

ETUDE NUMERIQUE D'UN JET AXISYMETRIQUE GENERE PAR DEUX BUSES COAXIALES

Wassim KRIAA¹, Hatem MHIRI¹, Salem EL GOLLI¹
Georges LE PALEC², Philippe BOURNOT²

¹Laboratoire de Mécanique des Fluides et Thermique, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Route de Ouardanine 5000 Monastir (Tunisie); Email : kriaawass@yahoo.fr

²Institut de Mécanique de Marseille, 60 rue Juliot Curie Technopôle de Château-Gombert 13453 MARSEILLE Cedex 13 (FRANCE)

RESUME:

On se propose d'étudier numériquement un jet axisymétrique à deux buses coaxiales, isotherme, à masse volumique variable en régime laminaire. Une méthode aux différences finies est utilisée pour résoudre les équations qui régissent l'écoulement. Les grandeurs analysées sont la vitesse verticale au centre, la fraction massique au centre et les demi-épaisseurs du jet. La discussion des résultats trouvés porte essentiellement sur la longueur du noyau de concentration en fonction du diamètre de la seconde buse et de la vitesse d'éjection du gaz issu de cette dernière. Ceci nous a permis d'établir des corrélations en fonction de ces paramètres.

Mots clés : jet axisymétrique, buses coaxiales, masse volumique variable, laminaire.

NOMENCLATURE

D_1, D_2 : Diamètres, respectivement de la première et de la deuxième buse (m)
 D : coefficient de diffusion ($m^2 \cdot s^{-1}$)
 Re : nombre de Reynolds ($u_{01} D_1 / \nu_{01}$)
 Ga : nombre de Galileo ($g D_1^3 / \nu_{01}^2$)
 Fr : nombre de Froude ($Re^2 / Ga (1-w)$)
 Sc : nombre de Schmidt (μ_{01} / γ_{01})
 w : rapport de densité initial (ρ_∞ / ρ_0)
 g : accélération de la pesanteur ($m \cdot s^{-2}$)
 $Mach$: nombre de Mach (u / c)
 U, V : composantes adimensionnées, respectivement longitudinale et transversale de la vitesse
 X, Y : coordonnées adimensionnées, respectivement longitudinale et transversale
 m : fraction massique
 F : fraction massique adimensionnée.
 Y_d : demi-épaisseur dynamique correspondant à ($U_{max} / 2$)
 Y_F : demi-épaisseur de la fraction massique correspondant à ($F_{max} / 2$)
 X_f : longueur du noyau de concentration
 T : température (K)

Symboles Grecs

ρ : masse volumique ($kg \cdot m^{-3}$)
 μ : viscosité dynamique du fluide ($kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$)

Indices

0 : à la sortie de la buse.
C où axe: axe du jet .
1 :Gaz issu de la buse.
2 ou ∞ :Gaz du milieu ambiant (air).
m : mélange.

1. INTRODUCTION

Les jets constituent un type d'écoulement largement répandu dans les applications industrielles tels que les procédés de climatisation, la protection thermique ou aéroulique, l'isolation thermique, etc. Si les publications concernant les jets générés par l'injection d'un fluide dans lui-même (air dans l'air, par exemple) sont nombreuses, les travaux sur l'injection d'un gaz dans un autre de nature différente sont beaucoup plus rares. Pourtant, ce type d'écoulement est présent dans beaucoup d'applications industrielles comme par exemple l'isolation par rideau d'air où un jet d'air est utilisé pour empêcher les gaz de combustion produits par un four à incinération de se déverser dans le milieu ambiant[1]. Une deuxième application concerne l'utilisation d'un jet de gaz neutre pour la protection des cordons de soudure de l'air ambiant. L'étude expérimentale menée dans ce cadre par Alain Berthon[2] montre toutefois l'inefficacité de cette couverture, en raison notamment de la présence d'un décollement lié à l'existence d'un gradient thermique pariétal. Afin d'apporter une solution à ce problème, on peut imaginer de doubler cette couverture gazeuse, en plaçant deux buses coaxiales qui déchargent deux gaz neutres différents, pour créer un gradient de concentration qui pourrait s'opposer au passage de l'air ambiant vers la soudure.

Dans ce contexte et avant d'aborder le cas d'un jet impactant à deux buses coaxiales, nous avons voulu dans une première approche déterminer la structure de l'écoulement qui résulte de l'injection par deux buses coaxiales de deux gaz neutres dans l'air (figure 1). Le but étant de savoir comment ces deux gaz interagissent et diffusent dans le milieu ambiant.

Une revue de la littérature montre que plusieurs études ont été effectuées sur ce problème dans le cas où les deux buses étaient cylindriques. La plupart de ces travaux sont expérimentaux: Champagne et Wagnanski [3] ainsi que Ko et Kwan [4] ont travaillé sur la structure de l'écoulement et ils ont montré que le rapport des vitesses moyennes u_{02}/u_{01} domine le développement des structures tourbillonnaires de ce type d'écoulement.

Par contre, les études numériques concernant ce type d'écoulement sont beaucoup plus rares. Le but de ce travail consiste à étudier le cas d'un jet axisymétrique coaxial à masse volumique variable en régime laminaire. En effet ce type d'écoulement est géré par le gradient de concentration généré par les effets de la variation de la masse volumique du mélange. L'importance de ces effets pour le cas d'un jet à masse volumique variable est caractérisée par le rapport des densités initiales $w = (\rho_{\infty}/\rho_0)$, ρ_{∞} étant la densité de l'air ambiant et ρ_0 celle du fluide éjecté de la buse de décharge. Les caractéristiques de ce type d'écoulement dépendent fortement de la force de flottabilité, l'influence de celle-ci par rapport à la force d'inertie est quantifiée par le nombre de froude défini comme suit[5]:

$$Fr = \frac{\rho_0 u_1}{g b_1 |\rho_{\infty} - \rho_0|} = \frac{Re^2}{Ga |1 - w|} \quad (1)$$

Si le nombre de froude est infini ($w=1$), on dit que le jet est pur et dans ce cas se sont les forces d'inertie qui régissent l'écoulement. Pour un nombre de froude assez élevé, les forces de flottabilité sont dominantes et participent au mouvement du fluide. On distingue généralement trois régions dans la structure de l'écoulement de type jet anisotherme ou à masse volumique variable (figure1). Une première région située au voisinage de la buse et dans laquelle les forces d'inertie sont prépondérantes devant celles de flottabilité. Dans la seconde région (zone III) appelée zone de panache située loin de la source d'éjection, le mouvement du fluide est assuré par les forces de flottabilité. Ces deux régions sont séparées par une zone intermédiaire(zone II) dans laquelle les forces d'inertie et de flottabilité sont du même ordre de grandeur. Ces trois régions sont situées à des distances de la buse qui dépendent des nombres de froude et de Reynolds[3-7].

Dans ce travail, on analyse l'influence de l'épaisseur de la buse extérieure ainsi que celle de la vitesse du fluide éjecté, sur les grandeurs caractéristiques de l'écoulement dans les différentes régions du jet.

2. MISE EN EQUATIONS

On considère un écoulement vertical de deux gaz neutres éjectés par deux buses cylindriques coaxiales et débouchant dans une atmosphère composée d'un fluide de masse volumique différente (air)(figure 1). Les dimensions des deux buses sont réduites vis à vis de l'enceinte ou du milieu ambiant dans lequel débouche l'écoulement. Les paramètres caractérisant le jet en sortie des deux buses sont des vitesses uniformes u_{01} et u_{02} , des fractions massiques m_{01} et m_{02} . L'écoulement est supposé en régime laminaire, bidimensionnel et stationnaire. On traite le cas d'un mélange à trois constituants non réactifs dans le cas d'un écoulement dilatable, c'est à dire pour des nombres de Mach inférieurs à 0.3. Les gaz émis se comportent comme des gaz parfaits et les hypothèses de la couche limite sont admises.

Les variables adimensionnelles utilisées sont les suivantes :

$$X = \frac{x}{b_1}; Y = \frac{y}{b_1}; U = \frac{u}{u_{01}}; V = \frac{v}{u_{01}}; F_1 = \frac{m_1}{m_{01}}; F_2 = \frac{m_2}{m_{01}}; \rho^* = \frac{\rho}{\rho_{01}};$$

$$\mu^* = \frac{\mu}{\mu_{01}}; D_{ime}^* = \frac{D_{ime}}{D_{13}} \text{ avec } i=1,2,3 \quad (2)$$

Dans le cadre de ces hypothèses, les équations adimensionnelles s'écrivent de la façon suivante:

$$\frac{\partial \rho^* U}{\partial X} + \frac{1}{Y} \frac{\partial (\rho^* Y V)}{\partial Y} = 0$$

$$\rho^* U \frac{\partial U}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{1}{Re} \frac{1}{Y} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu^* Y \frac{\partial U}{\partial Y} \right) \pm \frac{Ga}{Re^2} (\rho^* - W)$$

$$\rho^* U \frac{\partial F_1}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial F_1}{\partial Y} = \frac{1}{Sc.Re} \frac{1}{Y} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\rho^* D_{1m}^* Y \frac{\partial F_1}{\partial Y} \right) \quad (3)$$

$$\rho^* U \frac{\partial F_2}{\partial X} + \rho^* V \frac{\partial F_2}{\partial Y} = \frac{1}{Sc.Re} \frac{1}{Y} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\rho^* D_{2m}^* Y \frac{\partial F_2}{\partial Y} \right)$$

A ces équations sont associées les conditions aux limites ci-dessous:

$$\text{Pour } Y=0 \quad V = \frac{\partial F_1}{\partial Y} = \frac{\partial F_2}{\partial Y} = \frac{\partial U}{\partial Y} = 0$$

$$\text{Pour } Y \rightarrow \infty \quad U = F_1 = F_2 = 0 \quad (4)$$

Les conditions d'éjection adimensionnées s'écrivent de la façon suivante:

Pour $X=0$; $V=0$ et :

$$\text{Si } 0 \leq Y < 1/2 \quad U = F_1 = 1, F_2 = 0$$

$$\text{Si } 1/2 \leq Y < \left(\frac{1}{2} + b_2/b_1\right) \quad U = \frac{u_{02}}{u_{01}}, F_1 = 0, F_2 = 1 \quad (5)$$

$$\text{Si } Y \geq \left(\frac{1}{2} + b_2/b_1\right) \quad U = F_1 = F_2 = 0$$

Les propriétés thermo-physiques des deux gaz sont déterminées à l'aide des relations données par Robert C.Reid et al [8].

3.METHODE DE RESOLUTION NUMERIQUE

Le modèle numérique élaboré est basé sur une méthode aux différences finies. Pour des raisons de stabilité numérique, on a opté par un maillage décalé, l'équation de continuité étant discrétisée aux nœuds $(i+1/2, j+1/2)$ alors que les équations de mouvement, et de conservation des espèces sont discrétisées aux nœuds $(i+1/2, j)$. Cette procédure a été déjà utilisée dans un travail antérieur [9].

Le maillage utilisé dépend des rapports des diamètres et des vitesses adoptés. Il est non uniforme suivant la direction longitudinale, en effet, le pas est pris très petit au voisinage de la buse ($\Delta X_1 = 10^{-3}$ pour $0 < X \leq 1$), un peu plus loin on augmente le pas de calcul ($\Delta X_2 = 10^{-2}$ pour $1 < X \approx 20$), pour pouvoir descendre très bas dans le jet, on adopte dans la région de panache un pas un peu plus grand ($\Delta X_3 = 10^{-1}$ pour $X > 20$). Dans la direction transversale, le pas de calcul est constant ($\Delta Y = 10^{-2}$), et sa valeur impose un nombre de points n suffisant dans cette direction pour que le jet ne soit pas coupé.

La convergence de la solution globale obtenue avec cette méthode est considérée atteinte lorsque le changement relatif de U lors de deux itérations successives est inférieur à 10^{-7} pour chaque nœud du domaine.

4. RESULTATS ET DISCUSSION

On considère le cas où l'écoulement est vertical favorable, et on s'intéresse à l'influence de la vitesse et du gaz issu de la buse extérieure, ainsi que le diamètre de cette dernière, sur les grandeurs caractéristiques du jet. Pour tous les cas traités, les conditions d'éjection et l'épaisseur de la buse intérieure sont prises constantes (voir tableau [1]). Les deux gaz éjectés dans l'air ambiant par les deux buses sont respectivement de l'argon et du krypton.

Tableau [1] : Paramètres de sortie communs aux cas tests

u_{01}	D_1	$T_{01}=T_{02}$	T_∞	Re	Ga	W	Sc
0.115 m/s	$3 \cdot 10^{-2}$ m	298 K	298 K	250	$1.37 \cdot 10^6$	0.72	0.707

4.1. Influence du diamètre de la buse extérieure sur les caractéristiques de l'écoulement :

Dans cette partie, on s'intéresse à l'influence du diamètre de la buse extérieure sur les grandeurs caractéristiques de l'écoulement. La vitesse à la section de sortie des deux buses est uniforme et vaut $u_{01}=u_{02}=0.115$ m/s. Sur la figure (2), on représente la vitesse au centre U_c pour différents diamètres de la buse extérieure D_2 (D_1 étant constant) : on remarque que jusqu'à une distance X de la buse égale à 10^{-1} , la vitesse au centre U_c ne dépend pas du diamètre de la seconde buse et demeure constante et égale à 1. En effet, dans cette zone les forces d'inertie sont prépondérantes devant les forces de flottabilité et la vitesse de l'écoulement garde une valeur presque égale à celle à la sortie de la buse : c'est la zone du jet pur.

Dans la seconde région située entre $X \cong 10^{-1}$ et $X \cong X_p$ (avec $100 \leq X_p \leq 300$ en fonction du rapport des diamètres), la vitesse au centre augmente avec la hauteur X avec un taux de croissance très important. En effet dans cette zone appelée zone de transition : les forces de flottabilité qui sont du même ordre de grandeur que les forces d'inertie, s'ajoutent à ces dernières pour engendrer un taux d'accélération très important du jet. On constate aussi que jusqu'à une distance $X \cong 3$, et quelque soit le diamètre de la seconde buse D_2 , les profils de la vitesse au centre sont confondus. Ceci est expliqué par le fait qu'au voisinage des deux buses, sur l'axe du jet, la fraction massique du gaz éjecté par la première buse est toujours égale à 1, quelque soit le diamètre D_2 adopté (voir figure 3.a), et la vitesse au centre évolue donc comme celle d'un jet constitué par un seul gaz.

Loin de la buse et pour $X > X_p$, les profils de la vitesse au centre évoluent d'une manière pratiquement linéaire. Dans cette zone appelée région de panache, l'écoulement est géré par les forces de flottabilité dues au gradient de concentration. Ces dernières augmentent avec le diamètre D_2 , ce qui explique que l'accélération du jet est plus importante pour les grands rapports D_2/D_1 .

Cette analyse de l'évolution de la vitesse au centre, montre que la zone du jet pur est très petite par rapport aux autres, ceci s'explique par le fait que les forces de flottabilité participent au développement de l'écoulement même au voisinage des deux buses. En effet le nombre de Froude de l'écoulement étudié étant assez faible ($Fr=0.16$), ces forces deviennent du même ordre de grandeur que celles d'inertie dans une région proche de la buse d'éjection. On note aussi que plus le rapport des diamètres est grand plus la zone du panache est atteinte pour des distances X_p assez élevées.

L'évolution axiale de la fraction massique au centre du gaz 1, pour différents rapports des diamètres est donnée sur la figure (3.a). On constate que pour $X \leq 3$, cette grandeur demeure constante est égale à 1 quelque soit la valeur de D_2/D_1 . Plus loin elle diminue en fonction de X avec un taux de décroissance plus important quand le diamètre de la buse extérieure augmente. En effet, la figure 3.b montre qu'un diamètre plus important de la buse extérieure engendre un entraînement plus important du gaz 2 par le gaz 1, le mélange est donc plus efficace ce qui fait diminuer la fraction massique du gaz 1.

En se référant à la figure (3.b), où on a donné l'évolution de la fraction massique du Krypton au centre F_{2c} , pour différentes valeurs de D_2/D_1 , on note que pour $X \leq 3$, F_{2c} demeure constante est égale à zéro, en effet ce résultat est conforme à celui signalé pour F_{1c} , puisque dans cette zone, le seul gaz présent est l'argon. Pour $X > 3$, l'entraînement du krypton par le jet d'argon favorise le mélange entre ces deux gaz, et la fraction massique du krypton sur l'axe du jet augmente pour atteindre une valeur maximale, dont la position dépend de D_2/D_1 , à partir de cette dernière l'entraînement de l'air ambiant par le jet fait que la fraction massique du krypton tend asymptotiquement vers une valeur nulle pour les grandes valeurs de X .

Ceci est d'ailleurs confirmé par l'évolution de la fraction massique de l'air au centre pour différentes valeurs de D_2/D_1 (figure 3.c), on observe que cette grandeur est nulle jusqu'à une distance X_f qui dépend de D_2/D_1 , puis augmente pour tendre vers 1 pour les grandes valeurs de X . Si on analyse ces profils en fonction du rapport des diamètres, on constate que la distance à la buse X_f pour laquelle la fraction massique de l'air au centre est nulle augmente avec D_2/D_1 . La barrière que constitue le gaz neutre éjecté de la buse extérieure est d'autant plus efficace pour empêcher l'air extérieur d'arriver à l'axe du jet que le diamètre D_2 est grand. Ceci nous a incité à examiner l'évolution de la distance X_f en fonction du rapport des diamètres des deux buses ; la figure 4 nous montre que X_f varie de façon pratiquement linéaire en fonction de D_2/D_1 suivant la relation suivante:

$$X_f = 5.9 \frac{D_2}{D_1} - 3.26 \quad (6)$$

Sur la figure (5), nous avons représenté la demi-épaisseur dynamique du jet Y_u qui est l'ordonnée pour laquelle la vitesse U est égale à $\frac{U_{\max}}{2}$: Dans la zone du jet pur, la vitesse maximale est celle du Krypton (le gaz le plus lourd), l'écoulement est géré par les forces d'inertie, le mélange du gaz 2 avec le gaz 1 est très faible, et par conséquent la demi-épaisseur dynamique du jet demeure constante et égale à la moitié du diamètre de la buse extérieure ($\frac{D_2}{2}$). Dans la région de transition, la demi-épaisseur dynamique du jet diminue puisque la vitesse maximale du Krypton dans cette zone est plus proche de l'axe du jet (voir figure 3.b). En effet dans cette région, les forces de flottabilité s'ajoutent aux forces d'inertie, le jet s'accélère et l'expansion du jet est plus faible. Par contre plus loin de la buse et dans la région de panache, les forces d'inertie ne participent plus à l'écoulement, un taux d'accélération du jet plus faible est accompagné d'un élargissement de l'épaisseur de ce dernier.

Sur la figure (6), on a représenté la demi-épaisseur de la fraction massique de l'argon Y_{F1} définie comme étant l'ordonnée pour laquelle $\bar{\eta}$ est égale à $\frac{F_{lc}}{2}$: Dans la première zone du jet, cette grandeur demeure constante et égale à la moitié de la buse intérieure quelque soit la valeur de D_2/D_1 , ce résultat étant en accord avec un mélange très faible au voisinage de la buse, de l'argon avec les autres gaz. Dans la zone de transition, la valeur minimale observée pour Y_{F1} augmente avec le rapport des diamètres D_2/D_1 , et par conséquent le rétrécissement du jet est moins important. Ceci est prévisible, puisque le flux de masse éjecté de la buse extérieure augmente avec le diamètre de cette dernière, ce qui génère une force de flottabilité plus importante qui s'ajoute à celle d'inertie. Ces deux forces régissent le mouvement du fluide dans cette zone et génèrent un taux d'accélération plus important de l'écoulement, ce qui explique le rétrécissement de l'épaisseur du jet.

Dans la zone de panache, l'écoulement est géré par les forces de flottabilité, l'expansion de la fraction massique diminue quand le rapport des diamètres D_2/D_1 augmente, ceci étant en accord avec une accélération plus importante du jet pour les plus grandes valeurs de D_2 .

4.2. Influence de la vitesse d'éjection du gaz 2 sur les caractéristiques de l'écoulement :

Dans cette deuxième partie, on s'intéresse à l'influence de la vitesse du gaz issu de la buse extérieure u_{02} sur les grandeurs caractéristiques de l'écoulement. On considère la vitesse u_{01} constante et égale à 0.115 m/s, le diamètre de la buse extérieure D_2 est deux fois D_1 , et on fait varier le rapport $\frac{u_{02}}{u_{01}}$ entre 0 et 1.5.

Sur la figure (7), L'évolution de la vitesse verticale au centre U_c est semblable à celle observée dans le cas d'un jet à deux buses coaxiales pour différentes valeurs de D_2/D_1 , en effet une augmentation du rapport des vitesses $\frac{u_{02}}{u_{01}}$ n'influe pas sur cette grandeur jusqu'à une distance $X \leq 3$, au delà de cette dernière, une augmentation de la vitesse au centre est notée quand la vitesse d'éjection du gaz 2 est plus importante. On peut donc conclure, que $\frac{u_{02}}{u_{01}}$ et $\frac{D_2}{D_1}$ ont le même effet sur les caractéristiques dynamiques de l'écoulement. Ceci est logique puisque prendre des valeurs de u_{02} ou de D_2 plus élevées, revient à augmenter le débit éjecté du gaz 2.

Les évolutions des fractions massiques au centre des gaz 1,2 et 3 obtenues pour différentes valeurs de $\frac{u_{02}}{u_{01}}$ sont similaires à celles trouvées en faisant varier D_2/D_1 : les observations effectuées à propos de ces grandeurs pour différentes valeurs des rapports des diamètres, sont aussi valables dans ce cas.

Ceci nous a incité à examiner l'évolution de la distance X_f en fonction du rapport des vitesses, la figure 8 montre que X_f varie linéairement en fonction de $\frac{u_{02}}{u_{01}}$:

$$X_f = 11.3 \frac{u_{02}}{u_{01}} + 2.69 \quad (7)$$

5.CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons présenté une étude numérique sur le comportement d'un écoulement de type jet axisymétrique laminaire isotherme à masse volumique variable. La résolution directe des équations qui régissent ce type d'écoulement par une méthode numérique aux différences finies a permis de dégager l'influence de certains paramètres sur les grandeurs caractéristiques de l'écoulement.

On a ainsi montré qu'une augmentation du rapport des diamètres des deux buses engendre une accélération plus importante du jet. Dans ce cas, la distance à la buse pour laquelle la fraction massique de l'air est nulle est plus grande, et la barrière que constitue le gaz neutre éjecté de la buse extérieure pour empêcher l'air extérieur d'arriver à l'axe du jet est plus efficace.

Concernant l'influence du rapport des vitesses, on a montré que ce paramètre influe de la même façon que le rapport des diamètres sur les grandeurs caractéristiques du jet: c'est donc le débit éjecté de la seconde buse qui est déterminant.

On a aussi déterminé deux relations, en fonction des rapports des diamètres des deux buses et des vitesses des gaz éjectés, qui permettent d'estimer la distance à la sortie du jet X_f pour laquelle la fraction massique de l'air est égale à zéro. Ces résultats sont déterminants, par exemple, lors du processus de soudage par faisceau laser où il convient dans ce cas d'assurer une bonne couverture gazeuse jusqu'au niveau du cordon de la soudure.

6.RÉFÉRENCES

- [1] S. Besbes, Mhiri, H., El Golli, S., Le Palec, G, Bournot, P., 'Numerical study of a heated cavity insulated by a horizontal laminar jet', Energy Conversion and Management 42,12, (2001), pp 1417-1435.
- [2] BERTHON A., 'Etude de l'interaction entre l'environnement et un procédé de soudage industriel', Thèse, Université de la Méditerranée, (1998).
- [3] F.H.Champagne, I.J.Wygnanski, 'An experimental investigation of coaxial turbulent jets', International Journal of Heat and Mass Transfer 14 (1971) pp1445-1464.
- [4] N.W.M. Ko, A.S.H. Kwan, 'The initial region of subsonic coaxial jets', Journal of fluid Mechanics 73 (1976) pp305-332.
- [5] H. SANDERS, B SARH, I GOKALP, 'A variable density effects in axisymmetric isothermal turbulent jets : a comparison between a first and a second order turbulence model', Int. J. Heat Mass Transfer (1997) 40 (4),pp823-842.
- [6] A.Gharbi, M.Amielh and F.Anselmet, 'Experimental investigation of turbulence properties in the interface region of variable density jets', Phys. Fluids 7 (10) (1995).
- [7] J. C.Sautet and D.Stepowski, 'Dynamic behavior of variable density, turbulent jets in their near development fields', Phys. Fluids 7 (11) (1995).
- [8] Robert C.Reid and Thomas K.Sherwood, 'The properties of gases and liquids', Second Edition, MC GRAW-HILL,1966.
- [9] A.M. Dalbert, F.Penot, J.L Peuble, 'convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé à flux constant', Int. J Heat Mass Tran. Vol.24, pp1463-1473, (1981).

6. PRESENTATION DES FIGURES

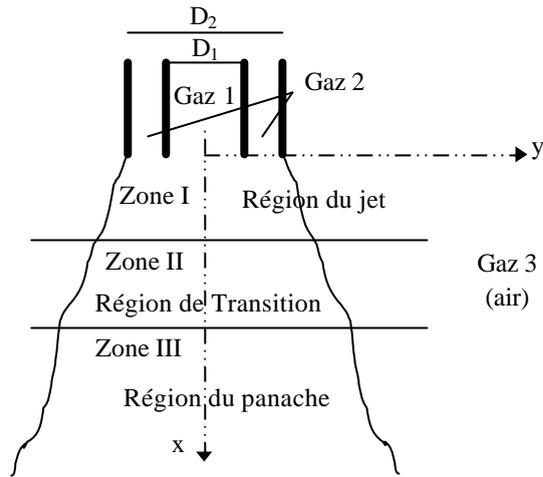


Figure.1. Configuration du jet

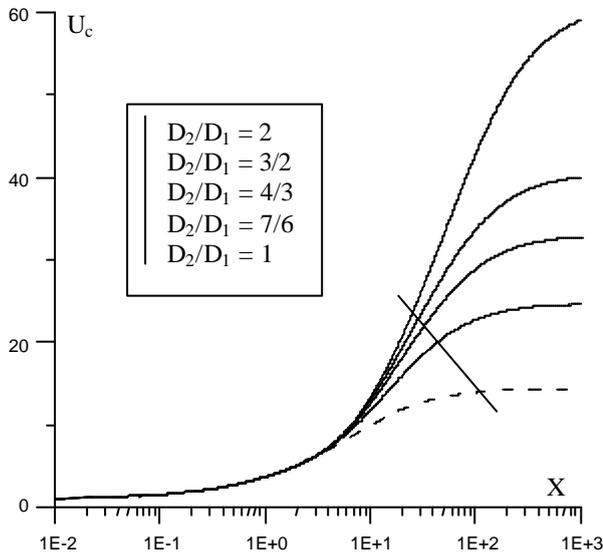


Figure 2: Evolution longitudinale de la vitesse verticale au centre

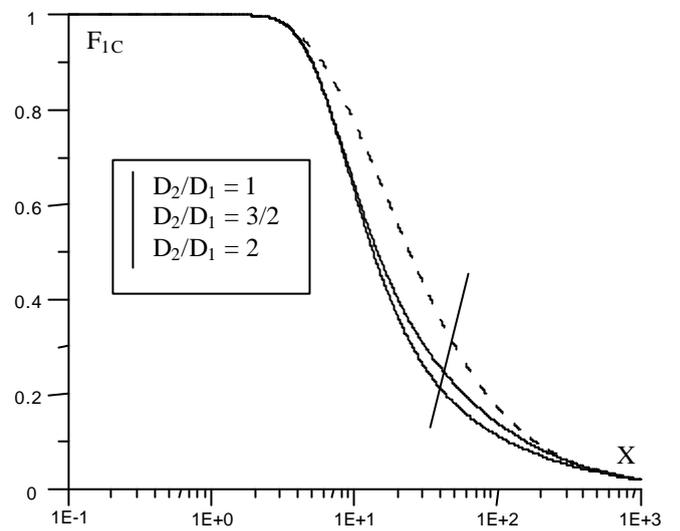


Figure 3.a: Evolution de la fraction massique du gaz 1 au centre

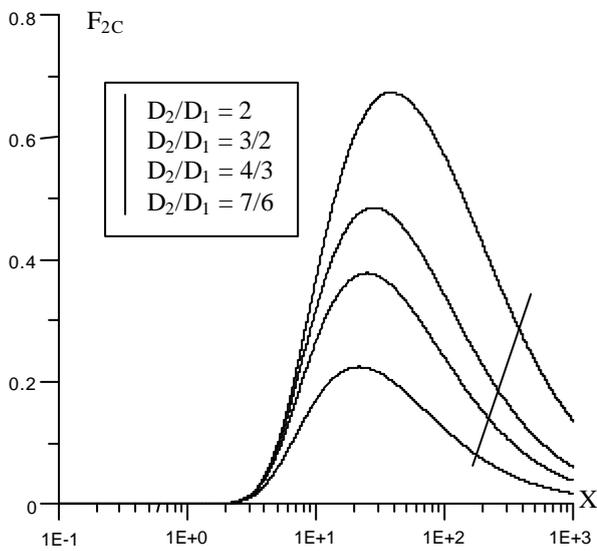


Figure 3.b: Evolution de la fraction massique du gaz 2 au centre

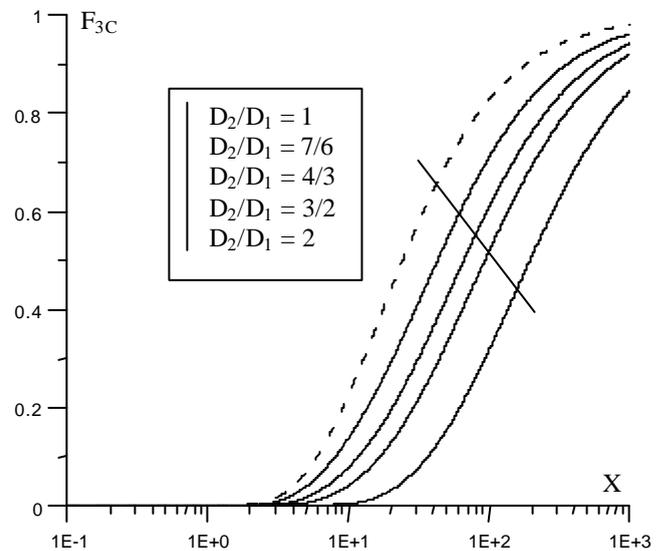


Figure 3.c: Evolution de la fraction massique du gaz 3 au centre

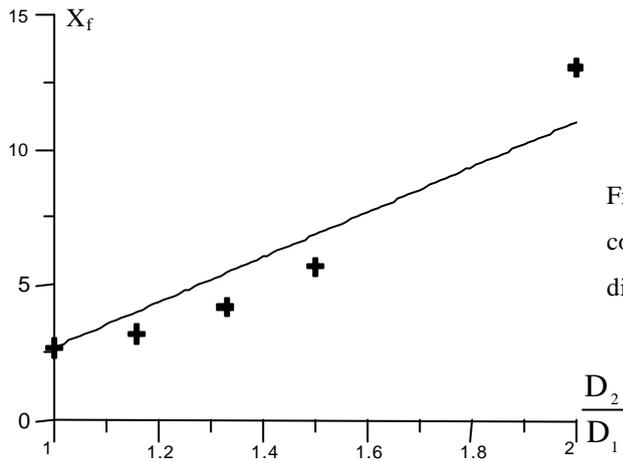


Figure 4: Evolution du noyau de concentration en fonction du rapport des diamètres

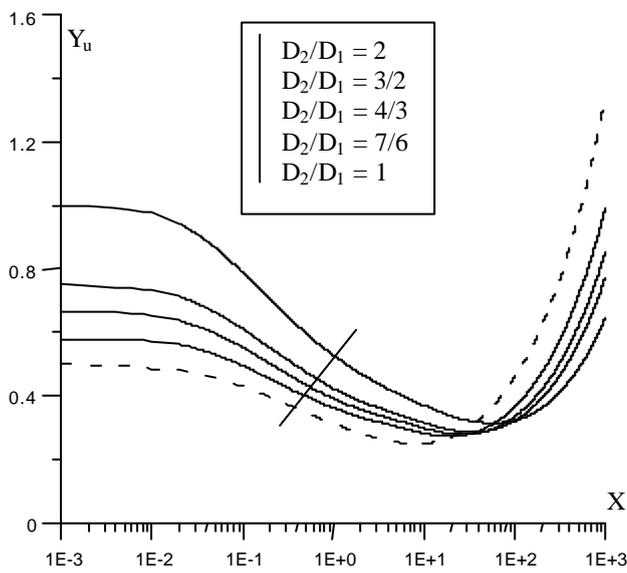


Figure 5: Evolution de la demi-épaisseur dynamique du jet

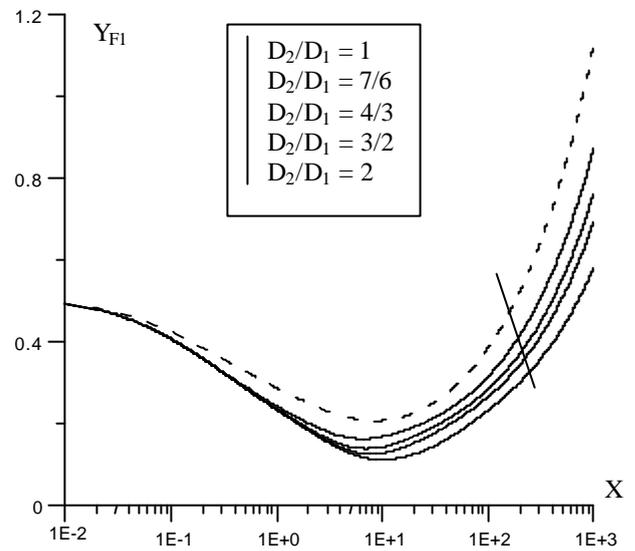


Figure 6: Evolution de la demi-épaisseur de la fraction massique du gaz 1

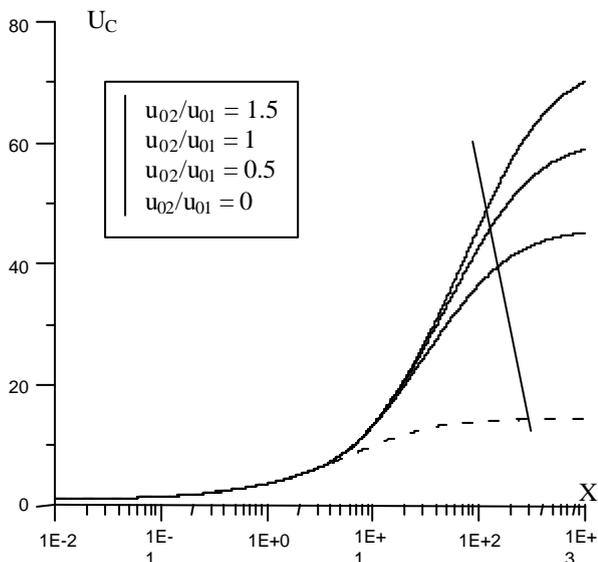


Figure 7: Evolution de la vitesse verticale au centre

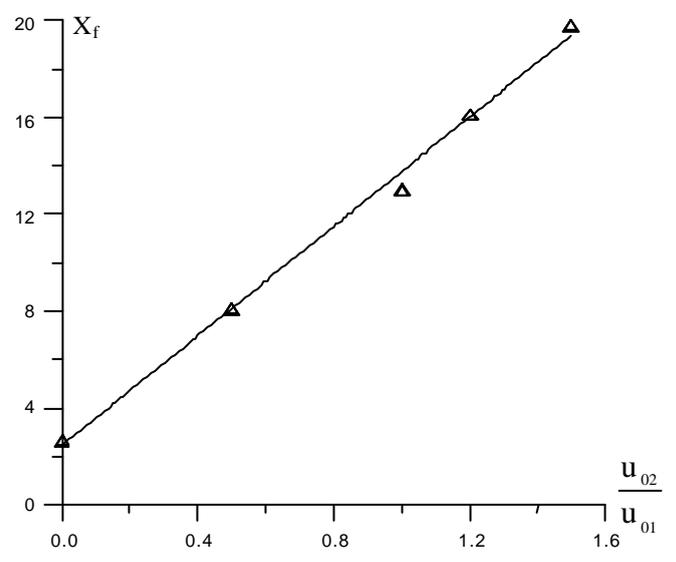


Figure 8: Evolution du noyau de concentration en fonction du rapport des vitesses