

QUELQUES RESULTATS SUR UN JET TURBULENT AXISYMETRIQUE
FORTEMENT CHAUFFE.

E.M. BAHRAOUI, L. FULACHIER

INSTITUT DE MECANIQUE STATISTIQUE DE LA TURBULENCE
UNITE ASSOCIEE AU C.N.R.S. N° 130

12 Avenue du Général Leclerc - 13003 MARSEILLE

Principales notations.

CP	écoulement faiblement chauffé (contaminant passif).
C_p	chaleur spécifique à pression constante.
D	diamètre de conduit annulaire.
d	diamètre intérieur du conduit central.
d'	diamètre de sortie du conduit central.
F	spectre de température normé à l'unité.
FC	écoulement fortement chauffé.
g	accélération de la pesanteur.
n	fréquence.
Pr_t	nombre de Prandtl de la turbulence.
u	vitesse.
X	distance comptée à partir de la base du brûleur selon l'axe vertical.
(x, r, ϕ)	système de coordonnées cylindriques.

- α_t diffusivité thermique de la turbulence .
- Δ_u demi-largeur des profils de vitesse à $\tilde{u}_m/2$.
- Δ_θ demi-largeur des profils de température à $(\tilde{\theta}_m - \theta_e)/2$.
- η_u distance radiale adimensionnelle relative à la vitesse,
 $\eta_u = r / \Delta_u$
- η_θ distance radiale adimensionnelle relative à la température,
 $\eta_\theta = r / \Delta_\theta$
- ν_t viscosité de la turbulence .
- ρ masse volumique .
- θ température .
- a air .
- e à l'extérieur .
- p propane .
- \bar{z} valeur moyenne de $z = \bar{z} + z'$.
- \tilde{z} valeur moyenne pondérée par la masse de $z = \tilde{z} + z''$.
- z' fluctuation de z , avec $\bar{z}' = 0$.
- z'' fluctuation de z , avec $\overline{\rho z''} = 0$.

1. Introduction.

Cette étude entre dans le cadre des écoulements turbulents avec transfert de chaleur important, les écarts de température pouvant atteindre plusieurs centaines de Kelvin. Dans ce cas, la chaleur est un scalaire actif, entraînant des variations importantes de la masse volumique dans le temps et dans l'espace.

Il s'est avéré essentiel, tant sur le plan fondamental que pratique, d'étudier des écoulements turbulents en présence de forts gradients de température où l'hypothèse de contaminant passif n'est plus valable. De telles études trouvent leurs applications dans les domaines divers et en particulier en combustion turbulente.

En fait, il existe peu d'étude dans ce domaine. Citons les travaux de Nicholl/1/, effectués en 1970, en couche limite turbulente sur paroi assez fortement chauffée ($\theta_p - \theta_e = 100$ K, U_e varie entre 1,5 et 2,4 m/s), ceux de Lin et Lin /2/, effectués en 1973, derrière grille où la température moyenne atteint 370 K, et, plus récemment les expériences de Cheng et Ng/3,4/ dans le cas d'une couche limite d'une paroi chauffée ($\theta_p = 1100$ K, vitesse extérieure $U_e = 19$ m/s ou 20 m/s).

Un des buts essentiels de ces recherches est de mettre en évidence les modifications qu'entraîne l'existence de forts gradients de température au sein d'un écoulement turbulent, de contribuer à l'amélioration des modèles numériques permettant la prédétermination d'écoulement à haute température et d'examiner dans quelle mesure ces modèles diffèrent de ceux utilisés dans le cas où la chaleur se comporte comme un contaminant passif.

Dans l'expérience conçue à l'I.M.S.T., les forts gradients de température ont été obtenus en chauffant un écoulement turbulent par une flamme; il s'agit d'un jet turbulent annulaire, axisymétrique, vertical.

A titre de repère, cet écoulement turbulent est aussi étudié lorsqu'il est légèrement chauffé sans flamme, la chaleur se comportant alors comme un contaminant passif, tout au moins en ce qui concerne les fluctuations.

Les résultats présentés ici, sont relatifs:

- aux évolutions axiales des températures macroscopiques;
- aux évolutions axiales des demi-largeurs des profils de vitesse et de température macroscopiques;
- aux évolutions axiales de l'intensité de turbulence de la température;
- aux évolutions radiales de la viscosité et de la diffusivité thermique de la turbulence.

2. Dispositif expérimental.

Les expériences sont réalisées dans un jet turbulent d'air axisymétrique vertical /5/ issu d'un conduit annulaire ($D = 25,3$ mm; débit $Q \approx 15$ m³/h; nombre de Reynolds, basé sur $D - d$ et la vitesse de débit ≈ 8200 , fig.1). Dans le conduit central, un prémélange, de faible débit, d'air ($q_a = 0,73$ m³/h) et de propane ($q_p = 0,04$ m³/h) peut être injecté, et l'on obtient ainsi une flamme de prémélange (FC), l'accrochage de cette flamme se faisant sur le bord intérieur du conduit central ($d' = 7$ mm.)

La température maximale de cette flamme est environ 2000 K à $X/D = 1,4$.
Notons que le jet annulaire ne participe pratiquement pas à la combustion:
en particulier, lorsqu'on l'arrête, l'aspect de la flamme demeure inchangé.

Dans une deuxième expérience (CP), afin d'avoir un point de repère,
l'écoulement annulaire est légèrement chauffé, sans combustion.

L'ensemble du brûleur est placé dans une veine d'expérience, de
section carrée de 270 mm de côté et de 800 mm de haut.

3. Equations.

Les équations statistiques sont écrites pour un écoulement turbulent
fortement chauffé, axisymétrique, vertical et sans réaction chimique, en
utilisant la moyenne pondérée par la masse ou moyenne de FAVRE.

Lorsque l'on se place au-dessus de la flamme, en dehors des zones
de réaction chimique, les hypothèses suivantes sont vérifiées:

- les effets de rayonnement sont négligeables;
- l'écoulement est statistiquement stationnaire;
- la seule force de volume à considérer est la force de gravité dirigée dans
le sens opposé de l'axe du brûleur;
- l'écoulement étudié vérifie l'équation d'état des gaz parfaits $\rho \theta = \rho_e \theta_e$

3.1 - Equation de continuité.

Suivant les hypothèses citées ci-dessus, l'équation de continuité
s'écrit sous la forme suivante :

$$(1) \quad \frac{\partial}{\partial x} \bar{\rho} \tilde{u} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{\rho} \tilde{v}) = 0$$

où l'axe des x coïncide avec l'axe de l'écoulement.

Par raison de symétrie \tilde{v} étant nulle sur l'axe, l'intégration de
(1) donne le profil $\tilde{v}(r)$ à partir des variations longitudinales de \tilde{u} et $\tilde{\theta}$,
compte tenu de l'équation d'état des gaz parfaits.

3.2 - Equation de quantité de mouvement.

L'écoulement étudié étant un écoulement libre, l'équation de quantité
de mouvement s'écrit en projection sur l'axe des x :

$$(2) \quad \bar{\rho} \tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \bar{\rho} \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial r} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\rho u'' v''}) + (\bar{\rho} - \rho_e) g$$

La connaissance des profils de \tilde{u} et de $\tilde{\theta}$, compte tenu de l'équation de continuité et de l'équation d'état permet le calcul de $\overline{\rho u''v''}$.

3.3 - Equation d'enthalpie.

Etant donné que l'on se place au-dessus de la flamme, où l'on suppose qu'il n'y a plus de réaction chimique, on fait l'hypothèse que l'on peut utiliser, comme pour les gaz parfaits, la relation liant l'enthalpie à la température:

$$di = Cp d\theta$$

L'équation d'enthalpie s'écrit, compte tenu de l'hypothèse précédente et des hypothèses précitées:

$$(3) \quad \overline{\rho u} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} + \overline{\rho v} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial r} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{\rho \theta'' v''}).$$

L'équation (3) permet de déterminer le flux de la chaleur à partir des profils de \tilde{u} et $\tilde{\theta}$.

4. Méthodes de mesures.

Les vitesses macroscopiques \tilde{u} sont déterminées à partir de tubes de pression spéciaux pouvant aller dans des écoulements chauffés jusqu'à des températures de 900 K (soit $X/D \approx 2,9$). En effet, soit Δp la différence entre les pressions totale et statique, on peut écrire /6/:

$$\overline{\Delta p} = \frac{1}{2} \overline{\rho u^2} = \frac{1}{2} (\overline{\rho u} + \overline{\rho u''^2})$$

En négligeant les corrélations triples, on trouve une relation semblable à celle obtenue dans le cas où la masse volumique est constante

$$\tilde{u} = \left(\frac{2 \overline{\Delta p}}{\rho} \right)^{1/2} \frac{1}{\left(1 + \frac{\overline{u''^2}}{\tilde{u}^2} \right)^{1/2}}$$

En dehors des zones fortement intermittentes de l'écoulement, on a :

$$\tilde{u} \approx \left(\frac{2 \overline{\Delta p}}{\rho} \right)^{1/2}$$

Les températures macroscopiques $\tilde{\theta}$ sont mesurées avec des thermocouples et des fils froids. En fait, il est difficile, semble-t-il, de savoir si l'on mesure avec ces deux thermomètres la température moyenne $\bar{\theta}$, ou la température $\tilde{\theta}$, pondérée par la masse. On peut noter, à ce sujet, que l'on a, d'après la définition de la moyenne pondérée par la masse :

$$\tilde{\theta} = \bar{\theta} \left(1 - \frac{\overline{\theta'^2}}{(\bar{\theta})^2} \right)$$

D'après des mesures effectuées /5/, ou la valeur maximale de $\overline{(\theta')^2}^{1/2} / \bar{\theta}$ est d'environ 0,25, on peut estimer que l'on mesure la température macroscopique $\tilde{\theta}$, et si toutefois les thermomètres n'étaient sensibles qu'à $\bar{\theta}$, on ferait une erreur de 6% dans le cas le plus défavorable.

Les fluctuations de températures θ' sont mesurées avec des fils froids en platine, de $0,63 \mu\text{m}$ de diamètre et de $0,5 \text{ mm}$. de longueur. Ils sont faiblement chauffés à intensité constante ($0,1 \text{ m.A}$); la contamination par la vitesse, avec des surchauffes utilisées, est pratiquement nulle /7/. Quant aux effets de bouts, qui interviennent principalement aux basses fréquences /8,9/, ils sont négligeables, l'atténuation de l'écart type des fluctuations de température étant inférieure à 4%. Par ailleurs, étant donné le diamètre très faible de ces fils, leur inertie thermique n'est pas à prendre en considération; leur fréquence de coupure est en effet, supérieure à 10 KHz . C'est pourquoi les mesures sont effectuées avec des amplificateurs sans circuit de compensation dont le rapport signal sur bruit est très satisfaisant.

On peut montrer /10/ que, quelle que soit la température, $\bar{\theta}$ ou $\bar{\theta}$ à laquelle le fil est sensible en moyenne, la mesure de la fluctuation de tension aux bornes du fil fournit la fluctuation de température θ' , qui est centrée.

5. Résultats expérimentaux.

Les résultats expérimentaux, obtenus dans les deux cas d'expérience fortement et faiblement chauffé, concernent principalement la viscosité et la diffusivité thermique de la turbulence ainsi que le nombre de Prandtl de la turbulence. La méthode utilise l'intégration des équations de quantité de mouvement et d'enthalpie, ce qui nécessite la détermination en plusieurs sections des champs de vitesse et de température macroscopique.

L'intégration des équations est faite dans les trois sections suivantes où l'on a :

	F C		C P
$X/D = 4,5$	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{u}_m = 14,9 \text{ ms}^{-1} \\ \tilde{\theta}_m = 561 \text{ K} \end{array} \right.$		$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{u}_m = 14,4 \text{ ms}^{-1} \\ \tilde{\theta}_m = 300,7 \text{ K} \end{array} \right.$
$X/D = 8$	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{u}_m = 10,5 \text{ ms}^{-1} \\ \tilde{\theta}_m = 387 \text{ K} \end{array} \right.$		$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{u}_m = 9,4 \text{ ms}^{-1} \\ \tilde{\theta}_m = 300 \text{ K} \end{array} \right.$
$X/D = 11$	$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{u}_m = 7,8 \text{ ms}^{-1} \\ \tilde{\theta}_m = 351 \text{ K} \end{array} \right.$		$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{u}_m = 6,7 \text{ ms}^{-1} \\ \tilde{\theta}_m = 298 \text{ K} \end{array} \right.$

5.1. Evolutions axiales de la température macroscopique.

L'évolution de la température macroscopique suivant l'axe du brûleur, dans les deux cas d'expérience FC et CP, est présentée sur la figure 2.

L'écart de température $\tilde{\theta}_m - \theta_e$ maximum atteint dans le cas FC est de 1850 K à la position $X/D = 1,4$; après correction des effets de rayonnement /5/ cet écart devient de l'ordre de 2000 K.

En ce qui concerne le cas CP, le maximum de $\tilde{\theta}_m - \theta_e$ est de 20 K. L'évolution axiale ainsi obtenue est similaire à celle des jets axisymétriques habituels (par exemple /11/).

5.2. Evolutions axiales des demi-longueurs des profils de vitesse et de température .

Les demi-longueurs Δ_u sont pratiquement les mêmes, dans les deux expériences (fig.3). Par contre, les évolutions de Δ_θ (fig.4) diffèrent notablement, sauf à partir de X/D supérieure à 10 - Cette différence est liée évidemment aux conditions aux limites qui ne sont pas semblables dans les deux expériences.

Dans le cas du contaminant passif, Δ_θ reste toujours supérieure à Δ_u , ce qui correspond aux cas habituels /11/.

5.3. Evolutions axiales de l'intensité de turbulence des fluctuations de température.

L'intensité de la turbulence $I = (\overline{\theta'^2})^{1/2} / (\tilde{\theta}_m - \theta_e)$ augmente fortement lorsque l'écoulement est fortement chauffé (fig.5). L'écart le plus important se situe, dans la zone explorée, à $X/D = 2,9$: soit $I = 0,27$ pour FC et $I = 0,06$ pour CP. Les valeurs maximales atteintes sont $I = 0,33$ pour FC et $I = 0,19$ pour CP. Les mesures de CORRSIN /12/, effectuées dans un jet axisymétrique d'air chaud avec une température de sortie de 170K. au-dessus de l'air ambiant, donnent aussi une valeur maximale de I de 0,19, mais à une distance plus grande; dans un jet rond peu chauffé, CHEVRAY et TUTU /13/ obtiennent 0,20 à $X/D = 15$.

La différence relativement importante des niveaux d'intensité de turbulence de température dans les deux cas d'expérience FC et CP semble être due principalement à la variation de la masse volumique. En effet, lorsque l'on considère $\overline{\rho (\theta'^2)^{1/2}} / \rho_e (\tilde{\theta}_m - \theta_e)$, les courbes obtenues dans les cas FC et CP sont pratiquement les mêmes (fig.6). On obtient un résultat similaire lorsque l'on compare les mesures effectuées dans une couche limite turbulente fortement chauffée /3/ et celles obtenues dans une couche limite faiblement chauffée /14/.

5.4. Viscosité ν_t et diffusivité thermique α_t de la turbulence.

La viscosité de la turbulence peut être définie par:

$$(4) \quad - \overline{\rho u''v''} = \overline{\rho} \nu_t \frac{\partial}{\partial r} \tilde{u}$$

et la diffusivité thermique de la turbulence par :

$$(5) \quad - \overline{\rho \theta''v''} = \rho \alpha_t \frac{\partial}{\partial r} \tilde{\theta}$$

La détermination de ces grandeurs est d'une importance capitale pour les modélisations. En effet, dans le cas d'écoulements en présence de forts gradients de température, les modélisations utilisées sont pratiquement calquées sur celles effectuées dans le cas où l'on fait l'hypothèse de contaminant passif.

Les figures 7 et 8 donnent un exemple des résultats obtenus respectivement pour $\nu_t / \tilde{u}_m \Delta_u$ et $\alpha_t / \tilde{u}_m \Delta_\theta$ en fonction de η_u et η_θ , à $X/D = 8$. On constate que, mis à part le voisinage de l'axe et les régions fortement intermittentes, les valeurs de $\nu_t / \tilde{u}_m \Delta_u$ et de $\alpha_t / \tilde{u}_m \Delta_\theta$, obtenues dans le cas FC, sont inférieures à celles déterminées dans le cas CP. En ce qui concerne les valeurs sur l'axe, on peut remarquer, à partir des relations (4) et (5), que ν_t et α_t présentent une forme indéterminée. Un développement limité autour de $r = 0$ a donc été effectué /10/.

Remarque : On peut se demander si, comme l'a souvent suggéré FAVRE, on ne devrait pas définir ν_t et α_t non pas à partir de (4) et (5) mais des quantités de mouvement et des flux de chaleur, soit:

$$(6) \quad - \overline{\rho u''v''} = \nu_t \frac{\partial}{\partial r} \overline{\rho} \tilde{u}$$

$$(7) \quad - \overline{\rho \theta''v''} = \alpha_t \frac{\partial}{\partial r} \overline{\rho} \tilde{\theta}$$

Mais on a remarqué que la quantité $\bar{\rho} \tilde{u}$ présentait un deuxième extremum où v_t n'était plus défini. C'est la raison pour laquelle les relations (4) et (5) ont été adoptées.

5.5. Nombre de Prandtl de la turbulence.

Le nombre de Prandtl de la turbulence $Pr_t = v_t / \alpha_t$, qui est souvent utilisé dans les prédéterminations numériques, est présenté sur les figures 9, 10 et 11 respectivement pour les sections $X/D = 11, 8$ et $4,5$ en fonction de $(\eta_u)_{CP}$. On a reporté aussi sur les figures 9 et 10 les résultats de CHEVRAY et TUTU /13/ obtenus dans un jet faiblement chauffé.

D'une façon générale -en dehors de la zone fortement intermittente à la section $X/D = 11$ (fig.9)-, les valeurs de Pr_t , dans le cas où l'écoulement est fortement chauffé (FC), sont supérieures à celles obtenues dans le cas du contaminant passif (CP). Notons toutefois qu'à la section $X/D = 4,5$ (fig.11) les différences de conditions aux limites dans le cas FC, entre les vitesses et les températures, jouent un rôle important. Ceci se traduit en particulier par des demi largeurs très différentes, $\Delta_u/D = 0,62$ et $\Delta_\theta/D = 0,32$, alors qu'à $X/D = 11$ la demi largeur du profil de vitesse est quelque peu inférieure à celle du profil de température ($\Delta_u/D = 1,11$ et $\Delta_\theta/D = 1,30$), ce qui est le cas lorsque les conditions aux limites sont analogues. En effet, à $X/D = 11$, on trouve $\Delta_u/\Delta_\theta = 0,85$, dans le cas FC, et $0,89$ dans le cas CP, alors que CHEVRAY et TUTU /13/ obtiennent $0,88$. Ainsi à $X/D = 4,5$, les différences de conditions aux limites doivent être prises en compte, dans le cas FC, pour les valeurs de Pr_t . Le calcul peut se faire pour les valeurs sur l'axe, en prenant en compte la différence des demi largeurs Δ_u et Δ_θ : on définit un nombre de Prandtl associé par $(Pr_t)_a = Pr_t \frac{\Delta_\theta}{\Delta_u}$. Même en faisant cette correction, les valeurs du nombre de Prandtl de la turbulence restent plus élevées dans le cas fortement chauffé FC que dans celui du contaminant passif CP.

Cette augmentation du nombre de Prandtl de la turbulence, lorsque le transfert de chaleur augmente, semble cohérente avec les spectres obtenus. En effet, comme il a été déjà souligné /15/, le nombre de Prandtl de la turbulence est d'autant plus élevé que l'écoulement comporte des structures peu cohérentes.

C'est ainsi que l'on trouve, dans un écoulement cisailé quasi-homogène avec gradient de température constant /16/, $Pr_t = 1,1$, dans la zone centrale d'une couche limite turbulente d'une plaque plane faiblement chauffée /14/, $Pr_t \approx 0,9$, dans le voisinage de l'axe, d'un jet rond turbulent peu chauffé /13/, $Pr_t \approx 0,6$, dans la zone de mélange d'un jet plan avec faible transfert de chaleur /15/, $Pr_t = 0,4$. Suivant cette idée, dans la présente expérience, l'écoulement fortement chauffé aurait des structures moins cohérentes que celui où la chaleur se comporte comme un contaminant passif. Or, étant donné que ces structures cohérentes, qui sont en général à grande échelle, devraient contribuer principalement aux fréquences relativement assez basses, ceci entraînerait que le spectre de température, obtenu dans le cas FC, serait décalé vers les fréquences élevées par rapport à celui déterminé dans le cas CP. C'est ce que met bien en évidence à la section $X/D = 4,5$ sur l'axe, la figure 12, où sont portées les densités spectrales F , multipliées par la fréquence n , en fonction de n en échelle logarithmique. Ce comportement spectral est similaire dans d'autres sections /10,17/.

6. Conclusions.

L'étude entreprise a tenté de montrer dans quelle mesure de forts gradients de température pouvaient influencer la structure de la turbulence.

Il ressort essentiellement, deux résultats :

- l'augmentation du transfert de chaleur entraîne celle de l'intensité de turbulence des fluctuations de température; cependant, lorsque l'on pondère cette intensité par la masse volumique moyenne, elle est pratiquement la même que celle obtenue dans le cas où la chaleur se comporte comme un contaminant passif;
- d'une façon générale, le nombre de Prandtl de la turbulence augmente avec le transfert de chaleur; ceci serait principalement dû à la diminution de la diffusivité thermique de la turbulence.

Une étude systématique d'écoulements turbulents fortement et faiblement chauffés, mais avec des conditions aux limites de vitesse et de température analogues, seraient nécessaires pour généraliser les résultats présentés. Il serait souhaitable d'étudier, en premier lieu, une turbulence de grille chauffée.

R E F E R E N C E S

- /1/ NICHOLL C.I.H., Some dynamical effects of heat on a turbulent boundary layer, (J. Fluid. Méch., Vol. 40, 1970, p. 361).
- /2/ LIN S.C., LIN S.C., Study of strong temperature mixing in subsonic grid turbulence, (Phys. Fluids., vol. 16, 1973, p. 1587).
- /3/ CHENG R.K., Ng T.T., Some aspects of strongly heated turbulent boundary layer flow, (Phys. Fluids., Vol. 25, 1982, p. 1333).
- /4/ CHENG R.K., Ng T.T., Conditional Reynolds stress in strongly heated turbulent boundary layer with premixed combustion, (Phys. Fluids., vol. 28, 1984, p. 473).
- /5/ BAHRAOUI E.M., Contribution à l'étude d'un écoulement turbulent en présence de combustion, (Thèse de 3ème. cycle, I.M.S.T., Université d'AIX-MARSEILLE II, 1981).
- /6/ BAUDET D., Interaction turbulence - Combustion dans le cas d'un prémélange air-hydrogène. Etude d'une expérience à paramètres contrôlés, (Thèse de docteur-ingénieur, Laboratoire de thermodynamique, Rouen, 1979).
- /7/ FULACHIER L., Hot-wire measurements in low speed heated flow, (Proceeding of the Dynamic Flow Conference, 1978, P.O. BOX 121, DK. 2740 Skovlunde - Denmark, p. 465).
- /8/ PARANTHOEN P., PETIT C., LECORDIER J.C., The effect of the thermal prong wire interaction on the response of a cold wire in gaseous flows (air, argon and helium), (J. Fluid. Mech. vol. 124, 1982, p.457).
- /9/ PARANTHOEN P., LECORDIER J.C., PETIT C., GAJAN P., Survey and recent developments of frequency response studies of cold wires and fine wire thermocouples in turbulent heated flow, Eighth Australasian Fluid Mechanics Conference, University Of Newcastel.N.S.W. 1983)
- /10/ FULACHIER L., CHAKIR A., BAHRAOUI E.M., Etude de la structure de la turbulence d'un jet axisymétrique en présence de flammes, (Rapport interne, I.M.S.T. 1982).
- /11/ CORRSIN S., Investigation of flow in a axially symmetrical heated of air, (National advisory Committee for Aeronautics, wartime Repport W. 94, 1946).

- /12/ CORRSIN S., UBEROI M.S., Further experiments on the flow and heat transfer in heated turbulent air jet, (National advisory Committee for Aeronautics Technical note 1865, 1949).
- /13/ CHEVRAY R., TUTU N.K., Intermittency and preferential transport of heat in a round jet, (J. Fluid, Mech., Vol. 88, 1978, p. 133).
- /14/ FULACHIER L., Contribution à l'étude des analogies des champs dynamique et thermique dans une couche limite turbulente. Effet de l'aspiration, (Thèse de Doctorat ès Science, I.M.S.T., MARSEILLE 1972).
- /15/ CHAMBERS A.J., ANTONIA R.A., FULACHIER L., Turbulent Prandtl number and spectral characteristics of a turbulent mixing layer, (à paraître dans Int. J. Heat and Mass Transfer).
- /16/ TAVOULARIS S., CORRSIN S., Experiments in nearly homogeneous turbulent shear flow with a uniform mean temperature gradient, (Part 1 J. Fluid, Mech, Vol. 124, 1981, p. 311).
- /17/ CHAKIR A., Contribution à l'étude de la structure de la turbulence en présence de forts gradients de température, (Thèse de 3ème. cycle, I.M.S.T., Université d'AIX-MARSEILLE II, 1982).

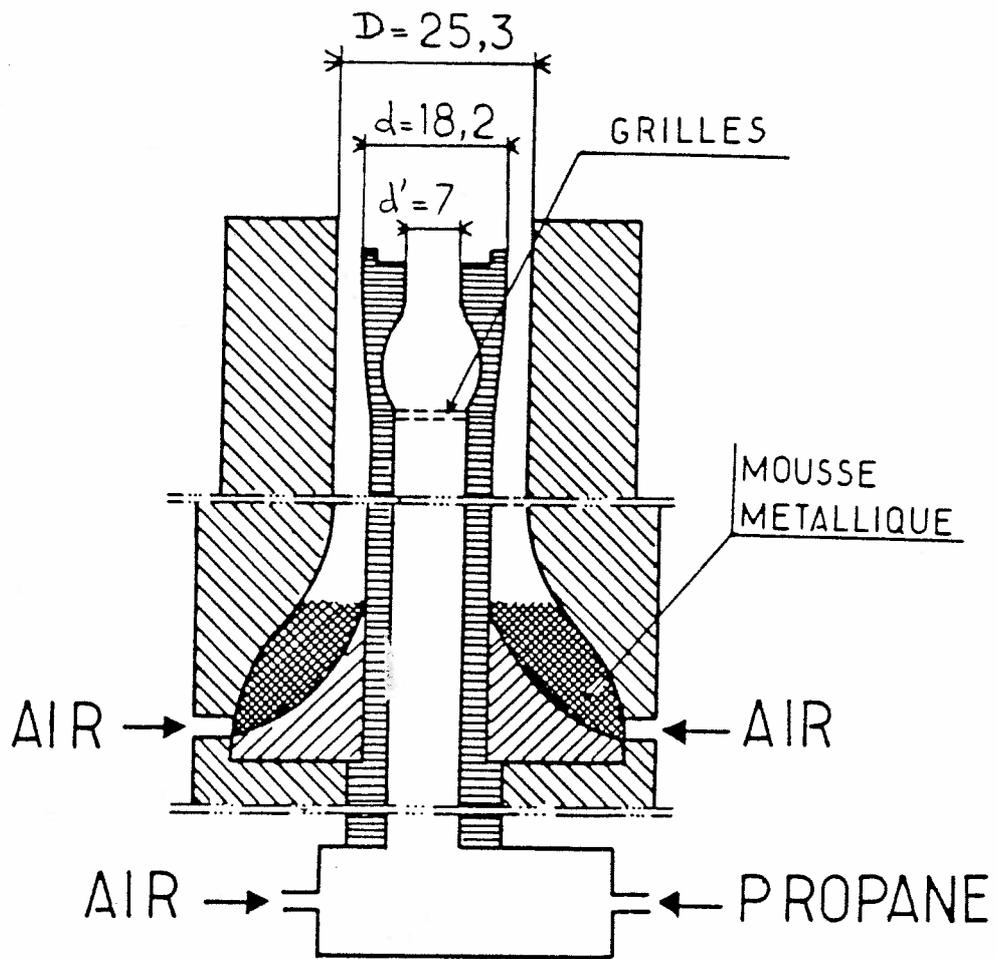


Fig.1 : Schéma du brûleur.

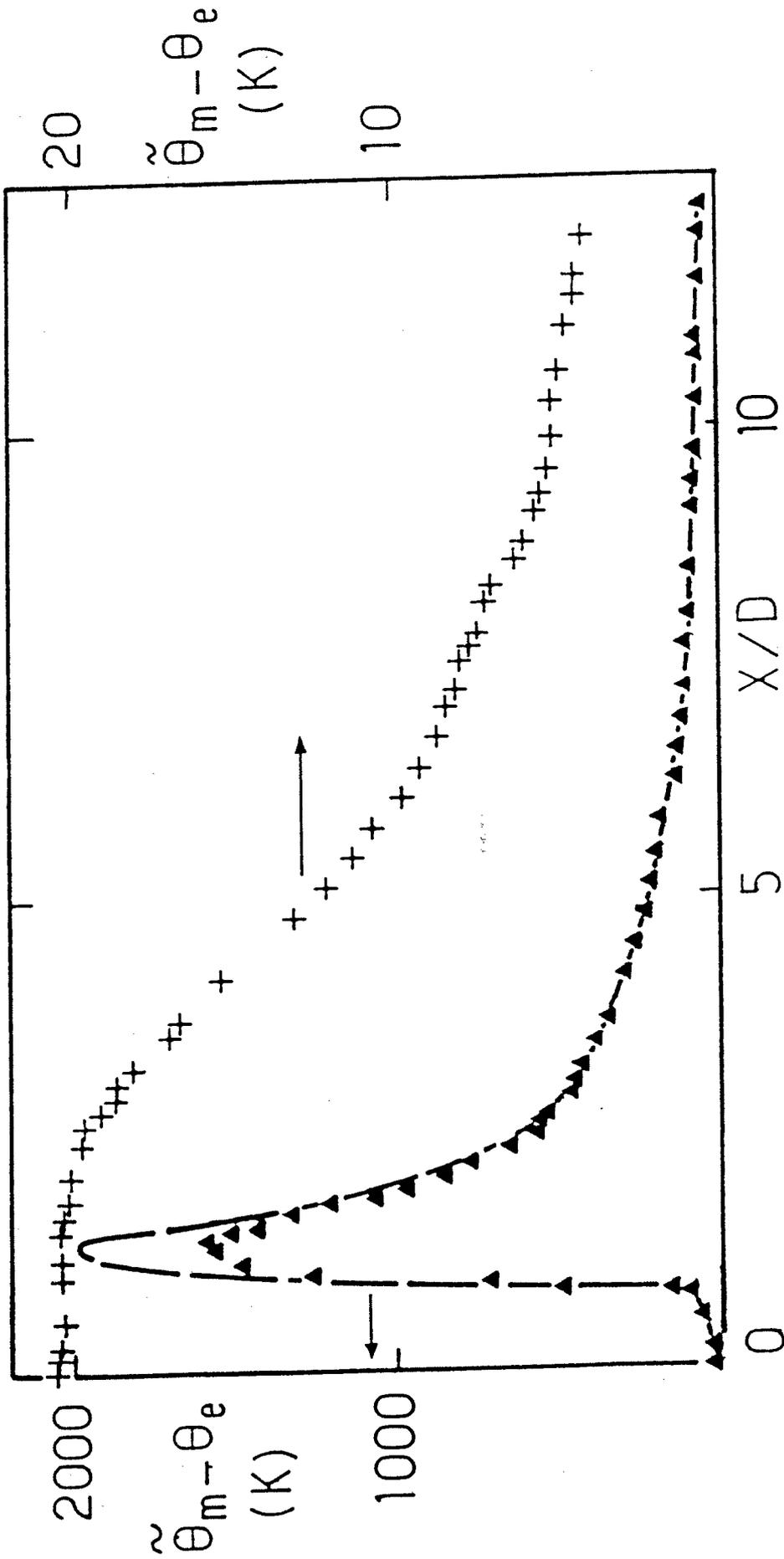


Fig.2 : Evolutions axiales de la température macroscopique.
(+ CP; ▲ FC; --- FC avec correction de rayonnement).

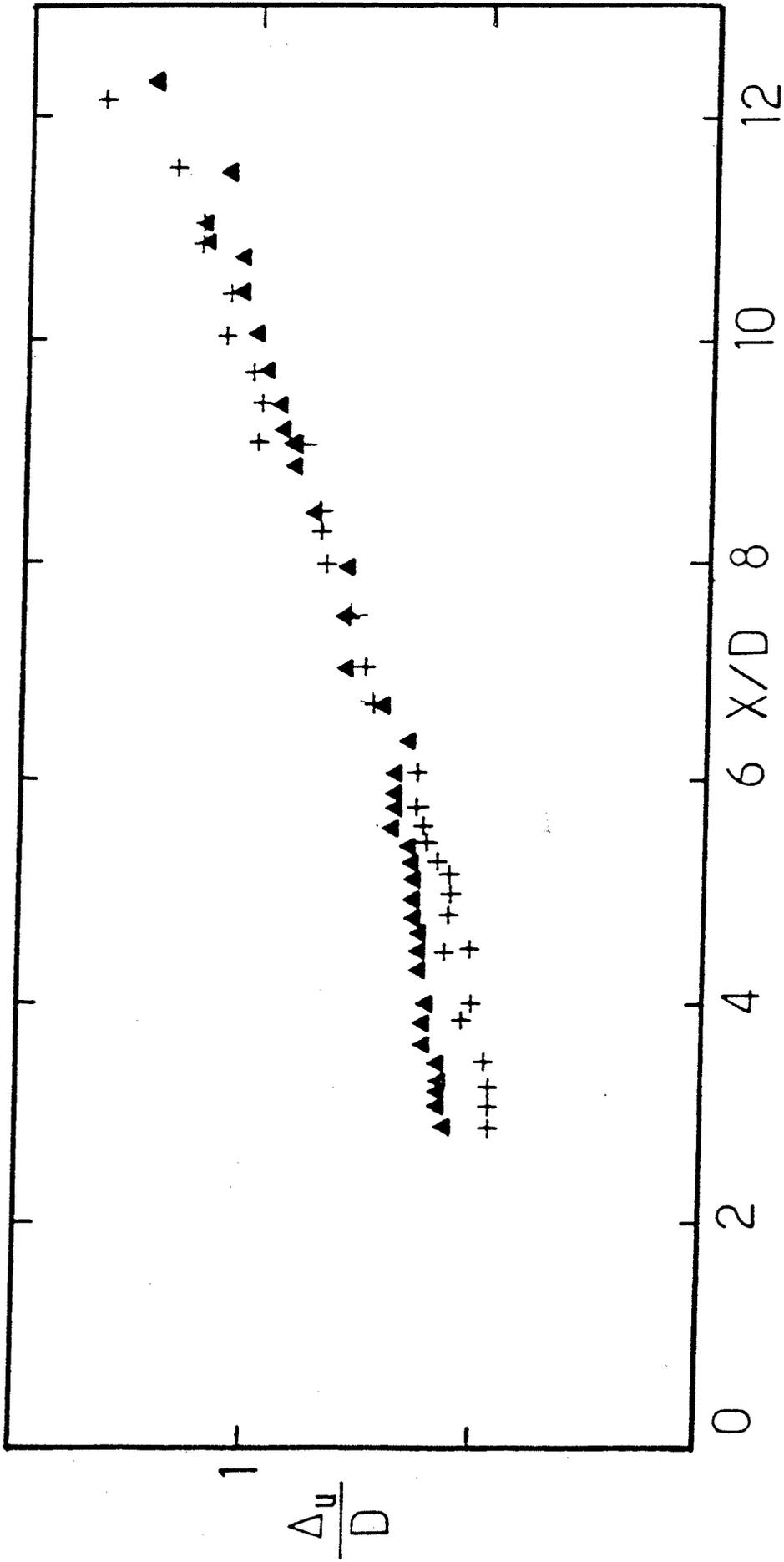


Fig.3 : Evolutions longitudinales de la demi-largeur des profils de vitesse radiaux.
(+ CP ; ▲ FC).

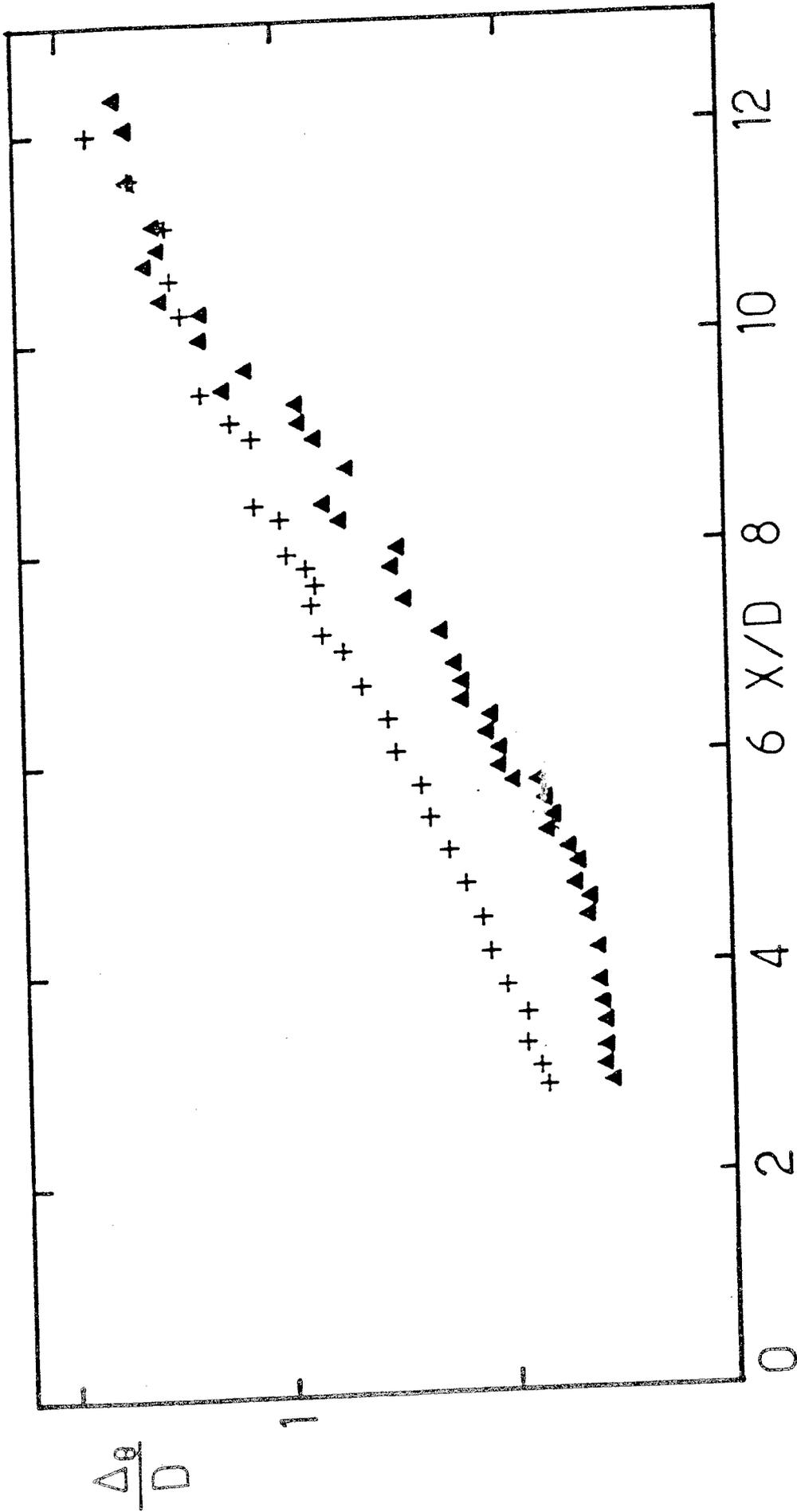


Fig.4 : Evolutions longitudinales de la demi-largeur des profils de température radiaux.
(+ CP ; ▲ FC).

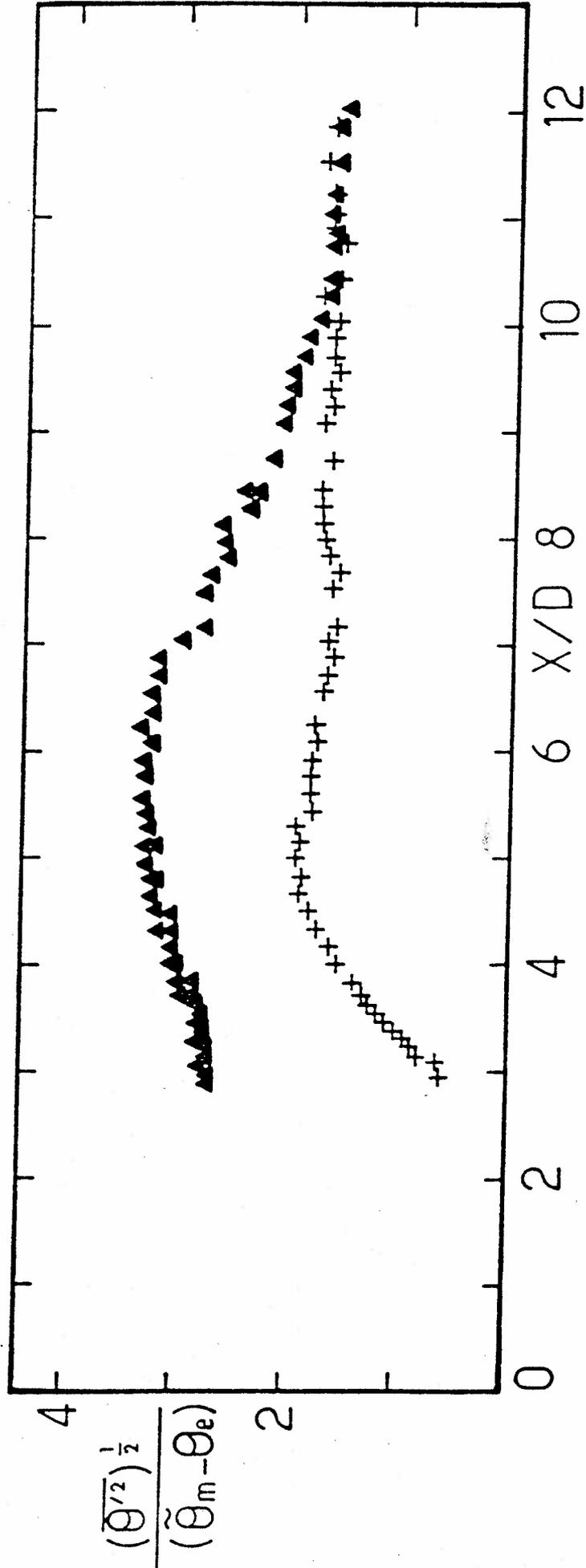


Fig.5 : Evolutions axiales de l'intensité de turbulence des fluctuations de température.
(+ CP ; ▲ FC).

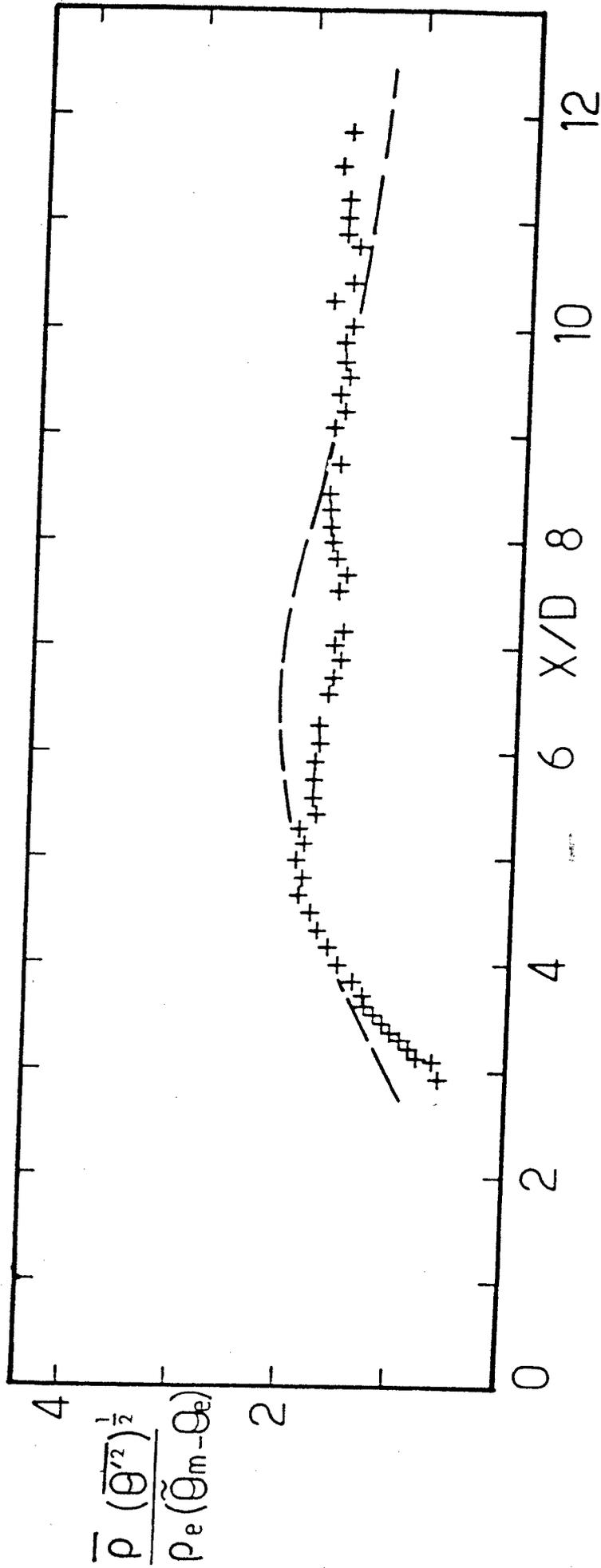


Fig.6 : Intensités de turbulence des fluctuations de température pondérées par la masse volumique.
(+ CP ; - - FC).

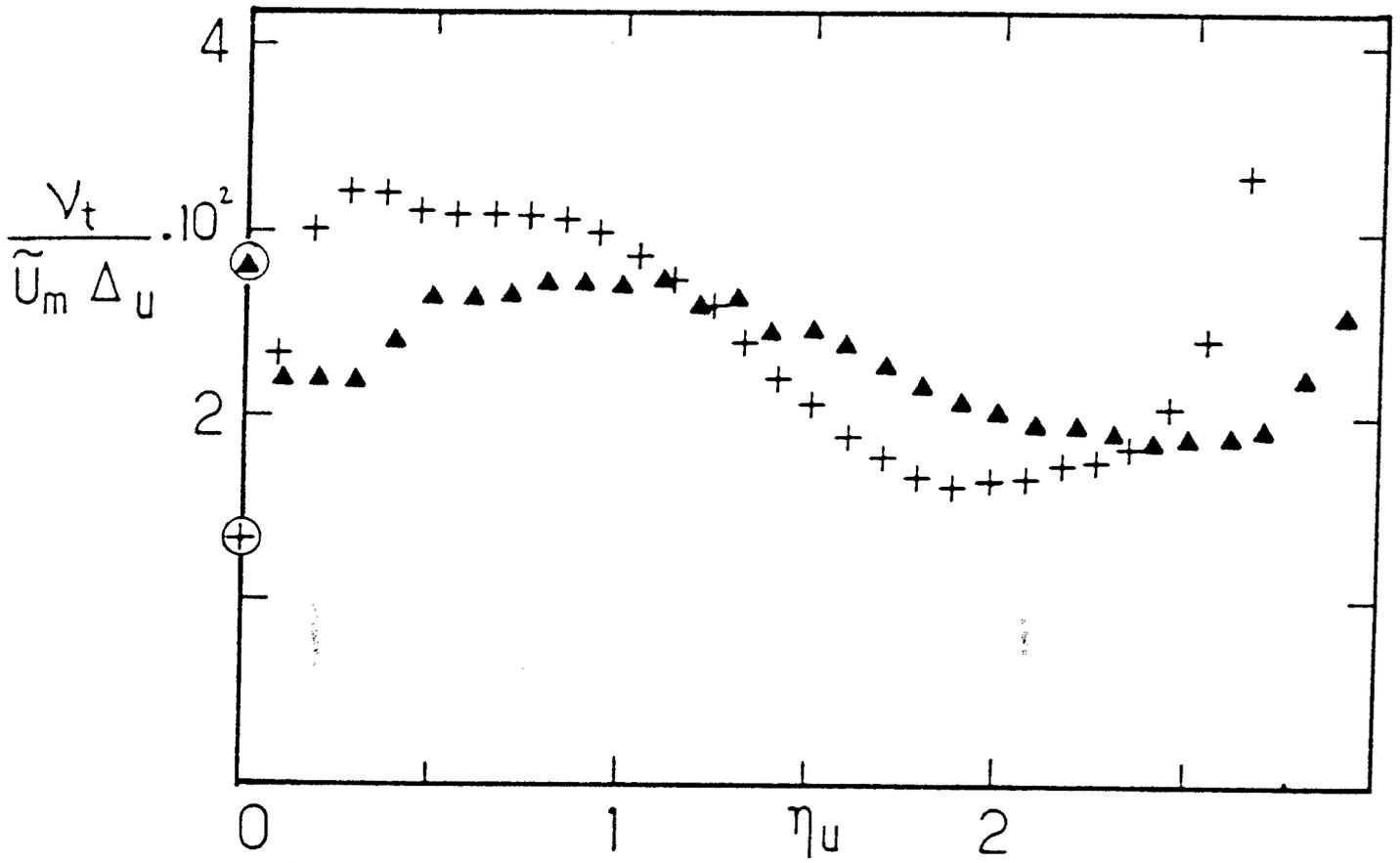


Fig.7 : Profils radiaux de la viscosité de la turbulence ($X/D = 8$).
(+ CP ; ▲ FC ; \oplus , \ominus calcul à $r = 0$).

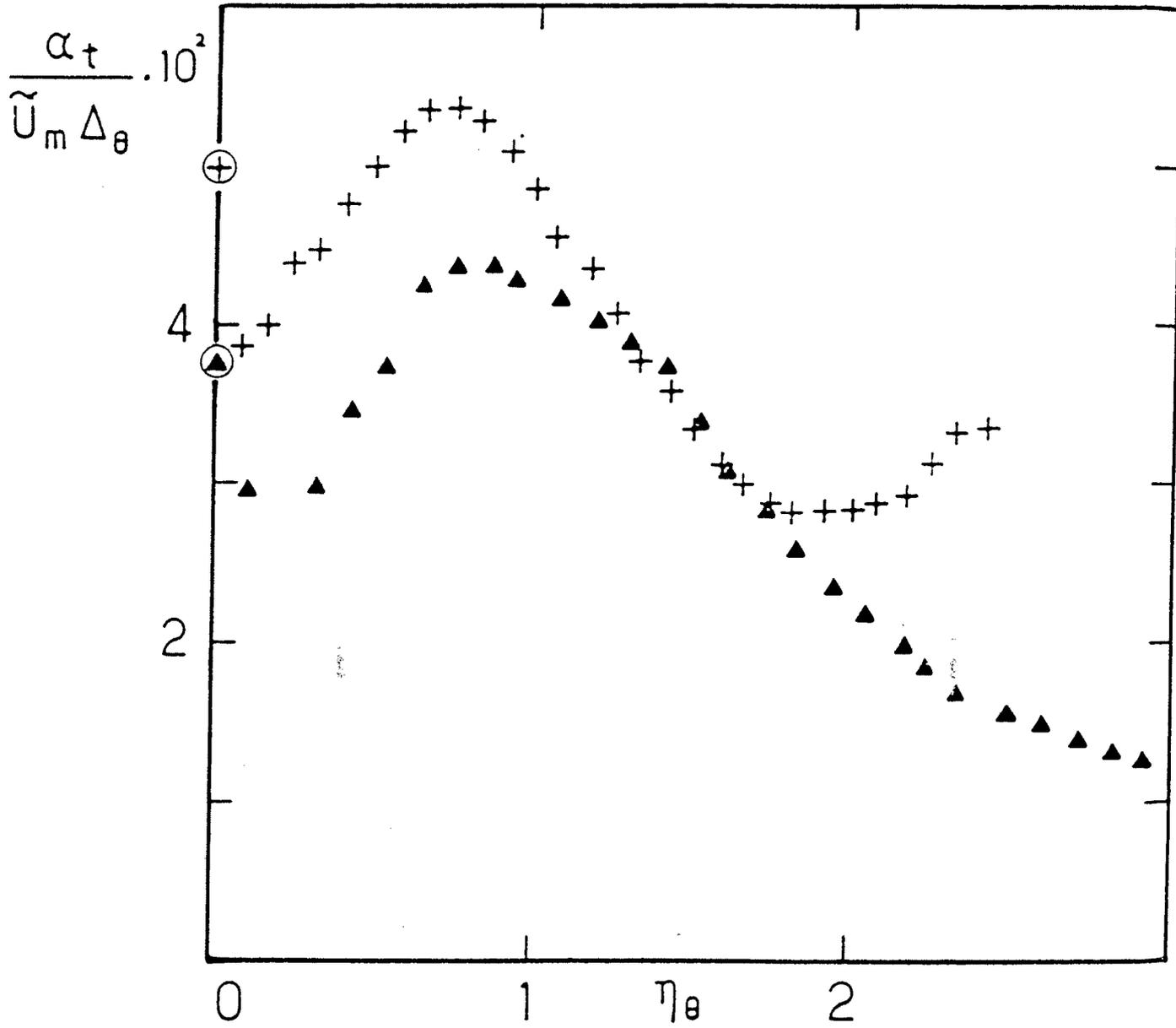


Fig.8 : Profils radiaux de la diffusivité thermique de la turbulence ($X/D = 8$)
(+ CP ; ▲ FC ; ⊕ , ⊙ calcul à $r = 0$).

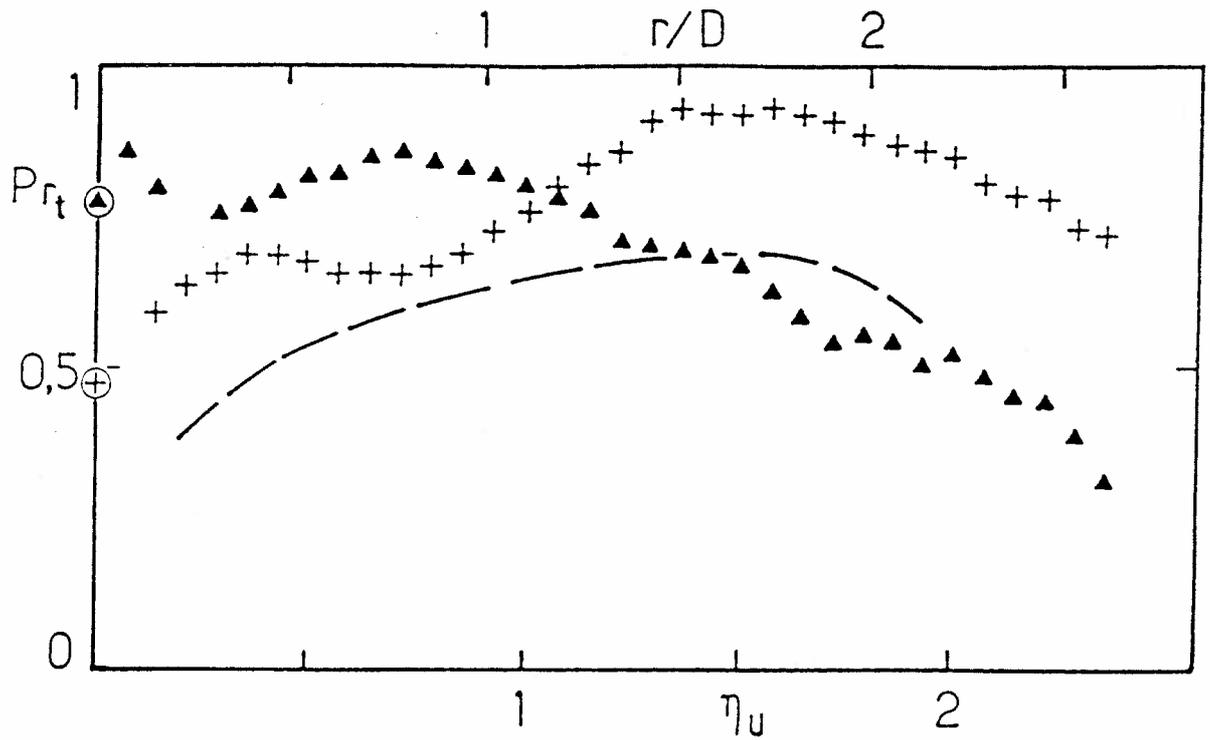


Fig. 9 : Evolutions radiales du nombre de Prandtl de la turbulence ($X/D = 11$). (+CP ; ▲ FC ; -- CHEVRAY et TUTU /13/).

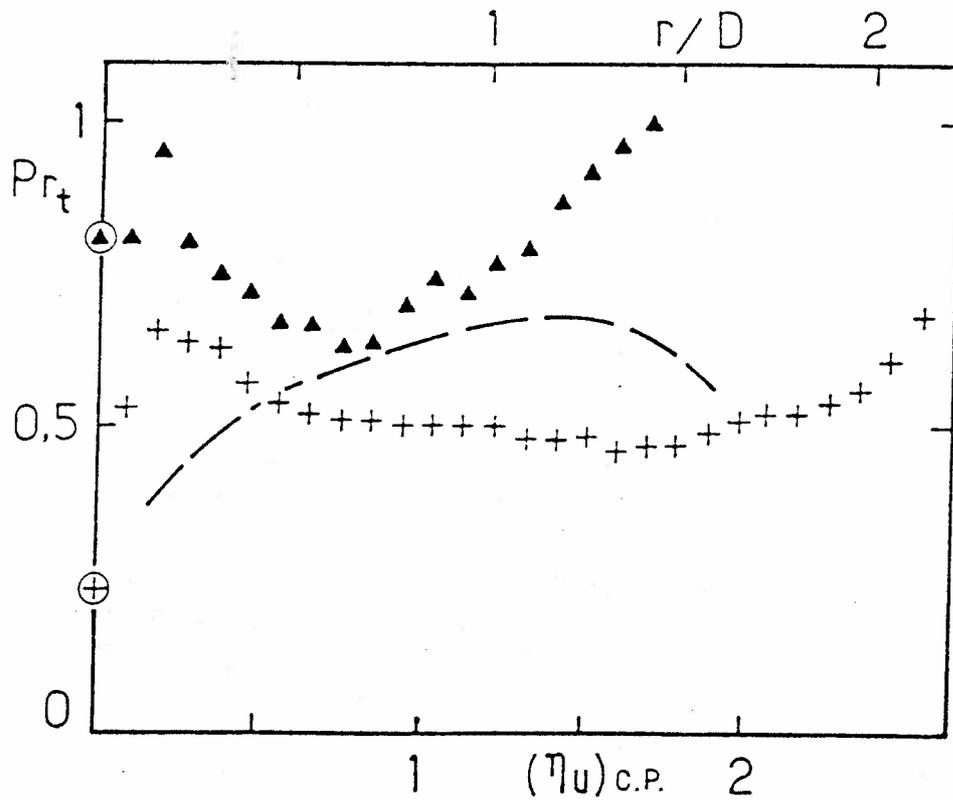


Fig. 10 : Evolutions radiales du nombre de Prandtl de la turbulence ($X/D = 8$). (+CP ; ▲ FC ; -- CHEVRAY et TUTU /13/).

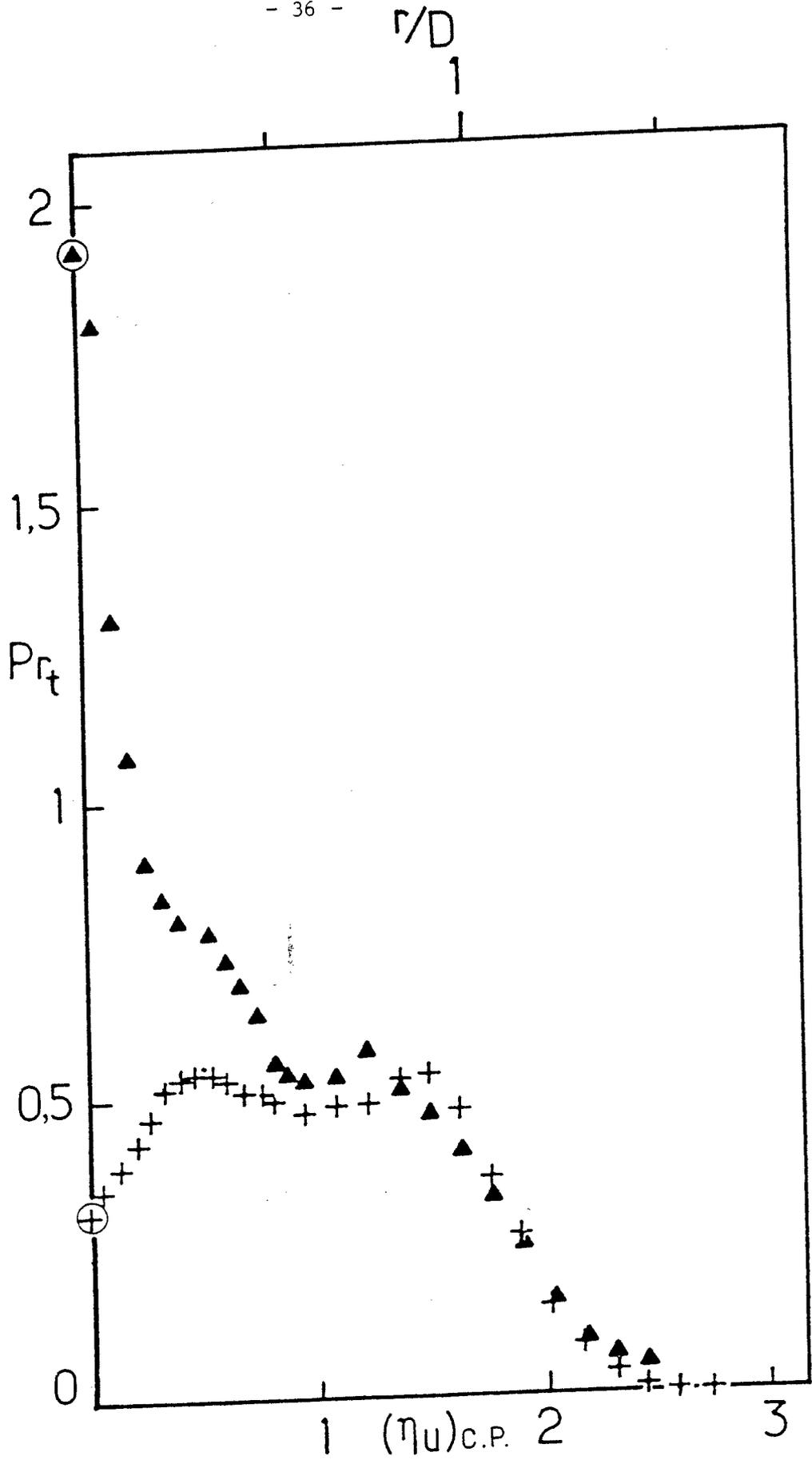


Fig.11 : Evolutions radiales du nombre de Prandtl de la turbulence ($X/D = 4,5$).
(+ CP ; ▲ FC).

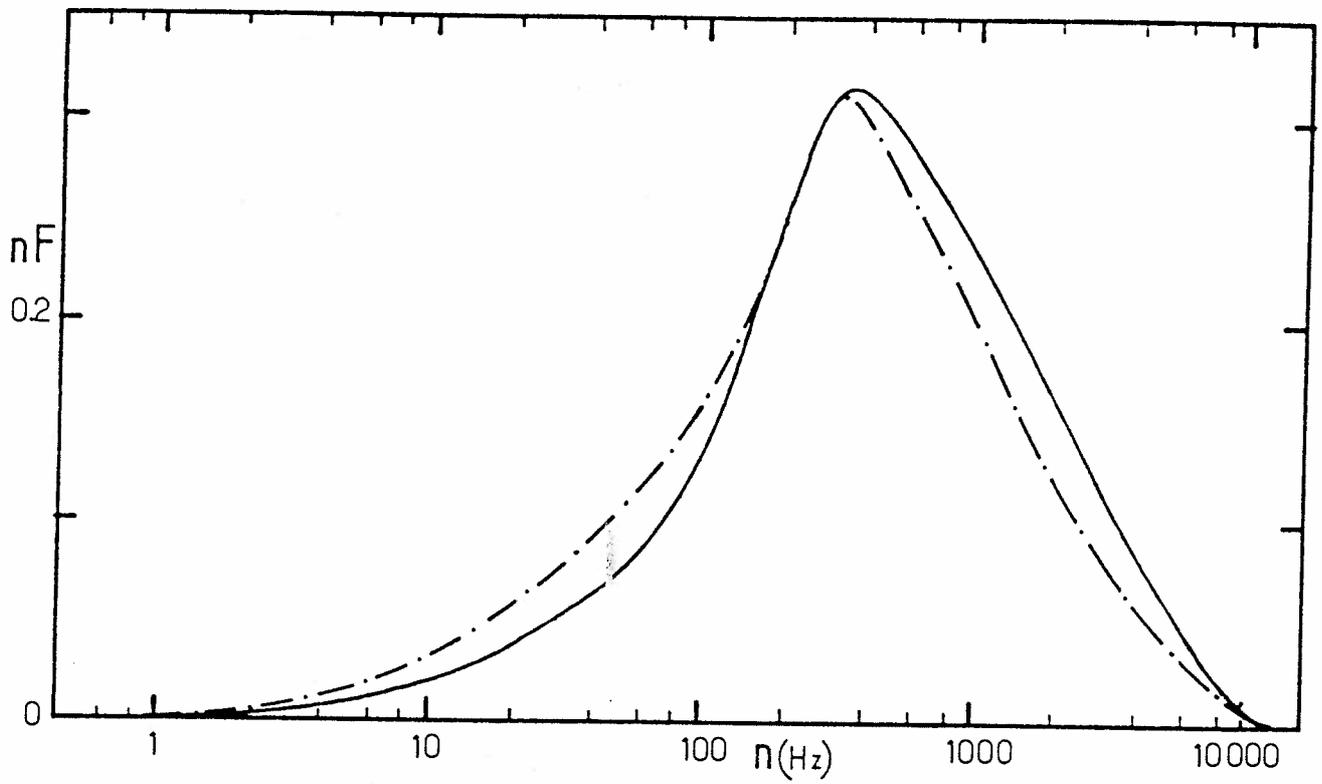


Fig.12 : Répartitions spectrales des fluctuations de température ($X/D = 4,5$).
(- · - CP ; - FC).