

ANALYSE DE L'INFLUENCE DE LA FLOTTABILITE SUR LA COMBUSTION TURBULENTE DANS UN JET AXISYMETRIQUE DE METHANE

A. Hidouri, M. H. Gazzah, H. Ben Ti cha, M. Sassi
LESTE-ENI-Monastir,
Route de Kairouan, 5019, Monastir, Tunisie
Courrier : Ammar.hidouri@enim.rnu.tn

RESUME

Dans ce présent travail, une étude de l'influence de la flottabilité sur les champs dynamiques et scalaires dans un jet turbulent réactif de méthane est présentée. Le modèle de la turbulence utilisé est le modèle de fermeture de premier ordre $k - \epsilon$. La flamme de diffusion turbulente est modélisée selon le concept de flammelettes. Une forme de densité de probabilité pour la prédiction des champs moyens est suggérée. L'approche numérique adoptée est celle de Patankar et Spalding. La simulation de la structure des flammelettes de diffusion est obtenue en utilisant le code de calcul RUN-1DL. Les résultats de calcul sont en accord avec ceux qui se trouvent dans la littérature.

Mots clés : Jet, turbulence, combustion, flammelettes, gravité

NOMENCLATURE

cp Capacité spécifique à pression cst., $J.kg^{-1}.K^{-1}$

D Coefficient de diffusion, $m^2.s^{-1}$

G Fraction de mélange

g_k Gravité dans la direction k , $m.s^{-2}$

h_i Enthalpie de l'espèce i , $J.kg^{-1}$

k Energie cinétique de la turbulence, $m^2.s^{-2}$

Le_i Nombre de Lewis de l'espèce i

P Densité de probabilité

p Pression, $N.m^{-2}$

T Température, K

\tilde{U} Vitesse moyenne, $m.s^{-1}$

Y_i Fraction massique de l'espèce i

z Variance

w_i Taux de production de l'espèce i

Symboles grecques

μ Viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$

ϵ Taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence, $m^2.s^{-3}$

ρ Densité volumique $kg.m^{-3}$

λ Conductivité thermique, $J.m^{-1}.K^{-1}.s^{-1}$

C Taux de dissipation de scalaire, s^{-1}

Indices et exposants

N Nombre total d'espèces

st stœchiométrique

1. Introduction

L'étude des phénomènes de combustion turbulente présente un intérêt considérable pour de nombreuses applications industrielles (moteur à combustion interne, turbine à combustion, ..., etc.). Dans la littérature, l'étude des écoulements turbulents isothermes et réactifs dans les jets a déjà attiré l'attention de plusieurs chercheurs. Ainsi, plusieurs types de jets ont été évoqués et différentes approches ont été proposées pour simplifier l'étude numérique des écoulements réactifs ainsi que la chimie de combustion. Dans ce contexte, Bollig et al. [1] ont proposé une approche simplifiée pour l'étude d'une flamme de diffusion de méthane basée sur un mécanisme réactionnel réduit de trois réactions. Dans cet article on s'intéresse à l'interaction entre combustion et turbulence dans un jet turbulent réactif de méthane. La complexité de ces écoulements provient du fort couplage entre les champs dynamiques et scalaires. Le scalaire peut être une fraction massique des espèces chimiques ou la température. Le taux de dissipation du scalaire correspond à la diffusion moléculaire des fluctuations turbulentes de ce scalaire. De plus, l'étude de la dissipation et de sa corrélation avec la fraction de mélange elle-même, permet de connaître l'interaction entre les petites et les grandes échelles de l'écoulement. Les modèles basés sur le concept de flammelettes permettent d'évaluer les effets de la turbulence sur les phénomènes de combustion. En admettant que les plus petites échelles de longueurs caractéristiques de la turbulence soient plus grandes que l'épaisseur caractéristique d'un front de flamme laminaire, ces modèles assimilent la combustion turbulente à un ensemble d'éléments de flammes laminaires, étirés et convectés par un écoulement turbulent. L'avantage de ce type de modèle réside dans la possibilité d'utiliser les caractéristiques des flammes planes, laminaires et stationnaires dans un écoulement, turbulent, tridimensionnel et instationnaire.

Peters [2,3] a utilisé ce modèle pour la prédiction de la combustion turbulente non prémélangée. Masri [4] a montré expérimentalement l'existence de ses flammelettes laminaire dans un jet pilote turbulent réactif de gaz naturel. L'idée principale du concept de flammelettes consiste à introduire un scalaire passif (fraction de mélange), qui se comporte comme une espèce inerte diffusant dans le milieu gazeux, dans le système d'équations. La valeur moyenne de toute grandeur turbulente réactive (densité, température ou espèce) est déduite à partir d'un calcul probabiliste. Dans la présente étude, on utilise une PDF présumé, décrivant l'état du mélange turbulent. Nous avons choisi comme forme de la PDF, celle qui se rapproche le plus de la réalité, à savoir la fonction Beta [5].

Dans la présente étude, une flamme verticale de méthane est simulée. Le comburant est injecté à partir d'une buse de 10 mm de diamètre à 323 K. La vitesse de sortie du méthane est fixée à 61,1 m.s⁻¹, c'est une flamme relativement longue (2m de longueur, 0,15 MW de puissance). La présente étude compare les résultats numériques donnés par la formulation de Favre avec et sans flottabilité avec ceux déterminés par l'expérience [6] dans le cas d'un jet turbulent réactif axisymétrique de méthane à faible nombre de Mach.

2. Formulation du problème

2.1. Modèle de Turbulence

Comme nous l'avons déjà signalé, nous allons utiliser la décomposition de Favre. Une grandeur turbulente F est ainsi décomposée en une grandeur moyenne et en une autre fluctuante :

$$F = \tilde{F} + f'' \quad \text{avec} \quad \overline{\mathbf{r}F} = \overline{\mathbf{r}}\tilde{F} \quad (1)$$

Équation moyenne de conservation de masse

$$\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j}(\overline{\mathbf{r}}\tilde{U}_j) = 0 \quad ; \quad j = 1,2,3 \quad (2)$$

Équation moyenne de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j}(\overline{\mathbf{r}}\tilde{U}_i\tilde{U}_j) = \overline{\mathbf{r}}g_i - \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_i}\overline{p} - \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j}(\overline{\mathbf{r}u'_i u'_j}) + \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j} \left[\overline{\mathbf{m}} \left(\frac{\mathcal{I}\tilde{U}_i}{\mathcal{I}x_j} + \frac{\mathcal{I}\tilde{U}_j}{\mathcal{I}x_i} \right) - \frac{2}{3} \overline{\mathbf{m}} \frac{\mathcal{I}\tilde{U}_k}{\mathcal{I}x_k} d_{ij} \right] \quad ; \quad i = 1,2,3 \quad (3)$$

Équation moyenne de conservation de la fraction de mélange

$$\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j}(\overline{\mathbf{r}}\tilde{G}\tilde{U}_j) = -\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j}\overline{d} - \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j}(\overline{\mathbf{r}g''u''_j}) \quad ; \quad \overline{d} = -D \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_j} \quad (4)$$

Équation de la variance $\tilde{z} = \tilde{g}'^2$

$$\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j}(\overline{\mathbf{r}}\tilde{U}_j\tilde{z}) = -\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j} \left(\frac{\mathbf{m}_t}{\mathbf{s}_z} \frac{\mathcal{I}\tilde{z}}{\mathcal{I}x_j} \right) + P_z - \overline{\mathbf{r}}\tilde{c} \quad (5)$$

dans cette équation, P_z représente le terme de production de la fluctuation scalaire modélisé par : $P_z = -C_z \overline{\mathbf{r}u'g'}$. Le taux de dissipation scalaire \tilde{c} est modélisé tel que : $\tilde{c} = C_c \tilde{s}\tilde{z}/\tilde{k}$ où \tilde{s}

désigne le taux d'éirement moyen de la flamme dans l'écoulement turbulent réactif.

Modèle à deux équations (k-ε)

$$\frac{\mathcal{I}\overline{\mathbf{r}}\tilde{U}_j\mathbf{e}}{\mathcal{I}x_j} = \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j} \left[\left(\frac{\mathbf{m}_t}{\mathbf{s}_e} + \mathbf{m}_t \right) \frac{\mathcal{I}\mathbf{e}}{\mathcal{I}x_j} \right] + C_{e1}P_r \frac{\mathbf{e}}{k} - C_{e2}\overline{\mathbf{r}}\frac{\mathbf{e}^2}{k} \quad (6)$$

$$\frac{\mathcal{I}\overline{\mathbf{r}}\tilde{U}_jk}{\mathcal{I}x_j} = \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}x_j} \left[\left(\frac{\mathbf{m}_t}{\mathbf{s}_k} + \mathbf{m}_t \right) \frac{\mathcal{I}k}{\mathcal{I}x_j} \right] + P_r - \overline{\mathbf{r}}\mathbf{e} \quad (7)$$

Dans ces équations, \mathbf{m}_t et \mathbf{m}_l désignent la viscosité turbulente et la viscosité laminaire respectivement. La production d'énergie cinétique de turbulence P_r est déduite de l'hypothèse de Boussinesq :

$$P_r = \mathbf{m}_t \left(\frac{\mathcal{I}\tilde{U}_i}{\mathcal{I}x_j} + \frac{\mathcal{I}\tilde{U}_j}{\mathcal{I}x_i} \right) \frac{\mathcal{I}\tilde{U}_i}{\mathcal{I}x_j} - \frac{2}{3} \left(\overline{\mathbf{r}}k + \mathbf{m}_t \frac{\mathcal{I}\tilde{U}_i}{\mathcal{I}x_i} \right) d_{ij} \frac{\mathcal{I}\tilde{U}_i}{\mathcal{I}x_j} \quad (8)$$

La viscosité turbulente est calculée par :

$$\boldsymbol{\eta} = \bar{r} C_{\boldsymbol{m}} \frac{k^2}{\boldsymbol{e}} \quad (9)$$

Les constantes de la turbulence du modèle $k - \boldsymbol{e}$ standard ont été calibrées pour les écoulements incompressibles ($C_{\boldsymbol{m}} = 0,09$, $\boldsymbol{s}_k = 1,00$, $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{e}} = 1,30$, $C_{e_1} = 1,44$, $C_{e_2} = 1,92$, $C_z = 2,80$, $C_{\boldsymbol{c}} = 2,00$, $\boldsymbol{s}_z = 0.9$).

2.2. Modèle de combustion

2.1.1 Structure d'une flammelette de diffusion

La structure d'une flammelette de diffusion laminaire est contrôlée par le transfert de chaleur et de masse. La flammelette est très fine, sa structure peut être décrite par des équations de transport dans le cas mono-dimensionnel. En introduisant la fraction de mélange dans le système de coordonnées, les équations de transport pour une flammelette de diffusion sont :

Équation de conservation des espèces

Pour un mélange de N espèces, l'équation de conservation des espèces écrite dans l'espace de la fraction de mélange est :

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} = \frac{\boldsymbol{c}_{st}}{2} \frac{1}{Le_i} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial G^2} + \frac{w_i}{\boldsymbol{r}} \quad ; \quad i = 1, \dots, N \quad (10)$$

dans l'équation (10), Y_i est la fraction massique de l'espèce i

Équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\boldsymbol{c}_{st}}{2} \frac{1}{Le_i} \frac{\partial^2 T}{\partial G^2} + \sum_{i=1}^N \frac{h_i w_i}{\boldsymbol{r} c_p} \quad ; \quad i = 1, \dots, N \quad (11)$$

Dans les équations (10) et (11), \boldsymbol{c}_{st} est le taux de dissipation du scalaire à la stoechiométrie. Le taux de dissipation de scalaire est défini en général par:

$$\boldsymbol{c} = 2D \frac{\partial G}{\partial x_k} \frac{\partial G}{\partial x_k} = \frac{2I}{\boldsymbol{r} c_p} \left(\frac{\partial G}{\partial x_k} \right)^2 \quad (12)$$

2.2.2 Mécanisme réactionnel

Le mécanisme réactionnel utilisé pour modéliser la structure d'une flammelette de diffusion laminaire méthane-air dans l'espace de la fraction de mélange, est le mécanisme détaillé (H_2/O_2 mechanism) de 17 espèces.

2.3.3 Concept flammelette

L'étude de la combustion turbulente selon le concept flammelette développé par Peters [2,3] se base sur la structure d'une flammelette de diffusion laminaire fournie par la résolution des équations (10) et (12) et une PDF (Probability Density Function) présumée décrivant le mélange turbulent.

3. Méthode numérique

La résolution numérique du système d'équations de transport modélisées s'effectue par une procédure numérique de type parabolique de Patankar et Spalding [7]. Les détails sont exposés dans les travaux de Chassaing et Harran [8] qui ont étendu cette méthode aux écoulements à masse volumique variable. Les équations de conservation qui décrivent la structure d'une flammelette de diffusion laminaire méthane-air, mono-dimensionnelle et instationnaire sont résolues en utilisant le code de calcul développé par Rogg [9,10].

4. Résultats

La flamme considérée est une flamme de diffusion de méthane réalisée par Sterb [11]. La vitesse maximale de méthane à la sortie de la buse de 10 mm de diamètre étant 69.3 ms⁻¹. Dans la figure 1, on représente la variation de la fraction de mélange sur l'axe de symétrie du jet turbulent réactif, en présence et en absence de la gravité. Dans la zone proche (zone de production de l'énergie), les résultats trouvés en tenant compte de la flottabilité sont identiques à ceux trouvés en absence de celle-ci alors que dans la zone lointaine un décalage entre ses deux résultats est noté. Les résultats de simulation numérique présente un accord satisfaisant avec ceux

trouvé expérimentalement par Brooks[6]. Le même résultat est confirmé si on représente les positions des demi-épaisseurs pour la fraction de mélange dans les deux cas (figure 2).

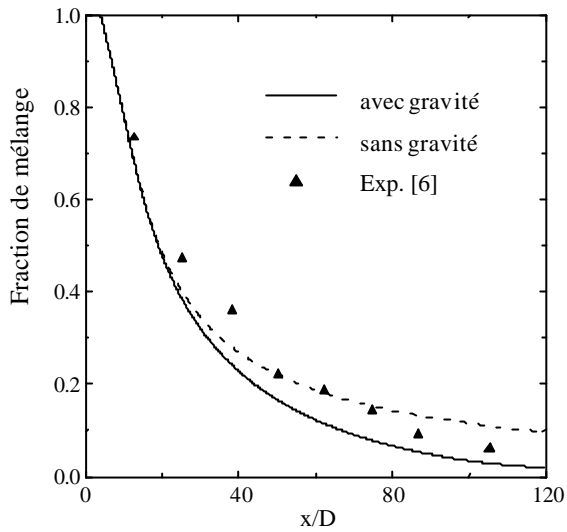


Fig. 1 : Fraction de mélange sur l'axe

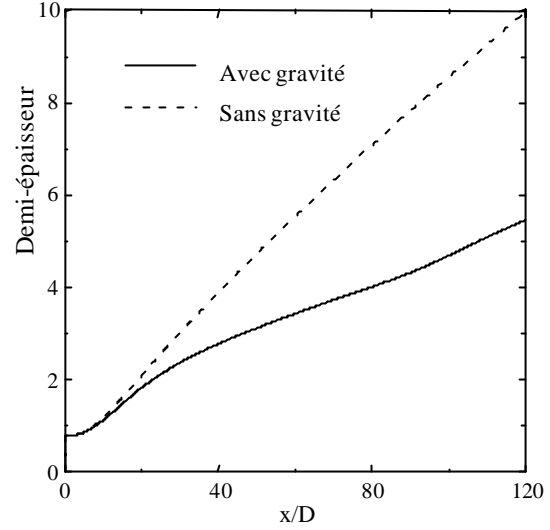


Fig. 2 : Demi-épaisseur sur l'axe

Le demi-épaisseur est défini comme étant la position radiale à partir de l'axe où la valeur de la variable est égale à la moitié de sa valeur sur l'axe. Dans la zone lointaine de la buse, la demi-épaisseur scalaire varie linéairement en fonction x/D en absence de la gravité, ce qui est pas le cas en présence de la gravité.

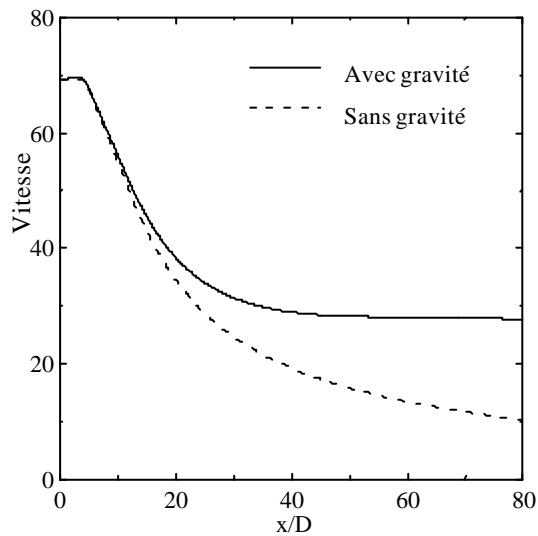


Fig. 3 : Profil de la vitesse sur l'axe du jet

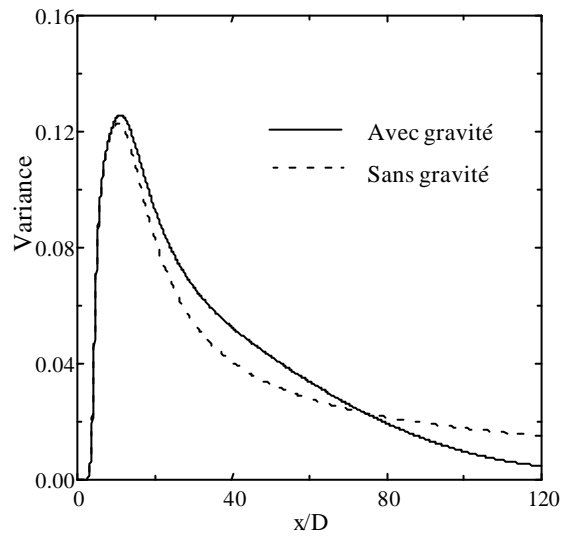


Fig. 4 : Variance sur l'axe du jet

La variation axiale la vitesse dans les deux cas, avec et sans gravité, est donnée par la figure 3. Sur l'axe et dans la zone lointaine la vitesse est plus important en présence de la flottabilité, l'accélération est du à l'effet de la gravité dans cette zone. En effet, dans la zone proche l'effet de la flottabilité est négligeable dans la zone proche où la vitesse d'émission est importante dans cette zone. La variation axiale de la variance scalaire en présence et en absence du gravité est donnée par la figure 4. Dans la partie lointaine du jet, les fluctuations du scalaires deviennent plus importantes en présence de la flottabilité.

La prédiction correcte des champs dynamiques et scalaire dans un jet turbulent réactif est obtenue généralement lors d'une bonne prédiction de la densité du mélange réactif, la variation radiale de cette grandeur physique à une position qui est égale 50 fois le diamètre est donnée par la figure 5 en présence et en absence de la gravité. Proche de l'axe de symétrie du jet, les deux prédictions (en absence et en présence de la gravité) donnent un résultat similaire. Dans la partie extérieure un écart est notable entre les deux prédictions, ceci est essentiellement dû au fait que dans cette section, la flamme commence à se fermer et la zone des réactions est proche de l'axe où l'effet de la gravité est négligeable. Ce même résultats est confirmé par l'effet de la gravité sur la variation de la température dans cette section (à $x/D=50$). La figure 6, donne la variation radiale de la température à $x/D=50$. En présence de la gravité.

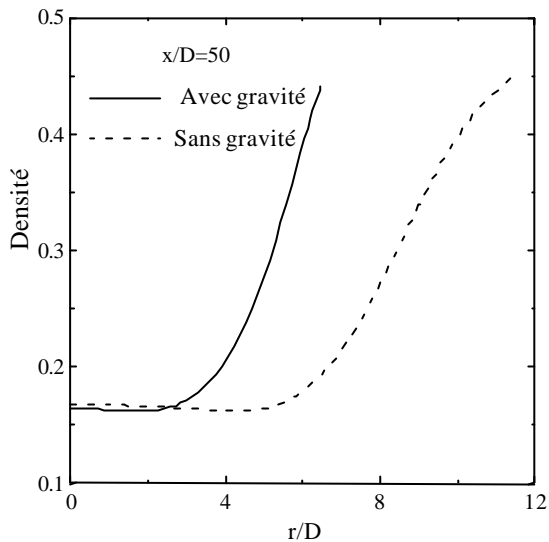


Fig. 5 : Variation radiale de la densité à $x/D=50$

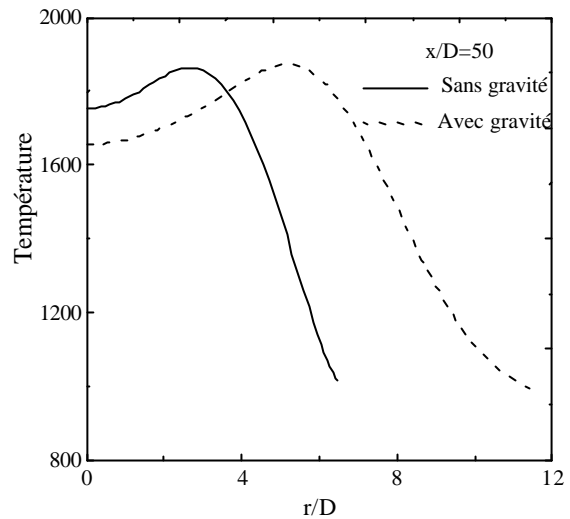


Fig. 6 : Variation radiale de la température à $x/D=50$

5. Conclusion

Dans cette étude, nous avons étudié l'effet de la gravité sur un écoulement réactif dans un jet de méthane débouchant dans l'air. En supposant que les plus petites échelles de la turbulence sont beaucoup plus grandes que l'épaisseur de la flamme, la flamme de diffusion turbulente peut être assimilée à un ensemble de flammelette de diffusion laminaire. La combustion turbulente est simulée par une méthode probabiliste qui dépend de la fraction de mélange, de la variance et du taux d'étirement du flammelette de diffusion. La structure locale de la flamme a été décrite par une flammelette de diffusion laminaire de méthane en se basant sur un mécanisme réactionnel détaillé faisant intervenir 17 espèces. Dans la zone proche du jet, les résultats donnés par en absence ou en présence de la gravité sont identiques. Dans la zone lointaine du jet, le fait de négliger l'effet de la gravité ne peut pas être une approximation réaliste pour l'étude de la combustion turbulente. Les résultats numériques sont en coordination avec les résultats numériques et expérimentaux qui se trouvent dans la littérature.

7. Références

- [1] Bollig M., Amable L., Antonio L. and Williams F. A., 'A simplified approach to the numerical description of methane air diffusion flames', Twenty-Seventh Symposium on Combustion, (1998) pp.595-603.
- [2] Peters N., 'Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion', Prog. Energy Combust. Sc., 10 (1984) pp.319-339.
- [3] Peters N., 'Laminar flamelet concept in turbulent combustion', 21st Symposium on Combustion, (1986) pp.1231-1250.
- [4] Masri A. and Bilger R.W., 'Turbulent nonpremixed flames near extinction: Mean structure from raman measurements', Comb. and flame, 71(1988) pp.245-266.
- [5] Girimaji S.S., 'Assumed \mathbf{b} -pdf model for turbulent mixing: validation and extension to multiple scalar mixing', Combust. Sci. And techn., 78 (1991) pp.177-196.
- [6] Brookes S.J, Moss. J.B., 'Predictions of soot and thermal radiation properties in confined turbulent jet diffusion flames', Combustion and flame, 116(1998), pp.486-503.
- [7] Patankar S.V., Spalding D.B., 'Heat and mass transfer in boundary layer', 2nd ed. London, (1970).
- [8] Chassaing P., Harran G., Joly L., 'Density fluctuation correlations in free turbulent binary mixing', J. Fluid Mech., 279 (1994) pp.239-278.
- [9] Rogg B., 'RUN-IDL': The Cambridge Universal Laminar Flamelet Computer Code, in: Reduced Kinetic Mechanisms for Applications in Combustion Systems, Appendix C, N. Peters and B. Rogg (Eds.), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, (1993).
- [10] Rogg B. and Wang W., 'RUN-IDL': The Universal Laminar Flame and Flamelet Computer Code, User Manual, (1997).
- [11] Sterb H., 'Untersuchungen zum einfluss des auftriebs auf die mischung und reaktion in turbulenten freistrahldiffusionsflammen', P.h. D. thesis. Universität karlsruhe, Germany (1993).