



HAL
open science

Mesures par diffusions de Mie et de Rayleigh des profils de fraction de mélange et de température dans une flamme de diffusion turbulente H₂-Air

Gilles Cabot

► **To cite this version:**

Gilles Cabot. Mesures par diffusions de Mie et de Rayleigh des profils de fraction de mélange et de température dans une flamme de diffusion turbulente H₂-Air. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Rouen, 1990. Français. NNT: . tel-02118492

HAL Id: tel-02118492

<https://hal.science/tel-02118492>

Submitted on 3 May 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITE DE ROUEN

en vue de l'obtention

du titre de DOCTEUR DE L' UNIVERSITE DE ROUEN

spécialité ENERGETIQUE

par

Gilles CABOT

MESURES PAR DIFFUSIONS DE MIE ET DE RAYLEIGH
DES PROFILS DE FRACTION DE MELANGE ET DE TEMPERATURE
DANS UNE FLAMME DE DIFFUSION TURBULENTE H₂-Air

Soutenu le 16 Janvier 1990

Membres du jury	M.	R. BORGHI	Professeur à l'université de Rouen
		L. BOYER	Professeur à l'université d'Aix-Marseille
		T. DELAPORTE	Ingénieur-Responsable du Service Combustion à la S.E.P. Vernon
		N. PETERS	Professeur à l'université d'Aix la Chapelle
		D. STEPOWSKI	Chargé de recherche au C.N.R.S.
		M. TRINITE	Directeur de recherche au C.N.R.S.
		P. VALENTIN	Professeur à l'université de Rouen

à Marie-Sophie

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur Pierre VALENTIN, Professeur à l'Université de Rouen et à Monsieur Michel TRINITE, Directeur de l'U.R.A. C.N.R.S. 230 de m'avoir accueilli dans le laboratoire.

Ce travail s'est effectué sous la direction de Monsieur Denis STEPOWSKI que je tiens particulièrement à remercier pour la confiance et la sympathie qu'il m'a toujours témoignée et pour son aide éclairée.

Je tiens à remercier les membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail.

<i>Monsieur R. BORGHI</i>	<i>Professeur à l'Université de Rouen</i>
<i>Monsieur L. BOYER</i>	<i>Professeur à l'Université d'Aix-Marseille</i>
<i>Monsieur T. DELAPORTE</i>	<i>Ingénieur-Responsable du service combustion à la SEP Vernon</i>
<i>Monsieur N. PETERS</i>	<i>Professeur à l'Université d'Aix La Chapelle</i>
<i>Monsieur D. STEPOWSKI</i>	<i>Chargé de Recherche au CNRS Rouen</i>
<i>Monsieur M. TRINITE</i>	<i>Directeur de recherche au CNRS Rouen</i>
<i>Monsieur P. VALENTIN</i>	<i>Professeur à l'Université de Rouen</i>

Mes remerciements vont également à tous mes camarades du laboratoire pour leur soutien amical.

J'adresse mes sincères remerciements à Mme Françoise Walle, Monsieur Christophe Letailleur et Monsieur Jean Mouard pour leur concours dans la mise en œuvre de la liaison OMA-Macintosh, à toute l'équipe de l'atelier dirigée par Monsieur Simon pour ses interventions rapides et efficaces, à Mme Sylvie Vottier pour son aide précieuse en informatique ainsi qu'à Isabelle qui a assuré avec compétence la dactylographie de ce mémoire.

Enfin que tous mes collaborateurs, amis et parents que je ne peux tous citer, soient remerciés de la sympathie qu'il m'ont toujours accordée.

CHAPITRE III : MESURES PAR DIFFUSION RAYLEIGH

Introduction	71
III-1. Rappels sur la diffusion Rayleigh	72
III-2. Dispositif expérimental	78
III-2-1. Le brûleur	78
III-2-2. Laser et montage optique	80
III-2-3. Le détecteur	82
III-2-4. Le système d'acquisition	84
III-3. Mesure et correction du bruit	84
III-4. Traitements des données	87
III-4-1. Hypothèses	87
III-4-2. Construction de l'algorithme	93
III-5. Résultats bruts	95
III-6. Sensibilité à la bibliothèque	100
III-7. Traitement sans combustion	103
III-8. Analyse statistique des résultats	104
III-8-1. Profils moyens et fluctuations	104
III-8-2. Distributions radiales de la position des fronts de flamme	119
III-8-3. Distributions des épaisseurs des fronts de flamme	122
III-8-4. Distributions des températures crêtes instantanées	122
III-8-5. Estimation du taux de réaction instantané	126
III-8-6. Dissipation scalaire	129
III-9. Evolution radiale de la PDF de fraction de mélange	135
III-10. Comparaison entre le modèle et l'expérience	138
Conclusion	142
Références du chapitre III	144
 CONCLUSION	 148
ANNEXE	

NOMENCLATURE

Canal 1	: Canal Fuel
Canal 2	: Canal Oxydant
$\overline{B(r)}$: Bruit correspondant à la lumière parasite
C_p	: Chaleur molaire de toutes les espèces
C_{p_i}	: Chaleur molaire de l'espèce i
D	: Coefficient de diffusion
$\overline{G(r)}$: Profil de sensibilité du détecteur
h	: Enthalpie globale de l'écoulement
h_i	: Enthalpie de l'espèce i
h_i^0	: Enthalpie de formation de l'espèce i
I_L	: Intensité laser
l	: Longueur du volume de mesure
L(...)	: Opérateur linéaire de Shvab et Zeldovich
Le	: Nombre de Lewis (Le=1)
m_k	: masse de fluide issu du canal k contenue dans le volume de mesure
n_i	: indice de réfraction de l'espèce i
N_i	: Densité de l'espèce i
N_p	: Densité de particules dans le volume de mesure
N_{pk}	: Concentration locale en particules issues du canal k
Q^o	: Chaleur dégagée par unité de fuel consommée
P_k	: Probabilité pour que l'élément fluide provienne du canal k
P_i	: Produits de réaction formés dans la flamme
r	: Rayon du diffuseur Rayleigh
Re	: Nombre de Reynolds
R_i	: Réactants mis en jeu dans la flamme
s	: Sensibilité du détecteur
S	: Signal de diffusion de Mie
S_k	: Signal de diffusion de Mie quand seul le canal k estensemencé
S_{k0}	: Signal de référence mesuré au ras du jet quand seul le canal 1 estensemencé
S_{R0}	: Signal de diffusion Rayleigh de référence

S_{Ri}	: Signal de diffusion Rayleigh donné par une espèce i
S_R	: Signal global de diffusion Rayleigh
T	: Température de l'écoulement
T_f	: Température de l'écoulement sans réaction
T^k	: Température initiale du canal k
T_0	: Température ambiante
T_S	: Température adiabatique de la réaction
U_k	: Vitesse locale obtenue par ADL quand seul le canal k estensemencé
$\langle U_{ADL} \rangle$: Vitesse donnée par le compteur ADL
V	: Vitesse de l'écoulement
W_i	: Masse molaire de l'espèce i
Y_i	: Fraction massique de l'espèce i i = O.xydant, F.uel, P.roduit et D.iluant
Y_{if}	: Fraction massique de l'espèce i dans l'écoulement sans réaction
Y_i^k	: Fraction massique initiale de l'espèce i dans le canal k
Z	: Fraction de mélange
Z_i	: Fraction massique de l'espèce atomique i
Z_S	: Fraction de mélange stœchiométrique
α	: Paramètre de taille, $\alpha = 2 \pi r / \lambda$
α_k	: Taux d'ensemencement du canal k
α_i	: $\alpha_i = Y_i / W_i v_i$ tel que $L(\alpha_i) = \omega$
α_p	: Réflexion parasite
β_{ij}	: Fonction de couplage $\beta_{ij} = \alpha_i - \alpha_j$, $L(\beta_{ij}) = 0$
χ_i	: Fraction molaire de l'espèce i où i=O, F, P, D
χ	: Coefficient de dissipation scalaire
χ_r	: Coefficient radial de dissipation scalaire
$d\phi_1$: Flux total moyen des particules issues du canal 1
$d\phi_{10}$: Flux moyen initial de particules dans le canal 1
γ	: Grandissement optique
λ	: Coefficient de conduction
λ_0	: longueur d'onde de la lumière incidente
μ_i	: Viscosité dynamique de l'espèce i
ν	: Viscosité cinématique du mélange fuel
ν_i	: Coefficient stœchiométrique de l'espèce i
ρ	: Masse volumique de l'écoulement

ρ_{k0}	: Masse volumique du fuel dans le canal 1
σ_{part}	: Section efficace de diffusion de Mie de la particule
σ_R	: Section efficace globale de diffusion Rayleigh
σ_{Ri}	: Section efficace de diffusion Rayleigh de l'espèce i
Ω	: Angle solide de collection
$\hat{\omega}$: Taux de réaction normalisé
$\hat{\omega}_i$: Taux de réaction de l'espèce i
$\hat{\omega}_T$: Taux de production thermique

INTRODUCTION

Les flammes de diffusion turbulente se rencontrent dans un grand nombre de dispositifs industriels où, pour des raisons de simplicité, de sécurité et de rendement, la combustion n'intervient qu'à la rencontre des deux fluides, carburant et comburant. Les écoulements réactifs sont régis par les processus de transport par convection, par diffusion et par réactions chimiques; les flammes de diffusion turbulente doivent leur nom au mécanisme de diffusion turbulente qui est supposé être déterminant si la réaction chimique est assez rapide. En augmentant les débits, on accroît évidemment la chaleur dégagée mais la turbulence améliore aussi le rendement de la combustion en augmentant la surface d'interaction entre les réactifs par un plissement de plus en plus tortueux de l'interface. Néanmoins, ce mode de combustion a des limites : en aval, le plissement atteint des fréquences spatiales élevées qui conduisent à la formation de poches puis à un mélange turbulent de plus en plus homogène. D'autre part, pour des turbulences élevées, le front de flamme est soumis à un cisaillement important qui l'étire parfois même éventuellement jusqu'à l'extinction, le temps de la réaction chimique devenant trop grand devant le temps de mélange.

De nombreux modèles ont été développés pour confirmer puis prédire les résultats globaux auxquels s'intéressent d'abord les ingénieurs. Cependant, malgré les rapides progrès de l'informatique, l'amélioration de ces modèles s'est trouvée limitée par le manque de données expérimentales suffisamment précises. Si de telles données sont nécessaires pour une comparaison fine avec les modélisations, elles sont aussi importantes pour être introduites dans les étapes intermédiaires de certains modèles sous forme de distribution de probabilité par exemple. Plus concrètement, elles peuvent apporter des réponses statistiques quant à la nature et au comportement des structures impliquées dans les écoulements réactifs turbulents. D'autre part, les modèles étant très sensibles à certaines conditions initiales, il est préférable d'utiliser celles mesurées expérimentalement pour caler le modèle.

Avec les méthodes optiques linéaires utilisant le laser, on peut maintenant réaliser des mesures non intrusives avec des résolutions en espace et en temps qui permettent une analyse statistique des résultats. En régime linéaire, ces méthodes optiques ne fournissent pas toujours une mesure vraiment absolue, mais elle sont

beaucoup plus simple à développer. Le paramètre manquant (ici la section efficace de diffusion) peut être raisonnablement estimé si l'on admet que le milieu n'est pas totalement inconnu et que des relations existent entre le degré d'avancement de la réaction, la concentration des espèces principales et la fraction de mélange.

Dans un premier chapitre, nous présentons une théorie simple des flammes de diffusion turbulente, ce qui permet d'obtenir des relations entre la fraction de mélange, les fractions massiques des espèces principales et la température. Nous décrivons ensuite le brûleur et l'écoulement réactif que nous avons étudiés. Des techniques laser y avaient déjà été appliquées pour mesurer des profils instantanés de fluorescence du radical OH, puis de température par diffusion Rayleigh et le champ de vitesse par Anémométrie Doppler-Laser.

Dans la partie basse de l'écoulement, les vitesses précédemment mesurées dépendent fortement de l'ensemencement relatif des deux écoulements primaires du brûleur. Ceci nous a conduit à mettre au point une technique de mesure par diffusion de Lorenz-Mie avec ensemencement successif des deux canaux. Elle fournit les profils moyens de la fraction de mélange, de la densité et de la température. Cette technique originale, ainsi que les résultats obtenus dans l'écoulement avec et sans réaction et leur interprétation font l'objet du deuxième chapitre de ce mémoire.

Le chapitre suivant est consacré à la mesure des profils instantanés de diffusion Rayleigh avec un laser pulsé et une barette de photodiodes. Les enregistrements obtenus permettent d'accéder à la structure du front de flamme indépendamment de son mouvement sous l'action de la turbulence. Cependant, pour déduire la température de l'intensité diffusée, il faut connaître la section efficace globale de diffusion Rayleigh qui dépend de la fraction de mélange locale à la date du tir laser. Pour déterminer cette section efficace nous avons développé un algorithme itératif dans lequel la fraction de mélange et la température sont progressivement déduites l'une de l'autre grâce à une bibliothèque de courbes que nous avons construite.

Finalement, les profils instantanés de la température, de son gradient et de la fraction de mélange sont analysés statistiquement à différents niveaux dans la flamme. Ces résultats sont également obtenus pour des conditions initiales critiques proches de l'extinction.

CHAPITRE I

Présentation de la flamme de diffusion

I. Présentation de la flamme de diffusion

I-1. Rappels sur la flamme de diffusion

Ce chapitre ne prétend pas constituer une revue complète de théories sur les flammes de diffusion. Il nous permet simplement d'introduire les notions et les approches qui semblent les plus appropriées à notre étude expérimentale sur la structure du front de flamme de diffusion dans la zone de développement du jet turbulent.

Nous laisserons donc de côté les approches statistiques globales et les modèles associés ($k-\epsilon$, ...) pour présenter le concept de structure des flammelettes qui correspond le mieux à nos investigations (les profils instantanés de diffusion Rayleigh permettent d'étudier ces structures indépendamment de la position fluctuante du front de flamme).

I-1-1. Les hypothèses de base

L'analyse des flammes de diffusion turbulente se trouve grandement facilitée par l'introduction des deux hypothèses suivantes :

* Le mélange est essentiellement réalisé par la turbulence de sorte que les transports diffusifs de toutes les espèces ainsi que de l'enthalpie sont régis par un même coefficient de diffusion lié non pas à la diffusion moléculaire de chaque espèce mais à la diffusion turbulente.

Cette hypothèse est d'autant mieux réalisée que le jet est turbulent. Cependant, elle risque d'être mise en défaut près de la buse du brûleur où les gradients de concentrations sont très forts et où l'écoulement risque d'être laminarisé par la combustion laissant une possibilité d'une diffusivité différentielle (notamment à cause de la grande diffusivité de l'hydrogène).

** Les temps caractéristiques de la chimie sont bien plus petits que ceux de la turbulence. De cette manière, en tout point et à tout moment, la réaction peut être décrite par un schéma global simple où les espèces considérées ont le temps d'être produites ou consommées dans les proportions déterminées par les coefficients stœchiométriques.

Cette hypothèse est plus ou moins vérifiée selon les espèces. Par exemple, le temps nécessaire à la combustion et au dégagement de chaleur sont beaucoup plus courts que les temps nécessaires à la formation des NOx et des suies.

I-1-2. Equation de conservation

La conservation de la fraction massique Y_i d'une espèce i s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho \mathbf{V} \nabla Y_i - \nabla (\rho D \nabla Y_i) = \dot{\omega}_i \quad (\text{I-1})$$

où l'on a négligé les termes de forces de pression et les termes dus à la gravité.

De gauche à droite, apparaissent le terme instationnaire, puis le terme de convection et celui de diffusion, et enfin, dans le second membre, le terme de production.

Selon la première hypothèse, les différentes diffusions sont ici décrites par une loi de Fick unique simplifiée avec un seul coefficient D de diffusion turbulente pour toutes les espèces (Lewis=1).

Avec l'opérateur linéaire L (Williams (1)) :

$$L(Y) = \rho \frac{\partial Y}{\partial t} + \rho V \nabla Y - \nabla(\rho D \nabla Y) \quad * \quad (I-2)$$

l'équation de conservation devient :

$$L(Y_i) = \dot{\omega}_i \quad (I-3)$$

L'enthalpie d'une espèce est

$$h_i = h_i^o + \int_{T_o}^T C_{p_i} dT$$

On suppose que le C_{p_i} est le même pour toutes les espèces et que $\partial C_{p_i} / \partial T = 0$.

L'enthalpie globale de toutes les espèces s'écrit :

$$h = \sum h_i^o Y_i + C_p (T - T_o) \quad (I-4)$$

L'équation de conservation de l'enthalpie du système dans l'écoulement s'écrit :

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho V \nabla h - \nabla \left[\frac{\lambda}{C_p} \nabla h + \left(\rho D - \frac{\lambda}{C_p} \right) \sum_i h_i \nabla Y_i \right] = - \frac{\partial P}{\partial t} \quad (I-5)$$

Si on néglige les variations de pression $\frac{\partial P}{\partial t}$ et le terme $\rho D - \frac{\lambda}{C_p}$ ce qui revient à

supposer le nombre de Lewis égal à 1 partout dans le jet ($Le = \frac{D \rho C_p}{\lambda}$, ceci est

d'autant plus vrai que l'écoulement est turbulent), on arrive à la relation :

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho V \nabla h - \nabla(\rho D \nabla h) = 0$$

où l'on reconnaît l'opérateur linéaire L :

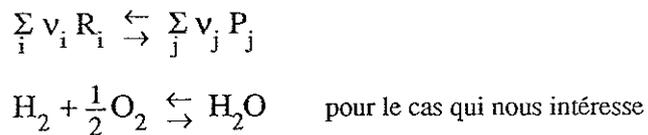
$$L(h) = 0 \quad (I-6)$$

* En toute rigueur, le fait d'utiliser un coefficient de diffusion turbulente, quantité n'ayant de signification physique qu'en moyenne, implique que les équations de conservation ainsi écrites concernent les valeurs moyennes. Nous serons amené, faute de mieux, à les utiliser pour les valeurs instantanées.

Le but de la démarche qui va suivre est de trouver des quantités appelées invariants scalaires Z qui satisfont à $L(Z)=0$ de sorte que l'on puisse les exprimer linéairement en fonction de h .

I-1-3. Fonction de couplage et scalaire conservé

La deuxième hypothèse est alors nécessaire pour exprimer que les différentes espèces sont produites ou consommées dans des proportions déterminées par une réaction globale et simple du type



où les R_i sont les réactants mis en jeu, les P_j les produits formés et les v les coefficients stœchiométriques (comptés positifs pour les réactants et négatifs pour les produits).

Dans ces conditions, on peut définir un taux de réaction normalisé $\hat{\omega} = \dot{\omega}_i / W_i v_i$ (où W_i est la masse molaire de l'espèce i) qui est une constante de la réaction quelle que soit l'espèce i . On définit alors les quantités $\alpha_i = Y_i / W_i v_i$ satisfaisant toutes à la relation de conservation

$$L(\alpha_i) = \hat{\omega} \tag{I-7}$$

On définit ensuite les fonctions de couplage β_{ij} entre deux espèces différentes i

$$\text{et } j \text{ par : } \beta_{ij} = \alpha_i - \alpha_j \tag{I-8}$$

de sorte que

$$L(\beta_{ij}) = L(\alpha_i) - L(\alpha_j) = 0 \tag{I-9}$$

Cette relation est appelée équation de Shvab-Zeldovich.

Puisque toutes les fonctions β se conservent dans l'écoulement ($L(\beta)=0$), elles sont donc toutes reliées linéairement entre elles. Réciproquement, toute combinaison linéaire des ces fonctions β détermine un nouvel invariant scalaire.

I-1-4. La fraction de mélange

Si on borne cet invariant scalaire Z entre 0 et 1, on définit alors la fraction de mélange.

$Z=1$ dans le canal fuel (noté canal 1 dans la suite)
et $Z=0$ dans le canal oxydant (noté canal 2)

$$\text{d'où : } Z = \frac{\beta - \beta^2}{\beta^1 - \beta^2} \quad (\text{I-10})$$

avec β^1 la valeur de la fonction de Shvab-Zeldovich dans le canal 1 et β^2 la valeur de cette fonction dans le canal 2.

Sans passer par ces fonctions de couplages β qui ont été définies en supposant une réaction chimique simple et globale, la fraction massique Z_i d'une espèce atomique i est un scalaire conservé au cours de la réaction chimique, même si cette réaction est complexe et se réalise par étapes successives ou parallèles.

$$Z_i = \sum_j \frac{W_i}{W_j} v_j^i Y_j \quad (\text{I-11})$$

où W_i est la masse de l'atome i et W_j la masse de la molécule j dans laquelle sont contenus v_j^i atomes i .

En normalisant, on retrouve d'une façon plus générale la fraction de mélange :

$$Z = \frac{Z_i - Z_i^2}{Z_i^1 - Z_i^2} \quad (\text{I-12})$$

On remarque ici que, si les espèces considérées ont une diffusivité différente, alors les fractions de mélange calculées à partir de celle-ci seront elles aussi différentes.

Nous avons vérifié, à partir des travaux expérimentaux de Tagaki ⁽²⁾ sur une flamme similaire à la nôtre et à partir des travaux théoriques de Dixon Lewis ⁽³⁾ sur une flamme d'hydrogène à contre-courant, que la fraction de mélange calculée à partir de l'hydrogène est toujours légèrement plus grande que les autres fractions de mélange, que cet écart diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente et que

donc l'hypothèse d'un seul coefficient de diffusion pour toutes les espèces est validée dans un écoulement turbulent.

I-1-5. Relations entre fraction de mélange, fraction massique et température

En appliquant l'équation (I-8) $\beta_{iF} = Y_i / v_i W_i - Y_F / v_F W_F$ (F représente l'élément fuel) et la relation (I-10) $\beta_{iF} = Z\beta_{iF}^1 + (1-Z)\beta_{iF}^2$ au cas d'une flamme de diffusion pure où il n'y a pas d'Oxydant dans le canal fuel (canal 1) et pas de Fuel dans le canal oxydant (canal 2), c'est-à-dire $Y_O^1 = 0$ et $Y_F^2 = 0$, on obtient :

$$\frac{Y_i}{v_i W_i} - \frac{Y_F}{v_F W_F} = Z \left(\frac{Y_i^1}{v_i W_i} - \frac{Y_F^1}{v_F W_F} \right) + (1-Z) \frac{Y_i^2}{v_i W_i} \quad (I-13)$$

d'où, pour chaque espèce :

$$Y_O = (1-Z)Y_O^2 + \frac{v_O W_O}{v_F W_F} (Y_F - ZY_F^1) \quad (I-14)$$

$$Y_F = Z Y_F^1 + \frac{v_F W_F}{v_F W_F} (Y_F - ZY_F^1) \quad (I-15)$$

$$Y_P = \frac{v_P W_P}{v_F W_F} (Y_F - ZY_F^1) \quad (I-16)$$

L'indice P représente ici le Produit de combustion, en l'occurrence de la vapeur d'eau.

Le Diluant (azote) présent initialement dans les 2 canaux ne participe pas à la réaction ($L(Y_D) = 0$). Y_D s'écrit donc linéairement en fonction de Z :

$$Y_D = Z Y_D^1 + (1-Z) Y_D^2 \quad (I-17)$$

De même, l'enthalpie du système s'écrit :

$$h = Z h^1 + (1-Z) h^2 \quad (I-18)$$

A partir de cette relation et après de nombreux calculs faisant intervenir les relations (I-4), (I-14), (I-15) et (I-16) on obtient :

$$T = ZT^1 + (1-Z)T^2 - \frac{Q^o}{v_F W_F C_p} (Y_F - ZY_F^1) \quad (I-19)$$

où $Q^o / v_F W_F = \sum_i h_i^o \frac{v_i W_i}{v_F W_F}$ représente la chaleur dégagée par unité de masse

de fuel consommé, et T^1, T^2 les températures initiales dans le canal 1 et le canal 2 respectivement.

Dans le cas d'un écoulement sans réaction, la température s'écrit :

$$T_f = Z T^1 + (1-Z) T^2$$

et les espèces :

$$Y_{Of} = (1-Z) Y_O^2$$

$$Y_{Ff} = Z Y_F^1$$

$$Y_{Df} = Z Y_D^1 + (1-Z) Y_D^2$$

On remarque que ces quatre équations sont respectivement les premiers termes des équations (I-19), (I-14), (I-15) et (I-16). Ce sont des termes de mélange pur alors que le terme dépendant de $(Y_F - ZY_F^1)$ est le terme dû à la réaction chimique.

I-1-6. Flamme infiniment mince (flame sheet)

Dans ce cas limite décrit en détail par Burke et Schumman ⁽⁴⁾, on suppose que la réaction est irréversible et infiniment rapide, de sorte que le fuel et l'oxydant ne puissent jamais coexister. La réaction n'a donc lieu que sur un front de flamme infiniment mince (flame sheet, terme anglais le plus souvent rencontré dans la littérature) qui correspond à la surface où le mélange est stœchiométrique, $Z_{x,y,z} = Z_S$. Cette surface sépare donc l'écoulement en deux zones distinctes, le côté riche où il y a absence totale d'oxydant et le côté pauvre sans fuel. Sur le front de flamme, la condition limite impose $Y_F = Y_O = 0$, d'où, en remplaçant dans

l'équation (I-15), on obtient la fraction de mélange stœchiométrique :

$$Z_S = 1 / \left(1 + \frac{Y_F^1 v_O W_O}{Y_O^2 v_F W_F} \right) \quad (\text{I-20})$$

Côté riche en fuel, $Z \geq Z_S$

$$Y_O = 0 \quad Y_F = Y_F^1 \frac{Z - Z_S}{1 - Z_S} \quad T = T_f + \frac{Q^o}{v_F W_F C_p} Y_O^2 (1 - Z)$$

Côté pauvre, $Z \leq Z_S$

$$Y_O = Y_O^2 \frac{Z_S - Z}{Z_S} \quad Y_F = 0 \quad T = T_f + \frac{Q^o}{v_F W_F C_p} Y_F^1 Z \quad (\text{I-21})$$

Surface stœchiométrique, $Z = Z_S$

$$Y_O = 0 \quad Y_F = 0 \quad T = T_S$$

La température T_S est maximale à la stœchiométrie, elle correspond à la température adiabatique de la réaction.

La relation (I-21) quand $Z = Z_S$ donne

$$T_S = T_f + \frac{Q^o}{v_F W_F C_p} Y_F^1 Z_S \quad (\text{I-22})$$

en injectant la valeur de Z_S obtenue dans la relation (20), on obtient :

$$T_S = T_f + \frac{Q^o}{v_F W_F C_p} \frac{Y_F^1 Y_O^2}{Y_O^2 v_F W_F + Y_F^1 v_O W_O} \quad (\text{I-23})$$

Toutes ces données sur la flamme infiniment mince sont récapitulées sur la figure 1.

Cette description simplifiée du front de flamme a donné lieu à des développements très importants. Il faut rappeler, qu'instantanément, le fuel et l'oxydant ne peuvent coexister. Toutefois, la position du front de flamme

$Z(x,r) = Z_s$ dans le référentiel du laboratoire est soumise aux fluctuations de la turbulence, de sorte qu'en moyenne temporelle, on obtient des zones de coexistence apparentes des deux réactifs.

Considérons par exemple Y_F ; sa valeur moyenne $\overline{Y_F}$ est obtenue en pondérant par la PDF (fonction de distribution des probabilités) de Z au point de mesure considéré :

$$\overline{Y_{F(x,r)}} = \frac{Y_F^1}{1-Z_s} \int_{Z_s}^1 (Z(x,r) - Z_s) P(Z) dZ \quad (I-24)$$

On voit donc l'intérêt de connaître la PDF de Z pour les développements de cette description en flamme infiniment mince où toutes les variables ne dépendent que de la fraction de mélange Z et cela d'une façon linéaire.

I-1-7. Cas général

Dans le cas le plus général d'une réaction non irréversible les relations (I-14), (I-15) et (I-16) sont toujours valables.

A partir des équations (I-19) et (I-22), on obtient la relation suivante :

$$\frac{Y_F - ZY_F^1}{v_F W_F} = - \frac{T - T_f}{T_s - T_f} \frac{Y_F^1 Z_s}{v_F W_F} \quad (I-25)$$

que l'on peut injecter directement dans les équations (14), (15) et (16) :

$$Y_F = Z Y_F^1 - v_F W_F \frac{T - T_f}{T_s - T_f} \frac{Y_F^1 Z_s}{v_F W_F} \quad (I-26)$$

$$Y_O = (1-Z) Y_O^1 - v_O W_O \frac{T - T_f}{T_s - T_f} \frac{Y_F^1 Z_s}{v_F W_F} \quad (I-27)$$

$$Y_P = - v_P W_P \frac{T - T_f}{T_s - T_f} \frac{Y_F^1 Z_s}{v_F W_F} \quad (I-28)$$

$$Y_D = Z Y_D^1 + (1-Z) Y_D^2 \quad (I-29)$$

Ce sont ces 4 équations qui nous serviront essentiellement pour traiter les résultats dans la suite de ce travail. Nous avons tracé figure 2 les relations liant la fraction de mélange, la température et les fractions massiques des différentes espèces pour une réaction non infiniment rapide.

Dans le cas des deux premières équations, on remarque, dans le second membre, le premier terme qui est un terme de mélange pur fonction de la fraction de mélange et des conditions initiales et le second terme fonction du degré d'avancement et la réaction $(T - T_p) / (T_s - T_p)$ qui est donc le terme relatif à la réaction chimique. v_F et v_O étant positifs, c'est donc un terme de consommation pour les éléments fuel et oxydant .

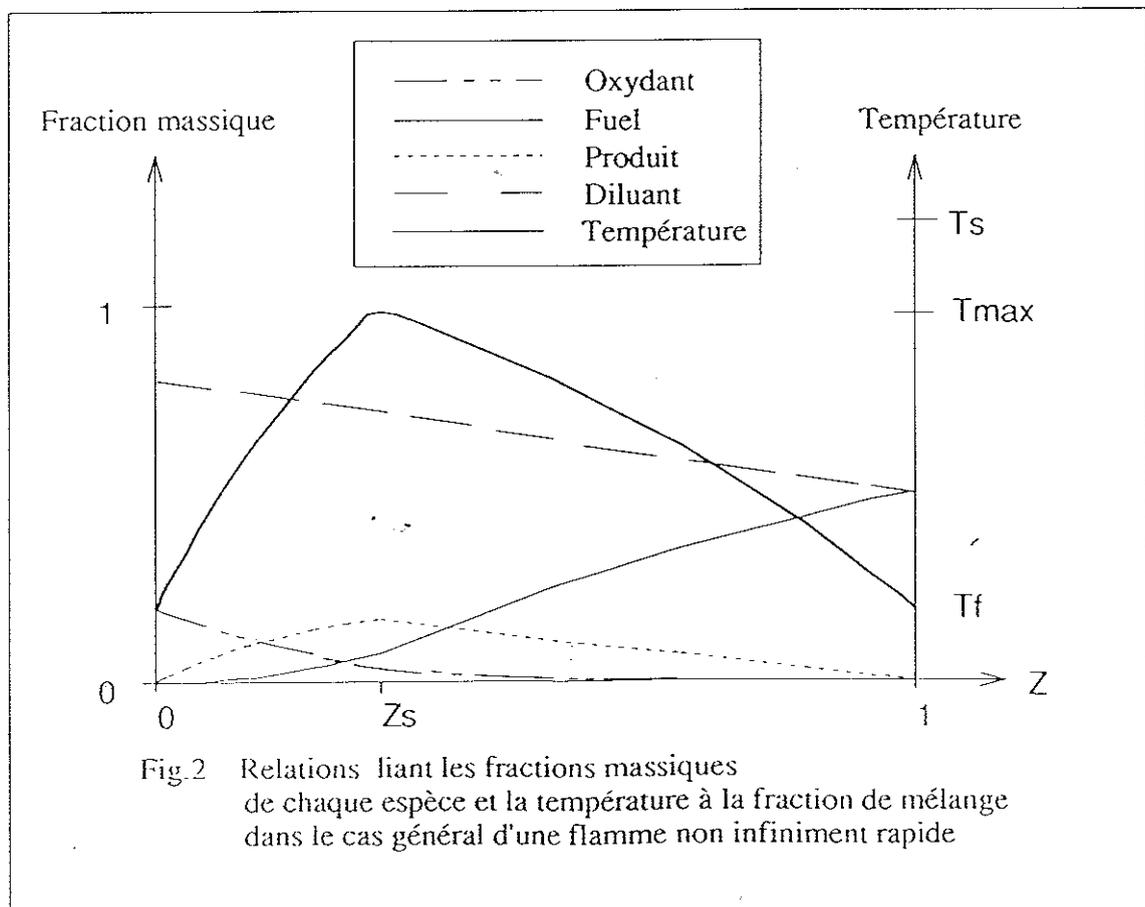
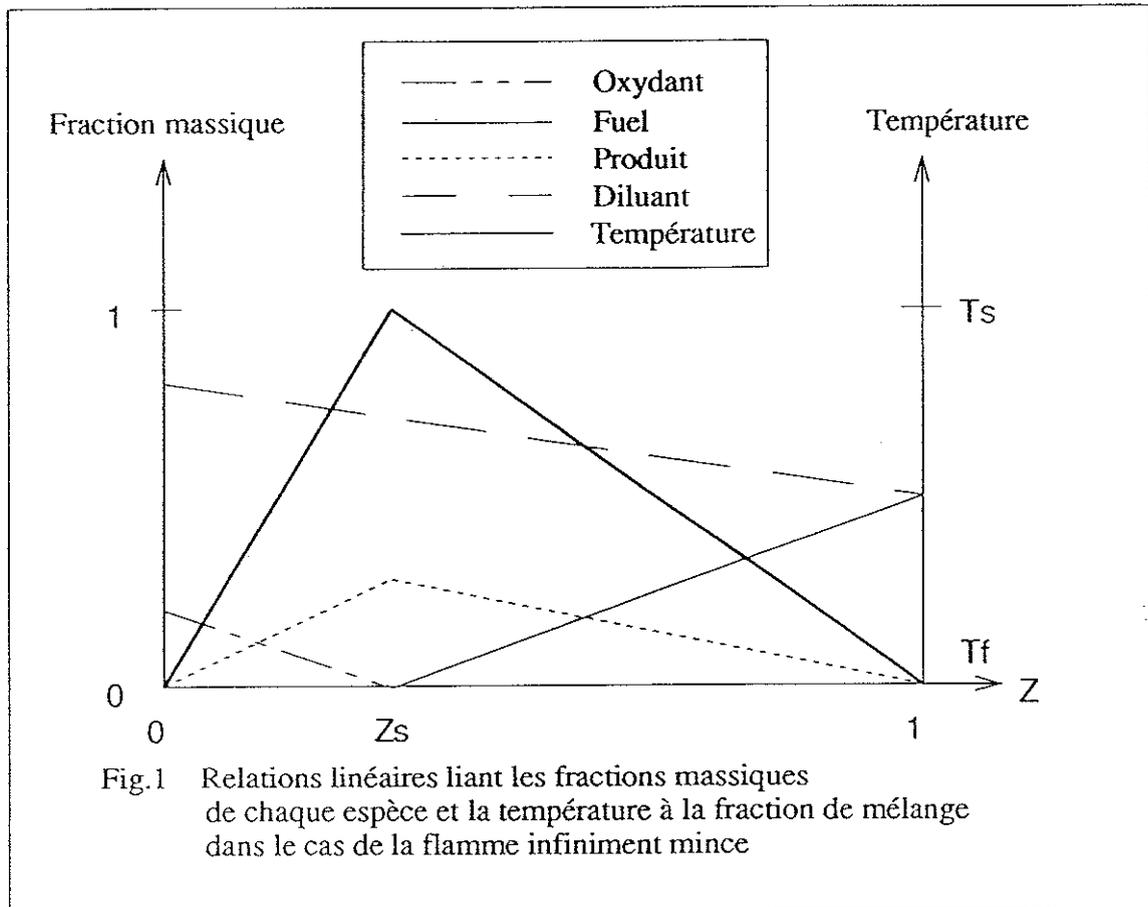
Dans l'équation (I-28), le terme de mélange n'existe pas car les produits de combustion ne sont pas initialement présents dans les canaux. Le terme chimique est un terme de production ($v_p < 0$).

Le taux de réaction qui est du type $\dot{\omega} = \alpha Y_F Y_O e^{-E/kT}$, si on suppose une réaction du 1^{er} ordre, n'est plus seulement confiné sur la surface $Z = Z_s$ comme dans le cas de la flamme mince. Toutefois, l'énergie d'activation est si grande que le taux de réaction diminue très vite avec la température quand on s'écarte de la surface stœchiométrique.

I-1-8. Transformation de Crocco, taux de réaction des flammelettes

Le taux de production thermique qui est donné par : $\dot{\omega}_T = C_p L(T)$ est maintenant exprimé dans un nouveau référentiel attaché à la surface stœchiométrique.

Dans cette transformation dite de Crocco ⁽⁵⁾ $(x, y, z) \rightarrow (a, b, Z - Z_s)$ les nouvelles coordonnées a et b sont situées dans le plan tangent à la surface stœchiométrique.



Notons que cette transformation est tout à fait adaptée à nos conditions expérimentales où les profils radiaux instantanés de température permettent de se référer à chaque instant à la position du maximum de température où le mélange sera supposé stœchiométrique.

On obtient alors :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{x,y,z} = \frac{\partial T}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial b} \frac{\partial b}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial Z} \frac{\partial Z}{\partial t} + \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{a,b,Z-Z_s}$$

Si on suppose que, comme dans le cas de la chimie très rapide, T ne dépend que de Z (on suppose donc ici que les gradients de température sont négligeables sur la surface stœchiométrique par rapport aux gradients transversaux et que la structure $T(Z)$ est quasi indépendante du temps), on obtient alors :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{x,y,z} = \frac{\partial T}{\partial Z} \frac{\partial Z}{\partial t}$$

Ceci constitue l'hypothèse des flammelettes décrites par Peters⁽⁶⁾ et Williams⁽⁷⁾.

Avec les mêmes hypothèses : $\nabla T \approx \frac{\partial T}{\partial Z} \nabla Z$

de sorte que :

$$L(T) \approx \frac{\partial T}{\partial Z} \left(\rho \frac{\partial Z}{\partial t} + \rho \mathbf{V} \nabla Z - \nabla(\rho D \nabla Z) \right) - \rho D \nabla Z \frac{\partial T}{\partial Z}$$

$$L(T) \approx -\rho D \nabla Z \frac{\partial T}{\partial Z}$$

d'où finalement :

$$\dot{\omega}_T \approx -C_p \rho D |\nabla Z|^2 \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2}$$

On retrouve évidemment ici le résultat particulier de la flamme infiniment mince où $\frac{\partial^2 T}{\partial Z^2}$ est nul partout sauf à la stœchiométrie ($Z = Z_s$).

De plus, ce développement permet l'analyse du front de flamme au voisinage de la stœchiométrie dans le cas où la réaction est suffisamment rapide pour que les hypothèses de structure de flammelettes soient vérifiées.

Cette analyse a été poursuivie par Peters⁽⁸⁾ et Linan⁽⁹⁾ selon un développement asymptotique utilisant une simple loi d'Arrhénius pour la réaction chimique. De façon complémentaire, le régime laminaire des flammes de diffusion à contre-courant a été étudié par Tsuji⁽¹⁰⁾ et modélisé pour différents types de carburants par

courant a été étudié par Tsuji ⁽¹⁰⁾ et modélisé pour différents types de carburants par Warnartz ⁽¹¹⁾ , Dixon Lewis ⁽¹²⁾ et Rogg⁽¹³⁾ qui fournissent une librairie des fonctions $T=f(Z)$ avec comme paramètre le taux d'étirement a ($a : s^{-1}$).

L'autre résultat est la dépendance du taux de réaction au taux de dissipation scalaire de l'écoulement $\rho D |\nabla Z|^2$. En augmentant la turbulence, on augmente donc aussi le taux de réaction jusqu'à ce que l'hypothèse d'une cinétique chimique beaucoup plus rapide que le taux de mélange (grand nombre de Damköler) ne soit plus vraie, la réaction s'éteignant sous l'effet de l'étirement du front de flamme par la turbulence.

On voit ainsi dans le cas d'une combustion en flammes l'utilité de connaître la distribution jointe (Joint PDF) de la fraction de mélange (pour accéder au terme $\partial^2 T / \partial Z^2$ caractéristique de la chimie) et de son gradient (pour accéder à la dissipation scalaire) si l'on veut correctement estimer le taux moyen de réaction .

I-2. Le Brûleur

I-2-1. Configuration expérimentale du brûleur

Le brûleur utilisé a déjà été décrit par D. Stepowski ⁽¹⁴⁾ lors de mesures de fluorescence induite par laser des radicaux OH et de température par diffusion Rayleigh .

C'est un brûleur de diffusion constitué de deux tubes verticaux coaxiaux qui débouchent à la même hauteur dans l'air ambiant (figure 3).

Le tube central (canal fuel) de diamètre 10mm est alimenté par un mélange hydrogène-azote à une vitesse de 40m/s. Ce mélange est effectué 2 mètres en amont de telle façon qu'il soit parfaitement homogène à la sortie du brûleur.

Dans ce travail, deux mélanges sont étudiés :

- Le premier, précédemment utilisé par D. Stepowski ⁽¹⁴⁾ pour l'étude par diffusion Rayleigh de la flamme, est composé volumétriquement de 50% d'hydrogène et de 50% d'azote.

Cette dilution avait été choisie pour réduire l'écart entre les sections efficaces de l'air et du fuel et elle servira à l'étude complète de la flamme.

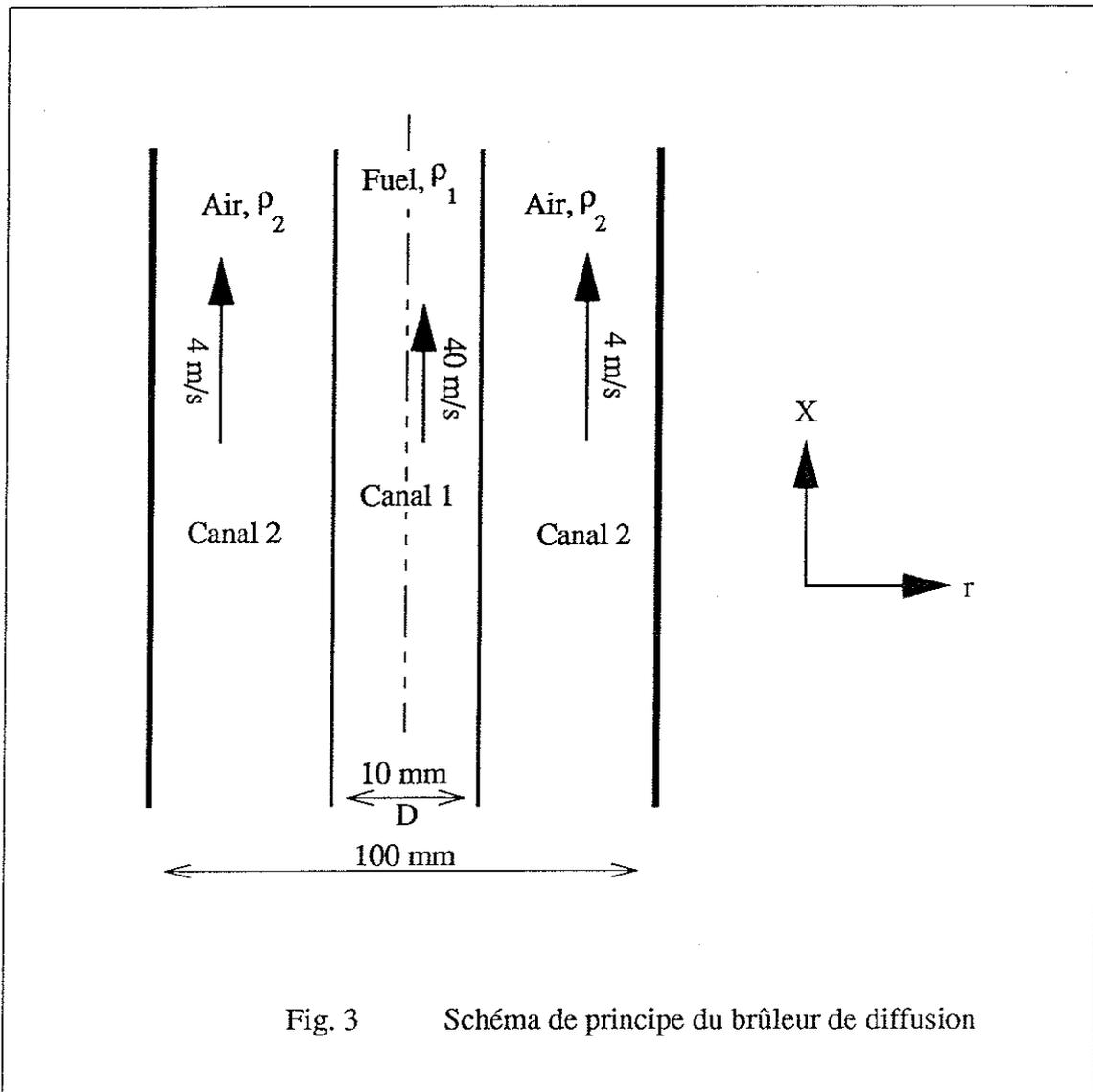


Fig. 3 Schéma de principe du brûleur de diffusion

- Le second est composé de 32,5% d'hydrogène et de 67,5% d'azote et permettra à la fin de ce travail l'étude de la flamme proche de l'extinction. En effet, une légère dilution à l'azote de ce mélange provoque l'extinction de la flamme.

Les débits de ces deux gaz sont stabilisés par un col sonique et un régulateur de pression.

Le tube extérieur permet de créer un écoulement périphérique d'air autour du jet de fuel.

Ce canal permet dans le cas des mesures par diffusion de Mie ou par ADL d'ensemencer avec des particules le fluide oxydant. Par contre, dans le cas des mesures par diffusion Rayleigh, où l'absence de poussière est nécessaire, cet écoulement peut être filtré.

L'écoulement d'air est créé par un ventilateur. Il est acheminé vers une chambre de tranquillisation (Fig. 4) constituée par un divergent, un filtre, un tube de diamètre 250mm, un nid d'abeille et finalement un convergent débouchant dans le tube périphérique (diamètre 100mm) au canal fuel. L'air sort alors à la vitesse de 4m/s.

Le jet réalisé est un jet turbulent, le nombre de Reynolds ($Re=UD/v$ où U est la vitesse du fuel, D le diamètre du canal fuel et v la viscosité du fuel) vaut 16000 dans le cas de la flamme 50/50.

L'allumage de la flamme se fait à l'aide d'un allumeur électrique créant une série d'étincelles. La flamme est stabilisée sur la buse. Ceci est certainement dû à une légère recirculation de l'écoulement au niveau de l'interface des deux canaux, amenant des gaz chauds de combustion à la sortie de la buse et entretenant ainsi la combustion.

Remarque : si l'allumage est effectué trop haut au-dessus du brûleur, la flamme ne s'accroche pas sur les parois de la buse mais sur les électrodes de l'allumeur et s'éteint dès qu'on les retire.

Sécurité : une électrovanne est montée sur le circuit carburant empêchant l'alimentation en hydrogène tant que le ventilateur n'est pas en marche.

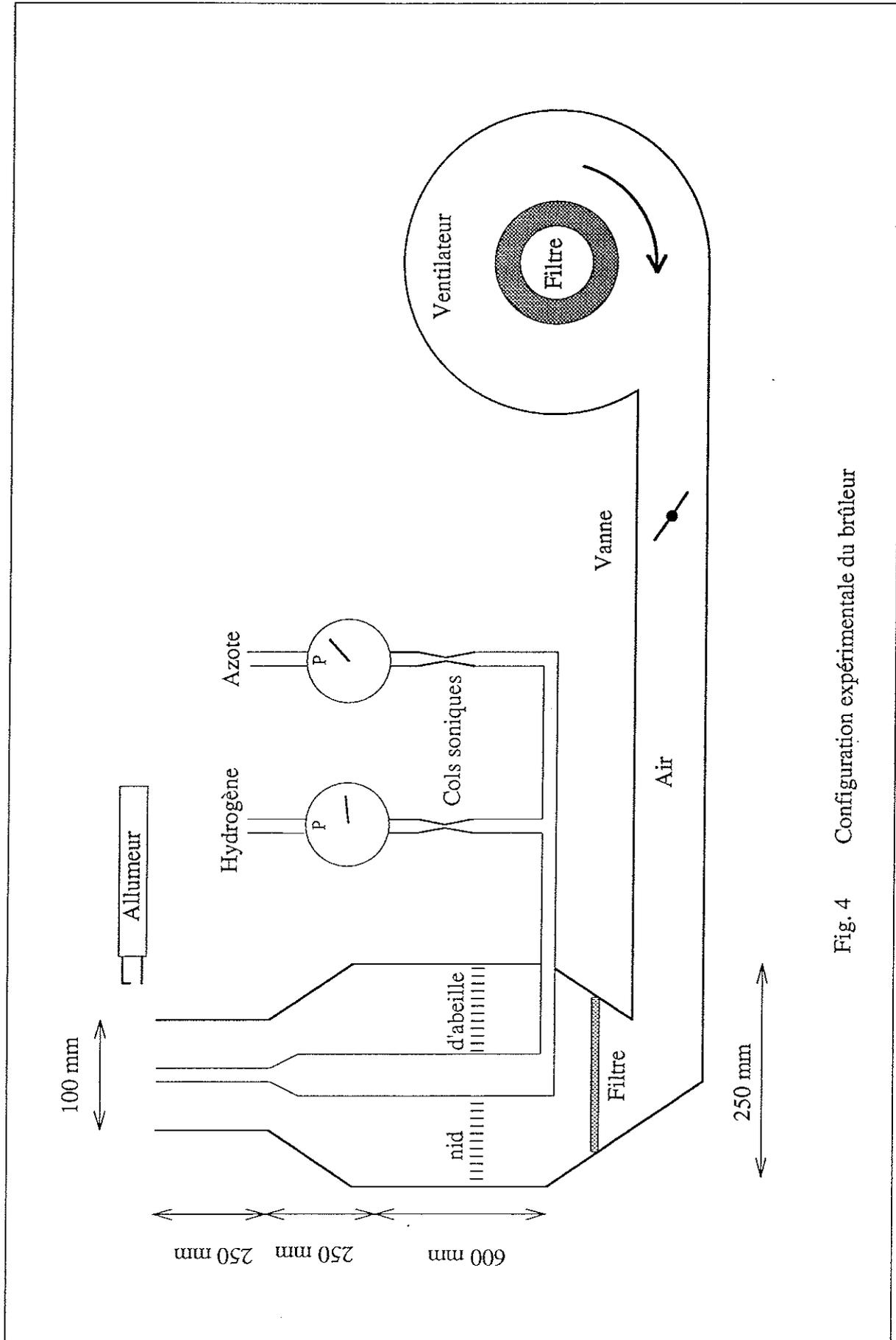


Fig. 4 Configuration expérimentale du brûleur

I-2-2. Caractéristique de la flamme

Le nombre de Reynolds de tuyau vaut $Re = UD/v$. La vitesse U du jet central et le diamètre D du tube sont connus ($U=40\text{m/s}$ et $D=1\text{cm}$). La viscosité v du fuel dépend de la dilution en azote et peut être obtenue à partir de la relation de Reid & Sherwood (15).

$$\mu = \sum_i^n \mu_i / \left(1 + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \phi_{ij} (\chi_j / \chi_i) \right)$$

avec
$$\phi_{ij} = \left(1 + (\mu_i / \mu_j)^{1/2} (W_j / W_i)^{1/4} \right)^2 / \left(\sqrt{8} (1 + (W_i / W_j))^{1/2} \right)$$

et
$$\phi_{ji} = (\mu_j / \mu_i) (W_i / W_j) \phi_{ij}$$

χ_i : Fraction molaire de l'espèce i

μ_i : Viscosité dynamique de l'espèce i

W_i : Masse molaire de l'espèce i

$$\mu_{H_2} = 8,4 \cdot 10^{-6} \text{ poiseuille} \quad \text{et} \quad \mu_{N_2} = 16,6 \cdot 10^{-6} \text{ poiseuille}$$

La fraction de mélange stœchiométrique Z_s est calculée à partir de la relation I-20 :

$$Z_s = 1 / \left(1 + \frac{Y_F^1 v_O W_O}{Y_O^2 v_F W_F} \right)$$

La température adiabatique T_s s'obtient à partir de la relation :

$$\int_{T_0}^{T_s} C_{p_{\text{produit}}} dT = \Delta H_{f_{H_2O}}^{T_0}$$

Les chaleurs massiques C_p des produits fonctions de la température ont été tirées du JANAF (16).

$$\Delta H_{\text{H}_2\text{O}}^{T_0} = -57,796 \text{ Kcal / mol}^{(17)} \quad T_0 = 298\text{K}$$

Finalement, nous obtenons le tableau suivant résumant toutes les caractéristiques des flammes utilisées

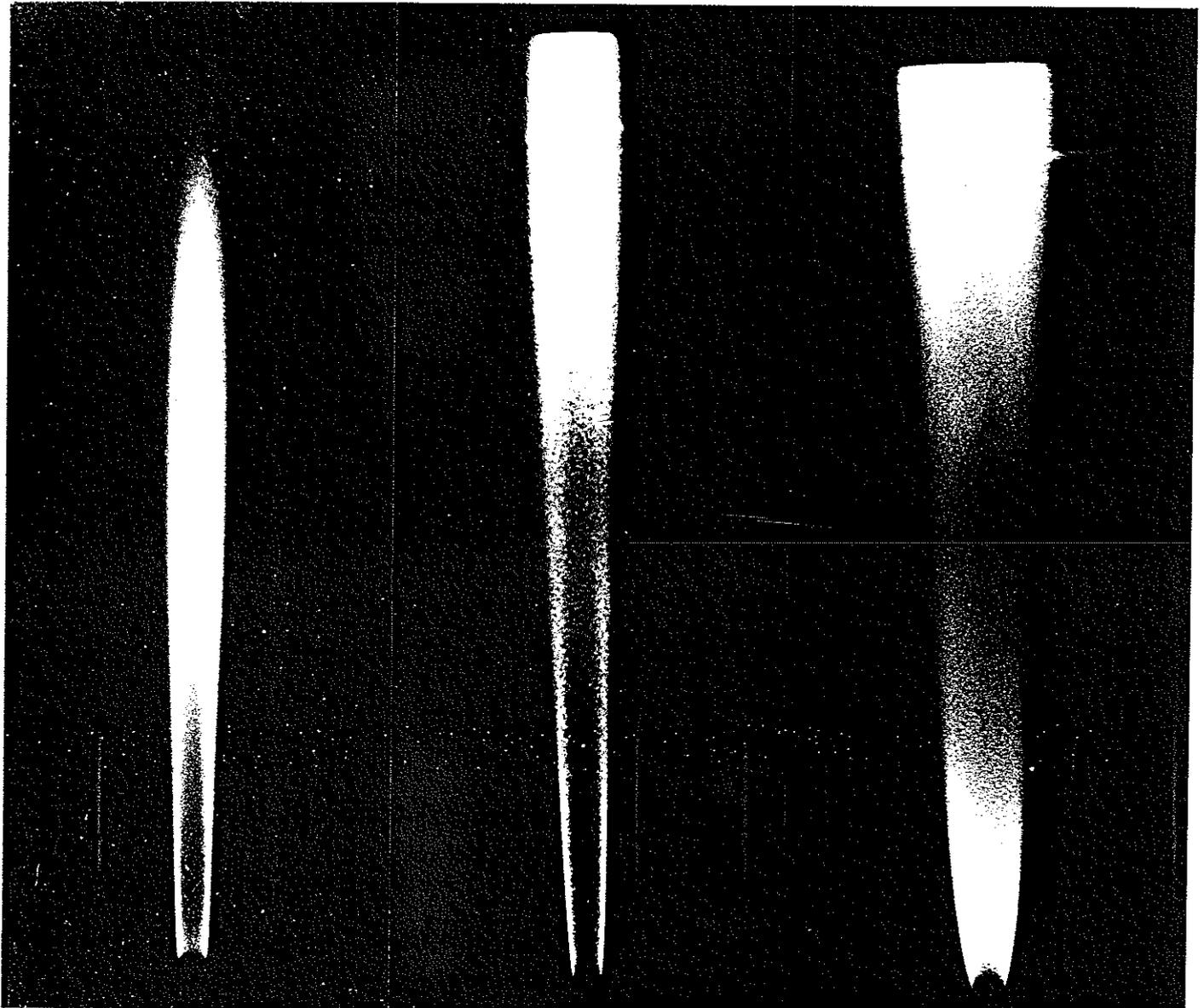
	U _{fuel} (m/s)	U _{air} (m/s)	Re	Z _s	T _s (K)
Flamme 32%H ₂ / 68%N ₂	40	4	19900	0,450	1650 1750 *
Flamme 50%H ₂ / 50%N ₂	40	4	15700	0,294	2000 1950 *
Flamme 100%H ₂ / 0%N ₂	40	4	4270	0,027	2320 *

* mesurée par la méthode de renversement des raies cf Lewis (15)

Tableau 1 Caractéristiques des deux flammes utilisées.

On peut remarquer sur la planche 1 que les flammes diluées en azote s'étendent moins vers l'extérieur que la flamme pure d'hydrogène. Ceci est dû au fait que la fraction de mélange stœchiométrique de la flamme pure est plus faible et donc dans l'hypothèse d'une flamme "accrochée" à la stœchiométrie, on la retrouve forcément plus vers l'extérieur où le mélange est pauvre.

Nous n'avons pas étudié la flamme d'hydrogène pur dans l'air car elle ne pouvait pas être correctement traitée par l'algorithme proposé. Sur le signal Rayleigh mesuré, il n'est presque pas possible de distinguer la position du front de flamme. Ceci vient du fait que la variation du signal à la stœchiométrie (due à la température) est du même ordre de grandeur que celle du signal au centre du jet (due à la faible section efficace du fuel) ($\sigma_{\text{H}_2}/\sigma_0 \approx T_s/T_0$).



Flamme 32% H₂ / Air
68% N₂

$$Z_S = 0,45$$

Flamme 50% H₂ / Air
50% N₂

$$Z_S = 0,294$$

Flamme 100% H₂ / Air

$$Z_S = 0,027$$

Planche I

REFERENCE - CHAPITRE I

- 1 **Williams F.A.** *Combustion Theory-The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems*, The Benjamin / Cummings Publishing Company, Inc., Second Edition
- 2 **Takagi T., Hyun-Dong S. and Akira I.** *Properties of Turbulence in Turbulent Diffusion Flames*, Combustion and Flame, Volume 40, page 121-140, 1980
- 3 **Dixon-Lewis**, Communication privée, 1988
- 4 **Burke S.P. and Schumman T.E.W.**, Ind. Eng. Chem., Volume 20, page 998, 1928
- 5 **Crocco L.**, Aerotecnica, Volume 12, page 181, 1932
- 6 **Peters N.** *Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion*, 21th Symposium International on Combustion, page 1231, 1986
- 7 **Williams F.A.** *Crocco Variables for Diffusion Flames*, Recent Advances in the Aerospace Sciences, Edited by Corrado Casci, page 415, 1985
- 8 **Peters N.** *Local Quenching due to Flame Stretch and Non-Premixed Turbulent Combustion*, Comb. Sci. & Tech., Volume 30, page 1, 1983
- 9 **Liñan** *The Asymptotic Structure of Counterflow Diffusion Flames for Large Activation Energies*, Acta Astronautica, Volume 1, page 1007, 1974
- 10 **Tsuji H. and Yamaoka I.** *Structure Analysis of Counterflow Diffusion Flames in the Forward Stagnation Region of a Porous Cylinder*, 13th Symposium International on Combustion, page 723, 1971

- 11 **Warnatz J.** *The Structure of Laminar Alkane, Alkene and Acetylene Flames*, 18th Symposium International on Combustion, page 369, 1980
- 12 **Dixon-Lewis G., David T., Gaskell P.H., Fukutani S., Jinno H., Miller J.A., Kee R.J., Smooke M.D., Peters N., Effelsberg E., Warnatz J. and Behrendt F.** *Calculation of the Structure and Extinction Limit of a Methane-Air Counterflow Diffusion Flame in the Forward Stagnation Region of a Porous Cylinder*, 20th Symposium International on Combustion, page 1893, 1984
- 13 **Rogg B., Behrendt F. and Warnatz J.** *Modelling of Turbulent Methane-Air Diffusion Flames: The Laminar-Flamelet Model*, Institut für Angewandte Physikalische Chemie, Universität Heidelberg
- 14 **Stepowski D., Labacci K. and Borghi R.** *Instantaneous Radial Profiles of OH Fluorescence and Rayleigh Scattering through a Turbulent Hydrogen-Air Diffusion Flame*, 21th Symposium International on Combustion, page 1561, 1986
- 15 **Reid and Sherwood** *The properties of Gases and Liquids, their Estimation and Correlation*, 2nd Edition, New-York, Mc Graw-Hill, 1966
- 16 **Janaf** *Thermochemical Tables*, 2nd Edition, National Standard Reference Data System
- 17 **Hand Book of Chemistry and Physics**
- 18 **Lewis B. and von Elbe G.** *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, 2nd Edition, Academic Press, New York, 1961

CHAPITRE II

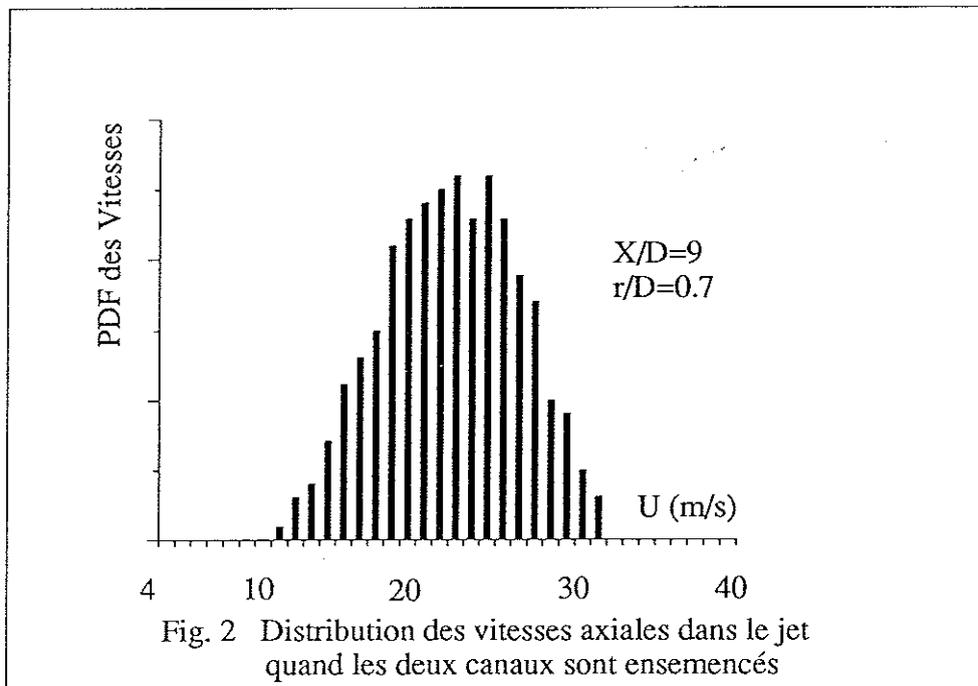
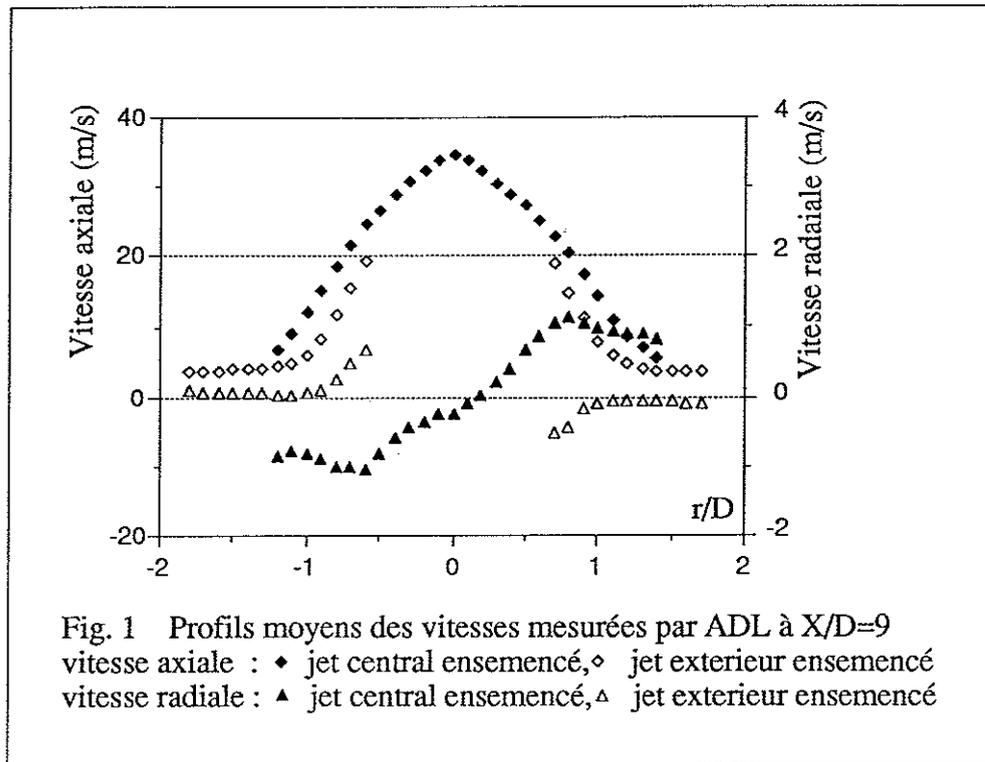
Mesures par Diffusion de Mie

II. Mesures par diffusion de Lorenz-Mie

Introduction

Initialement, cette étude a été menée pour compléter une campagne de mesures de vitesses par ADL⁽¹⁾ dans la zone de développement du jet turbulent avec ou sans réaction. Les résultats obtenus par ADL dépendent fortement de la façon dont a étéensemencé l'écoulement.

Dans le cas où seul le canal fuel estensemencé en particules, les vitesses axiales mesurées sont plus grandes que dans le cas où seul le canal périphérique d'air estensemencé (Fig.1). Pire, pour les vitesses radiales, les mesures sont de signe opposé. La vitesse est centrifuge dans le cas d'unensemencement du canal fuel et centripète dans l'autre cas (Fig. 1).



II-1. ADL avec ensemencement conditionnel

Quelles que soient les conditions d'ensemencement, les distributions locales de vitesse déterminées (Fig.2) ne présentent pas de structure bimodale apparente et conservent une allure normale, la valeur maximale est simplement décalée selon les conditions d'ensemencement. Cet effet est dû au fait que les deux écoulements fluides ne sont pas encore suffisamment bien mélangés dans la partie basse du jet que nous étudions. Dans tous les cas, la vitesse des particules est supposée égale à la vitesse des éléments fluides qu'elles marquent.

Cependant, dans le volume de mesure, les éléments fluides issus du canal fuel, où la vitesse est grande (40m/s), n'ont pas encore été assez bien mélangés avec les éléments fluides plus lents (4m/s) issus du canal air de sorte que la vitesse U_1 de l'élément fuel est encore supérieure à la vitesse $\langle U \rangle$ d'ensemble que l'on aurait obtenue avec un mélange parfait.

U_1 et U_2 étant les vitesses locales obtenues quand seul le jet fuel ou le canal air respectivement est ensemencé, la vitesse globale est distribuée dans le volume de mesure selon la fonction $P(\langle U \rangle) = P_1 P(U_1) + P_2 P(U_2)$ où les fonctions de distribution de probabilité de vitesse $P(U_1)$ et $P(U_2)$ conditionnées par l'origine des particules fluides sont pondérées par les probabilités P_1 et P_2 que l'élément fluide marqué provienne du jet fuel ou de l'air respectivement.

$$P_2 = 1 - P_1$$

La vitesse globale s'écrit alors :

$$\langle \bar{U} \rangle = \int \langle U \rangle P(U) dU = P_1 \int U P(U_1) dU + (1 - P_1) \int U P(U_2) dU \quad (\text{II-1})$$

$$\text{Soit : } \langle \bar{U} \rangle = P_1 \bar{U}_1 + (1-P_1) \bar{U}_2 \quad (\text{II-2})$$

D'après Dibble ⁽²⁾, dans la limite des grands nombres de Reynolds, la probabilité P_1 que l'élément fluide local provienne du jet fuel tend vers la fraction de mélange Z , ce qui sous-entend que l'élément fluide dont nous avons parlé sans

jamais encore bien le définir serait l'élément fluide massique.

$$\langle \bar{U} \rangle = Z \bar{U}_1 + (1-Z) \bar{U}_2 \quad (\text{II-3})$$

Physiquement, cette relation exprime alors la conservation de la quantité de mouvement lors du mélange des deux éléments fluides.

Cette dernière relation peut être obtenue en considérant le flux de particules dans le volume de mesure qui est aussi égal au taux de comptage brut (avant validation, sur une chaîne ADL par exemple) des particules.

Le flux local moyen $d\phi_1(r,x)$ des particules issues du canal 1 est :

$$d\phi_1(r,x) = Np_1(r,x) \bar{U}_1(r,x) dS \quad (\text{II-4})$$

où U_1 est la vitesse moyenne des particules issues de 1.

La concentration locale Np_1 des particules issues de 1 peut être décomposée de la façon suivante :

$$Np_1(r,x) = \alpha_1 \frac{m_1(r,x)}{m_1(r,x) + m_2(r,x)} \rho(r,x) \quad (\text{II-5})$$

où α_1 , le taux d'ensemencement massique du fluide issu du canal 1, est une quantité qui reste constante dans l'écoulement. C'est le nombre de particules par unité de masse de fluide que l'on a injecté dans le canal 1.

Le rapport $m_1/(m_1 + m_2)$ représente la fraction de mélange locale Z et ρ la masse volumique locale du fluide.

$$\text{Alors : } d\phi_1(r,x) = \alpha_1 Z(r,x) \rho(r,x) \bar{U}_1(r,x) dS \quad (\text{II-6})$$

De la même façon, le flux local de particules issues du canal 2 s'écrit :

$$d\phi_2(r,x) = \alpha_2 (1 - Z(r,x)) \rho(r,x) \bar{U}_2(r,x) dS \quad (\text{II-7})$$

et le flux total de particules auquel la chaîne ADL attribue la vitesse globale moyenne : $\langle \bar{U}_{ADL} \rangle$

$$d\phi = d\phi_1 + d\phi_2 = Np \langle \bar{U}_{ADL} \rangle dS$$

$$\text{où } Np = Np_1 + Np_2 = (\alpha_1 Z + \alpha_2 (1-Z)) \rho$$

de sorte que :

$$\langle \bar{U}_{ADL} \rangle = \frac{\alpha_1 Z}{\alpha_1 Z + \alpha_2 (1-Z)} \bar{U}_1 + \frac{\alpha_2 (1-Z)}{\alpha_1 Z + \alpha_2 (1-Z)} \bar{U}_2 \quad (\text{II-8})$$

En comparant ce résultat avec les relations (II-2) et (II-3), il apparaît que $\alpha_1 Z / (\alpha_1 Z + \alpha_2 (1-Z))$ est la probabilité pour que les particules présentes dans le volume de mesure soient issues du canal 1.

La vitesse globale moyenne des particules n'est égale à la vitesse moyenne de l'élément fluide que lorsque cette probabilité est égale à la fraction de mélange Z , c'est-à-dire lorsque $\alpha_1 Z / (\alpha_1 Z + \alpha_2 (1-Z)) = Z$. Cela n'est réalisé que pour $\alpha_1 = \alpha_2$, donc pour un ensemencement équitable des 2 canaux. Pour cela, il faut donc régler les deux ensemencements de façon que le rapport des taux de comptage bruts à la sortie des deux canaux soit égal à :

$$\frac{d\phi_{10}}{d\phi_{20}} = \frac{\rho_{10} U_{10}}{\rho_{20} U_{20}} \quad (\text{II-9})$$

Malheureusement, la technologie actuelle ne permet pas d'assurer un ensemencement suffisamment constant dans le temps. Or, la moindre dérive d'un ensementeur par rapport à l'autre ($\alpha_1(t)$ et $\alpha_2(t)$) entraîne un biais sur la vitesse d'ensemble. Il est donc préférable de réaliser la mesure de vitesse en deux temps. On ensemente d'abord uniquement le canal 1 pour obtenir la vitesse $\overline{U1}$ puis uniquement le canal 2 pour obtenir $\overline{U2}$. La vitesse globale moyenne est alors obtenue en pondérant les valeurs extrêmes par la fraction de mélange locale.

Pour accéder à cette fraction de mélange, il est préférable de mesurer l'intensité diffusée par les particules, qui est directement proportionnelle à $\alpha_1 \rho Z$, quand le canal 1 seul est ensemené plutôt que d'utiliser le taux de comptage qui est faussé par le biais classique de la vitesse ($d\phi_1 = \alpha_1 \rho Z \overline{U1} dS$).

Si on ensemente uniquement le canal 2, on obtient de la même façon un signal proportionnel à $\alpha_2 \rho (1-Z)$. La combinaison des deux permet d'obtenir les deux informations \overline{Z} et $\overline{\rho}$.

Outre l'intérêt que la fraction de mélange présente pour l'étude de la flamme de diffusion, il nous est apparu nécessaire de la connaître parfaitement lors de l'analyse approfondie des mesures par ADL.

Ceci nous a motivé pour développer une méthode originale permettant d'accéder à cette fraction de mélange ainsi qu'à la masse volumique par diffusion de Mie et par ensemencement conditionnel.

II-2. Rappels sur la diffusion de Lorenz-Mie

La technique de mesure par diffusion de Lorenz-Mie qui est actuellement utilisée est une extension de celle développée par Rosenweig⁽³⁾⁽⁴⁾.

Plus tard, de nombreux chercheurs se sont intéressés à cette méthode. Becker⁽⁵⁾ l'a utilisée pour l'étude de la dispersion turbulente dans un tuyau, Hottel⁽⁶⁾ pour l'étude des fluctuations de concentration induites par la température dans une flamme de diffusion turbulente. Actuellement, Long⁽⁷⁾ effectue des mesures en deux dimensions dans des écoulements isothermes.

Cette technique de mesure est devenue un instrument puissant et simple pour étudier l'interaction entre deux écoulements ainsi que la turbulence.

Parallèlement, la tomographie ⁽⁸⁾⁽⁹⁾ qui s'appuie également sur la diffusion de Mie permet une mesure bidimensionnelle d'isothermes (les isothermes sont déterminées au point d'évaporation des particules d'huile).

La diffusion de Lorenz-Mie est la diffusion élastique de la lumière sur des particules. Le signal collecté est donc à la même longueur d'onde que la lumière incidente.

Hypothèses de notre expérience :

Le signal S (Fig. 3) de diffusion de Mie est proportionnel : (Van de Hultz⁽¹⁰⁾)

à l'intensité du laser : I_L

à l'angle solide de collection : Ω

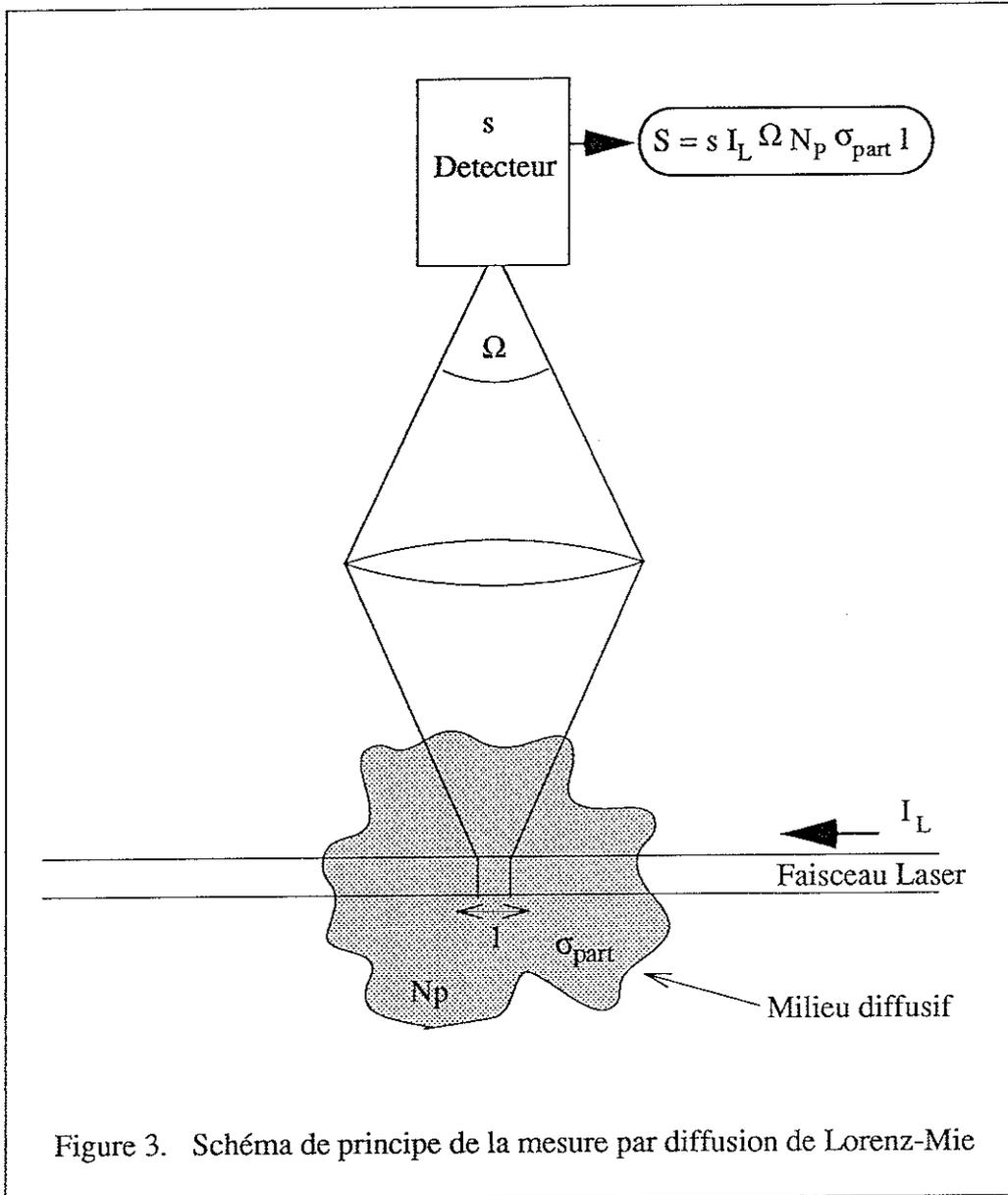
au nombre de particules par unité de volume contenues dans le volume de mesure : N_p

à la section efficace moyenne de diffusion des particules : σ_{part}

à la longueur du volume de mesure : l

à la sensibilité du détecteur : s

$$S = s I_L \Omega N_p \sigma_{part} l \quad (\text{II-10})$$



En regroupant tous les termes qui sont constants pendant l'expérience (Ω , l , σ_{part} et s) sous un seul et unique terme G , on obtient :

$$S = G I_L N_p \quad (\text{II-11})$$

Comme précédemment, la concentration locale $N_{p1}(t,r,x)$ des particules issues de 1 peut être exprimée en fonction de $Z(t,r,x)$ et de $\rho(t,r,x)$ et du taux d'ensemencement α_1 , qui est supposé constant dans l'espace (r,x) mais pas dans le temps :

$$N_{p1}(t,r,x) = \alpha_1(t) Z(t,r,x) \rho(t,r,x)$$

D'où finalement :

$$S_1(t) = G I_L \alpha_1(t) Z(t,r,x) \rho(t,r,x) \quad (\text{II-12})$$

La figure 4 montre les fluctuations du signal en fonction du temps en un point. Celles-ci sont dues essentiellement aux fluctuations d'ensemencement et aussi à la légère dérive de l'intensité laser $I_L(t)$.

Pour résoudre le problème des fluctuations dans le temps du taux massique d'ensemencement $\alpha(t)$, on a utilisé une voie de référence S_0 à la sortie du canal ensemencé. A cet endroit, la fraction de mélange ainsi que la masse volumique sont parfaitement définies (par exemple, à la sortie du canal 1 $\alpha_1 \rho Z$ vaut $\alpha_1 \rho_{10}$).

D'où :

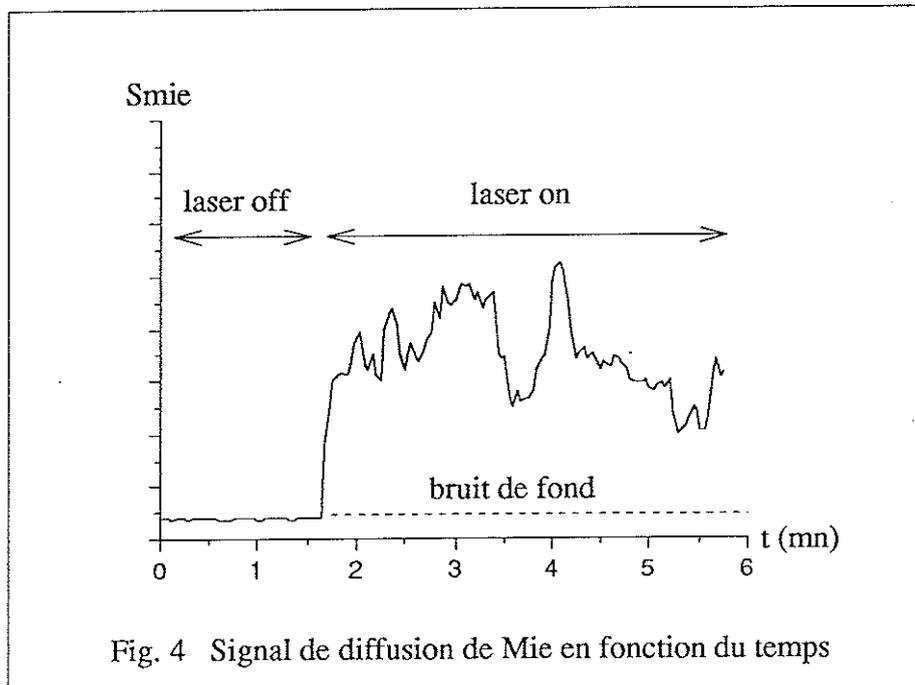
$$\frac{S_1(t,r,x)}{S_{10}(t)} = \frac{G}{G_0} \frac{I_L(t)}{I_{L0}(t)} \frac{\rho(t,r,x)}{\rho_{10}} Z(t,r,x) \quad (\text{II-13})$$

De la même façon, en ensemencant le canal 2, on obtient :

$$\frac{S_2(t,r,x)}{S_{20}(t)} = \frac{G}{G_0} \frac{I_L(t)}{I_{L0}(t)} \frac{\rho(t,r,x)}{\rho_{20}} (1-Z(t,r,x)) \quad (\text{II-14})$$

Le rapport entre l'intensité laser de la voie de mesure et celle de la voie de référence ne dépend que du facteur de réflexion de la lame semi-transparente (qui est une constante dans l'expérience). Le rapport I_L / I_{L0} est donc indépendant du temps.

Le temps mis par les particules pour passer de la référence jusqu'au volume de mesure (au plus le centième de seconde) est largement inférieur au temps d'intégration du système de mesure (10s). Les temps de la turbulence ne sont pas résolus.



Ainsi, on peut, en se plaçant à la sortie du jet, obtenir le terme $\frac{G}{G_0} \frac{I_L}{I_{L0}}$ qui vaut

$$\frac{S_1(t,0,0)}{S_{10}} \quad \text{ou} \quad \frac{S_2(t,r_{\text{ext}},0)}{S_{20}} \quad \text{selon que le canal 1 ou le canal 2 est ensemencé, et}$$

déterminer les fonctions normalisées f_1 et f_2 :

$$f_1(t,r,x) = \frac{\rho(t,r,x)}{\rho_{10}} Z(t,r,x) \quad (\text{II-15})$$

$$f_2(t,r,x) = \frac{\rho(t,r,x)}{\rho_{20}} (1-Z(t,r,x)) \quad (\text{II-16})$$

où f_1 vaut 1 dans le canal 1 et 0 dans le canal 2

et f_2 vaut 0 dans le canal 1 et 1 dans le canal 2

Ces fonctions représentent la masse volumique locale du fluide issu du canal i rapportée à la masse volumique du fluide du canal i .

Dans le cas particulier d'un écoulement sans réaction, la fonction f_1 s'écrit :

$$f_1 = \frac{\chi_1 \overline{W}_1 T^1}{\overline{W}_1 T} = \frac{\chi_1 T^1}{T} \quad (\text{II-17})$$

où χ_1 est la fraction molaire du fluide issu de 1 et \overline{W}_1 sa masse molaire moyenne. On obtient une relation analogue pour f_2 de sorte que

$$f_1 + f_2 = \frac{1}{T} (\chi_1 T^1 + \chi_2 T^2) \quad \text{et donc} \quad f_1 + f_2 = 1 \quad (\text{II-18})$$

si les deux écoulements sont préalablement à la même température.

Plus généralement, avec ou sans réaction, nous avons accès à la masse volumique locale :

$$\rho = \rho_{10} f_1 + \rho_{20} f_2 \quad (\text{II-19})$$

et à la fraction de mélange locale :

$$Z = \frac{\rho_{10} f_1}{\rho_{10} f_1 + \rho_{20} f_2} \quad (\text{II-20})$$

Donc, en mesurant f_1 et f_2 simultanément, il est possible d'en déduire $\rho(t)$ et $Z(t)$ et ensuite leur corrélation temporelle. Ceci constitue une technique très puissante pouvant même être assistée d'une mesure simultanée de vitesse.

Malheureusement, il n'existe pas de détecteur capable de distinguer l'origine des particules. Nous nous sommes donc contentés de mesurer les valeurs moyennes de f_1 et de f_2 obtenues par deux séries de mesures indépendantes, l'une où seul le canal 1 estensemencé, puis l'autre où seul le canal 2 l'est.

On obtient alors la masse volumique moyenne locale :

$$\bar{\rho} = \rho_{10} \bar{f}_1 + \rho_{20} \bar{f}_2 \quad (\text{II-21})$$

et la moyenne de Favre de la fraction de mélange :

$$\bar{Z} = \frac{\rho_{10} \bar{f}_1}{\rho_{10} \bar{f}_1 + \rho_{20} \bar{f}_2} \quad (\text{II-22})$$

Kennedy et Kent⁽¹¹⁾ ont réalisé une expérience très semblable dans une flamme de diffusion H₂-Air. Ils déduisent de la mesure de f_1 les valeurs de ρ et de Z , en utilisant un code de calcul qui relie la fraction de mélange à la masse volumique

Intuitivement, la relation $f_1 + f_2 = \frac{1}{T} (\chi_1 T^1 + \chi_2 T^2)$ nous a montré que f_1 et f_2 contenaient une information sur la température. Cependant, cette relation n'est valable que dans le cas d'un simple mélange sans réaction où la masse moléculaire moyenne n'est pas modifiée par la réaction chimique.

Néanmoins, nous verrons à la fin de ce chapitre que, moyennant quelques hypothèses sur la chimie de la réaction, on peut en déduire les températures moyennes de l'écoulement.

II-3. Dispositif expérimental

Le dispositif est composé du brûleur proprement dit, décrit dans le paragraphe I-2-1, du système d'ensemencement des diffuseurs de Mie, du système optique.

II-3-1. Système d'ensemencement

On utilise des particules de Zircone (ZrO_2) de $1\mu m$ de diamètre moyen, la température de fusion de cet oxyde est de $2980^\circ C$ (table 1). Ceci le place parmi les matériaux résistants le mieux aux hautes températures. Puisque la plus forte température attendue dans la flamme est de l'ordre de $2000^\circ C$, on est certain que nos particules ne se volatiliseront pas sous l'effet de la fusion dans la flamme.

Néanmoins, nous verrons plus loin dans ce chapitre que des particules semblent "disparaître". La table 1 montre un tableau comparatif de différentes poudres utilisées couramment comme diffuseur de Mie.

Les particules sont choisies petites, de l'ordre du μm de telle sorte qu'elles suivent parfaitement l'écoulement fluide. Il faut que le temps de réponse de la particule dû à son inertie soit plus faible que le plus petit temps de la turbulence. La particule peut être alors considérée comme un traceur passif du fluide.

Il faut aussi que la concentration en particules soit suffisamment faible pour ne pas trop modifier les caractéristiques du gaz (densité, capacité calorifique, viscosité...). De plus, si la concentration est trop forte, la technique de mesure par diffusion de Mie devient incorrecte car des phénomènes de multidiffusion de la lumière apparaissent. Le signal n'est alors plus proportionnel à la concentration en particules. D'autre part, si les chocs entre particules sont trop nombreux, elles ne vont plus uniquement suivre l'écoulement mais diffuser suivant leur gradient (loi de Fick).

Cependant, la concentration en particules doit être suffisante pour obtenir un signal mesurable. De plus, il peut exister un problème statistique généralement appelé "Shot Noise" dans la littérature ⁽¹²⁾⁽⁷⁾⁽¹³⁾. Si le nombre de particules dans le volume de mesure est trop faible, le signal ne sera pas statistiquement représentatif de l'écoulement. Il apparaîtra alors un bruit analogue au bruit de Poisson qui s'ajoutera aux fluctuations de la turbulence. Ce bruit est inversement proportionnel au carré du nombre de particules contenues dans le volume de mesure. Donc, pour une concentration de particules donnée (satisfaisante pour l'utilisation de cette technique de mesure), on ne pourra pas diminuer indéfiniment la taille du volume de mesure sans dégrader le rapport signal sur bruit. Ceci est donc une limite de cette méthode si on désire une grande résolution spatiale. Cependant, elle ne nous gênera pas ici car nous mesurons un signal moyen.

Il existe différents types d'ensemenceur de particules :

- le diffuseur d'huile : il forme un fin brouillard de gouttelettes d'huile de $1\mu\text{m}$ de diamètre, leur température de fusion est de 600 K.
- ensemencement par TiCl_4 : le TiCl_4 ⁽¹³⁾ est une vapeur qui en présence d'eau (humidité du gaz à ensemenecer) se transforme en fines particules solides de TiO_2 (0,2 à $1\mu\text{m}$), leur température de fusion est de 2020 K.
- l'ensemenceur E.O.I. (Fig. 5) : il est constitué d'un piston rempli de poudre (différentes poudres peuvent être utilisées : voir table 1) dont on peut contrôler la vitesse d'avancement et d'une brosse tournante accrochant la poudre sur le haut du piston et la libérant dans le fluide à ensemenecer par simple courant d'air.

Bien que ce dernier système ne donne pas un ensemencement très homogène dans le temps (figure 4), il est le seul permettant d'utiliser des poudres suffisamment résistantes aux fortes températures. C'est donc celui-ci que nous utiliserons.

Dans les conditions expérimentales, nous ensemençons 10^{11} particules par m^3 , valeur couramment utilisée par les "Anémomètres Doppler Laser" ⁽¹⁴⁾. Cette concentration représente en densité à peine le millième de la densité du gaz ($\rho_{\text{gaz}} \approx 1\text{kg}/\text{m}^3$, $10^{11}\text{p}/\text{m}^3$ de densité 5.8 et de diamètre $1\mu\text{m}$). On peut donc ici supposer raisonnablement que les propriétés du fluide sont conservées malgré la présence de la poudre.

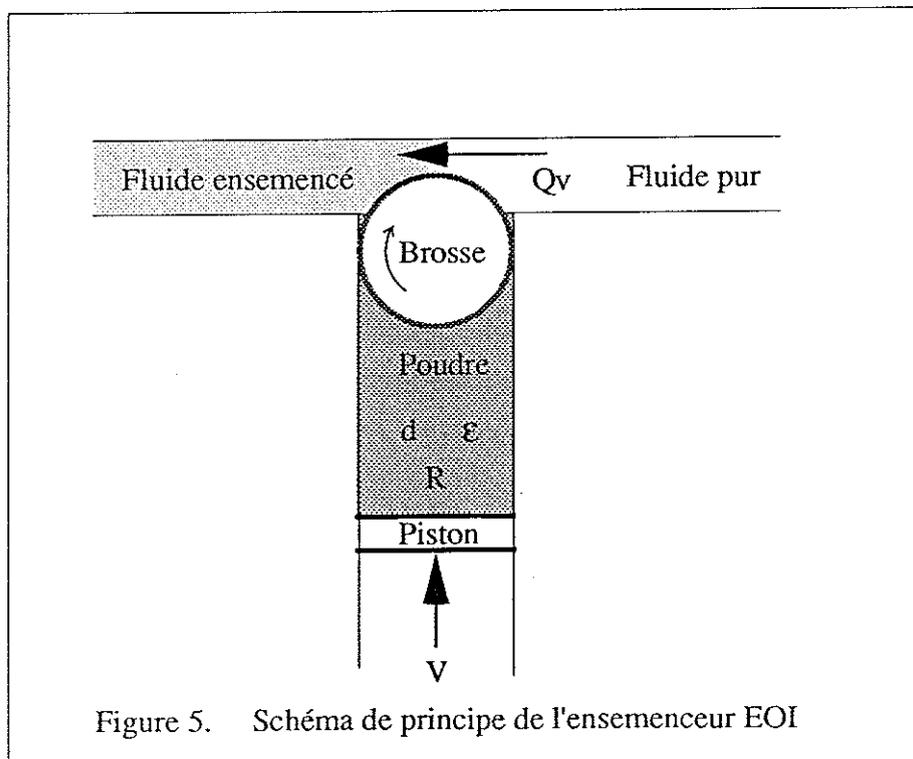
Connaissant la vitesse V d'avancement du piston, le rayon R du piston, la taille des particules d , leur compacité ϵ (ici estimée à 0.5) et le débit de gaz Q_v , on en déduit la concentration N_p des particules dans le fluide par la relation suivante :

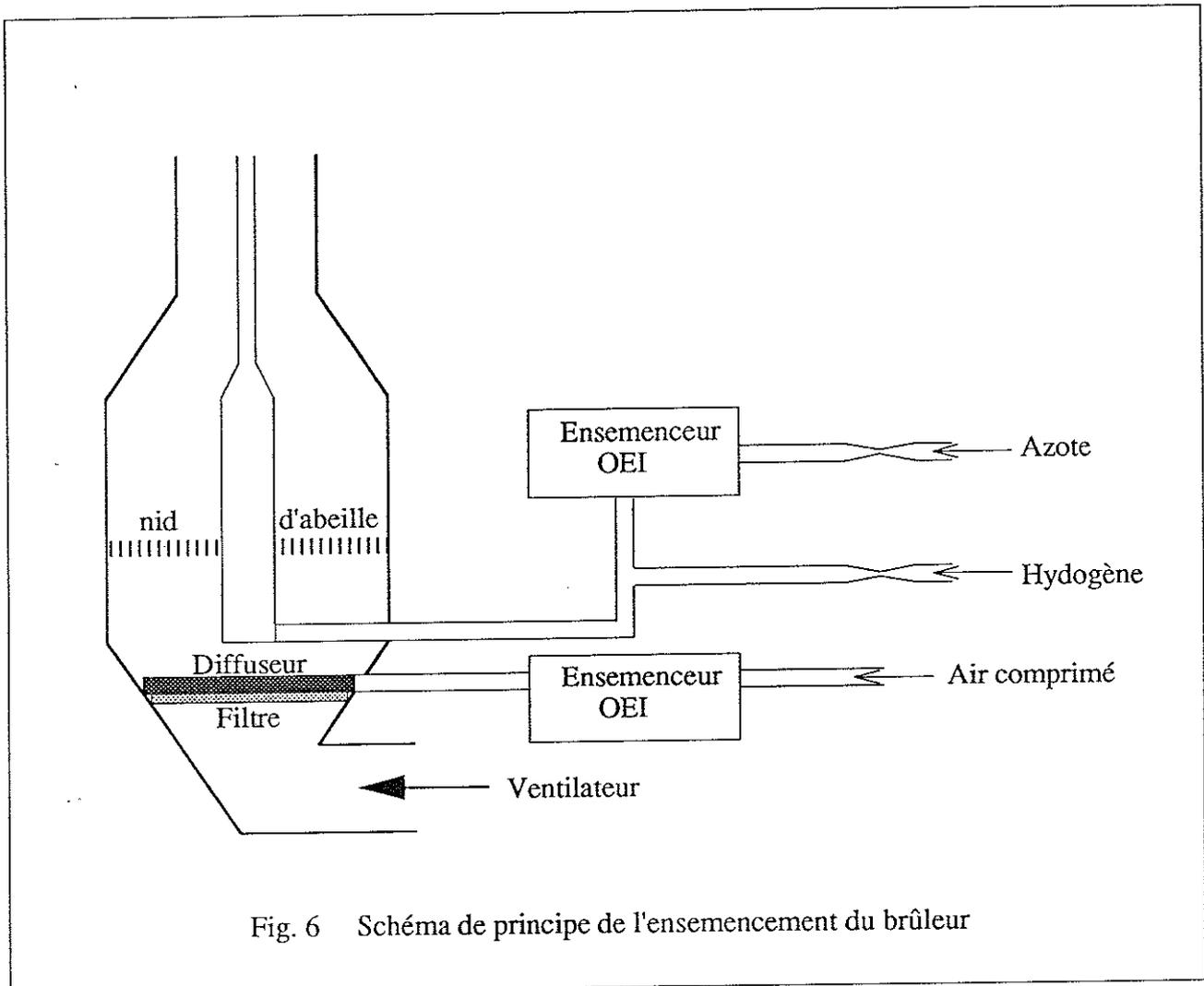
$$N_p = \frac{6 V R^2 \epsilon}{d^3 Q_v} \quad (\text{p}/\text{m}^3) \quad (\text{II-23})$$

L'ensemencement du canal fuel s'effectue directement après les cols soniques, celui de l'écoulement d'air se fait à l'entrée de la chambre de tranquillisation par un diffuseur constitué d'une couronne percée de multiples trous afin d'obtenir un ensemencement très homogène spatialement (Fig. 6).

Matériaux	Densité kg/m ³	Indice de réfraction	Point de fusion K
DOP	980	1.49	- -
PSL	1050	1.59	- -
NaCl	2160	1.54	801
Al ₂ O ₃	3960	1.76	2015
TiO ₂	4260	2.6-2.9	1750
SiC	3200	2.6	2700
ZrO ₂	5600	2.2	2980

Table 1 Caractéristiques des poudres utilisées en diffusion de Mie





II-3-2. Le laser et le détecteur

Nous avons utilisé la raie la plus intense (raie verte - 514.5nm) d'un laser SPECTRA-PHYSICS 165 à argon ionisé d'une puissance d'environ 0.2W. Le faisceau laser est séparé en deux faisceaux horizontaux d'intensité comparable par une lame semi transparente.

L'un des faisceaux reste fixe et traverse diamétralement le jet au ras du brûleur à 0.4D (où D est le diamètre du canal fuel, 10mm). Il sert à la mesure de référence. L'autre peut, à l'aide de deux miroirs périscopiques, être translaté verticalement dans la flamme (Fig. 7).

La lumière diffusée par les particules est collectée à 90° de la direction de propagation du faisceau laser par une lentille de 50mm de diamètre et de 150mm de focale formant ainsi l'image du faisceau laser sur la fente verticale (largeur 0.5mm) d'un photo-multiplicateur.

Pour la mesure de référence précédemment décrite, ce système de collection reste fixe et vise la sortie du canal ensemené. Par contre, pour le signal mesuré, la lentille de collection est montée sur une translation parallèle au faisceau laser qui permet, en déplaçant la lentille, de déplacer radialement le point de mesure (un déplacement de x de la lentille provoque un déplacement $x(1+\gamma)$ du point de mesure, où γ est le grandissement optique du système).

La largeur l de la fente du photo-multiplicateur, le grandissement γ et le diamètre d du faisceau laser imposent les dimensions du volume de mesure. C'est un petit cylindre de longueur l/γ ($l=0.5\text{mm}$, $\gamma=1$) et de diamètre celui du faisceau laser d (1mm). Le grandissement $\gamma = 1$ correspond à une profondeur de champ maximale et donc nous permet de réaliser une bonne mise au point optique.

La lumière parasite ambiante est limitée au maximum par la mise en place sur chaque PM d'un filtre passe-bande vert (514.5nm).

L'enregistrement des signaux des 2 photo-multiplicateurs a été effectué sur un enregistreur papier Philips 2 voies. Les enregistrements sont lissés à l'aide d'un filtre passe-bas 0.1Hz.

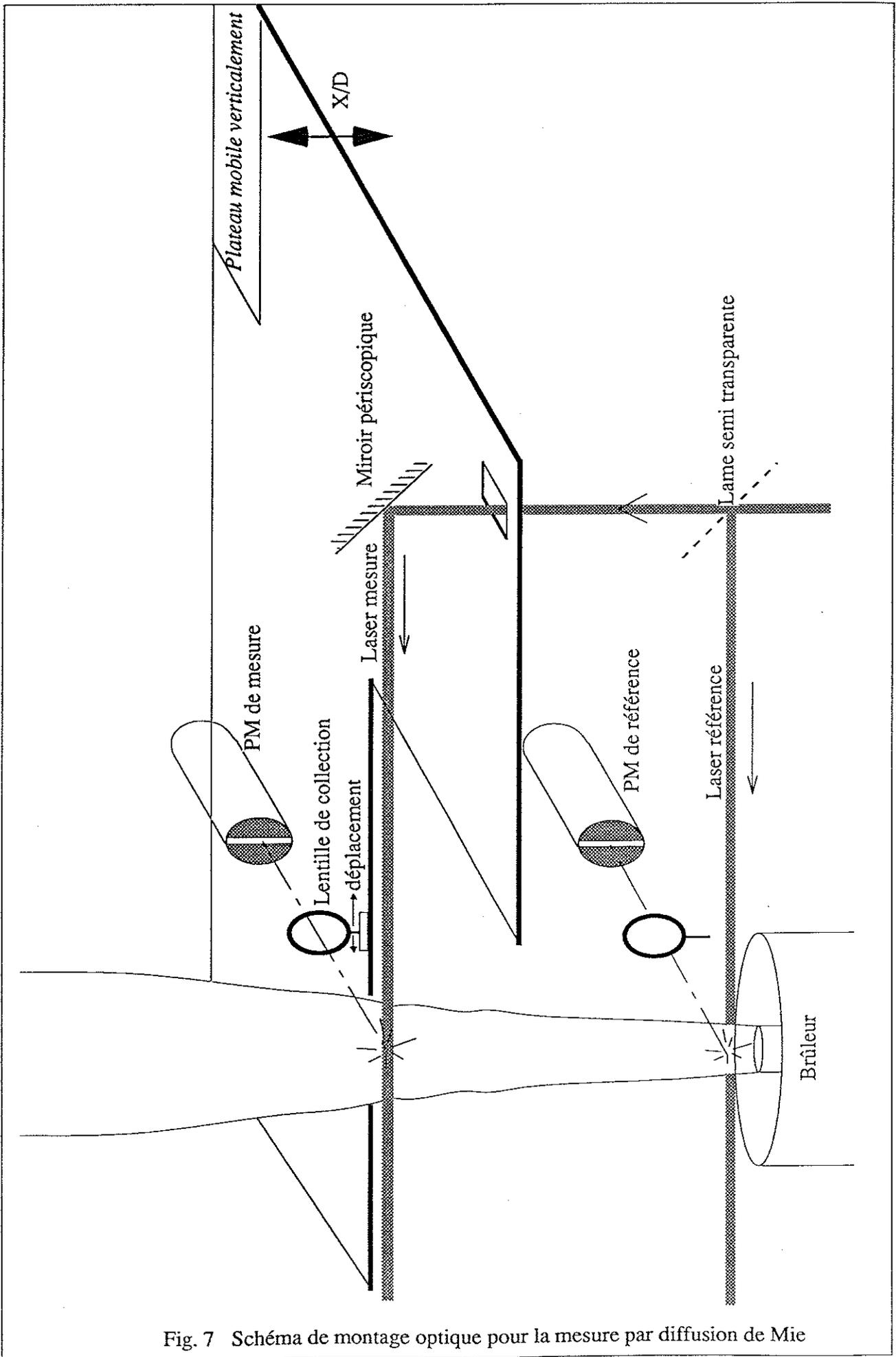


Fig. 7 Schéma de montage optique pour la mesure par diffusion de Mie

II-4. Résultats bruts

Les profils radiaux ont été mesurés à différentes hauteurs dans le jet (0.4, 6, 9 et 15 diamètres) avec et sans flamme. Les mesures radiales sont prises tous les 0.5mm dans les zones à fort gradient. On obtient alors sur l'enregistreur des signaux semblables à ceux de la figure 8. A ce stade, ces signaux sont entachés d'un bruit de fond dû à la lumière ambiante. Celui-ci peut donc être facilement évalué en obturant le laser.

On peut aussi remarquer sur cette figure que le signal mesuré et le signal de référence évoluent similairement malgré les grandes fluctuations dues essentiellement à l'ensemencement. Le rapport g des deux signaux S et S_0 après soustraction des bruits (ici représenté en pointillé) est constant à moins de 1% près en chaque point de mesure, montrant ainsi la nécessité et l'efficacité de la voie de référence.

On déduit alors $f(r,z)$ en normalisant g par GI_L / GI_{L0} (rapport des rendements optiques des détecteurs et des intensités des faisceaux laser) qui n'est autre que la valeur de g mesurée au ras du brûleur juste au-dessous du canal ensemené (voir paragraphe II-2).

Ainsi f_1 (quand seul le canal fuel est ensemené) vaut 1 dans le canal fuel et 0 dans le canal air et f_2 (quand seul le canal air est ensemené) vaut 0 dans le canal fuel et 1 dans le canal air.

Notons qu'il n'est pas possible de mesurer directement g au ras du brûleur car les deux faisceaux laser seraient en coïncidence et ne permettraient plus de travailler dans les mêmes conditions expérimentales que plus haut dans le jet.

Néanmoins, on peut, par extrapolation des valeurs les plus proches du brûleur (dans le cœur potentiel, Fig. 9), estimer précisément cette valeur de g .

On obtient donc les profils radiaux $f_1(r,z)$ et $f_2(r,z)$ à différentes hauteurs dans le jet ($X/D=0.4, 6, 9$ et 15) avec et sans combustion.

On remarque alors que la valeur de f_2 mesurée au ras du brûleur (Fig. 10) n'est pas nulle comme prévu juste au-dessus du canal fuel mais vaut ϵ .

Ceci peut s'expliquer facilement par le fait qu'il existe un ensemenement résiduel du canal fuel par des particules déposées préalablement sur les parois du tube.

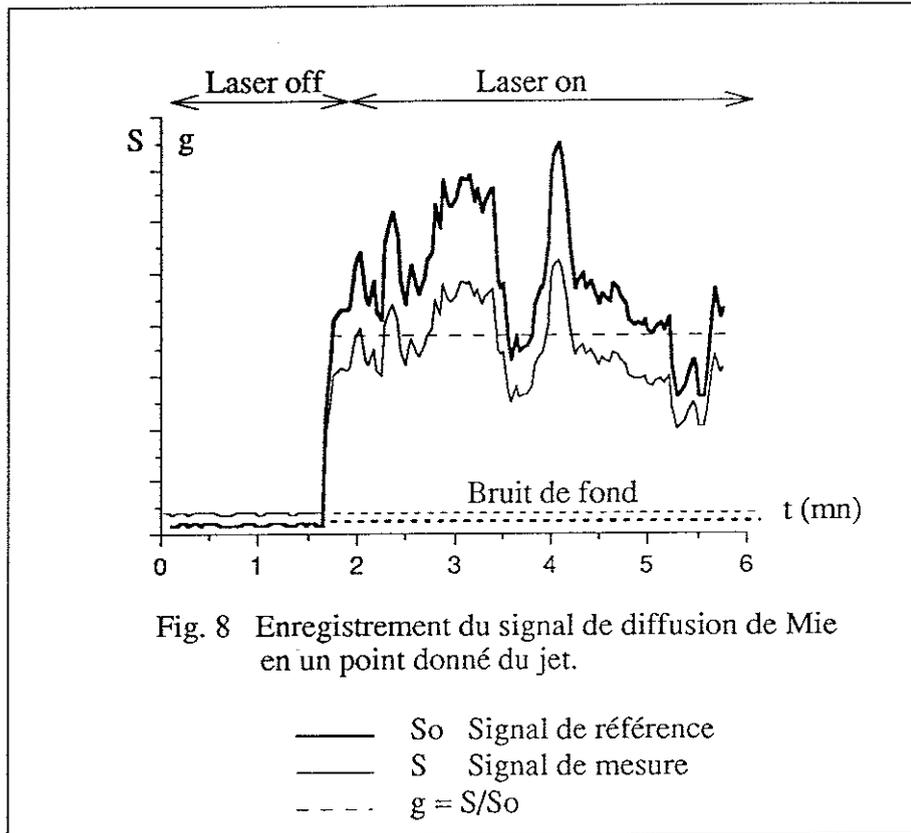
On peut donc écrire la fonction $f_2^{\text{mesurée}}$ comme étant la somme de la vraie fonction f_2 et de la partie ϵ venant du canal fuel.

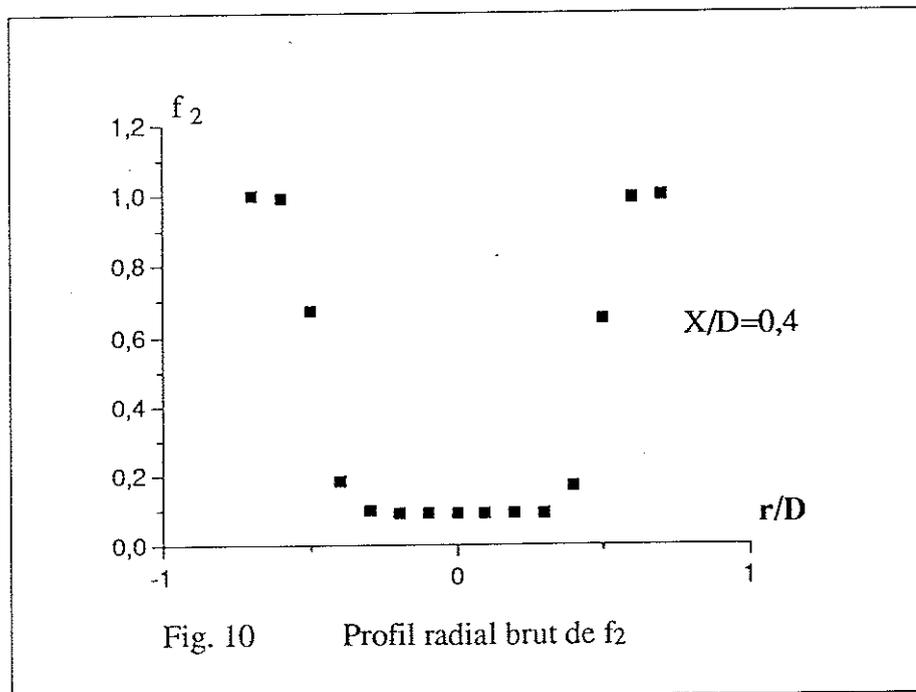
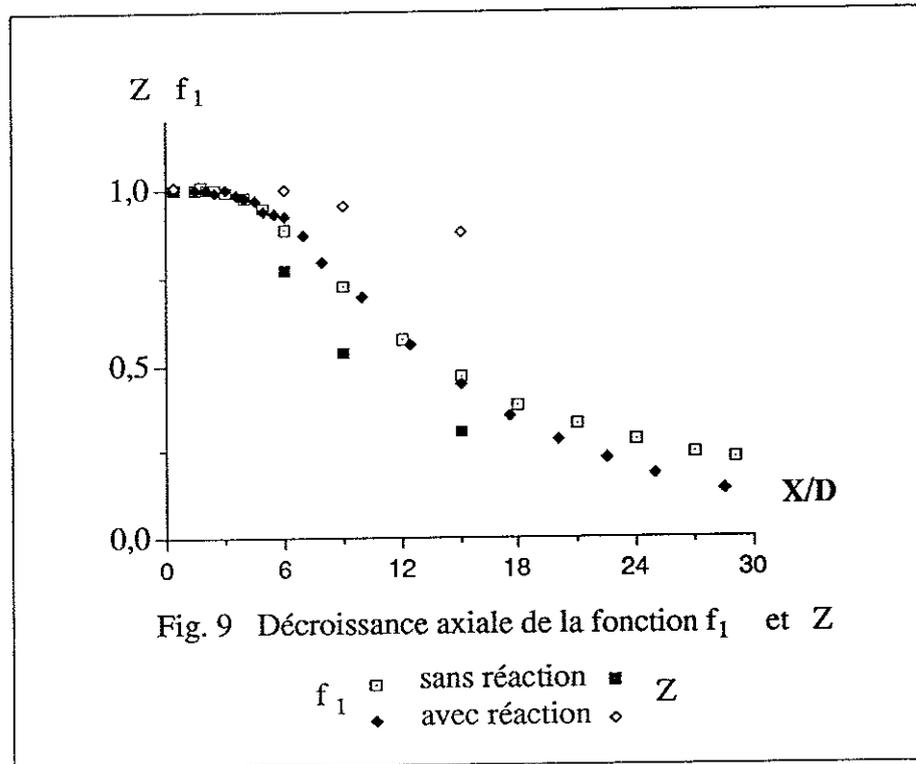
$$\text{D'où : } f_2(r,z) = f_2^{\text{mesurée}}(r,z) - \epsilon f_1(r,z)$$

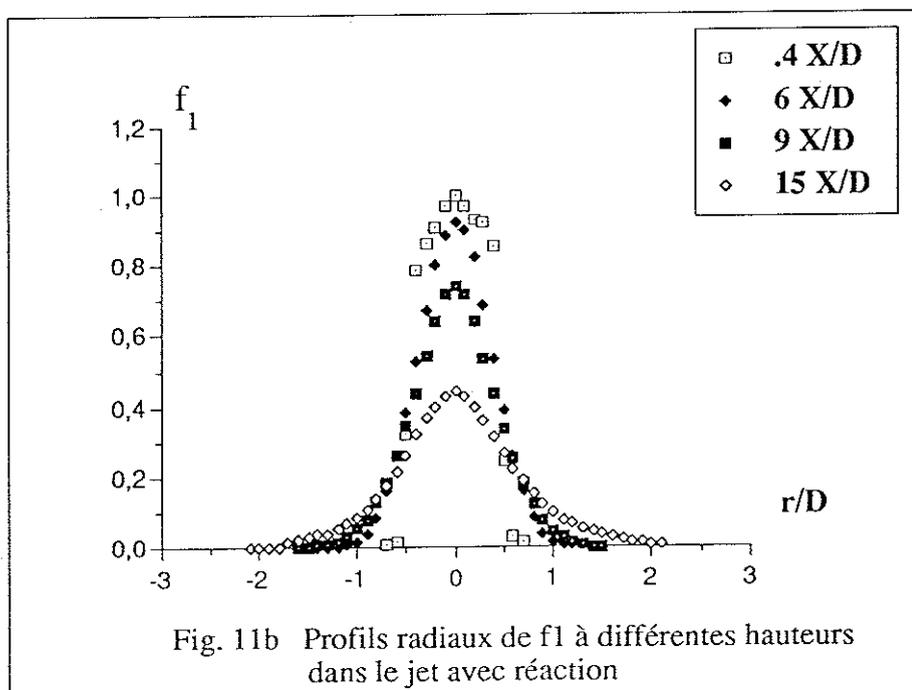
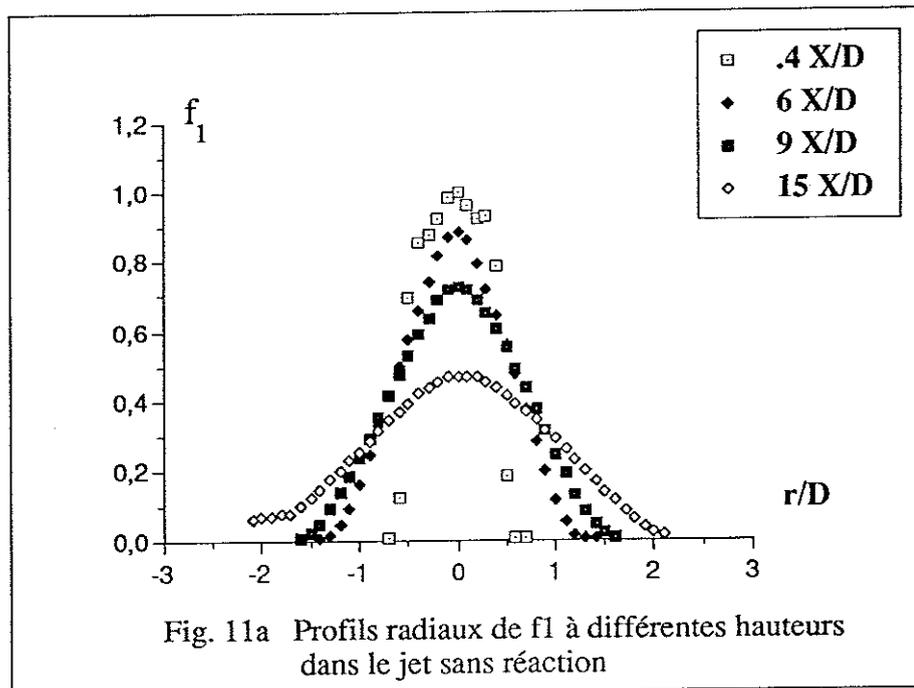
Finalement les profils radiaux de f_1 et de f_2 sont présentés sur la figure 11. On remarque la symétrie par rapport à l'axe de chaque profil ce qui est une condition nécessaire pour la fiabilité de la mesure et aussi la garantie que l'intensité du laser n'est pas atténuée lors de la traversée du milieu diffusif. On remarque aussi la pente très forte des profils mesurés au ras, montrant la bonne résolution spatiale du phénomène et assurant la bonne mesure ultérieure de la densité $\rho = \rho_1 f_1 + \rho_2 f_2$, surtout avec combustion où les fronts de flamme très fins sont extrêmement sensibles à la résolution spatiale.

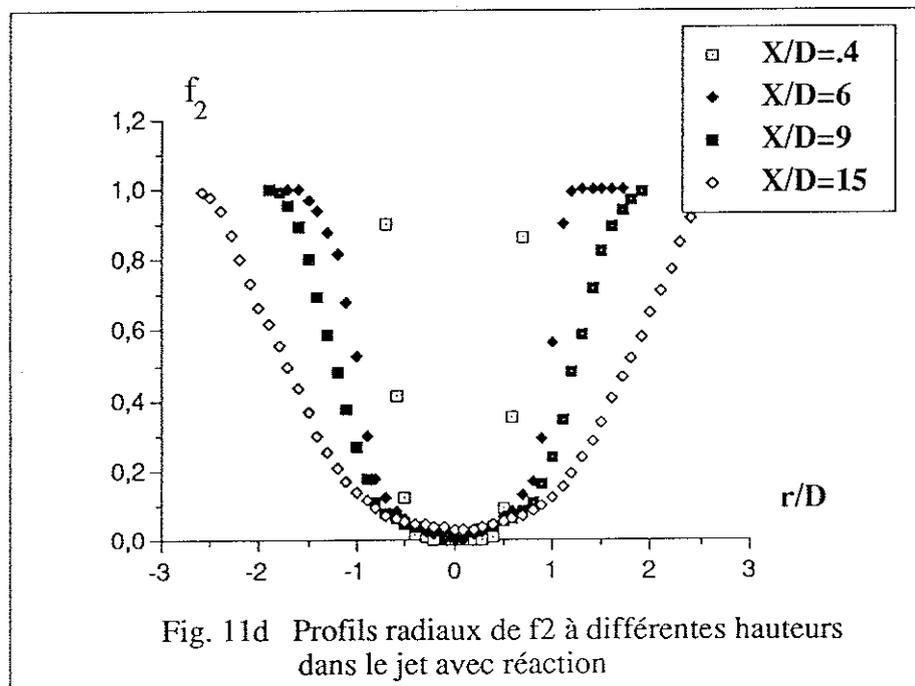
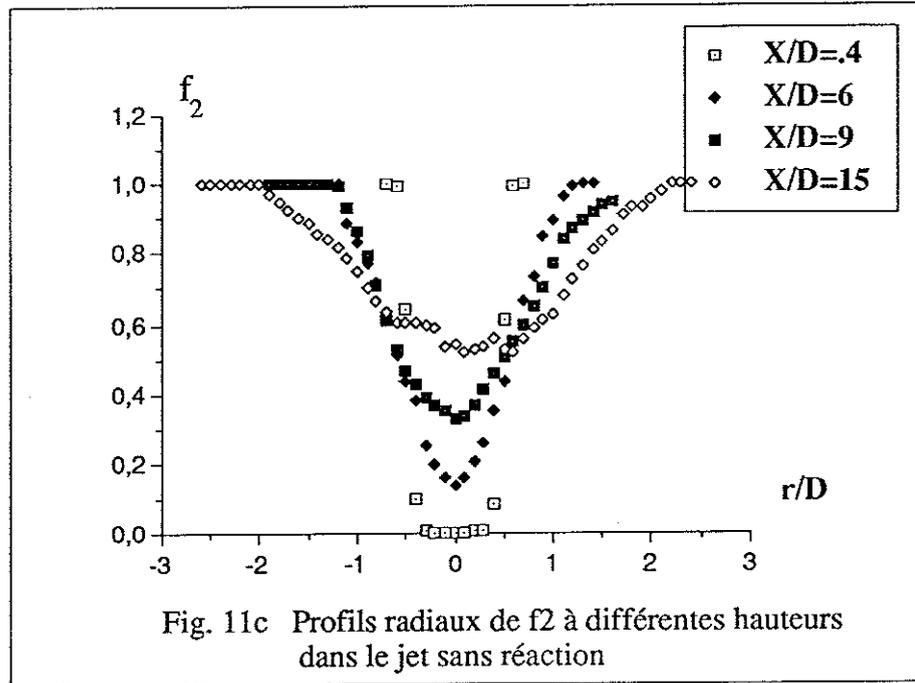
La figure 12 montre que la loi $f_1 + f_2 = 1$ est bien vérifiée en l'absence de combustion. Ce point confirme la validité des mesures avec soustraction des bruits ainsi que le positionnement optique précis entre les deux séries de mesures complémentaires. La figure 9 représente la décroissance axiale de f_1 et de Z avec et sans combustion. On peut y remarquer la présence d'un coeur potentiel jusqu'à environ 4 diamètres.

Cette décroissance du jet dans sa zone de développement ainsi que les mesures effectuées précédemment par ADL nous ont permis d'entamer une étude plus complète sur les développements des jets à densité variable⁽¹⁵⁾. Elle sera effectuée avec le matériel décrit ultérieurement dans le chapitre III, qui permet alors d'obtenir des mesures instantanées d'un profil radial. Celle-ci sera poursuivie au laboratoire par J.C. Sautet.









II-5. Conservation du flux de particules

Pour valider notre mesure, nous avons vérifié la conservation du flux Φ_p de particules. Toutes les particules sortant du brûleur doivent être retrouvées plus haut dans l'écoulement quelle que soit leur origine.

Nous avons seulement calculé le flux de particules issues du canal fuel car les conditions aux bornes de l'intégrale ne sont bien définies que dans ce cas précis.

$$\overline{\Phi_{p1}} = 2\pi \int_0^{\infty} \overline{N_{p1} U_1} r dr = 2\pi \alpha_1 \int \overline{\rho Z U_1} r dr \quad (\text{II-24})$$

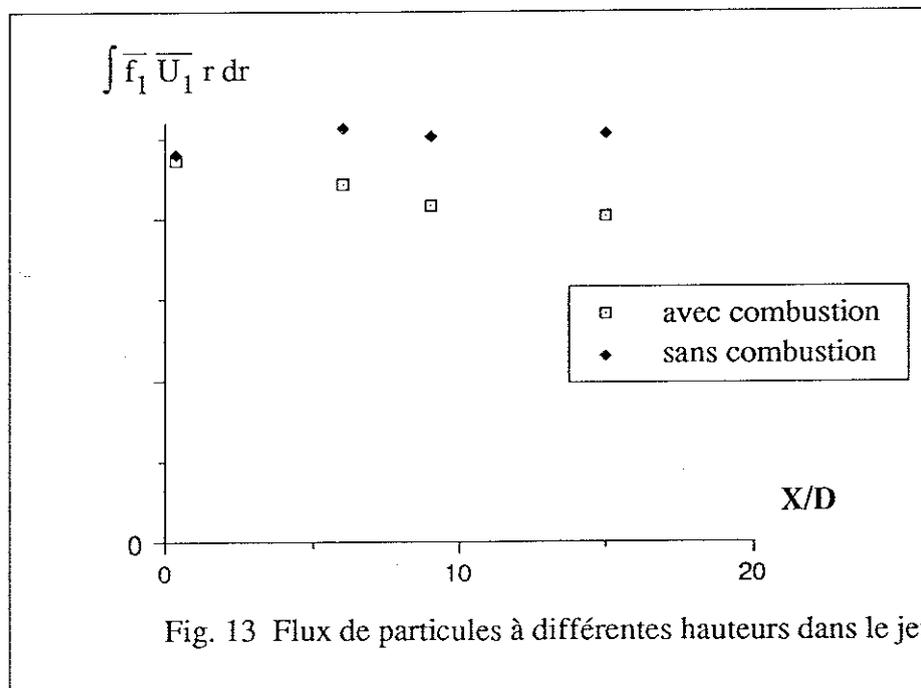
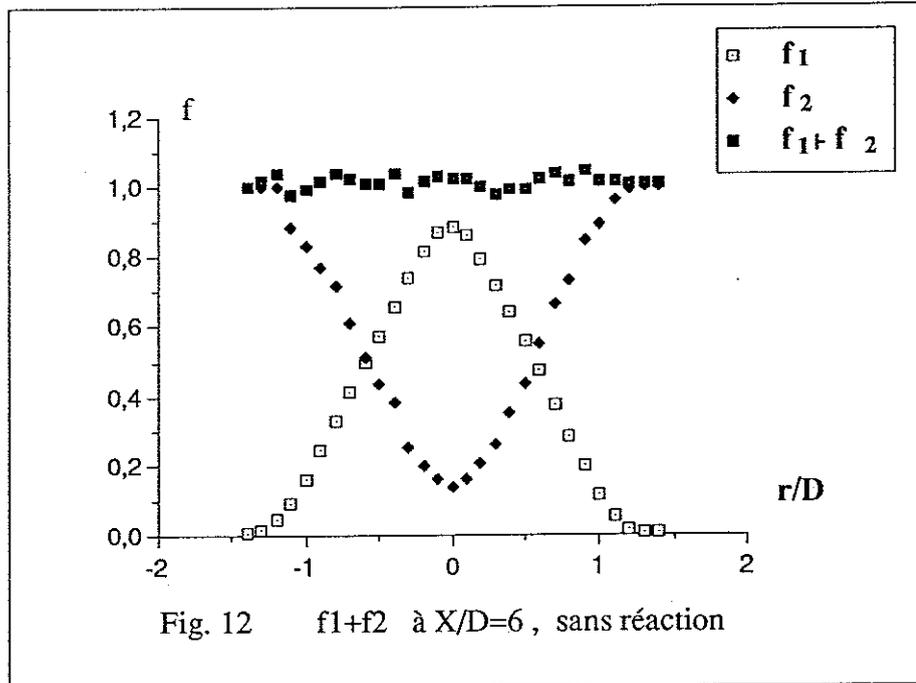
$$\overline{\Phi_{p1}} = 2\pi \alpha_1 \rho_1 \int \overline{f_1 U_1} r dr = \pi \alpha_1 \rho_1 U_{10} \frac{D^2}{4} \quad (\text{II-25})$$

Malheureusement, nous ne mesurons pas simultanément f_1 et U_1 mais seulement $\overline{f_1}$ et $\overline{U_1}$ séparément ce qui nous donne accès à :

$$\int \overline{f_1 U_1} r dr = \frac{U_{10} D^2}{8} - \int \overline{f_1' U_1'} r dr \quad (\text{II-26})$$

* à froid, l'intégrale (II-26) que nous avons déduite des mesures et tracée sur la figure 13 reste à peu près constante dans l'écoulement, ce qui indique que le terme turbulent intégral reste négligeable comme cela a déjà été constaté dans la littérature⁽¹¹⁾.

* à chaud, la valeur de cette intégrale décroît régulièrement quand on s'élève dans la flamme. Cette diminution est probablement due au terme turbulent intégral, et notamment au terme $Z'U'$ qui d'après la littérature⁽¹¹⁾ devrait provoquer une décroissance de 20% tout à fait compatible avec nos mesures.



Néanmoins, cette perte apparente de particules peut être imputée à la diminution de la section efficace de diffusion des particules dans la zone réactive. En effet, bien que les particules aient été choisies très résistantes à la température (température de flamme 2000K, température de fusion des particules 3000K), nous avons envisagé qu'en milieu très réactif (radicaux H et OH) la particule subissent des phénomènes de catalyse en surface altérant ainsi ses propriétés optiques de diffusion et entraînant cette baisse apparente du flux.

Nous avons tenté de corriger cette éventuelle altération par un algorithme itératif supposant une diminution de la section efficace proportionnelle au degré d'avancement de la réaction dont la fermeture s'effectue à partir de la décroissance observée du flux de particules. Après une telle correction, les températures crêtes obtenues sont inférieures à celles obtenues par diffusion Rayleigh.

Nous en avons donc déduit que la baisse apparente du flux de particules en présence de combustion est due uniquement au terme turbulent.

Les particules sont donc stables optiquement dans l'écoulement en réaction.

II-6. Résultats

II-6-1. Densité et fraction de mélange

A partir des relations :

$$\bar{\rho} = \rho_{10} \bar{f}_1 + \rho_{20} \bar{f}_2$$

$$\bar{Z} = \frac{\rho_{10} \bar{f}_1}{\rho_{10} \bar{f}_1 + \rho_{20} \bar{f}_2}$$

on trace figure 14 les profils radiaux de la masse volumique avec et sans combustion. Au ras du brûleur, $X/D=0.4$ et sans réaction, le profil de masse volumique est un créneau avec au centre la densité ρ_1 du fuel et à l'extérieur la densité ρ_2 de l'air.

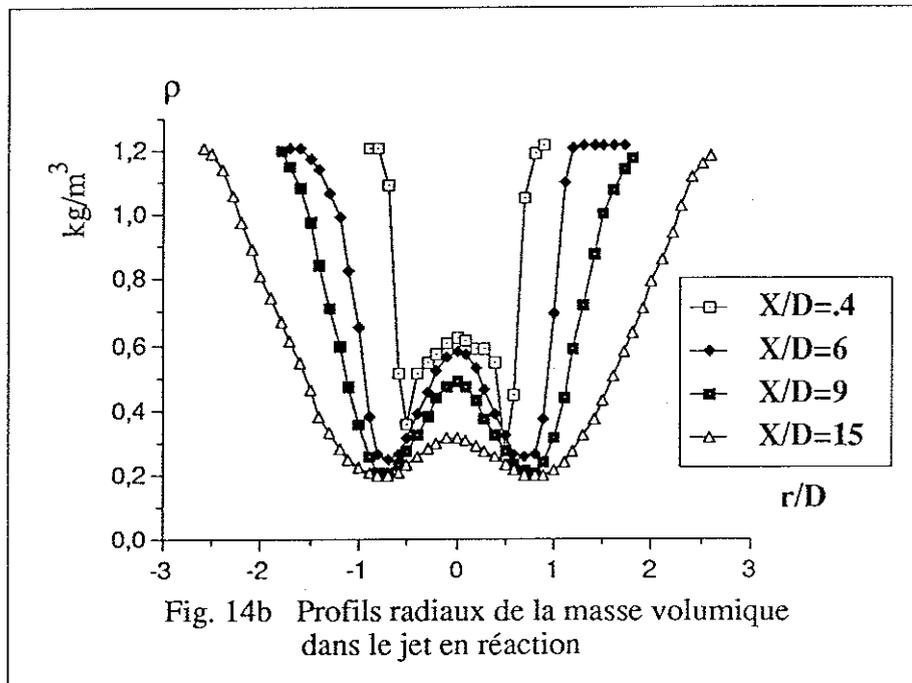
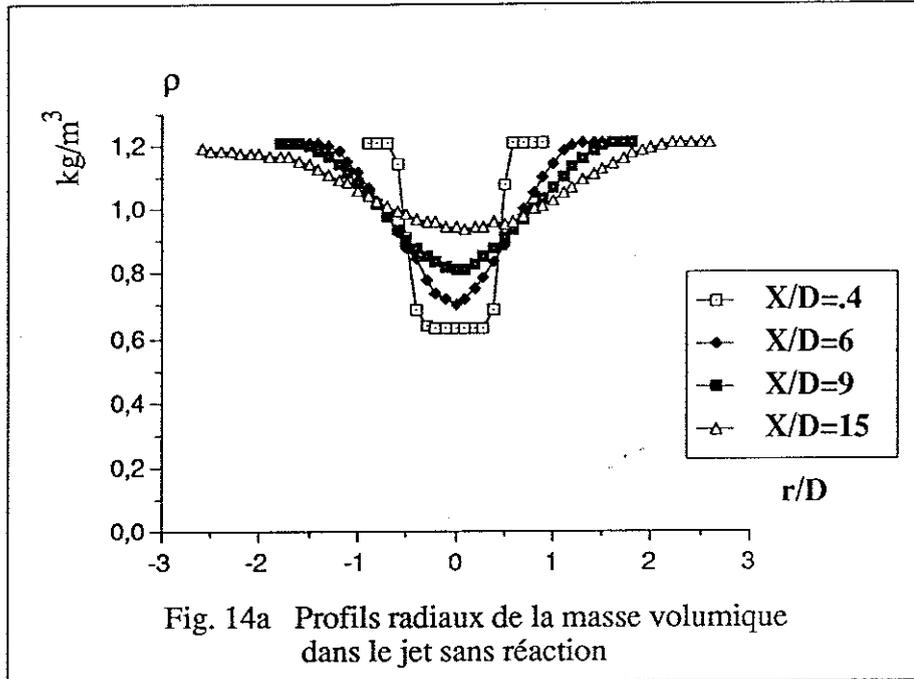
Avec combustion, on obtient à peu près la même allure sauf qu'à l'interface fuel/air, on remarque un creux très fin de densité correspondant au front de flamme où la température est plus forte et donc la densité plus faible. En montant dans la flamme ($X/D=6, 9$ et 15), les fronts de flamme s'élargissent et la masse volumique du jet central diminue fortement. Par contre, sans combustion, la masse volumique du jet central semble tendre très rapidement vers celle de l'air au fur et à mesure qu'on monte dans le jet.

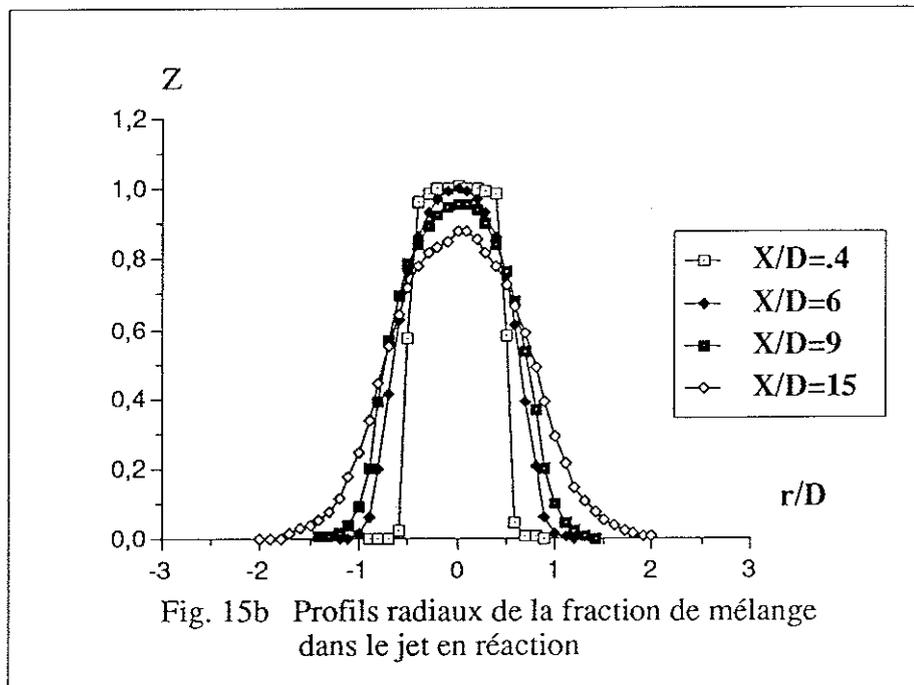
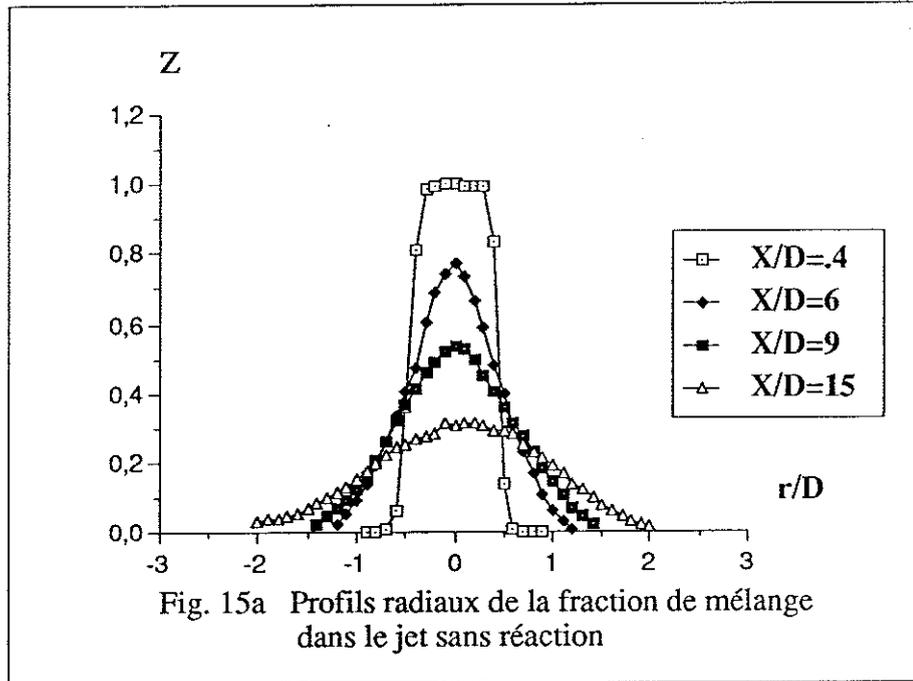
La figure 15 représente les profils radiaux de la fraction de mélange avec et sans combustion à différentes hauteurs dans la flamme ($0.4, 6, 9$ et $15 X/D$).

On remarque qu'à froid le jet central se mélange beaucoup plus vite avec l'extérieur que le jet en combustion.

Si on reprend les profils de f_1 et de f_2 (Fig. 11), on s'aperçoit qu'avec combustion, l'air ne pénètre quasiment pas dans le jet central alors que le fuel pénètre dans l'air presque aussi facilement que sans réaction. Ceci est dû à l'effet de dilatation des gaz chauffés par la combustion qui s'échappent vers l'extérieur. Le front de flamme se comporte comme une paroi semi perméable laissant passer le fuel mais pas l'air.

Le phénomène est encore mieux rendu si on trace les iso-fractions de mélange (Fig. 16). En combustion, le jet fuel se mélange nettement moins à l'air qu'à froid. On remarque que les iso-Z sont très serrées.





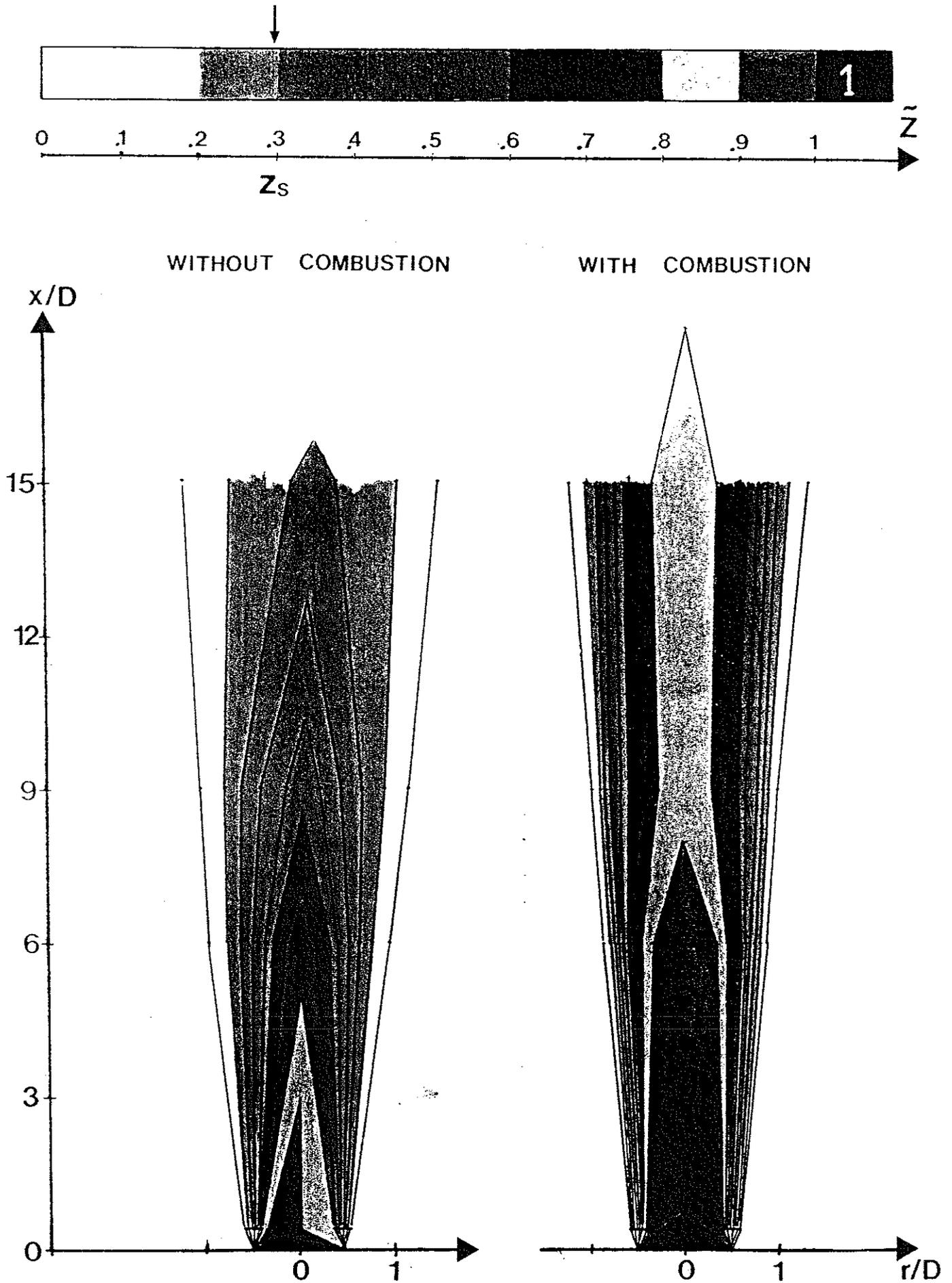


Fig. 16 Iso fraction de mélange dans les jets avec et sans combustion

II-6-2. Température

La température se déduit de la masse volumique tout en prenant en compte la variation de la masse molaire moyenne locale avec le degré d'avancement de la réaction.

L'hypothèse des gaz parfaits à pression constante s'écrit $pT/W = \text{cte}$.

D'où :

$$\bar{T} = \frac{\rho_1 T_0}{w_1} \frac{\bar{W}}{\bar{\rho}}$$

La masse molaire globale \bar{W} , est obtenue à partir de la relation

$$\bar{W} = \sum_i \chi_i W_i \quad \text{où :}$$

W_i représente la masse molaire des espèces i

χ_i , la fraction molaire de l'espèce i dépend du degré d'avancement de la réaction et peut être déduite de la fraction massique Y_i par la relation

$$\chi_i = \frac{Y_i / W_i}{\sum_i Y_i / W_i} \quad \text{de sorte que}$$

$$\bar{W} = \frac{1}{\sum_i Y_i / W_i}$$

(II-27)

En reprenant les hypothèses de cinétique chimique (relations (I-14), (I-15), (I-16)), les fractions massiques des espèces majoritaires de l'écoulement (Fuel, Oxydant, Diluant, Produit) peuvent s'écrire linéairement en fonction de T et de Z suivant les relations :

$$Y_F = Z Y_F^1 - v_F W_F \frac{T - T_f}{T_S - T_f} \frac{Y_f^1 Z_S}{v_F W_F}$$

$$Y_O = (1-Z) Y_O^1 - v_O W_O \frac{T - T_f}{T_S - T_f} \frac{Y_F^1 Z_S}{v_F W_F}$$

$$Y_P = -v_P W_P \frac{T - T_f}{T_S - T_f} \frac{Y_F^1 Z_S}{v_F W_F}$$

$$Y_D = Z Y_D^1 + (1-Z) Y_D^2$$

où $T - T_f / T_S - T_f$ représente le degré d'avancement de la réaction.

On obtient ainsi :

$$W = \frac{1}{Z/W_1 + (1-Z)/W_2 + (v_P + v_O + v_D) \frac{Y_F^1 Z_S}{v_F W_F} \frac{T_f - T}{T_S - T_f}} \quad (\text{II-28})$$

Après décomposition des différents termes selon la procédure de Reynolds on obtient finalement la moyenne de Favre de la température :

$$\bar{T} = \frac{\rho_1 T_f}{W_1 \bar{\rho} \left[\bar{Z}/W_1 + (1-\bar{Z})/W_2 + (v_F + v_O + v_D) \frac{Y_F^1 Z_S}{v_F W_F} \frac{T_f - \bar{T}}{T_S - T_f} \right]} \quad (\text{II-29})$$

On voit ici que \bar{T} n'est pas exprimé explicitement. Nous avons donc résolu cette équation par approximations successives en posant au départ $T = T_0 = 290\text{K}$.

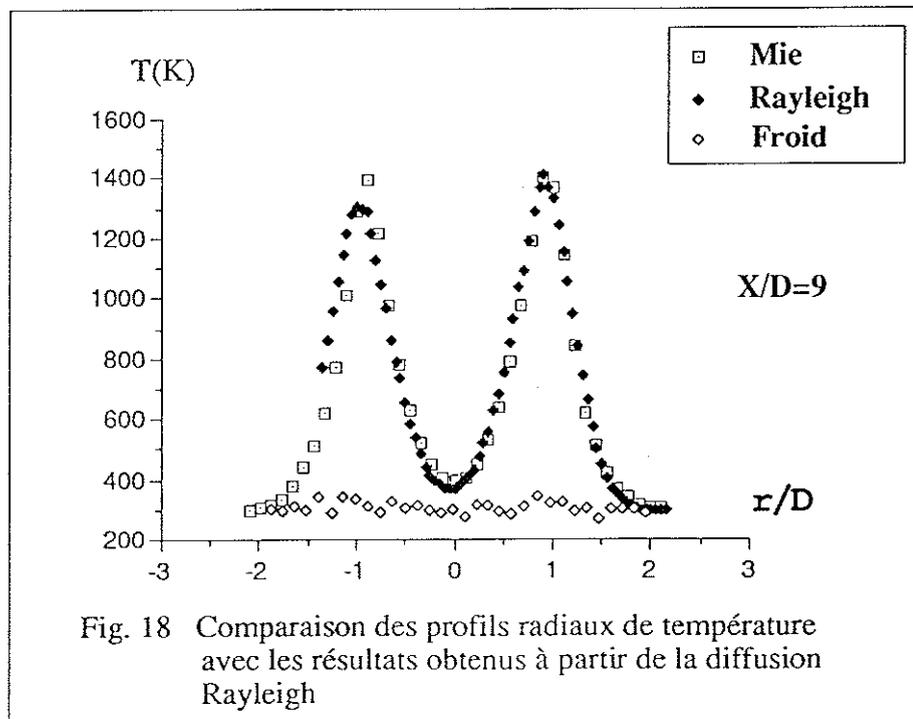
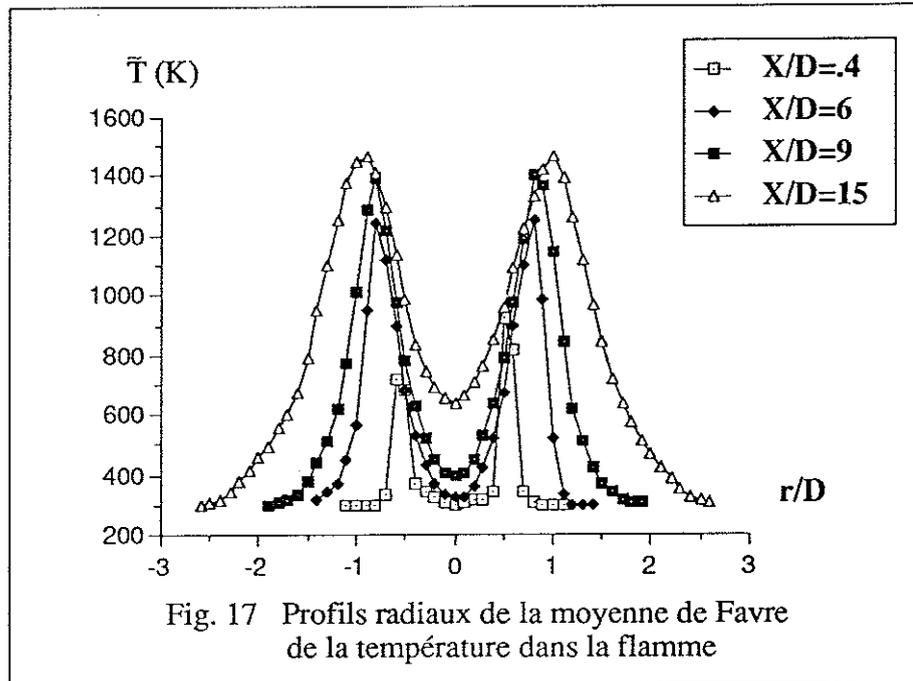
Nous obtenons alors les profils de température en moyenne de Favre, ils sont tracés figure 17.

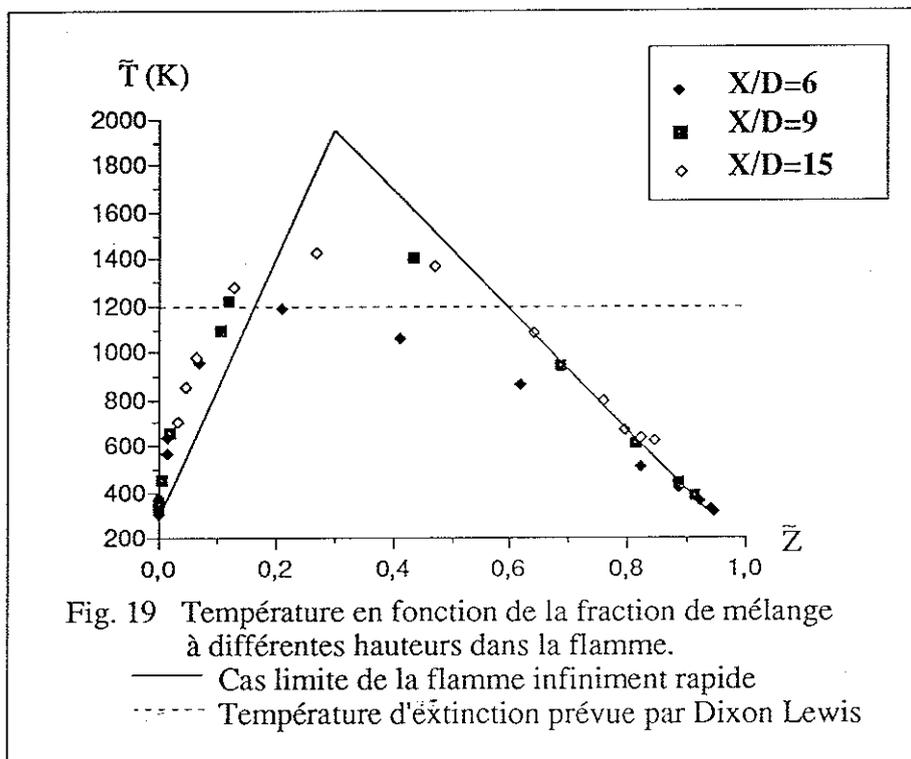
On voit qu'au ras du brûleur, les fronts de flamme sont très fins et peut-être à peine résolus spatialement. Nous avons comparé les résultats avec ceux obtenus par diffusion Rayleigh présentés dans le chapitre suivant. On peut remarquer (Fig. 18) qu'ils sont en très bon accord, autant sur la valeur crête que sur la position du maximum.

D'autre part, nous avons introduit dans cet algorithme les résultats mesurés à froid afin de déterminer la température du jet sans combustion. Nous obtenons alors une température constante égale à la température ambiante (Fig. 18). Ceci est aussi une confirmation de la validité de la méthode.

Sur la figure 19, nous avons tracé \bar{T} en fonction de \bar{Z} pour différentes hauteurs dans l'écoulement réactif. La courbe " en V " correspondant au cas de Burke et Schumann où la réaction irréversible et infiniment rapide (flame sheet) y est aussi tracée.

Nos courbes expérimentales se trouvent évidemment sous cette courbe théorique et sont à la stœchiométrie plus arrondies, car elles sont construites à partir de valeurs moyennes et aussi parce que la réaction n'est ni irréversible ni infiniment rapide.





Nous avons comparé nos résultats avec les courbes $T=f(Z)$ fournies par la bibliothèque de flamme à contre-courant étirée établie par Dixon Lewis en régime laminaire pour la dilution que nous avons utilisée. Nos températures crêtes se situent très nettement dans la partie inférieure de la gamme prévue par cette bibliothèque, gamme qui s'étend de 2200 K jusqu'à 1400 K. Ce minimum de température correspond au maximum d'étirement (8600 s^{-1}) auquel la flamme peut être soumise avant son extinction.

Si nos maxima de température à $X/D=9$ et $X/D=15$ sont bien obtenus pour la fraction de mélange stœchiométrique ($Z_S = 0.295$), le maximum à $X/D=6$ se situe légèrement dans la zone pauvre de la flamme. Cela est probablement dû à la diffusion préférentielle de l'hydrogène non négligeable dans la partie basse de la flamme.

II-6-3. Précision de la méthode

La résolution spatiale de ces mesures est de 0,5mm radialement, de 1mm axialement et de 1mm de profondeur.

Expérimentalement les incertitudes proviennent de la mesure des profils de f_1 et de f_2 . Nous avons déjà vérifié le bon positionnement radial de ces deux profils. Les signaux sont mesurés avec une excellente précision (de l'ordre de 1%), que l'on a pu atteindre grâce à l'utilisation d'une voie de référence et à la soustraction du bruit à chaque position.

Précision sur la mesure de Z:

$$\Delta Z = \frac{\rho_1 \rho_2 (f_1 + f_2)}{(\rho_1 f_1 + \rho_2 f_2)^2} \Delta f \approx \frac{T_0}{T} \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho^2} \Delta f$$

- à froid l'incertitude absolue sur la mesure de Z est donc de l'ordre de Δf avec une précision deux fois meilleure à l'extérieur ($\rho_2/\rho_1=2$)

- à chaud cette incertitude est modulée par la température et peut augmenter jusqu'à environ $4 \Delta f$ à la stœchiométrie

Précision sur la mesure de T:

$$\Delta\rho = \rho_1\Delta f_1 + \rho_2\Delta f_2 = (\rho_1 + \rho_2) \Delta f$$

La température est ensuite déduite à partir de la relation $\bar{T} = \frac{\rho_1 T_0}{W_1} \frac{\bar{W}}{\bar{\rho}}$ de sorte

que l'incertitude finale sur la température est essentiellement due à la procédure d'inversion de la densité plutôt qu'à l'incertitude sur la masse moléculaire moyenne calculée.

Finalemnt
$$\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho} \Delta f$$

Ainsi l'incertitude relative sur la température varie de 1,5% à la périphérie jusqu'à 10% à la stœchiométrie, puis de l'ordre de 3% sur l'axe.

Conclusion

Cette technique de mesure par ensemencement d'un canal puis de l'autre nous a permis de mesurer précisément les profils moyens de fraction de mélange dans la zone de développement d'un jet turbulent avec ou sans combustion. Les profils moyens de densité sont également obtenus avec une bonne précision. Les températures ont pu être déduites de ces mesures, mais dans la zone de faible densité, elles sont évidemment entachées d'une incertitude plus importante, (10%) due à la procédure d'inversion.

Néanmoins, cette technique reste intéressante pour effectuer, avec un matériel simple, des mesures non intrusives de température dans une flamme de diffusion turbulente où l'usage du thermocouple est remis en question à cause des pertes par rayonnement et des intenses effets de catalyse avec les radicaux libres de la flamme.

Les profils de température moyenne que nous avons mesurés par cette technique présentent des maxima largement inférieurs à la température adiabatique et parfois même inférieurs à la température d'extinction prévue par les modèles stationnaires de flamme de diffusion à contre-courant. Ces "faibles" valeurs mesurées ne peuvent pas simplement être attribuées à une résolution spatiale insuffisante ou à l'incertitude sur la détermination de la température (10% au pire). En outre, cette technique de mesure par ensemencement successif des deux canaux ne donne accès qu'aux valeurs moyennes et ne permet pas de se départir des fluctuations de la position radiale du front de flamme.

Pour accéder aux profils instantanés de température et de fraction de mélange, nous avons donc développé une technique de mesure par diffusion Rayleigh basée sur la détection du rayonnement issu de centres diffusants (les molécules) naturellement présents dans l'écoulement à l'aide d'une barrette de photodiodes.

Perspectives

Partant du fait que sans combustion $f_1 + f_2 = 1$, il n'est plus nécessaire de mesurer f_1 et f_2 mais une seule de ces deux fonctions. On peut donc alors mesurer ρ et Z instantanément.

L'étude d'un jet sans combustion à densité variable par cette technique sera poursuivie au laboratoire par J.C. Sautet avec un appareillage permettant d'obtenir des profils radiaux instantanés.

RÉFÉRENCE - CHAPITRE II

- 1 **Labbaci K., Stepowski D., Cabot G. and Trinité M.** *Conditional L.D.V. in Turbulent Diffusion Flame*, 4th Symposium International of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon, 11-14 July 1988
- 2 **Dibble R.W., Hartmann V., Schefer R.W. and Kollmann W.** *Conditional Sampling of and Scalars in Turbulent Flame using Simultaneous LDV-Raman Scattering*, Experiments in Fluids, Volume 5, page 103, 1987
- 3 **Rosenweig R.E.** *Sc. D. Dissertation*, Massachusetts Institute of Technology, 1959
- 4 **Rosenweig R.E., Hottel H.C. and Williams G.C.**, Chem. Engng. Sci., Volume 15, page 111, 1961
- 5 **Becker H.A., Hottel H.C. and Williams G.C.**, 10th Symposium International on Combustion, page 1253, 1965
- 6 **Hottel H.C., Williams G.C. and Miles G.A.**, 11th Symposium International on Combustion, page 771, 1967
- 7 **Long M.B., Chu B.T. and Chang R.K.** *Instantaneous Two-Dimensional Gas Concentration Measurement by Light Scattering*, AIAA Journal, Volume 19, Number 9, September 1981
- 8 **Boyer L.** *Laser Tomography Method for Flame Front Movement Studies*, Combustion and Flame, Volume 39, page 321, 1980
- 9 **Goix P.** *Approche Lagrangienne et Etude Statistique par Tomographie Laser d'une Flamme Oblique dans une Turbulence de Grille*, Thèse de Doctorat d'Université de Rouen, 1987

- 10 **Van de Hulst H.C.** *Light Scattering by Small Particles*, Dover Publications, INC, New York
- 11 **Kent and Kennedy.** *L D*
- 12 **Carla Escoda M. and Long M. B.** *Rayleigh Scattering Measurements of the Gas Concentration Field in Turbulent Jets*, AIAA Journal, Volume 21, Number 1, January 1983
- 13 **Ebrahimi I. and Kleine R.** *The Nozzle Fluid Concentration Fluctuation Field in Round Turbulent Free Jets and Jet Diffusion Flames*, 16th Symposium International on Combustion, page 1171, 1977
- 14 *TSI Quarterly: A Journal of Measurement Techniques for Aerosol and Fluid Mechanics Research*, July-September 1981
- 15 **Stepowski D., Labbaci K., Cabot G. and Trinité M.** *Pseudo Self Similarity in the Development of a Low Density Turbulent Jet Issuing into a Coflow Air*, Euromech, Marseille, 18-21 Juillet 1988

CHAPITRE III

Mesure par diffusion Rayleigh

III. Mesure par diffusion Rayleigh

Introduction

Les difficultés que l'on peut rencontrer pour effectuer des mesures instantanées par diffusion de Lorenz-Mie dans le but d'atteindre la turbulence du phénomène nous ont amenés à développer une autre méthode de mesure.

Nous avons retenu la technique de mesure par diffusion Rayleigh, d'une part pour sa relative simplicité de mise en œuvre, pour sa théorie simple, et d'autre part pour les perspectives attrayantes de la mesure instantanée des profils de température et de densité.

L'étude de la diffusion Rayleigh a commencé avec les tentatives d'explication du bleu du ciel. Léonard de Vinci avait déjà noté la couleur bleue que prenait la fumée éclairée par le soleil dans une pièce noire.

Ce n'est qu'au milieu du XIX^e siècle que John Tyndal⁽¹⁾ effectue des expériences sur des aérosols et montre que la diffusion est d'autant plus forte que la

longueur d'onde est petite. Ces expériences ont conduit Lord Rayleigh⁽²⁾ à développer une théorie de la diffusion sur des petites particules homogènes et isotropes, bien plus petites que la longueur d'onde λ de la lumière. Il obtient alors une lumière diffusée proportionnelle à $1/\lambda^4$.⁽³⁾

III.1. Diffusion Rayleigh

Le principe de mesure de la diffusion Rayleigh est tout à fait analogue à la méthode utilisée dans le chapitre précédent car c'est une théorie limite de la diffusion de Lorenz-Mie. La diffusion Rayleigh est la diffusion élastique des photons sur de très petites particules.

L'intensité diffusée est alors aussi directement proportionnelle au nombre de diffuseurs et donc, quand on applique cette méthode aux molécules d'un gaz, elle devient un outil attractif pour la mesure de la température ou de la masse volumique.

La diffusion Rayleigh a lieu quand le paramètre de taille $\alpha=2\pi r/\lambda_0$ (où r est la taille caractéristique de la particule et λ_0 la longueur d'onde du photon incident) est bien plus petit que l'unité⁽³⁾, c'est-à-dire quand la particule est très petite comparée à la longueur d'onde.

Dans notre cas où la taille des molécules est de l'ordre de l'Angström et où la longueur d'onde λ_0 vaut 333 nm, α vaut $2 \cdot 10^{-3}$; le critère $\alpha \ll 1$ est bien vérifié. Par contre, dans le cas de la poudre de Zircone utilisée en diffusion de Mie, le paramètre de taille α vaut 20, et il vaut 2 pour une suie de l'ordre de 100nm.

Le signal de diffusion Rayleigh est proportionnel :

- à l'intensité du laser I_L
- à l'angle solide de collection Ω
- à la densité N_i de molécules de l'espèce i contenues dans le volume de mesure (molécule / m³)
- à la longueur l du volume de mesure
- à la sensibilité s du détecteur
- à la section efficace σ_{Ri} de diffusion Rayleigh de l'espèce i

Donc, dans le cas d'un gaz ne contenant que la seule espèce moléculaire i , le

signal S_R de diffusion Rayleigh s'écrit:

$$S_{Ri} = s I_L \Omega l N_i \sigma_{Ri} \quad (\text{III-1})$$

La section efficace σ_{Ri} de la molécule ne dépend que de la longueur d'onde λ incidente et des propriétés physiques de la molécule (4):

$$\sigma_{Ri} = \frac{4 \pi^2 (n_i - 1)^2}{\lambda_0^4 N_i^2} \left(\frac{6 + 3\beta_i}{6 - 7\beta_i} \right) \quad (\text{III-2})$$

où: n_i est l'indice du gaz i

N_i la densité des molécules i (nombre de molécule/m³)

λ_0 la longueur d'onde incidente

β_i le facteur de dépolarisation de la molécule i

Le terme $(6 + 3\beta_i) / (6 - 7\beta_i)$ est le terme de dépolarisation qui rend compte de l'anisotropie de la molécule à diffuser de la lumière. Par la suite, nous ne tiendrons pas compte de ce terme. En effet, celui-ci est une constante de la molécule car nous opérons toujours dans les mêmes conditions géométriques et, de plus, nous utilisons un laser non polarisé.

Le terme $1/\lambda_0^4$ montre la dépendance de la section efficace à la longueur d'onde des photons incidents. La section efficace est d'autant plus grande que la longueur d'onde est petite.

D'après la relation de Gladstone (5), le terme $(n_i-1)^2 / N_i^2$ est une constante du gaz considéré. Cela montre donc l'indépendance de la section efficace à la température.

Les sections efficaces des espèces utilisées sont présentées Tableau 1.

La diffusion Rayleigh n'étant pas selective d'une espèce moléculaire, le signal de diffusion, dans le cas d'un mélange de plusieurs gaz s'écrit comme la somme des signaux de Rayleigh provenant de chaque espèce i :

$$S_R = \sum_{i=1}^n S_{Ri} \quad (\text{III-3})$$

$$S_R = s I_L \Omega l N \sum_{i=1}^n \chi_i \sigma_{Ri}$$

On définit la section efficace globale σ_R du mélange comme la moyenne des sections efficaces σ_{Ri} pondérée par la fraction molaire χ_i de chaque espèce i , N étant alors la densité totale des molécules.

$$S_R = s I_L \Omega l N \sigma_R \quad (\text{III-4})$$

Dans l'hypothèse d'un gaz parfait et dans le cas d'une pression constante P_{atm} , le signal peut s'écrire en fonction de la température:

$$N = \frac{P_{\text{atm}} N_0}{R} \frac{1}{T} = \frac{K}{T}$$

$K = \text{Cste}$
 $N_0 = \text{nombre d'Avogadro}$
 $R = \text{Cste des gaz parfaits}$

$$S_R = K s I_L \Omega l \sigma_R / T \quad (\text{III-5})$$

Si on réfère le signal Rayleigh S_R à un signal S_{R0} mesuré dans les mêmes conditions mais dans un milieu parfaitement connu (σ_{R0} , T_0), alors:

$$\frac{S_R}{S_{R0}} = \frac{\sigma_R}{\sigma_{R0}} \frac{T_0}{T} \quad (\text{III-6})$$

La diffusion Rayleigh n'étant pas sélective d'une espèce, il faut avant tout, pour en déduire la température, connaître localement la section efficace globale de diffusion du mélange.

Plusieurs chercheurs ont essayé de contourner ce problème.

Dans le cas d'un écoulement homogène et sans réaction ($\sigma_R = \sigma_{R0}$), il est possible de mesurer la température: $S_R/S_{R0} = T_0/T$

Dans le cas d'un écoulement isotherme ($T_0 = T$) et sans réaction mais pas forcément homogène (interaction de deux jets), il est possible, moyennant quelques hypothèses sur le mélange ($S_R/S_{R0} = \sigma_R/\sigma_{R0}$, $\sigma_R = \sum_i \chi_i \sigma_{Ri}$ et $\sum_i \chi_i = 1$) d'obtenir les fractions molaires. Michael Dyer⁽⁶⁾ a appliqué cette méthode à un jet

turbulent de propane dans l'air. Nous l'avons aussi utilisée pour l'étude de notre écoulement sans réaction.

Dans le cas d'une flamme de prémélange et toujours dans l'hypothèse des gaz parfaits, on peut réécrire le signal Rayleigh sous la forme :

$$\frac{S_R}{S_{R0}} = \frac{\sigma_R / W}{\sigma_{R0} / W_0} \frac{\rho}{\rho_0} \quad (\text{III-7})$$

où W est la masse molaire du fluide et ρ sa masse volumique.

Namer et Scheffer⁽⁷⁾ ont montré, en utilisant un code de cinétique chimique développé par Openheim et al.⁽⁸⁾, que le rapport σ_R/W , à une richesse donnée, était quasiment constant quelque soit le degré d'avancement ϵ de la réaction et ce pour différents combustibles tels que H_2 , CH_4 , C_2H_4 , C_2H_6 et C_3H_8 .

$$\frac{\sigma_R(\epsilon)}{W(\epsilon)} = \frac{\sum_i \chi_i(\epsilon) \sigma_{Ri}}{\sum_i \chi_i(\epsilon) W_i} \approx \text{Cste}$$

Ils ont montré aussi la variation notable de la section efficace en fonction de ϵ .

Donc, dans une flamme de prémélange, il est possible de mesurer directement la masse volumique en supposant $\sigma_R/W = \text{Cste}$, mais il n'est pas possible de mesurer directement T .

Par contre, dans le cas d'une flamme de diffusion, la section efficace dépend non seulement du degré d'avancement de la réaction ϵ mais aussi de la richesse locale qui dépend elle-même directement de la fraction de mélange Z .

La technique couramment utilisée pour remédier à ce problème est de rendre égale la section efficace du canal fuel à celle du canal oxydant en ajoutant dans l'un ou l'autre canal un diluant inerte de section efficace très différente. Cette méthode a été utilisée par Dibble⁽⁹⁾.

Bien qu'elle permette de s'affranchir de la variation de la section efficace de diffusion en fonction de la fraction de mélange, la variation due au degré d'avancement ϵ reste entière et importante au niveau du front de flamme.

Une autre méthode utilisée par J.R. Smith⁽¹⁰⁾ pour mesurer les profils de température dans une flamme laminaire d'hydrogène pur est d'utiliser un code de calcul prévoyant la concentration moyenne des espèces et donc permettant le calcul direct de la section efficace.

L'inconvénient de cette méthode, mise à part la fiabilité du code, est qu'elle donne le profil moyen de la section efficace. Donc, si on fait des mesures instantanées, la correction risque de ne pas être rigoureusement exacte. Elle ne sera donc valable que sur les profils moyens.

Pour connaître la section efficace locale de diffusion Rayleigh au moment du tir laser, Dibble⁽¹¹⁾ a mesuré simultanément la concentration des espèces majoritaires par diffusion Raman. Mais, finalement, il peut directement obtenir la température à partir du bilan global de population des espèces plutôt que de la déduire de l'intensité Rayleigh. Il a également effectué des mesures de vitesse par ADL simultanément à la mesure de température.

Au laboratoire, la première méthode adoptée pour mesurer la température par diffusion Rayleigh⁽¹²⁾ dans la flamme de diffusion a été de mesurer au préalable la section efficace moyenne dans l'écoulement sans réaction:

$$\overline{(\sigma_R / \sigma_{R0})}^{\text{sans réaction}} = \overline{(S_R / S_{R0})}^{\text{sans réaction}}$$

Ensuite, en supposant que la section efficace est la même dans l'écoulement avec réaction, on obtient les profils de température instantanés:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\overline{(S_R / S_{R0})}^{\text{sans réaction}}}{\overline{(S_R / S_{R0})}^{\text{avec réaction}}}$$

Mais on peut alors critiquer la correction d'une valeur instantanée par une valeur moyenne. De plus, nous avons vu au chapitre précédent que les deux écoulements se mélangeaient très différemment selon que la flamme était allumée ou pas. On peut alors affirmer que l'hypothèse d'une section efficace constante avec ou sans réaction est fautive. Cependant, cette méthode permettait une correction de température au premier ordre.

Section efficace	Namer&Schefer	Mesures expérimentales
$\sigma_{\text{Air}}/\sigma_{\text{Air}}$	1	1
$\sigma_{\text{O}_2}/\sigma_{\text{Air}}$	0,88	0,90
$\sigma_{\text{N}_2}/\sigma_{\text{Air}}$	1,06	1,02
$\sigma_{\text{H}_2}/\sigma_{\text{Air}}$	0,23	0,21
$\sigma_{\text{He}}/\sigma_{\text{Air}}$	0,016	

$$\sigma_{\text{Air}} = 8,161 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$$

Tableau 1 Section efficace de diffusion Rayleigh des différentes espèces rencontrées dans la flamme, données par Namer & Schefer et mesurées par nous-même.

Dans notre cas, nous avons opté pour une méthode liant la mesure et un code de calcul que nous avons construit. Il est basé sur une combustion en flammelette et permet d'obtenir par itération le profil de section efficace à chaque tir laser et donc d'en déduire le profil instantané de température.

III.2. Dispositif expérimental

Le dispositif est composé du brûleur de diffusion, d'un laser pulsé, d'une barrette de photodiodes et d'un système d'acquisition de données.

Le schéma de montage est présenté Fig.1

III.2.1. Le brûleur

Au brûleur de diffusion précédemment décrit, nous avons ajouté à l'entrée du canal air un filtre empêchant 99.9% des particules et poussières de plus de $0.3\mu\text{m}$ contenues dans l'air ambiant de passer. (référence du filtre : SOFILTRA 3252-01)

Ce filtrage est impératif car la section efficace de diffusion de la lumière des poussières est beaucoup plus grande que celle des molécules de l'écoulement.

Le rapport entre les deux sections efficaces est de l'ordre de 10^{20} . Les calculs ont été effectués par le programme Mie3 réalisé par Corbin et Gréhan⁽¹³⁾. Ils montrent que le signal Rayleigh provenant du volume de mesure est de l'ordre de grandeur du signal Mie provenant d'une poussière.

Sans le filtre, le signal mesuré dans l'air augmente d'environ 40% et fluctue spatialement de façon considérable.

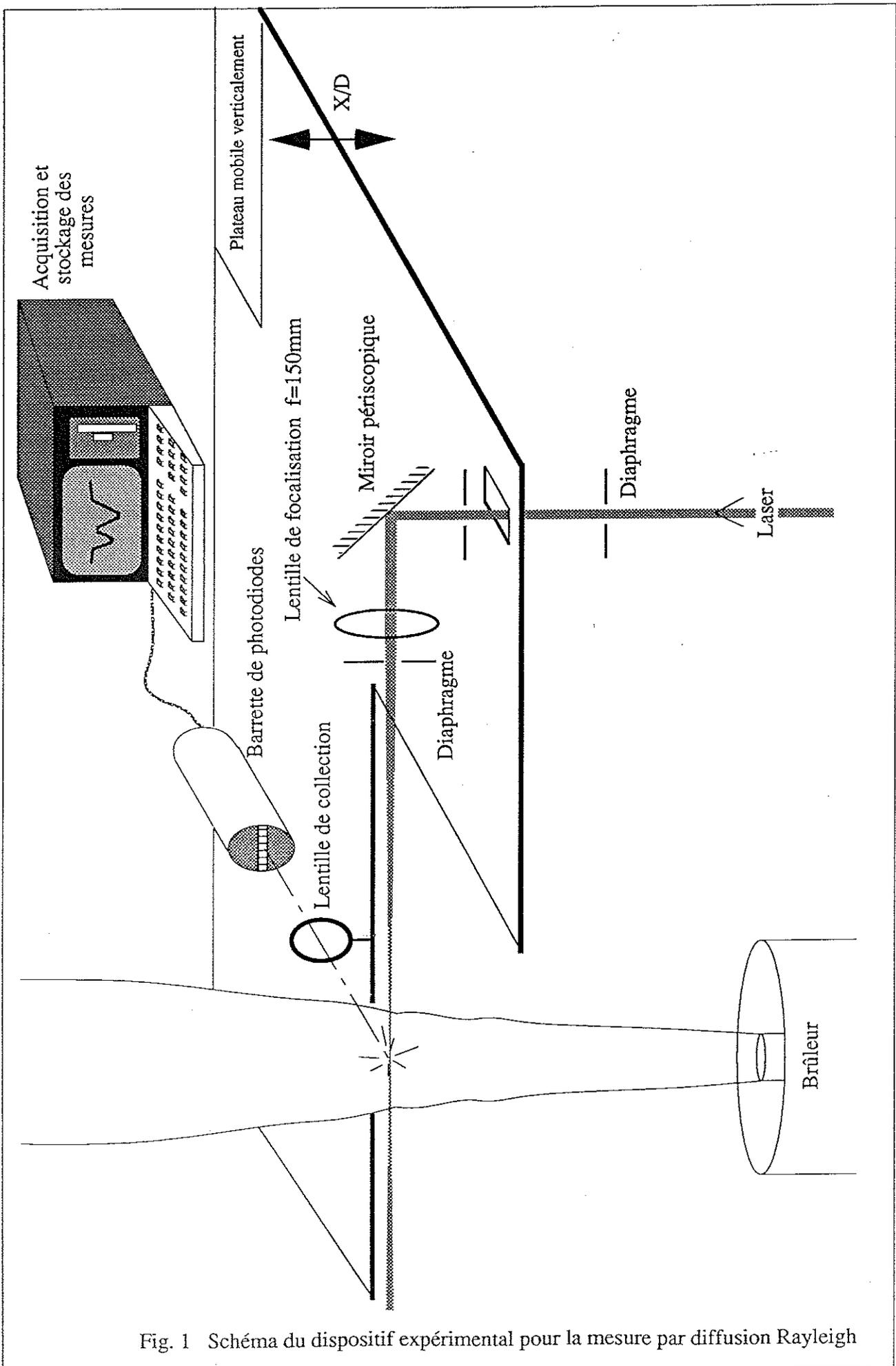


Fig. 1 Schéma du dispositif expérimental pour la mesure par diffusion Rayleigh

III.2.2. Laser et montage optique

Un laser à azote (Sopra n°2) de longueur d'onde $\lambda=333\text{nm}$ émet des pulses non polarisés de 4mJ. La durée de chaque impulsion est de 7ns et la fréquence de répétition peut varier du Hertz à la centaine de Hertz. Dans les conditions expérimentales, la fréquence de tir sera de 3Hz.

Nous avons utilisé un laser UV car sa faible longueur d'onde permet d'obtenir un signal Rayleigh plus intense (le signal est proportionnel à $1/\lambda^4$). Néanmoins, la sensibilité du détecteur (Fig. 2) est un peu moins grande pour cette longueur d'onde.

En sortie, les dimensions du faisceau laser sont de 3cm sur 1cm. Les fluctuations relatives en énergie d'un tir à l'autre sont de 10%. Il faudra donc prévoir une mesure de référence pour évaluer à chaque tir l'énergie du laser.

Le faisceau laser horizontal peut être déplacé verticalement à l'aide de deux miroirs périscopiques (Fig.1).

Il est focalisé au centre du jet à l'aide d'une lentille de quartz de 150mm de focale. A cet endroit, la taille du faisceau est estimée à 0.3mm sur 1mm. Nous utilisons une lentille de quartz car sa transmittance (0.93) à 333nm est meilleure que celle du verre (0.65).

Etant donné que le signal Rayleigh est collecté à la même longueur d'onde que le laser incident et que la section efficace des molécules est très faible ($\sigma \approx 10^{-28} \text{ cm}^2$, le signal Rayleigh est beaucoup plus petit que l'intensité du laser), il est impératif qu'aucune lumière issue du faisceau laser incident ne vienne frapper le détecteur (par réflexion ou par diffusion parasite).

Pour cela, nous avons placé tout le long du parcours du laser des diaphragmes limitant au maximum le halo entourant le faisceau et un diaphragme juste après la lentille de focalisation sur laquelle une partie non négligeable de lumière est diffusée. Nous avons pris garde que le diaphragme ne touche pas le faisceau direct afin d'éviter la diffraction.

La lumière diffusée est collectée à 90° de la direction de propagation du faisceau laser sur une barrette de photodiodes, à l'aide d'une lentille en quartz de 4cm de focale et 3cm de diamètre.

La lentille forme l'image diffusée du faisceau laser sur la barrette qui couvre alors un champ de 4cm.

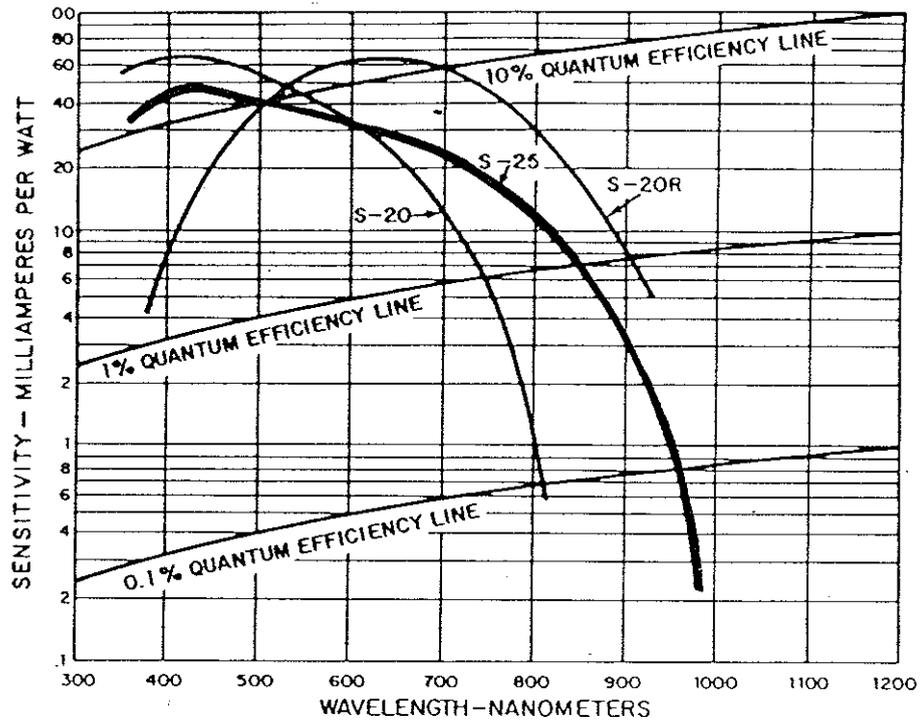


Fig. 2 Sensibilité du détecteur S-25 en fonction de la longueur d'onde

III.2.3. Le détecteur

Le détecteur (EG&G 1420 Princeton Applied Research) est constitué d'une barrette de 1024 photodiodes (RETICON), espacées entre elles de $25\mu\text{m}$, et d'un multiplicateur de photons. Seules les diodes centrales (180 à 880) sont amplifiées.

L'amplification n'est permise que pendant l'ouverture d'une "porte" de largeur 40ns. Cette porte est déclenchée par une impulsion haute tension délivrée par le pulseur (EG&G 1211) qui est synchronisée avec le tir laser. Ce synchronisme est réalisé à partir d'un appareil électronique réalisé au laboratoire permettant d'introduire un retard variable entre les commandes du laser et du détecteur. La visualisation de la "porte" du pulseur et de l'impulsion laser sur un oscilloscope rapide permet de synchroniser les deux signaux. C'est pourquoi, à cause des fluctuations temporelles du tir laser, nous avons choisi une "porte" un peu plus large que l'impulsion laser.

L'utilisation de cette porte permet d'éliminer pratiquement tout le bruit provenant de la lumière ambiante et de la luminescence de la flamme avec un taux de rejection de $8.3 \cdot 10^6$ (40ns, 3Hz).

Du fait du très faible signal collecté, nous avons groupé les pixels de la barrette par 8 afin d'augmenter la sensibilité du détecteur. Cependant, nous avons perdu en résolution spatiale.

Ce groupement par 8 nous a aussi permis de stocker en mémoire d'avantage de profils Rayleigh (chaque profil contient 128 données au lieu de 1024).

La mise au point optique du détecteur est très délicate car l'utilisation d'un laser UV ne permet pas de visualiser à l'œil la netteté de l'image.

Pour cela, nous avons utilisé une mire composée de deux fibres de verre de diamètre 0,4mm espacées de 1cm. Celle-ci est placée dans le trajet du faisceau laser atténué (afin de ne pas saturer le détecteur). En visualisant le signal issu de la barrette sur un oscilloscope, la mise au point peut être effectuée en réalisant le meilleur contraste possible.

Cette mire permet également de connaître le grandissement du système optique: dans notre cas, il était de 16 pixels/mm

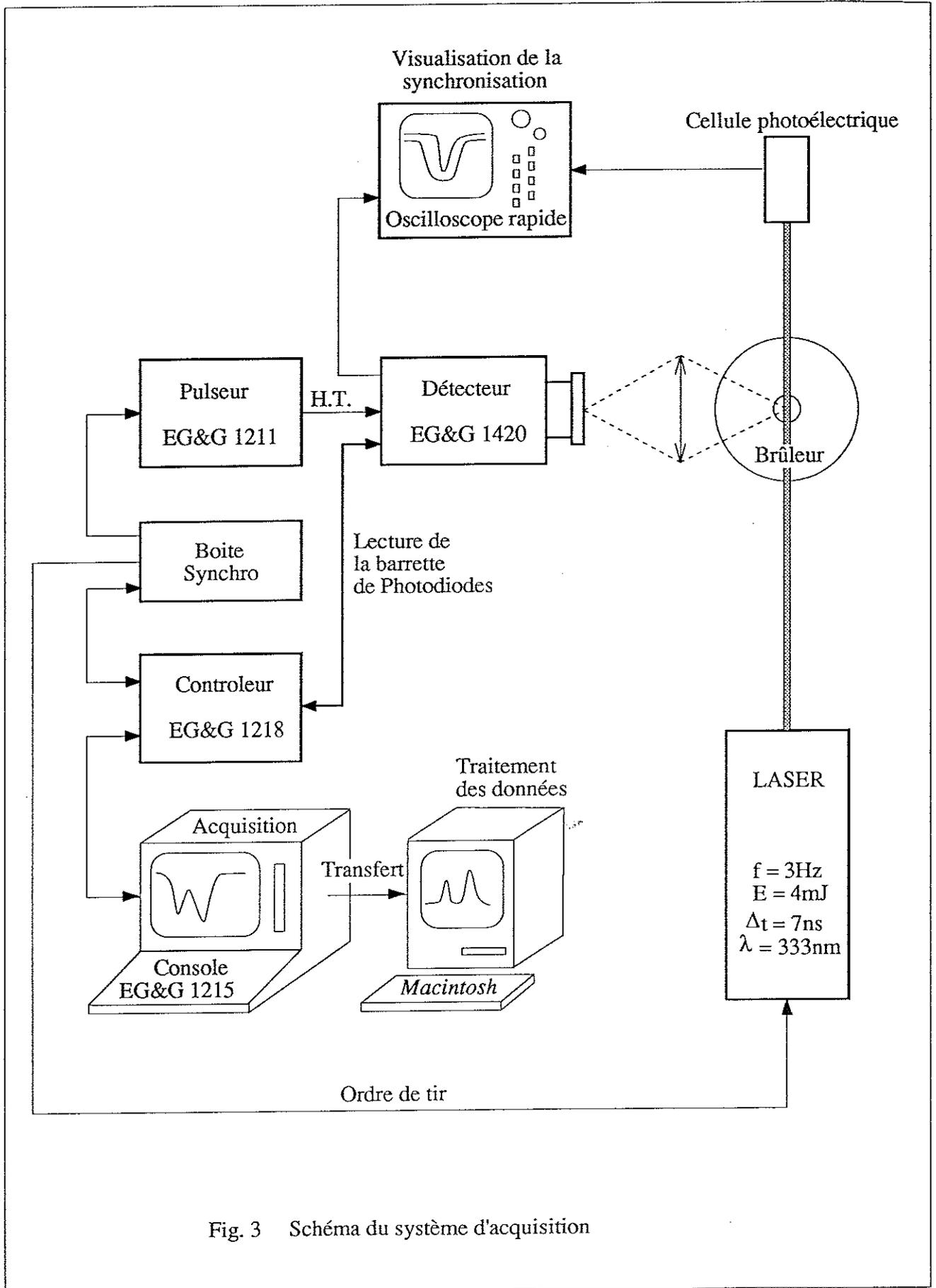


Fig. 3 Schéma du système d'acquisition

III.2.4. Le système d'acquisition

La barrette de photodiodes est pilotée par le contrôleur EG&G 1218 et les données sont stockées sur le disque de la console EG&G 1215. Un disque permet l'acquisition de 700 profils. Les données sont transférées sur un micro-ordinateur Macintosh pour ensuite y être traitées. Dans la configuration actuelle, l'acquisition et le stockage de ces 700 profils prend environ 30 minutes. Le schéma détaillé des appareils d'acquisition est présenté Fig.3.

Cet appareillage nous permet ainsi d'obtenir des profils radiaux instantanés de diffusion Rayleigh.

III.3. Mesure et correction de bruit

Le signal de diffusion Rayleigh est très faible. Malgré les multiples précautions que nous avons prises pour réduire au maximum la lumière parasite, les différents bruits doivent être soigneusement mesurés et soustraits à chaque tir laser.

Le signal réellement mesuré s'écrit :

$$S_R(r) = I_L \overline{G(r)} (N(r) \sigma_R(r) + \alpha_p) + \overline{B(r)} \quad (\text{III-8})$$

* Le bruit $B(r)$ correspond à la lumière parasite ambiante, à la luminescence de la flamme et surtout au bruit noir de la barrette électronique. Ce terme est quasiment constant dans le temps. Nous utiliserons donc uniquement sa valeur moyenne $\overline{B(r)}$.

* Le terme α_p correspond à un bruit dû aux réflexions parasites du faisceau laser venant frapper le détecteur.

* Le terme $N(r)\sigma(r)$ est le terme de diffusion Rayleigh qui nous intéresse.

* $G(r)$ est le profil de sensibilité du détecteur.

* I_L est l'intensité du laser à chaque tir.

** La mesure de $B(r)$ se fait en coupant le laser:

$$B(r) = S_R^{\text{laser off}}(r)$$

** En injectant dans le canal central de l'hélium pur qui a une section efficace presque négligeable devant celle de l'air ($\sigma_{\text{He}}/\sigma_{\text{air}}=0.017$), il est possible d'estimer α_p :

$$S_R^{\text{He}} = I_L \bar{G} \alpha_p + \bar{B}$$

** Pour mesurer le profil de sensibilité relative du détecteur, nous mesurons les signaux $S_R^{\text{air}}(r)$ dans un écoulement d'air pur où la section efficace et la température sont constantes.

** Pour corriger les fluctuations du laser, nous référons le profil de Rayleigh au signal $S_{\text{ext}}^{\text{air}}$ mesuré à l'extérieur dans l'air de l'écoulement périphérique ($\sigma_R=\sigma_{\text{air}}$, $T=T_0$).

Nous obtenons alors le signal Rayleigh corrigé:

$$S_R^{\text{corrigé}}(r) = \frac{(S_r - \bar{B}_r) / (\bar{S}_r^{\text{air}} - \bar{B}_r)}{(S_{\text{ext}} - \bar{B}_{\text{ext}}) / (\bar{S}_{\text{ext}}^{\text{air}} - \bar{B}_{\text{ext}})} \cdot \frac{(\bar{S}_{r=0}^{\text{He}} - \bar{B}_{r=0}) / (\bar{S}_{r=0}^{\text{air}} - \bar{B}_{r=0})}{(\bar{S}_{\text{ext}}^{\text{He}} - \bar{B}_{\text{ext}}) / (\bar{S}_{\text{ext}}^{\text{air}} - \bar{B}_{\text{ext}})} \cdot \frac{1 - \frac{(\bar{S}_{r=0}^{\text{He}} - \bar{B}_{r=0}) / (\bar{S}_{r=0}^{\text{air}} - \bar{B}_{r=0})}{(\bar{S}_{\text{ext}}^{\text{He}} - \bar{B}_{\text{ext}}) / (\bar{S}_{\text{ext}}^{\text{air}} - \bar{B}_{\text{ext}})}}{1 - \frac{(\bar{S}_{r=0}^{\text{He}} - \bar{B}_{r=0}) / (\bar{S}_{r=0}^{\text{air}} - \bar{B}_{r=0})}{(\bar{S}_{\text{ext}}^{\text{He}} - \bar{B}_{\text{ext}}) / (\bar{S}_{\text{ext}}^{\text{air}} - \bar{B}_{\text{ext}})}} \quad (\text{III-9})$$

Ce traitement assez complet de chaque signal acquis est indispensable si l'on veut mesurer précisément la température dans la zone de réaction où le rapport signal sur bruit n'est pas très grand (à la stoechiométrie il est environ de 3)

$$S_R^{\text{corrigé}}(r) = \frac{T_0}{T(r)} \frac{\sigma(r)}{\sigma_{\text{air}}} \quad (\text{III-10})$$

Par exemple, si on ne tient pas compte des réflexions parasites, la température mesurée à la stoechiométrie sera inférieure de 25% à la valeur corrigée.

Sur la Fig. 4, nous présentons la correction effectuée sur un profil moyen de diffusion Rayleigh.

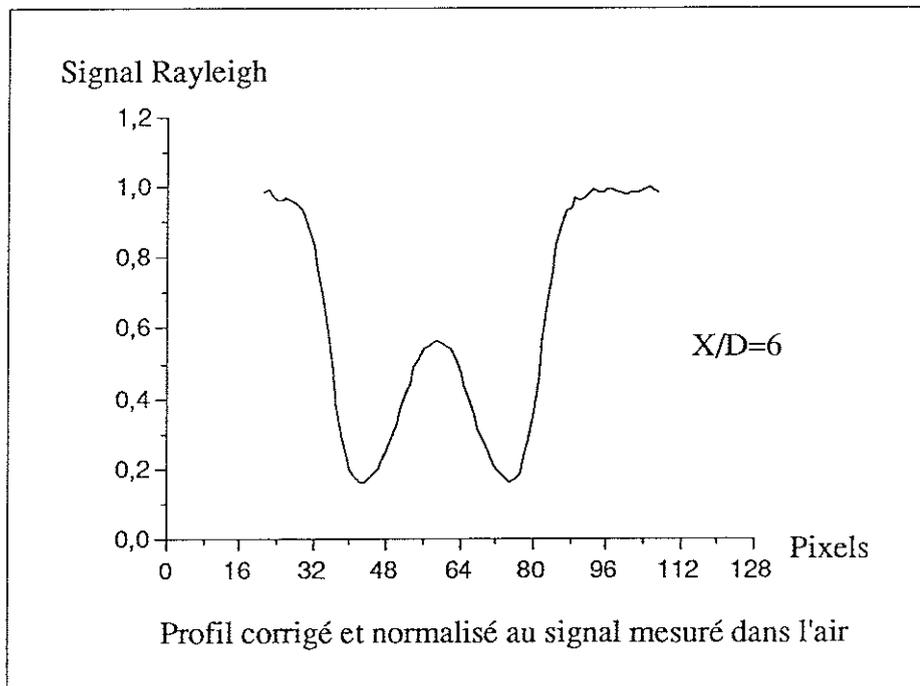
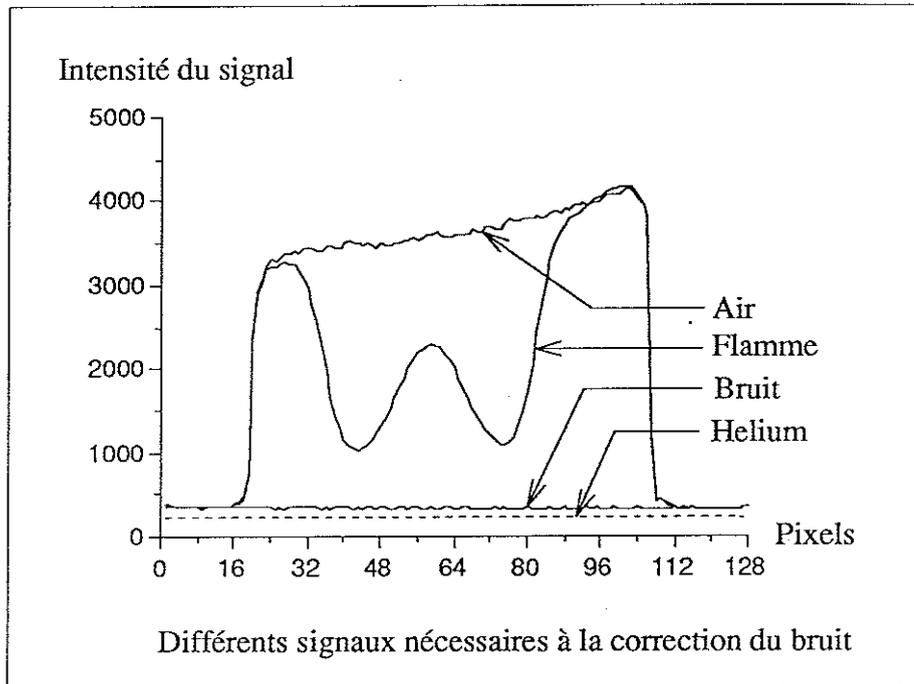


Fig. 4 Correction des différents bruits sur le profil moyen Rayleigh mesuré à $X/D=6$

III.4. Traitement des données

III.4.1. Hypothèses

Reprenant les hypothèses de base sur la combustion en flammes dévéluppées dans le chapitre I, en supposant un nombre de Lewis unitaire, la fraction massique des espèces principales peut s'écrire linéairement en fonction de la température et de la fraction de mélange:

$$Y_F = Z Y_F^1 - v_F W_F \frac{T - T_f}{T_S - T_f} \frac{Y_f^1 Z_S}{v_F W_F} \quad (\text{III-11})$$

$$Y_O = (1-Z) Y_O^1 - v_O W_O \frac{T - T_f}{T_S - T_f} \frac{Y_F^1 Z_S}{v_F W_F} \quad (\text{III-12})$$

$$Y_P = -v_P W_P \frac{T - T_f}{T_S - T_f} \frac{Y_F^1 Z_S}{v_F W_F} \quad (\text{III-13})$$

$$Y_D = Z Y_D^1 + (1-Z) Y_D^2 \quad (\text{III-14})$$

Dans le cas de la flamme infiniment mince, nous avons vu les relations liant linéairement la température à la fraction de mélange:

Côté riche en fuel, $Z \geq Z_S$

$$Y_O = 0 \quad Y_F = Y_F^1 \frac{Z - Z_S}{1 - Z_S} \quad T = T_f + \frac{Q^o}{v_F W_F C_p} Y_O^2 (1-Z)$$

Côté pauvre, $Z \leq Z_S$

$$Y_O = Y_O^2 \frac{Z_S - Z}{Z_S} \quad Y_F = 0 \quad T = T_f + \frac{Q^o}{v_F W_F C_p} Y_F^1 Z$$

Surface stœchiométrique, $Z = Z_S$

$$Y_O = 0 \quad Y_F = 0 \quad T = T_S$$

Le professeur Dixon Lewis ⁽¹⁴⁾ a bien voulu faire tourner son code de calcul permettant d'obtenir la température et la concentration de toutes les espèces dans une flamme de diffusion à contre-courant possédant les mêmes caractéristiques chimiques que la nôtre (fuel=50% azote + 50% hydrogène, oxydant=air). En prenant l'hypothèse d'une combustion en flammelette, cette flamme de contre-courant peut être alors reliée localement à une partie de la zone de réaction de notre flamme de diffusion (Fig. 5).

A partir de ses résultats (Fig. 6 et 7), nous avons pu construire une famille de courbes reliant la température à la fraction de mélange (Fig.8 et 9). Le paramètre qui permet de passer d'une courbe à l'autre est le taux d'étirement a de la flamme laminaire (a s'exprime en s^{-1}). Dans le cas de la flamme à contre-courant, ce paramètre mesure le gradient de vitesse au point d'arrêt et correspond, pour les échelles de turbulence, à l'inverse d'un nombre de Damköhler ($Da = \tau_{mél}/\tau_{chim}$), pour un temps chimique donné ⁽¹⁵⁾. Nous avons relié le taux d'étirement à la température du front de flamme (Fig. 7).

On peut remarquer, Fig. 6, que le maximum de température pour chaque courbe se trouve très près de la stœchiométrie.

Pour le taux d'étirement minimal, le maximum de température est alors la température adiabatique. Plus le taux d'étirement croît, plus les profils de température s'affaissent jusqu'à une limite où, le code ne trouvant plus de solution stable, la flamme s'éteint.

Partant de ces deux constatations, nous avons construit notre bibliothèque de courbes $T=f(Z,a)$.

Le problème est de savoir quelles formes doivent prendre ces courbes.

Effelsberg et Peters⁽¹⁶⁾ utilisent une technique analogue pour mesurer la température dans une flamme laminaire de méthane en se servant d'un modèle d'équilibre dans la partie pauvre et d'une relation linéaire dans la partie riche.

Les relations (III-11, III-12 et III-13) montrent que les courbes que nous devons utiliser sont bornées. La courbe de la flamme infiniment mince est la limite du domaine (si une courbe traverse cette limite alors la concentration calculée de certaines espèces sera négative).

Donc, dans un premier temps, nous avons créé (Fig. 8) une bibliothèque de flamme "en V" qui s'affaissent au fur et à mesure que le taux d'étirement augmente et dont le maximum de température est à la stœchiométrie. Voici l'équation de cette bibliothèque en fonction du paramètre température maximum T_{max} :

$$\text{du côté riche} \quad Z = 1 + (Z_S - 1) \frac{T - T_f}{T_{\max} - T_f}$$

$$\text{du côté pauvre} \quad Z = Z_S \frac{T - T_f}{T_{\max} - T_f}$$

Puis, nous avons sophistiqué (Fig. 9) ces courbes en arrondissant légèrement la partie proche de la stœchiométrie.

Ces courbes doivent alors respecter quelques conditions limites:

$$\text{En } Z=0 \quad T=T_0 \quad \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = 0 \quad \text{le taux de réaction est nul}$$

$$\text{En } Z=1 \quad T=T_0 \quad \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = 0 \quad \text{le taux de réaction est nul}$$

$$\text{En } Z=Z_S \quad T=T_{\max} \quad \frac{\partial T}{\partial Z} = 0 \quad \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \neq 0 \quad \begin{array}{l} \text{la réaction existe près} \\ \text{de la stœchiométrie} \end{array}$$

Nous avons trouvé plusieurs solutions satisfaisant ces conditions, nous n'en avons gardé qu'une (la partie arrondie de la courbe est tirée de l'équation paramétrique de l'astroïde ($x=a \cos^3 t$ $y=a \sin^3 t$)) dont l'équation est la suivante:

Partie Riche

$$Z = 1 + (Z_S - 1) \frac{T - T_f}{T_S - T_f} + (Z_S - 1) \frac{T_{\max} - T_S}{T_f - T_S} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{T - T_f}{T_{\max} - T_f} \right)^{1.5} \frac{T_S - T_f}{T_S - T_{\max}} \right]$$

Partie Pauvre

$$Z = Z_S \frac{T - T_f}{T_S - T_f} + Z_S \frac{T_{\max} - T_S}{T_f - T_S} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{T - T_f}{T_{\max} - T_f} \right)^{1.5} \frac{T_{\max} - T_f}{T_{\max} - T_S} \right]$$

On voit ici, pour les deux bibliothèques, que le paramètre permettant de passer d'une courbe à l'autre est la température maximum mesurée à la stœchiométrie.

Nous comparerons plus loin dans le paragraphe suivant les résultats du simple modèle "en V" au modèle de "l'astroïde".

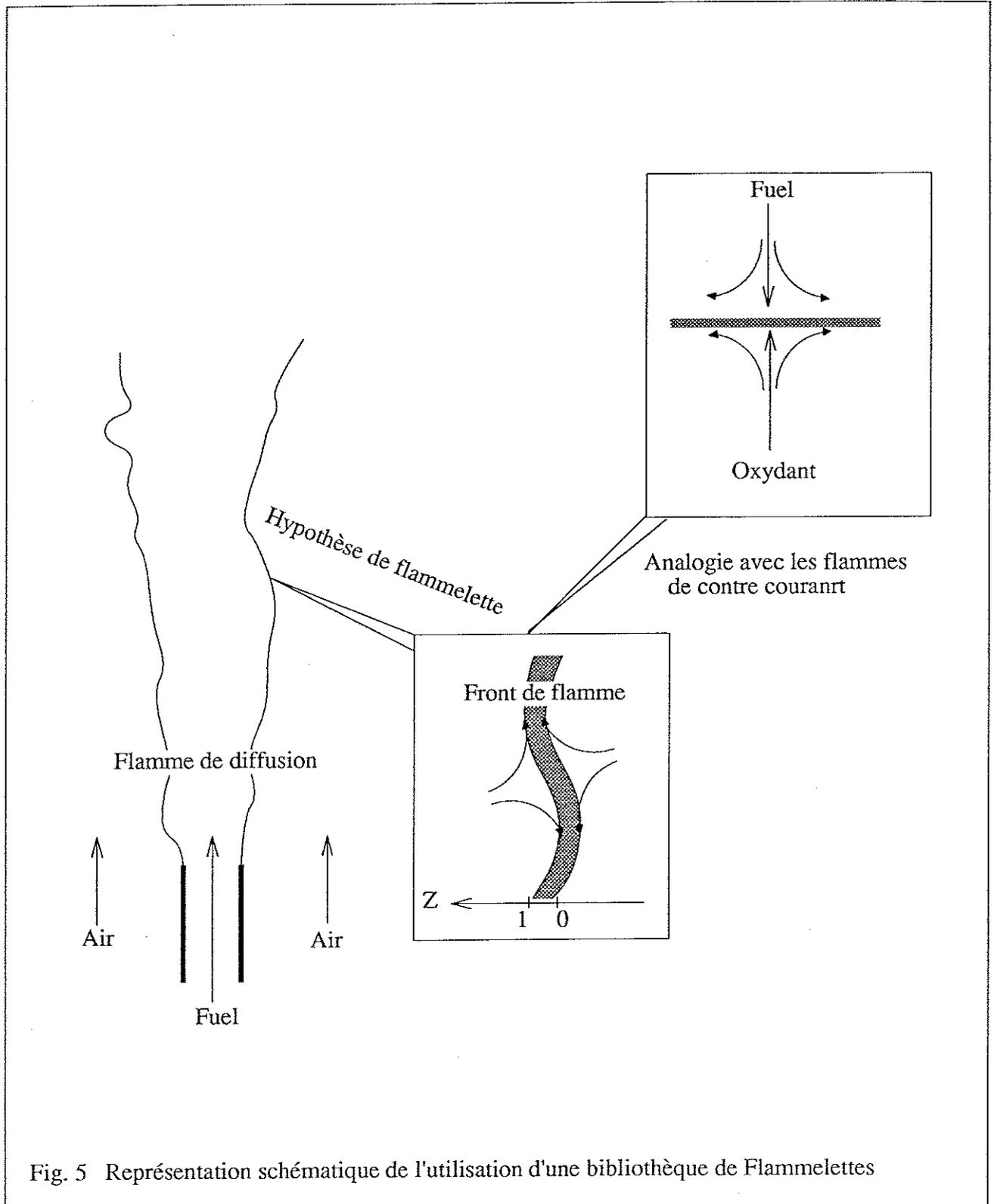


Fig. 5 Représentation schématique de l'utilisation d'une bibliothèque de Flammelettes

On fait l'hypothèse que tout point du front de flamme peut être représenté par une fine flamme de diffusion étirée. Cette flammelette peut être alors facilement reliée aux flammes de contre courant étudiées autant expérimentalement que théoriquement.

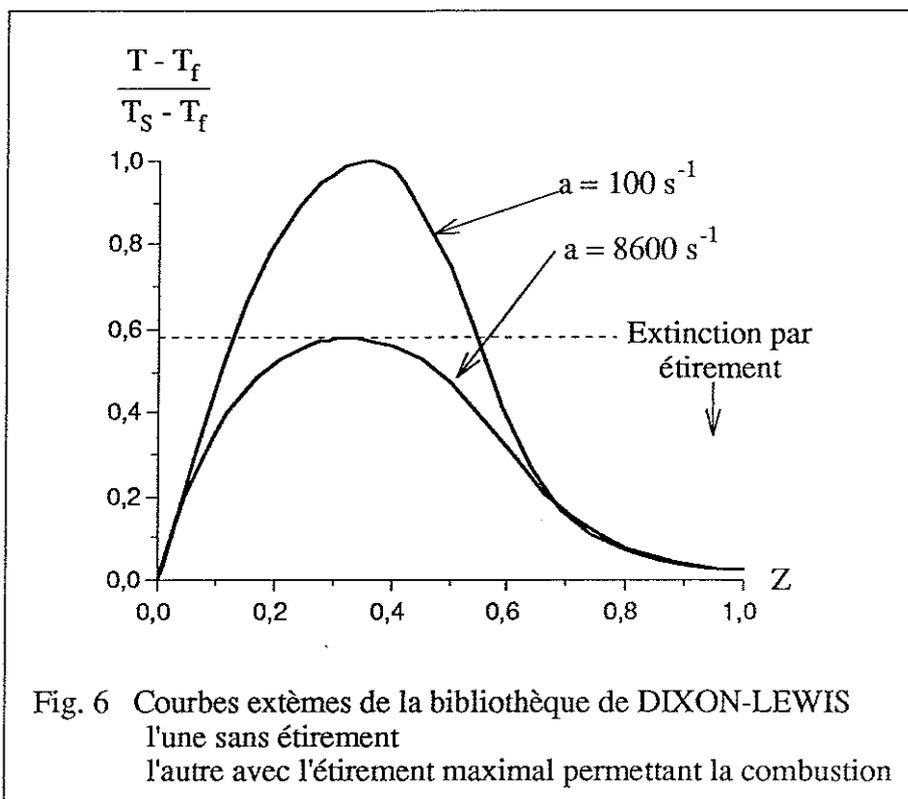


Fig. 6 Courbes extrêmes de la bibliothèque de DIXON-LEWIS
l'une sans étirement
l'autre avec l'étirement maximal permettant la combustion

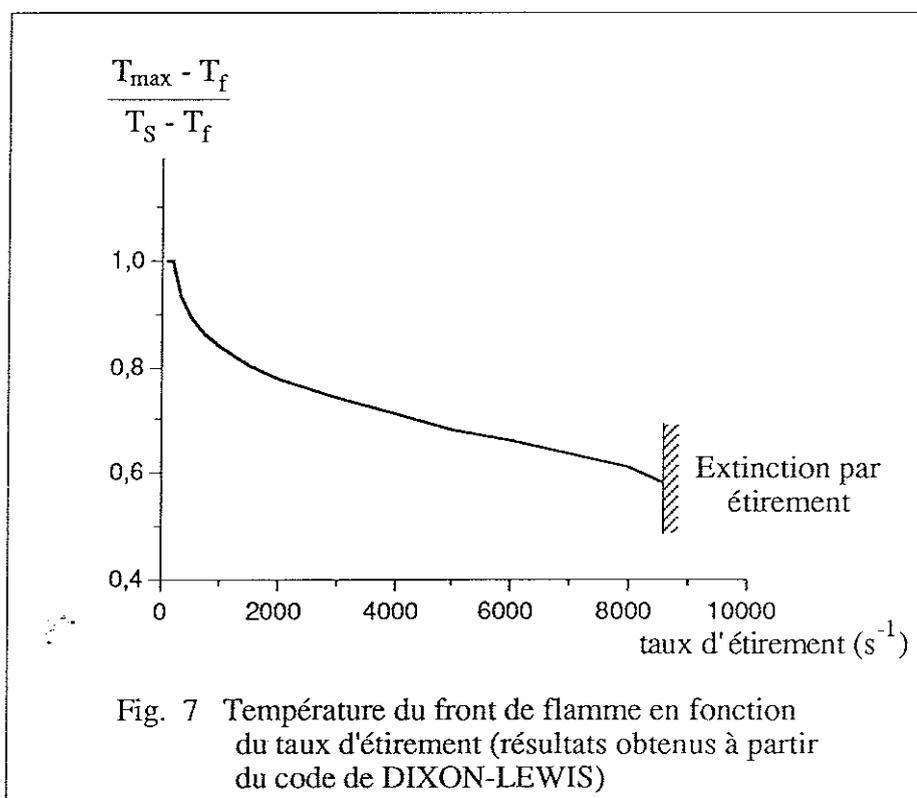
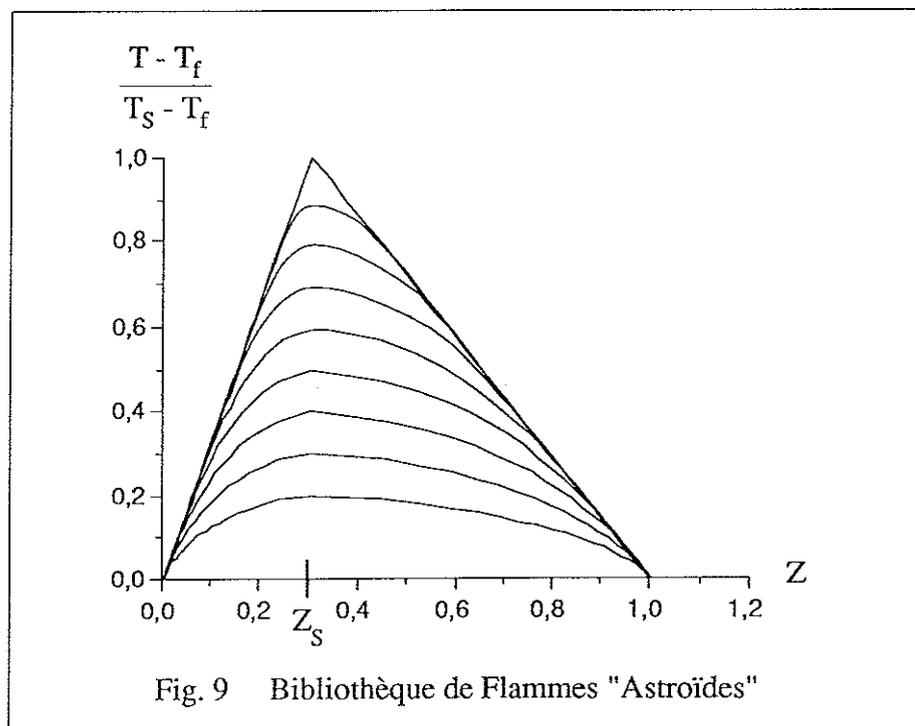
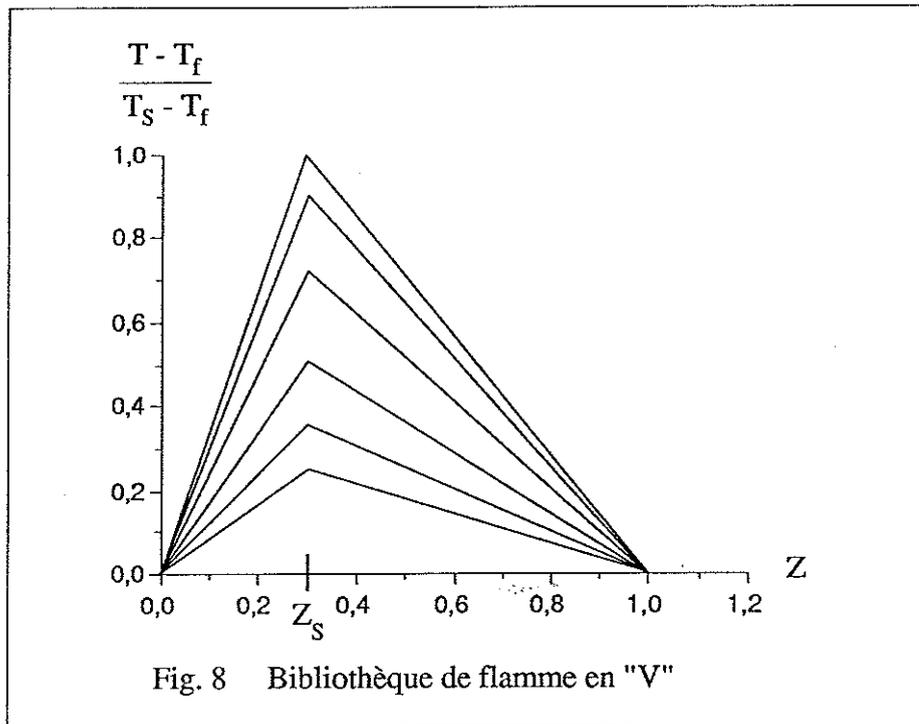


Fig. 7 Température du front de flamme en fonction
du taux d'étirement (résultats obtenus à partir
du code de DIXON-LEWIS)



III.4.2. Construction de l'algorithme

Au début de l'algorithme (Fig. 10), nous introduisons un profil de Rayleigh instantané débarrassé de tout bruit et référencé au signal dans l'air (Fig.11). La procédure qui suit s'effectue en deux parties similaires, chaque demi-profil (droite et gauche) est traité séparément.

Dans un premier temps, nous supposons la section efficace de diffusion Rayleigh constante partout dans l'écoulement et égale à celle de l'air: $\sigma(r)=\sigma_{\text{air}}$.

Nous obtenons alors à l'aide de la relation III.10. une première approximation du profil de température.

Le maximum de température permet alors de choisir dans la bibliothèque la courbe $Z=f(T)^*$. Ensuite, grâce au profil instantané Rayleigh (Fig.11), il est possible de déterminer dans quelle partie de l'écoulement on se trouve (riche en fuel, entre les deux fronts de flamme, ou pauvre à l'extérieur). Ceci permet alors de travailler sur la branche riche ou la branche pauvre de la courbe $Z=f(T)$.

On obtient alors le profil de la fraction de mélange correspondant.

A l'aide du profil de température et des relations III.11, III.12, III.13 et III.14, on obtient les fractions massiques des espèces principales.

On en déduit alors une première approximation du profil de section efficace:

$$\sigma = \sum_i \chi_i \sigma_i$$

* Dans le cas où la température crête est inférieure à la température d'extinction prévue par Dixon-Lewis ou bien supérieure à la température adiabatique, nous avons simplement prolongé la bibliothèque de part et d'autre des bornes pour lesquelles elle avait été initialement construite. Pour les basses températures, nous avons conservé la même bibliothèque en éliminant la borne d'extinction. Pour les hautes températures, nous avons utilisé la bibliothèque des flammes en "V", en supposant que la nouvelle température adiabatique est le maximum de température mesurée.

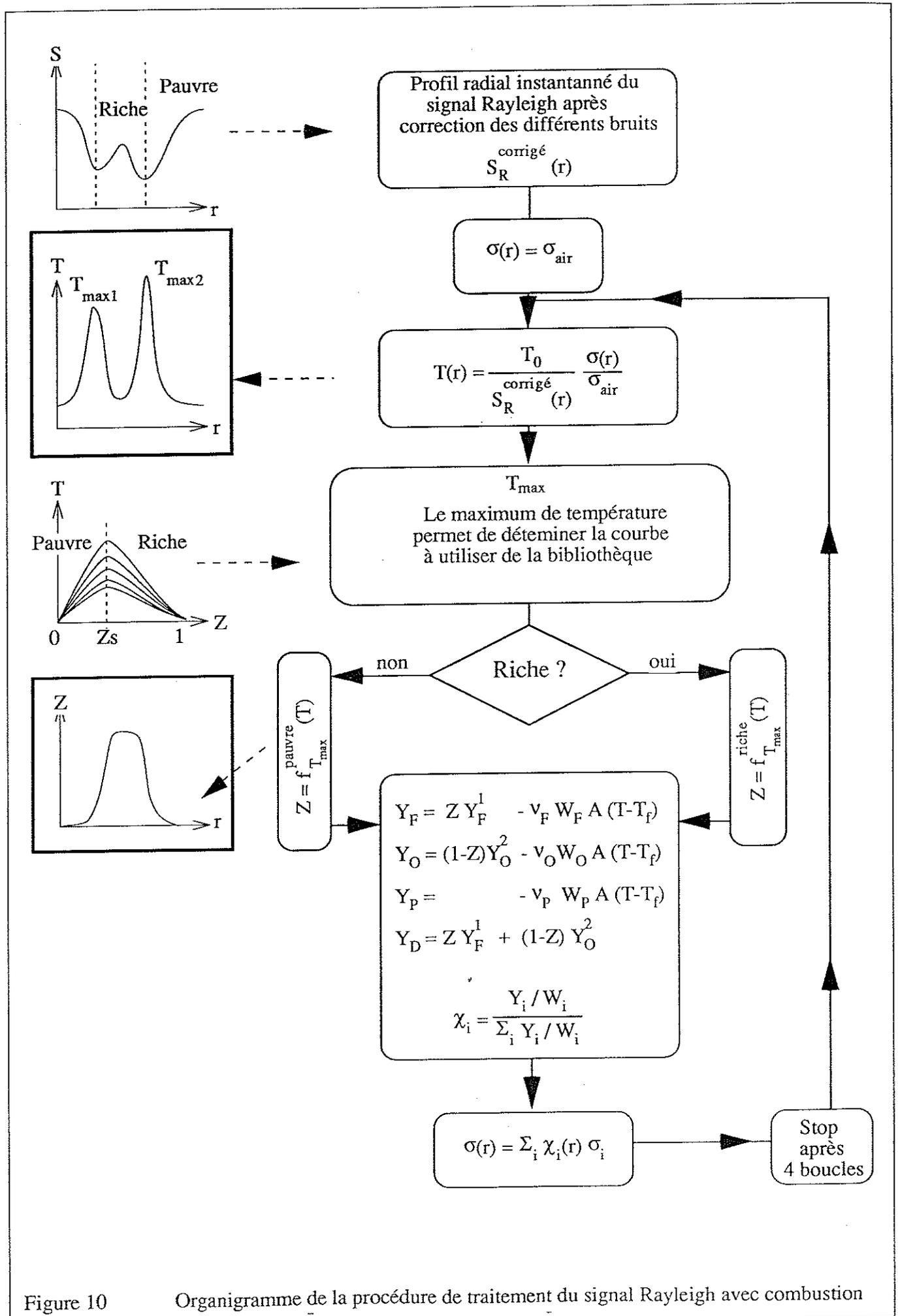


Figure 10 Organigramme de la procédure de traitement du signal Rayleigh avec combustion

Ce profil est alors réinjecté au début de l'algorithme et on recommence le même processus jusqu'à ce que le profil de température converge.

Cette convergence est relativement rapide à atteindre car au bout de trois ou quatre boucles, la température est à moins de 1K de la température finale.

Le temps de calcul pour un profil complet est de l'ordre de 5s. Il pourrait, à l'aide d'un ordinateur plus puissant être exécuté en temps réel entre deux tirs laser.

Une légère critique peut être formulée sur cet algorithme. Pour effectuer le passage Température → Fraction de Mélange à l'aide de la bibliothèque, il faut connaître localement le taux d'étirement. Malheureusement, on ne peut le déduire indirectement qu'à la stœchiométrie à l'aide de la température maximum. Il est donc choisi, faute de mieux, constant sur un demi profil.

Cet algorithme, outre le profil instantané de température, nous fournit le profil instantané de la fraction de mélange, le profil instantané de la masse volumique et les profils instantanés des concentrations des espèces principales qui sont néanmoins discutables (car dépendant très fortement de la bibliothèque et des équations III.11 à III.14).

III-5. Résultats bruts

Sur la figure 11, nous présentons un exemple de signal instantané de diffusion Rayleigh après correction des bruits.

Les profils de température déduits de ce signal sont tracés sur la figure 12.

* En pointillé, le profil après une boucle de calcul, c'est à dire en supposant la section efficace de diffusion constante et partout égale à celle de l'air ($\sigma(r) = \sigma_{\text{air}}$).

** En trait plein, le profil corrigé (après quatre boucles de calcul).

On remarque que la correction apportée par notre algorithme s'effectue essentiellement dans la partie centrale du jet (partie riche), ce qui est normal puisque c'est là que la section efficace de diffusion est la plus différente de celle de l'air. Sur l'axe, la correction peut atteindre 200K. Au niveau du front de flamme, autour de la stœchiométrie, la correction n'est que de quelques dizaines de degré.

On peut remarquer (Fig 11) que malgré les niveaux semblables des signaux de Rayleigh des deux fronts de flamme, on obtient (Fig. 12) deux températures maximales assez différentes l'une de l'autre.

Ceci est dû au fait que la température est inversement proportionnelle au signal Rayleigh, et donc quand le signal tend vers zéro, une petite différence peut entraîner un écart en température. Cela est un inconvénient de la méthode, car aux fortes températures, la moindre incertitude sur le signal et sur le bruit qui lui a été soustrait peut entraîner une grande erreur sur la détermination de la température.

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta S}{S} \approx 15\% \quad \text{à la stœchiométrie où l'incertitude est la plus grande}$$

Cette méthode ne sera donc pas applicable à des mesures de température de plus de 2500K.

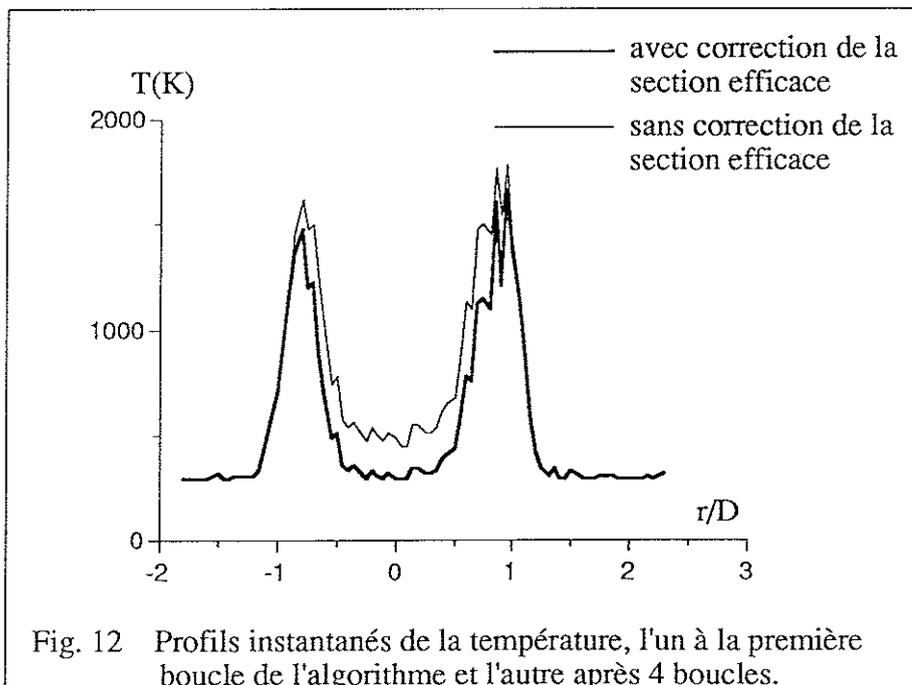
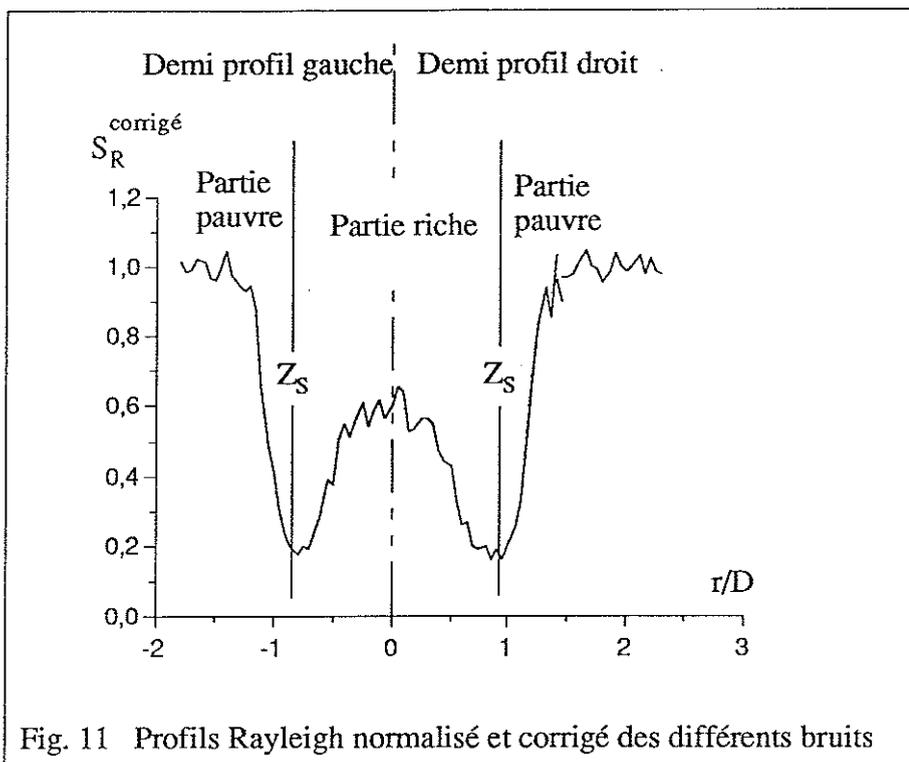
Le profil de fraction de mélange correspondant se trouve figure 13.

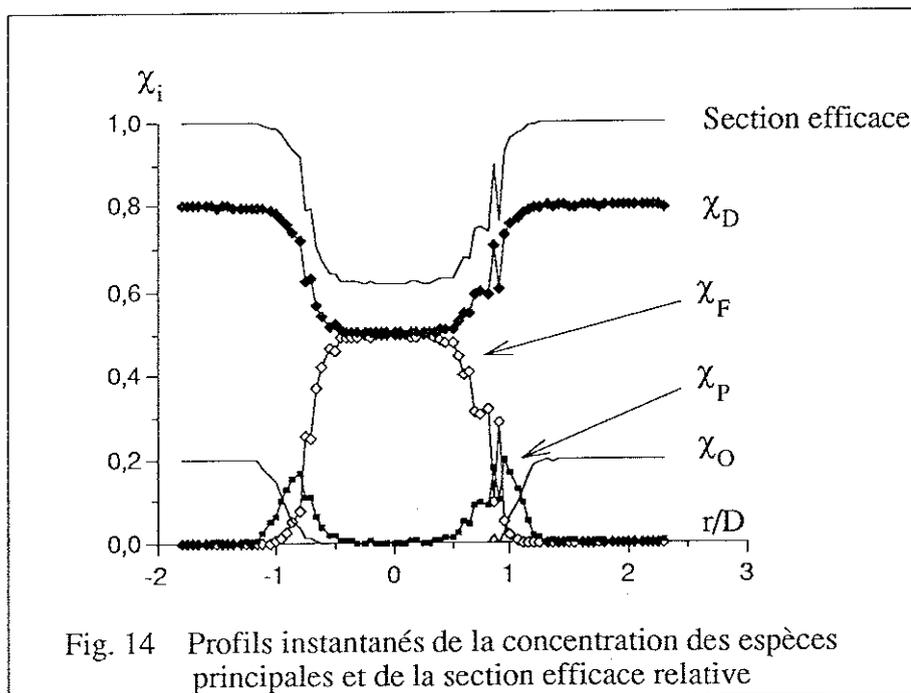
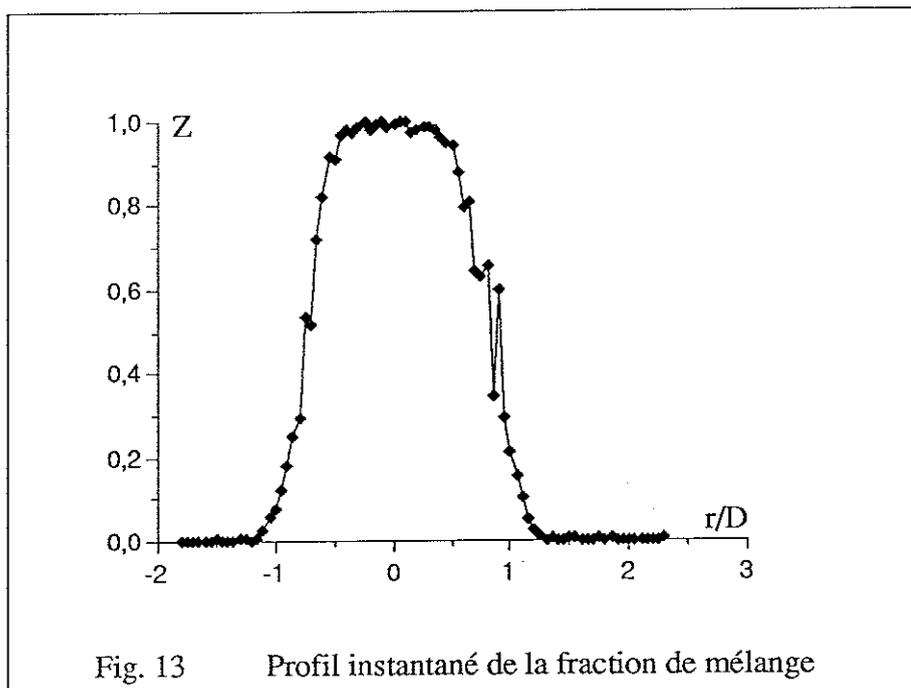
Sur la Fig.14, sont présentés les profils de concentration de chaque espèce qui ont permis le calcul de la section efficace de diffusion Rayleigh. On peut y remarquer notamment la coexistence du fuel et de l'oxydant dans le front de flamme, ce qui n'aurait pas pu avoir lieu avec les hypothèses d'une flamme infiniment mince.

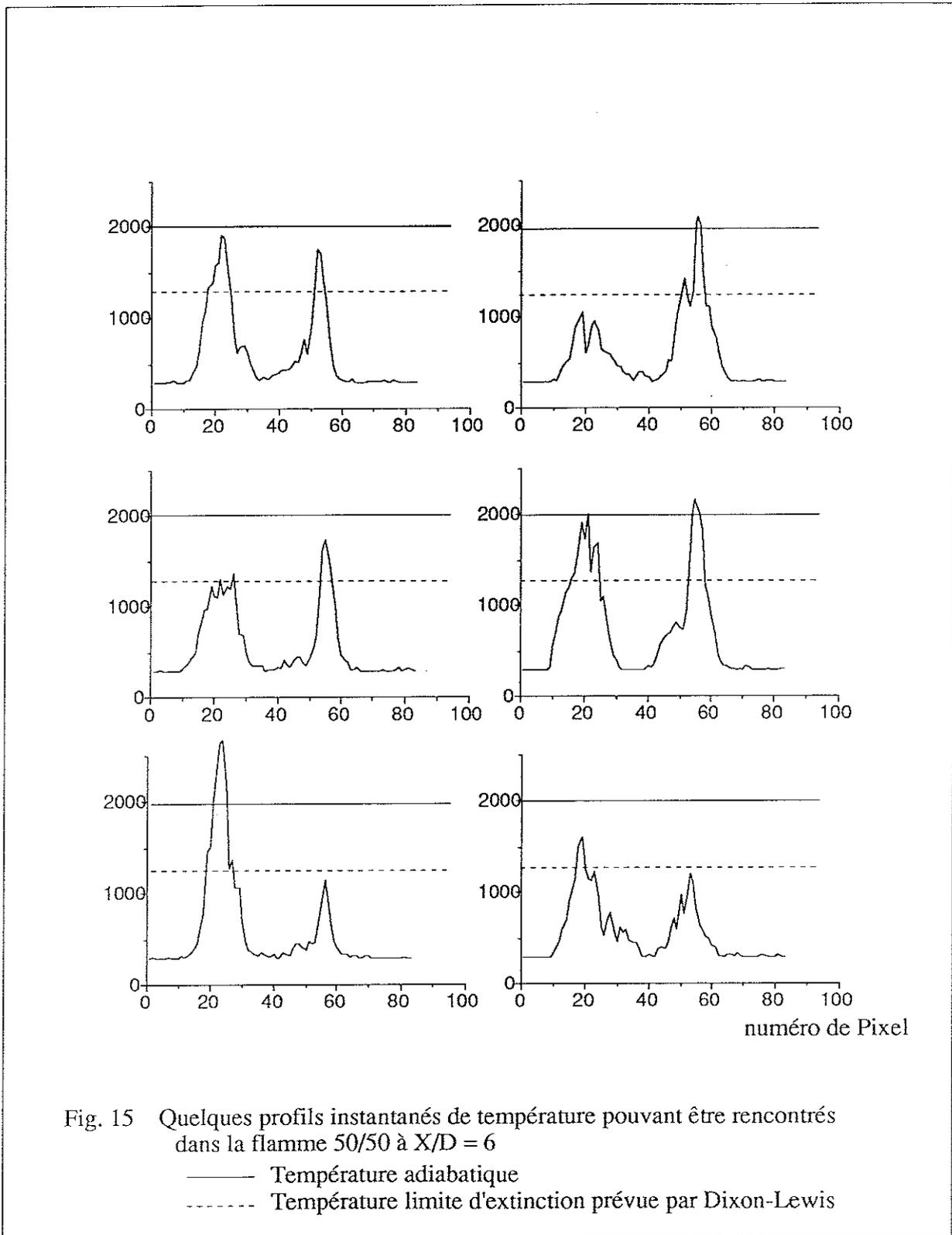
On a représenté Fig.15 quelques profils instantanés de température montrant les différents types de profils rencontrés dans la flamme. Nous pouvons rencontrer des profils très symétriques, ou bien très dissymétriques, soit en hauteur de pic, soit en largeur.

On remarque qu'il existe des pics de température se situant bien en dessous de la température limite d'extinction prévue par Dixon-Lewis.

Nous avons rencontré aussi des profils qui dépassaient la température adiabatique. On a pu expliquer ces derniers dépassements d'une part par l'incertitude plus importante sur la mesure des hautes températures et d'autre part par un "préchauffage" de la flammelette avant son allumage. Cependant, dans ce cas, on ne peut plus réellement parler de flamme de diffusion car il y aurait eu un prémélange partiel.







III.6. Sensibilité à la bibliothèque

Nous avons testé la sensibilité des résultats à la bibliothèque de courbes T-Z que nous avons utilisée dans l'algorithme (les courbes en "V" et les "Astroïdes").

Sur la figure 16, on peut constater que les profils instantanés de T sont modifiés, sauf évidemment à la stœchiométrie et aux bornes ($Z=0$, $Z=1$) où nous avons imposé les valeurs données par les bibliothèques. La même constatation peut être faite sur les profils instantanés de Z (Figure 17).

Les profils moyens de température et de la fraction de mélange sont eux insensibles à la nature de la bibliothèque choisie; on observe alors (figure 18) un très bon accord entre les profils moyens de Z calculés avec les différentes librairies de flammelettes et celui mesuré par la technique de diffusion de Mie précédemment décrite.

Ce bon accord sur les profils moyens de fraction de mélange prouve la validité (au moins en moyenne) de l'utilisation d'une bibliothèque de flammelettes pour déterminer la fraction de mélange. Cet accord, contrairement aux résultats sur la température pour lesquels la bibliothèque n'apporte qu'un élément correctif, nous paraissait à priori assez discutable étant donné que Z dépend fortement de la librairie dans l'algorithme.

Dans la suite de ce chapitre, nous utiliseront les bibliothèques "Astroïdes" plutôt que celles en "V", car il nous semble plus vraisemblable qu'à la stœchiométrie le taux de réaction ne soit pas infini.

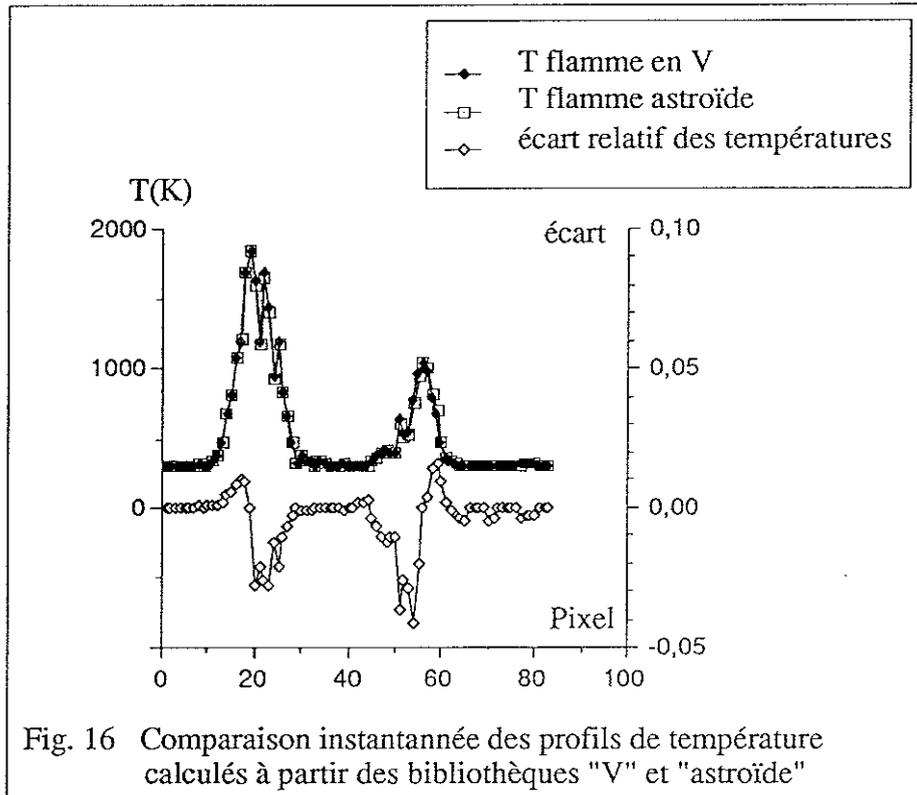


Fig. 16 Comparaison instantannée des profils de température calculés à partir des bibliothèques "V" et "astroïde"

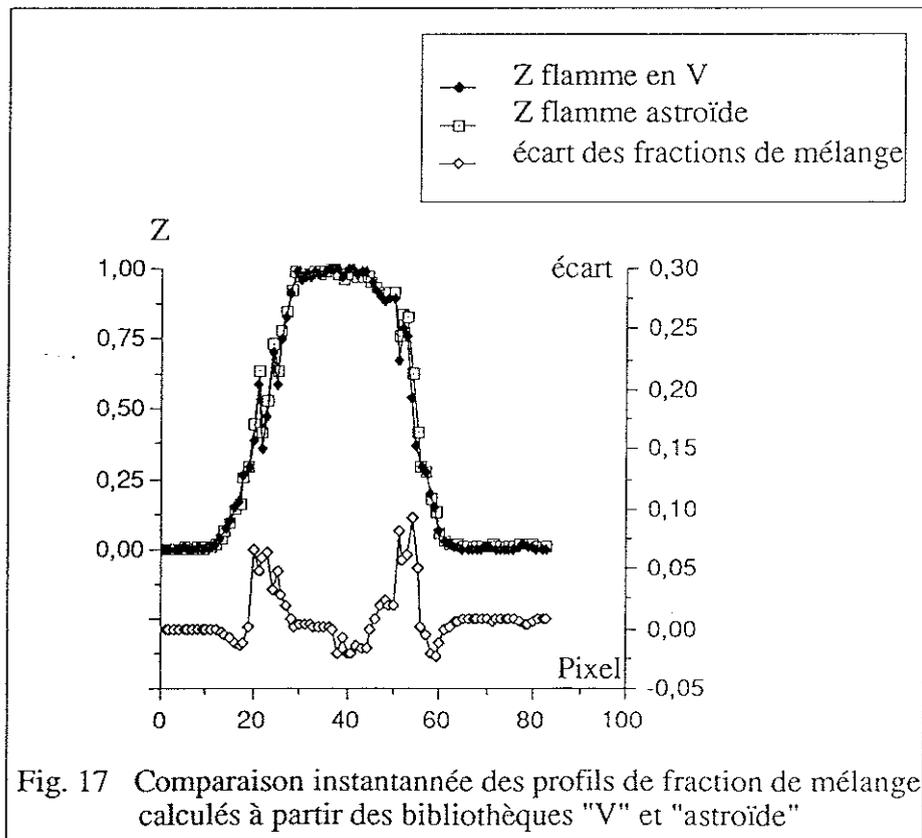
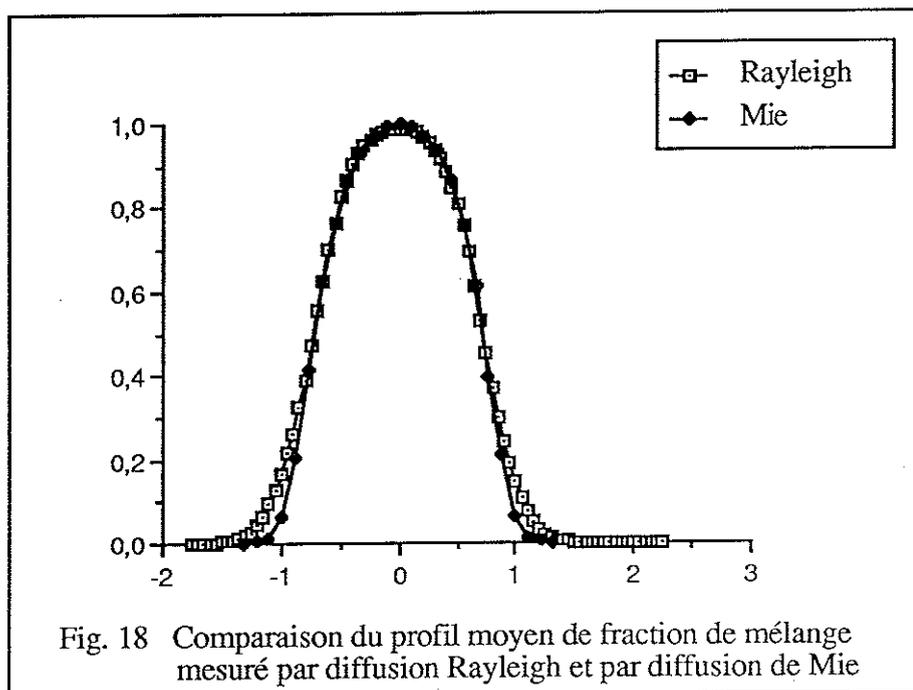


Fig. 17 Comparaison instantannée des profils de fraction de mélange calculés à partir des bibliothèques "V" et "astroïde"



III.7. Traitement du signal sans combustion

Dans le cas d'un écoulement sans réaction, le traitement du signal de diffusion est beaucoup plus simple. La section efficace globale Rayleigh ne dépend que du mélange, et dans le cas d'un écoulement isotherme, le signal s'écrit :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0}$$

En faisant l'hypothèse d'un coefficient de diffusion unique pour toutes les espèces, on peut alors définir partout dans l'écoulement une section efficace globale Rayleigh et une masse molaire pour le "fuel" composé d'un mélange d'hydrogène et d'azote. Il en est de même pour l'air:

$$\sigma_{\text{fuel}} = \sigma_1 = \chi_{\text{H}_2}^{\text{fuel}} \sigma_{\text{H}_2} + \chi_{\text{N}_2}^{\text{fuel}} \sigma_{\text{N}_2}$$

$$W_{\text{fuel}} = W_1 = \chi_{\text{H}_2}^{\text{fuel}} W_{\text{H}_2} + \chi_{\text{N}_2}^{\text{fuel}} W_{\text{N}_2}$$

$$\sigma_{\text{air}} = \sigma_2 = \chi_{\text{O}_2}^{\text{air}} \sigma_{\text{O}_2} + \chi_{\text{N}_2}^{\text{air}} \sigma_{\text{N}_2}$$

$$W_{\text{air}} = W_2 = \chi_{\text{O}_2}^{\text{air}} W_{\text{O}_2} + \chi_{\text{N}_2}^{\text{air}} W_{\text{N}_2}$$

La section efficace globale au point de mesure s'écrit :

$$\sigma = \chi_1 \sigma_1 + \chi_2 \sigma_2$$

Le signal de mesure étant référencé avec celui mesuré simultanément à la périphérie dans l'air pur ($\sigma_0 = \sigma_2$), alors:

$$\frac{I}{I_0} = \chi_1 \frac{\sigma_1}{\sigma_0} + \chi_2$$

De plus, $\chi_1 + \chi_2 = 1$

D'où :

$$\chi_1 = \frac{1 - \frac{I}{I_0}}{1 - \frac{\sigma_1}{\sigma_0}}$$

La fraction de mélange s'écrit:

$$Z = \frac{\chi_1 W_1}{\chi_1 W_1 + \chi_2 W_2}$$

D'où:

$$Z = \frac{W_1}{W_1 - W_2 + W_2 \frac{1 - \sigma_1 / \sigma_2}{1 - I / I_0}}$$

La faible différence de section efficace entre le fuel et l'air (0.7 et 1) rend la mesure de la fraction de mélange délicate. En effet, la moindre incorrection dans la mesure du bruit peut faire varier de façon notable la mesure de Z.

Cette sensibilité rendra les mesures de fluctuations très discutables surtout au ras du brûleur, au-dessus du jet fuel où l'on arrive parfois à mesurer des fractions de mélange supérieures à 1.

Il faudrait, pour contourner ce problème, avoir deux gaz de sections efficaces très différentes (par exemple, air/C₂H₆).

III.8. Analyse statistique des résultats

III.8.1. Profils moyens et fluctuations

Sur les figures 19, 20, 21 et 22, nous avons tracé les profils des valeurs moyennes de Z et de T ainsi que les profils correspondants des fluctuations absolues ($\sqrt{Z'^2}$ et $\sqrt{T'^2}$).

Ces moyennes ont été effectuées à partir de 700 profils Rayleigh instantanés dans les deux flammes étudiées. De façon classique, les maxima de fluctuations sont situés à l'inflexion des profils moyens correspondants, là où la pente est maximale. Les profils moyens de la fraction de mélange s'élargissent quand on s'élève dans la flamme exactement comme cela avait été mesuré par la technique de diffusion de Mie (cf § II.6.1). Notons que les fluctuations absolues de la fraction de mélange sont légèrement plus importantes et localisées dans une zone plus étroite dans le cas de la flamme 50/50.

Les profils de température moyenne présentent deux pics qui s'écartent et s'élargissent quand on s'élève dans la flamme. Comme prévu, l'écartement est légèrement inférieur pour la flamme plus diluée mais l'élargissement des pics est le même pour les deux flammes. Les températures crêtes n'atteignent que 1500K dans

la flamme 50/50 et 1200K dans la flamme 32/68, alors que les températures adiabatiques sont de 1980K et 1650K respectivement. A ce premier niveau d'analyse effectuée dans le référentiel fixe du laboratoire, cet écart important pourrait être attribué (tout comme l'élargissement des pics moyens avec l'élévation) aux fluctuations de position du front de flamme sous l'action de la turbulence.

Dans les paragraphes suivants, nous développeront une analyse plus fine de nos profils instantanés où la position, la largeur et la température crête du front de flamme seront séparément étudiées en terme de distribution de probabilité.

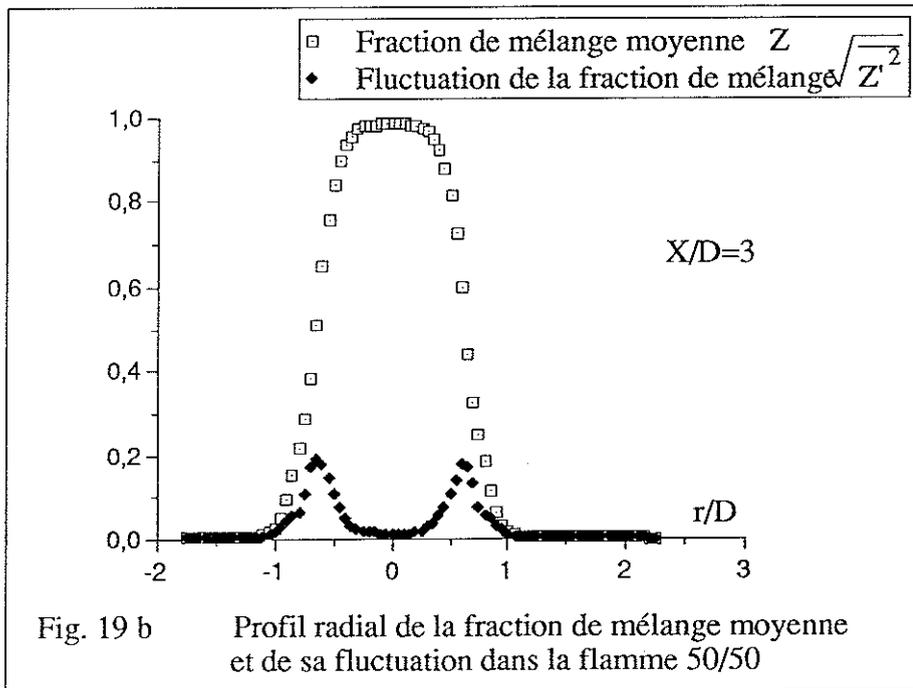
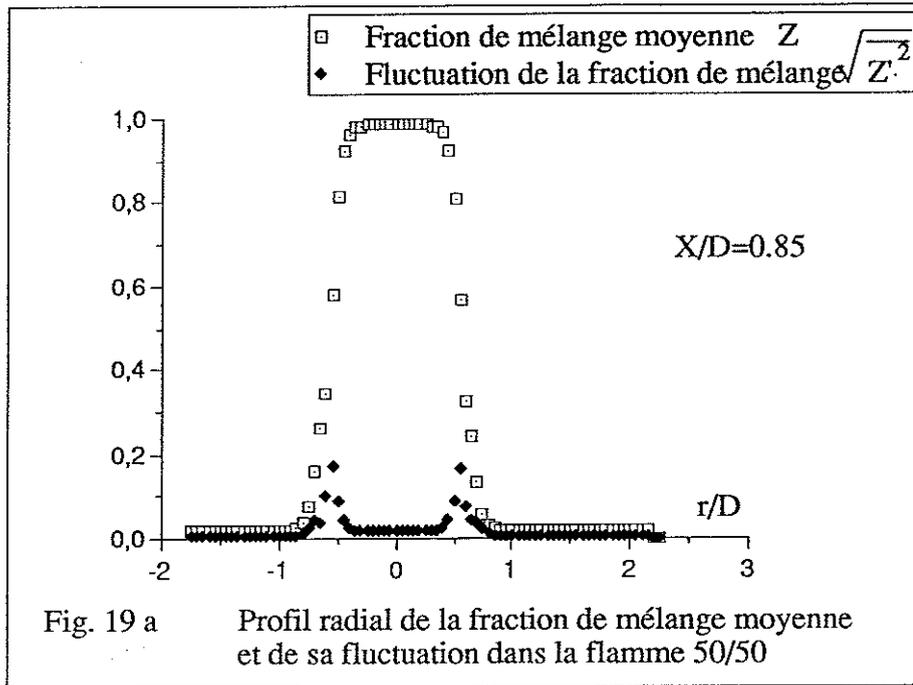
Nous avons voulu comparer (Fig. 23) les profils moyens de Z et de T selon que la moyenne est effectuée de manière classique (\bar{X}) ou est pondérée par la densité (Moyenne de Favre \tilde{X}). Les deux profils moyens de fraction de mélange sont légèrement différents, mais ils coïncident parfaitement à la stœchiométrie. Cela provient de l'utilisation de la bibliothèque, dans laquelle Z prend toujours la valeur Z_S au minimum de densité. Dans le cas d'une flamme infiniment mince (pour simplifier le raisonnement), Z est une fonction linéaire, croissante ou décroissante de la densité selon que l'on se trouve dans la partie riche ou pauvre respectivement, de sorte que :

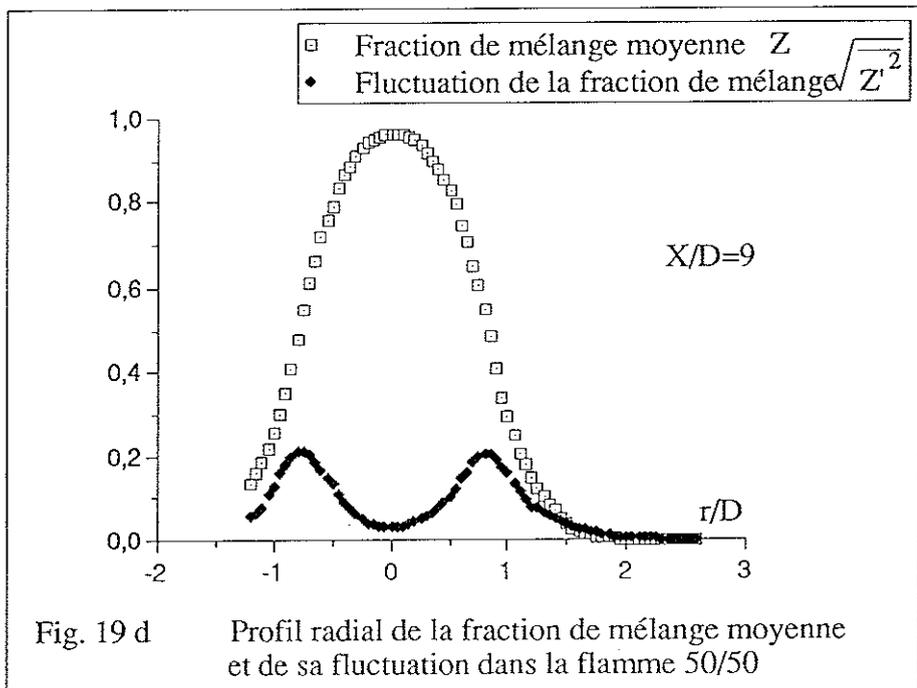
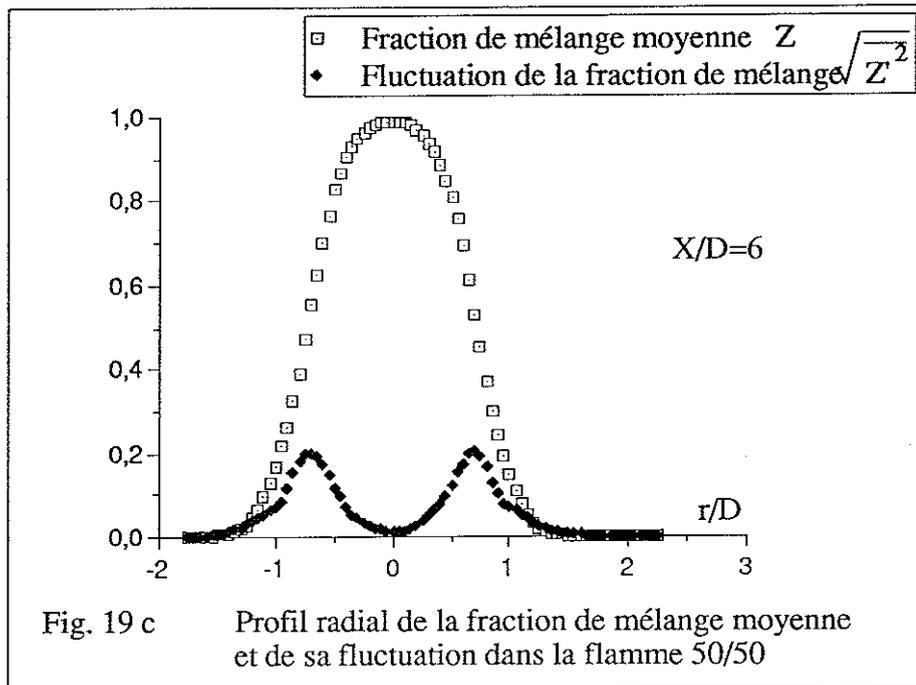
$$\begin{aligned} \text{pour la partie pauvre} \quad \tilde{Z} &= \bar{Z} - \frac{Z_S \bar{\rho}}{\rho_2 - \rho_S} \frac{\overline{\rho'^2}}{\bar{\rho}^2} \\ \text{pour la partie riche} \quad \tilde{Z} &= \bar{Z} + \frac{(1-Z_S) \bar{\rho}}{\rho_2 - \rho_S} \frac{\overline{\rho'^2}}{\bar{\rho}^2} \end{aligned}$$

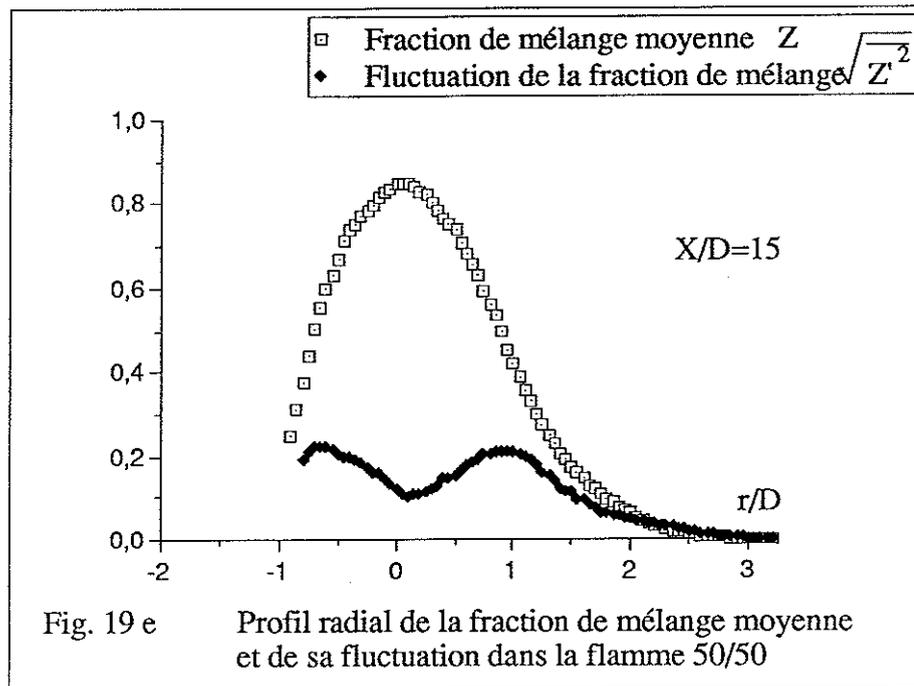
Nous vérifions bien sur la figure 23, que $\tilde{Z} < \bar{Z}$ pour $Z < Z_S$ et que $\tilde{Z} > \bar{Z}$ pour $Z > Z_S$, sauf évidemment à la proximité de l'axe où $Z=1$

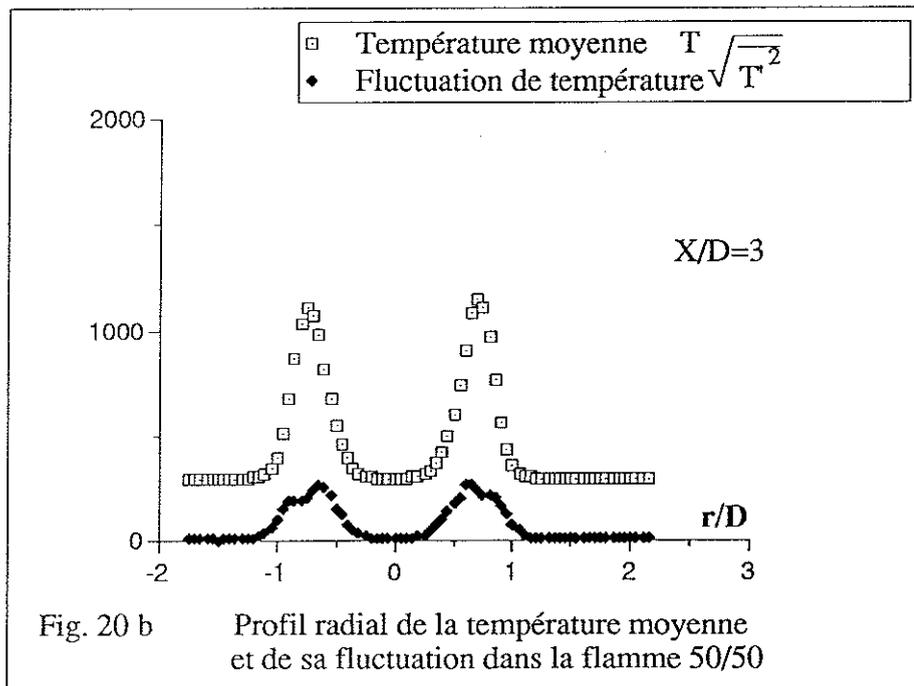
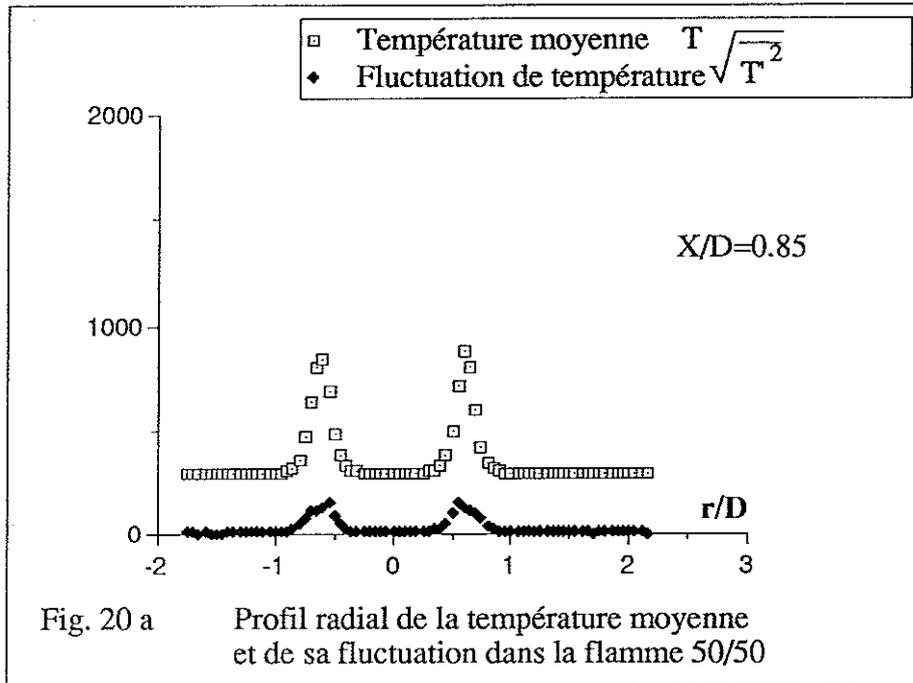
Remarquons de plus que l'écart entre les deux moyennes est plus important dans la partie riche que dans la partie pauvre, ce que nous expliquons en partie par le fait que $(1-Z_S)/Z_S \approx 2$

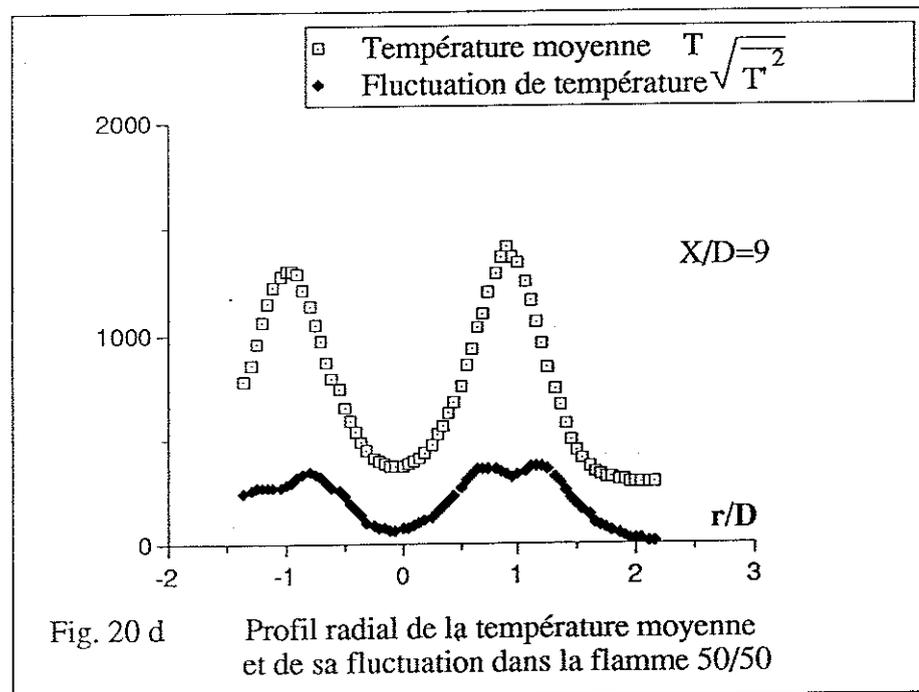
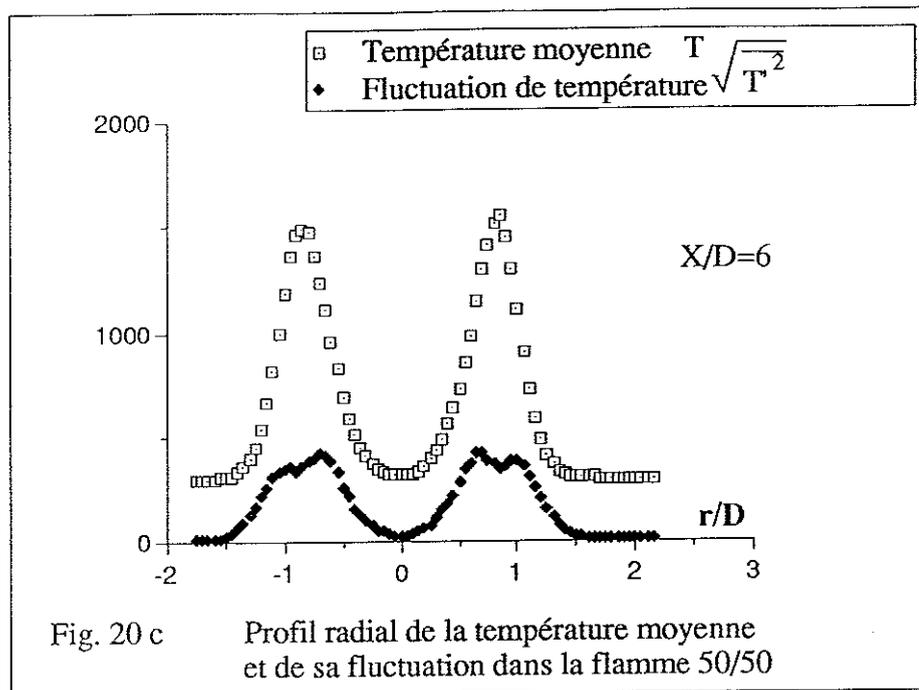
Les pics de \tilde{T} sont inférieurs aux pics de \bar{T} d'environ 100K, ce qui correspond bien en première approximation au résultat escompté en appliquant la relation $\tilde{T} = \bar{T} (1 - \overline{T'^2} / \bar{T}^2)$ où la masse moléculaire moyenne est supposée constante.

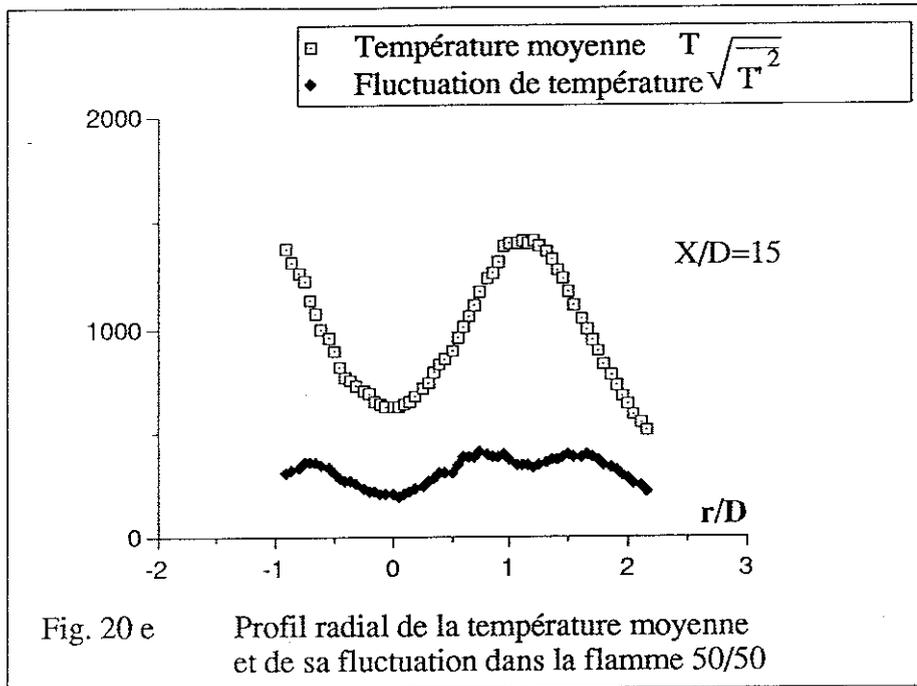


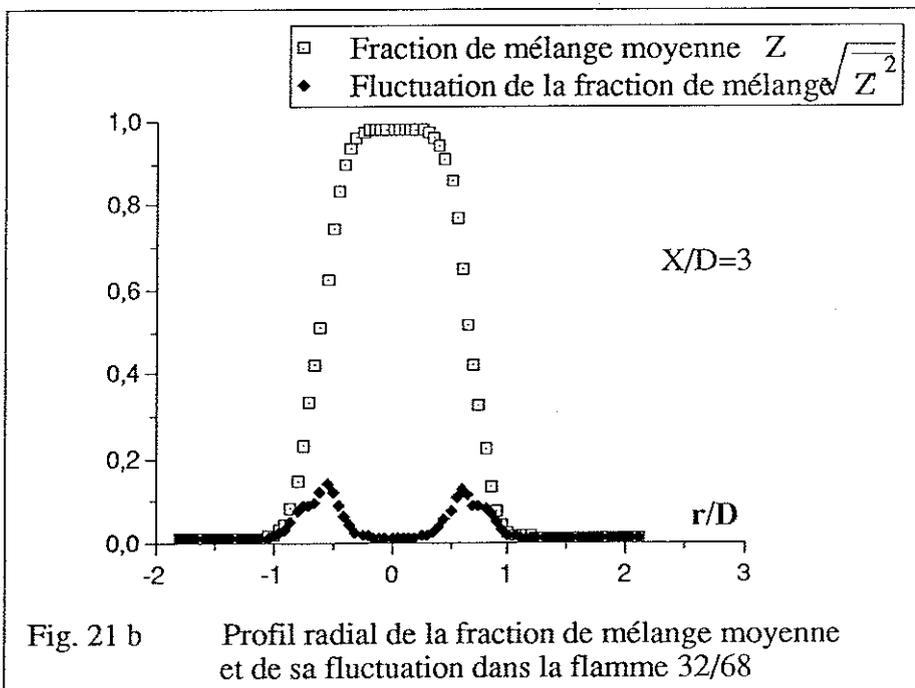
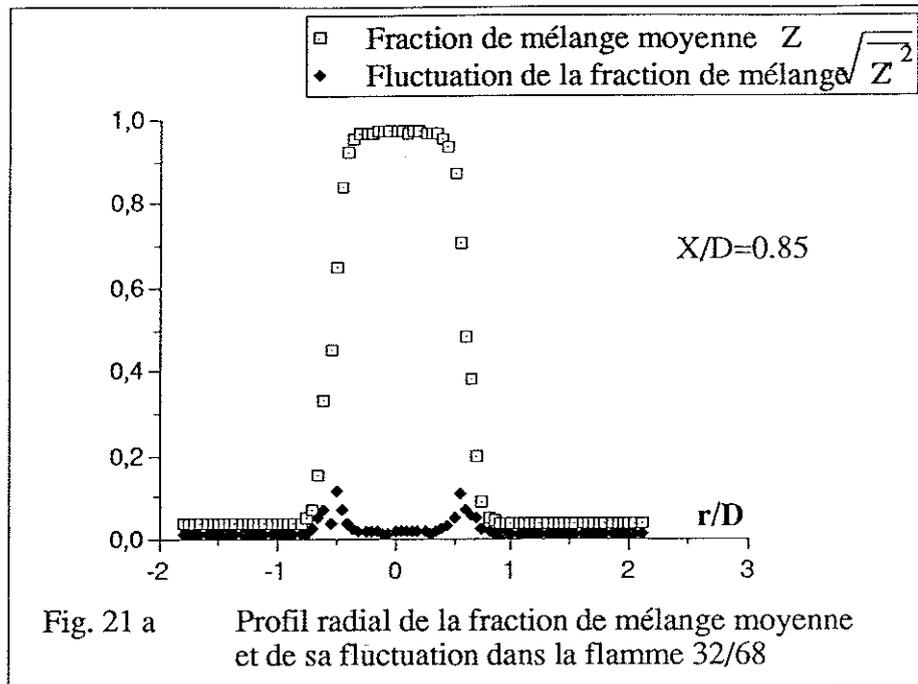


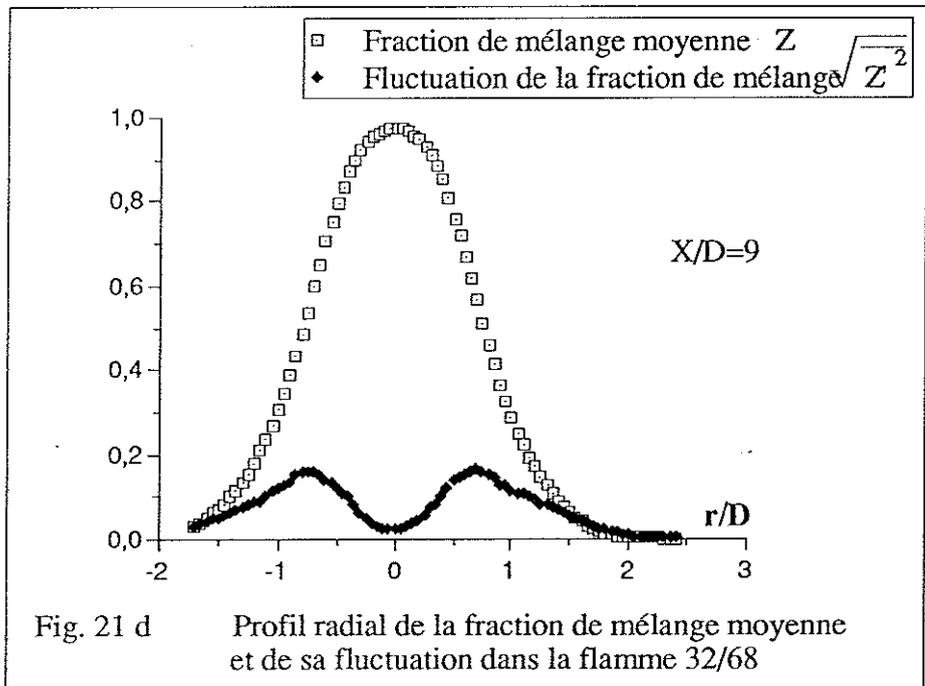
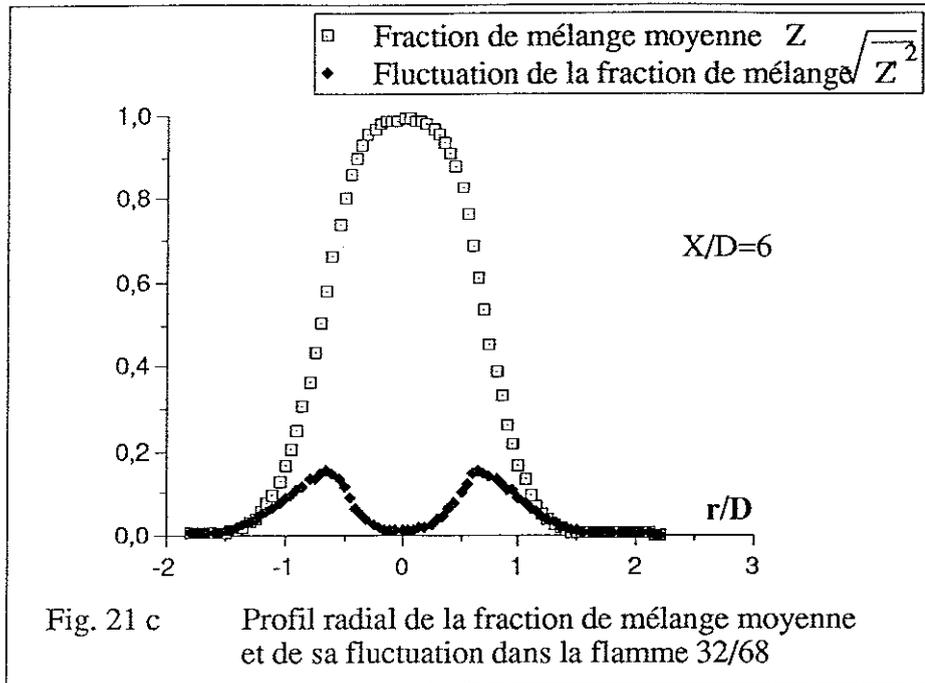


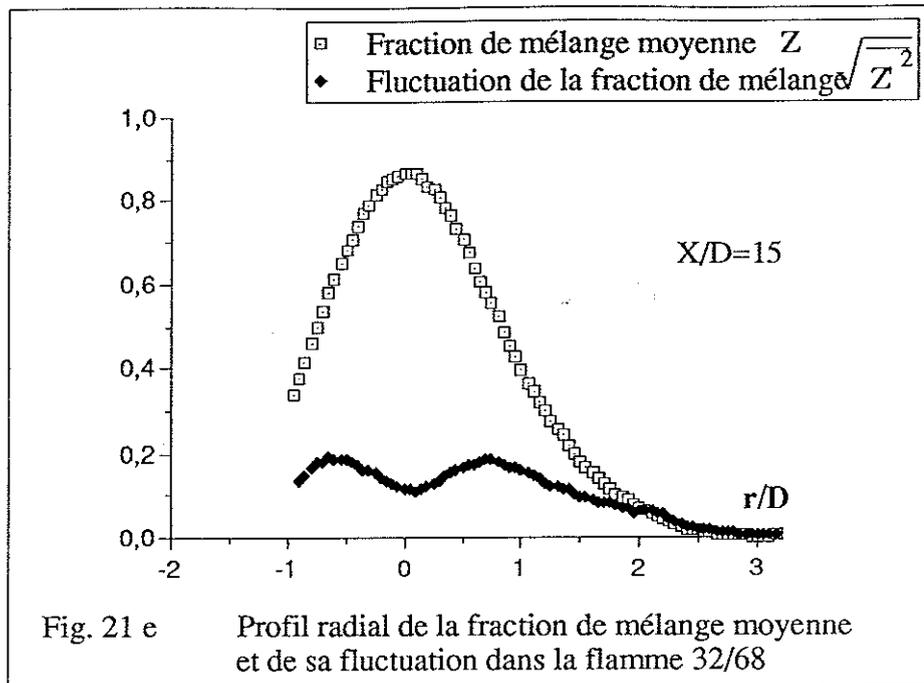


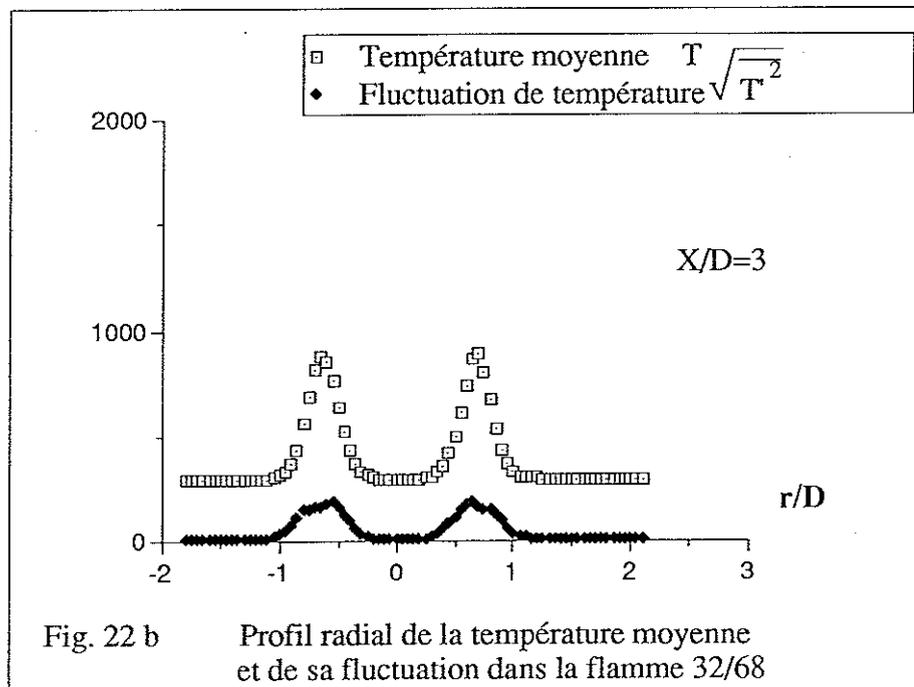
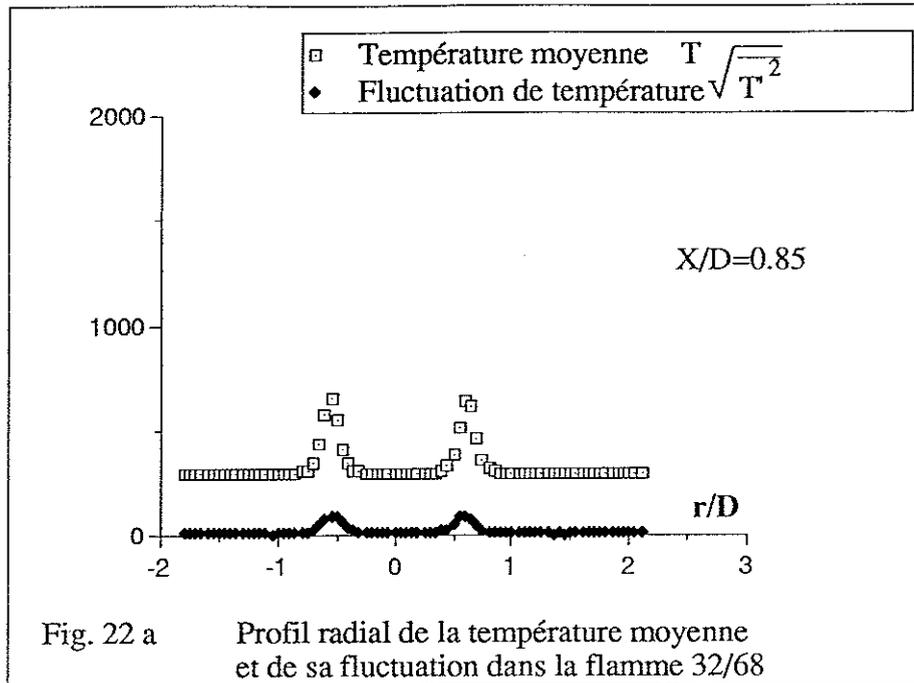


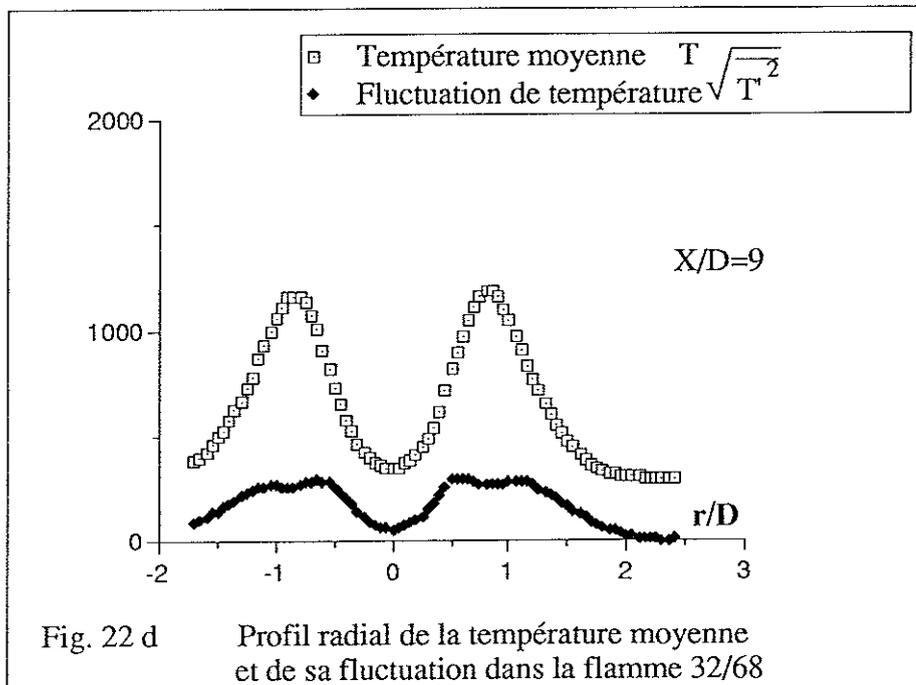
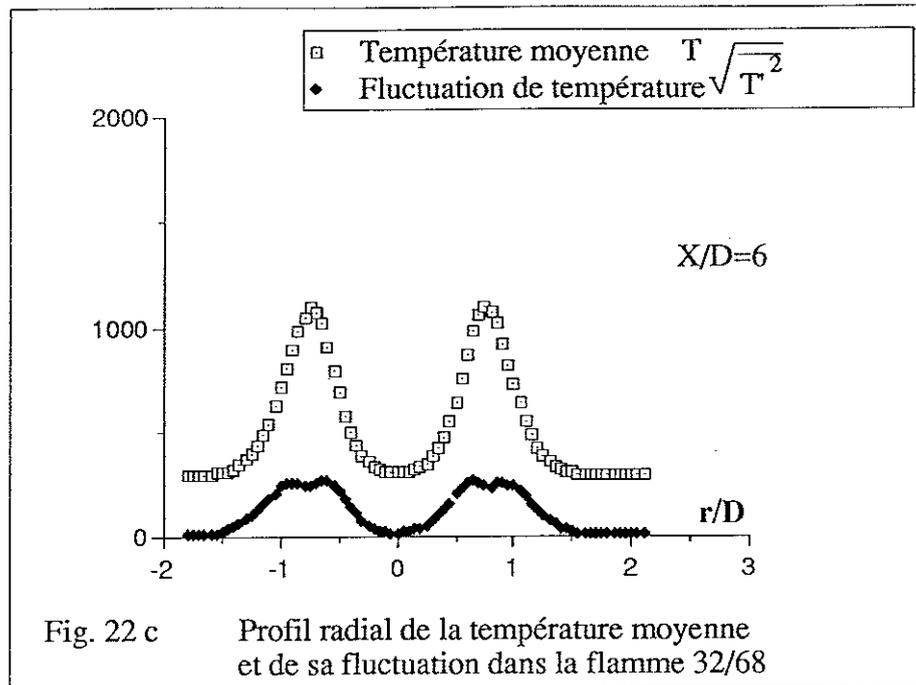


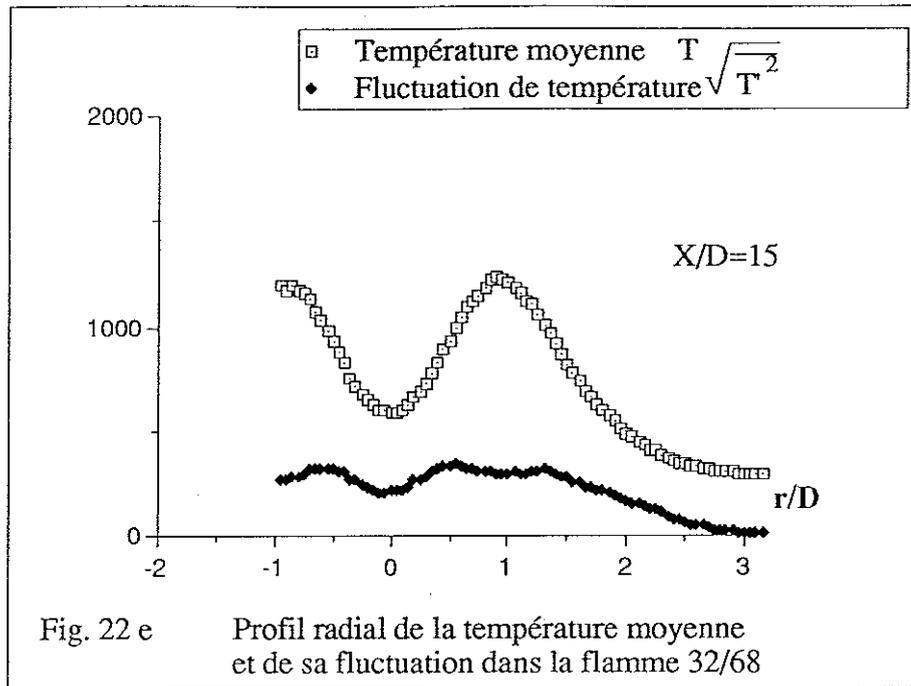












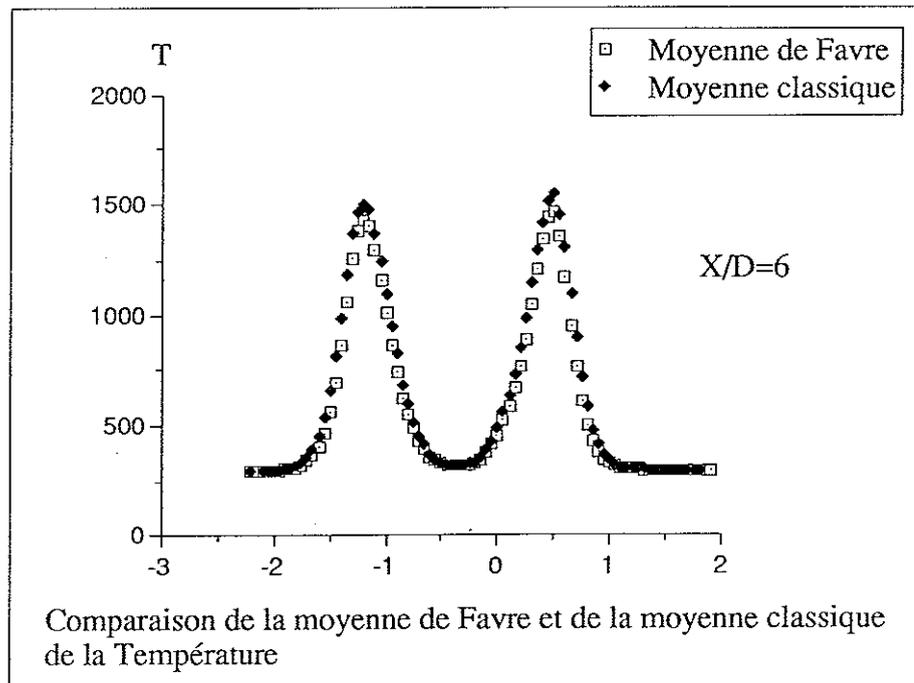
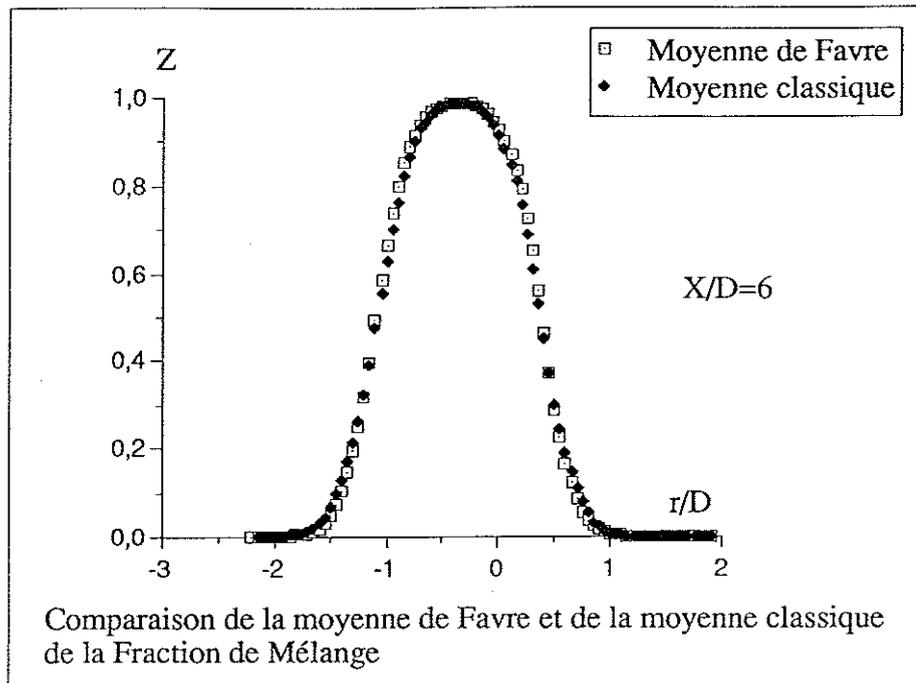


Fig. 23

III. 8.2. Distributions radiales de la position des fronts de flamme

Ayant enregistré la position des maxima de température sur chaque profil instantané, nous avons tracé sur la Fig. 24 les distributions (PDF) de position radiale du front de flamme en fonction de la hauteur au-dessus du brûleur pour les deux flammes étudiées. Au ras du brûleur, la distribution est limitée à deux pics très fins qui s'écartent et s'élargissent quand on s'élève dans la flamme. L'écartement des pics est légèrement inférieur dans le cas de la flamme plus diluée, comme prévu, mais l'élargissement propre des pics est le même pour les deux flammes étudiées.

Sur la figure 25, nous avons comparé les évolutions des largeurs (à mi-hauteur) du pic de température moyenne et du pic de distribution des maxima instantanés quand on s'élève dans la flamme. On observe ainsi la contribution des fluctuations de position à l'élargissement moyen. Le résultat est pratiquement le même pour les deux flammes étudiées.

La fluctuation de position croît linéairement avec l'élévation alors que l'élargissement moyen s'amplifie plus vite. Ainsi, l'élargissement observé sur les pics de température moyenne est dû surtout à un élargissement réel des structures instantanées, et cela d'autant plus qu'on s'élève dans l'écoulement. Ce comportement est très différent de ce qui avait été observé à partir des profils instantanés de la fluorescence⁽¹²⁾ du radical OH dans la même flamme où la fluctuation de position du front de flamme radicalaire augmentait beaucoup plus vite avec l'élévation. La structure thermique est donc beaucoup moins agitée par la turbulence que la structure radicalaire, comme si son temps de réponse était plus long.

Par ailleurs, le coefficient de corrélation que nous avons calculé entre les positions simultanées des deux pics de température est pratiquement nul: notre écoulement réactif n'est donc pas le siège de modes vibratoires cohérents comme cela arrive parfois.

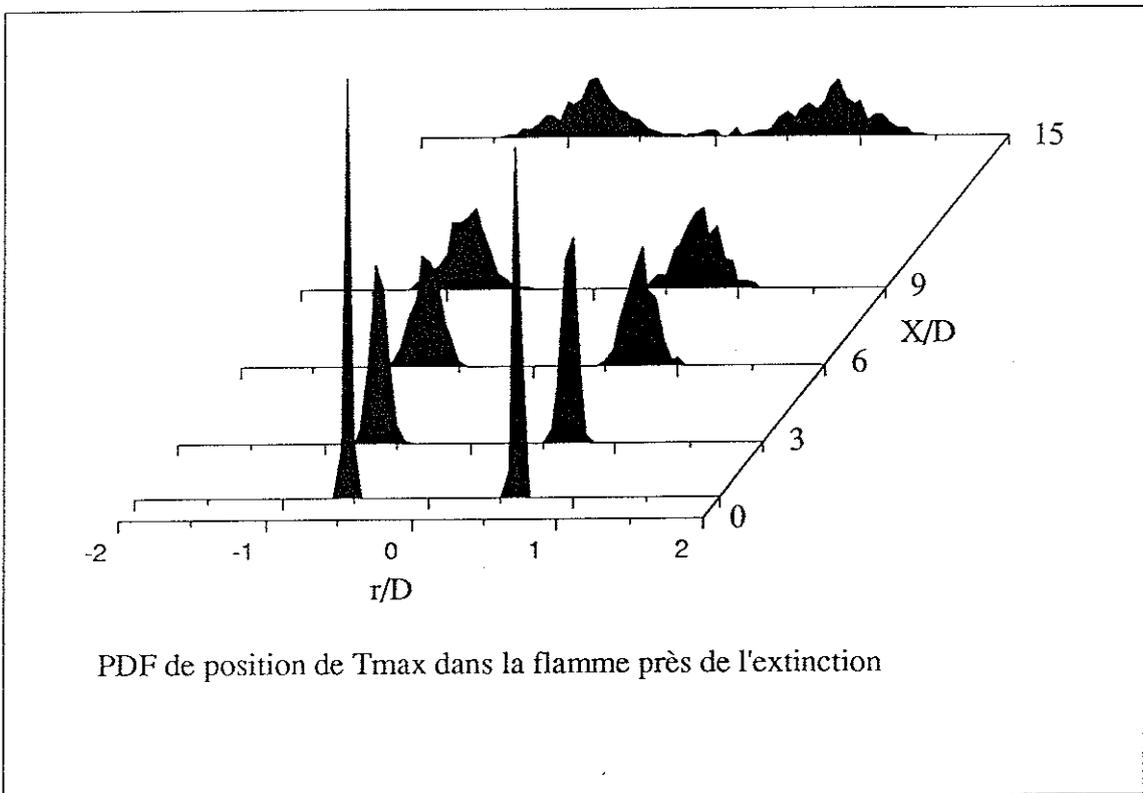
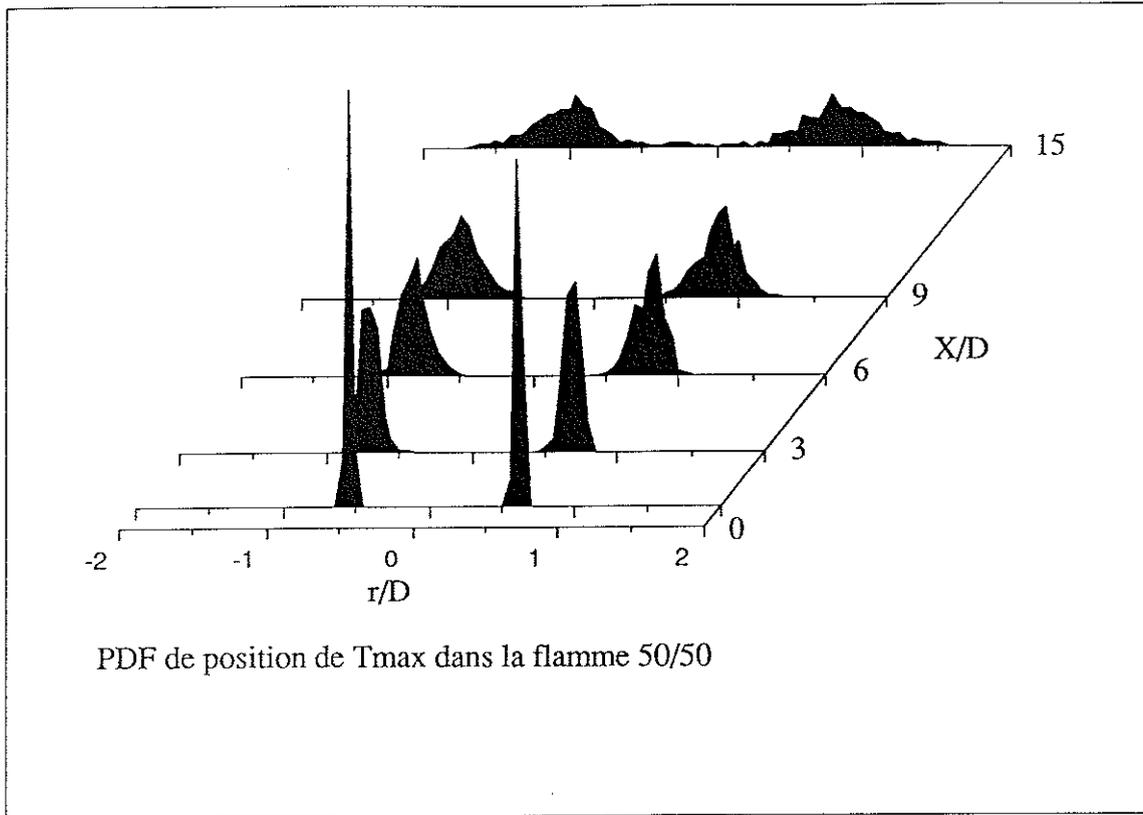
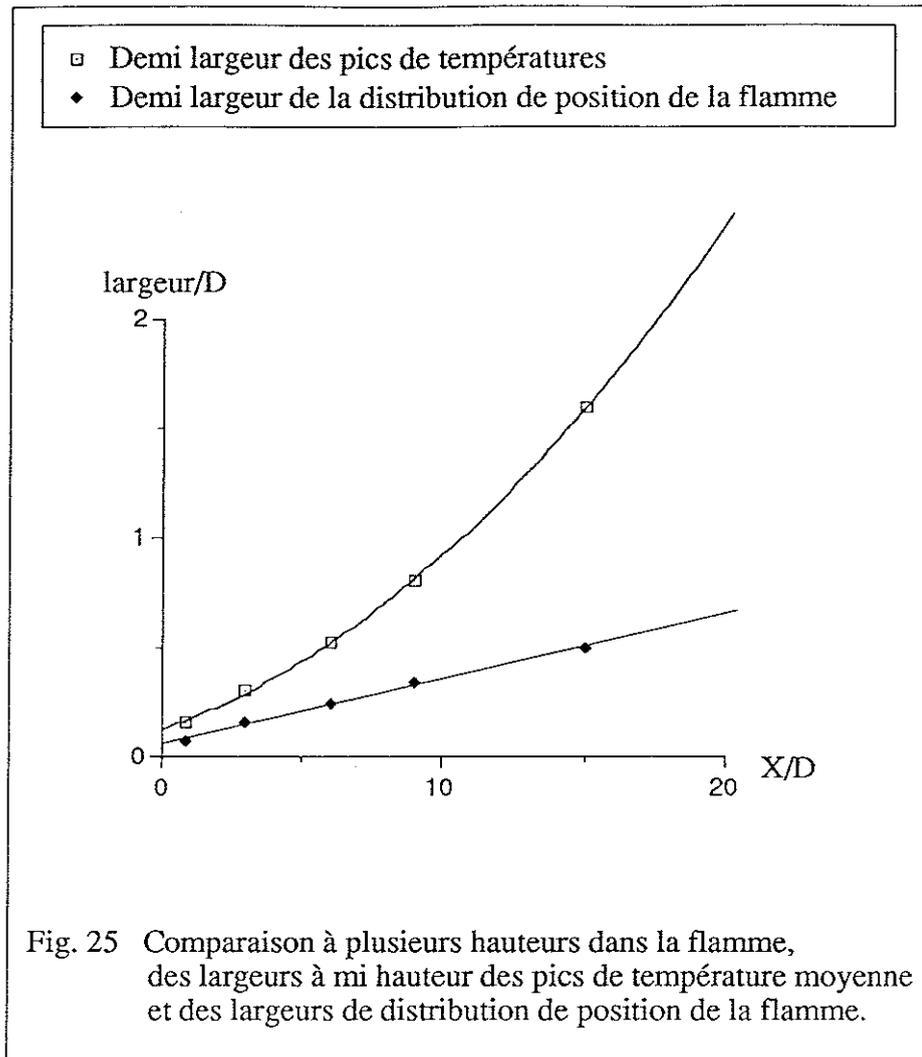


Fig. 24



III.8.3. Distributions des épaisseurs des fronts de flamme

Ayant enregistré les largeurs à mi-hauteur (à $T=T_0+(T_{\max}-T_0)/2$) des pics instantanés de température, nous avons tracé sur la figure 26 les distributions (PDF) de ces épaisseurs en fonction de la hauteur dans l'écoulement pour les deux flammes étudiées. Ces distributions sont légèrement dissymétriques et s'élargissent fortement quand on s'élève dans la flamme. Sur la figure 25, nous avons comparé l'évolution de cette largeur "propre" moyenne à celle de la largeur des pics de température moyenne quand on s'élève dans l'écoulement : les deux largeurs évoluent presque de la même façon, ce qui confirme que l'élargissement observé sur les profils moyens est essentiellement dû à un élargissement réel de la structure instantanée quand on s'élève dans l'écoulement. Ce comportement est, là encore, très différent de ce qui avait été observé pour les profils instantanés du radical OH : la largeur des pics était en moyenne trois fois plus faible et restait constante avec l'élévation. Finalement, la structure thermique se comporte un peu comme une enveloppe de la structure radicalaire.

Nos diverses investigations n'ont pas mis en évidence de corrélation notable entre les largeurs simultanées des deux pics de température ni entre la largeur, la hauteur et la position de ces pics.

III.8.4. Distributions des températures crêtes instantanées

Les distributions des températures crêtes instantanées sont présentées sur la figure 27 en fonction de l'élévation au-dessus du brûleur et pour les deux flammes étudiées. N'étant plus affectées par les fluctuations spatiales du front de flamme, les températures crêtes les plus probables sont évidemment supérieures aux températures moyennes maxima. Pour les deux flammes étudiées, on observe au bas du jet une distribution étroite se situant bien en dessous de la température d'extinction prévue par le programme de Dixon-Lewis.

La grande différence de vitesse entre les deux jets provoque un cisaillement important au ras du brûleur qui induit des taux d'étirement importants. Ce

phénomène provoque une augmentation du temps chimique par rapport au temps de mélange, et donc une diminution de la température de flamme.

Ce cisaillement diminuant évidemment lorsque l'on monte dans le jet, on peut remarquer que la distribution de température s'élargit et se déplace vers les hautes températures, pouvant même alors dépasser la température adiabatique, qui à priori, est la température maximale que l'on puisse rencontrer dans une flamme .

a. Basses températures crêtes

Les faibles valeurs de température crête nous ayant semblé suspectes, nous avons envisagé les diverses sources d'erreurs qui auraient pu les produire .

A cause de la procédure d'inversion, la précision est optimale pour les basses températures; si T est inférieure à 900K, alors l'incertitude est inférieure à 25K. D'autre part, les corrections de bruit effectuées sur le signal ont pour effet d'augmenter la température: elles ne peuvent donc pas expliquer ces faibles valeurs mesurées. Enfin, une mauvaise résolution spatiale du creux de diffusion Rayleigh pourrait éventuellement être une cause d'erreurs, mais la finesse des pics observés pour les hautes températures nous fait rejeter cette dernière hypothèse.

Finalement, nous sommes confiants dans nos mesures, et nous attribuons ces structures à faible température crête à des fronts de flammes instationnaires en voie d'extinction (ou de réallumage), comme cela pourrait se produire de façon intermittente quand le taux d'étirement a localement dépassé le seuil de stabilité, la chimie n'ayant plus le temps d'assurer la combustion. La flamme étant toujours globalement allumée, ces extinctions locales seraient alors suivies par des réallumages en mode de prémélange partiel. La possibilité de tels mécanismes locaux et intermittents avait été envisagée (et aussi mise en doute) par F. Williams⁽¹⁷⁾, mais il serait aussi difficile d'introduire ces processus instationnaires dans les modèles que de concevoir une expérience (à taux d'étirement modulable) capable de les mettre en évidence. Magre⁽¹⁸⁾ montre expérimentalement, pour une flamme "liftée" de méthane/air à faible nombre de Damköhler ($Da = 8$), qu'il n'existe que deux états possibles (pleinement allumée ou éteinte); il obtient comme PDF des températures crêtes une courbe à deux pics. Dans le cas de notre flamme, cet état bimodal n'existe pas et on peut observer que l'on passe d'une manière continue des basses aux hautes températures.

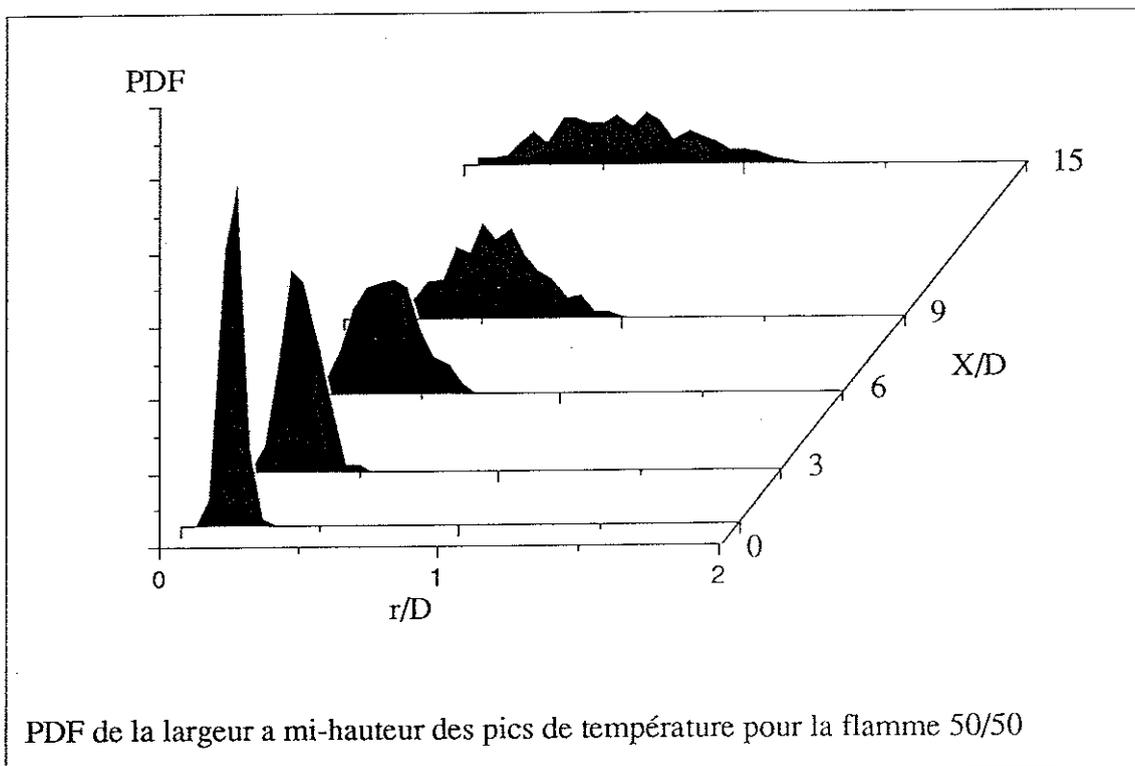
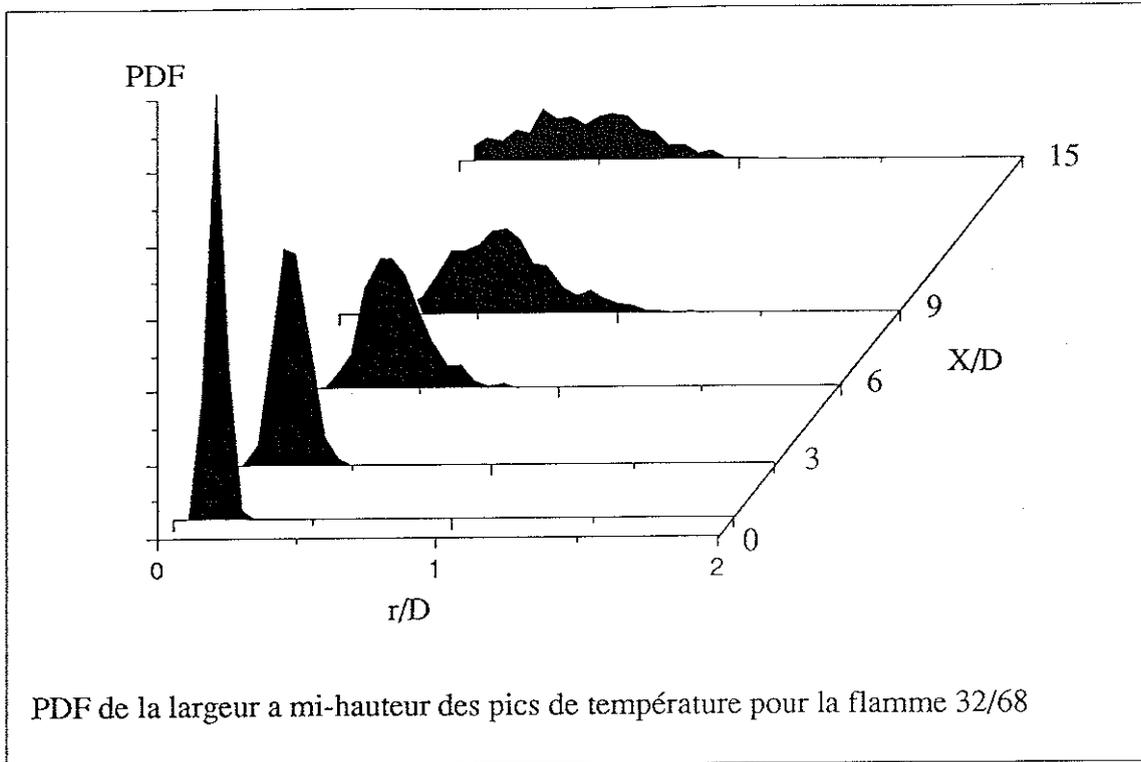


Fig. 26

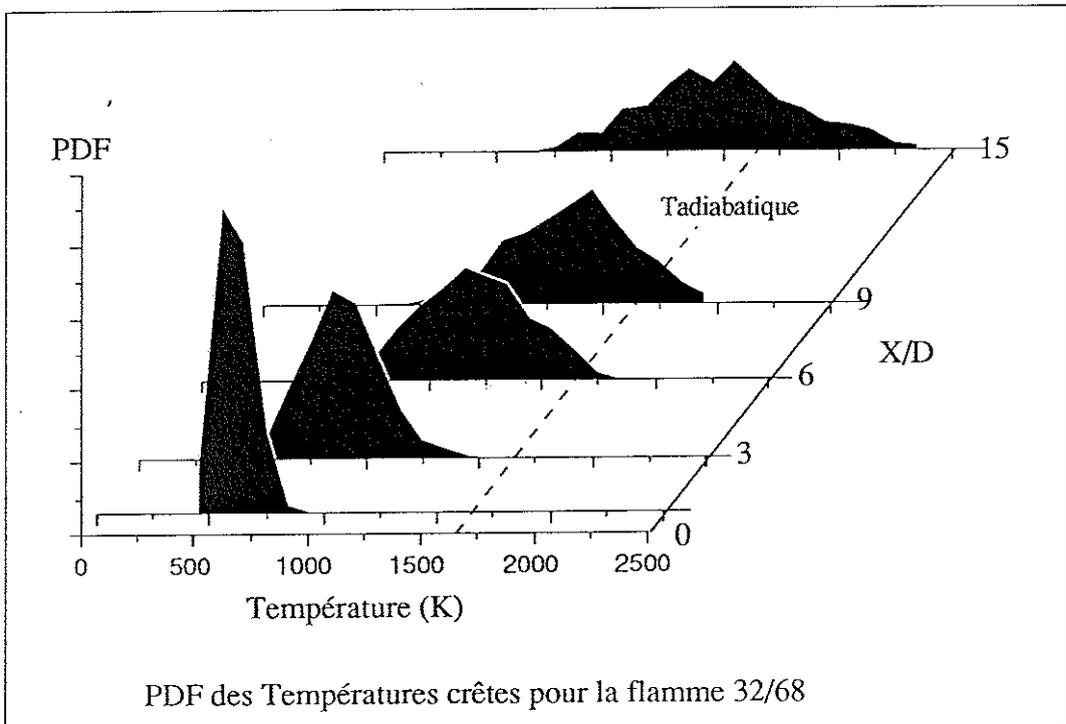
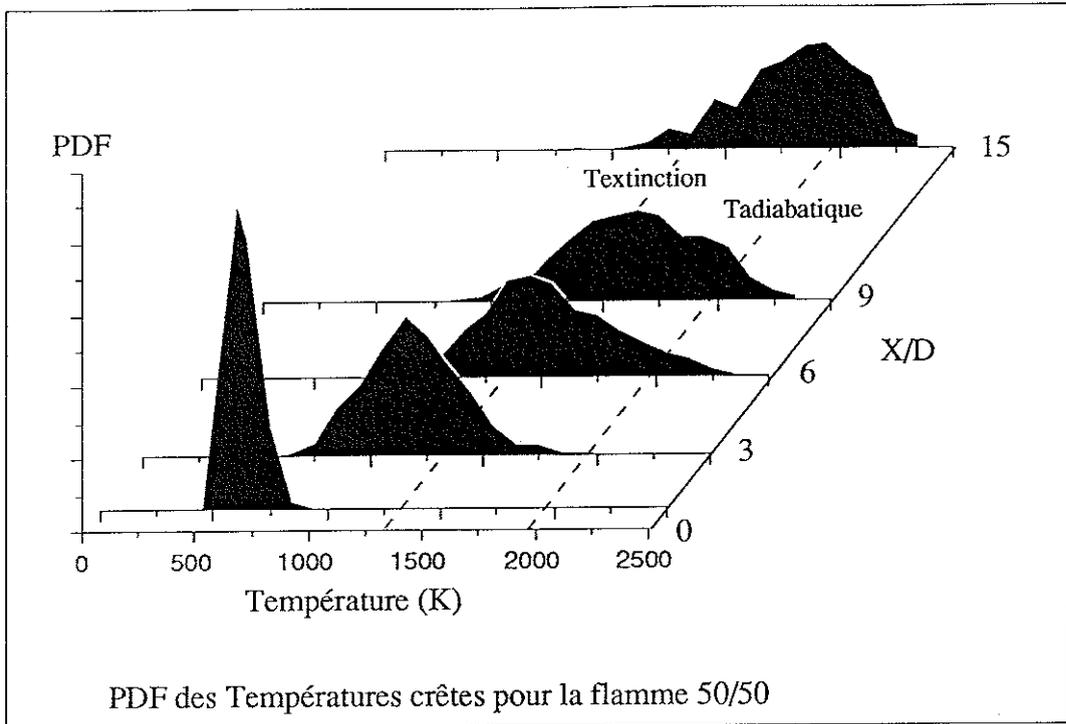


Fig. 27

b. Hautes températures crêtes

L'incertitude sur les températures élevées que nous mesurons est plus importante (de l'ordre de 250K), car le bruit que nous soustrayons du signal n'est plus négligeable devant la faible intensité Rayleigh diffusée. Néanmoins, il semble que nous ayons effectivement des températures crêtes parfois légèrement supérieures à la température adiabatique théorique du mélange. Dans cette hypothèse, ces événements correspondraient à des températures adiabatiques locales supérieures à celle que l'on calcule à partir du mélange initial, soit à cause d'un enrichissement local du mélange, soit à cause d'un préchauffage local plus important de ce mélange créé par une différence entre la diffusion thermique et la diffusion des espèces ($Le \neq 1$).

III.8.5. Estimation du taux de réaction instantané

La mesure de la composante radiale de la dérivée seconde de la température à la valeur crête instantanée, où les gradients sont nuls peut fournir une estimation du taux de production thermique d'une flammelette. Nous sommes bien conscients que la précision de nos mesures ne permet pas une détermination précise de ce taux de réaction, mais nous avons voulu profiter de la possibilité offerte par notre technique de se placer dans le référentiel mobile du front de flamme - comme cela est réalisé par la transformation de Crocco (cf I.1.8.) - pour tenter cette investigation. Notons que l'incertitude de nos mesures concerne plus la valeur absolue des hautes températures que ses gradients, le bruit à soustraire étant homogène.

L'équation de conservation de l'enthalpie s'écrit:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho V \nabla h - \nabla(\rho D \nabla H) = \dot{\omega}_T$$

où l'enthalpie sensible est donnée par:

$$h = \int_{T_0}^T C_p dT \approx C_p (T - T_0)$$

avec

$$D = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{7}{4}} \quad \text{et} \quad \rho \approx \rho_0 \frac{T_0}{T}$$

Pour une structure thermique quasi stationnaire en coordonnées cylindriques où les variations axiale et azimutale de la température sont supposées négligeables devant la variation radiale, nous obtenons la relation:

$$\dot{\omega}_T \approx \rho_0 \frac{T_0 C_P}{T} V_r \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{\rho_0 T_0^{-3/4} C_P D_0}{r} \left[\frac{3r}{4} T^{-1/4} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + T^{3/4} \frac{\partial T}{\partial r} + T^{3/4} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{7}{4} T^{3/4} \frac{\partial T}{\partial r} \right]$$

En se plaçant au maximum de température d'un profil instantané, où $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$, cette relation se réduit à:

$$\dot{\omega}_T \approx -\rho_0 D_0 C_P \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/4} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$$

Les hypothèses que nous avons faites sont analogues à celles introduites par Williams et Peters quand ils définissent une structure quasi stationnaire de flammelette. Ici, nous avons négligé les variations axiales et azimutales de T dans le référentiel fixe du laboratoire alors qu'ils négligent les variations de T dans les directions tangentes à la surface stœchiométrique $Z(x,r,\theta) = Z_S$ du repère de Crocco.

Pour chaque profil instantané, nous avons calculé la dérivée seconde de la température à son maximum. Les valeurs de $\dot{\omega}_T$ ainsi calculées sont portées sur la figure 28. Nous avons comparé ces mesures aux résultats fournis par la cinétique d'une réaction simple équivalente proposée par Marathe⁽¹⁹⁾ pour les flammes de diffusion hydrogène-air:

$$\frac{d[H_2O]}{dt} = 2.96 \cdot 10^{11} [H_2]^1 [O_2]^{0.92} e^{-6900/T} \quad \text{en cm}^3/\text{s}$$

Sur la figure 28, nous avons donc tracé le taux de réaction à la stœchiométrie calculé de deux façons différentes:

Dans le premier cas, $[H_2]$ est supposé constant et égal à 1.5% en fraction molaire à la stœchiométrie.

Dans le deuxième cas, nous avons calculé $[H_2]$ et $[O_2]$ tels qu'ils sont donnés, en fonction de Z (ici $Z=Z_S$) et du degré d'avancement de la réaction $(T-T_f)/(T_S-T_f)$, par les relations III.11 et III.12. Evidemment, le taux de réaction ainsi calculé s'annule à $T=T_S$, ce qui est ambigu.

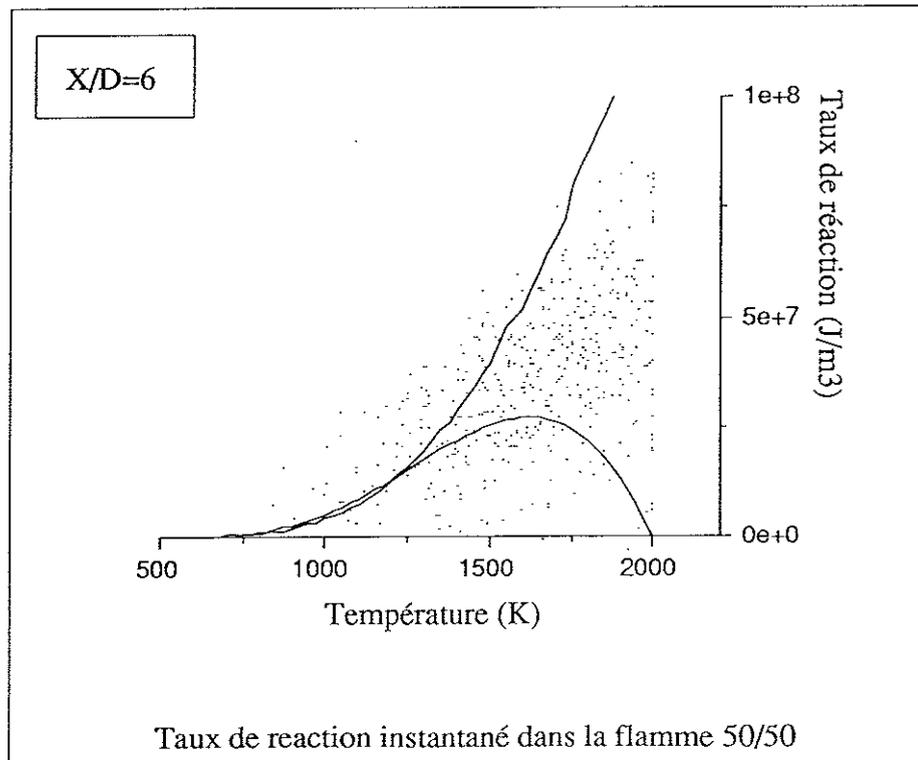
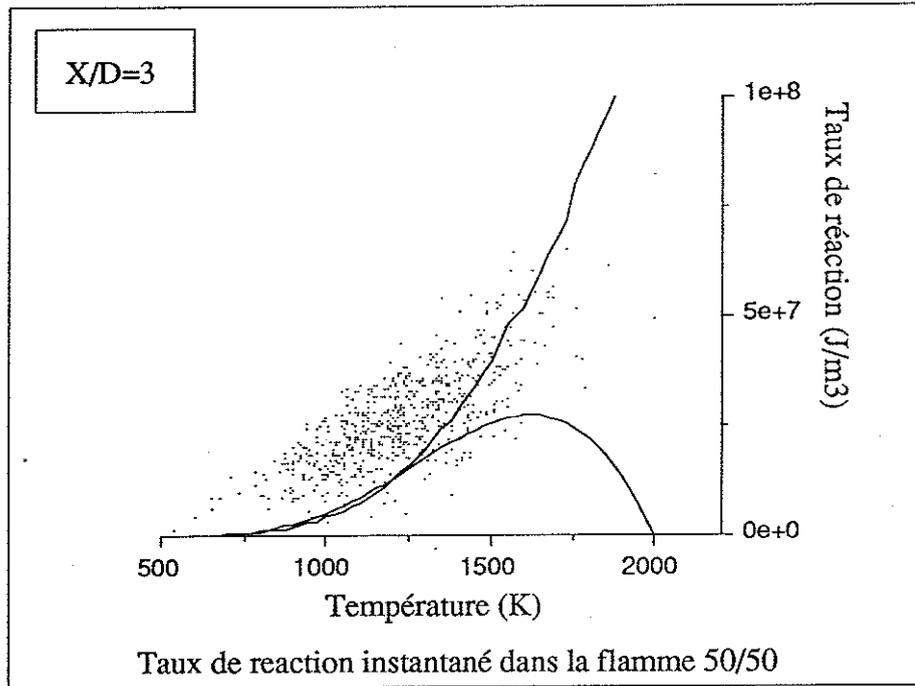


Fig. 28

Les points expérimentaux sont très dispersés, mais le nuage de points reste néanmoins axé entre les deux courbes du modèle de Marathe; l'ordre de grandeur de notre estimation est satisfaisant.

III.8.6. Dissipation scalaire

Comme nous l'avons vu au §.I.1.8., la dissipation scalaire est un paramètre très important dans la modélisation de la combustion turbulente.

Bilger⁽²⁰⁾ a construit, pour modéliser les flammes de diffusion turbulente, une formulation de la conservation scalaire dans laquelle il utilise les PDF jointes du scalaire et de sa dissipation. Dans la plupart des cas, faute de résultats expérimentaux, cette PDF est présumée. Plus récemment, Peters⁽²¹⁾ a développé un modèle de flammelettes pour la combustion turbulente, qui utilise la dissipation scalaire comme le paramètre déterminant du taux d'étirement de la flammelette.

Dans un repère orthonormé, le coefficient χ de dissipation scalaire s'écrit:

$$\chi = \chi_x + \chi_y + \chi_z$$

$$\text{où } \chi_k \text{ vaut : } 2D \left(\frac{\partial Z}{\partial x_k} \right)^2 \quad k=x,y,z$$

Dans notre cas, nous ne pouvons mesurer le gradient que suivant la direction radiale. Nous ne présenterons donc ici que des coefficients χ_r de dissipation scalaire radiale.

Sur la figure 29, nous avons tracé les profils moyens de la dissipation scalaire radiale pour différentes hauteurs dans la flamme.

La figure 30 représente la PDF de la dissipation scalaire en fonction du rayon, pour la flamme 50/50 à $X/D=6$.

Nous n'avons pas retrouvé l'hypothèse de Peters, à savoir une corrélation entre la dissipation scalaire et la température crête qui dans notre cas représente le paramètre déterminant le taux d'étirement.

Néanmoins, nous pouvons noter que la position du maximum de dissipation scalaire moyenne coïncide avec celle du maximum de température.

Figure 31, nous présentons la corrélation que nous avons calculée entre la fraction de mélange et la dissipation scalaire radiale.

Nous pouvons noter une forte corrélation de part et d'autre du front de flamme. La corrélation vaut :

- $\approx +1$ pour les Z légèrement inférieurs à la stœchiométrie
- ≈ -1 pour les Z légèrement supérieurs à la stœchiométrie
- ≈ 0 à la stœchiométrie et pour les faibles valeurs de Z
- pour les fortes valeurs de Z , c'est-à-dire au centre du jet, la corrélation est nulle au ras du brûleur et semble tendre vers -1 lorsque l'on s'élève dans la flamme

Namazian⁽²²⁾ a effectué les mêmes types de mesures dans un jet de méthane sans combustion ($Re=7000$, Vitesse du jet : 21m/s, Diamètre du jet 5,4mm).

Nous avons tracé (Fig. 32 et Fig. 33) quelques-uns de ses résultats. Notons que la dissipation scalaire radiale moyenne ne s'annule pas comme dans notre flamme. Cette différence vient du fait que dans notre écoulement réactif, le mélange se trouve fortement retardé par l'accélération axiale induite par la dilatation des gaz chauffés. La fraction de mélange restent égale à 1 jusqu'à plus de 8 diamètre, dans ces conditions les gradients de Z sont évidemment nuls.

Dans le cas de l'écoulement non réactif de Namazian, le profil de corrélation entre Z et χ ne présente pas de valeur négative importante contrairement à nos résultats. Cette différence est probablement aussi due à la forte valeur de Z sur l'axe, causé par l'expansion thermique.

Nous avons comparé notre expérience avec celle de Dibble⁽²³⁾, où il mesure la dissipation scalaire dans une flamme de diffusion Hydrogène-Air, à $X/D=50$. La valeur maximale qu'il trouve ($\chi \approx 6 \text{ s}^{-1}$) est tout à fait en accord avec l'ordre de grandeur de nos résultats.

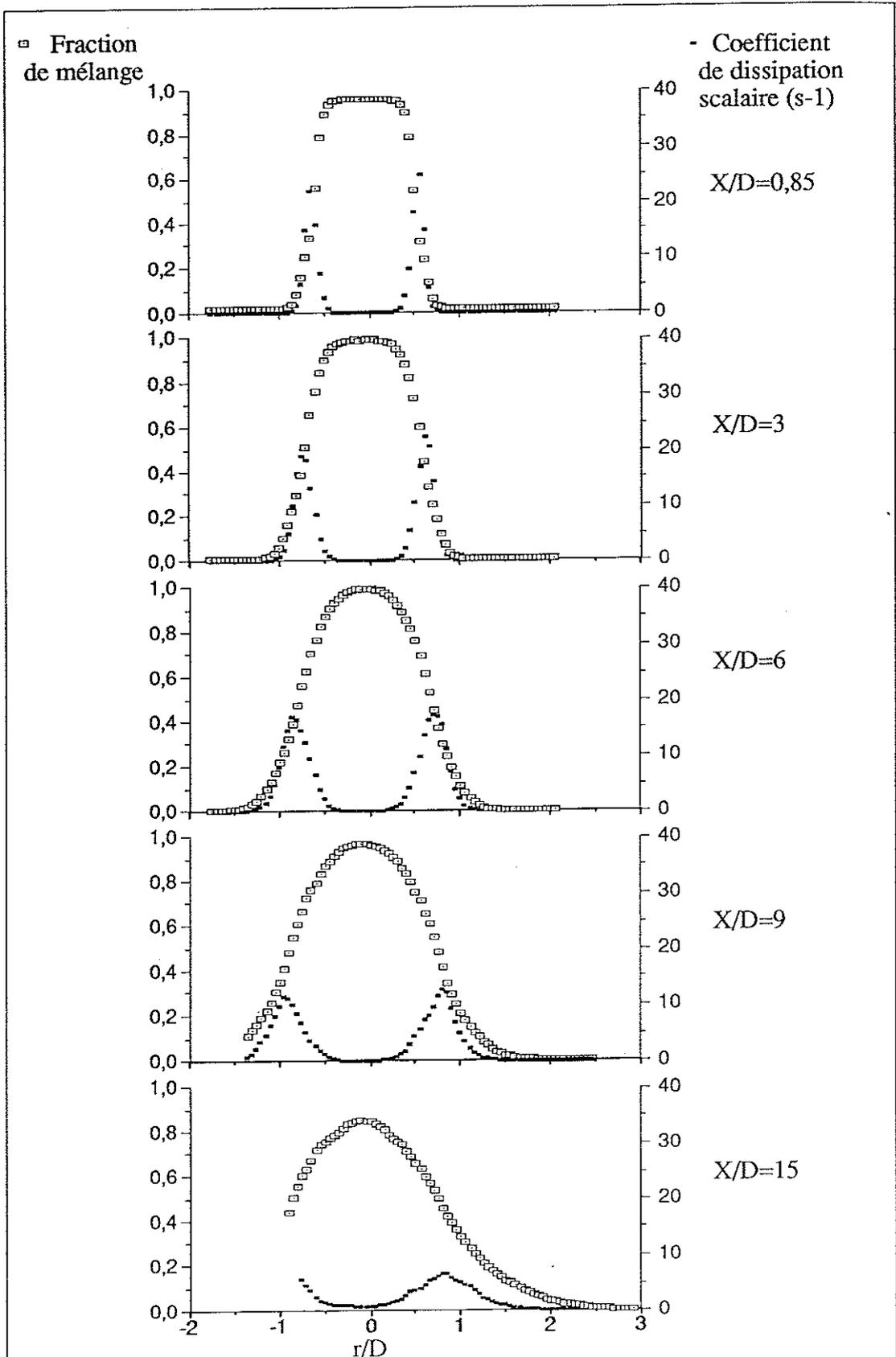


Fig. 29 Profils moyens de la dissipation scalaire et de la fraction de mélange correspondante à différentes hauteurs dans la flamme 50/50

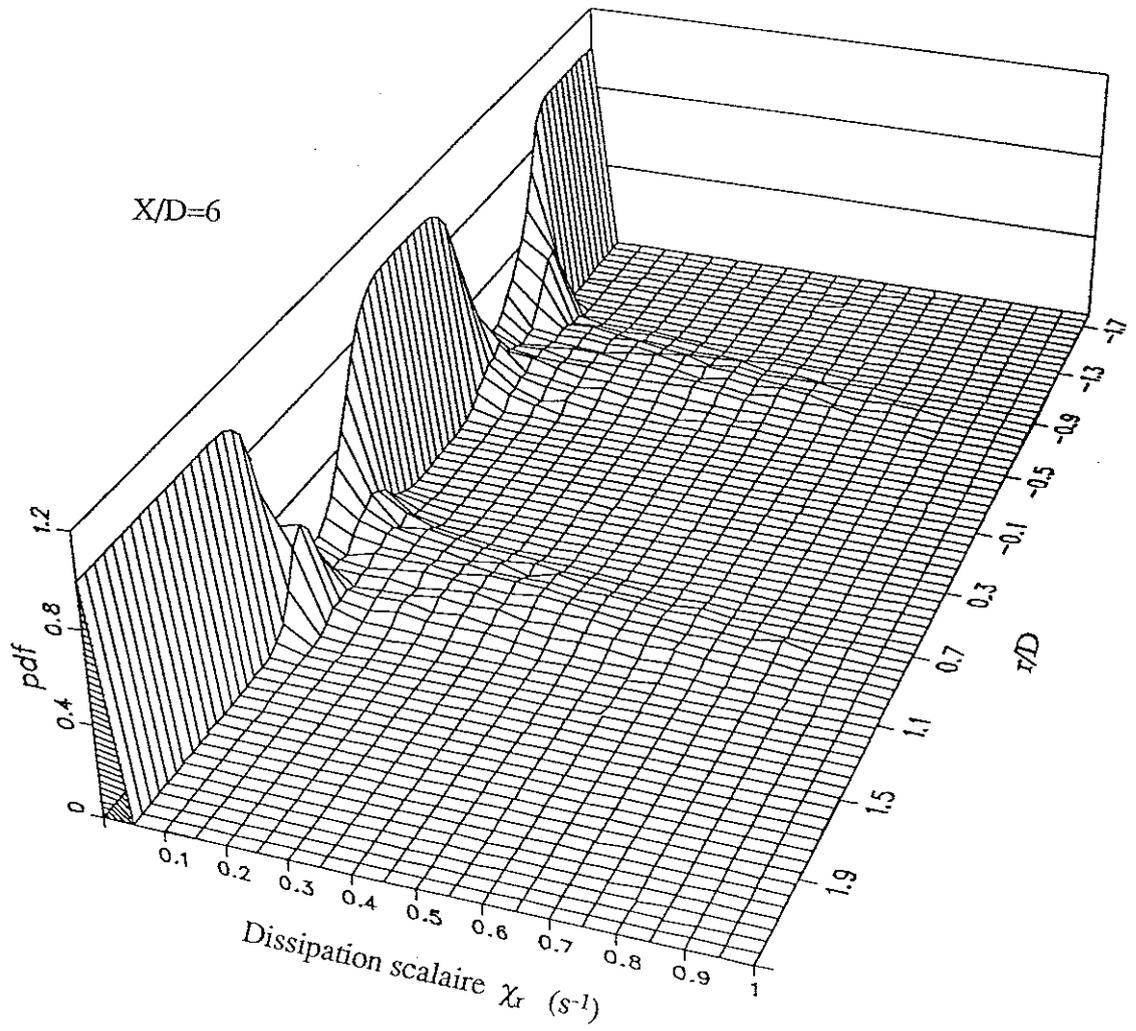
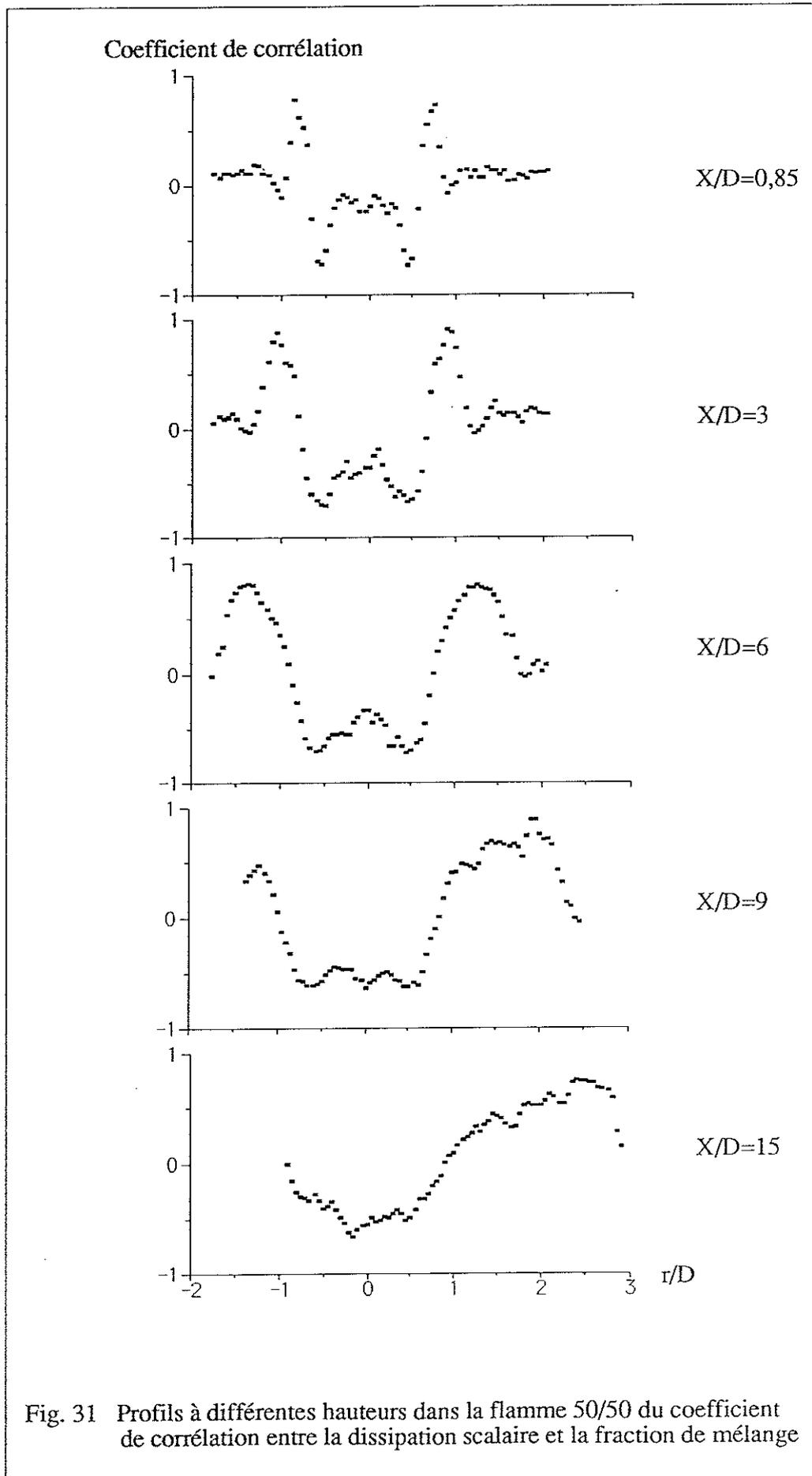
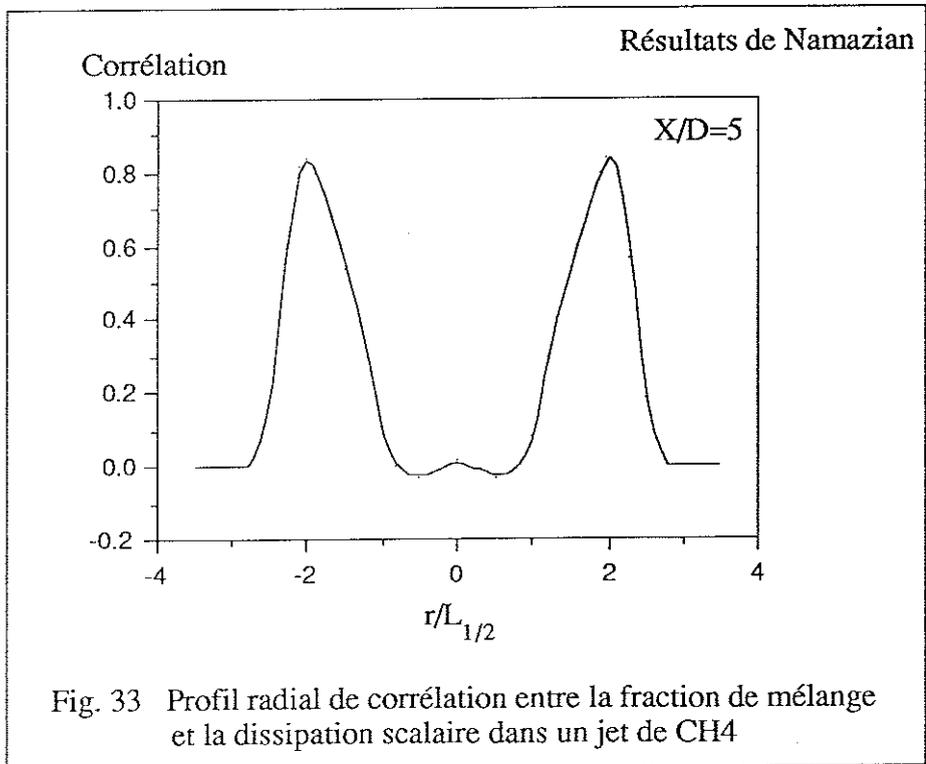
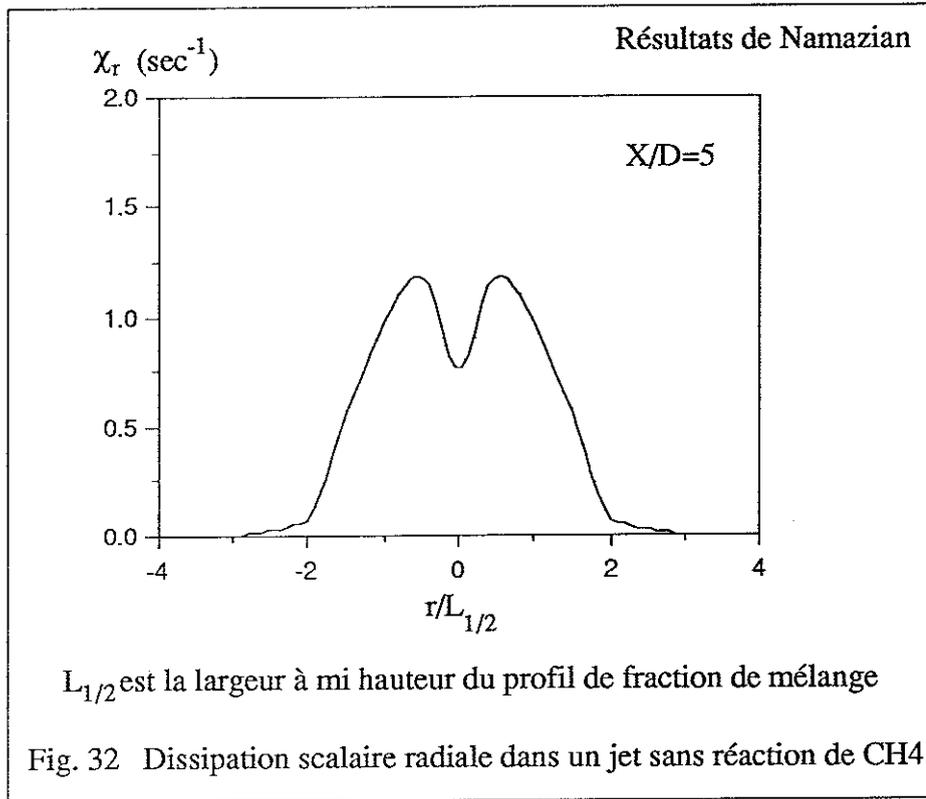


Fig. 30 Evolution radiale de la PDF de dissipation scalaire (radiale)





III.9. Evolution radiale de la PDF de fraction de mélange

Sur la figure 34, nous présentons, en 3 dimensions, l'évolution radiale de la PDF de la fraction de mélange à 0,8 et 6 diamètres du plan de sortie du jet. On retrouve naturellement, en suivant la ligne de crête, le profil moyen de Z .

On remarque que pour les zones à faible gradient, c'est-à-dire à l'extérieur et sur l'axe du jet, la PDF se résume à un pic très fin centré sur 0 et sur 1 respectivement. Entre ces deux positions extrêmes, la PDF s'élargit et s'affaiblit dans les zones à fort gradient.

Remarquons que pour la classe contenant $Z=Z_S=0.294$, il apparaît un pic de probabilité. Cette irrégularité n'est due qu'à un biais créé par la manière dont on traite le signal. En effet pendant le traitement qui n'utilise aucun lissage ni aucune interpolation, nous avons attribué la valeur exacte $Z=0.294=Z_S$ au pixel ayant détecté le signal diffusé minimum $S_{\min \text{ pixel}}$, comme nous l'avons schématisé sur la figure 35. En toute rigueur, il aurait été préférable d'interpoler le signal au points voisins de la stœchiométrie, déterminant alors plus précisément la position et surtout la valeur S_{\min} de ce minimum. Un très faible écart ΔS apparaît alors entre les valeurs S_{\min} et $S_{\min \text{ pixel}}$. A cet écart correspond ΔT (Fig. 36), qui détermine, par l'intermédiaire de la bibliothèque autour de Z_S , un écart ΔZ , plus important du côté riche que du côté pauvre. Ainsi lors du traitement, on attribue la valeur Z_S aux valeurs de Z comprises dans l'intervalle ΔZ . Nous surréstimons alors la classe contenant Z_S , au détriment des classes voisines et surtout des classes riches.

Ce biais est d'autant plus fort que la température maximale est faible, les courbes de la bibliothèque étant plus sensible en Z à une légère variation du signal (Fig. 36). Ce que nous constatons (Fig. 34-b) où les températures crêtes sont plus faibles au ras du brûleur.

Ce biais, qui apparaît autour de la stœchiométrie met en évidence la fragilité de l'hypothèse $Z=Z_S$ pour $S=S_{\min}$ et la difficulté de déduire précisément la fraction de mélange du signal Rayleigh autour de la stœchiométrie où il est nécessaire de résoudre parfaitement dans l'espace le signal diffusé et de connaître très précisément les courbes $T=f(Z)$ de la bibliothèque.

Jusqu'à présent de telles mesures ⁽²³⁾ n'avaient été réalisées que dans la partie pauvre, très haut dans une flamme de diffusion (50 D) où les variations du signal diffusé sont essentiellement reliées aux variations de la fraction de mélange.

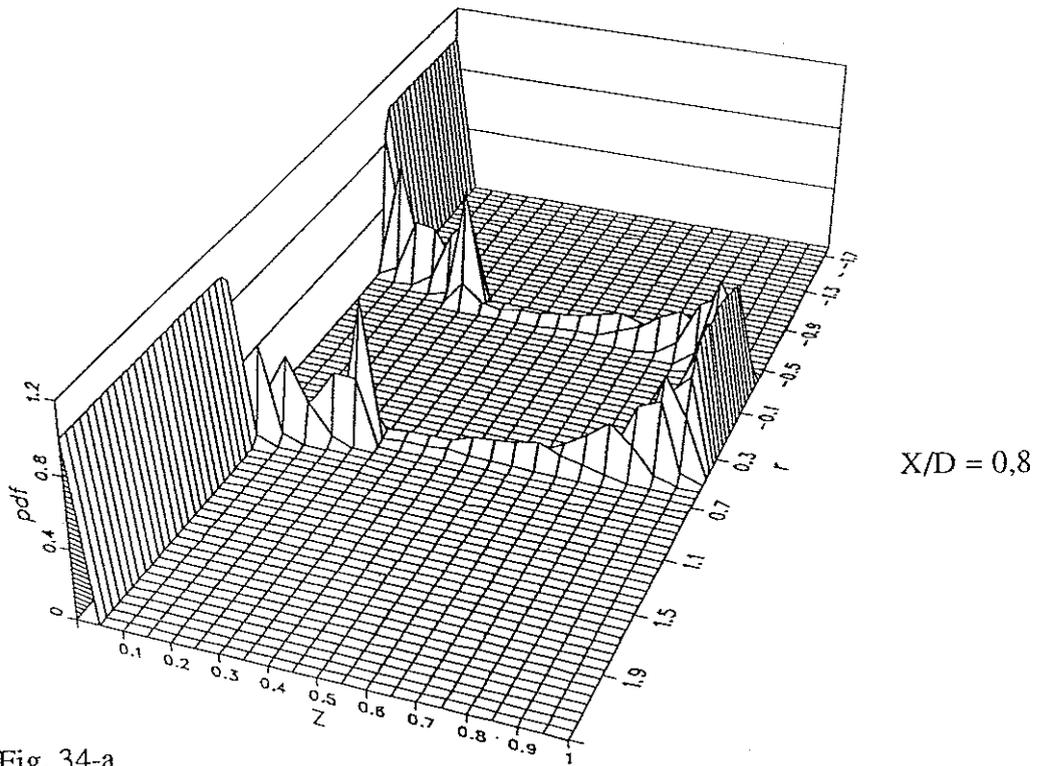


Fig. 34-a

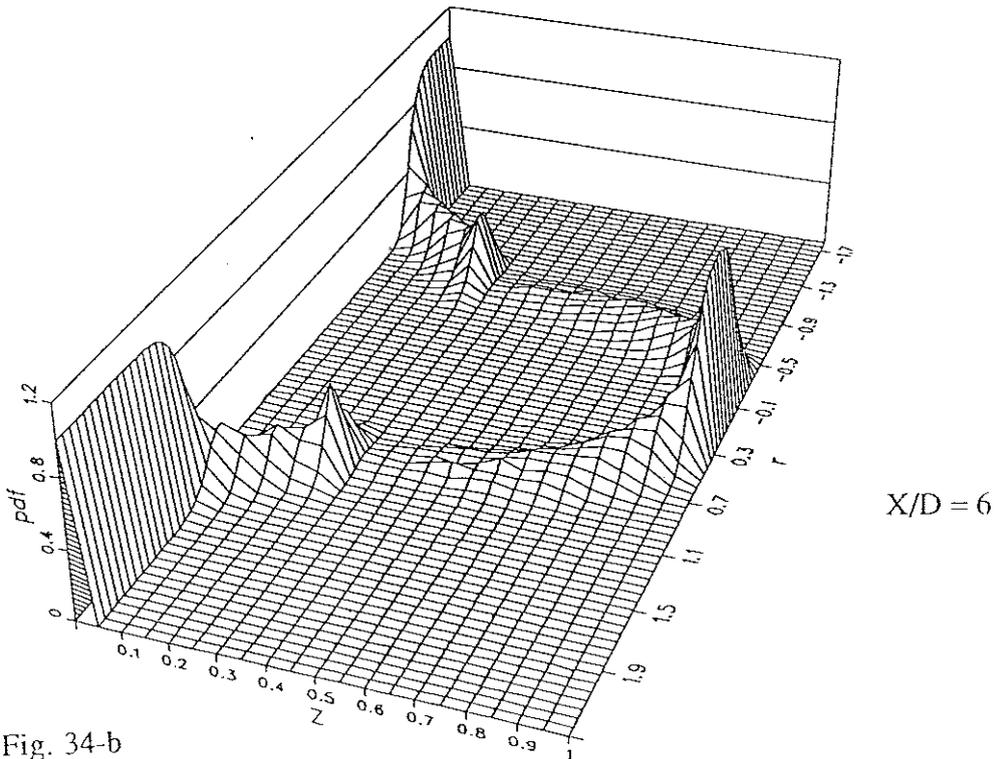
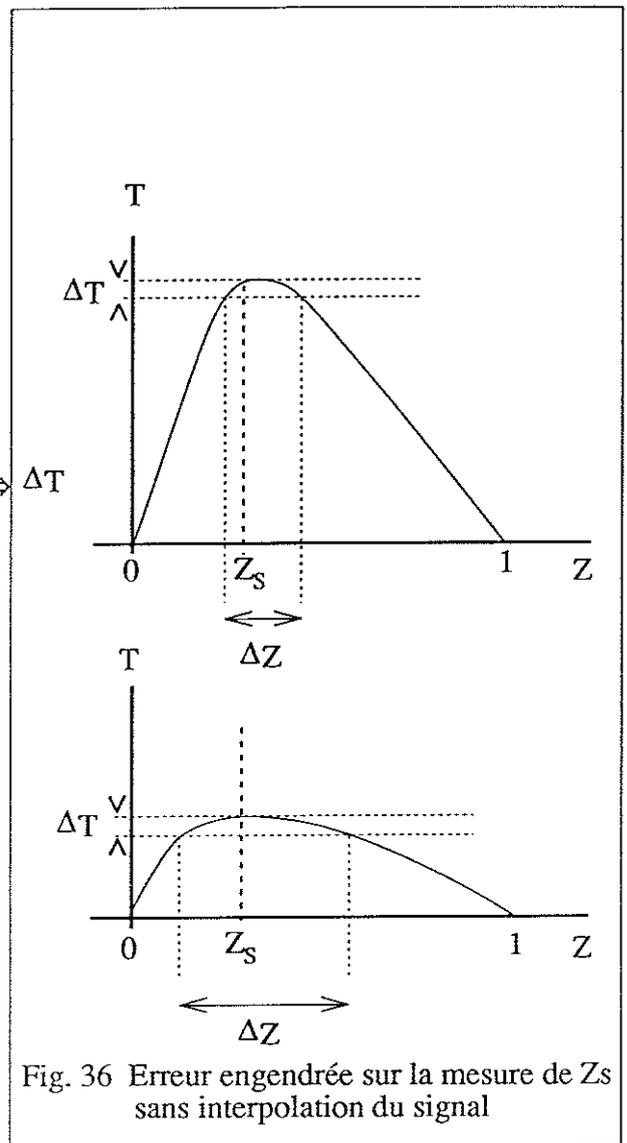
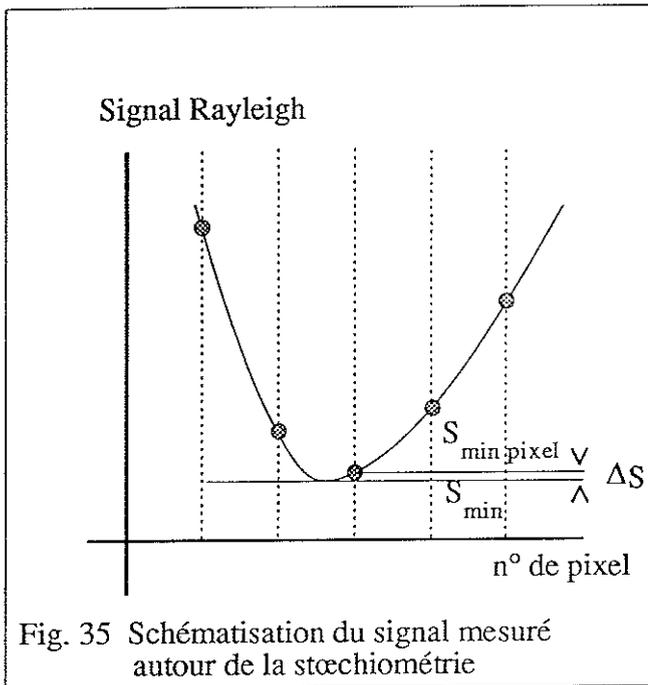


Fig. 34-b

Fig. 34 Evolution radiale de la PDF de la fraction de mélange



III.10. Comparaison entre le modèle et l'expérience

Parallèlement, les travaux expérimentaux ont servi de test à un code de calcul développé actuellement au laboratoire par M. Gonzalez.

Il s'agit d'un code parabolique stationnaire qui résout l'équation de Navier Stokes. Les flux turbulents sont estimés par le modèle (k- ϵ) et le taux moyen de réaction par le modèle MIL⁽²⁴⁾ (Modèle Intermittent Lagrangien) avec une réaction infiniment rapide.

Il a d'abord été testé sur l'écoulement sans combustion (Fig. 37). Nous pouvons remarquer que les profils radiaux de vitesse axiale ainsi que celui de l'énergie turbulente k sont correctement évalués. Le profil de densité est, lui aussi, bien respecté. Par contre, les profils de la fraction de mélange calculé et mesuré ne coïncident pas sur l'axe de jet.

Avec combustion (Fig. 38), les profils de vitesse calculés sont toujours en bon accord avec l'expérience tandis que les profils de l'énergie turbulente k sont surestimés. Néanmoins, la position du pic est bien respectée.

Lorsque l'on compare les valeurs de Z, on remarque que le profil calculé est en bon accord avec le profil expérimental sur l'axe mais se situe au-dessus de celui-ci vers l'extérieur. Ceci, dans l'hypothèse d'une réaction à la stœchiométrie, a pour conséquence de déplacer le pic de température vers l'extérieur, ce que nous remarquons sur la figure 38.

Plusieurs explications à ce désaccord sur les profils de fraction de mélange sont envisagées:

- D'une part, la diffusion moléculaire de l'hydrogène a été négligée dans le bas de la flamme. Or, à cet endroit, les gradients de concentration sont importants et ce terme ne doit plus être négligeable.

- D'autre part, il est possible que le terme de transport diffusif du scalaire soit mal estimé.

Le code est utilisé dans la zone de transition du jet. Dans cette partie du jet le calcul est très délicat car il dépend fortement des conditions initiales, qui ne peuvent pas être mesurées en général juste à la sortie du jet. Cependant, ce code prévoit assez bien les niveaux de température de la flamme, qui pourtant nous paraissaient bien faible. On peut espérer qu'il donnera une estimation correcte de la fraction de mélange et de la température dans le futur.

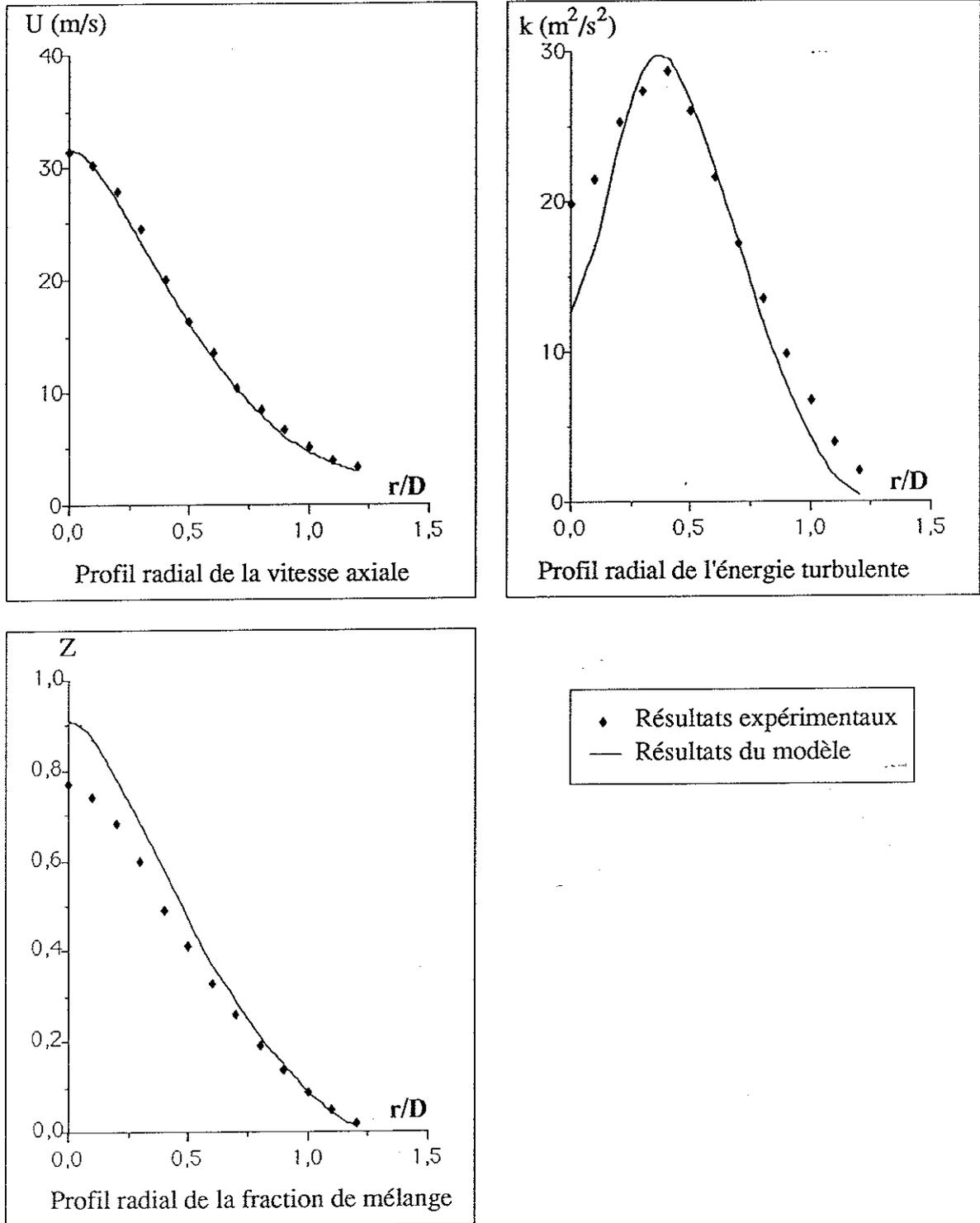


Fig. 37 Comparaison entre l'expérience et le modèle dans le jet sans combustion, à $X/D=6$

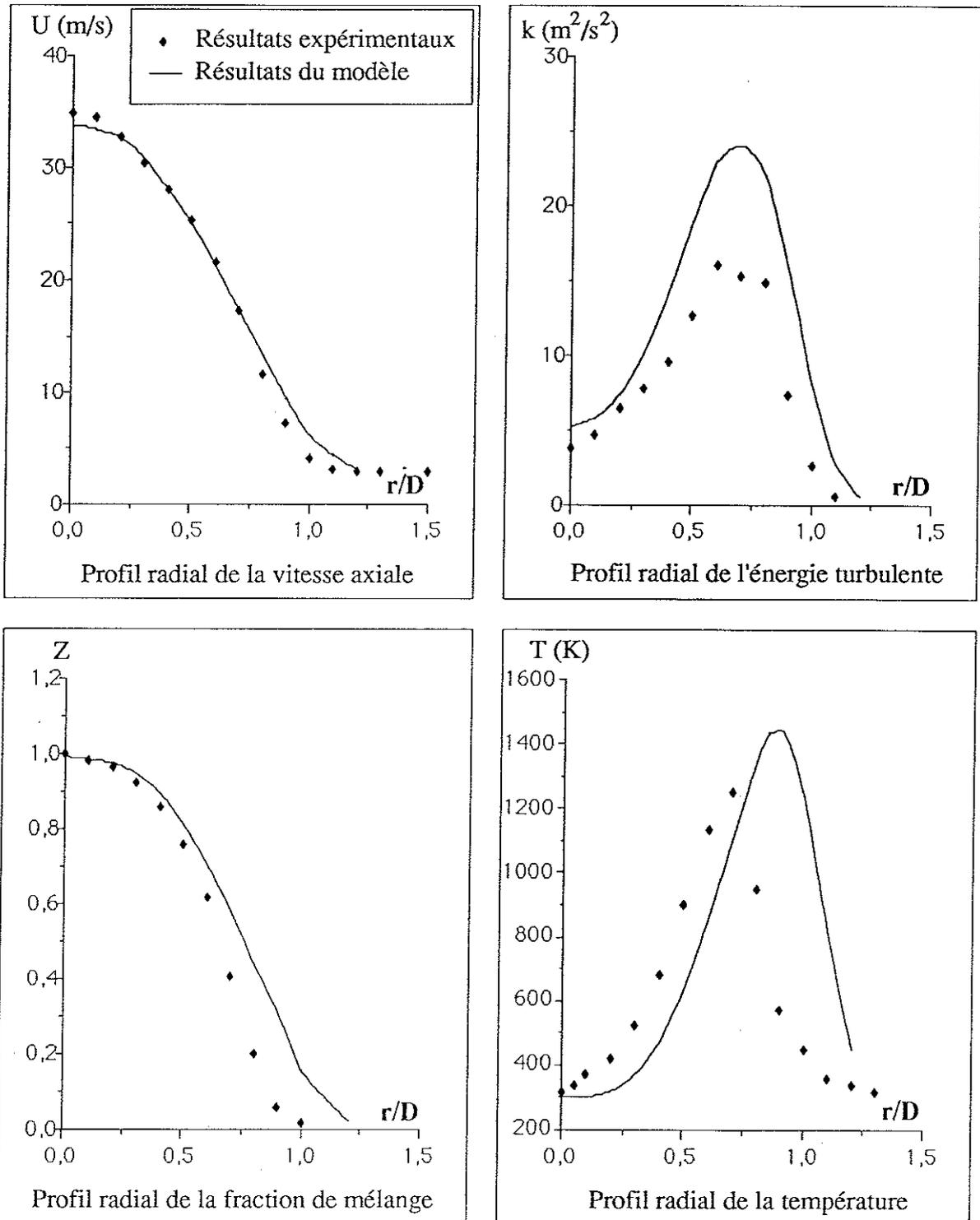


Fig. 38 Comparaison entre l'expérience et le modèle dans le jet avec combustion à $X/D=6$

Conclusion

En filtrant très sérieusement notre écoulement réactif afin d'éviter la diffusion de Mie par des particules et en prenant de grandes précautions pour atténuer la lumière parasite, nous avons pu, après soustraction des différents bruits résiduels, obtenir des profils radiaux instantanés de la diffusion Rayleigh.

Il est nécessaire de se départir de la variation de la section efficace de diffusion Rayleigh avec la composition locale des espèces majoritaires pour chacun des profils. Pour cela, nous avons construit un algorithme dans lequel le profil instantané de section efficace est déduit du profil de fraction de mélange, lui-même déduit du profil de température par l'intermédiaire d'une bibliothèque de flammes étirées.

La comparaison entre les profils moyens ainsi obtenus et ceux fournis par la diffusion de Mie (Cf. Chapitre II) dans la même flamme est très satisfaisante même pour les profils de fraction de mélange qui ne dépendent finalement pas trop de la forme de la bibliothèque $T=f(Z)$ comme on aurait pu le croire. Cependant, en considérant les profils instantanés et les distributions de densité de probabilité de la fraction de mélange, nous avons décelé un biais dû au fait que l'algorithme attribue systématiquement la valeur $Z=Z_S$ au minimum de signal Rayleigh alors que dans cette zone, la bibliothèque est très sensible à la moindre variation du signal Rayleigh.

Ce dernier point met en évidence les limites de notre algorithme. En effet, on ne peut calculer précisément la fraction de mélange sur toute la gamme de richesse de notre écoulement réactif alors que les travaux précédents s'étaient limités à la partie pauvre de l'écoulement (Dibble⁽²³⁾). C'est à cet endroit que la bibliothèque $T=f(Z)$ est la plus fiable, surtout pour les flammes non diluées dans lesquelles Z_S est très faible.

Néanmoins, nous avons obtenu les profils moyens et les PDF de la composante radiale de la dissipation scalaire dans la partie inférieure du jet réactif, jusqu'à 15 diamètres. Il aurait été plus intéressant de mesurer ces quantités plus en aval où, paradoxalement, notre technique de mesure ne peut plus très bien distinguer la partie riche de la partie pauvre. Elle ne pourrait s'appliquer alors qu'à la périphérie de l'écoulement.

Les profils instantanés de la température ont permis d'étudier la structure radiale thermique du front de flamme dans son référentiel propre, indépendamment des fluctuations de position dues à la turbulence.

Dans ce référentiel, les PDF de température crête confirment l'existence d'une température inférieure à la température d'extinction prévue par les modèles de flammelettes étirées. Ces structures sont attribuables à des flammelettes en voie d'extinction ou (/puis) de réallumage sous l'effet de taux d'étirement ayant dépassé localement et de façon intermittente la valeur critique.

Nous avons pu étudié, à différents niveaux dans la flamme, les évolutions de la largeur des profils moyens de température, des PDF de position et des PDF de largeur instantanée de température.)

Enfin, la mesure de la dérivée seconde aux maxima des profils radiaux instantanés de température fournit une estimation du taux de réaction. Celle-ci n'est alors pas incompatible avec les résultats fournis par un modèle cinétique simplifié à une réaction globale unique du premier ordre.

RÉFÉRENCE - CHAPITRE III

- 1 Tyndal J. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, vol. 160, page 333, 1870
- 2 Lord Rayleigh *Sci. Papers*, vol. 1, page 87, 1899
- 3 Van Hulst H.C. *Light Scattering by Small Particles*, Dover Publications, INC., New York
- 4 Pendorf R. *Tables of the Refractive Index of Standard Air and the Rayleigh Scattering Coefficient for the Spectral Region between 0.2 and 20.0 μ and their Application to Atmospheric Optics*, Journal of the Optical Society of America, Volume 47, Number 2, page 176, 1957
- 5 Born M. and Wolf E. *Principles of Optics*, 2nd Edition Macmillan, New York, 1964
- 6 Dyer T.M. *Rayleigh Scattering Measurements of Time-Resolved Concentration in a Turbulent Propane Jet*, AIAA Journal, Volume 17, Number 8, page 912, 1978
- 7 Namer I. and Schefer R.W. *Errors Estimates for Rayleigh Scattering Density and Temperature Measurements in Premixed Flames*, Experiments in Fluids, Volume 3, Page 1, 1975
- 8 Oppenheim A.K., Cohen L.M., Short J.M., Cheng R.K. and Hom K. *Dynamics of the Exothermic Process in Combustion*, 15th Symposium International on Combustion, page 1503, 1975
- 9 Dibble R.W., Hollenbach R.E. and Rambach G.D. *Temperature Measurement in Turbulent Flames via Rayleigh Scattering*, Laser Probes for Combustion Chemistry, ACS Symposium Series 134, David R. Crosley

- 10 **Smith J.R.** *Rayleigh Temperature Profiles in a Hydrogen Diffusion Flame*, Proceedings of SPIE, Laser Spectroscopy, Volume 158, page 84, 1978
- 11 **Dibble R.W., Kollmann W. and Schefer R.W.** *Conserved Scalar Fluxes Measured in a Turbulent Non-Premixed Flame by Combined Laser Doppler Velocimetry and Laser Raman Scattering*, Combustion and Flame, Volume 55, page 307, 1984
- 12 **Stepowski D., Labbaci K. and Borghi R.** *Instantaneous Radial Profiles of OH Fluorescence and Rayleigh Scattering through a Turbulent H₂-Air Diffusion Flame*, 21th Symposium International on Combustion, page 1561-1568, 1986
- 13 **Corbin F., Grehan G. and Gouesbet G.** *Interaction between a sphere and a gaussian beam : Computations on a micro computer*, Part. Syst. Charact., Volume 5, page 103, 1988
- 14 **Dixon-Lewis G.**, Communication privée, 1988
- 15 **Bruel P., Rogg B. and Bray K.N.C.** *Transient and Quasy steady Ignition Phenomena in Laminar Flows with Non-Premixed Reactants*, Joint Meeting of the German and Italian Sections of the Combustion Institute, Italy, 1989
- 16 **Effelsberg E. and Peters N.** *Scalar Dissipation Rates in Turbulent Jets and Jet Diffusion Flames*, 22th Symposium International on Combustion, 1988
- 17 **Williams F.A.** *Combustion Theory-The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems*, The Benjamin / Cummings Publishing Company, Inc., Second Edition
- 18 **Magre P. and Dibble R.** *Finite Chemical Kinetic Effects in a Subsonic Turbulent Hydrogen flame* Combustion and Flame, Volume 73, page 195, 1988

- 19 **Marathe A. G., Mukunda M. S. and Jain V. K.** *Some Studies on Hydrogen-Oxygen Diffusion Flame* Combustion Science and Technology, Volume 15, Page 49, 1977
- 20 **Bilger R. W.** Combustion Science and Technology, *Effects of Kinetics and Mixing in Turbulent Combustion*, Volume 19, Page 89, 1979
- 21 **Peters N.** Combustion Science and Technology, *Local Quenching Due to Flame Stretch and Non-Premixed Turbulent Combustion*, Volume 30, Page 1, 1983
- 22 **Namazian M., Scheffer R. W. and Kelly J.** *Scalar Dissipation Measurements in the Developing Region of a jet* Combustion and Flame, Volume 74, page 147, 1988
- 23 **Dibble R.W., Kollmann W. and Schefer R.W.** *Measurement and Predictions of Scalar Dissipation in Turbulent Jet Flames*, 20th Symposium International on Combustion, page 345, 1984
- 24 **Gonzalez M. and Borghi R.** *A Lagrangian Intermittent Model for Turbulent Combustion Theoretical Basis and Comparisons with Experiments* 7th Symposium on Turbulent Shear Flows, page 23.4.1, 1989

CONCLUSION

Conclusion

Nous avons successivement développé deux techniques optiques non intrusives pour mesurer la température et la fraction de mélange dans une flamme de diffusion turbulente, configuration souvent rencontrée dans la pratique. Les deux méthodes sont basées sur la diffusion élastique d'un rayonnement laser, soit par les molécules naturellement présentes dans le milieu dans le cas de la diffusion Rayleigh, soit par des particules de taille plus importante apportées à l'écoulement dans le cas de la diffusion de Lorenz-Mie.

La présence d'un écoulement périphérique est indispensable pour maîtriser, suivant la méthode utilisée, la présence ou la totale absence de diffuseurs de Mie. Dans les deux cas, le rayonnement détecté est proportionnel à la densité des centres diffuseurs. Ce signal étant extrêmement faible dans le cas de la diffusion Rayleigh, il est indispensable de réduire au maximum les sources de bruits. Celles-ci sont dues à la lumière ambiante, à l'émission propre de la flamme et surtout à la lumière parasite provenant du laser qui pourrait parvenir jusqu'au détecteur après multiples réflexions.

La température étant inversement proportionnelle à l'intensité diffusée, l'incertitude sur la mesure dépend directement de ce niveau relatif de bruit et croît avec la température. C'est là une limitation commune aux deux méthodes, quoique beaucoup plus importante pour la diffusion Rayleigh pour laquelle le rapport signal sur bruit peut devenir petit à haute température.

La mesure par diffusion de Lorenz-Mie nécessite un ensemencement stable, homogène et équitable des deux écoulements du brûleur. La technologie ne permettant pas de maîtriser suffisamment le taux d'ensemencement, nous avons dû dissocier dans le temps l'ensemencement des deux canaux. Nous obtenons ainsi les profils radiaux moyens du signal diffusé et normalisé par le signal mesuré simultanément au ras du brûleur dans le cas où seul le canal fuel est ensemencé puis dans le cas où seul le canal oxydant est ensemencé. En pondérant correctement ces deux profils, on peut reconstituer les conditions d'un ensemencement parfait qu'il aurait été impossible de réaliser en temps réel.

Nous avons pu alors obtenir à différentes hauteurs dans l'écoulement avec et sans réaction, les profils moyens de masse volumique et moyennant quelques hypothèses sur la combustion, ceux de température.

En Prime, cette technique avec ensemencement conditionnel permet de déduire précisément les profils moyens de la fraction de mélange.

L'analyse de ces résultats montre comment la combustion modifie le mélange des deux fluides réactifs. La dilatation des gaz chauffés retarde la pénétration de l'oxydant dans le jet central. Les profils de température moyenne présentent deux maxima parfaitement symétriques dont la valeur ne dépasse pas 1500K.

Finalement cette technique de mesure, assez confortable par l'intensité des signaux qu'elle délivre, pourrait être appliquée à des milieux plus hostiles et même confinés, la présence de hublot n'étant pas ici un problème. Elle ne nous a fourni ici que des valeurs moyennes, mais dans le cas d'un écoulement isotherme, non réactif, il est possible d'obtenir des profils instantanés. En effet, dans ces conditions les deux distributions sont rigoureusement complémentaire à 1 et seul la mesure d'un des deux profils suffit. Au laboratoire, nous avons entamé de telles mesures à l'aide d'une barrette de photodiodes dans des jets turbulents, isothermes et à densité variable. Néanmoins, nous restons à la recherche d'un détecteur qui serait capable de distinguer le canal d'origine des centres diffuseurs. On disposerait alors d'une technique très puissante pour mesurer instantanément la température, masse volumique et la fraction de mélange dans un écoulement réactif avec possibilité d'une mesure simultanée de vitesse par ADL.

La méthode de mesure par diffusion Rayleigh délivrant des signaux très faibles, interdit la présence de particules solides ou liquides dans le milieu et nécessite de rigoureuses précautions pour réduire et corriger le bruit. A cet égard, l'utilisation d'un détecteur Reticon sensible seulement pendant la durée de l'impulsion laser est très efficace pour éliminer la

lumière ambiante et l'émission propre de la flamme. Le faible taux de répétition des lasers à impulsion ne permet pas hélas de suivre dans le temps la turbulence. En revanche, la barrette de photodiodes permet l'acquisition instantanée de profils spatiaux.

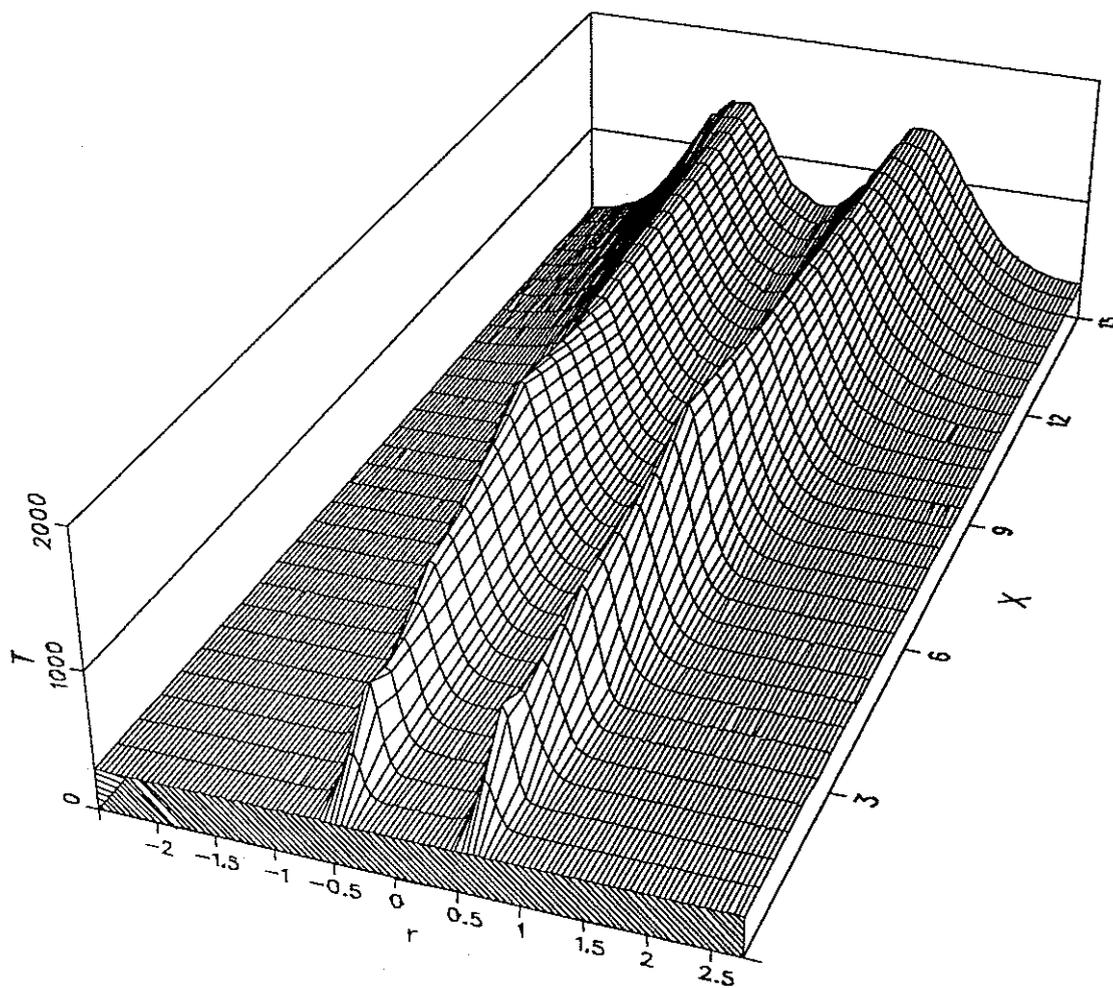
Cette configuration nous a fourni des profils radiaux de la diffusion Rayleigh qui permettent une analyse spatiale du front de flamme indépendamment des fluctuations de sa position sous l'action de la turbulence.

Dans la zone de développement du jet, il est possible de distinguer la partie riche de l'écoulement de la partie pauvre, le minimum de diffusion Rayleigh étant supposé correspondre toujours à la stoechiométrie. En utilisant une bibliothèque de flammelles étirées reliant la température à la fraction de mélange, nous avons construit un algorithme itératif qui corrige chaque profil Rayleigh des variations de la section efficace de diffusion par approximations successives. Ce traitement délivre les profils instantanés de la température et, avec une moindre précision, les profils correspondants de la fraction de mélange. En plus des profils moyens, des fluctuations de ces grandeurs et de leurs gradients, nous avons pu les analyser en terme de distribution de probabilité. Le principal résultat est la confirmation de l'existence assez fréquente de structures thermiques à faible température crête qui sont imputées à des flammelles instationnaires en voie d'extinction (ou de rallumage) sous l'effet d'un étirement local ayant localement dépassé la valeur critique d'extinction.

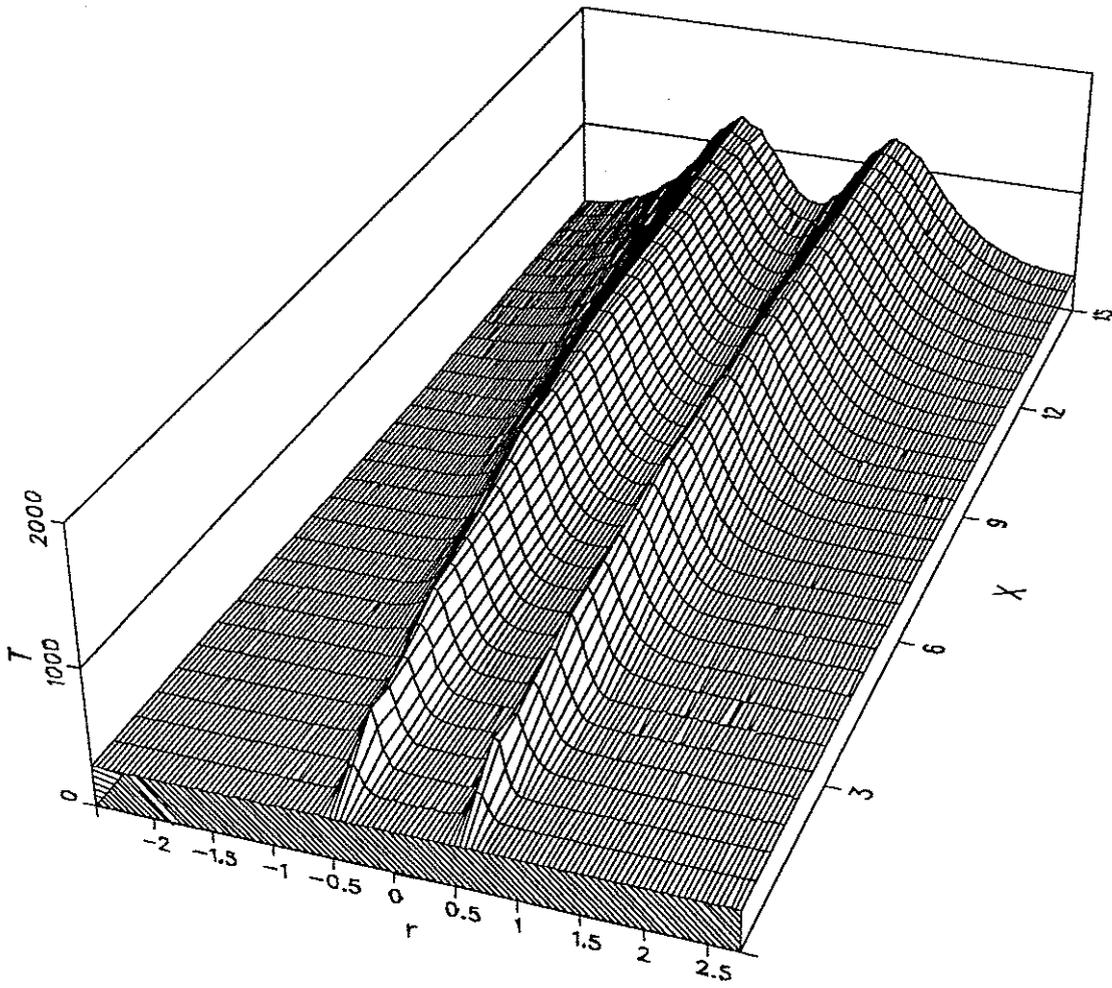
Le principe de correction des profils instantanés de diffusion Rayleigh des variations de la section efficace par l'application d'un algorithme qui utilise une bibliothèque de flammelles pourrait être utilisé pour corriger les profils de fluorescence laser des variations de l'efficacité de fluorescence (quenching collisionnel). Au laboratoire, il est envisagé d'étendre cette technique à la fluorescence du radical OH dont une bibliothèque est à l'étude.

Annexe

A partir des profils de température mesurés à $X = 0.85, 3, 6, 9$ et 15 diamètres, nous avons extrapolé linéairement les profils intermédiaires et construit les courbes 3D suivantes :

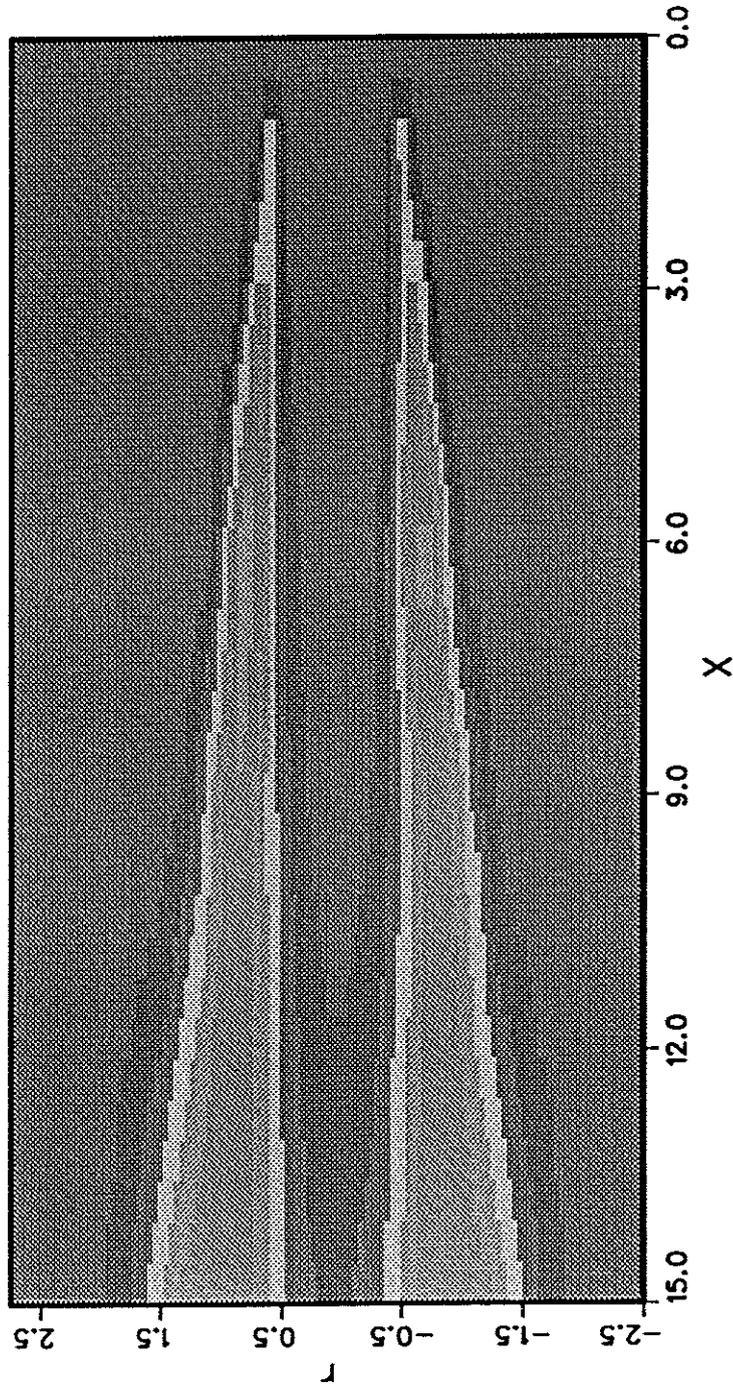


Profil de température dans la flamme 50/50



Profil de température dans la flamme 32/68

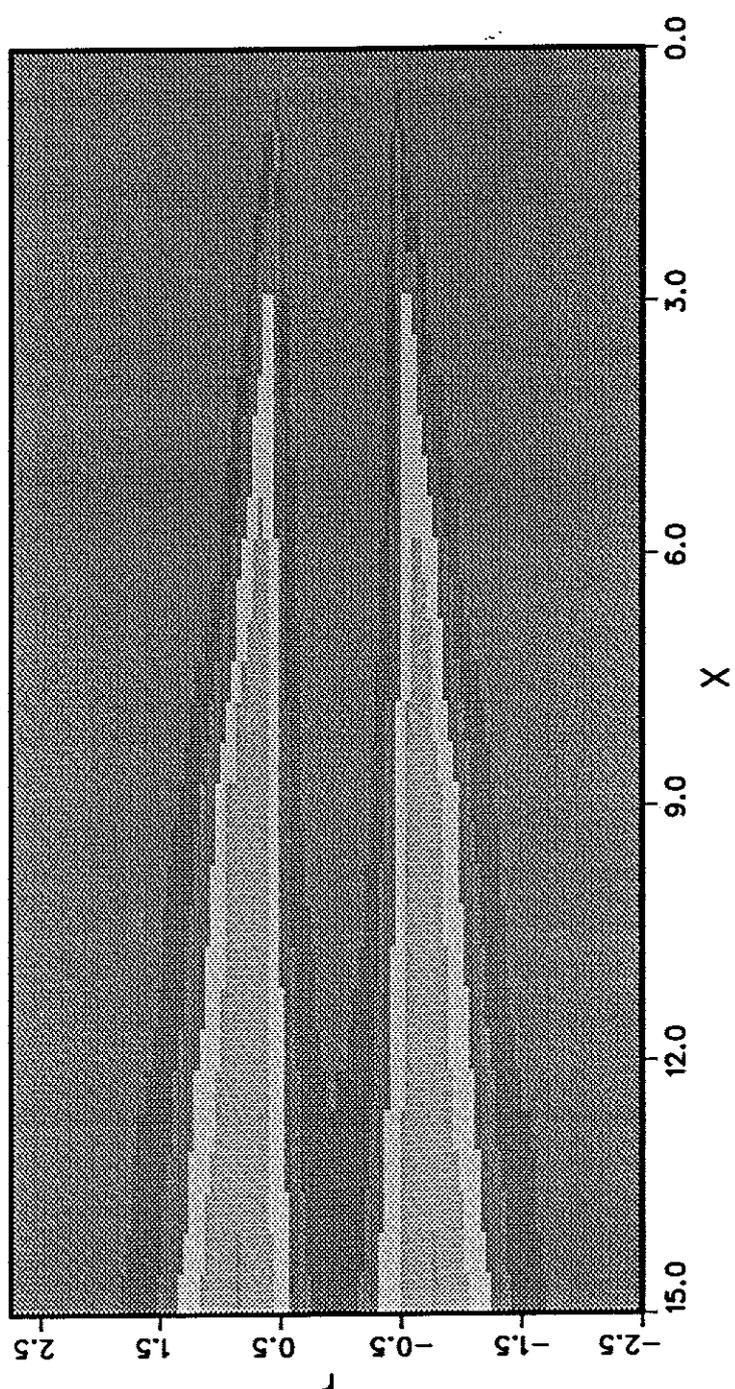
T



Profil de température dans la flamme 50/50



T



- 1414.29 et plus
- 1228.57 o 1414.29
- 1042.86 o 1228.57
- 857.14 o 1042.86
- 671.43 o 857.14
- 485.71 o 671.43
- 485.71 et moins

Profil de température dans la flamme 32/68