

# Structure turbulente de l'écoulement d'interaction de deux panaches thermiques

M. BRAHIMI, L. DEHMANI et DOAN-KIM-SON

Laboratoire de Thermique de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique,  
20 Rue Guillaume VII, 86034 Poitiers Cedex, France

(Reçu le 21 septembre 1988 et sous forme finale le 23 décembre 1988)

**Résumé**—On étudie quelques caractéristiques turbulentes de l'écoulement d'interaction de deux panaches thermiques d'égale puissance. Cet écoulement comporte deux zones distinctes. La première, dite "zone de développement", présente de fortes variations des champs de vitesse et de température. La croissance des fluctuations de la vitesse radiale provoque en quelque sorte une atténuation de l'anisotropie. La diffusivité turbulente, déduite des mesures des corrélations vitesse-température dans la seconde zone (zone affine), varie dans toute section du panache et présente un maximum sur l'axe.

## 1. INTRODUCTION

L'ÉTUDE présentée dans cet article est une contribution à la connaissance des panaches turbulents d'égale puissance en interaction. Elle fait suite à celles déjà publiées dans le cas d'un panache isolé où la structure turbulente de l'écoulement a été caractérisée du point de vue thermique [1] et dynamique [2]. Ce phénomène peut se rencontrer en particulier dans les feux d'incendies, dont il représente l'un des problèmes difficiles à modéliser. Du point de vue théorique et expérimental, cette investigation a bénéficié des travaux déjà effectués sur les panachées isolés [1–3] qui eux-mêmes, se sont inspirés des études menées dans le cas des jets [4–6]. En effet, pour mettre en évidence les forces d'Archimède qui gouvernent le panache, Kotsovinos [7], s'est intéressé au panache issu d'un jet plan chaud. Il a alors remarqué qu'il ne pouvait atteindre l'affinité qui existe dans les jets froids et les panaches purs. Ainsi, Nakagome et Hirata [3] et George *et al.* [8] se sont intéressés à l'aspect turbulent d'un panache pur à symétrie axiale. Nakagome et Hirata ont montré que l'affinité des profils n'était vérifiée qu'assez loin de la source du panache, lorsque l'écoulement atteint un régime pleinement turbulent. Si tous les travaux précédents apportent une contribution scientifique importante dans l'étude théorique et expérimentale des panaches thermiques, on déplore cependant le manque crucial d'informations concernant leur interaction. En effet, aucun travail sur l'interaction des panaches turbulents n'a fait l'objet de publication à notre connaissance.

Dans un domaine connexe, on peut néanmoins citer les études de Pera et Gebhart [9, 10] sur des panaches laminaires. Ces derniers ont tenté d'expliquer le mécanisme d'interaction à partir de la limitation de l'approvisionnement en air frais dans la région située entre les panaches. Ils ont montré par une méthode de visualisation (interféromètre de Mach-Zehnder) que l'interaction entre deux panaches laminaires

à symétrie axiale était moins prononcée que celle obtenue entre les panaches plans laminaires, dans les mêmes conditions expérimentales.

Le présent article s'intéresse tout d'abord aux champs moyens et fluctuants de l'écoulement d'interaction de deux panaches turbulents d'égale puissance. ensuite, le phénomène d'intermittence ainsi que les corrélations vitesse-température sont analysés et discutés en mettant en évidence les conséquences essentielles de l'interaction, permettant ainsi une meilleure connaissance de sa structure fine.

## 2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour l'étude des phénomènes engendrés par l'interaction de panaches thermiques, le choix de la géométrie des sources s'est orienté vers les disques chauffants, ceux-ci présentent l'avantage d'avoir des conditions aux limites simples et permettent une interaction précoce entre les panaches (Fig. 1).

Deux disques en cuivre de 70 mm de diamètre et 5 mm d'épaisseur, sont portés à une température de surface de 500°C à l'aide d'une résistance chauffante placée sur la face arrière. Le cuivre a été choisi pour sa très bonne conductivité thermique et la répartition isotherme de la température a été contrôlée à l'aide de thermocouples. Chaque source ainsi constituée est encastree dans une brique réfractaire afin de limiter les pertes de chaleur [11]. Ces briques sont ensuite

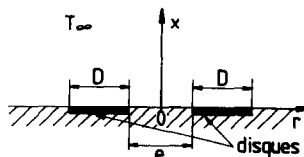


FIG. 1. Sources génératrices du panache.

## NOMENCLATURE

$D$	diamètre des disques (sources)
$e$	distance séparant les sources
$K$	coefficient d'entraînement
$R$	rayon du disque (source)
$R_{uT}, R_{vT}$	coefficients de corrélation vitesse-température,
$\frac{\overline{u'T'}}{\sqrt{(u'^2)}} \sqrt{(T'^2)},$ $\frac{\overline{v'T'}}{\sqrt{(v'^2)}} \sqrt{(T'^2)},$	
$r$	coordonnée radiale
$T$	température instantanée
$T_p$	température du disque
$u$	composante verticale de la vitesse instantanée
$v$	composante radiale de la vitesse instantanée
$x$	coordonnée verticale
$x_0$	position de l'origine virtuelle.

## Symboles grecs

$\alpha_t$	diffusivité thermique turbulente
$\gamma$	facteur d'intermittence thermique
$\eta$	variable d'affinité, $r/(x - x_0)$
$\xi$	distance réduite séparant les sources, $e/R$
$\chi$	coordonnée réduite, $x/D$ .

## Indices inférieurs

$\infty$	relatif à l'environnement ambiant
axe	relatif à l'axe de l'écoulement (lieu des maxima de la vitesse ou de la température moyenne)
max	relatif à la valeur maximale dans l'écoulement.

## Indices supérieurs

'	relatif aux fluctuations
—	relatif à la valeur moyenne d'une quantité instantanée.

montées sur deux bâtis en bois dont l'un est solidaire d'un socle immobile, et l'autre est placé sur un chariot dont le support fixé sur le socle, se déplace par l'intermédiaire d'une tige filetée manoeuvrée à l'aide d'une manivelle. Pour combler l'espace qui apparaît entre les deux blocs, on place des bandes de Kerlane dont les dimensions sont déterminées au préalable suivant les distances adoptées.

En raison de la fragilité des panaches turbulents, il est indispensable de les faire évoluer dans une atmosphère très calme, à l'abri de toute perturbation de l'air ambiant. A cet effet, la maquette a été disposée à l'intérieur d'une cabine de grandes dimensions, de manière à pouvoir considérer l'environnement des panaches comme infini. Notons que le plafond de cette dernière est ouvert afin de ne pas créer artificiellement une stratification qui modifierait les caractéristiques de l'écoulement.

Les mesures de température ont été réalisées à l'aide d'une sonde à fil froid suivant une technique bien connue [12]. Dans ce cas les sources d'erreurs estimées à 1% en moyenne, proviennent principalement de l'étalonnage de la sonde. Les profils de vitesse ont été obtenus par anémométrie laser. En effet, cette technique présente à la fois l'avantage de sélectionner une composante quelconque du vecteur vitesse et de déterminer son signe sans perturber l'écoulement. Une mise au point de cette méthode la rend également efficace pour la mesure des vitesses radiales dans des zones où celles-ci n'excèdent pas  $10 \text{ cm s}^{-1}$  et changent de sens d'une manière aléatoire [13].

L'écoulement a été ensemencé à l'aide de fines particules de tournesol. Cette solution donne effec-

tivement des signaux de bonne qualité (rapport signal-bruit) et des comptages satisfaisants [14, 15]. L'erreur de mesure essentiellement due au glissement des particules peut être estimée inférieure à 10% si la vitesse est plus faible que  $10 \text{ cm s}^{-1}$  et à 1% au-delà [15].

Pour la mesure des corrélations vitesse-température, la sonde à fil froid a été disposée légèrement au-dessus du volume de mesure représenté par le croisement des deux faisceaux laser. Cet écart a été choisi afin de ne pas perturber les mesures de vitesse, il n'est pas assez important pour qu'il se produise une perte sensible de la mémoire de la turbulence [1] et l'on peut donc considérer que les mesures s'effectuent pratiquement au même point. Par ailleurs, il a été vérifié que la sonde n'est pas contaminée par les particules d'huile qui ensemencent l'écoulement [11]. Ainsi, l'acquisition de deux signaux simultanément a permis la détermination du coefficient de corrélation.

### 3. CARACTERISTIQUES MOYENNES DE L'ÉCOULEMENT

#### 3.1. Champ de température

Les répartitions radiales de la température moyenne pour plusieurs altitudes  $\chi$  sont représentées sur la Fig. 2. On constate que celles-ci présentent globalement deux aspects différents. En effet, les profils de premières altitudes qui correspondent à la zone du développement de l'écoulement sont relativement complexes et subissent de profondes variations en formes et en amplitudes. La présence de deux maxima de température, symétriques par rapport à  $0x$  traduit l'interaction progressive des panaches

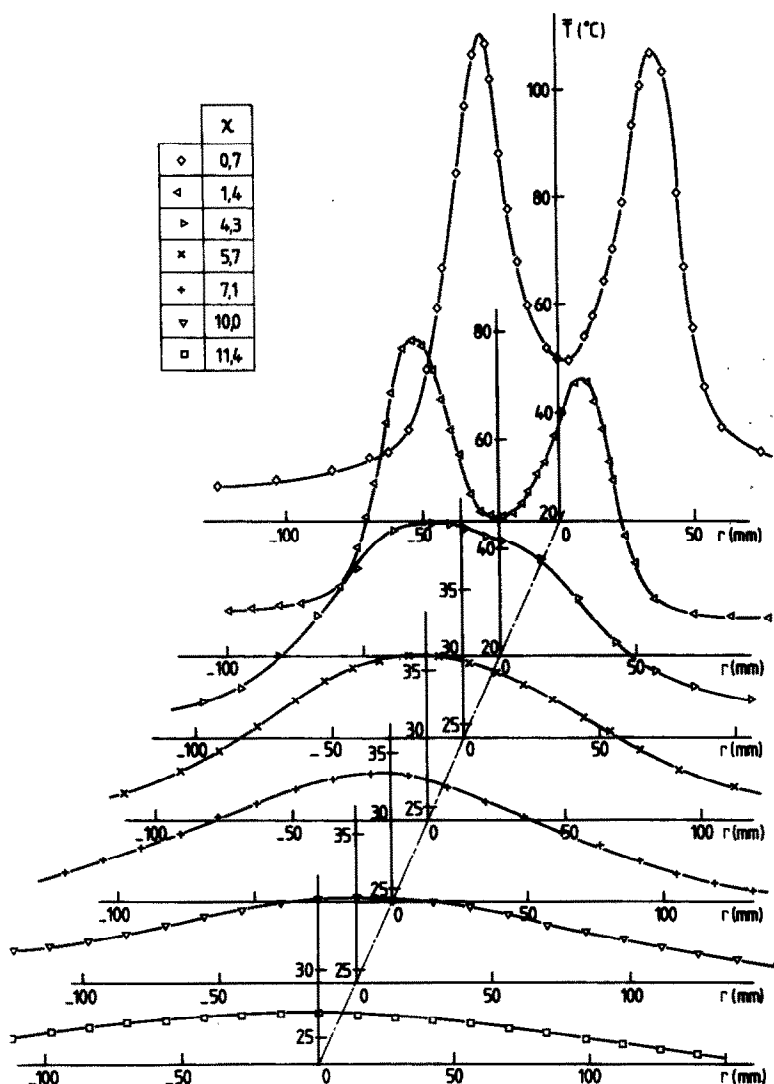


FIG. 2. Répartition de la température moyenne dans l'écoulement d'interaction ( $\xi = 0,43$ ).

qui à ce niveau peuvent encore être distingués. Les panaches interfèrent davantage à mesure qu'ils s'élèvent. En conséquence, une diminution assez rapide de l'écart entre les extrema de température de chaque profil est constatée.

Pour  $\chi > 5,7$ , les structures des panaches finissent par fusionner totalement. Au-dessus de la zone de développement de l'écoulement on assiste alors à un deuxième aspect du champ thermique moyen qui s'installe après le premier.

Les profils ne présentent plus qu'un seul maximum. Celui-ci n'est pas prononcé en raison de la décroissance des gradients thermiques dans la direction radiale aux altitudes élevées ( $\chi > 5,7$ ). De plus, l'écart de température avec l'ambiance s'amenuise lentement. Il faut souligner également que les profils semblent pouvoir se déduire les uns des autres par une transformation mathématique simple.

L'ensemble des caractéristiques présentées par l'écoulement d'interaction aux altitudes élevées sont analogues à celles observées dans la zone établie du panache isolé [1]. Aux deux aspects du champ moyen de température correspondent probablement deux zones de développement différentes de l'écoulement d'interaction. Mais la présentation purement descriptive précédente, ne permet pas de les délimiter de manière précise. Toutefois, afin d'établir de manière définitive cette subdivision qualitative, l'examen du champ dynamique moyen est nécessaire.

### 3.2. Champ de vitesse

3.2.1. Composante verticale. La Fig. 3 montre la distribution de la composante verticale de la vitesse pour plusieurs niveaux  $\chi$ .

Au-dessus de la zone de développement de l'écoulement, les profils de vitesse présentent la même

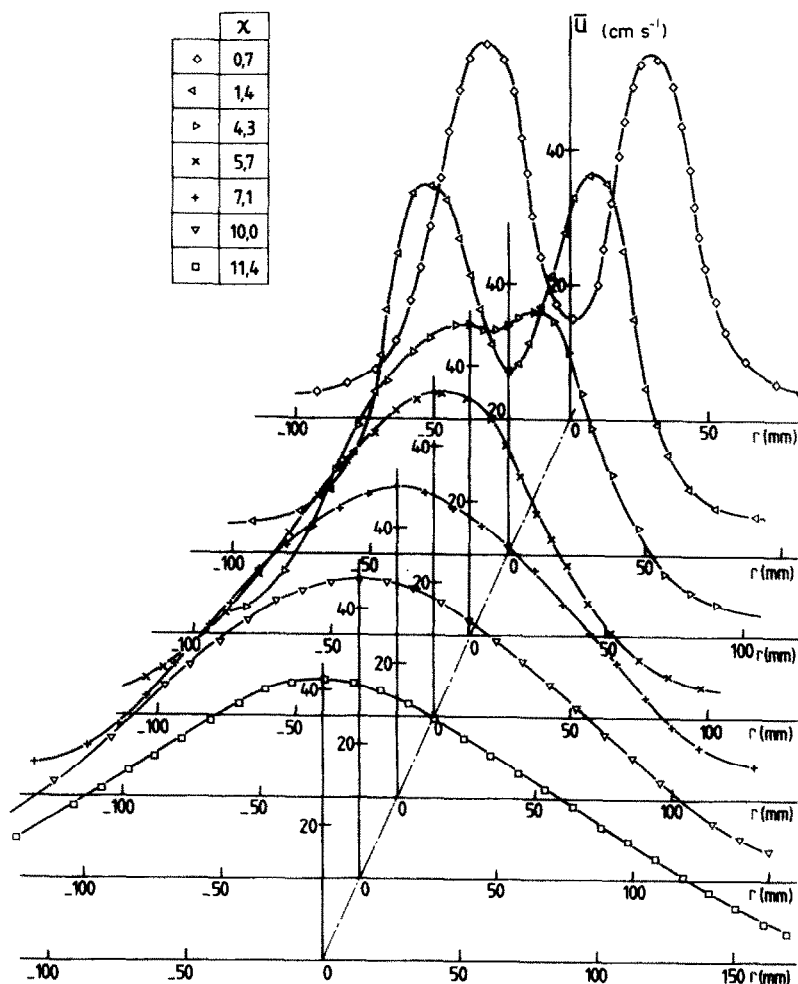


FIG. 3. Répartition de la vitesse verticale moyenne dans l'écoulement d'interaction ( $\xi = 0,43$ ).

évolution que les profils de température. Il faudra noter cependant, la lente décélération générale de l'écoulement. Par ailleurs, les gradients de vitesse sont moins intenses que ceux rencontrés au niveau de la zone de développement. Dans cette dernière, l'accélération de l'écoulement se traduit par des vitesses élevées et les observations faites sur la déformation du champ thermique moyen restent valables pour les profils de vitesse des premières altitudes. Ce qui est essentiel, c'est que l'on retrouve naturellement la subdivision de l'écoulement d'interaction en deux grandes zones distinctes.

**3.2.2. Composante radiale.** En ce qui concerne la vitesse radiale, la Fig. 4 indique clairement que les profils ne diffèrent pas les uns des autres de manière importante. L'interférence des deux panaches tend donc à "laminer" les profils situés dans la première zone. Cet effet est probablement une conséquence de la restriction de l'entraînement dans la région située entre les panaches suite à l'interaction. Ces mécanismes entraînent des vitesses plus élevées en com-

paraison avec le cas du panache isolé [13]. Au-dessus de la zone de développement de l'écoulement, les profils sont également semblables. Les valeurs de la vitesse radiale, sont généralement supérieures à celles qui existent dans la zone affine d'un panache isolé, à cause de l'augmentation des vitesses verticales puisque l'écoulement a une puissance double.

Après les descriptions précédentes des champs moyens thermique et dynamique, il est indéniable que l'écoulement d'interaction se partage en deux grandes zones de développement différentes dont la frontière n'a cependant pas été précisée. Pour mieux caractériser ces différentes étapes, l'étude du champ fluctuant s'avère indispensable.

#### 4. INTENSITES DE TURBULENCE

L'objet de ce paragraphe est d'apporter davantage d'informations sur les zones d'écoulement délimitées précédemment et de faire apparaître l'effet de la

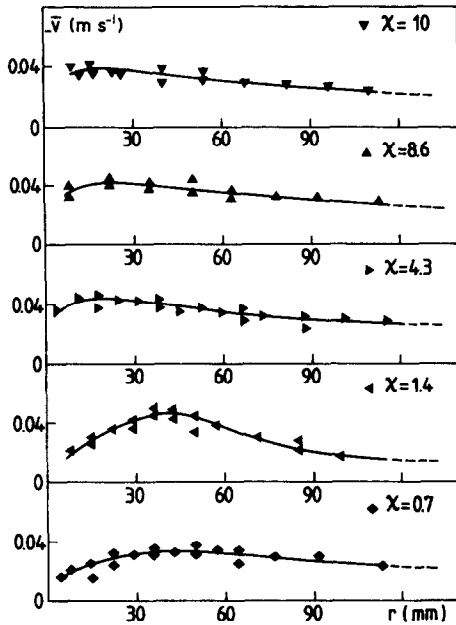


FIG. 4. Vitesse radiale moyenne dans l'écoulement d'interaction ( $\xi = 0,43$ ).

présence d'un second panache sur l'évolution des fluctuations.

Les maxima des écarts-types de la température le long de l'écoulement sont représentés sur la Fig. 5. Il apparaît d'emblée que la subdivision effectuée précédemment se trouve confortée et mieux précisée.

En effet, dans la zone de développement de l'écoulement, l'interférence des structures cohérentes des panaches modifie sensiblement la turbulence thermique de chacun d'eux pris isolément. Les fluctuations de la température décroissent assez rapidement quelque soit la distance  $\xi$  séparant les deux sources.

Pour  $\chi \geq 7,1$  on constate que le niveau des fluctuations de température est identique à celui du

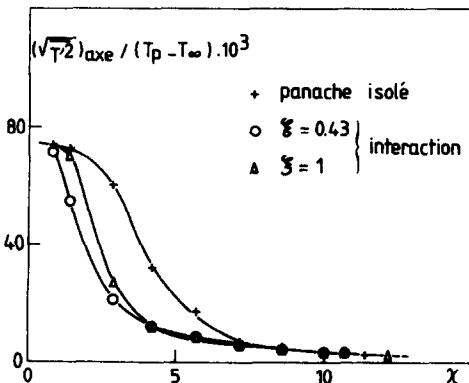


FIG. 5. Ecarts-types des fluctuations de température le long de l'écoulement d'interaction—effet de l'espacement des sources.

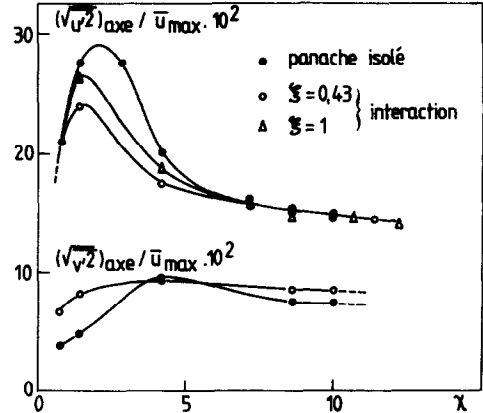


FIG. 6. Ecarts-types des fluctuations dynamiques le long de l'écoulement d'interaction—effet de l'espacement des sources.

panache isolé et l'écoulement a alors atteint un régime établi. Cette deuxième zone est encore appelée la "zone affine" [11].

On remarque cependant que le passage de la zone de développement à la zone affine ne se fait pas brutalement, il existe en effet une zone intermédiaire appelée "sous zone de développement" comprise entre les altitudes  $\chi = 5,7$  et  $7,1$  où les profils moyens ne présentent plus qu'un seul pic, sans que l'affinité totale soit atteinte.

Les constatations précédemment citées, sont aussi applicables au cas des variations des fluctuations de la vitesse axiale (Fig. 6). Par contre, les fluctuations de la vitesse radiale ont tendance à augmenter dans tout l'écoulement et l'anisotropie des fluctuations dynamiques se trouve réduite. Il faudra donc conclure que les mécanismes de redistribution de l'énergie cinétique turbulente, dont la majeure partie est produite sous forme de  $u'^2$ , sont quelque peu affectés par l'interaction.

Cependant, pour avoir une idée plus nette des régions plus ou moins turbulentes de l'écoulement, il est nécessaire d'étudier l'évolution du facteur d'intermittence.

## 5. INTERMITTENCE DE FRONTIERE

L'intermittence de frontière résulte de l'interaction entre l'écoulement et le milieu ambiant. Sa connaissance renseigne sur les régions plus ou moins turbulentes en moyenne de l'écoulement, ou, en d'autres termes, sur le degré de pénétration de traces laminares provenant du milieu ambiant. On caractérise ce phénomène par le facteur d'intermittence thermique  $\gamma$  qui est le rapport entre le temps pendant lequel l'écoulement est turbulent et le temps total d'enregistrement. Sa détermination expérimentale s'effectue avec des enregistrements sur papier à développement immédiat.

Il a été remarqué que pour le panache isolé, le

facteur  $\gamma$  de l'écoulement ne prend pas exactement la valeur 1 sur l'axe [2] à cause de l'entraînement des bouffées d'air ambiant qui atteignent celui-ci.

Etant donné que les panaches en interaction présentent un coefficient d'entraînement  $K$  supérieur à celui du panache isolé [13] (panache isolé  $0,19 \leq K \leq 0,23$ , interaction  $0,21 \leq K \leq 0,25$ ), ceci laisse à penser que dans ce cas le facteur d'intermittence aurait tendance à diminuer. Ce coefficient  $K$  est déterminé à partir de l'expression proposée par Ricou et Spalding [4]:  $K = (\rho_\infty M)^{-1/2} dm/dx$  où  $m$ , débit massique, et  $M$ , débit de quantité de mouvement, sont calculés par intégration des courbes expérimentales.

On observe sur la Fig. 7 l'évolution du facteur d'intermittence thermique dans la zone affine de l'écoulement d'interaction et celle du panache isolé. Il apparaît, malgré une certaine dispersion des résultats expérimentaux, une distribution du facteur d'intermittence pratiquement unique pour les deux configurations. La valeur de  $\gamma$  est relativement élevée dans la région interne de l'écoulement ( $\eta < 0,06$ ) avant de chuter brusquement dans la région externe où l'apport d'air frais est plus élevé.

Ici, l'augmentation du coefficient d'entraînement n'a donc pas eu d'influence sur le coefficient d'intermittence, mais, cette légère variation de  $K$ , n'est peut être pas assez importante pour que  $\gamma$  puisse se démarquer d'une façon notable. Une étude ultérieure devrait apporter plus d'informations sur ce phénomène. D'ailleurs, il est intéressant de constater que ce fort caractère intermittent des panaches (en interaction ou non) est tout à fait comparable à celui des sillages derrière un obstacle en convection forcée [16].

Cette analogie est à rapprocher avec la présence dans les deux configurations d'écoulements, pourtant fondamentalement différents, de tourbillons de grandes échelles d'une part et de niveaux de vitesse (défaut de vitesse pour les sillages) faibles d'autre part. En tout cas, il est remarquable que les deux types d'écoulements présentent la même valeur du nombre

de Reynolds turbulent tel qu'il est défini par Tennekes et Lumley [17]:  $Re_t \cong 2,9$ .

Puisque dans les panaches, le phénomène d'intermittence est particulièrement prononcé, il est commode de donner à  $\gamma$  une expression analytique afin de l'intégrer dans les prédictions numériques. En s'inspirant du travail de Townsend sur les sillages [16], celle-ci s'écrit avec une bonne approximation:

$$\gamma = 0,95 \left/ \left( 1 + \frac{\eta^4}{\eta_0^4} \right) \right. \text{ avec } \eta = 0,09.$$

Cette expression déjà utilisée pour la mise au point d'un modèle affine [2] a donné des résultats satisfaisants.

Quant à l'intermittence dynamique, celle-ci n'a pas été mesurée expérimentalement, on peut cependant en connaître l'évolution d'après l'examen des corrélations entre les fluctuations thermiques et dynamiques.

## 6. CORRELATIONS VITESSE-TEMPERATURE

### 6.1. Coefficient de corrélation $R_{uT}$

L'action directe des forces de flottabilité sur la composante fluctuante de la vitesse axiale  $u'$  peut être représentée par l'évolution du coefficient de corrélation  $(R_{uT})_{\max}$  le long de l'écoulement d'interaction (Fig. 8). Effectivement, quelle que soit l'altitude considérée, le coefficient de corrélation maximal atteint des valeurs supérieures à 0,6. Il se stabilise dans la zone affine autour de 0,65 comme pour le panache isolé. Cependant, on constate que dès le début de l'interférence des deux panaches, il se produit une chute assez sensible du coefficient de corrélation. Ce phénomène est à rapprocher avec la diminution des écarts types de la température et de la vitesse axiale observés dans la même région (§ 4). Toutefois, il n'est pas exclu qu'une certaine incohérence temporelle entre les champs thermique et dynamique soit créé par interactions non linéaires, lors du "choc" des structures des deux panaches. Celle-ci ne subsistera pas.

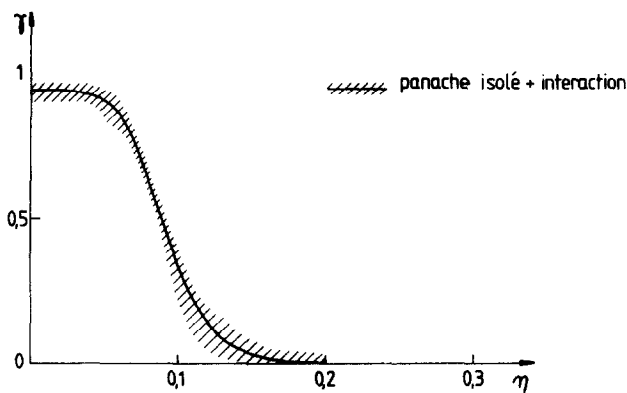


FIG. 7. Facteur d'intermittence thermique.

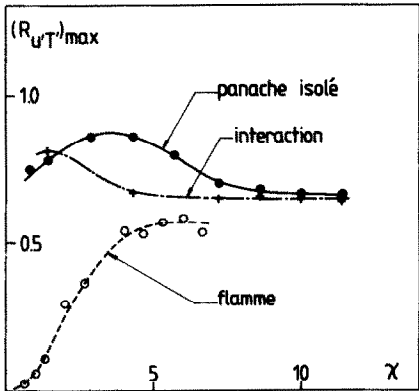


FIG. 8. Coefficient de corrélation  $(R_{u'T'})_{\max}$  le long de l'écoulement.

Par ailleurs, il est intéressant d'observer, dans le cas des flammes de diffusion à bas nombre de Froude [18], que le coefficient de corrélation maximal approche la valeur atteinte par les panaches dans la zone affine. Dans cette dernière, George *et al.* [8] ont obtenu le même résultat dans le cas d'un jet chaud à bas nombre de Froude.

L'évolution radiale du coefficient de corrélation  $R_{u'T'}$  dans la zone établie, représentée sur la Fig. 9, montre que celui-ci garde une valeur élevée sur une bonne largeur de l'écoulement, même dans la région fortement intermittente. L'intermittence n'affecte donc pas la cohérence temporelle entre les fluctuations de la température et de la vitesse verticale. Par conséquent, on pense que les intermittences thermique et dynamique devraient-êre semblables. En effet, un décalage éventuel entre ces deux types d'intermittence entraînerait une incohérence temporelle entre les grandeurs fluctuantes  $T'$  et  $u'$  qui induirait alors une diminution rapide de  $R_{u'T'}$ .

Cependant, pour avoir une idée plus nette sur l'interaction entre les champs thermique et dynamique, il est indispensable d'étudier les corrélations des fluctuations de la vitesse radiale avec celles de la température. Celles-ci permettent également la quantification du flux de chaleur turbulent dans la direction radiale.

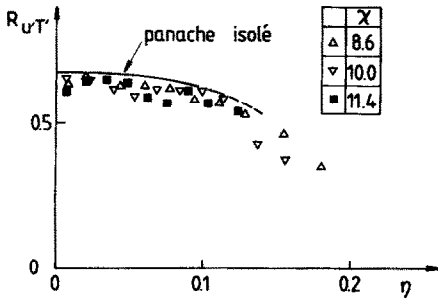


FIG. 9. Evolution radiale du coefficient de corrélation  $R_{u'T'}$ —zone affine ( $\xi = 0,43$ ).

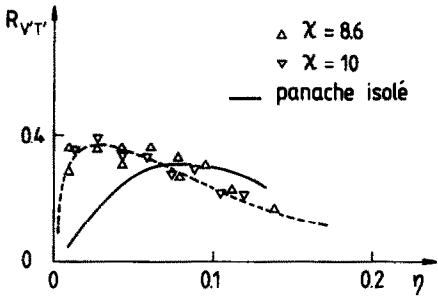


FIG. 10. Evolution radiale du coefficient de corrélation  $R_{v'T'}$ —zone affine ( $\xi = 0,43$ ).

6.2. Corrélation  $R_{v'T'}$ —diffusivité thermique turbulente

Le degré de corrélation des fluctuations de la vitesse radiale avec celles de la température est moins important ( $R_{v'T'} < 0,4$ ) tel qu'il est représenté sur la Fig. 10.

Notons également que  $R_{v'T'}$  diminue sensiblement lorsque l'on se rapproche de la frontière. Ces différences avec le comportement de  $R_{u'T'}$  montrent que l'effet des forces d'Archimède (buoyancy) n'a pas un impact sur la composante radiale  $v$ , aussi direct que celui que subit la composante verticale  $u$ . Ceci s'explique évidemment par l'anisotropie de ces forces qui n'agissent que sur  $u$ .

D'un autre côté, la grandeur  $v'T'$  est importante puisqu'elle représente le flux turbulent de chaleur dans la direction radiale qui apparaît dans l'équation de l'énergie.

En adoptant une modélisation simple du type gradient, on peut écrire:

$$\overline{v'T'} = -\alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial r}$$

où,  $\alpha_t$  désigne la diffusivité thermique turbulente. La variation de  $\alpha_t$ , déterminée à partir des résultats expérimentaux est représentée sur la Fig. 11.

Il est alors essentiel de constater que la diffusivité thermique turbulente est à la fois variable à travers la

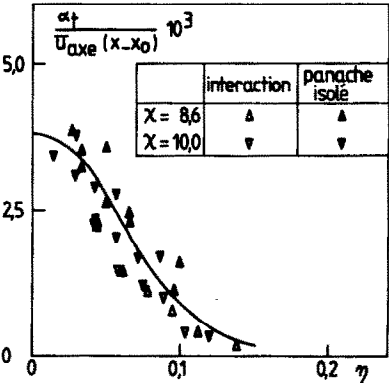


FIG. 11. Diffusivité thermique turbulente.

section de l'écoulement et atteint son maximum sur l'axe. Ces deux constatations expérimentales démontrent que ni la formulation de Prandtl-Reichard ni le concept de la longueur de mélange de Prandtl ne permettent une modélisation réaliste de la diffusivité turbulente dans le cas des panaches. En effet, la première suggère une diffusivité constante à travers l'écoulement mais variable avec l'altitude, tandis que la seconde hypothèse donne une diffusivité nulle sur l'axe et maximale au point d'inflexion des profils moyens de vitesse ou de température.

## 7. CONCLUSION

L'étude de l'écoulement d'interaction a permis de dégager deux grandes zones bien distinctes dont les caractéristiques ont été déterminées. Les premiers stades d'évolution de l'écoulement pendant lesquels l'interaction s'effectue progressivement constituent dans l'espace la zone de développement. Les répartitions des vitesses verticales et des températures moyennes ainsi que les fluctuations  $y$  sont fortement inhomogènes, ces dernières sont plus faibles que dans le cas du panache isolé.

Il a été également constaté expérimentalement que la réduction des fluctuations de la vitesse verticale et de la température est plus importante lorsque les panaches sont moins distants. Par contre les fluctuations de la vitesse radiale ont tendance à croître. Il se produit donc en quelque sorte une atténuation de l'anisotropie. Ensuite vient la deuxième zone où le régime est établi et les effets non Boussinesq négligeables. On remarque alors une auto-préservation des profils moyens et fluctuants. L'ensemble des caractéristiques présentées par l'écoulement d'interaction aux altitudes élevées est analogue à celles observées dans la zone établie du panache isolé.

Il a été remarqué ici, que dans le cas de l'interaction, on obtient le même facteur d'intermittence que pour le panache isolé.

Par ailleurs, la mesure des coefficients de corrélation vitesse-température a permis de préciser les effets des forces d'Archimède sur les flux de chaleur. Ainsi, l'évolution expérimentale de la diffusivité thermique turbulente a pu être observée, ce qui a permis de constater que dans le cas des panaches, les hypothèses de Prandtl et de Prandtl-Reichard ne sont plus valables.

## BIBLIOGRAPHIE

1. J. M. Agator, B. Guillou et Doan-Kim-Son, Caractérisation de la turbulence thermique dans un panache à symétrie axiale, *J. Méc. Théor. Applic.* **3**, 577-599 (1984).
2. B. Guillou, M. Brahimi et Doan-Kim-Son, Structure turbulente d'un panache thermique—aspect dynamique, *J. Méc. Théor. Applic.* **5**, 371-401 (1986).
3. H. Nakagome and M. Hirata, The structure of turbulent diffusion in an axisymmetric thermal plume, *Proc. Int. Sem. Turb. Buoy. Conv.*, Dubrovnik, Yugoslavia, pp. 361-372 (1976).
4. F. P. Ricou and D. B. Spalding, Mechanics of entrainment by axisymmetrical turbulent jets, *J. Fluid Mech.* **11**, 21-32 (1961).
5. I. Wignanski and M. Fielder, Some measurements in the self-preserving jet, *J. Fluid Mech.* **38**, 577-612 (1969).
6. J. F. Sini and I. Dekeyser, Numerical prediction of turbulent plane jets and forced plumes by use of the  $k-\epsilon$  model of turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer* **30**, 1787-1801 (1987).
7. N. E. Kotsovinos, Plane turbulent buoyant jets. Part II. Turbulence structure, *J. Fluid Mech.* **81**, 45-62 (1977).
8. W. K. George, R. L. Alpert and F. Tamanini, Turbulence measurements in an axisymmetric buoyant plume, *Int. J. Heat Mass Transfer* **20**, 1145-1154 (1977).
9. L. Pera and B. Gebhart, Laminar plume interactions, *J. Fluid Mech.* **68**, 259-271 (1975).
10. B. Gebhart, H. Shaikatullah and L. Pera, The interaction of unequal laminar plane plumes, *Int. J. Heat Mass Transfer* **19**, 751-756 (1976).
11. M. Brahimi, Structure turbulente des panaches thermiques—interaction, Thèse de Docteur de l'Université de Poitiers (1987).
12. Doan-Kim-Son, Contribution à l'étude de la zone de transition et de la zone de turbulence établie dans un écoulement de convection naturelle sur une plaque plane verticale isotherme, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Poitiers (1977).
13. M. Brahimi, M. Lamour et Doan-Kim-Son, Champs moyens et fluctuants des panaches thermiques isolés ou en interaction, *Rev. Gén. Therm.* No. 315-316, 236-243 (mars-avril 1988).
14. B. Guillou, Etude numérique et expérimentale de la structure turbulente d'un panache pur à symétrie axiale, Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Poitiers (1984).
15. C. Renault, Convection naturelle turbulente à fort nombre de Rayleigh dans une cavité parallèle pipédique de grand allongement, Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Poitiers (1983).
16. A. A. Townsend, The fully developed turbulent wake of a circular cylinder, *Aust. J. Scient. Res.* **2**, 451-468 (1949).
17. H. Tennekes and J. L. Lumley, *A First Course in Turbulence*. MIT Press, Cambridge, Massachusetts (1972).
18. M. Vachon, Modélisation et étude expérimentale des flammes de diffusion turbulentes à bas nombre de Froude, Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Poitiers (1986).

## TURBULENT STRUCTURE OF THE INTERACTING FLOW OF TWO THERMAL PLUMES

**Abstract**—A certain number of turbulent characteristics of the interacting flow of two thermal plumes of equal power are studied. This flow contains two separate regions. The first one, called the 'developing region', presents strong variations in the temperature and velocity fields. The increase of the radial velocity fluctuations produces a kind of modification of the anisotropy. The turbulent diffusivity deduced from the temperature-velocity correlation measurements in the second region (self preserving region) varies in any section of the plume and presents a maximum along the axis.



### TURBULENTE STRUKTUR ZWEIER SICH GEGENSEITIG BEEINFLUSSENDER KONVEKTIONS-FAHNEN

**Zusammenfassung**—Die turbulenten Eigenschaften zweier Konvektionsfahnen gleichen Energieinhaltes, die sich gegenseitig beeinflussen, werden untersucht. Die Strömung beinhaltet zwei unterschiedliche Bereiche: der erste ("Anlauf-Bereich") weist heftige Veränderungen der Temperatur- und Geschwindigkeits-Felder auf. Der Anstieg der radialen Geschwindigkeits-Schwankungen modifiziert die Anisotropie in gewisser Weise. Das turbulente Diffusionsvermögen wird aus den Messungen zur Korrelation von Temperatur und Geschwindigkeit im zweiten Gebiet berechnet, es variiert in jedem Abschnitt der Konvektionsfahne und zeigt entlang der Achse ein Maximum.

### ТУРБУЛЕНТНАЯ СТРУКТУРА ПОТОКА ИЗ ДВУХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ТЕПЛОВЫХ СТРУЙ

**Аннотация**—Изучены некоторые характеристики потока из взаимодействующих тепловых струй одинаковой мощности. Поток содержит две различные области. В первой, так называемой "развивающейся", происходят сильные изменения полей температуры и скорости. Рост радиальных флуктуаций скорости приводит к некоторой модификации анизотропии. Коэффициент турбулентной температуропроводности, полученный из измерений температурно-скоростной зависимости, во второй области (автомодельной) изменяется в любом сечении участка струи и является максимальным вдоль оси.