmung. In der Zerstreuungsregion werden die Spektren gegen die kleinen Wellennummern verschoben, wenn die Temperatur sich vergrößert.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ В ТРУБЕ

Аннотация—Исследуется влияние температуры (20–500°C) на турбулентные пульсации скорости и их энергетические спектры при течении жидкости в вертикальной трубе. Показано, что при течении холодной жидкости интенсивность турбулентности $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/\bar{U}$ зависит только от числа Рейнольдса, а в нагретой жидкости дополнительное влияние оказывает температурный градиент. В турбулентном потоке холодной жидкости подтверждено существование инерционной области спектра, в которой выполняется закон $-5/3$. Показано, что с ростом температуры диссипативная часть спектра смещается в сторону малых волновых чисел.