

# THÈSE

présentée par

**Edith Beatriz CAMANO SCHETTINI**

Pour obtenir le diplôme de **DOCTEUR**

**de l'Institut National Polytechnique de Grenoble**

(Arrêté ministériel du 30 mars 1992)

---

**Spécialité: Mécanique des Fluides et Transferts**

---

<p><b>ETUDE EXPÉRIMENTALE DES JETS COAXIAUX AVEC DIFFÉRENCES DE DENSITÉ</b></p>
---

Date de soutenance: 21 Juin 1996

## Composition du Jury:

M. M. LESIEUR	Président
M. H. HA MINH M. F. ANSELMET	Rapporteurs
M. E. HOPFINGER M. M. FAVRE-MARINET	Examineurs

Thèse préparée au sein du Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels  
Institut de Mécanique de Grenoble  
INPG, UJF, CNRS

## **AVANT PROPOS**

*Je tiens à remercier vivement mes collègues de travail à l'Institut des Recherches Hydrauliques, de l'Université Fédérale de Rio Grande do Sul (IPH-UFRGS, Porto Alegre, Brésil), qui ont eu la déférence de prendre en compte mes charges d'enseignement et de recherche, afin que je puisse faire une thèse. Je remercie aussi très spécialement le CNPq, qui a financé ces années d'études.*

*Je tiens à remercier profondément M. Michel Favre-Marinet pour sa disponibilité, sa confiance en mon travail et sa patience. J'en suis sûre que ne pas tous les thésards ont la chance d'avoir un directeur de thèse si gentil et compétent. A lui, toute ma reconnaissance.*

*Mes remerciements s'adressent aussi à M. H. Ha Minh, de l'I.M.F. Toulouse, et à M. F. Anselmet, de l'IRPHE de Marseille, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Egalement, à M. M. Lesieur, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury, ainsi qu'à M. E. Hopfinger pour avoir bien voulu s'intéresser à cette étude et pour avoir participé au jury.*

*Comme pour tout travail expérimental, la compétence et disponibilité du Technicien de l'équipe sont fondamentales. J'ai eu la chance d'avoir travaillé avec quelqu'un comme M. Jean Barbet, toujours très disponible et qui a bien su assurer la partie technique des "manips". Que tous les personnes qui ont soutenu techniquement ce travail, d'une manière ou de l'autre, se voient réfléchies dans ce remerciement.*

*Je ne peux pas oublier mon collègue et ami Jean-Luc Harion, avec qui a été un vrai plaisir partager le bureau. J'ai aussi à lui remercier la prédisposition et la bonne volonté qu'il m'a offert, lors des mes premiers pas expérimentaux.*

*A toutes les personnes qui m'ont démontré son amitié tout au long de ces années, la liste étant assez longue, j'espère qu'elles sachent se reconnaître dans ces mots.*

*Finalement, il y a Marion, Nahuel et Jorge. Ils ont été mon plus grand soutien au long de ces années. Ce travail est pour eux. Je crois qu'ils sauront me pardonner les absences des ces derniers temps...*

# SOMMAIRE

## **CHAPITRE 1 — Introduction**

- 1.1 — Cadre de l'étude**
- 1.2 — Brève revue bibliographique**
- 1.3 — Objectifs**
- 1.4 — Organisation du mémoire**
- 1.5 — Références bibliographiques**

## **CHAPITRE 2 — L'installation expérimentale et l'instrumentation**

### **2.1 — L'installation expérimentale**

- 2.1.1 — La buse coaxiale
- 2.1.2 — Les mélangeurs de gaz

### **2.2 — Instrumentation**

- 2.2.1 — Les méthodes de visualisation
- 2.2.2 — L'anémométrie laser
- 2.2.3 — La thermo-anémométrie

#### 2.2.3.1 — LES SONDES

#### 2.2.3.2 — TESTS DE VALIDATION DES SONDES

(a) — *Test de la sonde de sillage*

(b) — *Tests de la sonde aspirante*

i — *Approximation par un écoulement potentiel*

ii — *Réponse statique de la sonde aspirante*

iii — *Réponse dynamique de la sonde aspirante*

#### 2.2.3.2 — LA CHAÎNE DE MESURE UTILISÉE POUR LA THERMO-ANÉMOMÉTRIE

### **2.3 — Paramètres utilisés**

### **2.4 — Conclusions**

### **2.5 — Références bibliographiques**

## **CHAPITRE 3 — Etudes préliminaires**

### **3.1 — Profils radiaux initiaux**

- 3.1.1 — Test de symétrie de la buse
- 3.1.2 — Profils de vitesse à la buse
- 3.1.2 — Profils de densité à la buse

### **3.2 — Influence de la géométrie de la buse**

- 3.2.1 — Comparaison des profils radiaux de vitesse pour un jet coaxial homogène
- 3.2.2 — Profils axiaux de vitesse pour un jet annulaire

### **3.3 — Effets de la gravité. Inversion de la buse**

- 3.3.1 — Approche théorique
- 3.3.2 — Tests expérimentaux
- 3.4 — Effet du fluide ambiant: chambre d'hélium**
- 3.5 — Visualisations**
  - 3.5.1 — Strioscopie schlieren
  - 3.5.2 — Fumée
- 3.6 — Conclusions**
- 3.7 — Références bibliographiques**

## **CHAPITRE 4 — Identification des régions du jet**

### **Introduction**

- 4.1 — Mesures par anémométrie laser**
  - 4.1.1 — Profils radiaux de vitesse — air-air —  $M = 9$
  - 4.1.2 — Profils axiaux de vitesse dans la zone proche de la buse
    - 4.1.2.1 — JET HOMOGENE AIR-AIR
    - 4.1.2.2 — JET HÉTÉROGENE HÉLIUM-AIR
  - 4.1.3 — Identification de la zone de recirculation: *M critique*
- 4.2 — Mesures par thermo-anémométrie**
  - 4.2.1 — Comportement de la sonde de sillage dans un écoulement avec recirculation
  - 4.2.2 — Mesures en écoulement homogène
    - 4.2.2.1 — LES ÉTALONNAGES POUR LES FLUIDES HOMOGENES (AIR-AIR)
    - 4.2.2.2 — PROFILS AXIAUX DANS LA ZONE PROCHE DE LA BUSE
      - (a) *Mesures avec étalonnage*
      - (b) *Mesures sans étalonnage*
  - 4.2.3 — Mesures en écoulement hétérogène
    - 4.2.3.1 — LES ÉTALONNAGES POUR LES FLUIDES HÉTÉROGENES (HÉLIUM-SF<sub>6</sub>)
    - 4.2.3.2 — PROFILS AXIAUX DES JETS HÉTÉROGENES
      - (a) *Ambiant d'hélium — Buse vers le bas*
      - (b) *Ambiant d'air — Buse vers le haut*
  - 4.2.4 — Identification de la zone de recirculation par thermo-anémométrie: *M critique*
  - 4.2.5 — Quelques statistiques des données de la sonde de sillage
- 4.3 — Conclusions**
- 4.4 — Références bibliographiques**

## **CHAPITRE 5 — Les champs de densité des jets coaxiaux**

### **Introduction**

- 5.1 — Le cas à fort rapport de densité: *hélium - air* ( $S = 0,138$ )**
  - 5.1.1 — Les profils axiaux de densité des jets coaxiaux hélium-air
    - 5.1.1.1 — *Influence de l'ambiante et de la gravité, pour  $M = 9, S = 0,138$ .*

- 5.1.1.2 — *Influence du débit injecté, pour  $M = 9$ ,  $S = 0,138$ .*
- 5.1.1.3 — *Comparaison avec les mesures de PITTS (1986).*
- 5.1.2 — Profils radiaux des jets coaxiaux hélium-air
- 5.2 — Le cas à faible rapport de densité ( $S = 0,655$ )**
  - 5.2.1 — Profils axiaux des jets coaxiaux à faible rapport de densité ( $S = 0,655$ )
  - 5.2.2 — Profils radiaux des jets coaxiaux à faible rapport de densité ( $S = 0,655$ )
    - 5.2.2.1 — *Profils radiaux des jets sans recirculation,  $S = 0,655$ ,  $M = 9$*
    - 5.2.2.2 — *Profils radiaux des jets avec recirculation,  $S = 0,655$ ,  $M = 144$*
- 5.3 — Le cas à très fort rapport de densité ( $S = 0,028$ )**
  - 5.3.1 — Influence de  $M$  sur les profils axiaux à très fort rapport de densité ( $S = 0,028$ ).
  - 5.3.2 — Comparaison avec les cas à  $S = 0,138$  et  $S = 0,655$ .
    - 5.3.2.1 — *Les jets sans recirculation,  $M = 9$ .*
    - 5.3.2.2 — *Les jets avec recirculation,  $M = 144$ .*
  - 5.3.3 — Les profils radiaux des jets coaxiaux à très fort rapport de densité ( $S = 0,028$ ) .
    - 5.3.3.1 — *Le cas sans recirculation,  $M = 9$ .*
    - 5.3.3.2 — *Le cas avec recirculation,  $M = 144$ .*
- 5.4 — Synthèse des résultats**
  - 5.4.1 — Le cône potentiel
    - 5.4.1.1 — *Estimation de la longueur du cône potentiel d'après d'autres auteurs*
    - 5.4.1.2 — *Estimation de la longueur du cône potentiel à partir des mesures de densité*
    - 5.4.1.3 — *Estimation de la longueur du cône potentiel à l'aide de la sonde de sillage*
    - 5.4.1.4 — *Estimation de la longueur du cône potentiel par visualisations par tranche laser*
    - 5.4.1.5 — *Comparaison entre différentes méthodes*
  - 5.4.2 — La limite amont de la bulle de recirculation
- 5.5 — Conclusions du Chapitre 5**
- 5.6 — Références bibliographiques**

## **CHAPITRE 6 — Conclusions et Perspectives**

### **6.1 — Conclusions**

### **6.2 — Perspectives**

## **ANNEXE — Propriétés physiques des mélanges binaires de gaz**

### **A.1 — Caractérisation des mélanges gazeux**

### **A.2 — Propriétés physiques du mélange hélium-air**

### **A.3 — Références bibliographiques**



## **CHAPITRE 1**

### **Introduction**

**1.1 — Cadre de l'étude**

**1.2 — Brève revue bibliographique**

**1.3 — Objectifs**

**1.4 — Organisation du mémoire**

**1.5 — Références bibliographiques**





## 1.1 — Cadre de l'étude

Les jets coaxiaux ont plusieurs applications pratiques, principalement dans le domaine de la combustion. Ils sont étudiés pour améliorer le mélange en combustion liquide, largement gouverné par la dynamique des écoulements. L'étude présente débute avec la nécessité d'améliorer la performance des injecteurs de moteurs de fusées, pour éviter, entre autres, une mauvaise combustion et une flamme instable. Les injecteurs sont composés de deux jets concentriques circulaires où parviennent le carburant et le comburant, qui ne sont pas prémélangés. Les combustibles utilisés sont l'oxygène liquide et l'hydrogène gazeux. Le premier, lourd et à faible vitesse, est injecté dans la buse centrale. L'hydrogène, très léger et très rapide, est injecté dans la buse annulaire. Nous sommes donc en présence d'un écoulement diphasique, complexe par nature et encore plus complexe si l'on considère qu'il s'agit d'un écoulement réactif, donnant lieu aussi à de fortes augmentations de température dues au processus de combustion. La région d'étude est assez limitée dans l'espace: quelques diamètres en aval suffisent pour la combustion.

C'est dans le but de nous rapprocher de ce type d'écoulement que nous avons mené des recherches sur les jets coaxiaux, monophasiques, isothermes, avec fortes différences de densité. Dans notre étude, la vitesse du jet annulaire sera toujours plus grande que celle du jet central et la densité du fluide annulaire sera toujours inférieure ou égale à celle du fluide injecté au centre.

Le développement initial des jets coaxiaux dépend fortement de plusieurs paramètres, dont on peut citer les champs de vitesses et de densités près de la buse. L'écoulement en question présente deux couches de mélange axisymétriques: l'une, interne, entre le jet central et le jet annulaire, et l'autre, externe, entre le jet annulaire et le fluide ambiant (qui sera toujours au repos dans cette étude). Elles sont le siège d'instabilités primaires qui ont leur origine dans les couches de cisaillement de l'écoulement. Les couches limites qui se développent sur les parois de la buse influenceront sur le développement des instabilités et une instabilité de type sillage apparaîtra dans la couche de mélange interne.

La vitesse est, en définitive, le chef d'orchestre de ces écoulements. Le champ des vitesses conditionnera le type de transport de masse en fonction des mécanismes qui interviennent. On a, donc, un transport advectif, qui est réalisé par le champ des vitesses et un transport diffusif, qui provient de la diffusion moléculaire et turbulente. L'ensemble de ces phénomènes constitue le mélange, qui jouera, lui aussi, un rôle fondamental dans la mise en scène des écoulements avec différences de densité.

Les jets coaxiaux se trouvent entre deux jets limites : les jets axisymétriques simples (jets ronds) et les jets annulaires. Le jet rond présente, dans son développement, un cône potentiel, dont la longueur varie entre 4 et 5 diamètres. Le jet annulaire présente une région de recirculation

près de la buse, dont la longueur est de l'ordre de 1 diamètre. Pour les jets coaxiaux avec différences de densité, les rapports initiaux des vitesses et des densités sont les paramètres qui vont définir le type de jet. En faisant varier les vitesses et densités, nous allons nous déplacer entre les deux extrêmes. Il y aura des combinaisons vitesse - densité initiales qui développeront un cône potentiel et d'autres qui conduiront à l'établissement d'une zone de recirculation.

Un paramètre important dans cette étude est la longueur du cône potentiel et sa variation avec les paramètres de l'écoulement. Du point de vue de l'application aux injecteurs de moteurs fusée, c'est le cas intéressant, car il ne doit pas y avoir de recirculation à la sortie des injecteurs.

Dans le but d'avoir une série d'expériences qui se rapprochent le plus possible de la phénoménologie des injecteurs et d'établir l'importance des paramètres en jeu, nous avons mené une étude sur les jets coaxiaux hétérogènes et isothermes. L'utilisation des gaz tels que l'hélium ( $\rho_{he} = 0,166 \text{ kg/m}^3$ ) et le  $\text{SF}_6$  ( $\rho_{\text{SF}_6} = 5,85 \text{ kg/m}^3$ ), nous a permis d'obtenir un rapport de densité de 35, très proche des valeurs réelles des injecteurs. En effet, la pression à la sortie des injecteurs varie de 50 à 200 bars, et la densité de l'hydrogène varie de telle sorte que le rapport des masses volumiques est compris entre 30 et 100. On a aussi utilisé l'air ( $\rho_{air} = 1,205 \text{ kg/m}^3$ ) en combinaison avec les autres deux gaz, afin d'obtenir une plus large variation des rapports de densités.

## 1.2 — Brève revue bibliographique

Jusqu'à présent, à notre connaissance, la plupart des travaux publiés, traitent des jets coaxiaux à densité constante, isothermes et non réactifs. Plusieurs d'entre eux concernent des expériences réalisées avec des rapports de vitesses extérieure/intérieure plus petites que l'unité, ce qui est l'inverse de ce que nous utiliserons. Le plus ancien des articles que nous connaissons est celui de MORTON (1962), qui développe un modèle simplifié, mais qui ne prend pas en compte la région des cônes potentiels, où la plus grosse partie du mélange se réalise. CHAMPAGNE et WYGNANSKI (1971) réalisent un important travail expérimental, où ils mesurent les composantes axiale et radiale de la vitesse par thermo-anémométrie. Ils présentent deux types de buses, avec des rapports de diamètres différents et comparent les résultats obtenus. On peut citer, aussi, le papier de WILLIAMS et al. (1969), où le but de l'étude est de trouver le jeu des vitesses qui permettra de prédire l'atténuation du "bruit" du jet central.

D'autres papiers à citer pour les vitesses intérieures plus grandes que les vitesses extérieures, sont KO et KWUAN (1976, JFM) et aussi par les mêmes auteurs (1976, JSV). A partir des mesures au fil chaud et au microphone, ils trouvent que des tourbillons à haute fréquence sont engendrés dans la couche de mélange centrale; par contre, des tourbillons à faible

fréquence sont à l'origine de la couche de mélange externe. Si la vitesse centrale est proche de la vitesse extérieure, les tourbillons à faible fréquence sont dominants. Si la vitesse centrale est plus grande que la vitesse annulaire, les hautes fréquences dominent l'écoulement. Il y a aussi quelques travaux sur les jets coaxiaux homogènes, avec des rapports de vitesse de l'ordre de 1. Ainsi, RIBEIRO et WHITELAW (1980) présentent des jets coaxiaux à  $r_v = 0,68, 1$  et  $1,54$ , avec une partie de l'étude consacrée aux jets avec une composante hélicoïdale.

L'équipe du Prof. KO, de l'Université de Hong Kong, a réalisé d'autres travaux sur les jets coaxiaux à densité constante, pour des rapports des vitesses entre 1 et 6,7. Ils ont réalisé des mesures de vitesses axiale et de pression (avec un microphone). Les papiers sont de KO et AU (1985) et de AU et KO (1987). Les jets qu'ils étudient ne présentent pas de régions de recirculation, comme conséquence de la géométrie de la buse bien profilée et de la laminarité des écoulements en sortie de buse. De plus, ils ont beaucoup étudié les jets annulaires, et nous utiliseront leurs données pour effectuer des comparaisons (CHAN et KO, 1978, KO et CHAN, 1979).

DAHM et al. (1992) montrent fondamentalement des visualisations réalisées dans des jets d'eau coaxiaux. Ils examinent les types de convection des grandes structures des couches de mélange initiales, en fonction des rapports des vitesses et des vitesses absolues. Ainsi, à faible rapport, les tourbillons sont convectés comme les structures d'un sillage, et pour les forts rapports, ils sont convectés comme les tourbillons d'une couche de cisaillement. TANG et KO (1994) font une étude similaire sur les structures dans la région proche d'un jet coaxial homogène, à  $r_v = 3$ .

Plus récemment, l'équipe de E. HOPFINGER, du LEGI-IMG, a réalisé des études expérimentales sur les jets coaxiaux, tant homogènes qu'hétérogènes, pour un projet d'étude des injecteurs de moteurs fusée. C'est dans le cadre de cette dernière partie que notre recherche a pris place (CAMANO et FAVRE-MARINET, 1994). VILLERMAUX et al. (1994) ont développé un modèle simplifié pour l'établissement du début du régime de recirculation, en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement extérieur/intérieur,  $M$ . Ils ont réalisé des mesures de vitesse, pression et concentration, pour différents rapports de vitesses, dans des jets coaxiaux homogènes (à eau). Nous utiliserons aussi leurs données pour comparaison.

La seule étude sur les jets coaxiaux où les effets de densité variable ont été considérés a été faite par GLADNICK et al. (1990). Ils ont utilisé une configuration de trois jets concentriques, avec de l'air et du CFC-12 ( $\rho_{CFC12}/\rho_{air} = 3,8$ ). Les rapports de vitesses extérieure/intérieure ont varié de 0,26 à 2, et pour ce dernier cas, la valeur du rapport  $M$ , est de l'ordre de  $M = 15$ , ce qui se situe dans la partie inférieure de la gamme de valeurs que nous avons envisagées. Nous utiliserons les données de concentration qu'ils ont obtenues par des techniques de diffusion Rayleigh, pour les comparer aux nôtres.

Les jets axisymétriques simples avec différences de densité ont été largement étudiés, et ils sont ici une référence pour les jets coaxiaux. Plusieurs de ces études concernent le champ

lointain du jet. Ainsi, on peut citer les articles de PITTS (1991), dérivés de sa thèse de 1986, où il présente des mesures (et dans la thèse des visualisations) pour différents gaz injectés dans un écoulement co-courant, en fonction du nombre de Reynolds.

Quelque temps plus tard, l'équipe de Turbulence de l'Institut de Mécanique Statistique de Marseille (actuellement, Institut de Phénomènes Hors Equilibre), qui a beaucoup travaillé sur les jets, présente un article sur le sujet (RUFFIN et al., 1994), où il est montré que le paramètre le mieux adapté aux différences de densité dans les jets est le rapport des flux de quantités de mouvement initiales, entre le jet et le co-courant. L'étude est numérique et considère le champ lointain du jet. Dans la même ligne, DJERIDANE (1994) présente une étude expérimentale du champ proche ( $x/D \leq 40$ ), où sont mesurées deux composantes de la vitesse et la concentration, en utilisant l'anémométrie laser. Il présente aussi une étude numérique, afin d'évaluer les termes qui n'ont pas pu être mesurés ou estimés à partir des mesures. Il conclut qu'il n'existe pas de véritable similitude, mais il établit des lois d'affinité.

Pour les jets à masse volumique variable, immergés dans un écoulement co-courant, nous pouvons citer l'étude de J.-C. SAUTET (1992), de l'Université de Rouen au sein d'une équipe dont les travaux sont très orientés vers la combustion. L'auteur a mesuré l'évolution axiale des vitesses et concentrations par anémométrie laser. Afin d'étudier la dissipation scalaire, il a réalisé des mesures instantanées de densité par diffusion de MIE. Cette méthode, de mise en oeuvre difficile, donne de bons résultats, malgré un grand rapport signal-bruit. Ainsi, pour les gaz plus légers, les profils présentent plusieurs pics et de plus grande amplitude que pour les gaz lourds. Pour un jet de gaz léger, les grandes structures sont plus développées et pénètrent profondément dans le jet, tandis que pour les gaz lourds, elles sont limitées à la région de la couche de mélange.

### 1.3 — Objectifs

Ce travail a pour but de comprendre la dynamique et les processus de mélange des jets coaxiaux avec fortes différences de densité. Notre objectif est bien loin de vouloir répondre à toutes les questions qui se posent, mais plus simplement d'aider à la compréhension des phénomènes liés à ce type d'écoulement. C'est dans ce cadre, que nous allons explorer le comportement du jet en fonction des vitesses et des densités initiales.

La détermination de l'existence d'une zone de recirculation ou d'un cône potentiel, pour chaque type de jet, sont des priorités de ce mémoire. L'influence du fluide ambiant et, du fait des fortes différences de densité qui interviennent dans le système, de la gravité, ont été aussi prises en compte dans cette étude. Nous avons déterminé expérimentalement les conditions critiques d'apparition de la recirculation.

Pour cela, nous avons mis au point une instrumentation adaptée aux écoulements hétérogènes, basée sur la thermo-anémométrie. Le but a été de trouver des méthodes simples qui peuvent tenir compte des fortes variations de densité. Les différents régimes d'écoulement ont été distingués en fonction des densités et vitesses initiales grâce à une sonde de sillage. La sonde aspirante nous a permis de mesurer des champs de densités, indépendamment du champ des vitesses.

## 1.4 — Organisation du mémoire

Le mémoire a été divisé en cinq chapitres. Le premier est une introduction au problème abordé, son cadre et les objectifs principaux. Dans le Chapitre 2 nous présentons les installations expérimentales et l'instrumentation utilisée au cours de l'étude. Le système laser et le système d'acquisition des données par thermo-anémométrie sont brièvement décrits, ainsi que l'appareillage destiné aux visualisations. Nous présentons les sondes (anémométrie à fil chaud et à fil froid) qui ont été utilisées. Les mesures de densité ont été réalisées avec une 'sonde aspirante'. Nous avons construit une sonde dite 'de sillage'. C'est une sonde double, constituée d'un fil chaud et d'un fil froid assez proches, qui détecte le changement de direction de l'écoulement. Les deux sondes ont été largement testées, et les principaux tests sont présentés.

Le Chapitre 3 est consacré aux études préliminaires réalisées afin de tester les paramètres de l'écoulement. Des mesures de vitesse et de densité à la buse, ainsi que des tests sur l'influence du fluide ambiant et de la gravité (forces de flottabilité) sont présentés.

Dans le Chapitre 4, on examine les différents régimes possibles qui peuvent s'établir dans le jet coaxial en fonction des conditions d'injection. Nous allons donc déterminer les conditions qui montreront l'existence d'une zone de recirculation et sa position spatiale. La région lointaine du jet n'a pas été étudiée, car comme nous le montrerons plus tard, le jet coaxial rejoint un comportement de jet simple quelques diamètres en aval de la buse.

Le Chapitre 5 montre les mesures de masse volumique réalisées pour les jets coaxiaux hétérogènes. Une large gamme de densités d'injections ont été étudiées et la longueur du cône potentiel a pu être établie en fonction des paramètres de l'écoulement. L'influence de l'ambiante et de la gravité ont été aussi considérées.

La dernière partie du mémoire (Chapitre 6) est un récapitulatif des conclusions tirées des principaux résultats, ainsi que des perspectives de suite de cette recherche.

## 1.5 — Références bibliographiques

**CAMANO, E.B. ET FAVRE-MARINET, M.**, 1994, On the initial region of inhomogeneous coaxial jets. *Advances in Turbulence 5*, Kluwer Academic Publ., R. Benzi Ed., pp 58-62.

**CHAMPAGNE, F.H. ET WYGNANSKI, I.J.**, 1971, An experimental investigation of coaxial jets, *International Jr. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 14, pp 1445-1461.

**DAHM, W.J.A., FRIELER, C.E. ET TRYGGVASON, G.**, 1994, Vortex structures in the near field of a coaxial jet. *Jr. of Fluid Mechanics*, Vol. 241, pp 371-402.

**DJERIDANE, T.**, *Contribution à l'étude expérimentale des jets turbulents axisymétriques à densité variable*. Thèse de l'Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence, Marseille, 1994.

**GLADNICK, P., ENOTIADIS, J., LARUE, J. ET SAMUELSEN, G.**, 1990, Near field characteristics of a turbulent coflowing jet. *AIAA Jr.*, Vol. 28, No. 8, pp 1405-1414.

**KO, N.W.M. ET KWAN, A.S.H.**, 1976, Coherent structures in subsonic coaxial jets, *Jr. of Sound and Vibration*, Vol. 48(2), pp 203-219.

**KO, N.W.M. ET KWAN, A.S.H.**, 1976, The initial region of subsonic coaxial jets, *Jr. of Fluids Mechanics*, Vol. 73, part 2, pp 305-332.

**MORTON, B.R.**, 1962, Coaxial turbulent jets, *International Jr. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 5, pp 955-965.

**PITTS, W.M.**, 1991, Reynolds number effects on the behavior of axisymmetric turbulent jets. *Experiments in Fluids*, Vol. 11, pp 135-141.

**RIVA, R.**, *Ecoulements de fluides inhomogènes: stabilité de jets, transferts turbulents dans les couches limites*. Thèse de l'Institut National Polytechnique, Grenoble, France, 1991.

**RUFFIN, E., SCHIESTEL, R., ANSELMET, F., AMIELH, M. ET FULACHIER, L.**, 1994, Investigation of characteristics scales in a variable density turbulent jet using a second-order model. *Phys. Fluids*, Vol. 6, No. 8, August.

**TANG, S.K. ET KO, N.W.M.**, 1994, Coherent structures in an unexcited coaxial jet. *Experiments in Fluids*, Vol. 17, pp 147-157.

**VILLERMAUX E., REHAB H., ET HOPFINGER E.J.**, 1994, Breakup Régimes and self-sustained pulsations in coaxial jets, *Meccanica*, Vol. 29, pp 393-401.

**WILLIAMS, T.J., ALI, M.R.M.H. ET ANDERSON, J.S.**, 1969, Noise and flow characteristics of coaxial jets, *Jr. Mechanical Engng. Science*, Vol. 11, No. 2, pp 133-142.

;

“





## CHAPITRE 2

# L'installation expérimentale et l'instrumentation

## 2.1 — L'installation expérimentale

### 2.1.1 — La buse coaxiale

### 2.1.2 — Les mélangeurs de gaz

## 2.2 — Instrumentation

### 2.2.1 — Les méthodes de visualisation

### 2.2.2 — L'anémométrie laser

### 2.2.3 — La thermo-anémométrie

#### 2.2.3.1 — LES SONDÉS

(a) — *Test de la sonde de sillage*

(b) — *Tests de la sonde aspirante*

i — *Approximation par un écoulement potentiel*

ii — *Réponse statique de la sonde aspirante*

iii — *Réponse dynamique de la sonde aspirante*

#### 2.2.3.2 — LA CHAÎNE DE MESURE UTILISÉE POUR LA THERMO-ANÉMOMÉTRIE

## 2.3 — Paramètres utilisés

## 2.4 — Conclusions

## 2.5 — Références bibliographiques



## Notations

$A_e$	Section effective de passage
$c$	Célérité de la lumière
$C$	Fraction massique d'air ou concentration
$c_p$	Chaleur spécifique à pression constante
$c_v$	Chaleur spécifique à volume constante
$D_i$	Diamètre intérieur de la buse coaxiale
$D_e$	Diamètre extérieur de la buse coaxiale
$E$	Tension (Volts)
$e'$	Ecart type ou rms de tension
$f$	Fréquence
$K$	Constante de Gladstone-Dale
$M$	Nombre de Mach
$M$	Rapport de quantités de mouvements initiales
$n$	Indice de réfraction
$P$	Pression absolue
$r$	Coordonnée radiale
$R$	Constante du gaz
$Re$	Nombre de Reynolds
$r_v$	Rapport de vitesses débitantes
$S$	Rapport de masses volumiques
$St$	Nombre de Strouhal
$U_i$	Vitesse débitante du jet central ou intérieur
$U_e$	Vitesse débitante du jet annulaire ou extérieur
$U_o$	Vitesse maximale de la buse centrale
$x$	Coordonnée axiale
$X_{air}$	Fraction molaire d'air
$X_{he}$	Fraction molaire d'hélium
$Y$	Fraction massique d'hélium
$\beta$	Rapport de diamètres
$\delta$	Distance entre le fil chaud et le fil froid dans la sonde de sillage
$\gamma = c_p/c_v$	Rapport des chaleurs spécifiques
$\mu$	Viscosité moléculaire
$\rho$	Masse volumique ou densité du fluide

## Indices

( ) <sub>i</sub>	Relative à la buse intérieure
( ) <sub>e</sub>	Relative à la buse extérieure
( ) <sub>fch</sub>	Relative au fil chaud
( ) <sub>moy</sub>	Valeur moyenne
( ) <sub>min</sub>	Valeur minimale
( ) <sub>max</sub>	Valeur maximale
( ) <sub>∞</sub>	Relatif au fluide ambiant

## 2.1 — L'installation expérimentale

Les expériences ont été menées dans une buse coaxiale circulaire, choisie dans le but de simuler au mieux les injecteurs de moteurs de fusée. Les fluides utilisés sont de l'air, de l'hélium et de l'hexa-fluorure de soufre ( $\text{SF}_6$ ). Ils débouchent dans l'air ou l'hélium ambiant à la pression atmosphérique. L'alimentation en air est assurée par un compresseur, qui permet d'atteindre une pression d'injection maximale de  $5,5 \text{ bar}_A$ . Les injections d'hélium et de  $\text{SF}_6$  proviennent de bouteilles, où les gaz sont comprimés. Pour l'hélium, les bouteilles ont  $9 \text{ m}^3$  à pression normale, et pour le  $\text{SF}_6$ , les bouteilles ont  $3 \text{ m}^3$  à pression normale. Chaque partie de l'installation sera décrite succinctement par la suite.

### 2.1.1 — La buse coaxiale

La buse a un diamètre intérieur  $D_i = 20 \text{ mm}$  et un diamètre extérieur  $D_e = 27 \text{ mm}$ . Le tube intérieur, qui sépare les deux écoulements, a une épaisseur de  $0,2 \text{ mm}$  à son extrémité (Fig. 2.1). La buse centrale comprend une grille, un nid d'abeille, une chambre convergente (rapport de contraction 14) et un tube de  $200 \text{ mm}$  de longueur, finissant par un léger divergent de  $3^\circ$  de  $20 \text{ mm}$  de longueur. La buse annulaire est composée d'une chambre annulaire concentrique à la buse centrale, où le gaz parvient par quatre entrées disposées en croix. Une plaque poreuse cylindrique permet la bonne distribution du gaz tout au long de l'anneau et atténue les fluctuations de pression qui pourraient survenir dans la chambre d'amenée du gaz.

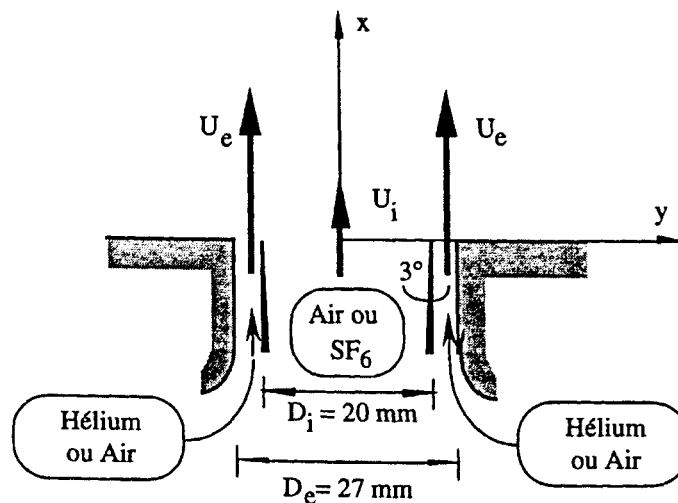


Figure 2.1— Schéma de la buse coaxiale.

### 2.1.2 — Les mélangeurs de gaz

Ces dispositifs (Fig. 2.2) ont été conçus dans le but d'obtenir des mélanges binaires de vitesse et masse volumique fixées. Largement utilisés par RIVA (1991) et HARION (1994), nous montrerons ici brièvement leur principe de fonctionnement. Le mélange est obtenu par deux séries d'orifices de diamètres différents (chaque série pour un gaz) fonctionnant en cols soniques de façon à bloquer le débit. Un calcul simple pour un écoulement isentropique isotherme (SHAPIRO, 1953) permet l'estimation du rapport des pressions (amont et aval de la section sonique) nécessaire pour que le blocage sonique soit atteint. Ainsi, pour un nombre de Mach de 1, le rapport de pressions absolues amont et aval du col est donné par:

$$\frac{P_{amont}}{P_{aval}} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right)} \quad (2.1)$$

où  $\gamma$  est le rapport de chaleurs spécifiques:  $\gamma = c_p/c_v$ . Le tableau 2.1 montre un résumé des grandeurs caractéristiques associées à cet écoulement, pour les gaz utilisés:

Fluide	$\gamma$ ( $c_p/c_v$ )	Vitesse du son (m/s)	Viscosité moléculaire $\mu$ (Pl) à 20°C	$\frac{P_{amont}}{P_{aval}}$
HÉLIUM	1,67	1005	1,983 10 <sup>-5</sup>	2,05
AIR	1,40	340	1,816 10 <sup>-5</sup>	1,89
SF <sub>6</sub>	1,31	152	1,412 10 <sup>-5</sup>	1,84

Tableau 2.1— Grandeurs caractéristiques associées à l'écoulement sonique.

Pour assurer l'existence du blocage sonique, il suffit que le rapport de pressions soit supérieur à la valeur calculée. Le débit massique de chaque fluide vaut alors:

$$Q_m = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} P_{amont} \sum_i A_{e_i} \sqrt{\frac{\gamma}{R T_{amont}}} \quad (2.2)$$

où  $i$  est l'indice de chaque col,  $A_e$  désigne la section effective de passage et  $R$  est la constante du gaz. Les orifices ayant été calibrés de façon précise par vidange d'un réservoir (RIVA, 1991), le débit de chacun des fluides, pour une section et une température données, est proportionnel à la pression amont des cols. Ceci permet de réaliser des mélanges binaires de vitesses et compositions connues.

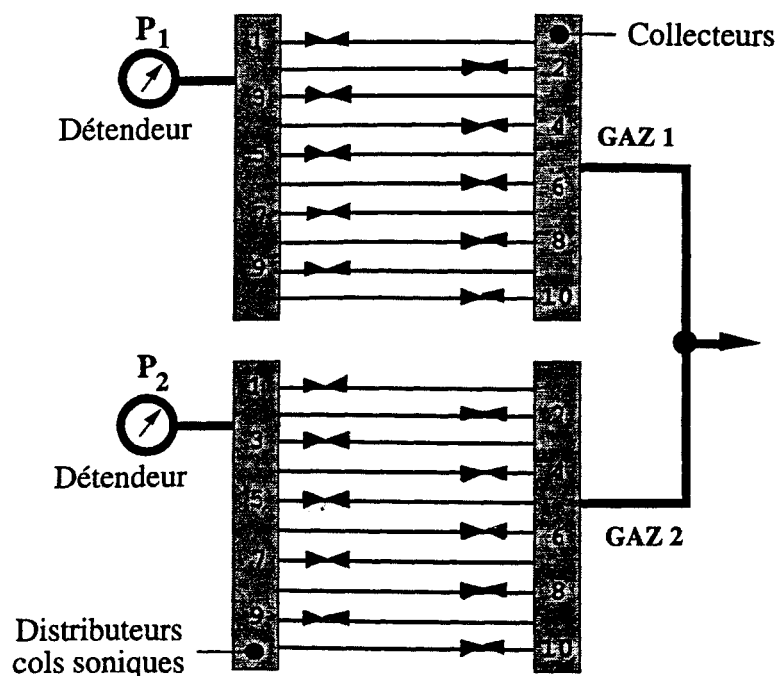


Figure 2.2 — Schéma d'un préparateur de mélange.

## 2.2 — Instrumentation

Le choix de l'instrumentation à utiliser dépend très fortement des grandeurs à mesurer, du type d'écoulement, des propriétés physico-chimiques du fluide et des moyens disponibles. L'écoulement qui nous intéresse, étant libre, hétérogène, isotherme et non-réactif, présente des avantages et des inconvénients. Parmi les avantages, on peut citer la température constante et l'absence de parois (ce qui simplifie l'installation, la manipulation et le déplacement des instruments de mesure). Un problème assez complexe se présente avec l'hétérogénéité de l'écoulement: la plupart des instruments de mesure simples à utiliser et à mettre en oeuvre sont sensibles à la fois au champ de vitesses et au champ de masse volumique (par exemple, le fil et le film chaud), ou bien ils produisent des données pas tout à fait satisfaisantes pour cet écoulement (tube de Pitot, sonde aspirante de RIVA, 1991, qui ne permettent de mesurer que les valeurs moyennes de vitesse et densité). Les mesures par anémométrie laser permettent de surmonter ce

problème, mais elles requièrent une mise au point soignée. Les difficultés d'utilisation de l'anémométrie laser sont les suivantes: le réglage du système optique est très délicat; il faut choisir le filtre de fréquence approprié à chaque point de mesure; de plus, l'ensemencement de l'écoulement doit être propre et continu.

La visualisation des écoulements est aussi un important moyen d'investigation en mécanique des fluides expérimentale. Un des principaux problèmes lié à l'observation provient du fait que, dans la plupart des écoulements rencontrés, les phénomènes physiques ne sont pas directement accessibles à l'oeil humain. On doit alors, les mettre en évidence en utilisant des techniques de visualisation d'écoulements. Cet ensemble de techniques joue un rôle important dans la compréhension des problèmes de mécanique des fluides, notamment en ce qui concerne l'interprétation des différents mécanismes d'instabilités des écoulements (jets, sillages, couches de mélange, couches limites), mais la plupart ne donnent que des informations qualitatives.

Une grande variété d'expériences de visualisation d'écoulements a été réalisée depuis REYNOLDS et PRANDTL (fin du XIXème siècle, début du XXème), mais un apport important dans le développement des techniques de visualisation est dû à Ernest MACH. Il a largement utilisé les techniques strioscopiques et interférométriques car il pensait que "les sensations visuelles sont la source de l'évidence scientifique" (MERZKIRCH, 1987). De nos jours, une des visualisations d'écoulements les plus remarquables a été réalisé par BROWN et ROSHKO (1974), par ombroscopie, sur les couches de mélange avec différences de densité. Néanmoins, de nouvelles méthodes, utilisant d'anciennes techniques associées à des moyens informatiques, sont en cours actuellement, et fournissent des résultats quantitatifs (DESSE et PEGNEAUX, 1990; WATT et VEST, 1990). La difficulté d'utilisation des techniques de digitalisation et d'interprétation d'images nécessaires à la quantification du phénomène (étalonnage des images) reste encore un gros obstacle.

Dans ce travail, nous avons utilisé la strioscopie schlieren et l'injection de fumée comme techniques de visualisation d'écoulements.

### 2.2.1 — Les méthodes de visualisation

Une partie des visualisations a été réalisée avec la méthode de la strioscopie schlieren et une autre par injection de fumée dans l'écoulement. Nous décrirons brièvement chaque méthode.

Pour les visualisations par strioscopie schlieren, on a utilisé un strio-interféromètre IMFL type SD 200. Il se compose d'un miroir sphérique (diamètre 250 mm, rayon de courbure de 2,5 m) placé derrière l'écoulement étudié (Fig. 2.3) et d'un boîtier contenant la source lumineuse qui peut être continue ou à impulsions (durée d'un éclair  $\approx 2$  à 3  $\mu s$ ).

Le principe de fonctionnement se base sur la relation qui existe entre la densité  $\rho$  et l'indice de réfraction  $n$  du fluide. Cet indice a pour définition:



$$n = \frac{c}{c_{vide}} \quad (2.3)$$

où  $c_{vide}$  est la célérité de la lumière dans le vide et  $c$  dans le milieu en question. La relation entre  $n$  et  $\rho$  est donnée par (BRUN et MARTINOT-LAGARDE, 1968):

$$n = 1 + K \frac{\rho}{\rho_0} \quad (2.4)$$

où  $K$  est la constante de Gladstone-Dale, qui dépend de certaines caractéristiques du gaz comme le poids molaire, la constante diélectrique du gaz et la fréquence de la lumière, et  $\rho_0$  est la masse volumique dans les conditions normales de pression et de température du fluide. Pour le cas d'un mélange de gaz, l'indice de réfraction est donné par l'expression:

$$n = 1 + \sum_i K_i \frac{\rho_i}{\rho_0} \quad (2.5)$$

où l'indice  $i$  indique chacune des composantes du mélange. Les valeurs typiques de la constante  $K$  pour l'air et pour l'hélium sont, respectivement,  $2,93 \cdot 10^{-4}$  et  $0,36 \cdot 10^{-4}$ .

On peut noter que dans cette installation, un rayon lumineux traverse deux fois la veine d'essai et que, par conséquent, les déviations sont doublées par rapport à un montage classique en forme de Z. L'image obtenue correspond au gradient d'indice,  $n$ , donc au gradient de masse volumique dans une direction perpendiculaire au couteau qui intercepte le faisceau lumineux. Notons que cette méthode présente une difficulté d'interprétation, puisque la déviation d'un faisceau lumineux résulte d'un parcours à travers un écoulement de base axisymétrique et que l'intensité lumineuse recueillie dépend de façon complexe du champ de densité et de la distance à l'axe du jet.

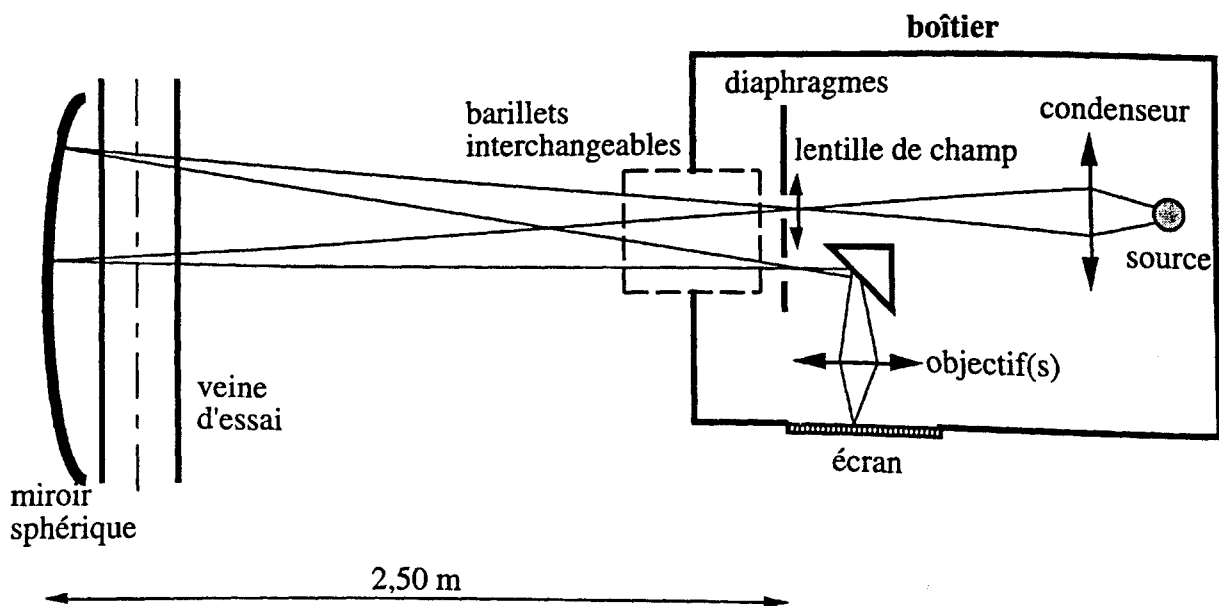


Figure 2.3 — Schéma du strio-interféromètre IMFL SD 200.

Les visualisations obtenues par injection de fumée sont relativement bonnes par rapport à

l'investissement fait. On utilise cette méthode simple d'injection de particules pour visualiser directement les écoulements, car on a besoin seulement d'une source lumineuse plus ou moins puissante (nous avons utilisé 400 W) et d'un générateur de fumée. On a utilisé le générateur de fumée C.F.Taylor 3020, qui produit des gouttelettes de l'ordre de 1 à 2  $\mu\text{m}$  de diamètre. La fumée est un mélange d'huile minérale et de dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ), et elle est incorporée à l'écoulement à l'aide d'un faible flux d'air passant par le générateur de fumée. Il faut noter que pour de faibles nombres de Reynolds, la force d'Archimède peut être importante et, dans ce cas, l'utilisation de cette méthode n'est pas conseillée. La méthode présente plusieurs inconvénients. Parmi eux, on peut citer la difficulté de l'injection elle-même dans l'écoulement principal. Ce générateur de fumée travaille avec des pressions faibles (pas plus de 2 barA) et le risque de refoulement est très grand quand le débit de l'écoulement principal devient important. La manutention du générateur est un point important: il doit être toujours propre, ainsi que les filtres et la sortie de fumée, car ceux-ci se bouchent facilement. L'écoulement qui a été visualisé dans ce cas était le jet central, puisque les visualisations du jet annulaire étaient faites par strioscopie.

### 2.2.2 — L'anémométrie laser

L'anémomètre laser que nous avons utilisé, est un analyseur de particules par phase-Doppler (PDPA) de la Société Aerometrics; il est constitué par l'ensemble de six éléments principaux (Fig. 2.4):

*i* — La source lumineuse est un laser à Argon refroidi à l'air (Omnichrome, modèle 543-3200A), de puissance maximale 300 mW toutes raies. D'après le constructeur, le diamètre du faisceau est de 0,66 mm.

*ii* — L'émetteur, XMT-1200-45, engendre deux paires de faisceaux laser: un vert de longueur d'onde  $\lambda$  de 0,5145  $\mu\text{m}$ , et un bleu de  $\lambda = 0,488 \mu\text{m}$ . La plupart des mesures qui sont présentées ici ont été faites en n'utilisant que le rayon vert pour mesurer la composante axiale de la vitesse. Après la séparation des couleurs, le découpage de chaque faisceau est assuré par la traversée d'un réseau de diffraction, qui permet d'obtenir deux pinceaux lumineux de même intensité. Une lentille de collimation (CL) rend les faisceaux parallèles jusqu'à la lentille de transmission (TL), qui assure leur croisement (Fig. 2.5). Les longueurs focales utilisées ont été de 160 mm pour la CL et de 495 mm pour la TL. En fonction de ces paramètres, la séparation  $2l$  entre les faisceaux est de 38,50 mm, l'angle de croisement des faisceaux vérifie  $\text{tg } \varphi = 0,0389$ ; on a également:  $\sin \alpha = 0,0564$ . La distance interfranges est d'environ 7  $\mu\text{m}$ .

*iii* — Le contrôleur de moteurs (MCB-7200-3) sert à commander les moteurs du réseau, à partir du logiciel, et à régler l'espacement entre les faisceaux (donc la taille du volume de mesure). Il permet aussi d'introduire une fréquence de décalage sur le signal pour mesurer des vitesses

négatives et pour mieux ajuster les filtres de fréquence.

iv — Le récepteur (modèle RCV-2200) est conçu pour pouvoir collecter trois signaux sur la voie 1 (verte) et un sur la 2 (bleue). Les trois premiers signaux permettent de déterminer, en plus de la vitesse dans cette direction, le déphasage et donc, la taille des particules fluides traversant le volume de mesure.

v — Le processeur de signal PDP-3200 assure la conversion analogique/digitale des signaux, leur filtrage et la compression logarithmique de l'amplitude.

vi — Le traitement des signaux est fait à partir d'un logiciel nommé PDPA, installé dans un ordinateur Compaq 386/20 modèle 60. Le logiciel permet de commander:

- le pas du réseau utilisé, qui modifie l'interfrange,
- la fréquence de décalage, exprimée directement en vitesse,
- le tension imposée au photomultiplicateur,
- les différents filtres qui peuvent être appliqués aux signaux, à partir de la plage de vitesse choisie et de la vitesse maximale (filtre passe-bas).

Pour les mesures de vitesses, la validation des signaux est assuré par comptage, avec quelques paramètres à régler comme le mode de comptage ("frange", "burst" ou "total burst") et le nombre de franges pour la validation, entre autres.

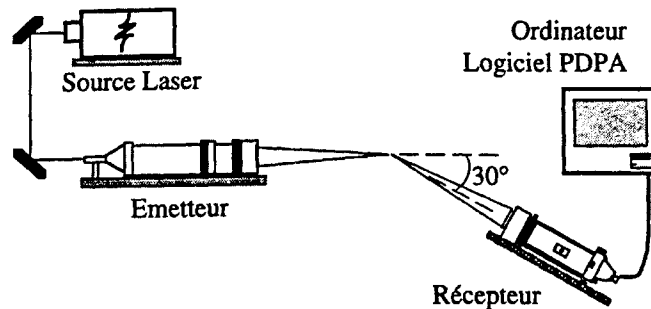


Figure 2.4 — Chemin optique du LDA.

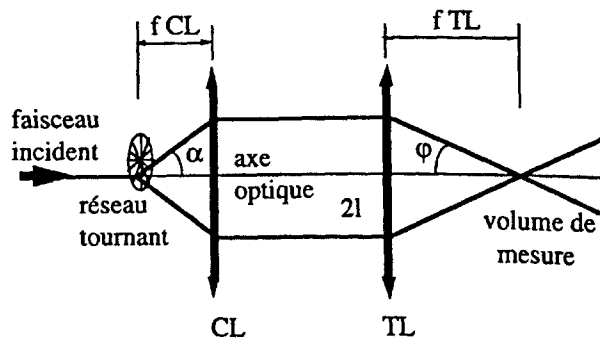


Figure 2.5 — Schéma de l'optique d'émission.

L'ensemencement des écoulements pour les mesures par anémométrie laser a été réalisé en utilisant de l'encens et des gouttelettes d'huile. Pour brûler l'encens on n'a pas eu de problèmes

pour les écoulements d'air. Par contre, quand il s'agissait d'ensemencer l'hélium, on a dû ajouter un faible débit d'air pour assurer la combustion de l'encens. L'hélium passait à travers une chambre munie d'un petit réceptacle avec une arrivée d'air, où brûlait l'encens. Un schéma général de l'installation est montré sur la figure 2.6. Ce type d'ensemencement a été utilisé pour les mesures d'une seule composante de la vitesse. La fumée produite est très abondante et "bien vue" par les photomultiplicateurs, mais elle a l'inconvénient de ne pas être continue, car la vie des cônes d'encens est de quelques minutes seulement. Pour cette raison, dans un deuxième temps, on a utilisé un ensemencement de gouttelettes d'huile, qui est continu. Le dispositif consiste en une batterie de diffuseurs d'arôme (verre SALVIA 424), avec de l'huile minérale à l'intérieur, à travers lesquels passe un faible débit d'air qui produit les gouttelettes par aspiration. Ce dispositif requiert aussi un débit extra d'air (22 l/h maximum mesuré avec un débitmètre à flotteur) et une pression amont (1,2-1,5 barA) permettant de produire les gouttelettes et de les introduire dans l'écoulement principal. Le diamètre des gouttelettes est estimé entre 1 et 10  $\mu\text{m}$ . Dans tous les cas, les deux jets ont été ensemencés.

Pour chaque point de mesure, les grandeurs moyennes et les valeurs quadratiques moyennes des vitesses ont été déterminées avec un échantillonnage de l'ordre de 20000 points, (minimum de 10000 points, maximum de 30000 points) et un temps d'acquisition qui a varié de 15 à 60 secondes.

## 2.2.3 — La thermo-anémométrie

### 2.2.3.1 — LES SONDÉS

FIL CHAUD — Les mesures de vitesse dans les jets homogènes (air-air) ont été réalisées en utilisant un fil chaud simple. Le fil chaud, étant en Wollaston de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre, a été utilisé en mode température constante, avec une surchauffe de 50%.

SONDE DE SILLAGE FIL CHAUD/FIL FROID — L'objectif de cette partie de l'étude est de présenter une méthode simple pour détecter les courants de retour dans les écoulements hétérogènes. Les techniques classiques présentent un degré de difficulté considérable pour ce cas: le fil chaud simple est "aveugle" à la direction de l'écoulement et répond aussi à la variation de densité; l'anémométrie laser a des problèmes propres de réglage et d'ensemencement d'écoulement (§2.2.2). On a donc construit une sonde double avec un fil chaud et un fil froid très proches l'un de l'autre. Le fil chaud est placé en aval et le fil froid en amont (par rapport à l'écoulement principal), de telle sorte que, lorsqu'il y a un courant de retour, le fil froid se trouve dans le sillage thermique du fil chaud (Fig. 2.7). En principe, la réponse du fil froid reste constante si l'écoulement est dans la direction principale, car le fil froid est insensible à la densité du fluide et

l'écoulement est isotherme. En revanche, le fil froid doit détecter le sillage thermique du fil chaud si la vitesse de l'écoulement s'inverse en direction. CHUA et ANTONIA (1989) ont utilisé le même principe, avec un arrangement d'une sonde en X et un fil froid, pour quantifier la recirculation et l'intermittence dans un jet rond chauffé. La sonde double de sillage utilisée ici est composée d'un fil chaud (diamètre  $6 \mu\text{m}$ , rapport d'aspect 110, surchauffe imposée 70%) perpendiculaire à un fil froid (diamètre  $4 \mu\text{m}$ , rapport d'aspect 210, à courant constant), séparés d'une distance soit  $\delta = 20 \mu\text{m}$ , soit  $\delta = 240 \mu\text{m}$ . Cette méthode semble ainsi être appropriée pour quantifier la recirculation dans les écoulements hétérogènes.

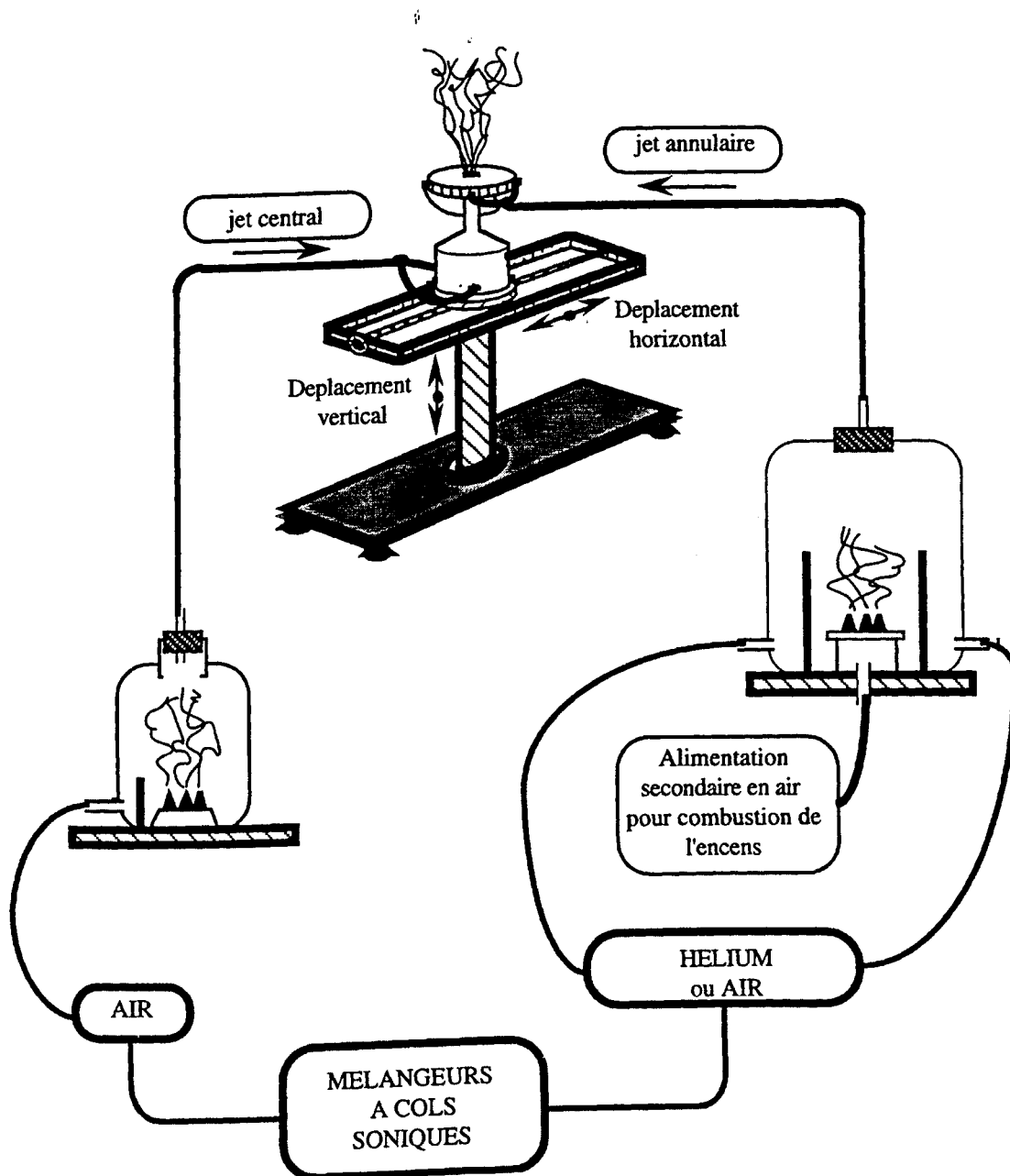


Figure 2.6 — Schéma général de l'installation pour les mesures laser. Alimentation en gaz etensemencement.

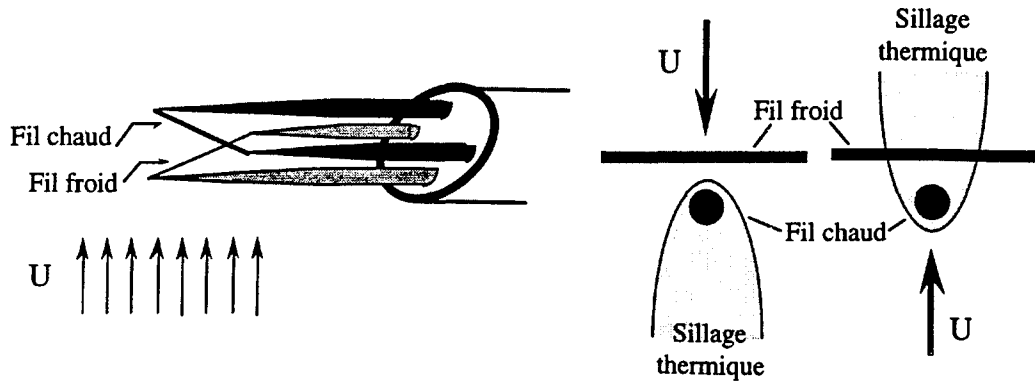


Figure 2.7 — Schéma de la sonde de sillage; principe de fonctionnement.

**SONDE ASPIRANTE** — Afin de pouvoir mesurer la densité d'un écoulement hétérogène, on a construit une sonde aspirante similaire à celle de BROWN et REBOLLO (1972), en utilisant l'anémométrie à fil chaud. Le principe de fonctionnement repose sur l'insensibilité du fil chaud à la vitesse de l'écoulement extérieur lorsqu'il est placé dans un tube en aval d'un col sonique. C'est le même principe qui a été décrit dans le paragraphe §2.1.2 pour le mélangeur de gaz. BROWN et REBOLLO ont placé un fil chaud à l'intérieur d'un tube relié à une aiguille de  $380 \mu\text{m}$  de diamètre externe et  $25 \mu\text{m}$  de diamètre interne. Le blocage sonique était imposé par aspiration du fluide en reliant l'aiguille à une pompe à vide. La réponse du fil chaud est fonction des propriétés du gaz (ou de la concentration pour un mélange binaire), à pression ambiante constante. Une particule de fluide parcourt le tube et débouche dans une chambre de section plus grande, produisant un mélange qui atténue les fluctuations de densité, ainsi qu'un retard temporel dans la réponse du fil. Pour ces raisons, ce type de sonde n'est approprié que pour mesurer la densité moyenne de l'écoulement. Afin de mesurer aussi les fluctuations de masse volumique, on a placé le fil chaud à l'entrée du tube, où la partie sensible reste toujours immergée près de la zone sonique. La figure 2.8 montre un schéma de la sonde aspirante avec cette nouvelle configuration. Elle a été construite avec un tube de céramique de diamètre externe  $300 \mu\text{m}$  et de diamètre interne  $100 \mu\text{m}$ . Le fil chaud placé à l'entrée du tube est un fil Wollaston de  $4 \mu\text{m}$  et la résistance du fil a été toujours fixée à 150% de la résistance à froid. La pression d'aspiration est de  $0,1 \text{ barA}$ .

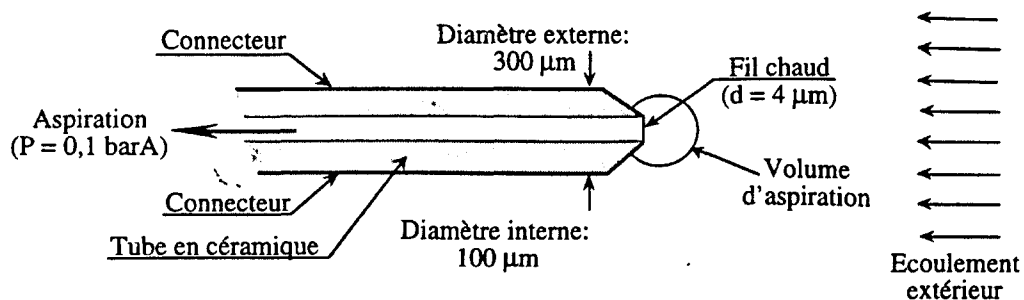


Figure 2.8 — Schéma de la sonde aspirante.

## 2.2.3.2 — TESTS DE VALIDATION DES SONDÉS

## (a) — TEST DE LA SONDE DE SILLAGE

Le but de ce test sur la sonde de sillage ( $6 \times 4 \mu\text{m}$ ,  $\delta = 20 \mu\text{m}$ ) est de vérifier la réponse du fil froid à la variation de la vitesse de l'écoulement, à densité constante (soit air, hélium ou  $\text{SF}_6$ ), dans le jet rond ( $D_j = 20 \text{ mm}$ ). Nous avons placé le fil froid en amont du fil chaud. On aura comme valeurs extrêmes de tension, une valeur minimale,  $E_{min}$  (correspondant à une vitesse pour laquelle le champ thermique ne remonte pas jusqu'au fil froid), et une valeur maximale,  $E_{max}$  (pour la vitesse plus petite, qui donne le plus grand sillage thermique). Nous avons représenté la réponse du fil froid en fonction de la vitesse,  $U_i$  (Fig. 2.9-a). On peut voir que, lorsque la vitesse du jet  $U_i$  augmente, la réponse du fil froid devient plus faible, ce qui suggère une couche thermique du fil chaud moins étendue. Nous pouvons observer aussi l'effet des propriétés physiques du fluide: la vitesse  $U_i$ , pour laquelle la tension  $E_{moy} = E_{min}$ , augmente lorsque la masse volumique diminue. Il est clair que la vitesse à partir de laquelle le fil froid ne répond plus, est très fortement dépendante de la distance entre les fils et de la diffusivité thermique du fluide,  $\alpha$ . Si on estime la taille du champ thermique du fil chaud en amont de l'écoulement comme étant  $\xi \approx \alpha/U$ , on obtient, pour une vitesse typique de  $2 \text{ m/s}$ , les résultats du tableau 2.5.

FLUIDE	Hélium	Air	$\text{SF}_6$
$\xi$ ( $\mu\text{m}$ )	80	11	1,4
$\xi/\delta$	4	0,55	0,07

Tableau 2.5 — Valeurs typiques de  $\xi$  et de  $\xi/\delta$ , pour  $U = 2 \text{ m/s}$ .

On voit donc que, pour cette vitesse, le fil froid sentira le champ thermique du fil chaud dans l'hélium, et ne le sentira pas dans le  $\text{SF}_6$ . Afin de préciser les effets convectifs et diffusifs, nous avons représenté sur la figure 2.9 (b), la variation de la tension du fil froid en fonction du nombre de Péclet,  $Pe$ , calculé avec le diamètre du fil chaud et la diffusivité thermique du fluide à la température ambiante. Peu d'amélioration est observé dans cette représentation, ce qui indique d'autres effets qui ne sont pas pris en compte.

En changeant la géométrie de la sonde, principalement en augmentant  $\delta$ , la distance entre les fils, le fil froid devrait être moins sensible aux variations des vitesses locales produites par les petites structures. On discutera sur la variation de la géométrie de la sonde et son influence dans les résultats du Chapitre 4. Les diamètres des fils ne semblent pas être très importants (toujours dans la gamme  $3$  à  $10 \mu\text{m}$ ) et on a choisi un diamètre de  $4 \mu\text{m}$  pour le fil froid et de  $6 \mu\text{m}$  pour le fil chaud, qui permettent une construction et une manipulation plus simple. Les caractéristiques de la sonde double sont alors: deux fils de diamètres  $6$  et  $4 \mu\text{m}$ ; la séparation entre les fils sera de  $20 \mu\text{m}$  ou de  $240 \mu\text{m}$ .

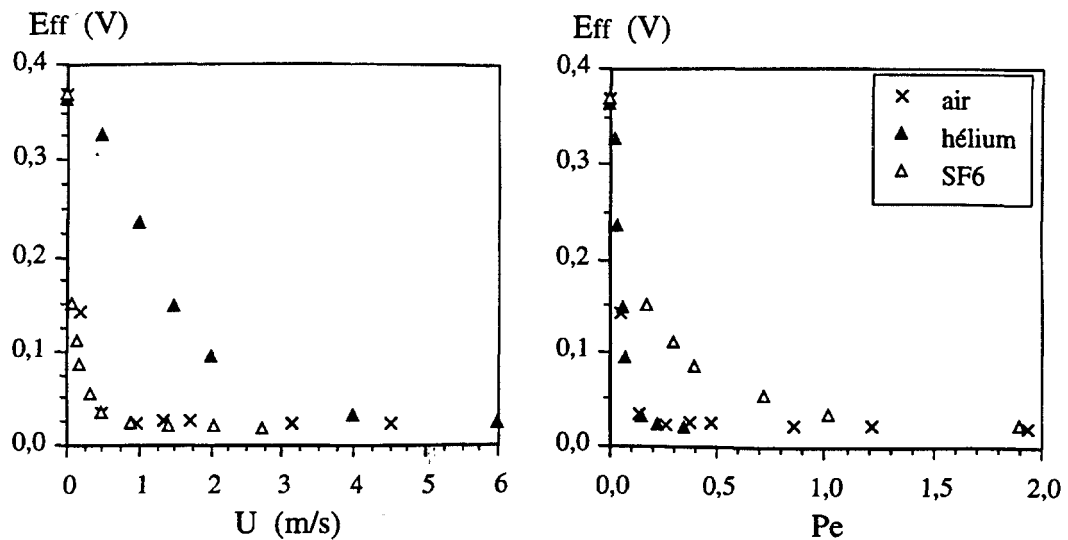


Figure 2.9 — Tests de validation de la sonde de sillage: la réponse du fil froid,  $Eff$ , (à gauche) l'influence de la vitesse de l'écoulement,  $U$ ; (à droite) l'influence des effets diffusifs et convectifs, représentés par le nombre de Péclet.

(b) — TESTS DE VALIDATION DE LA SONDE ASPIRANTE

Plusieurs tests ont été réalisés pour valider les mesures faites avec la nouvelle configuration de sonde aspirante. Les réponses statique et dynamique de la sonde aspirante ont été estimées avec l'aide de la théorie des écoulements potentiels et vérifiées avec une série d'expériences. Tout d'abord, nous présentons les résultats obtenus à partir de la théorie potentielle.

Une fois établis les ordres de grandeurs des paramètres caractéristiques de la sonde aspirante, nous présentons les tests réalisés expérimentalement, tant pour la réponse statique que pour la réponse dynamique.

i — Approximation par un écoulement potentiel

La configuration de la sonde nous permet de modéliser l'écoulement autour d'elle comme la superposition d'un puits et d'un écoulement uniforme, l'écoulement étant tridimensionnel, axysymétrique et irrotationnel (Fig. 2.10). Un corps semi-ovale de Rankine, formé par un puits de débit volumique constant  $Q$  et un écoulement uniforme caractérisé par une vitesse  $U$ , est approprié à notre étude. On utilisera des coordonnées cylindriques  $(x, r, \vartheta)$  pour le développement des équations. Ainsi, la fonction de courant  $\psi$  peut s'écrire:

$$\psi = \frac{Q}{4\pi} \cos \vartheta + U \frac{r^2 \sin^2 \vartheta}{2} \quad (2.6)$$

Les vitesses radiale,  $v_r$ , et azimutale,  $v_\vartheta$ , sont:



$$v_r = -\frac{Q}{4\pi r^2} + U \cos \vartheta ; \quad v_\vartheta = -U \sin \vartheta \quad (2.7)$$

Une des longueurs caractéristiques de ce type d'écoulement est la distance  $a$  entre le puits et le point de stagnation  $B$ , placé sur la demi-droite  $\vartheta = 0$ . Des expressions (2.7) on déduit:

$$a^2 = \frac{Q}{4\pi U} \quad (2.8)$$

et la ligne de courant qui passe par  $(a, 0)$  est:

$$\frac{r}{a} = \frac{1}{\cos \vartheta / 2} \quad (2.9)$$

La largeur du corps semi-ovale, pour  $\vartheta \rightarrow \pi$ , est de  $l = 4a$ , qui représente, physiquement, la limite de la partie de fluide aspiré. Une autre donnée qui peut aider à la compréhension du comportement de la sonde aspirante, est la répartition des vitesses sur l'axe  $x$ . La vitesse  $u_{axe}$  pour  $\vartheta = \pi$ , suit la loi:

$$u_{axe} = -v_r(\vartheta = \pi) = U \left( 1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \quad (2.10)$$

qui décroît très vite avec  $r$ . A titre d'exemple, pour  $r/a = 4 \Rightarrow u_{axe}/U = 1,06$ ; donc, la vitesse  $u_{axe}$  se rapproche de  $U$  à 6% près.

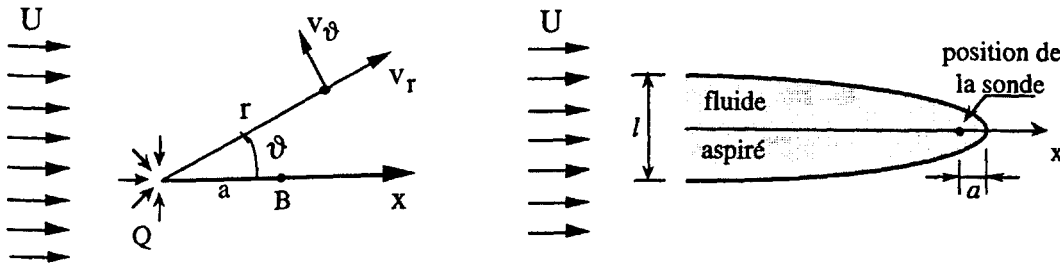


Figure 2.10 — Schéma de l'écoulement potentiel utilisé pour simuler le comportement de la sonde aspirante.

Une fois l'écoulement simplifié décrit, on passe à l'application à la sonde proprement dite. Le débit massique aspiré  $Q_m$  est donné par un calcul dans la section contractée (RIVA, 1991) dans les conditions soniques lorsque la pression aval est suffisamment basse (§2.1.2):

$$Q_m = \rho_i V_0 \frac{\pi d_t^2}{4} = \beta \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{\gamma}{R T_i}} P_i d_c^2 \quad (2.11)$$

où

$$\beta = \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

et  $V_0$  est la vitesse à l'entrée du tube,  $d_t$  est le diamètre du tube et  $d_c$  est le diamètre de la section contractée. L'expression (2.11) nous conduit à:

$$V_0 = \sqrt{\gamma R T_i} \beta C_{contr} \quad (2.12)$$

et  $C_{contr} = (d_c/d_t)^2$  est le coefficient de contraction de la veine fluide estimé à 0,8. On trouve pour l'air,  $V_0 = 160 \text{ m/s}$ , et pour l'hélium,  $V_0 = 450 \text{ m/s}$ . Si on substitue (2.11) dans (2.8), on obtient une relation entre la vitesse de l'écoulement et les paramètres de la sonde (en négligeant les variations de  $\rho$  dues à l'accélération du fluide lorsqu'il est aspiré dans la sonde):

$$a = \frac{d_t}{4} \sqrt{\frac{V_0}{U}} \quad \text{ou} \quad l = 4a = d_t \sqrt{\frac{V_0}{U}} \quad (2.13)$$

Cette expression nous permet de dire que le débit de fluide aspiré dépend, en plus de la géométrie de la sonde et des conditions d'aspiration, de la vitesse et de la densité de l'écoulement dans son voisinage.

Si on considère que la longueur caractéristique de la sonde aspirante est la taille de la région où l'écoulement est influencé par l'aspiration: pour  $r = l \Rightarrow u_{axe}/U = 1,06$ . Un tableau comparatif des valeurs de  $l$  est présenté ci-dessous:

$U \text{ (m/s)}$	AIR	HELIUM	SF <sub>6</sub>
1	1,20	2,0	0,64
2	0,88	1,12	0,45
8,5	0,44	0,72	0,22
20	0,28	0,48	0,14

Tableau 2.2— Valeurs de  $l$  (en mm) pour l'air, l'hélium et le SF<sub>6</sub>, pour des vitesses caractéristiques.

D'après ce tableau, on peut conclure que la longueur caractéristique du volume de fluide aspiré,  $l$ , est de l'ordre de 1 mm, pour l'hélium et l'air, et de 0,5 mm pour le SF<sub>6</sub>, sauf si les vitesses sont faibles, comme dans les bords du jet et que le gaz aspiré est de l'hélium.

La réponse en fréquence sera estimée en calculant le temps mis par une perturbation de concentration pour parvenir à la sonde. On suppose qu'une perturbation localisée à une distance  $r_0$  de la sonde, sur la demi-droite  $\vartheta = \pi$ , est transportée à une vitesse  $u_{axe}$  (éq. 2.10). Le temps de transport est:

$$T = - \int_{r_0}^0 \frac{dr}{u_{axe}}$$

Une fois l'intégration réalisée, on trouve:

$$\frac{UT}{a} = \frac{r_0}{a} - \text{Arctg} \left( \frac{r_0}{a} \right) \quad (2.14)$$

L'expression (2.14) montre que l'échelle de temps caractéristique est de l'ordre de  $a/U$ . Si l'échelle spatiale est  $l = 4a$ , on a  $T \approx 1,7 a/U$ . Ainsi, sur les bords du jet où les vitesses sont faibles ( $U < 1 \text{ m/s}$ ), le temps  $T$  sera de l'ordre de 0,5 à 1 ms suivant la nature du gaz. Par contre, quand les vitesses sont grandes ( $U \approx 10 \text{ m/s}$ ),  $T$  diminue considérablement ( $\approx 0,1 \text{ ms}$ ). Par exemple, si on se place à une distance axiale de  $10 D_i$  de la buse dans un jet annulaire d'hélium et

avec une vitesse de l'ordre de  $10 \text{ m/s}$ , on obtient  $T = 0,03 \text{ ms}$  ( $f = 33 \text{ kHz}$ ) pour l'hélium, qui est une valeur très satisfaisante.

Ce calcul montre que la résolution spatiale de la sonde est bien adaptée à la mesure de masse volumique dans le jet, sauf peut-être dans la région très proche de la buse où les gradients de  $\rho$  sont très importants. La réponse dynamique due au phénomène d'aspiration est tout à fait satisfaisante. En plaçant le fil chaud à l'entrée du tube, on évite les problèmes de transit et de mélange au sein du tube, comme il a été signalé plus haut et constaté avec des sondes munies de tubes longs (cf. RIVA, 1991, sonde aspirante SA1, aiguille de  $25 \text{ mm}$ , temps de réponse  $\approx 20 \text{ ms}$ ).

Il est toutefois très important de vérifier expérimentalement l'insensibilité de la sonde à la vitesse de l'écoulement, pour cette nouvelle configuration. Nous avons également essayé de contrôler de manière expérimentale la résolution spatiale et temporelle de la sonde. Ensuite, on présente les tests réalisés, tant pour la réponse statique que pour la dynamique.

## ii — RÉPONSE STATIQUE DE LA SONDE ASPIRANTE

Nous avons testé la sensibilité de la sonde aspirante à la variation de vitesse de l'écoulement extérieur, pour une gamme comprise entre  $0,2$  et  $13 \text{ m/s}$ , pour l'air ( $\rho = 1,181 \text{ kg/m}^3$ ), pour l'hélium ( $\rho = 0,163 \text{ kg/m}^3$ ) et pour un mélange hélium/air ( $\rho = 0,774 \text{ kg/m}^3$ ), l'axe de la sonde étant parallèle à l'écoulement. Les tests ont été menés sur l'axe du jet rond dans le plan de sortie de la buse. Nous avons constaté que la réponse de la sonde était pratiquement la même pour chaque concentration, indépendamment de la vitesse imposée, sauf pour les vitesses très basses (Fig. 2.11). Une remarque doit être faite quant aux faibles vitesses et fortes concentrations en hélium: étant donné que les effets de flottabilité deviennent très importants, il faut introduire la sonde de quelques millimètres dans la buse pour qu'il n'y ait pas d'entraînement d'air. Sur la figure 2.11, on peut observer cet effet pour les vitesses inférieures à  $1 \text{ m/s}$ , lorsque la sonde est dans le plan  $x = 0$ .

Un autre test de type statique, c'est l'influence de la position du corps de la sonde relativement à la direction de l'écoulement. Dans la figure 2.12 on peut observer la comparaison réalisée entre deux étalonnages (fraction molaire d'air,  $X_{air}$ , vs. tension moyenne délivrée par l'anémomètre,  $E_{moy}$ ), pour une vitesse de l'écoulement de  $2 \text{ m/s}$ . Pour la position horizontale, la sonde est placée perpendiculairement à l'écoulement et pour la position verticale, la sonde est parallèle à la direction de l'écoulement. Notons que l'écart entre les deux courbes est très faible et est peut être dû à la différence des températures ambiantes lors des deux expériences (respectivement  $17^\circ\text{C}$  et  $18,1^\circ\text{C}$ ).

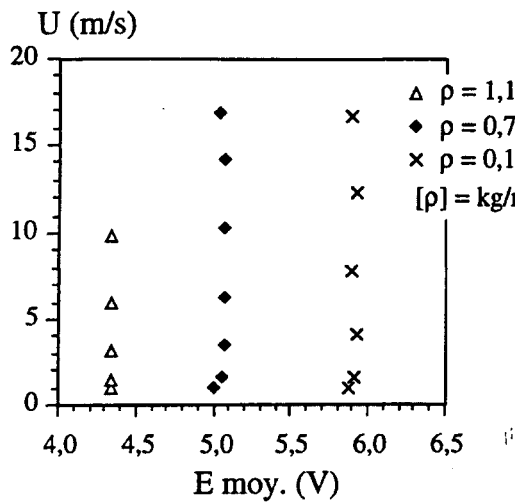


Figure 2.11— Influence de la variation de vitesse, sur la réponse de la sonde aspirante à densité constante.

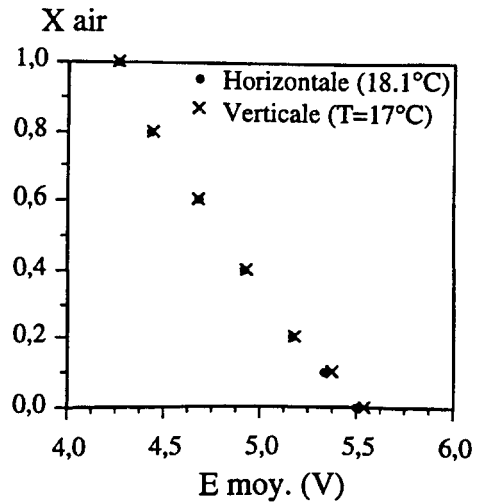


Figure 2.12— Influence de la position de la sonde aspirante relative à l'écoulement.

### iii — RÉSOLUTION SPATIALE DE LA SONDE ASPIRANTE

Le test de résolution spatiale a consisté à placer la sonde au sein d'un sillage avec densités différentes (hélium et air), créé par les deux couches limites qui se développent sur le tube séparant le jet interne du jet externe; la vitesse de l'écoulement loin des parois est  $U_{\infty} = 8,5 \text{ m/s}$ , pour les deux courants. Les nombres de Reynolds des deux courants étant différents, l'épaisseur des couches limites n'est pas la même. Un calcul rapide de l'épaisseur des couches limites nous montre que leurs valeurs sont de l'ordre de  $7 \text{ mm}$  pour l'air et de  $3 \text{ mm}$  pour l'hélium. On s'attend à ce que la largeur du sillage cinématique, résultant du développement des couches limites, soit plus importante que la largeur du profil de densité.

Des profils de densité ont été réalisés à  $1 \text{ mm}$  et à  $5 \text{ mm}$  en aval de la buse, de manière à avoir un saut en densité le plus raide possible, et suffisamment près de la sortie pour éviter le développement des structures primaires. Sur la figure 2.13 on peut observer les profils radiaux de fraction molaire d'air moyenne,  $X_{air}$ , et la rms,  $X_{air}'$ . Les profils de valeurs moyennes présentent un décalage de  $0,1 D_i$  ( $2 \text{ mm}$ ) et le profil à  $5 \text{ mm}$  est légèrement plus du côté de l'air. Ceci peut être dû à un déficit de quantité de mouvement du côté air, car la couche limite est plus développée, produisant ainsi un déplacement du profil de densité du côté air. La sonde aspirante indique une largeur de la marche de densité de  $0,11 D_i$  ( $2,2 \text{ mm}$ ), sans doute supérieure à la réalité, à cause du phénomène d'intégration spatiale.

Afin de délimiter le mieux possible le sillage de concentration réel, nous avons comparé les mesures précédentes à des mesures réalisées par fil chaud (diamètre  $6 \mu\text{m}$ , surchauffe  $50 \%$ ), dans le même écoulement. Ces mesures, étant réalisées sans éta'lonnage, sont exprimées en tension, car le fil chaud est sensible à la fois à la vitesse et à la densité. On ne peut pas interpréter

directement la réponse du fil chaud, mais on sait que la tension du fil chaud augmente avec la concentration en hélium et avec la vitesse du fluide.

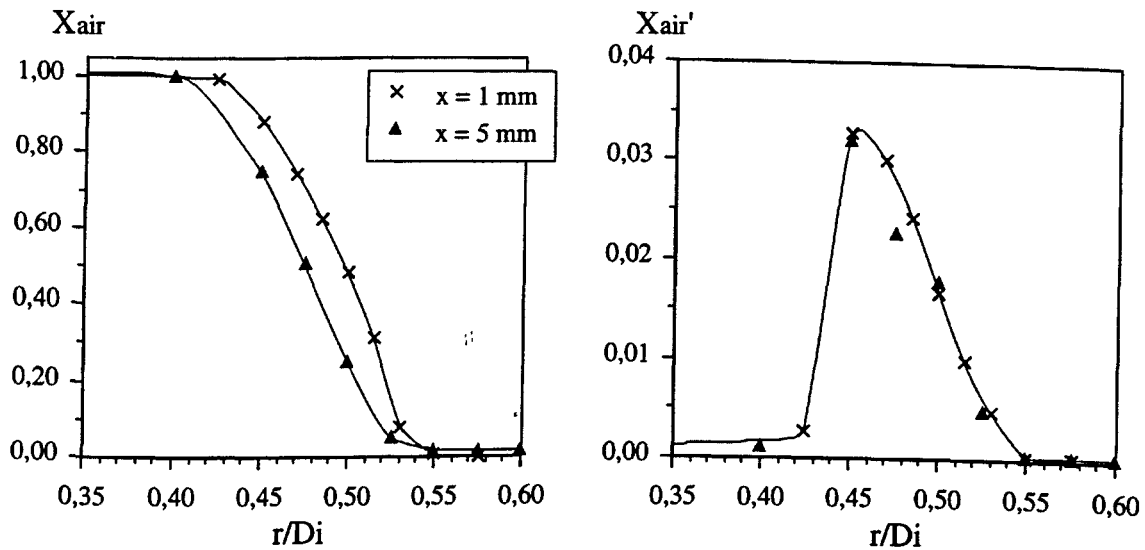


Figure 2.13 — Profils radiaux mesurés avec la sonde aspirante, dans un sillage stratifié hélium/air, vitesse des écoulements  $U_\infty = 8,5$  m/s, distance axiale  $x = 1$  mm et  $x = 5$  mm.

Par ailleurs, l'écoulement étudié est un sillage constitué initialement par la jonction des couches limites qui se sont développées de part et d'autre de la plaque séparatrice. On s'attend donc à un profil de vitesses avec un minimum situé pour  $r/D_i \approx 0,5$ . A la différence du profil de vitesses, le profil de densité est initialement constitué d'une discontinuité en  $x = 0$ , et on a, vraisemblablement, pour  $x = 1$  mm, un sillage de concentration plus étroit que le sillage cinématique.

Les réponses du fil chaud et de la sonde aspirante ( $Y$ , concentration massique en hélium), représentées sur la figure 2.14, peuvent être interprétées de la façon suivante (nous considérons les variations des signaux pour  $r$  décroissant). Dans la partie externe du sillage ( $r/D_i > 0,55$ ), la réponse du fil chaud,  $E_{moy}$ , est constante, ce qui montre que la région correspondante est homogène (hélium pur) et à vitesse constante. Pour  $0,55 > r/D_i > 0,575$ , les variations données par la sonde aspirante (faibles toutefois) résultent donc d'un effet d'intégration spatiale.

Pour  $r/D_i < 0,55$ ,  $E_{moy}$  décroît, sans doute, à cause de la diminution de vitesse. La frontière extérieure du sillage de concentration est située entre  $r/D_i = 0,5$  et  $r/D_i = 0,55$ , de sorte que le rayon d'aspiration de la sonde est compris entre  $0,025 D_i$  (0,5 mm) et  $0,075 D_i$  (1,5 mm), dans cette région plutôt riche en hélium.

Pour  $r/D_i < 0,50$ , la remontée de la vitesse et la diminution de  $Y$  sont en concurrence pour donner le sens de variation de  $E_{moy}$ . La diminution de  $E_{moy}$  ne peut être interprétée que par la diminution de  $Y$  qui est donc l'effet dominant pour la réponse du fil dans cette partie intérieure du sillage de densité.

Pour  $r/D_i < 0,45$ , la remontée de la tension du fil chaud montre l'effet dominant de l'augmentation de vitesse, mais là encore on ne sait pas situer la frontière intérieure du sillage de

densité. On peut, toutefois, affirmer qu'elle est nécessairement au delà du point où  $E_{moy}$  est minimum. En effet, la situation inverse conduirait à une impossibilité ( $E_{moy}$  décroissant pour  $U$  croissant dans l'air pur). La réponse de la sonde aspirante s'annulant pour  $r/D_i < 0,425$ , on en déduit que le rayon d'aspiration de la sonde est inférieur ou égal à  $0,025 D_i$  ( $0,5 \text{ mm}$ ), dans la région riche en air.

Cette discussion montre un bon accord qualitatif avec le tableau 2.2, qui donne des valeurs caractéristiques de la taille du volume d'aspiration de la sonde aspirante,  $l = 0,44 \text{ mm}$  pour l'air et  $l = 0,72 \text{ mm}$  pour l'hélium, à  $U = 8,5 \text{ m/s}$ .

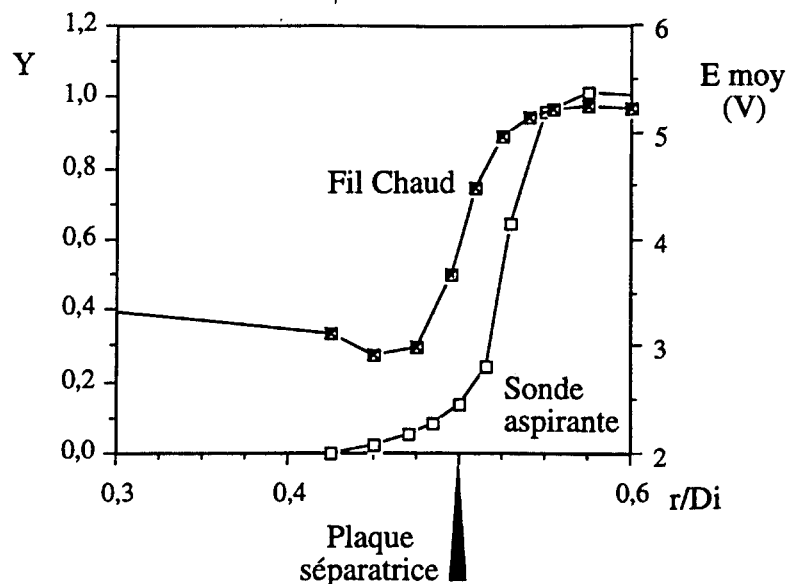


Figure 2.14 — Profils radiaux mesurés avec la sonde aspirante et le fil chaud, dans un sillage stratifié hélium/air, vitesse des écoulements  $8,5 \text{ m/s}$ , distance axiale  $x = 1 \text{ mm}$ .

#### iv — RÉPONSE DYNAMIQUE DE LA SONDE ASPIRANTE

La réponse dynamique de la sonde a été estimée expérimentalement à partir des spectres de densité, mesurés dans les jets hélium-air, car nous ne disposons d'aucune installation expérimentale qui nous permette de générer un front de densité suffisamment raide. Ainsi, nous avons estimé la fréquence de coupure de la sonde à partir des spectres de densité, en modifiant la fréquence d'acquisition. La mesure a été réalisée dans la couche de mélange interne d'un jet coaxial hélium-air ( $U_e/U_i = 3$ ) à  $x/D_i = 1,5$  et  $r/D_i = 0,5$ , avec une fréquence d'acquisition,  $f_{acq}$ , de  $20 \text{ kHz}$ . Afin de changer la période d'échantillonnage à  $10 \text{ kHz}$  et à  $5 \text{ kHz}$ , un point sur deux et un point sur quatre ont été pris de la mesure originale. La figure 2.15 montre les spectres correspondants aux trois fréquences d'acquisition choisies. Pour les hautes fréquences ( $f > 200 \text{ Hz}$ ), les trois courbes sont pratiquement parallèles et la différence entre elles réside dans la fréquence de coupure dans le spectre. Sur la même figure, on peut voir que pour une  $f_{acq}$  de

5 kHz, la fréquence de coupure propre à la sonde n'est pas encore atteinte, car la courbe est encore très raide. A très haute fréquence ( $f > 3$  kHz), le spectre pour  $f_{acq} = 10$  kHz devient horizontal à partir d'approximativement 3 kHz, et pour  $f_{acq} = 20$  kHz, ceci arrive à partir de 4 kHz. La différence entre les deux valeurs nous permet d'estimer la fréquence de coupure à environ 3 kHz, valeur qui est en accord avec les calculs réalisés pour un écoulement potentiel. Les petites structures à plus haute fréquence ne seront pas détectées par la sonde aspirante. Ceci nous permet d'utiliser une fréquence d'acquisition maximale de 10 kHz, mais aux effets pratiques, une  $f_{acq} = 5$  kHz est suffisante, si l'on considère que la contribution de cette partie du spectre n'est pas significative.

Il faut remarquer que le logiciel employé pour calculer les spectres présente la limitation suivante: le calcul de la transformée de Fourier est fait par blocs de 1024 points, et la durée de chaque fraction de signal varie avec la  $f_{acq}$  (ainsi, pour une  $f_{acq}$  de 10 kHz, 1024 points correspondent à 0,1 sec de signal approximativement). Ceci explique la mauvaise résolution fréquentielle pour la  $f_{acq}$  de 20 kHz (de  $\approx 20$  Hz) et, en conséquence, une représentation médiocre des faibles fréquences. En effet, sur la figure 2.15, le pic correspondant à l'instabilité primaire de Kelvin-Helmoltz ( $\approx 110$  Hz) n'est pas très bien résolu comme pour les deux autres cas. Il est possible aussi d'avoir une estimation du rapport signal/bruit (en faisant la racine carrée du rapport entre les valeurs les plus grandes et plus petites du spectre), qui, pour ce cas-là, est d'à peu près trois décades.

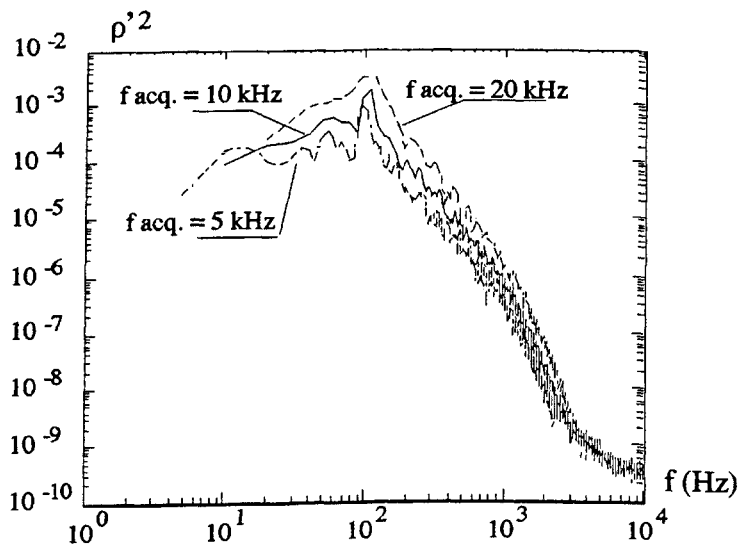


Figure 2.15 — Spectres de densité pour différentes fréquences d'acquisition.  
Jet coaxial hélium-air,  $r_v = 3$ ,  $x/D_i = 1,5$ ,  $r/D_i = 0,5$ .

Nous avons réalisé aussi des mesures, avec un fil chaud et la sonde aspirante, sur l'axe du sillage avec différences de densité, à  $x = 1, 5, 10, 20$  et  $30$  mm, c'est à dire dans le prolongement de l'axe de la plaque séparatrice. Pour comparer ces mesures, nous avons représenté les spectres mesurés sur la figure 2.16, où les graphiques à gauche correspondent à la sonde aspirante et ceux de droite au fil chaud. Les spectres du fil chaud montrent moins clairement les pics que ceux de la

sonde aspirante. Cette différence peut être attribuée à la sensibilité du fil chaud à la vitesse de l'écoulement, la sonde aspirante étant "aveugle" par rapport à la vitesse. Chaque pic des spectres peut être associé à un nombre de Strouhal, calculé par l'expression  $St = fD/U_0$ , où  $f$  est la fréquence du pic,  $D$  la dimension caractéristique (27 mm) et  $U_0$  la vitesse de l'écoulement principal (8,5 m/s).

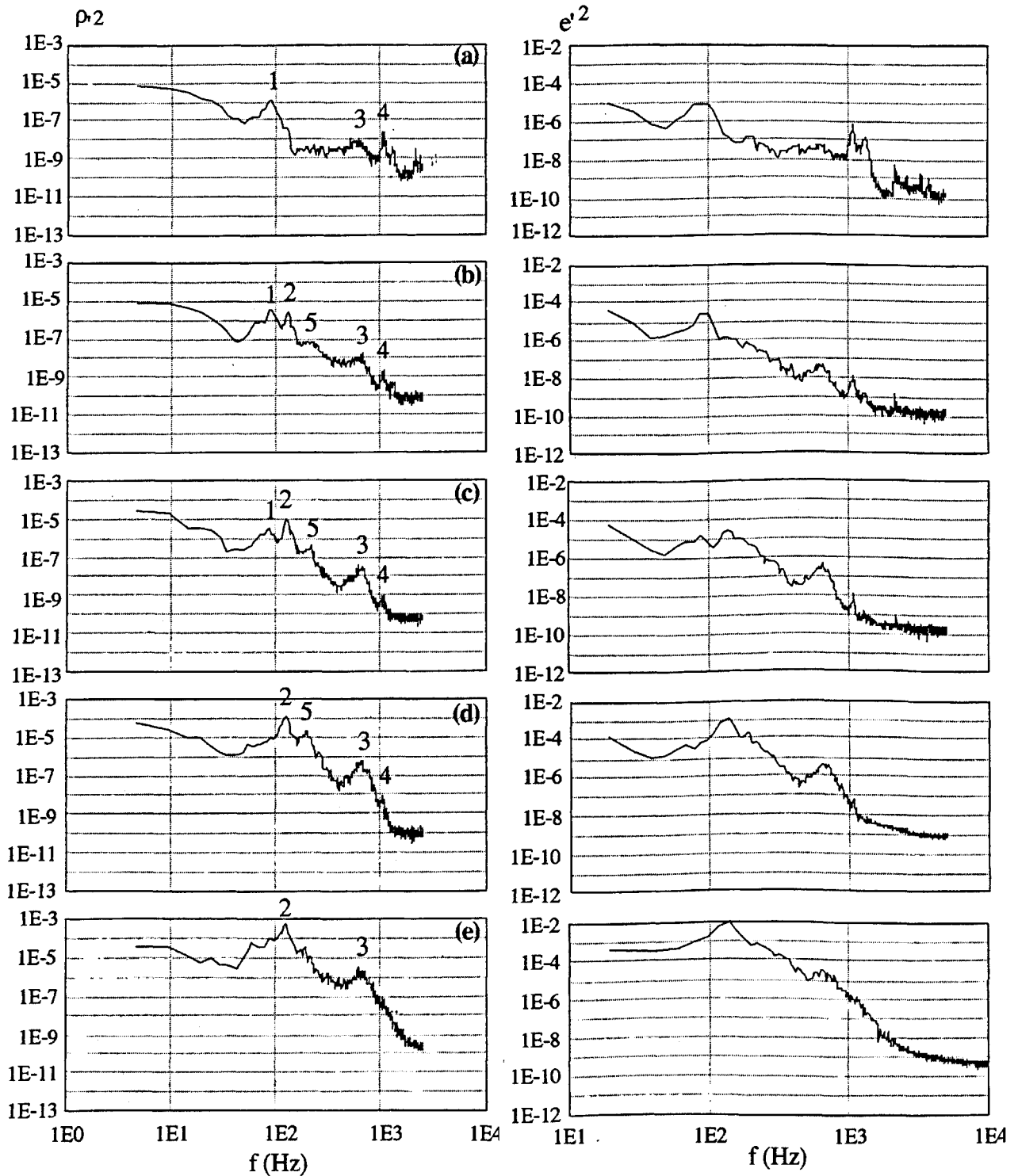


Figure 2.16— Spectres au long d'un sillage stratifié.  $U_1 = U_2 = 8,5$  m/s,  $r/D_i = 0,5$ .

A gauche, les spectres de la sonde aspirante et à droite, ceux du fil chaud.

(a)  $x = 1$  mm; (b)  $x = 5$  mm; (c)  $x = 10$  mm; (d)  $x = 20$  mm; (e)  $x = 30$  mm.



L'origine du premier pic ( $St_1 = 0,29$ ) ne semble pas très claire et il disparaît vers l'aval. Le second ( $St_2 = 0,40$ ) domine seul vers l'aval et peut être associé à l'instabilité globale du jet de type Kelvin-Helmholtz. Un pic à  $640 \text{ Hz}$  est toujours présent pour toutes les positions, avec un nombre de Strouhal,  $St_3 = 2$ , dont son origine n'est pas connu. Le pic à plus haute fréquence ( $1045 \text{ Hz}$ ) est seulement visible pour les positions près de la plaque, et puis il est noyé par les petites structures turbulentes. Il semble être dû à l'instabilité associée au sillage. En effet, d'après l'étude de MATTINGLY et CRIMINALE (1972), le mode le plus instable du sillage donne une fréquence de l'ordre de  $1300 \text{ Hz}$ , estimée à l'aide de la demi-largeur du sillage égal à  $1 \text{ mm}$ , en assez bon accord avec la fréquence que nous avons mesurée. Bien que l'interprétation de ces spectres ne soit pas aisée, ils présentent l'intérêt de montrer la bonne concordance des résultats obtenus par le fil chaud et par la sonde aspirante, jusqu'à des fréquences élevées ( $f > 1 \text{ kHz}$ ) et montrent ainsi la bonne résolution temporelle de la sonde aspirante.

Le spectre présenté sur la figure 2.17, réalisé à  $10 D_i$  en aval de la buse, dans un jet coaxial hélium-air ( $U_e/U_i = 16$ , vitesse estimée au point de mesure  $10 \text{ m/s}$ , fraction molaire  $X_{air} = 0,6$ ), montre une réponse satisfaisante de la sonde aspirante, avec la pente du spectre dans la région inertielle très proche de  $-5/3$ . Si l'on se rapporte au nombre d'onde ( $k = 2\pi f/U$ ), il est possible de placer un point correspondant à la résolution spatiale de la sonde, estimée à  $1 \text{ mm}$ . En effet, pour  $l = 1 \text{ mm}$ , la fréquence calculée donne  $1,5 \text{ kHz}$ . On voit que le spectre de densité est bien résolu jusqu'à une fréquence supérieure à  $1 \text{ kHz}$  dans cette région de l'étude.

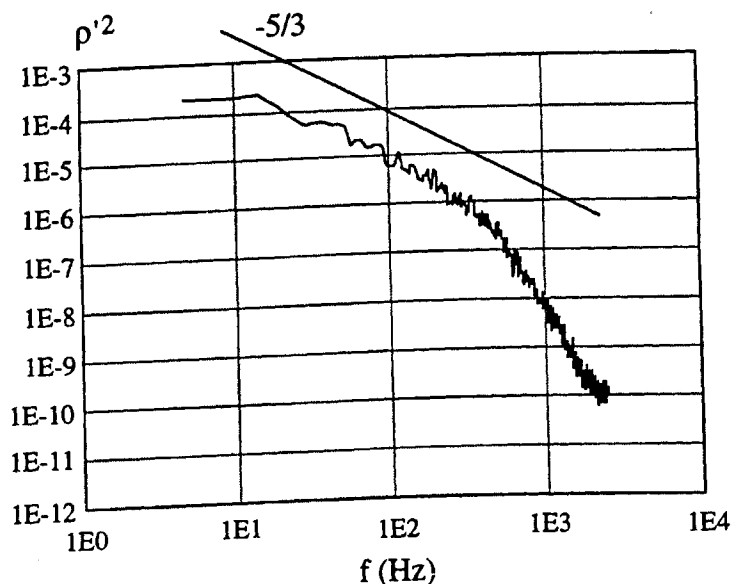


Figure 2.17— Spectre d'un jet coaxial hélium-air,  $U_e = 16 \text{ m/s}$ ,  $U_i = 1 \text{ m/s}$ , réalisé à une distance axiale  $x = 10 D_i$ .

### 2.2.3.2 — LA CHAÎNE DE MESURE UTILISÉE POUR LA THERMO-ANÉMOMÉTRIE

Pour les mesures au fil chaud, deux types d'anémomètres ont été utilisés: l'anémomètre A.A.LAB. AN-1003 et l'anémomètre DISA 55M01. Le premier est un anémomètre à six voies, doté de circuits de pré-amplification, de filtrage et de décalage de tension (offset). Il présente la particularité de délivrer des tensions négatives décroissantes lorsque la puissance thermique dissipée par les sondes augmente. La surchauffe utilisée dans la plupart des cas était de 50%.

Les mesures au fil froid ont été réalisées avec un thermomètre à courant constant construit par le Service Electronique du LEGI. Ses principales caractéristiques sont les suivantes: l'intensité de courant imposée est de  $0,5 \text{ mA}$ , le bruit est estimé à  $5.10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{C}$ , le gain maximal applicable est de  $6.10^5$ .

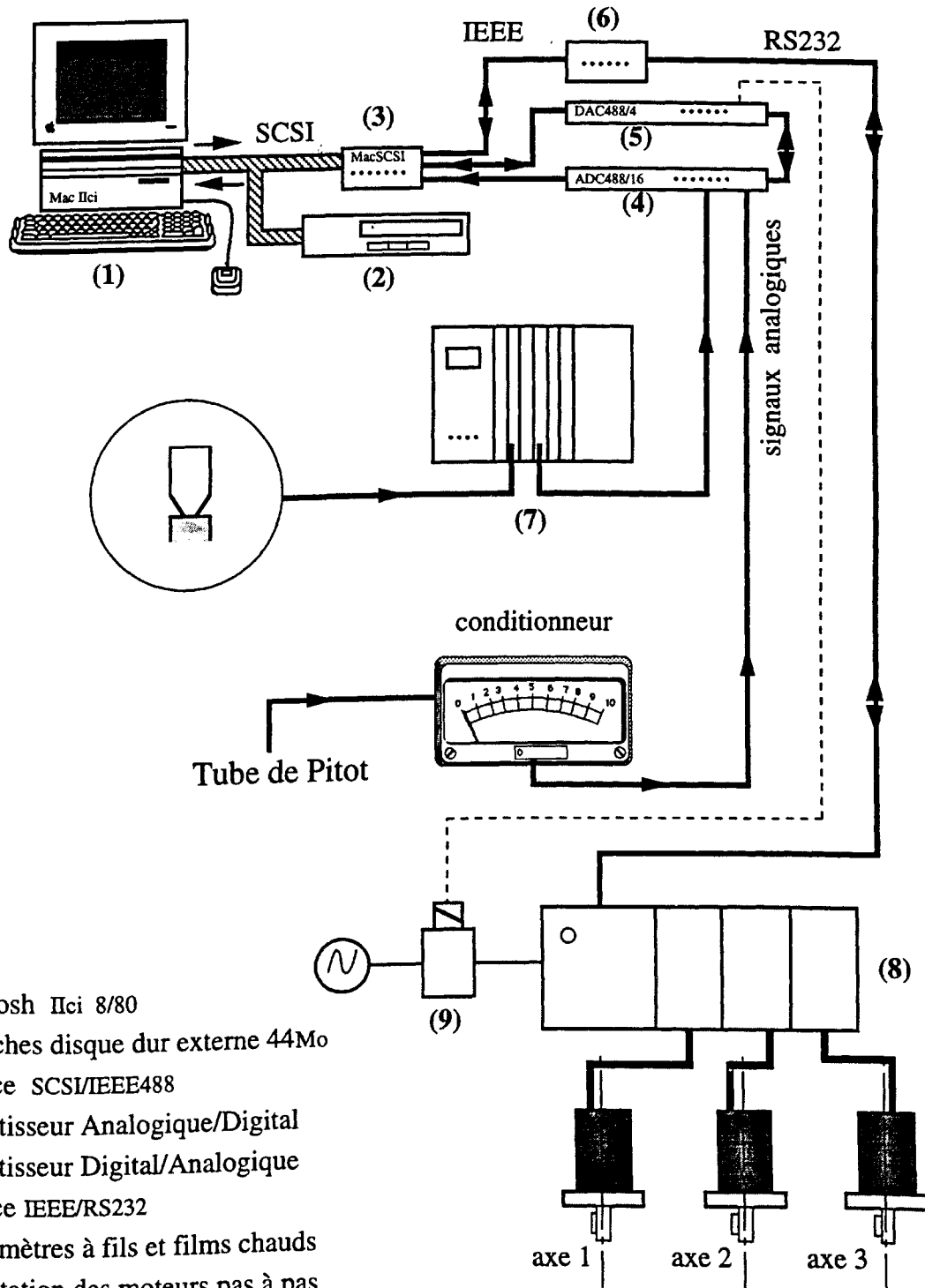
Le signal délivré par ces appareils arrive à un convertisseur analogique-digital (IOtech ADC488/16) de  $10^5$  échantillons par seconde répartis sur 8 voies différentielles, quantification 15 bits plus signe, avec gains programmables. La fréquence d'acquisition, l'échelle de tension, le nombre de canaux et le nombre de points par bloc de 16000 points (le nombre de blocs étant un paramètre de l'acquisition) sont programmables. Le signal traverse une interface SCSI/IEEE 488 IOTECH Mac SCSI488 et un convertisseur digital-analogique IOTECH DAC488/4, qui permet d'injecter une contre-tension sur quatre voies d'acquisition et d'exploiter les signaux avec une gamme de tension plus étendue. Ce système permet aussi de commander le moteur de déplacement des sondes. Ces deux convertisseurs sont reliés (par une interface SCSI/IEEE) à un ordinateur MACINTOSH IIci de 8 Mo de mémoire vive. Pour augmenter la capacité de stockage de données, un lecteur de disques durs externe SYQUEST (cartouches de 88 Mo) a été ajouté. Un schéma de la chaîne d'acquisition décrite est présenté sur la figure 2.18.

La gestion des communications IEEE nécessaire à l'acquisition, est assurée par un ensemble de programmes écrits par Jean-Luc HARION, en QUICK BASIC. Les programmes réalisent l'initialisation des différentes cartes et paramètres d'acquisition, ainsi que le stockage des données numérisées sur disque dur. De plus, par l'intermédiaire d'une interface IEEE/RS232, ils pilotent les axes motorisés de déplacement de sondes et coupent l'alimentation des moteurs pas à pas pendant les périodes d'acquisition, pour éviter le parasitage des signaux. Ceci permet de réaliser des profils automatiques avec une importante économie du temps de mesure et de gaz. Le déplacement des sondes se réalise automatiquement à travers le convertisseur analogique-digital (ADC488/16) qui commande le moteur pas-à-pas. La position des points de mesures peut être fixée par une fonction analytique ou bien par un ensemble des valeurs fixées convenablement. Les déplacements peuvent être dans deux directions, pour deux séries de mesures différentes par thermo-anémométrie. Les déplacements ont une précision de l'ordre de  $0,02 \text{ mm}$ . Pour les mesures par anémométrie laser, les déplacements étaient manuels.

Les noms des fichiers sont générés automatiquement par le programme d'acquisition en fonction de l'installation expérimentale utilisée (par exemple: jet annulaire: A, couche limite: C),

de la date, du nom donné au profil, etc., et stockés dans un fichier de traitement, ce qui permet le dépouillement ultérieur automatique d'une série de mesures.

Le traitement des données est effectué par des programmes développés en FORTRAN. Il comprend le démultiplexage, la conversion des tensions en grandeurs physiques et le calcul des statistiques associées. Ces programmes ont été réalisés en collaboration avec Jean-Luc HARION.



- (1) Macintosh IIci 8/80
- (2) Cartouches disque dur externe 44Mo
- (3) Interface SCSI/IEEE488
- (4) Convertisseur Analogique/Digital
- (5) Convertisseur Digital/Analogique
- (6) Interface IEEE/RS232
- (7) Anémomètres à fils et films chauds
- (8) Alimentation des moteurs pas à pas
- (9) Relais de coupure des moteurs pendant les acquisitions

Figure 2.18 — Chaîne d'acquisition pour les mesures par thermo-anémométrie.

## 2.3 — Paramètres utilisés

La quantité de variables en jeu montre la difficulté de choisir les paramètres qui décrivent le mieux la dynamique et l'instabilité des jets coaxiaux hétérogènes. Les paramètres utilisés ici sont (les indices  $e$  et  $i$  correspondent, respectivement, au jet extérieur et au jet intérieur):

- le rapport de diamètres  $\beta = D_e/D_i$ , caractérisant la géométrie,
- le rapport de vitesses débitantes  $r_v = U_e/U_i$ , caractérisant la cinématique,
- le rapport de densité  $S = \rho_e/\rho_i$ ,
- le rapport de quantité de mouvement  $M = r_v^2 S$ ,

Leurs valeurs caractéristiques sont:

- $\beta = 1,35$ , constante dans cette étude,
- $r_v$  variable entre 3 et 85 ( $r_v \rightarrow \infty$  pour le cas limite d'un jet annulaire),
- $S = 1$  pour les jets homogènes air-air;  $S = 0,14$  pour les jets hélium-air,  $S = 0,028$  pour les jets hélium-SF<sub>6</sub>.

Les vitesses débitantes extérieures ont été maintenues constantes pour un gaz donné (6 m/s pour l'air et 16 m/s pour l'hélium) et on a fait varier  $r_v$  en modifiant la vitesse du jet central. Pour évaluer l'influence des différences de densité sur le développement des jets coaxiaux, on a mené des expériences en gardant constante la quantité de mouvement du jet extérieur. Par exemple: une vitesse  $U_e = 16$  m/s d'hélium correspond à 6 m/s d'air.

Le nombre de Reynolds utilisé a été obtenu à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement:  $Re_M = Re_{ext} [1 + (1-M)/\beta^2 M]^{1/2}$ , où  $Re_{ext} = \rho_e U_e D_e / \mu_e$ . Les valeurs caractéristiques sont, pour les vitesses maximales:

- \* jets air/air:  $Re_{ext} = 11000$   $7300 < Re_M < 7800$ ,
- \* jets hélium/air:  $Re_{ext} = 3200$   $2100 < Re_M < 2400$ ,
- \* jets hélium/SF<sub>6</sub>:  $Re_{ext} = 3200$   $2400 < Re_M < 3100$ .

## 2.4 — Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté les installations expérimentales et l'instrumentation utilisées pour cette étude, ainsi que les paramètres adimensionnels caractéristiques des jets coaxiaux avec fortes différences de densité. Nous n'avons pas décrit les méthodes classiques (laser, fil chaud simple...) mais les sondes qui ont une application plus spécifique. Ainsi, la sonde double de sillage pour détecter les courants de retour, déjà utilisée par CHUA et ANTONIA (1989), nous permettra de délimiter les conditions pour lesquelles la recirculation se produit. Le principe de fonctionnement est fondé sur la détection par le fil froid du sillage thermique du fil chaud, quand l'écoulement change de direction. L'application de cette méthode est principalement destinée à étudier les cas où plusieurs gaz sont en jeu et où d'autres méthodes ne sont pas toujours disponibles.

Une étude plus détaillée a été réalisée pour la sonde aspirante, basée sur le principe utilisé par BROWN et REBOLLO (1972), mais avec une petite variante qui la rend plus opérationnelle pour les mesures de fluctuations de densité. Plusieurs approches ont été employées pour connaître ses limitations. Premièrement, une approximation théorique en utilisant l'écoulement potentiel, permet d'estimer les paramètres les plus importants: taille du volume d'aspiration, temps de réponse... Des études expérimentales ont permis de vérifier les calculs précédents, tant pour la réponse statique que pour la réponse dynamique. Nous avons confirmé que la réponse de la sonde ne dépend pas de sa position relative à l'écoulement (horizontale, verticale). La taille du volume d'aspiration est de l'ordre de  $1\text{ mm}$  ou moins, en fonction de la vitesse et de la densité de l'écoulement; sa fréquence de coupure a été estimée aux alentours de  $2\text{ kHz}$  pour les mêmes conditions.

## 2.5 — Références bibliographiques

**BROWN, G.L. & REBOLLO, M.R.**, 1972, A small, fast-reponse probe to measure composition of a binary gas mixture, *AIAA Journal*, Vol. 10, 5, pp 649-652.

**BRUN, E. ET MARTINOT-LAGARDE, A.**, 1968, *Mécanique des Fluides*, Tome 1, pp 188-207, 2ème. édition, Ed. Dunot, Paris.

**CHUA L.P. & ANTONIA R.A.**, 1989, Flow reversal and intermittency of a turbulent jet, *AIAA Journal*, Vol. 27, 11, pp 1494-1499.

**DESSE, J.M. et PEGNEAUX, J.C.**, 1990, Détermination du champ de masse volumique par interférogrammes simultanés, Institut de Mécanique de Lille.

**HARION, J-L.** *Influence de différences de densité importantes sur les propriétés de transfert d'une couche limite turbulente*. Thèse, Institut National Polytechnique, Grenoble, France, 1994.

**MATTINGLY & CRIMINALE**, 1972, The instability of an incompressible two-dimensional wake, *Journal of Fluids Mechanics*, Vol. 51, 2, pp 233-272.

**MERZKIRCH, W.**, 1987, *Flow visualisation*, Academic Press Inc., 2nd edition.

**RIVA R.** *Écoulements des fluides inhomogènes: stabilité des jets, transferts turbulents dans les couches limites*. Thèse, Institut National Polytechnique, Grenoble, France, 1991.

**SHAPIRO, H. A.**, 1953, *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*, Vol. I, Ronald Press Company, New York.

**WATT, D.W. et VEST, C.M.**, 1990, Turbulent flow visualisation by inter-ferometric integral imaging and computed tomography. *Experiments in Fluids* 8, pp 301-311.

## CHAPITRE 3

# Etudes préliminaires

### 3.1 — Profils radiaux initiaux

3.1.1 — Test de symétrie de la buse

3.1.2 — Profils de vitesse à la buse

3.1.2 — Profils de densité à la buse

### 3.2 — Influence de la géométrie de la buse

3.2.1 — Comparaison des profils radiaux de vitesse pour un jet coaxial homogène

3.2.2 — Profils axiaux de vitesse pour un jet annulaire

### 3.3 — Effets de la gravité. Inversion de la buse

3.3.1 — Approche théorique

3.3.2 — Tests expérimentaux

### 3.4 — Effet du fluide ambiant: chambre d'hélium

### 3.5 — Visualisations

3.5.1 — Strioscopie schlieren

3.5.2 — Fumée

### 3.6 — Conclusions

### 3.7 — Références bibliographiques





## Notations

B	Paramètre de flottabilité
b	Largeur du jet
$D_i$	Diamètre intérieur de la buse coaxiale
$D_e$	Diamètre extérieur de la buse coaxiale
Fd	Nombre de Froude densimétrique
g	Accélération de la gravité
L	Echelle de longueur globale
M	Rapport de quantités de mouvements initiales (extérieur/intérieur)
m	Flux de quantité de mouvement initial
Q	Débit
r	Coordonnée radiale
Re	Nombre de Reynolds
Ri	Nombre de Richardson
$r_m$	Rapport de vitesses maximales (extérieure/intérieure)
$r_v$	Rapport de vitesses débitantes (extérieure/intérieure)
S	Rapport de masses volumiques (extérieure/intérieure)
u	Vitesse axiale instantanée
$U_e$	Vitesse débitante du jet annulaire ou extérieur
$U_i$	Vitesse débitante du jet central ou intérieur
$U_{max.}$	Vitesse maximale de la buse centrale
v	Vitesse radiale instantanée
x	Coordonnée axiale
$X_{air}$	Fraction molaire d'air
$X_{he}$	Fraction molaire d'hélium
$\beta$	Rapport de diamètres (extérieur/intérieur)
$\mu$	Viscosité moléculaire
$\rho$	Masse volumique ou densité du fluide

## Indices

( ) <sub>a</sub>	Relatif à l'ambient
( ) <sub>B</sub>	Relatif à la flottabilité
( ) <sub>Q</sub>	Relatif au débit initial
( ) <sub>e</sub>	Relatif à la buse extérieure
( ) <sub>i</sub>	Relatif à la buse intérieure

$( )_{\max}$	Valeur maximale
$( )_0$	Relatif à la buse en générale
$( )'$	Ecart type ou r.m.s. (root mean square)

## Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les études préliminaires destinées à vérifier le bon fonctionnement de l'installation et, en particulier, de la buse. De plus, nous avons examiné les variables qui peuvent influencer le développement du jet. Le test sur la symétrie de la buse a consisté à faire des profils radiaux de vitesse à la buse, pour différentes positions diamétrales, dans un jet homogène. Dans les jets hétérogènes, des profils de densité et vitesse à la buse ont été aussi mesurés, afin de déterminer les conditions initiales, principalement les taux turbulents initiaux. L'utilisation de gaz de densités différentes (tels que l'air et l'hélium, où  $S \approx 0,138$ ) nous a amené à inverser la buse pour étudier l'influence des forces de flottabilité. La nature du fluide ambiant peut, elle aussi, jouer un rôle dans le développement de l'écoulement et des tests ont été faits pour examiner l'influence de ce paramètre. Nous avons inclus des visualisations dans ce chapitre, pour donner un premier aperçu des jets coaxiaux hétérogènes.

### 3.1 — Les profils radiaux initiaux

#### 3.1.1 — Test de symétrie de la buse

Afin de tester la symétrie de l'écoulement, on a déterminé par anémométrie à fil chaud des profils transversaux suivant quatre diamètres dans des directions séparées de  $45^\circ$ . Les résultats de la figure 3.1, obtenus dans le cas d'un jet homogène air/air ( $r_v = 4$ ,  $U_e = 4 \text{ m/s}$ ), montrent une concordance quasi-parfaite entre les différents profils. On note simplement un faible écart pour le profil à  $135^\circ$ , pour la couche de mélange interne du jet extérieur ( $r/D_i \approx -0,55$ ). Ces mesures montrent une très bonne symétrie des conditions initiales et on voit que la plaque poreuse, située en amont de la buse externe, distribue régulièrement le débit d'alimentation externe (Fig. 2.1).

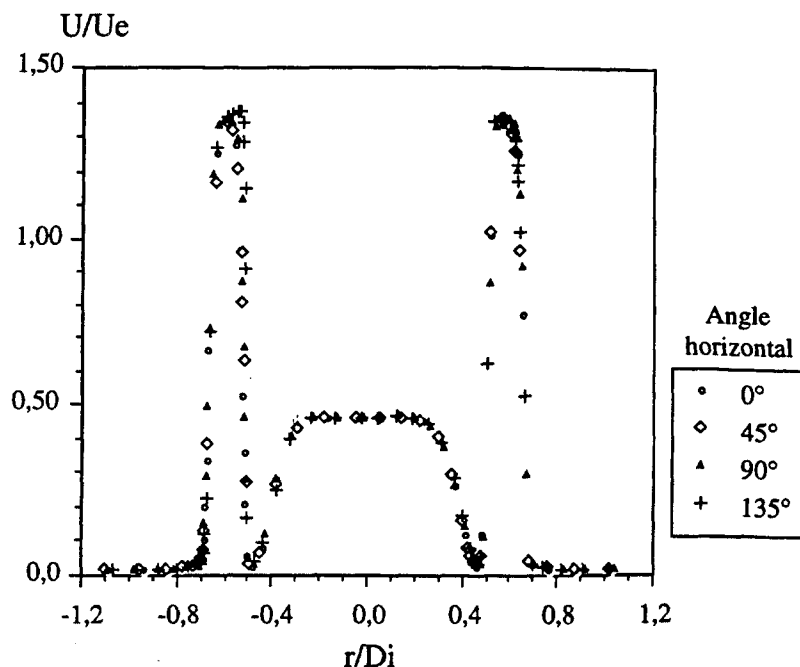


Figure 3.1 — Profils transversaux de vitesse moyenne d'un jet air/air, suivant différents diamètres,  $r_v = 4$ ,  $x/D_i = 0,1$ ,  $Re_M = 3140$ .

### 3.1.2 — Profils de vitesse à la buse

Les conditions initiales ont été déterminées à partir des profils transversaux mesurés tout près de la buse ( $0,1 D_i$  pour les mesures au fil chaud et  $0,25 D_i$  pour les mesures au laser). La figure 3.2 montre les profils transversaux de vitesses moyennes et fluctuantes d'un jet homogène ( $r_v = 3$ ,  $U_e = 6 \text{ m/s}$ ), mesurés par anémométrie laser. La figure 3.3 correspond à un jet hétérogène (hélium-air) avec  $r_v = 21$ ,  $U_e = 14,2 \text{ m/s}$ . Les taux turbulents initiaux des fluctuations de vitesse longitudinale dans les centres des buses,  $u'/U$ , est de l'ordre de 2% pour le jet central d'air, de 4% pour le jet coaxial d'air et de 6% pour le jet coaxial d'hélium. Les profils présentent un maximum des fluctuations  $u'$  (de l'ordre de  $0,15 U_e$ ) dans les couches de mélange externe et interne du jet extérieur.

Les figures 3.1 à 3.3 montrent la coexistence des couches de mélange et d'une partie centrale uniforme des profils de vitesse. La précision des mesures a été testée en comparant la détermination des vitesses débitantes, à l'aide de la mesure directe du débit à travers le mélangeur à cols soniques, d'une part et par l'intégration des profils de vitesse, d'autre part. Pour cette deuxième méthode, les profils ont été extrapolés pour se raccorder à une vitesse nulle sur les parois de la buse. L'intégration des profils de vitesse donne une sous-estimation de l'ordre de 4% pour le jet central, une surestimation de 1,5% pour le jet annulaire d'hélium et de 1% pour le jet annulaire d'air (mesures par anémométrie laser). Notons qu'à la distance de la buse où les profils ont été déterminés ( $0,25 D_i$ ), un effet d'entraînement a pu commencer à se faire sentir et ceci peut expliquer une partie des écarts (cela correspond à une diminution du débit dans la partie centrale

et à une augmentation dans la partie annulaire). La différence peut aussi s'expliquer par les incertitudes de mesure, en particulier sur le débit des mélangeurs des gaz qui peut avoir varié légèrement au cours du temps. Le test précédent montre qu'on peut estimer la précision sur la détermination des débits à une valeur comprise entre 1 et 4%, qui peut être considéré comme très satisfaisant, compte tenu des dimensions de l'installation.

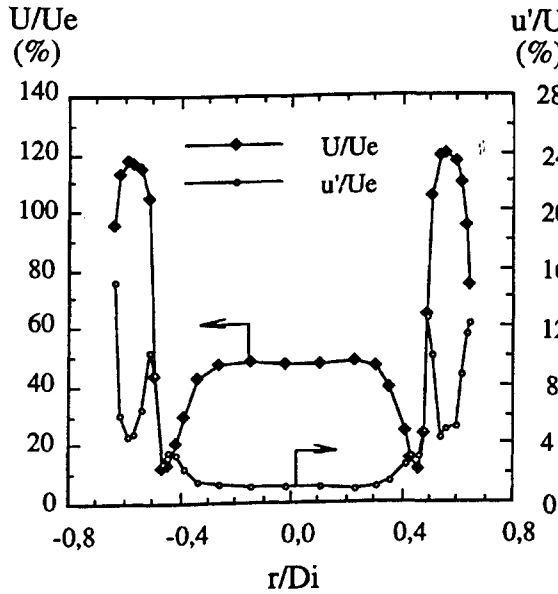


Figure 3.2 — Profil transversal de vitesse moyenne et fluctuante d'un jet homogène,  $r_v = 3$ ,  $U_e = 6$  m/s;  $x/D_i = 0,2$ . (Mesurés par anémométrie laser)

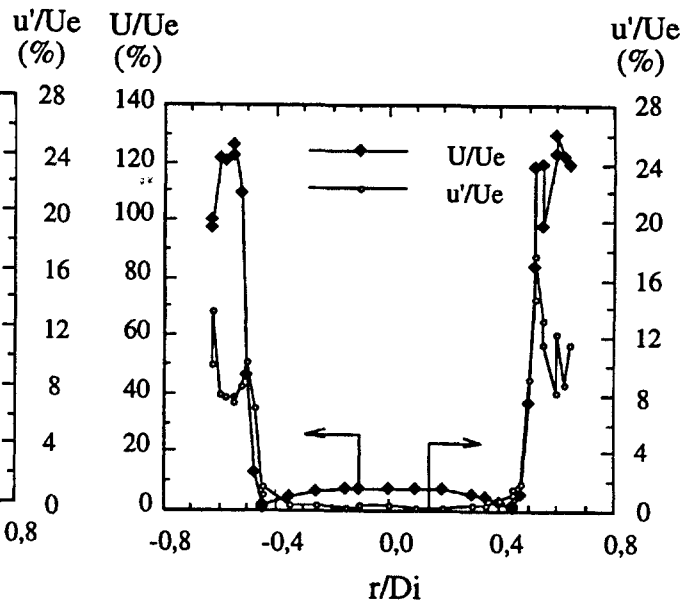


Figure 3.3 — Profil transversal de vitesse moyenne et fluctuante d'un jet hélium/air,  $r_v = 21$ ,  $U_e = 14,2$  m/s,  $x/D_i = 0,2$ . (Mesurés par anémométrie laser)

A partir de la mesure du débit du jet central et de la vitesse au centre de la buse, on obtient la relation suivante entre le rapport de la vitesse maximale,  $U_{max,i}$ , à la vitesse débitante du jet central,  $U_i$ , et le nombre de Reynolds intérieur ( $Re_i = \rho_i U_i D_i / \mu_i$ ):

$$U_{max,i} / U_i = 1,2 + 19,4 Re_i^{-1/2} \quad Re_i > 450. \quad (3.1-a)$$

$$U_{max,i} / U_i = 2 \quad 70 < Re_i < 450. \quad (3.1-b)$$

D'où le tableau suivant pour la gamme de vitesses utilisée dans le jet central d'air:

$U_i$ (m/s)	$Re_i$	$U_{max,i} / U_i$
2	2700	1,563
1	1330	1,73
0,86	1142	1,76
0,75	1000	1,84
0,6	800	1,88
0,54	700	1,92

Tableau 3.1 — Rapport entre les vitesses maximale et débitante en fonction du  $Re$ , pour le jet central d'air.

Les vitesses avec des  $Re_i < 70$  (par exemple, pour l'air,  $Re_i < 70$  correspond à  $U_i = 0,05 \text{ m/s}$ ) sortent de notre gamme de mesure. La longueur du tube précédant la buse centrale n'est pas suffisante pour avoir un régime établi à  $Re_i < 450$ . Pour le jet extérieur, la même détermination fournit les résultats suivants:

fluide	$U_e \text{ (m/s)}$	$U_{max,e}/U_e$
air	6	1,2
hélium	14,2	1,3

Tableau 3.2 — Rapport entre les vitesses maximale et débitante pour le jet annulaire.

Les mesures ayant été effectuées en maintenant la vitesse extérieure constante, on n'a pas poursuivi la détermination de  $U_{max,e}/U_e$  pour d'autres valeurs de  $U_e$ .

Ces résultats montrent que, si l'on considère le rapport des vitesses maximales,  $r_m$ , au lieu du rapport des vitesses débitantes,  $r_v$ , on a la correspondance suivante:

COUPLE AIR/AIR (vitesse extérieure  $U_e = 6 \text{ m/s}$ ):

$r_v$	3	6	7	8	10	12
$r_m$	2,3	4,16	4,77	5,21	6,38	7,5

COUPLE HÉLIUM/AIR (vitesse extérieure  $U_e = 14,2 \text{ m/s}$ ):

$r_v$	7	14	21	28
$r_m$	5,8	10,5	14,6	19

### 3.1.2 — Profils de densité à la buse

Les profils radiaux de densité à la buse ont été mesurés à l'aide d'une sonde aspirante, pour un jet à  $M = 9$ , à une distance axiale de  $1 \text{ mm}$  en aval de la buse ( $x/D_i = 0,05$ ). Le jet central, toujours d'air, a les caractéristiques suivantes:  $U_i = 2 \text{ m/s}$ ,  $r_i = 1,205 \text{ kg/m}^3$ . Deux gaz ont été utilisés pour l'écoulement annulaire: l'hélium ( $U_e = 16 \text{ m/s}$ ,  $r_e = 0,166 \text{ kg/m}^3$ ,  $S = 0,138$ ) et un mélange hélium-air ( $U_e = 7,34 \text{ m/s}$ ,  $\rho_e = 0,79 \text{ kg/m}^3$ ,  $S = 0,655$ ), de telle sorte que les débits de quantités de mouvement ont été les mêmes dans les deux cas. Les valeurs moyennes de la densité normalisée,  $\bar{\rho}^*$ , et l'écart type,  $\rho^{*'}$ , données par leurs expressions respectives:

$$\bar{\rho}^* = \frac{\bar{\rho} - \rho_e}{\rho_i - \rho_e} \quad \rho^{*'} = \sqrt{\rho^{*2}} = \frac{\rho'}{\rho_i - \rho_e} \quad (3.2)$$

sont représentées en fonction de la distance radiale adimensionnelle,  $r/D_i$  (Fig. 3.4-a et b).

Un très bon accord est observé pour les valeurs moyennes et pour les fluctuations, entre le cas de forte différence de densité et le cas de faible différence de densité. La partie plate du profil, correspondant à l'entrefer (hélium,  $\overline{\rho^*} = 0$ ), a une largeur de  $0,15 D_i$ , légèrement inférieure à l'épaisseur de l'anneau ( $0,175 D_i$ ), et cette différence est sans doute due à la résolution spatiale de la sonde aspirante. Pour la même raison, la distance entre les deux pics de fluctuation de densité est légèrement supérieure à  $0,175 D_i$ . Le même effet peut s'observer sur la couche de mélange interne,  $0,4 < r/D_i < 0,5$ , où on devrait trouver pratiquement une marche de densité. Les fluctuations observées dans les couches de mélange sont encore très faibles ( $\rho^{*'} \approx 0,01$  à  $0,02$ ) et correspondent au début des instabilités qui se développent ensuite en aval.

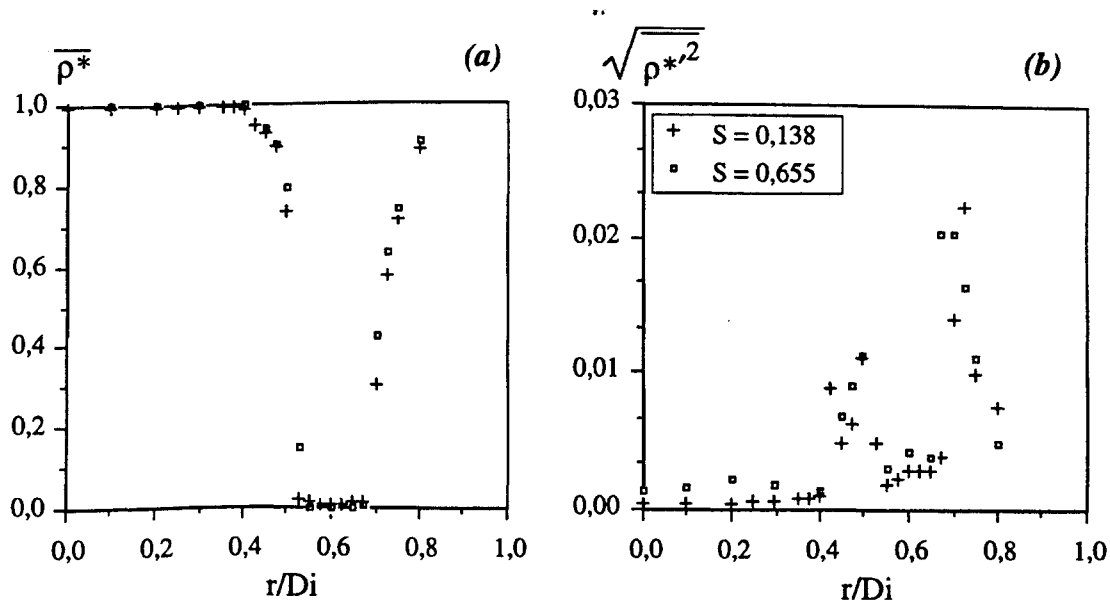


Figure 3.4 — Profils radiaux de densité normalisée,  $\rho^*$ , réalisés à  $x = 1 \text{ mm}$ ,  $M = 9$ , pour deux valeurs de  $\rho_e$ :  $\rho_e = 0,166 \text{ kg/m}^3$  (hélium pur,  $S = 0,138$ ), mélange hélium/air,  $\rho_e = 0,79 \text{ kg/m}^3$  ( $S = 0,655$ ). (a) Valeurs moyennes, (b) Valeurs fluctuantes.

### 3.2 — Influence de la géométrie de la buse

Dans cette partie, nous présentons des données de jets coaxiaux et annulaires trouvés dans la littérature et leur comparaison avec les données que nous avons obtenues. Des profils axiaux et

radiaux ont été analysés, pour déterminer l'influence que peuvent exercer les différentes géométries.

### 3.2.1 — Comparaison des profils radiaux de vitesse pour un jet coaxial homogène

Une comparaison avec les mesures de REHAB et al. (1996) met en évidence l'importance de la géométrie de la buse sur l'écoulement. Nous avons comparé les profils radiaux pour un jet coaxial homogène avec des rapports de vitesse très proche: pour REHAB et al., le fluide est de l'eau,  $r_m = 3,3$ ;  $Re_M = 13500$ ; et pour nous, le fluide est de l'air,  $r_m = 2,9$ ;  $Re_M = 2700$ . Le rapport de vitesses maximales et débitantes est de  $r_m/r_v \approx 1$  pour REHAB et al., et de  $r_m/r_v \approx 1,7$  dans notre cas (Tableau 3.1). Les mesures montrent une différence substantielle entre les allures des deux profils centraux, comme on peut l'observer sur la figure 3.6. Ceci est, en partie, la conséquence du nombre de Reynolds supérieur dans l'expérience de REHAB et al. ( $Re_i = 11000$ ) alors que dans notre cas,  $Re_i = 1330$ .

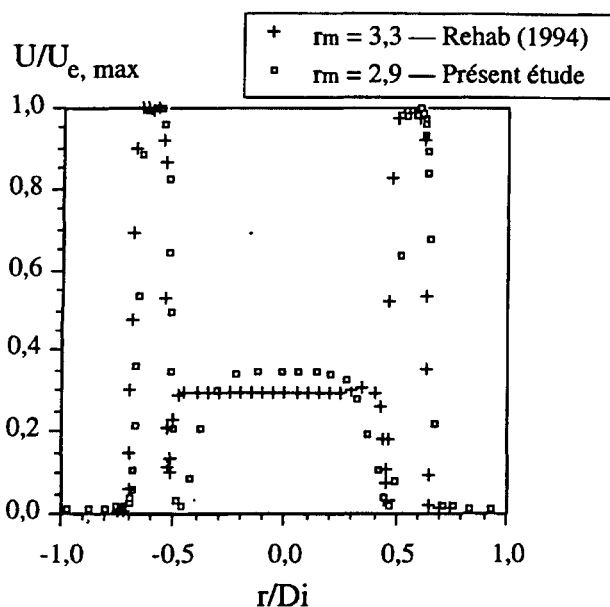


Figure 3.6 — Profils radiaux de vitesse moyenne dans des jets homogènes, qui montre l'importance des conditions initiales. Comparaison avec les données de REHAB et al. (1996).

Le divergent à la sortie peut être à l'origine du point d'inflexion dans le profil ( $r/D_i \approx \pm 0,45$ ), comme il a été constaté par REHAB et al. (1996). Les profils radiaux des jets extérieurs coïncident, car, pour les deux buses annulaires, la configuration est pratiquement la même.

Par ailleurs, les buses ont les mêmes dimensions, mais la buse centrale de REHAB et al. présente une différence fondamentale avec la nôtre. La présence d'un convergent de longueur  $3 D_i$ , précédé par un tube de longueur  $10 D_i$ , permet d'avoir un profil à la sortie beaucoup plus "carré" que le nôtre, car l'effet du convergent est de s'opposer au développement des couches limites. Dans notre étude, la buse comporte un tube de longueur  $20 D_i$  entre la chambre de tranquillisation et la sortie, et un divergent de longueur  $1 D_i$  avec un angle de  $3^\circ$  (cf. § 2.1.1). Il en résulte une épaisseur plus importante des couches limites sur la paroi du tube central, ce qui entraîne un profil plus arrondi.



Un calcul simple de la longueur nécessaire pour le développement des couches limites dans un tube (WHITE, 1986), en fonction du nombre de Reynolds est donné par l'expression suivante, pour les écoulements laminaires:

$$\frac{L_e}{D} \approx 0,06 Re \quad (3.3)$$

Le régime établi en sortie de tube ( $L_e/D_i \approx 20$ ) est obtenu pour  $Re_i = 330$ , d'après cette relation. Ceci est en bon accord avec les résultats expérimentaux décrits par la relation 3.1.

On constate donc que, pour le même rapport des diamètres, et pour un même  $r_v$ , le profil des vitesses présente une différence significative entre les deux installations, sous l'effet d'un nombre de Reynolds plus important et d'une géométrie légèrement différente dans l'expérience de REHAB et al. (1996). Nous allons examiner l'influence de ces conditions initiales sur les profils axiaux des vitesses du jet annulaire homogène.

### 3.2.2 — Profils axiaux de vitesse pour un jet annulaire homogène

Nous avons comparé le profil axial du jet annulaire ( $r_v \rightarrow \infty$ ) d'air avec les données d'autres auteurs: REHAB et al. (1996), CHAN et KO (1978). Tous les profils ont été obtenus par thermo-anémométrie. Les paramètres utilisés sont présentés dans le tableau suivant:

AUTEUR	$U_{e,max}$ (m/s)	$D_i$ (mm)	$\beta$	$Re_M$	Fluide
CHAN et KO (1978)	50	28	2,39	$6,2 \times 10^4$	Air
REHAB (1996)	1,74	20	1,35	$3,2 \times 10^4$	Eau
REHAB (1996)	2,61	20	1,35	$4,2 \times 10^4$	Eau
Présent étude	7,2	20	1,35	$2,2 \times 10^3$	Air

Tableau 3.3 — Paramètres pour la comparaison avec d'autres auteurs.

On peut noter le rapport des diamètres,  $\beta = D_e/D_i$ , beaucoup plus élevé dans l'étude de CHAN et KO (1978).

Les mesures montrent un excellent accord pour les vitesses moyennes (Fig. 3.7), spécialement dans la région initiale du jet. Le maximum de vitesse, correspondant à la zone de recirculation propre aux jets annulaires (près de la buse), est représenté positivement, car le fil chaud ne permet pas de distinguer le sens de la vitesse. La vitesse du courant de retour maximale est de l'ordre de  $0,35 U_{e,max}$ , la même pour les quatre cas présentés. Les fluctuations dans la région initiale ( $x/D_i < 2$ ) sont assez différentes: un premier pic très marqué apparaît dans nos mesures ( $x/D_i \approx 0,7$ ), tandis que, pour REHAB et al., il est très faible, voir inexistant; cela peut être dû au niveau plus faible de turbulence dans les expériences de ces auteurs. Le deuxième pic de  $u'$  ( $x/D_i \approx 1,3$ ) semble dépendre faiblement du nombre de Reynolds. Cette comparaison montre que la longueur caractéristique de la région initiale du jet annulaire est le diamètre interne,  $D_i$ .

Au delà de  $x/D_i = 2$ , la différence des géométries, représentée par  $\beta$  se fait sentir très fortement et la dimension caractéristique est alors le diamètre externe,  $D_e$ . Effectivement, les mesures de CHAN et KO présentent un écart assez important (en direction axiale), leurs valeurs étant toujours au-dessus des autres. Si on rapporte l'abscisse  $x$  au diamètre externe  $D_e$ , les points présentent un meilleur ajustement (courbe non représentée). Mais, ceci n'explique pas que les vitesses du jet annulaire de CHAN et KO restent plus élevées; il est clair que le déficit de quantité de mouvement dû à la région centrale se fait sentir beaucoup plus fortement pour  $\beta = 1,35$  que pour  $\beta = 2,39$ .

Comme conclusion de cette comparaison en fluide homogène, on peut dire que, dans la zone proche du jet annulaire, la dimension qui caractérise le mieux l'échelle de longueur est le diamètre interne,  $D_i$ , tandis que pour les régions plus lointaines, c'est le diamètre externe,  $D_e$ .

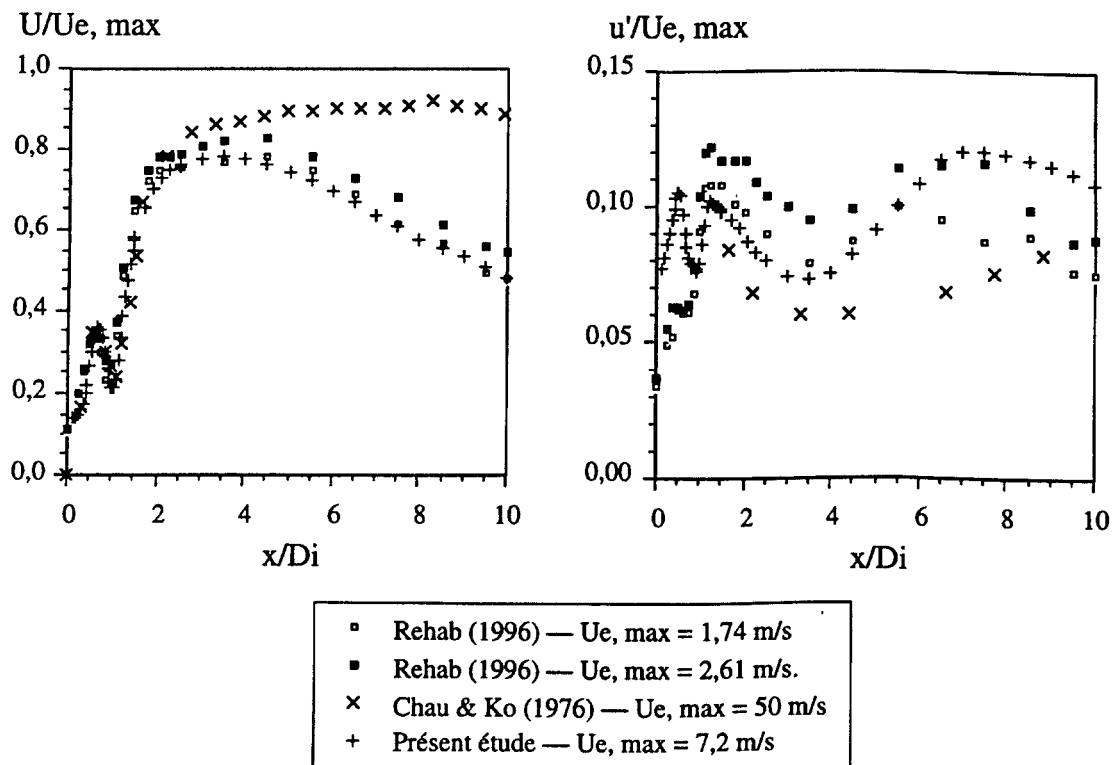


Figure 3.7 — Comparaison des profils axiaux des jets annulaires, de vitesse moyenne et fluctuante avec les mesures d'autres auteurs.

### 3.3 — Effets de la gravité. Inversion de la buse.

Etudier un écoulement avec différences de densité implique de connaître les zones où l'écoulement présente des caractéristiques convectives et les zones où les effets de flottabilité sont prépondérants. Dans ce but, nous avons réalisé un test qui consiste à inverser la position verticale de la buse, c'est-à-dire que l'écoulement peut avoir soit la direction de la pesanteur, soit la direction contraire. Avant tout, nous allons présenter les paramètres qui prennent en compte les effets de flottabilité.

#### 3.3.1 — Approche théorique

Les études de FISCHER et al. (1979), de PAPANICOLAOU et LIST (1988) et de DJERIDANE (1994) montrent une analyse sur les conditions de flottabilité pour les jets et les panaches. Nous sommes intéressés par la partie qui traite des jets axisymétriques, et par les conditions qu'il faut atteindre pour que les forces de flottabilité deviennent importantes. A travers une analyse dimensionnelle (FISCHER et al., 1979), on peut définir deux longueurs caractéristiques: l'une est reliée aux forces du transport convectif (flux de quantité de mouvement) et l'autre aux forces de flottabilité. Si on définit comme paramètres le flux de quantité de mouvement spécifique initial  $m$ , et le débit volumique d'injection initial  $Q$ , une échelle globale de longueur peut être:

$$L_Q = \frac{Q}{m^{1/2}} \quad (3.5)$$

Le rapport entre  $Q$  et  $m$  est simplement  $m = QU$ . Une expression réduite de cette échelle, pour une buse ronde, est  $L_Q = A^{1/2} = D(\pi/4)^{1/2}$ , où  $A$  est la section de la buse de diamètre  $D$ .

Une deuxième échelle globale de longueur sera définie en utilisant la différence de densité entre une densité de référence, normalement la densité du milieu ambiant  $\rho_a$ , et la densité du jet,  $\rho_0$ . Un paramètre de flottabilité  $B$  est donné par:

$$B = \frac{\Delta\rho_0}{\rho_a} g Q \quad (3.6)$$

où le facteur  $g' = \frac{\Delta\rho_0}{\rho_a} g$  est appelé gravité réduite.

L'échelle globale de longueur reliée à la flottabilité,  $L_B$ , a pour expression:

$$L_B = \frac{m^{3/4}}{B^{1/2}} \quad (3.7)$$

Le paramètre de l'écoulement qui caractérise au mieux le degré d'influence des forces de flottabilité est le nombre de Richardson initial,  $Ri_0$ . Une expression simple de ce nombre est donnée par le rapport des échelles de longueurs caractéristiques du jet:

$$Ri_0 = \frac{L_Q}{L_B} \quad (3.8)$$

Les valeurs que peut prendre le nombre de  $Ri$  sont proches de 0 pour les écoulements du type jet (l'advection est dominante) et très grandes devant 1 pour ceux du type panache (les forces de flottabilité prédominent). Outre le nombre de Richardson pour décrire les écoulements avec différences de densité, il y a le nombre de Froude densimétrique, ( $Fd = U/(g'D)^{-1/2}$ ). La relation entre les deux nombres est donnée par:

$$Ri_0 = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} \left(\frac{g'D}{U^2}\right)^{1/2} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} \frac{1}{Fd}$$

Pour réaliser des comparaisons avec les valeurs classiques des jets, nous avons choisi un jet rond d'hélium qui transporte le même flux de quantité de mouvement qu'un jet annulaire d'hélium ( $U_e = 16 \text{ m/s}$ ), débouchant dans l'air. La vitesse du jet rond d'hélium a été estimée à  $14,5 \text{ m/s}$  et la buse était orientée dans la direction contraire à la pesanteur. Le tableau 3.4 indique les valeurs calculées.

$L_Q/D_i$	$L_B/D_i$	$Q \text{ (l/s)}$	$m \text{ (m}^4/\text{s}^2)$	$B \text{ (m}^4/\text{s}^3)$	$Ri_0$
0,886	33,2	4,56	0,0661	0,0385	0,03

Tableau 3.4— Valeurs caractéristiques des paramètres qui prennent en compte les effets de flottabilité. Jet rond d'hélium,  $D_i = 20 \text{ mm}$ ,  $U_i = 14,5 \text{ m/s}$ , fluide ambiant air,  $\rho_a = 1,2 \text{ kg/m}^3$ .

Si on utilise ces valeurs pour les introduire dans les graphiques et équations présentées par FISCHER et al. (1979) et PAPANICOLAOU et LIST (1988), on trouve que l'écoulement est toujours dans la zone des jets et assez loin du comportement type panache. Les résultats du tableau sont simplement indicatifs et donnent un ordre de grandeur, spécialement pour la longueur  $L_B$ .

L'étude de RICOU et SPALDING (1961), utilisée par DJERIDANE (1994), définit trois régions dans les jets à densité variable, en utilisant comme nombre de Froude densimétrique,  $Fd_1$ , le carré de l'expression antérieure,  $Fd$ . Nous avons donc des abscisses ( $X$ ) définies par:

$$X = \frac{x}{D} Fd_1^{-1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a}\right)^{-1/4}$$

- Si:  $X = X_I \leq 0,5$  Région de jet pur — effets de la gravité négligeables.  
 Si:  $X_I < X < X_{II}$  Région intermédiaire  
 Si:  $X = X_{II} > 5$  Région de panache pur — effets de la gravité prépondérants

Si l'on utilise les valeurs des jets rond et annulaire présentés ci-dessus, on obtient les abscisses suivantes:  $x/D_i \approx 4$  et  $x/D_i \approx 40$ , comme limite entre les différents régimes. D'après ce calcul, les jets que nous considérons ne présentent pas d'effets de gravité à moins de 4 diamètres

de la buse et, dans les limites de notre zone d'étude, nous n'avons jamais un régime de panache pur.

Une autre estimation de la longueur de l'influence de la gravité sur les jets avec différences de densité, peut être obtenue à partir d'un bilan des forces dans l'équation de quantité de mouvement. Si l'on admet que les deux termes les plus importants sont le terme d'inertie et la force d'Archimède, nous pouvons établir:

$$\text{forces d'inertie} \approx \rho(x) \frac{[u(x)]^2}{x} \qquad \text{forces de flottabilité} \approx \Delta\rho(x) g$$

Si la vitesse et la densité suivent la même loi de variation (pour les jets, elle est du type  $u(x) \approx 1/x$ ), les deux termes ont pour expression:

$$\text{forces d'inertie: } \rho(x) \frac{[u(x)]^2}{x} \approx \rho_0 \frac{U_0^2 D_i^2}{x^3} \qquad \text{forces de flottabilité: } \Delta\rho(x) g \approx \Delta\rho_0 g \frac{D_i}{x} .$$

où l'indice 0 est relatif à la buse et  $\Delta\rho_0$  est la différence entre la densité ambiante,  $\rho_a$ , et la densité d'injection,  $\rho_0$ . La distance caractéristique choisie a été le diamètre interne,  $D_i$ .

Pour obtenir la distance à partir de laquelle les forces de flottabilité deviennent équivalentes aux forces d'inertie, on égalise les deux expressions antérieures et on obtient:

$$\frac{x}{D_i} \approx \left[ \frac{\rho_0 U_0^2}{\Delta\rho_0 g D_i} \right]^{1/2} \qquad (3.9)$$

Si on substitue par les valeurs ci-dessus correspondants au jet rond d'hélium, on obtient:

$$\frac{x}{D_i} \approx 15 \qquad (3.10)$$

Un autre calcul pour un jet hélium-SF<sub>6</sub>, dans une ambiante d'hélium, à  $M = 9$ :  $U_e = 16 \text{ m/s}$ ;  $\rho_e = 0,166 \text{ kg/m}^3$ ;  $U_i = 0,91 \text{ m/s}$ ;  $\rho_i = 5,85 \text{ kg/m}^3$ , nous amène d'après l'équation 3.9, à  $x/D_i = 6$ . En conséquence, on peut dire que dans les premiers diamètres, les forces d'inertie dominent le jet. Pour ce même cas, le nombre de Richardson vaut:  $Ri = 0,15$ .

Afin de vérifier si l'ordre de grandeur obtenu par ces approximations étaient proches des nôtres, nous avons réalisé des tests sur un jet rond et un jet annulaire, en inversant la direction de l'écoulement.

### 3.3.2 — Résultats expérimentaux

Le premier test visant à déterminer les régions où les effets de la gravité deviennent importants, concerne un jet rond et un jet annulaire d'hélium ( $S = 0,138$ ). Ils ont été choisis sans injection d'air et, pour cela, être plus facilement comparables. Les vitesses d'injection ont été fixées en utilisant le même flux de quantité de mouvement pour les deux jets:  $U_e = 16 \text{ m/s}$  pour le jet annulaire et  $U_i = 14,5 \text{ m/s}$  pour le jet rond. Les figures 3.8 et 3.9 montrent les profils axiaux de densité adimensionnelle,  $\overline{\rho^*}$  et  $\rho^*$ , pour le jet rond et le jet annulaire, respectivement ( $\rho^* = 0$  correspond à l'hélium pur).

La première observation qui peut être faite est que l'allure des courbes est la même pour la même situation, c'est à dire, pour la même position de la buse. On peut distinguer trois régions principales de l'écoulement, tant pour le jet rond que pour le jet annulaire:

- i) Une région initiale où la superposition des courbes est très bonne, jusqu'à  $x/D_i \approx 6$  pour le jet rond et  $x/D_i \approx 8$  pour le jet annulaire. Ici, l'influence de la gravité peut être considérée comme négligeable. Le jet annulaire présente un léger écart entre les courbes et il est possible que, dès le début, il y ait une influence du fluide ambiant. En effet, lorsque la buse est dirigée vers le bas, de l'hélium remonte dans la chambre comme on le verra ensuite. Il est donc logique de trouver une région un peu plus riche en hélium vers la buse.
- ii) Une région intermédiaire,  $6 < x/D_i < 15$ , pour le jet rond et  $8 < x/D_i < 15$ , pour le jet annulaire, où les courbes commencent à s'écarter, et les courbes de densité moyenne sont à peu près parallèles. Quand la direction de l'écoulement est la même que celle de la pesanteur, le jet s'enrichit avec de l'hélium qui remonte des régions plus éloignées par flottabilité et est incorporé par entraînement. Ceci donne une diminution de la densité moyenne sur l'axe par rapport à l'autre cas. Il faut noter que cet hélium provient du jet lui-même et, en conséquence, on a déjà une influence de la position de la buse par rapport à la pesanteur.
- iii) Une région finale, à  $x/D_i > 15$ , où le comportement des jets est complètement différent en fonction de la direction de l'écoulement. Pour le cas où les forces de flottabilité sont défavorables au mouvement [ $dir(U) = dir(g)$ ], une très rapide augmentation de  $\bar{\rho}^*$  se produit, jusqu'à la limite où il n'y a presque plus de traces d'hélium, à  $20 D_i$  en aval de la buse. De grandes fluctuations de densité à basse fréquence s'installent et donnent un pic de fluctuations de densité à  $x/D_i \approx 16$ . Un grand freinage du jet se produit et les forces de flottabilité deviennent très importantes devant les forces d'inertie. Pour  $x/D_i \approx 20$ , il n'y a plus de jet. Si les forces de flottabilité sont favorables au mouvement, la densité moyenne croît de façon monotone ( $1/X_{he}$  varie linéairement, courbes non représentées) et on ne distingue pas la région de panache.

Dans les deux dernières régions, pour le cas où les forces de flottabilité sont favorables au mouvement [ $dir(U) = -dir(g)$ ], on observe une croissance monotone de la densité moyenne et les fluctuations sont stabilisées à  $\rho^{*'} \approx 0,07$ . De plus, si on rapporte l'écart type de la fraction massique,  $Y'$ , à la fraction massique moyenne sur l'axe du jet,  $Y_{moy}$ , on obtient  $Y'/Y_{moy} = 0,26$ , pratiquement constante et très proche de la valeur obtenue par PAPANICOLAOU et LIST (1988) de 0,22, pour  $x/D > 40$ . Ces mêmes auteurs indiquent aussi des valeurs comprises entre 0,185 et 0,25, trouvées dans la littérature et soulignent la complexité des mesures de fluctuation de densité.

Le jet rond d'hélium présente un cône potentiel légèrement plus court quand les forces de flottabilité sont déstabilisantes ( $x/D_i \approx 2,5$  au lieu de 3). Egalement, le pic de fluctuations se produit avant ( $x/D_i \approx 3$  au lieu de  $x/D_i \approx 4$ ), mais ils ont la même intensité.

Nous pouvons conclure que les ordres de grandeur calculés sont en bon accord avec les mesures effectuées, principalement en ce qui concerne la région initiale du jet. D'après nos

mesures, si la buse est orientée dans la direction de la gravité, la région inertielle s'étend jusqu'à  $x/D_i \approx 5$ , la région intermédiaire entre 5 et 15  $D_i$  et au-delà, on trouve la région lointaine, où les forces de flottabilité sont prépondérantes. Quand la direction de l'écoulement est opposée à celle de la gravité, on observe seulement la région inertielle et la région intermédiaire.

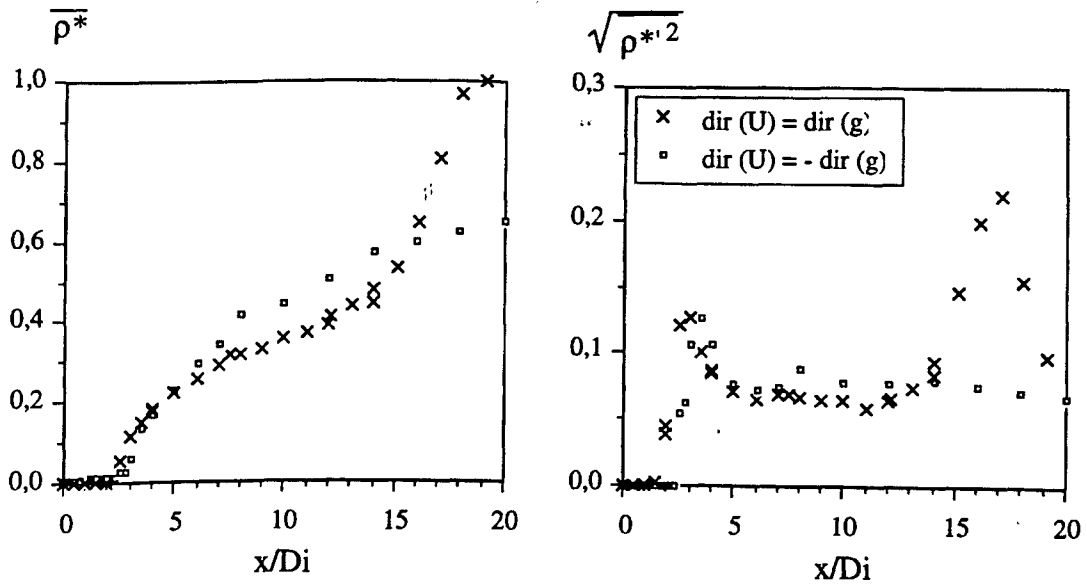


Figure 3.8 — Profils axiaux des jets ronds d'hélium vers les deux directions verticales avec le même flux de quantité de mouvement que le jet annulaire d'hélium;  $U_i = 14,5$  m/s.

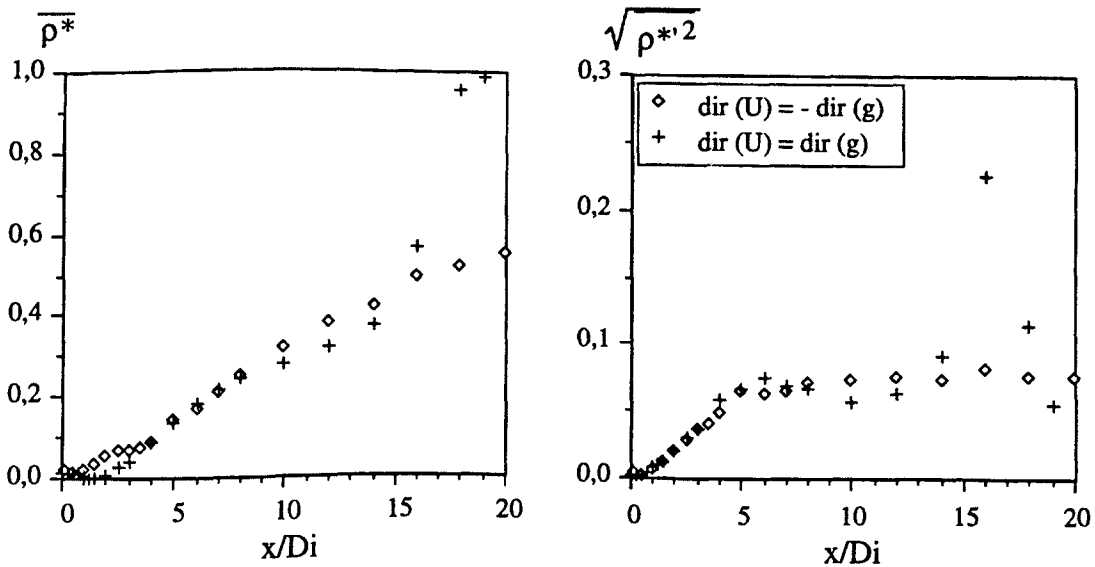


Figure 3.9 — Profils axiaux des jets annulaires d'hélium vers les deux directions verticales;  $U_e = 16$  m/s.

Les profils axiaux des jets rond et annulaire sont comparés sur la figure 3.10, pour le cas où la  $\text{dir}(U) = -\text{dir}(g)$ . La représentation est basée sur la fraction massique d'hélium,  $Y$ , pour comparer aux résultats d'autres auteurs. Pour les deux jets,  $1/Y_{\text{moy}}$  suit une évolution linéaire avec une pente de 0,76, tout à fait comparable aux résultats de DJERIDANE (1994), qui indique un taux

de décroissance autour de  $0,20 (\rho_j/\rho_\infty)^{-3/5} = 0,66$ . Le jet rond a un débit massique 10% plus grand que le jet annulaire, qui lui permet d'entraîner plus d'air ambiant et de donner des valeurs moyennes de densité plus élevées. Il se dilue plus vite que le jet annulaire. Or, le jet annulaire est le siège d'un meilleur mélange dans la région initiale jusqu'à  $x/D_i \approx 2,5$ , car les fluctuations sont plus intenses. Bien sûr, dans le cône potentiel du jet rond, les fluctuations de densité sont nulles et ensuite, elles augmentent rapidement jusqu'à  $Y' \approx 0,46 (x/D_i \approx 3,5)$ , pour diminuer ensuite et se stabiliser à  $Y \approx 0,26 (x/D_i > 6)$ , où elles rejoignent le niveau des fluctuations du jet annulaire. Ce pic de masse volumique qu'on retrouve dans les mesures d'autres auteurs (DJERIDANE, 1994, FAVRE-MARINET, 1986) est dû à l'entraînement du fluide ambiant, qui arrive brutalement des couches de mélange externes.

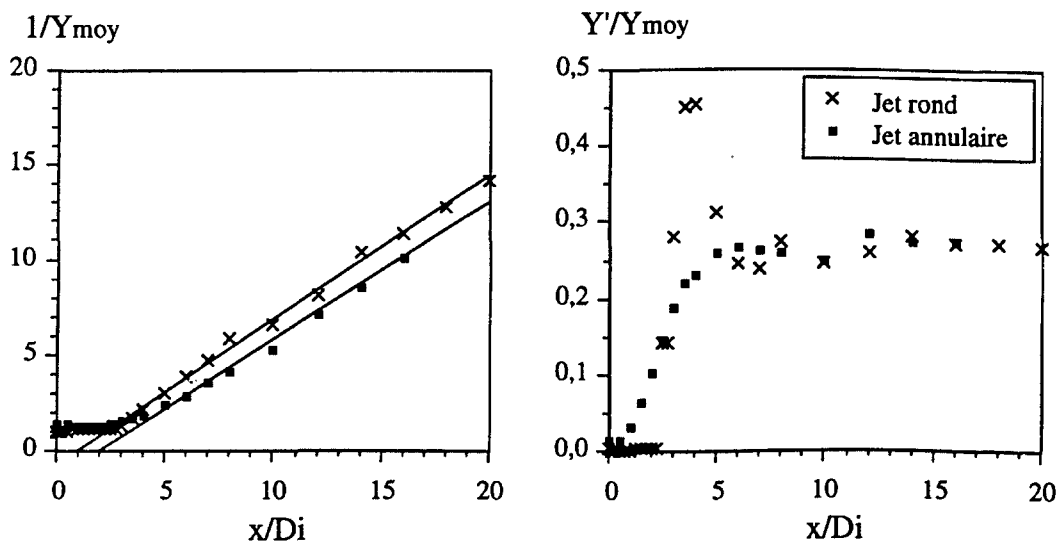


Figure 3.10 — Profils axiaux de fraction massique,  $Y$ , d'un jet rond et d'un jet annulaire d'hélium, de même débit de quantité de mouvement. La buse est orientée vers le haut.

### 3.4 — Effet du fluide ambiant: chambre d'hélium

Du fait des fortes différences de densité entre les gaz utilisés et l'ambiante, il nous a paru intéressant d'étudier l'influence du fluide ambiant sur le jet. Notre étude traitant des jet coaxiaux, où le jet annulaire est très léger (hélium) et l'ambiant (air) 7 fois plus lourd, il est possible que ce dernier produise un ralentissement du jet coaxial sur les bords et une augmentation de l'angle



d'ouverture du jet. Dans le point antérieur (§3.3), nous avons vu que si les forces de flottabilité sont déstabilisantes, le fait de la "remontée" d'hélium dans l'ambiante, se traduisait par une augmentation de la concentration moyenne d'hélium. Dans le but d'avoir une ambiante avec le même fluide que le jet annulaire, nous avons rempli une chambre entourant le jet, avec de l'hélium. L'idée était de déplacer l'air de la chambre en injectant de l'hélium par le toit. Le remplissage est, donc, fonction de la vitesse d'injection et des dimensions du caisson. Pour cette série des mesures, le caisson a une surface horizontale de  $0,66 \times 0,90 \text{ m}^2$  et une hauteur de  $0,83 \text{ m}$ . Le toit du caisson comporte une chambre alimentée en hélium et une plaque perforée, à travers laquelle se fait l'injection. La surface effective d'injection est de  $6,39 \times 10^{-2} \text{ m}^2$ . La partie inférieure du caisson est ouverte à  $0,70 \text{ m}$  du sol.

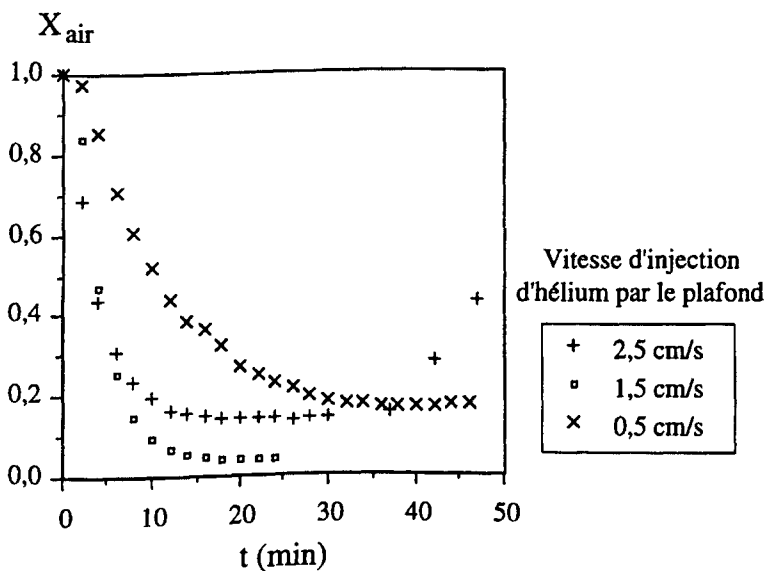


Figure 3.11 — Evolution temporelle de la fraction molaire d'air,  $X_{air}$ , dans la chambre de mesure, lorsqu'on injecte de l'hélium par le plafond.

La buse étant dirigée dans la direction de la pesanteur, trois débits d'injection d'hélium ont été testés:  $0,314 \text{ l/min}$ ,  $0,942 \text{ l/min}$  et  $1,571 \text{ l/min}$ , qui correspondent, respectivement, aux vitesses d'injection de  $0,5 \text{ cm/s}$ ,  $1,5 \text{ cm/s}$  et  $2,5 \text{ cm/s}$ . La figure 3.11 montre les résultats de ces trois essais, en représentant la fraction molaire d'air,  $X_{air}$ , en fonction du temps d'injection,  $t$ , compté depuis le début de l'injection. La mesure de  $X_{air}$  a été réalisée avec une sonde aspirante, placée au milieu du caisson à  $30 \text{ cm}$  du plafond.

Le meilleur résultat a été obtenu pour une injection de  $1,5 \text{ cm/s}$ , car nous arrivons dans le minimum de temps à avoir la plus petite valeur de  $X_{air} \approx 0,1$ . Quand le débit injecté est faible, le mélange se produit plus lentement et la concentration en hélium se stabilise à  $X_{air} \approx 0,2$  après environ  $35 \text{ min}$ . Pour le plus grand débit, un fort niveau de turbulence est créé, l'équilibre du mélange est obtenu après une quinzaine de minutes, mais la concentration finale est moins élevée ( $X_{air} \approx 0,17$ ). Nous avons, donc, choisi une vitesse d'injection d'hélium par le toit de  $1,5 \text{ cm/s}$ , ce qui nous permet un bon compromis entre le volume d'hélium dépensé et le temps nécessaire pour arriver à une concentration très proche de l'hélium. Nous avons mesuré aussi la fraction molaire d'air à  $18 D_i$  en aval de la buse et, après  $20 \text{ min}$ , nous avons  $X_{air} = 0,2$  (pour  $1,5 \text{ cm/s}$ ), ceci nous montre qu'il existe une faible stratification verticale dans le caisson. Malheureusement, nous

n'avons pas pu obtenir une ambiante d'hélium pur, car il reste toujours un mélange hélium-air très stable.

Une fois l'injection coupée, l'hélium se dilue très rapidement, comme on peut l'observer sur la figure 3.11 pour  $2,5 \text{ cm/s}$ ; en moins de  $20 \text{ min}$ , on n'a plus d'hélium.

Toutes ces expériences ont été réalisées sans jet. Lorsqu'on met en route celui-ci, il crée un fort niveau de turbulence et un fort entraînement du fluide extérieur. Le débit d'hélium cocourant, très faible, n'est pas suffisant pour éviter une recirculation dans la partie inférieure du caisson, mais ceci n'affecte pas les mesures près de la buse. Par contre, ce phénomène a pour effet d'augmenter la stratification, comme on va le voir ensuite.

Deux tests ont été réalisés: un profil axial à  $M = 144$ , hélium-air, et deux profils radiaux à  $M = 9$ , placés à  $1 D_i$  et  $5 D_i$  en aval de la buse. Ces profils sont comparés à ceux obtenus avec les mêmes caractéristiques, mais dans une ambiante d'air et pour la direction de l'écoulement où les forces de flottabilité sont favorables.

Les profils axiaux de densité normalisée  $\rho^*$ , moyenne et écart type, sont présentés sur la figure 3.12, pour  $M = 144$ ,  $S = 0,138$ . Les courbes se superposent bien; pour les valeurs moyennes jusqu'à  $1 D_i$  et pour les fluctuations,  $2 D_i$ . Au-delà, les densités moyennes augmentent à partir du minimum, qui est placé à  $1,5 D_i$  pour le cas d'ambiante d'air, à  $3 D_i$  pour l'autre cas. Bien sûr, si l'ambiante externe était de l'hélium pur, nous devrions trouver une courbe qui décroît asymptotiquement à zéro. Il est clair que l'augmentation de la densité moyenne sur l'axe est dû à la stratification de l'ambiante. Évidemment, les fluctuations sont plus importantes pour le cas d'ambiante d'air.

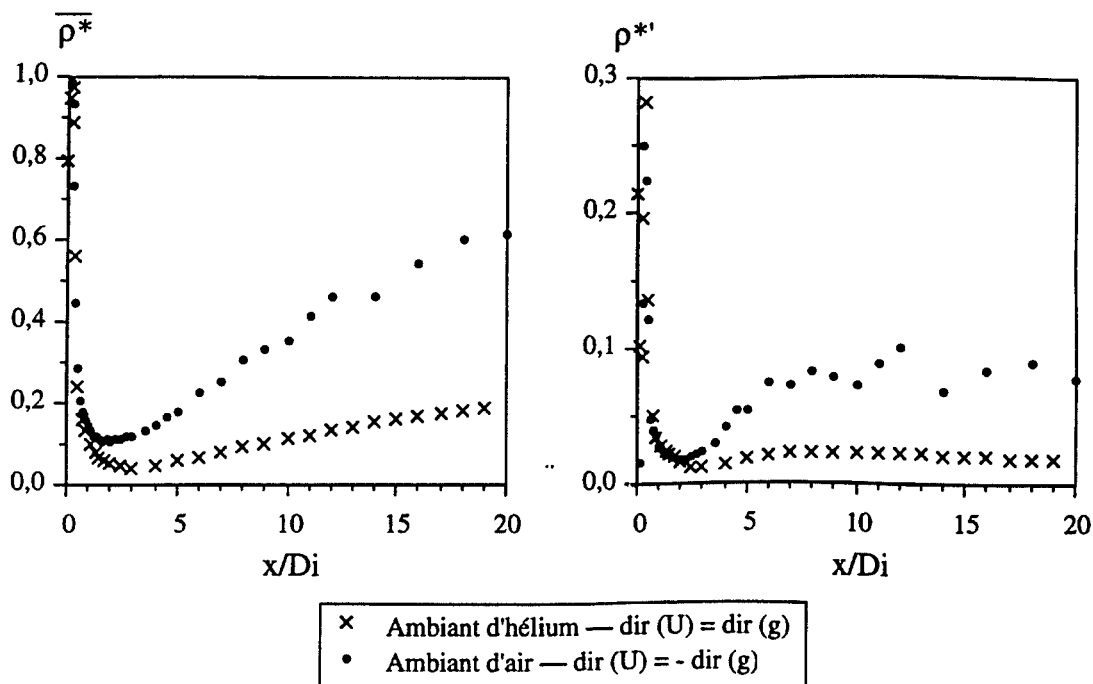


Figure 3.12 — Profils axiaux de densité normalisée, avec différents fluides ambiants;  $M = 144$ .

La figure 3.13 montre les profils radiaux de densité normalisée,  $\rho^*$ , d'un jet coaxial hélium-air, à  $M = 9$ , à deux distances de la buse:  $x/D_i = 1$  et  $x/D_i = 5$ . Les profils de densité moyenne montrent clairement l'effet du débit entraîné si le fluide ambiant est autre que le fluide injecté dans la buse annulaire (dans ce cas, de l'hélium).

A  $x/D_i = 1$ , la densité moyenne,  $\overline{\rho^*}$ , est légèrement inférieure pour le cas où le fluide ambiant est de l'air. De plus, dans la région de l'entrefer ( $0,5 < r/D_i < 0,675$ ) on n'observe pas d'hélium pur comme avec l'ambiante enrichie en hélium ( $\rho^*_{\infty} = 0,2$ ). Par contre, la limite externe du jet est la même pour les deux cas, à  $r/D_i = 1,1$ . La largeur du jet ne semble pas être influencée, à cette distance, par la nature du fluide ambiant. On peut noter, toutefois, un déplacement vers l'extérieur de la position où  $\overline{\rho^*}$  est minimum ( $0,65 D_i$  au lieu de  $0,55 D_i$ ) pour le cas  $\rho^*_{\infty} = 0,2$ . Ceci suggère, dans ce cas, un mélange plus lent du côté extérieur, conformément aux effets connus de l'influence des variations de densité sur l'entraînement.

Les fluctuations ont des comportements différents, comme attendu. Si l'ambiante est de l'air, on a deux pics de fluctuations de  $\rho^*$ , car on a deux couches de mélange hétérogènes. Si l'ambiante est pratiquement le même fluide que celui injecté dans la buse annulaire, un seul pic correspondant à la couche de mélange interne est possible. Ceci montre clairement que dans ce cas, le champ de densité n'accompagne pas le champ de vitesses.

A  $5 D_i$  en aval de la buse, les profils radiaux sont très différents, tant en moyenne qu'en rms. A cette distance de la buse, des particules du fluide extérieur ont été entraînées jusqu'à l'axe du jet, causant ainsi une diminution de la densité moyenne pour une ambiante riche en hélium. Corrélativement, les fluctuations de densité sont beaucoup plus faibles que dans l'autre cas.

On peut observer aussi l'effet de la stratification du caisson entre les deux distances. A  $x/D_i = 1$ , la densité moyenne pour  $r \rightarrow \infty$  est de  $\overline{\rho^*} = 0,2$ , tandis que pour  $x/D_i = 5$ , la densité moyenne est de  $\overline{\rho^*} = 0,4$ . Les fluctuations présentent un seul pic placé au même endroit,  $r/D_i = 1,5$ .

Le fluide ambiant joue un rôle important dans le champ de densité des jets, principalement au-delà des premiers diamètres, comme on peut l'observer sur les exemples présentés ci-dessus. La mise en route de ce type d'expérience doit être faite avec beaucoup de soins: un remplissage en hélium pas trop lent ni trop rapide; il faut éviter les courants d'air près du caisson qui produisent de la recirculation...

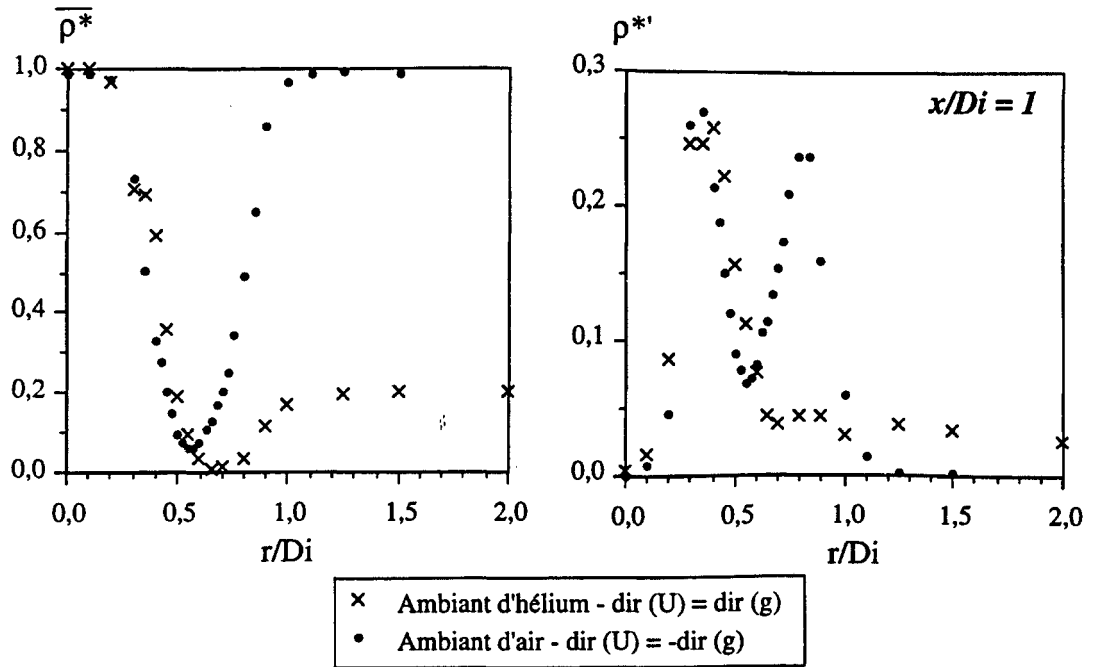


Figure 3.13 (a) — Profils radiaux de densité normalisée d'un jet coaxial hélium-air,  $M = 9$ , avec différents fluides ambiants; à  $x/D_i = 1$ .

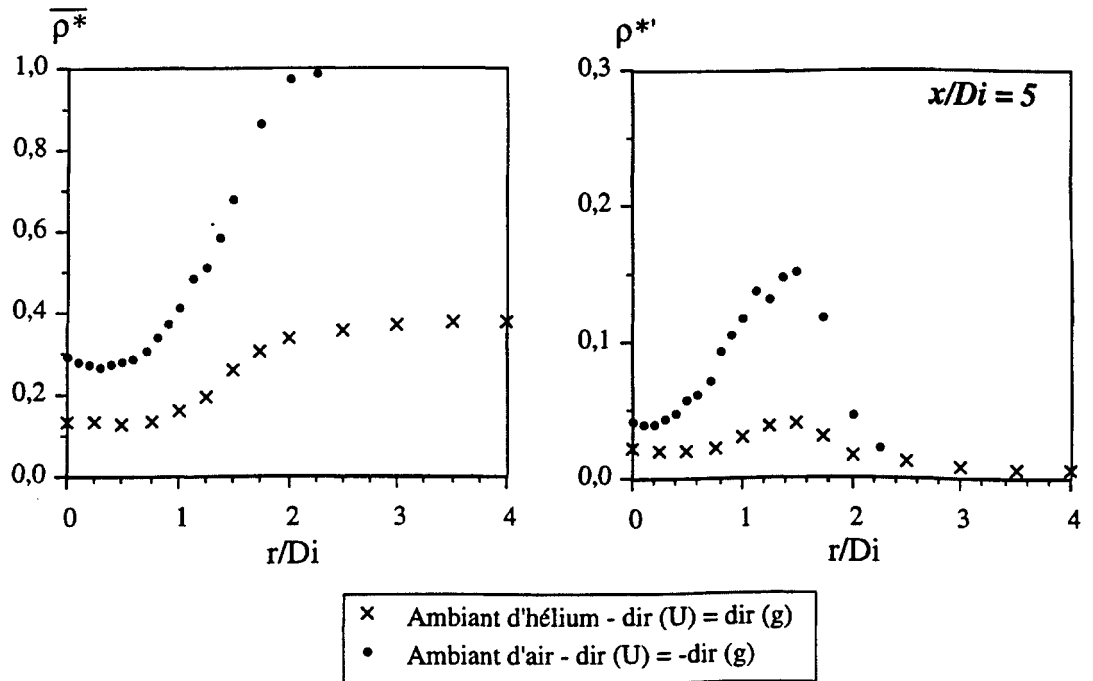


Figure 3.13 (b) — Profils radiaux de densité normalisée d'un jet coaxial hélium-air,  $M = 9$ , avec différents fluides ambiants; à  $x/D_i = 5$ .

## 3.5 — Visualisations

### 3.5.1 — Strioscopie schlieren

Les premières visualisations ont été faites par strioscopie schlieren, sur des jets coaxiaux hélium-air, où la vitesse centrale d'air était constante ( $U_i = 2 \text{ m/s}$ ) et on a fait varier la vitesse du jet annulaire d'hélium (de 6 à 20  $\text{m/s}$ ). Une deuxième série de visualisations a été réalisée en fixant la vitesse annulaire à 16  $\text{m/s}$  et en variant la vitesse du jet central (de 0,5 à 2  $\text{m/s}$ ), comme dans les cas des mesures. Ces deux séries, réalisées par strioscopie schlieren, montrent la topographie du jet annulaire d'hélium.

PREMIÈRE SÉRIE ( $U_i = 2 \text{ m/s}$ )

<i>Photo</i>	$U_e \text{ (m/s)}$	$U_e/U_i$	$M = r_v^2 S$	$Re_M$	<i>Couteaux</i>
1.1	2	1	0,18		Horizontal
1.2	6	3	1,6	142	Horizontal
1.3	10	5	4,5	1220	Horizontal
1.4	20	10	18	2900	Horizontal
1.5	2	1	0,18		Vertical
1.6	6	3	1,6	142	Vertical
1.7	10	5	4,5	1220	Vertical
1.8	20	10	18	2900	Vertical

*Tableau 3.5 — Visualisations par strioscopie schlieren, jets hélium-air.  
Paramètres de la première série des photos,  $U_i = 2 \text{ m/s}$ .*

DEUXIÈME SÉRIE ( $U_e = 16 \text{ m/s}$ )

<i>Photo</i>	$U_e \text{ (m/s)}$	$r_v = U_e/U_i$	$M = r_v^2 S$	$Re_M$	<i>Couteaux</i>
2.1	16	8	9	2250	Vertical
2.2	16	16	36	2390	Vertical
2.3	16	32	144	2420	Vertical
2.4	16	$\infty$	$\infty$		Vertical
2.5	16	8	9	2250	Horizontal
2.6	16	16	36	2390	Horizontal
2.7	16	32	144	2420	Horizontal
2.8	16	$\infty$	$\infty$		Horizontal

*Tableau 3.6 — Visualisations par strioscopie schlieren, jets hélium-air.  
Paramètres de la deuxième série des photos,  $U_e = 16 \text{ m/s}$ .*

On peut observer sur tous les clichés deux régions bien définies. Près de la buse, on peut distinguer la formation de structures toriques régulières se développant dans la couche de mélange entre le jet annulaire et l'air extérieur au repos (instabilités primaires). Ces structures apparaissent plus clairement lorsque le rapport de vitesses,  $r_v$ , est faible et que le couteau est horizontal, position mieux adaptée à la nature axisymétrique des tourbillons (Photos 1.5 à 1.8). Dans la même région, mais à un rapport  $r_v$  plus élevé, on voit des structures verticales, plus évidentes quand le couteau est vertical (Photos 1.7 et 1.8). Ces structures semblent se répartir sur la circonférence du jet. La strioscopie ne permet pas d'explorer plus finement la nature de ces instabilités secondaires. Ces observations sont à rapprocher de celles qui ont été faites dans les jets plans ou axisymétriques (RIVA, 1991, HARION et al., 1992). La longueur d'onde de l'instabilité primaire,  $\lambda$ , mesurée sur les photos de la première série, décroît rapidement en fonction de la vitesse  $U_e$  (Fig. 3.14).

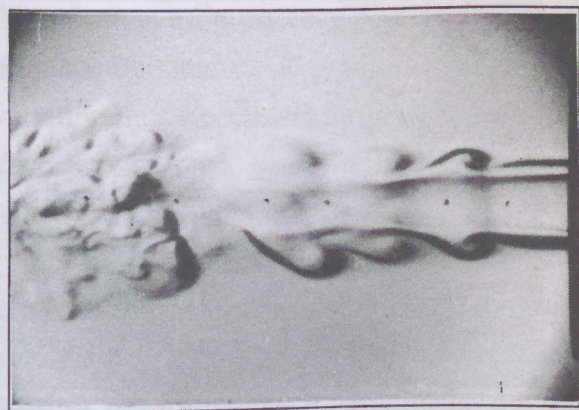


Photo 1.1

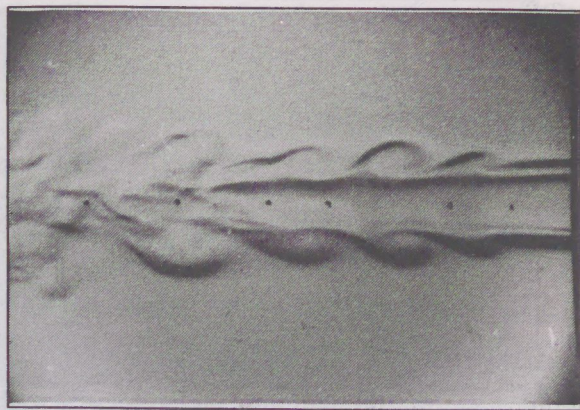


Photo 1.5

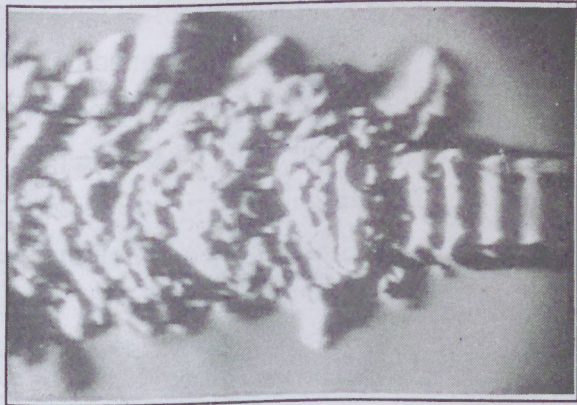


Photo 1.2



Photo 1.6

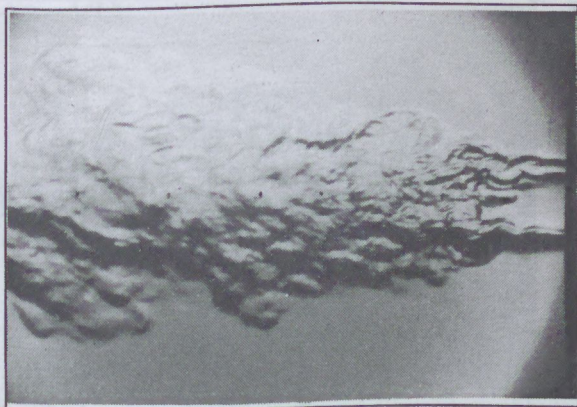


Photo 1.3



Photo 1.7

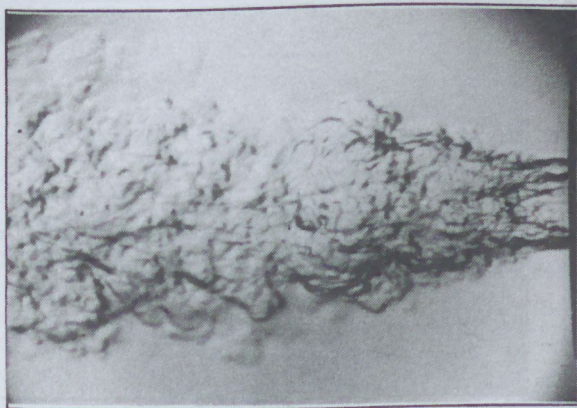


Photo 1.4



Photo 1.8

Première série de photos — strioscopie schlieren

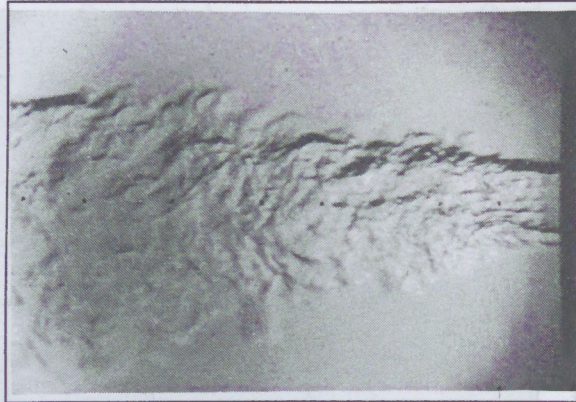


Photo 2.1

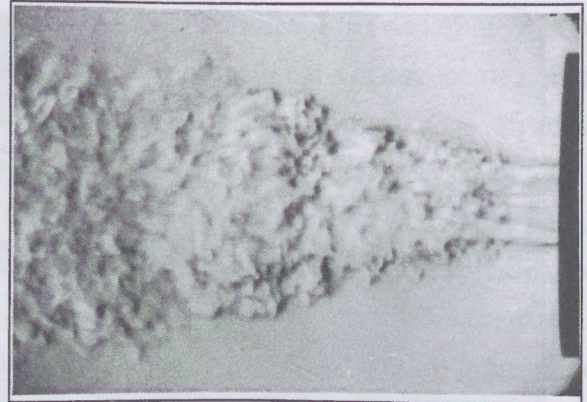


Photo 2.5

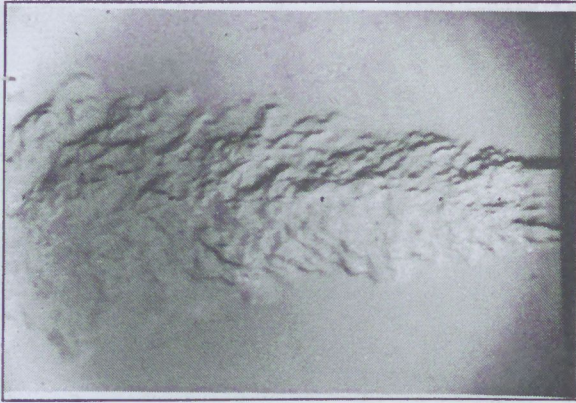


Photo 2.2

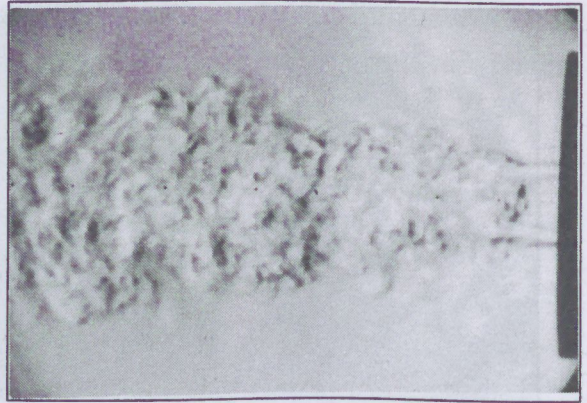


Photo 2.6

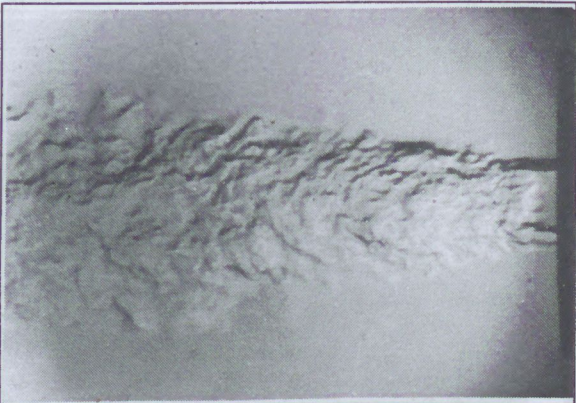


Photo 2.3

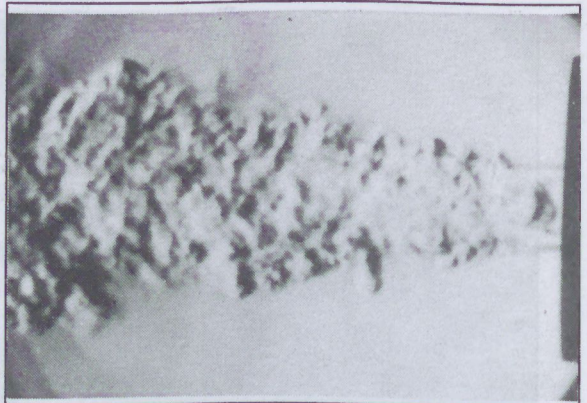


Photo 2.7

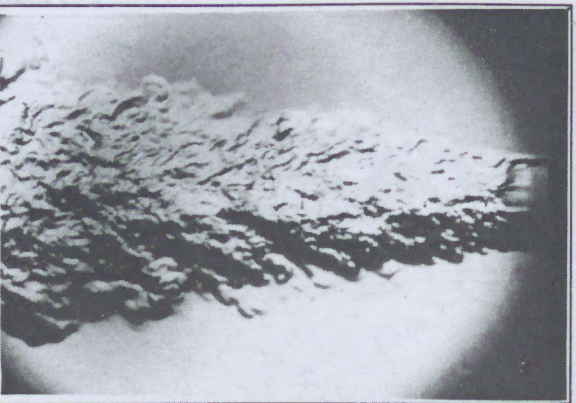


Photo 2.4

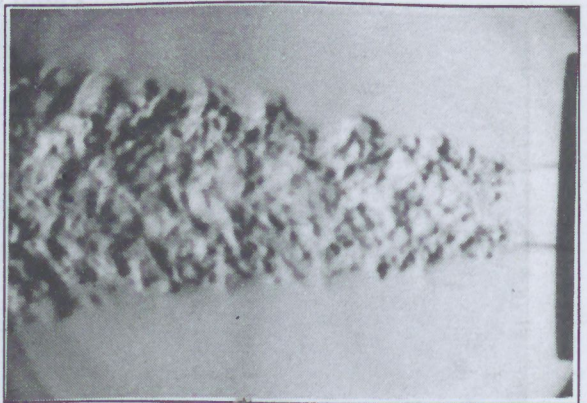


Photo 2.8

Deuxième série de photos — strioscopie schlieren



L'autre zone, plus éloignée de la buse, est une région de turbulence développée, où l'écoulement a l'apparence d'un jet rond homogène. L'augmentation de la vitesse se traduit par un raccourcissement de la région initiale et un développement plus rapide de la turbulence. La variation de l'élargissement moyen du jet par rapport à  $x$  ( $\partial \langle b \rangle / \partial x$ ), mesuré sur les clichés est tracé en fonction de  $M$  sur la figure 3.15. On peut observer que l'élargissement du jet croît jusqu'à  $r_v = 3$ . Une augmentation supplémentaire de  $r_v$  n'influence plus le développement global du jet.

La deuxième série de photos ( $U_e = 16 \text{ m/s}$ ) montre que le développement global du jet est le même pour toutes les valeurs de  $M$ , ce qui indique la similitude avec le développement d'un jet rond. On voit plus clairement près de la buse et pour le couteau vertical (gradients horizontaux de densité), des formations longitudinales qui semblent être associées aux instabilités secondaires. Si le couteau est horizontal, les gradients de densité verticaux mettent en évidence une poche très riche en hélium, à moins de  $1 D_i$  en aval de la buse. Cette poche est plus près de la buse quand  $M$  est plus grand; à mesure que  $M$  diminue, elle s'éloigne en aval. Pour un faible rapport de  $M$  (par exemple,  $M = 9$ ) elle a disparu. Les structures primaires ne sont pas facilement visibles sur ces clichés. Nous présentons aussi la visualisation d'un jet annulaire, où il y a une région de recirculation, qui n'est pas visible, car la zone de recirculation est remplie d'hélium.

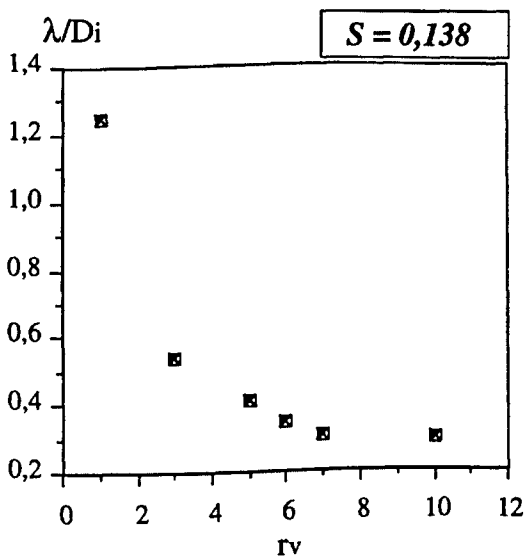


Figure 3.14 — Longueur d'onde des instabilités primaires.

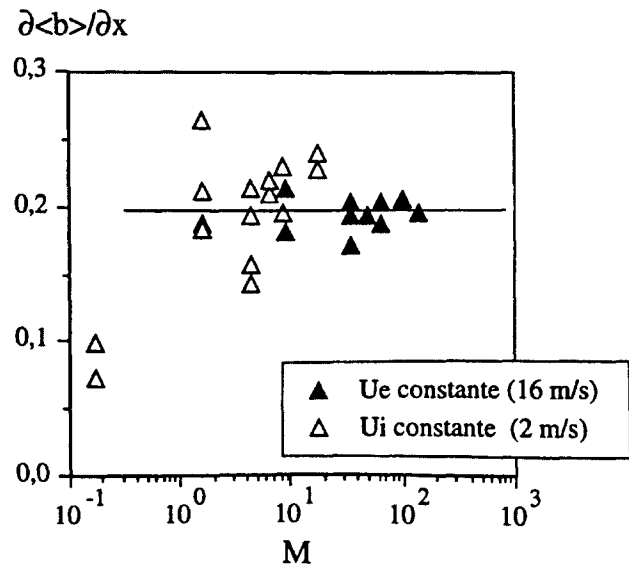


Figure 3.15 — Variation de la largeur du jet en fonction de  $M$

## 3.5.2 — Fumée

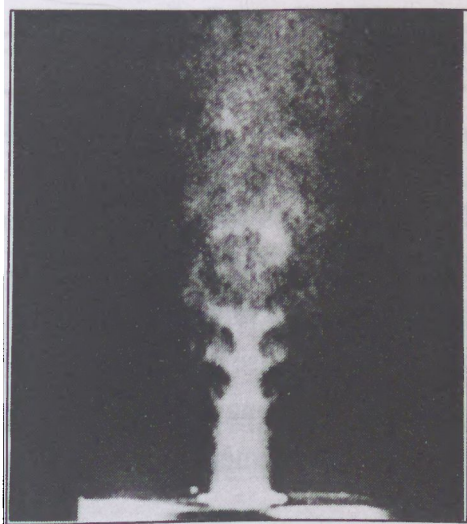
La différence de densité entre le jet extérieur et le jet intérieur ne permet pas de bien visualiser la région centrale du jet. Pour mettre en évidence le jet central, des clichés ont été pris en ensemençant celui-ci uniquement avec de la fumée d'huile. Les cas présentés ont les caractéristiques suivantes:

<i>Photo</i>	$U_e$ (m/s)	$U_e/U_i$	$M = r_v^2 S$	$Re_M$
3.1	6	6	6,4	1750
3.2	6	6	6,4	1750
3.3	6	$\infty$	$\infty$	910
3.4	6	$\infty$	$\infty$	910

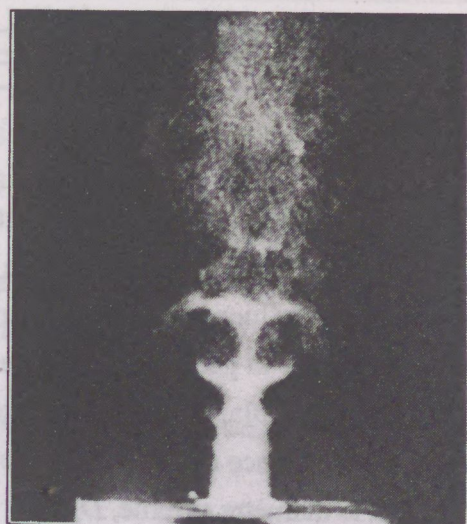
*Tableau 3.7 — Caractéristiques du jet pour les visualisations du jet central avec de la fumée.*

La couche de mélange interne a pu être visualisée en injectant de la fumée dans l'écoulement central. Dans ce cas, les vitesses ont été de 1 m/s pour l'air et 6 m/s pour l'hélium, ce qui donne un nombre de Reynolds global  $Re_M = 1750$ . Les photos 3.1 et 3.2 mettent nettement en évidence l'enroulement de la couche de mélange en structures axisymétriques. Il en résulte la formation de paquets de fluide intérieur (air-fumée) éjectés plus au moins régulièrement vers l'aval. La fumée est ensuite rapidement dispersée dans le jet développé. Les clichés du jet annulaire montrent la région de recirculation initiale, où le phénomène d'éjection des paquets de fumée est encore plus marquée.

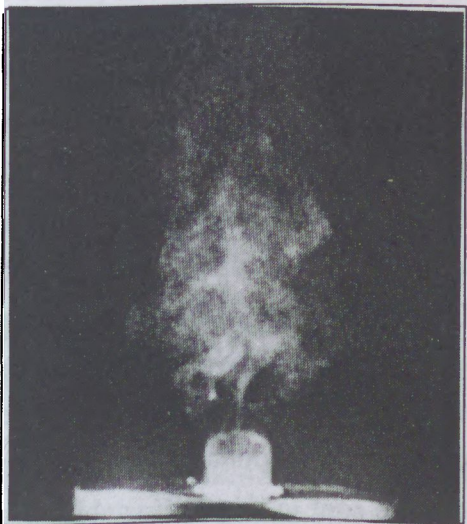
Les phénomènes d'instabilité globale, mis en évidence dans les jets ronds ou les jets plans avec différences de densité, n'ont pas été observés dans les jets coaxiaux. On sait que ces phénomènes sont très sensibles aux conditions initiales et ont une importance réduite par la présence d'un écoulement cocourant ou par une ambiante agitée. Pour des rapports des vitesses,  $r_v$ , faibles, la présence du jet central est sans doute un élément qui défavorise la formation de telles instabilités. Pour des rapports  $r_v$  grands, la recirculation donne une agitation importante dans la partie centrale, qui agit dans le même sens.



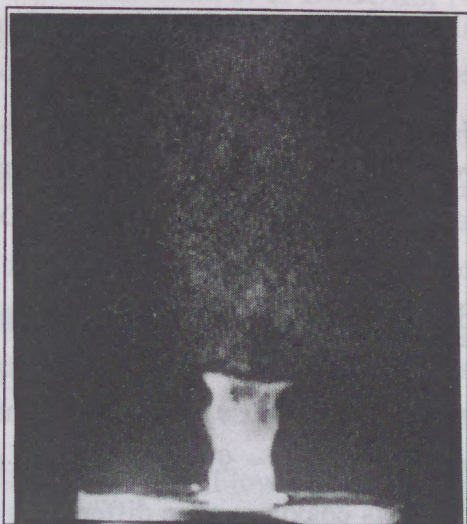
*Photo 3.1*



*Photo 3.2*



*Photo 3.3*



*Photo 3.4*

***Visualisation par fumée du jet central***

## 3.6 — Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons montré les tests réalisés sur la buse (symétrie des profils, profils radiaux de vitesse et densité, afin de connaître les conditions initiales), ainsi que des études préliminaires sur l'influence de la géométrie de la buse, de la gravité et du fluide ambiant. Pour étudier l'influence de la géométrie de la buse, nous avons réalisé des comparaisons avec d'autres auteurs, sur un jet annulaire d'air. Nous avons vérifié que la longueur caractéristique du jet varie en fonction de la distance à la buse: près de la buse, c'est le diamètre interne,  $D_i$ , et dans la région lointaine, c'est le diamètre externe,  $D_e$ .

Les différences de densité nous obligent à examiner l'importance relative des forces de flottabilité et l'influence du fluide ambiant. Nous avons réalisé des calculs classiques pour les paramètres de flottabilité et nous avons trouvé que l'influence de la gravité se fait sentir au-delà de  $6 D_i$ , pour les jets hélium-air. Toutefois, ils n'atteignent pas la région de panache pur. Pour les tests avec un fluide ambiant différent de l'air, nous avons rempli une chambre d'hélium et placé la buse dans la direction de la pesanteur. Des mesures pour deux jets coaxiaux hélium-air sont présentées: à  $M = 144$ , des profils axiaux et à  $M = 9$  des profils radiaux. Une stratification du fluide dans la chambre n'a pas pu être évitée. Les profils ont été comparés avec ceux des mêmes jets en ambiante d'air et la buse dans la direction contraire à la gravité. On remarque l'influence de l'ambiante près de la buse (à  $x/D_i > 1$ ) tant pour les valeurs moyennes que pour les fluctuations. Les profils radiaux ( $M = 9$ ) à  $x/D_i \approx 1$  sont ressemblants, et ils donnent la même largeur du jet.

Les jets coaxiaux avec différences de densité sont le siège d'instabilités déjà observées dans les jets homogènes. Ainsi, on a mis en évidence, à travers des visualisations par strioscopie schlieren et par fumée, des instabilités primaires qui donnent naissance à des tourbillons toriques près de la buse. La présence de différences de densité importantes semble favoriser le développement d'instabilités secondaires (tourbillons d'axe aligné avec l'écoulement principal et répartis sur la circonférence) comme il a pu être observé également dans les jets ronds et plans inhomogènes. A grands rapports de flux de quantité de mouvements,  $M$ , une poche de fluide très riche en hélium est observée près de la buse. Le développement global du jet ressemble fortement à un jet rond.

### 3.7 — Références bibliographiques

CHAN et KO, 1978, Coherent structures in the outer mixing region of annular jets. *Journal of Fluids Mechanics*, vol. 89, pp. 515-533.

DJERIDANE, T., *Contribution à l'étude expérimentale des jets turbulents axisymétriques à densité variable*. Thèse de l'Université d'Aix-Marseille II, Marseille, France, 1994.

FAVRE-MARINET, M., *Structures cohérentes dans un jet rond excité*, Thèse de l'Institut National Polytechnique, Grenoble, France, 1986.

FISCHER, H.B., LIST, E.J., KHO, R.C.Y., IMBERGER, J. et BROOKS, N.H., 1979, *Mixing in Inland and Coastal Waters*, Academic Press.

HARION, J.L., FAVRE-MARINET, M. & BINDER, G., 1992, Instabilité absolue des jets plans à densité variable. Journées d'Etudes sur les Ecoulements à masse volumique variable. Orléans, France.

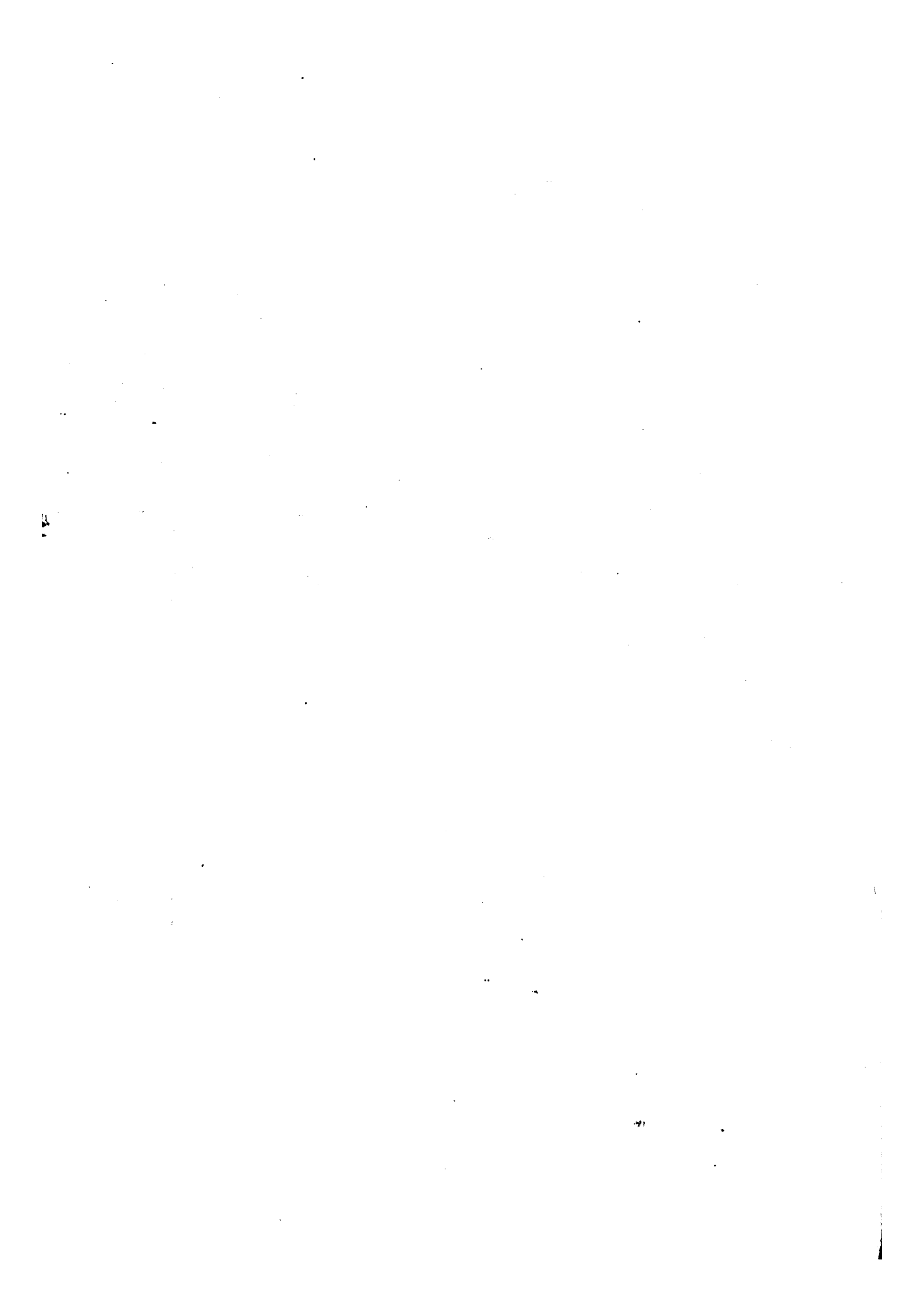
PAPANICOLAOU, P.N. et LIST, E.J., 1988, Investigations of round vertical turbulent buoyant jets. *Journal of Fluids Mechanics*, vol. 195, pp. 341-391.

REHAB, H., VILLERMAUX, E. et HOPFINGER, E.J., 1996, Flow regimes of large velocity ratio coaxial jets. *Sumis au Journal of Fluids Mechanics*.

RICOU, F. et SPALDING, D., 1961, Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of Fluids Mechanics*, vol. 11, pp. 21-32.

RIVA, R., *Ecoulements de fluides inhomogènes: stabilité de jets, transferts turbulents dans les couches limites*. Thèse de l'Institut National Polytechnique, Grenoble, France, 1991.

WHITE, F.M., 1986, *Fluid Mechanics*, McGraw-Hill Ed.



## CHAPITRE 4

# Identification des régions du jet

### Introduction

#### **4.1 — Mesures par anémométrie laser**

##### **4.1.1 — Profils radiaux de vitesse — air-air — $M = 9$**

##### **4.1.2 — Profils axiaux de vitesse dans la zone proche de la buse**

###### 4.1.2.1 — JET HOMOGENE AIR-AIR

###### 4.1.2.2 — JET HÉTÉROGÈNE HÉLIUM-AIR

##### **4.1.3 — Identification de la zone de recirculation: *M critique***

#### **4.2 — Mesures par thermo-anémométrie**

##### **4.2.1 — Comportement de la sonde de sillage dans un écoulement avec recirculation**

##### **4.2.2 — Mesures en écoulement homogène**

###### 4.2.2.1 — LES ÉTALONNAGES POUR LES FLUIDES HOMOGENES (AIR-AIR)

###### 4.2.2.2 — PROFILS AXIAUX DANS LA ZONE PROCHE DE LA BUSE

###### *(a) Mesures avec étalonnage*

###### *(b) Mesures sans étalonnage*

##### **4.2.3 — Mesures en écoulement hétérogène**

###### 4.2.3.1 — LES ÉTALONNAGES POUR LES FLUIDES HÉTÉROGÈNES (HÉLIUM-SF<sub>6</sub>)

###### 4.2.3.2 — PROFILS AXIAUX DES JETS HÉTÉROGÈNES

###### *(a) Ambient d'hélium — Buse vers le bas*

###### *(b) Ambient d'air — Buse vers le haut*

##### **4.2.4 — Identification de la zone de recirculation par thermo-anémométrie: *M critique***

##### **4.2.5 — Quelques statistiques des données de la sonde de sillage**

#### **4.3 — Conclusions**

#### **4.4 — Références bibliographiques**





## Notations

M	Rapport de flux de quantité de mouvement, externe/interne
m	Flux de quantité de mouvement à la buse ( $= \rho U^2$ )
u	Vitesse longitudinale instantanée
U	Vitesse longitudinale moyenne
u'	Ecart type de la vitesse longitudinale moyenne
D	Diamètre
e	Tension instantanée
E	Tension moyenne
e'	Ecart type de la tension
K	Coefficient d'aplatissement
St	Nombre de Strouhal
$\delta$	Distance entre le fil chaud et le fil froid dans la sonde de sillage
$\gamma$	Coefficient de dissymétrie

## Indices

(•) <sub>e</sub>	Rapporté à la buse extérieure
(•) <sub>i</sub>	Rapporté à la buse intérieure
(•) <sub>s</sub>	Rapporté aux points de stagnation
(•) <sub>ff</sub>	Relatif au fil froid de la sonde de sillage
(•) <sub>fch</sub>	Relatif au fil chaud de la sonde de sillage

## Introduction

Le présent chapitre a pour but d'établir les différents régimes d'écoulement, principalement, en ce qui concerne le régime critique de recirculation. Les jets coaxiaux étudiés présentent la caractéristique d'avoir une vitesse annulaire plus élevée que la vitesse du jet central. De plus, nous considérons l'effet de la densité sur les régimes d'écoulement, le rapport des masses volumiques  $S$  variant de 1 (jet air-air) à 1/35 (jet hélium-SF<sub>6</sub>). La région qui nous intéresse principalement dans cette étude, est la région proche du jet, car, comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre antérieur, après quelques diamètres en aval de la buse, le jet retrouve un comportement de jet simple (jet rond).

Deux couches de mélange axisymétriques se développent: une couche interne, entre le jet central et le jet annulaire, et une couche externe, entre le jet annulaire et l'ambient. La figure 4.1 présente un schéma de cette configuration. Le développement initial du jet coaxial est soumis à un nombre important de facteurs, ce qui rend le problème complexe. En effet, la croissance d'une couche de mélange est influencée par le rapport des vitesses et le rapport des densités et le nombre de paramètres variables dans les expériences est important. D'une part, le rapport des vitesses est différent pour les deux couches de mélange. D'autre part, le rapport des densités peut être identique pour les deux couches de mélange lorsque le fluide ambient est le même que celui qui alimente le jet central, mais on envisage également le cas où le jet annulaire et l'ambient sont constitués du même fluide. Dans ce cas, on obtient une couche de mélange externe initialement homogène, alors que la couche de mélange interne est inhomogène.

Près de la buse, la couche de mélange interne axisymétrique se referme sur elle-même, pour aller se pincer sur l'axe du jet (Fig. 4.1-a). Elle crée une dépression par entraînement du fluide interne, qui est fonction de la vitesse d'entraînement et des densités des courants. Cette dépression mesure sa force avec la pression dynamique du jet central,  $0,5 \rho_i u_i^2$ . Lorsque la dépression est suffisamment grande, une zone de recirculation proche de la buse s'installe, amenant ainsi le point de pincement vers la buse (Fig. 4.1-b). Ce phénomène commence à se produire quand le rapport des flux de quantité de mouvement,  $M$ , atteint une valeur critique  $M_c$ . Pour  $M > M_c$ , la couche de mélange toroïdale interne sera entraînée par le jet annulaire ( $U_e > U_i$ ) et son point de pincement sur l'axe sera aussi fonction de  $M$ . RUFFIN et al. (1994) ont montré que, pour un jet hétérogène (hélium, CO<sub>2</sub>) immergé dans un co-courant d'air, le paramètre  $M$  est le plus représentatif du phénomène, en opposition au nombre de Reynolds.

La meilleure manière d'identifier cette région de recirculation est d'effectuer des mesures de vitesse par anémométrie laser, car elles ne dépendent pas des caractéristiques du fluide. Comme il a été décrit dans le chapitre 2, le LDA permet de mesurer des vitesses négatives, en utilisant une vitesse d'"offset", qui n'est autre que la fréquence de défilement des franges. Les

mesures de vitesses par anémométrie laser sont lourdes à mettre en oeuvre, demandent de longues mises au point et il est bon de faire une comparaison avec d'autres méthodes quand cela est possible.

La technique de mesures de vitesses par anémométrie à fil chaud est très appropriée dans un écoulement homogène mais présente de sérieuses difficultés dans un écoulement hétérogène (HARION et al., 1995). De plus, elle n'est pas bien adaptée lorsque des écoulements de retour apparaissent, comme c'est le cas du jet coaxial avec un grand rapport de vitesses.

Finalement, des mesures par thermo-anémométrie, avec une sonde double de sillage fil chaud - fil froid, ont été réalisées avec la finalité de trouver une méthode simple pour établir les conditions critiques de recirculation. Une comparaison avec les mesures au laser a été réalisée.

Ce chapitre est donc divisé en deux parties principales: la première traite de l'identification du régime critique de recirculation par anémométrie laser. La deuxième consiste en l'établissement d'une méthode simple, par thermo-anémométrie, qui permet l'identification d'un tel régime critique et sa comparaison avec les mesures antérieures. Nous allons montrer que le rapport de flux de quantité de mouvement,  $M$ , est le paramètre qui explique le mieux ce phénomène (CAMANO et FAVRE-MARINET, 1994).

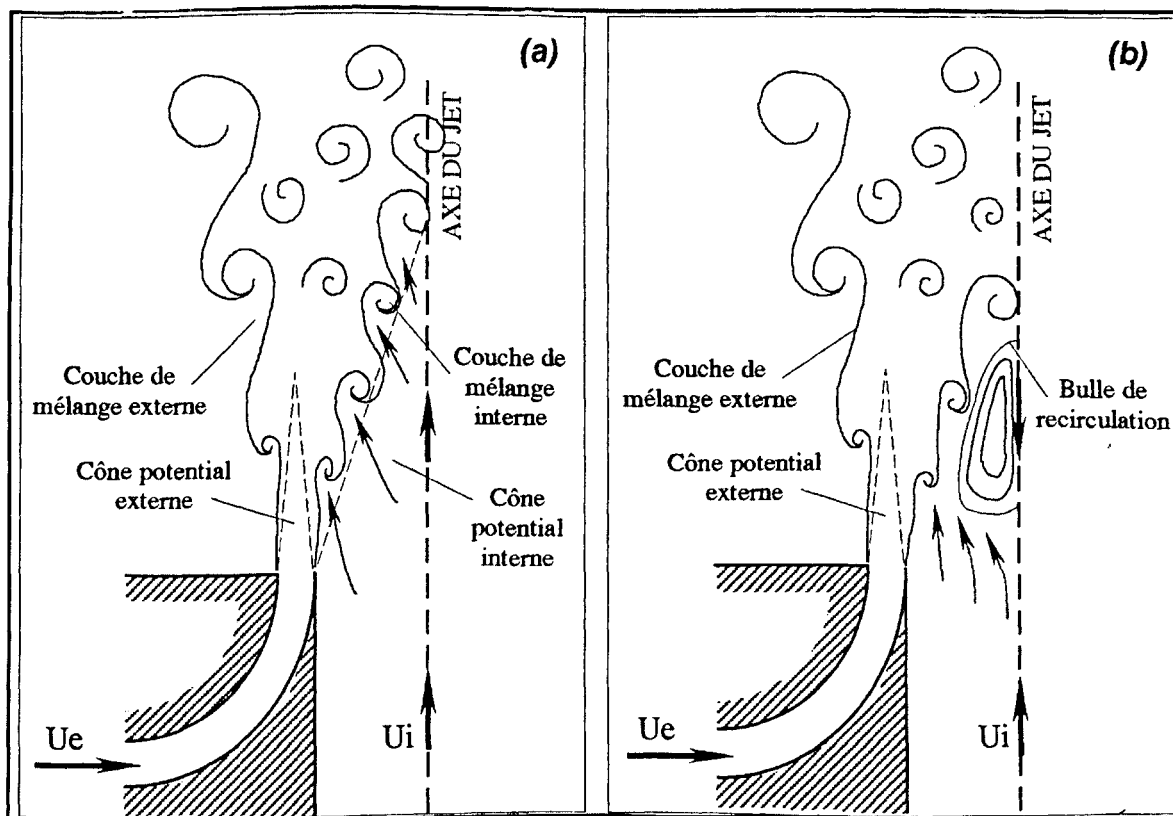


Figure 4.1 — Schéma de l'écoulement dans la région proche du jet, (a) couches de mélange (b) bulle de recirculation.

## 4.1 — Mesures par anémométrie laser

### 4.1.1 — Profils radiaux de vitesse — air/air — $M = 9$

Dans le but de commencer à connaître le comportement du jet coaxial et le système laser disponible à ce moment pour faire des mesures, nous avons réalisé une série de profils radiaux dans un jet air-air,  $M = 9$  ( $r_v = 3$ ). Ce cas a été choisi pour sa simplicité, car il n'y a pas d'effets de densité ni de régions avec recirculation. Les résultats sont présentés sur la figure 4.2, où on a superposé les mesures par LDA (ensemencement avec de l'encens) et par fil chaud. Ils montrent que l'effet du jet annulaire (mis en évidence par la présence des deux pics de vitesse moyenne) est senti au-delà de  $4 D_i$ , mais qu'il disparaît à  $6,75 D_i$ . On a, donc, une transition de comportement de jet annulaire à jet rond, entre ces deux distances. Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, le jet coaxial rejoint un comportement typique de jet simple, à une distance d'approximativement  $6 D_i$ .

On note dans le jet central que l'effet de sillage dû à la paroi interne a complètement disparu à  $x/D_i = 1,35$  (absence de minimum des vitesses pour  $r/D_i \approx 0,5$ ). Le fluide situé sur le bord du jet central est donc fortement accéléré entre ces deux positions, par entraînement dans la couche de mélange interne. Corrélativement, par conservation du débit, l'écoulement est décéléré dans la partie centrale ( $r/D_i < 0,25$ ) et la vitesse sur l'axe a chuté de 20% entre la section de sortie et la section à  $x/D_i = 1,35$ . On note également le ralentissement du jet annulaire entre les deux sections. La longueur du cône potentiel de ce jet toroïdal est donc inférieure à  $1,35 D_i$  pour cette configuration d'écoulement. Au delà de  $x/D_i = 1,35$ , les effets d'entraînement par la couche de mélange interne se sont déjà fait sentir dans la région centrale et pour  $x/D_i = 2,7$ , la vitesse sur l'axe a augmenté par rapport à la section précédente. On assiste donc progressivement à un transfert de quantité de mouvement du jet annulaire vers le jet central, jusqu'à ce que la bosse du profil des vitesses, réminiscence des fortes vitesses du jet annulaire à la buse, ait disparu et que le maximum des vitesses à travers une section du jet soit situé sur l'axe. On constate que cette condition est réalisée à  $x/D_i \approx 6$  à  $7$ .

L'évolution des fluctuations de vitesse confirme celle des vitesses moyennes; les deux couches de mélange (interne et externe) sont très clairement mises en évidence très près de la buse ( $x/D_i \approx 0,25$ ). Pour  $x/D_i = 1,35$ , la disparition du cône potentiel annulaire est confirmée par le niveau élevé des fluctuations de vitesse au centre du jet extérieur ( $r/D_i \approx 0,6$ ). Il est intéressant de noter la dissymétrie du profil de  $u'/U_e$  liée au gradient de vitesse plus élevé pour la couche de mélange externe que pour la couche de mélange interne. Le très faible niveau de  $u'/U_e$  dans le jet central montre que la couche interne n'a pas encore atteint cette région pour cette distance de la buse. Ce n'est plus le cas pour  $x/D_i = 2,7$  et l'augmentation importante des fluctuations de vitesses indique que pour cette configuration d'écoulement, la couche de mélange interne a

atteint l'axe du jet à cette distance. Les plateaux de  $u'/U_e$  (à  $x/D_i = 2,7$  et  $4,05$ ) sont sans doute un souvenir des profils initiaux. Loin de la buse, les fluctuations présentent un minimum sur l'axe du jet et les valeurs plus élevées sont sur les bords du jet, en correspondance avec la couche de mélange externe.

Ces résultats présentent plusieurs problèmes liés spécifiquement au système laser de mesure. Sur la limite externe du jet, on a une discontinuité dans les valeurs moyennes due très probablement à ce que les filtres des vitesses imposés n'ont pas été les plus appropriés pour les points où ces discontinuités se produisent. Il faut noter que ces discontinuités sont toujours présentes sur les bords du jet, ce qui, pour le manque d'ensemencement, rendait les mesures encore plus complexes. Le manque d'ensemencement peut aussi être une cause de distorsion de la valeur réelle de vitesse. Il est aussi responsable des vitesses non nulles sur les bords. Par contre, un très bon accord avec les mesures au fil chaud est obtenu pour  $x/D_i = 0,25$ . Pour  $x = 1,35D_i$ ,  $2,7D_i$  et  $4,05D_i$  malgré le problème de mesure sur les bords, on obtient un assez bon résultat, avec des écarts de l'ordre de 10% de  $U_e$ . Finalement, à  $x/D_i = 6,75$ , les vitesses moyennes mesurées par LDA sont assez éloignées des valeurs obtenues par thermo-anémométrie.

Un détail de type pratique, mais qui a contribué à augmenter les difficultés initiales, est le manque d'un bon oscilloscope, pour bien "regarder" les signaux bruts et filtrés, donnés par le photomultiplicateur (celui utilisé avait une bande passante de 20 kHz). Après ces mesures, nous avons changé pour un autre de 60 kHz de bande passante, qui nous a permis d'obtenir des résultats très satisfaisants.

### 4.1.2 — Profils axiaux de vitesse dans la zone proche de la buse

Les résultats qui suivent ont été obtenus par anémométrie laser avec un ensemencement (encens) du jet central et du jet annulaire. Premièrement, nous présentons les profils axiaux d'un jet homogène air-air et, ensuite, les profils pour les jets coaxiaux hélium-air. Les résultats correspondants au jet coaxial homogène sont comparés avec ceux obtenus par thermo-anémométrie. Le support du fil était placé perpendiculairement à l'écoulement pour minimiser les perturbations dues au corps de la sonde en cas d'écoulement de retour. Notons que  $U_e$  est maintenue constante à 6 m/s (air/air) et 14,2 m/s (hélium/air) dans toutes les mesures par LDA.

#### 4.1.2.1 — JET HOMOGENE AIR-AIR

La figure 4.3 montre les profils axiaux de vitesse moyenne,  $U$ , et de valeur quadratique moyenne des fluctuations turbulentes longitudinales,  $u'$ , rapportées à la vitesse débitante extérieure,  $U_e$ , pour des jets coaxiaux air-air. La buse était orientée suivant la verticale ascendante et le fluide ambiant était de l'air.

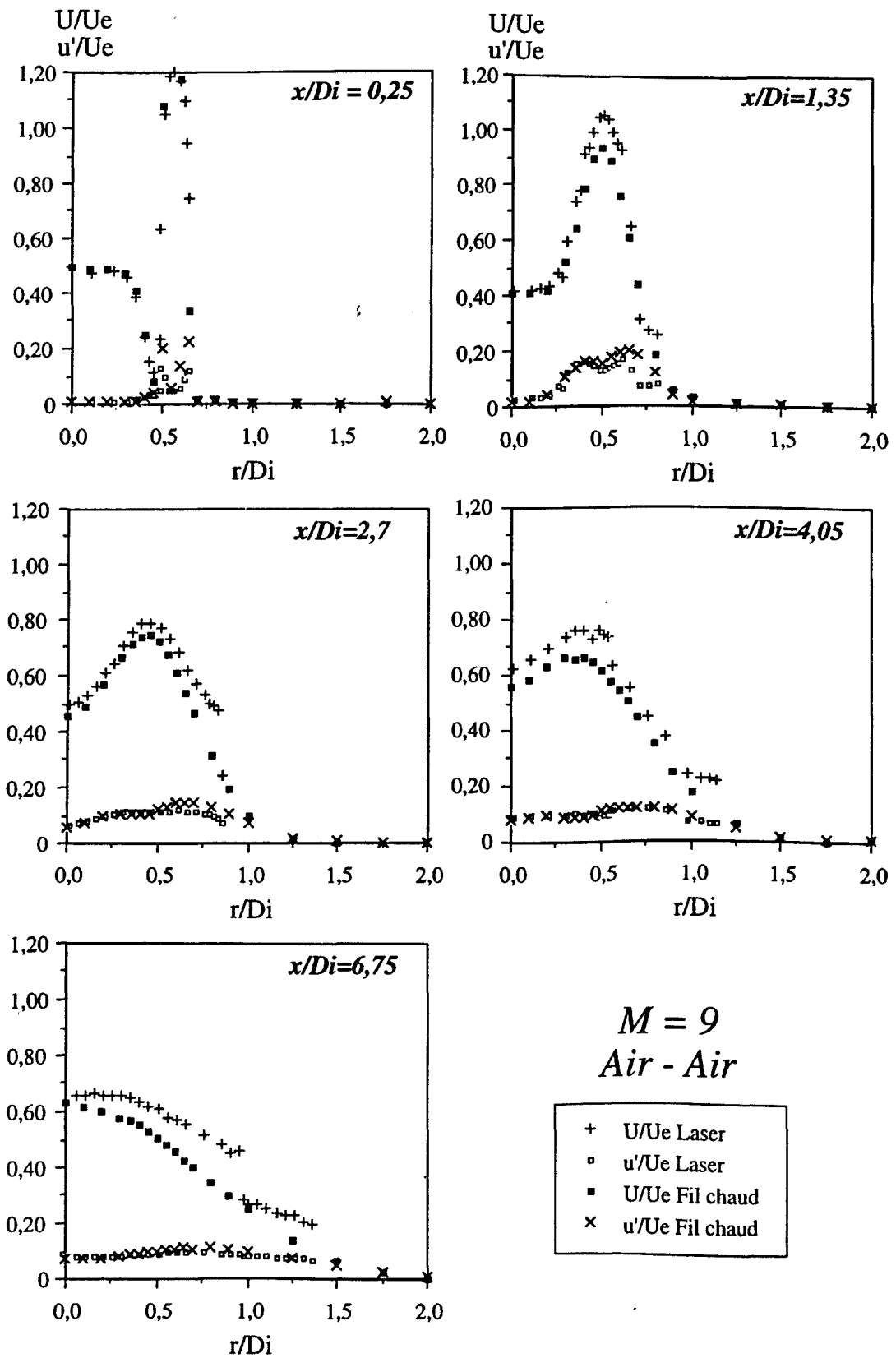


Figure 4.2 — Profils radiaux de vitesse d'un jet coaxial homogène\* (air/air), à  $M = 9$  ( $r_v = 3$ ). Comparaison de mesures au laser et au fil chaud.

L'évolution de la vitesse moyenne s'effectue conformément au schéma décrit précédemment. Les profils de vitesse moyenne présentent une diminution de la vitesse centrale,  $U$ , d'autant plus marquée que  $M$  augmente, pour arriver à un minimum aux alentours de  $1 D_i$ . Ensuite, le fluide est réaccélééré. Ces résultats nous permettent de préciser la position du minimum relatif de  $U/U_e$ , soit  $x/D_i = 1,1-1,2$  pour  $M = 36$  ( $r_v = 6$ ). Les valeurs fluctuantes sont en constante augmentation, pour toutes les valeurs de  $M$ , sauf pour le cas du jet annulaire, où la dispersion est plus importante.

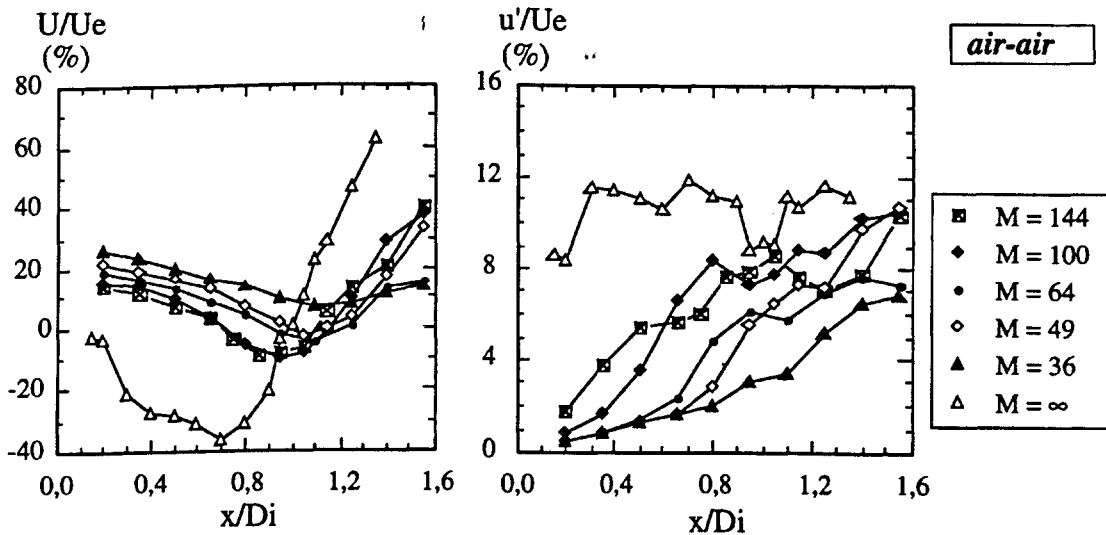


Figure 4.3 — Profils axiaux des jets coaxiaux homogènes (air) en fonction de  $M$ , mesurés par LDA. Ambient d'air, buse vers la verticale ascendante.

Afin de valider les mesures par LDA, on les a comparées avec les mesures obtenues par fil chaud (Fig. 4.4). Pour les cas où il n'y a pas de recirculation, on constate un très bon accord entre les deux séries de résultats, tant pour les vitesses moyennes que pour les fluctuations.

Pour  $M = 64$ , les mesures au laser indiquent une région de vitesse moyenne négative, alors que le profil axial donné par le fil chaud fait clairement apparaître une évolution en complet désaccord avec la tendance notée à  $M = 36$ . La remontée de vitesse moyenne apparente indiquée par le fil chaud peut logiquement être associée à un redressement du signal dans une région de courant de retour, comme le suggèrent les mesures par anémométrie laser.

Pour le cas où l'écoulement recircule, et surtout quand les vitesses de retour sont faibles ( $M = 64$ ,  $r_v = 8$ ), les différences sont assez importantes, comme on peut le voir sur la même figure, où la vitesse moyenne obtenue au laser a été tracée en valeur absolue pour être comparée à la mesure au fil chaud.

Pour ce qui concerne la valeur quadratique moyenne des fluctuations, on constate une sous-estimation par les mesures au fil chaud dans les zones de début et de fin de recirculation ( $x/D_i \approx 0,8$  et  $1,3$ ), où la vitesse moyenne est presque nulle. Dans ces zones, le signal du fil chaud est redressé, la valeur moyenne est surestimée et les fluctuations sont sous-estimées. De plus, pour ces régions de faible vitesse, les effets de convection naturelle à l'échelle du fil chaud

ne peuvent être totalement écartés et ils contribuent à surestimer la vitesse réelle de l'écoulement.

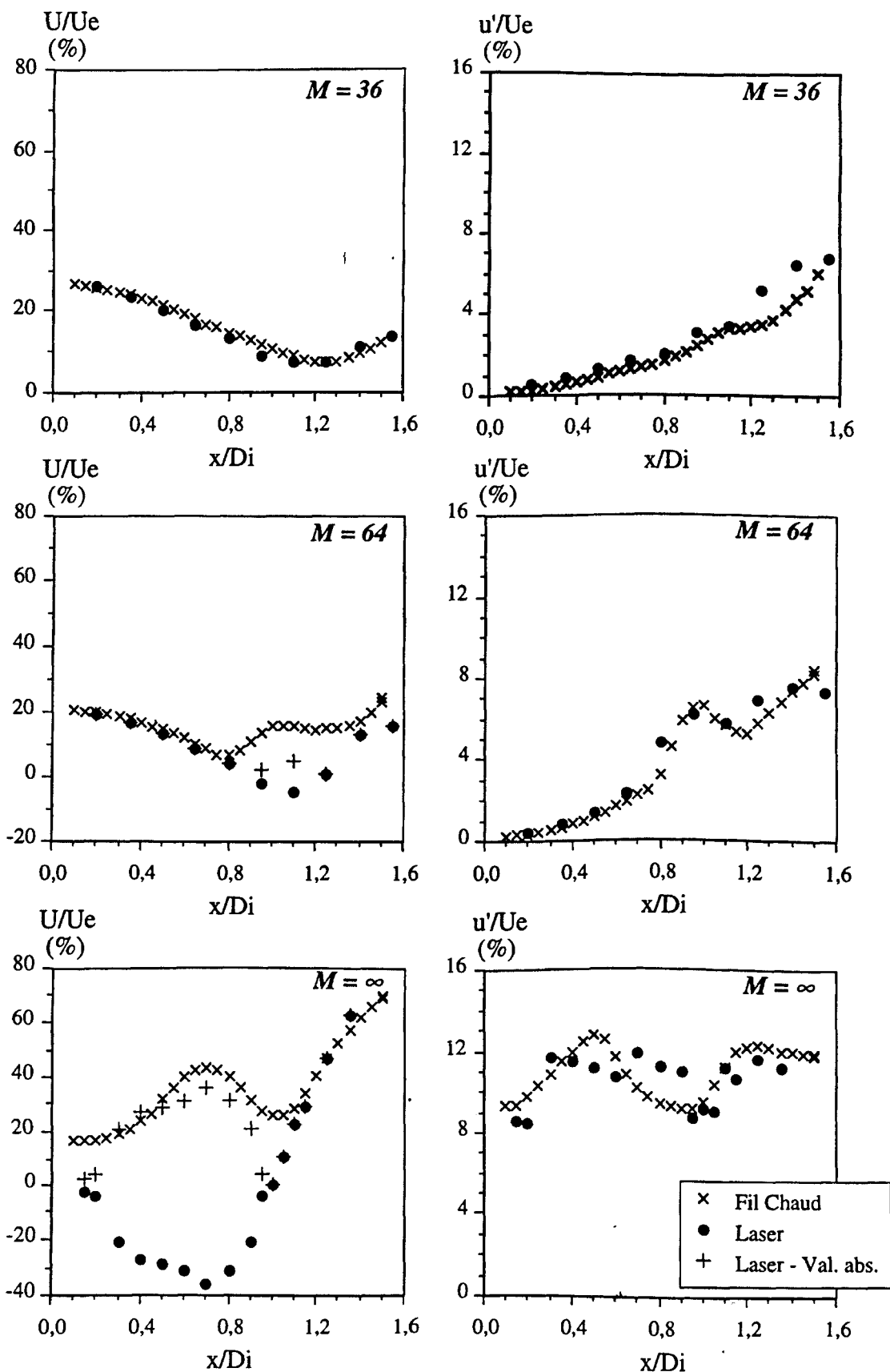


Figure 4.4 — Profils axiaux des jets coaxiaux homogènes en fonction de  $M$ , mesurés par LDA et par fil chaud.  $\times$  : mesures par fil chaud;  $\bullet$  : mesure au laser;  $+$  : mesure au laser en valeur absolue.



Par contre, pour un écoulement avec fortes vitesses de retour ( $M \rightarrow \infty$ ,  $r_v \rightarrow \infty$ ) les vitesses instantanées sont toujours négatives au sein de la bulle de recirculation ( $0,3 < x/D_i < 0,9$ ), la vitesse moyenne est simplement redressée et l'erreur sur les fluctuations est faible. On constate un bon accord entre la vitesse apparente donnée par le fil chaud et la valeur absolue de la vitesse donnée par le laser.

Les comparaisons présentées ci-dessus permettent d'accorder une bonne confiance dans les deux systèmes de mesures, mis à part les limitations du fil chaud dans les zones de recirculation. L'incertitude sur la réponse du fil chaud aux faibles vitesses (effets de convection naturelle, écart par rapport aux lois d'étalonnage établies à plus fortes vitesses et prolongées par extrapolation aux basses vitesses), contribue à expliquer les écarts constatés dans les zones de début et de fin de recirculation.

On remarquera toutefois les difficultés de mise au point d'un système laser (réglage optique, ensemencement, filtres de vitesse...) comparées à la simplicité de mise en œuvre de l'anémométrie à fil chaud.

#### 4.1.2.2 — JET HÉTÉROGÈNE HÉLIUM-AIR

Une fois constaté que le système laser était bien réglé et, surtout, mieux connu pour mesurer les écoulements de retour, nous avons mesuré les vitesses pour le cas hétérogène. On a fait varier le rapport des vitesses débitantes  $r_v$ , jusqu'à 28, afin de permettre des comparaisons avec le cas homogène à quantité de mouvement constante. Les résultats sont présentés sur la figure 4.5, et les courbes ont les mêmes allures que pour les jets homogènes.

Lorsque le rapport  $M$  est faible ( $M = 7$ ,  $r_v = 7$ ), le jet central est très peu affecté par la présence de l'écoulement extérieur. Une augmentation du rapport  $M$  (dans les conditions des expériences, ce n'est qu'une diminution du débit central) se traduit par un entraînement accru du fluide provenant du jet central, par l'installation d'une dépression de plus en plus grande dans les couches de mélange et des vitesses qui diminuent sur l'axe. Cet effet s'accroît si  $r_v$  est plus élevé et, en conséquence, l'abscisse  $x/D_i$  du minimum se rapproche de la buse. Au-delà, la couche de mélange interne a envahi la région centrale et le fluide est réaccélééré sur l'axe.

Les vitesses moyennes sont négatives pour  $M = 112$  ( $0,7 < x/D_i < 1,1$ ) et s'annulent sur l'axe pour  $M = 64$  ( $x/D_i \approx 1,1$ ). Pour les deux autres valeurs de  $M$ , les vitesses moyennes sont toujours positives. Les fluctuations sont pratiquement nulles jusqu'à  $x/D_i \approx 0,8$ , pour  $M \leq 64$ , et jusqu'à  $x/D_i \approx 0,5$ , pour  $M = 112$ . Les fluctuations deviennent de plus en plus importantes lorsque  $M$  augmente. Pour  $M \rightarrow \infty$ ,  $r_v \rightarrow \infty$ , on observe une vitesse de retour plus petite ( $0,15 U_e$  contre  $0,35 U_e$  pour le jet d'air). Les fluctuations sont à peu près constantes jusqu'à  $1 D_i$ , et après elles augmentent rapidement. A  $x/D_i = 1,6$ , elles deviennent plus importantes que pour le cas homogène ( $0,16 U_e$  et  $0,08 U_e$ , respectivement).

Des exemples d'histogrammes de vitesse obtenus par LDA sont présentés sur la figure 4.6. Ils correspondent à des points situés sur l'axe, pour les jets suivants:

- i)  $M = 64$  ( $r_v = 21$ ) —  $S = 0,138$  (hélium-air) —  $x/D_i = 0,8$  (Fig. 4.6-a)
- ii)  $M = 112$  ( $r_v = 28$ ) —  $S = 0,138$  (hélium-air) —  $x/D_i = 0,75$  (Fig. 4.6-b)

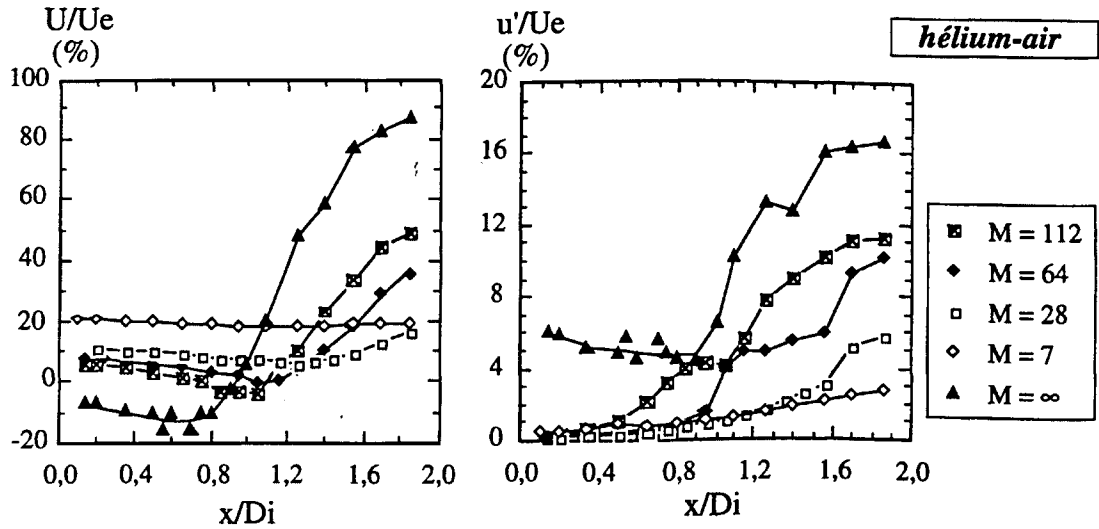


Figure 4.5 — Profils axiaux des jets coaxiaux hétérogènes, hélium-air, en fonction de  $M$ , mesurés par LDA. Ambiance d'air, buse vers la verticale ascendante.

#### 4.1.3 — Identification de la zone de recirculation → $M$ critique

L'identification de la zone de recirculation n'est pas directe et on doit choisir un critère pour définir ses limites. D'autres auteurs (voir par exemple, REHAB et al., 1996) ont choisi comme limites, les points sur l'axe où les vitesses moyennes présentent un minimum, car ils ont réalisé les mesures par anémométrie à film chaud. Si l'on choisit le critère des vitesses moyennes nulles, on a un critère trop sévère. Faisons l'hypothèse que l'histogramme de vitesse est gaussien pour le point où la vitesse moyenne est nulle. La moitié des particules a une vitesse positive et l'autre moitié négative. Si on utilise la vitesse nulle comme critère des limites de la bulle de recirculation, on sera la moitié du temps en régime de recirculation et l'autre moitié non. Un critère moins sévère peut être le suivant: on suppose que le régime de recirculation est installé si  $U - u' \leq 0$  (rappelons que  $u'$  désigne l'écart-type des fluctuations de vitesses axiales). De cette manière, une partie relativement petite de l'histogramme sera négative et suffira pour établir l'existence d'une recirculation. Si on reprend l'exemple "gaussien" et si on définit les limites de la région de recirculation comme les abscisses où  $U - u' = 0$ , à peu près 15% des réalisations seront à vitesses axiales négatives. Ce critère, qu'il n'est pas toujours possible de choisir suivant la méthode de mesure employée, nous a paru le plus approprié à notre cas. Les

résultats obtenus par ce critère sont présentés sur les figures 4.7 et 4.8, pour le cas homogène et hétérogène respectivement.

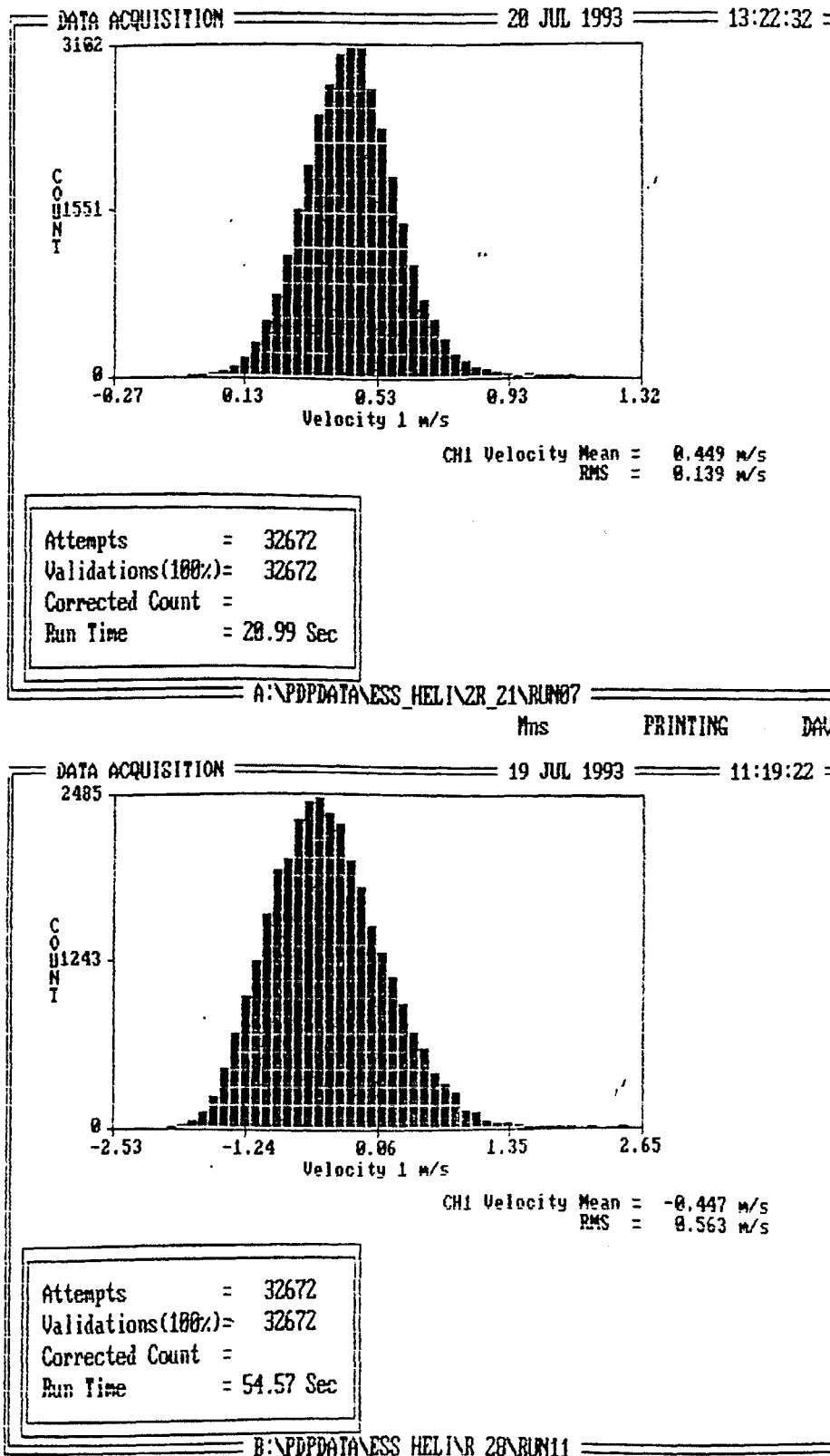


Figure 4.6 — Histogrammes de vitesse obtenus par LDA, dans un jet hélium-air.  
 (a)  $M = 64$  ( $r_v = 21$ ), à  $x/D_i = 0,8$ ; (b)  $M = 112$  ( $r_v = 28$ ), à  $x/D_i = 0,75$ .

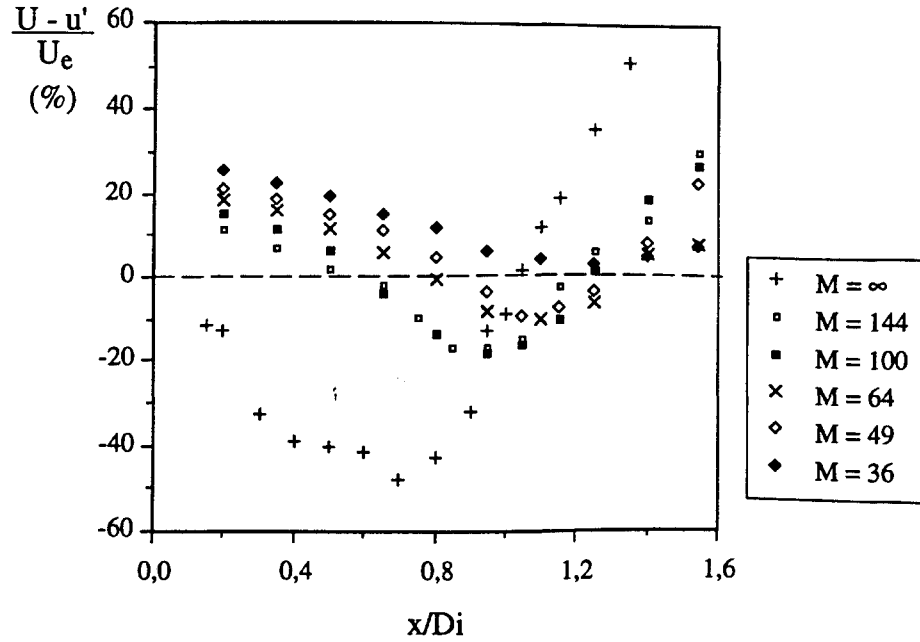


Figure 4.7 — Profils axiaux de  $U - u'$ , jet air-air.

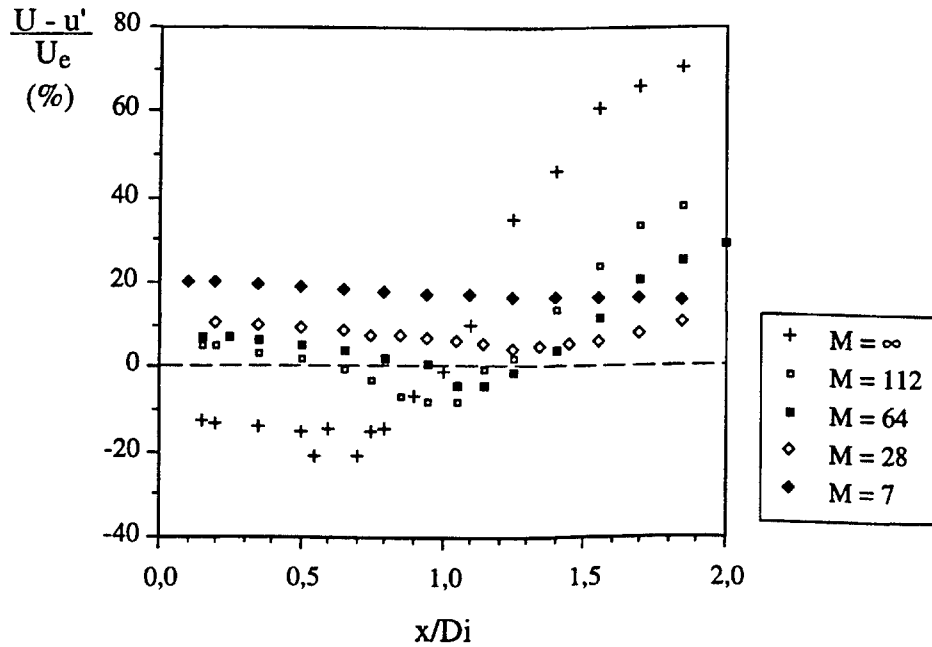


Figure 4.8 — Profils axiaux de  $U - u'$ , jet hélium-air.

Pour  $r_v$  supérieur à une valeur critique  $r_{vc}$ , on observe l'apparition d'une zone de recirculation (vitesses négatives sur l'axe). Si on représente les frontières de la zone de recirculation ( $x_{s1}$  en amont et  $x_{s2}$  en aval), définies par une vitesse moyenne nulle, en fonction du rapport de vitesses débitantes  $r_v$  (Fig. 4.9), on peut observer l'écart important entre les jets d'hélium et les jets d'air. Pour l'air, le rapport critique  $r_{vc}$  vaut approximativement 6,5, tandis que pour le jet hétérogène  $r_{vc} \approx 20$ .

Si on trace la même figure en fonction du rapport des quantités de mouvement extérieure et intérieure,  $M$ , on constate un assez bon regroupement des résultats (Fig. 4.10). La valeur critique  $M_c$  correspondant à l'apparition de la recirculation est de l'ordre de 40 pour l'air et de 50 pour l'hélium. L'entraînement devrait être favorisé par l'effet de densité lorsque l'écoulement rapide est le moins dense. L'écart entre les deux cas pourrait toutefois s'expliquer par le ralentissement du jet annulaire au contact de l'air ambiant. La limite aval de la bulle de recirculation dépend peu de  $M$ , ce qui semble résulter du pincement de la couche de mélange interne, qui dépend fortement du jet annulaire. La limite amont se rapproche de la buse quand  $M$  augmente (le débit central diminue).

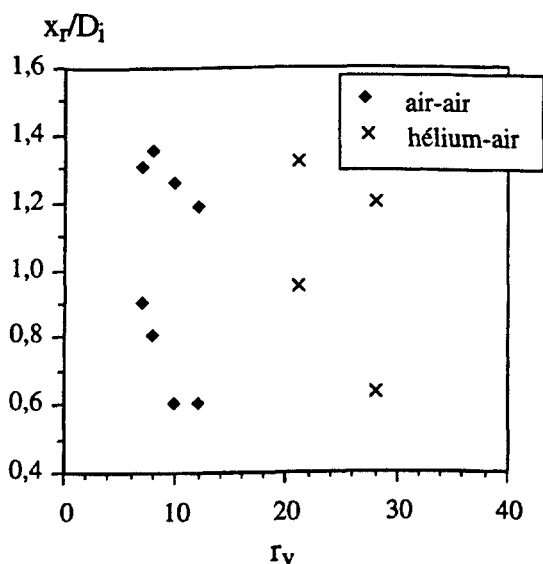


Figure 4.9 — Limites de la bulle de recirculation obtenues à partir de mesures par LDA, en fonction du rapport de vitesses,  $r_v$ .

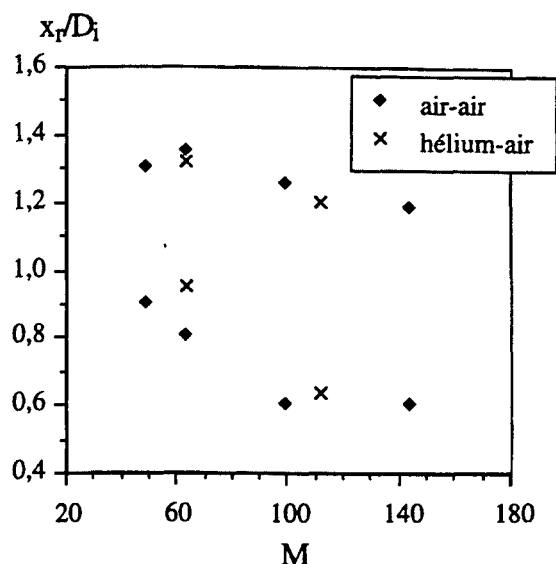


Figure 4.10 — Limites de la bulle de recirculation obtenues à partir de mesures par LDA, en fonction du rapport de flux de quantité de mouvement,  $M$ .

Pour les essais sans jet central ( $r_v = \infty$ ), un faible écart apparaît entre les deux cas étudiés: les limites aval de la zone de recirculation sont respectivement de  $1,05D_i$  avec injection d'air et  $1D_i$  avec injection d'hélium. La différence entre les deux est, en valeur absolue, de  $1\text{ mm}$ , ce qui permet de considérer que la frontière aval de la bulle n'est pas fonction de la densité du fluide pour le jet annulaire.

Pour  $M > M_c$ , l'apparition de la bulle de recirculation donne lieu à une augmentation rapide des fluctuations sur l'axe. Notons que  $u'$  est rapportée à la vitesse extérieure et que le taux de fluctuations rapporté à la vitesse locale devient très grand à cause des faibles vitesses moyennes.

La valeur rms des fluctuations turbulentes longitudinales,  $u'$ , augmente lentement sur l'axe pour  $M$  faible (fig. 4.3,  $r_v = 6$  cas air-air; fig. 4.5:  $r_v = 7$  ou  $14$ , cas hélium-air). Pour des valeurs de  $r_v$  plus faibles ( $r_v \leq 2$ ), GLADNICK et al. (1990) n'observent pas d'augmentation du

niveau de fluctuations sur l'axe jusqu'à  $x/D_i = 10$ . L'accroissement constaté est sans doute dû au développement des instabilités de la couche de mélange (CAMANO et FAVRE-MARINET, 1994).

Ces premiers résultats, obtenus par anémométrie laser, montrent que, pour des jets coaxiaux homogènes ou à rapport de densité  $S = 0,138$ , le rapport des débits de quantité de mouvement du jet extérieur au jet central est le paramètre principal qui gouverne l'existence d'un régime de recirculation.

## 4.2 — Mesures par thermo-anémométrie

L'objectif de cette partie de l'étude est de présenter une méthode simple pour détecter les courants de retour dans les écoulements inhomogènes, en utilisant la thermo-anémométrie. Les techniques classiques présentent un degré de difficulté considérable pour ce cas: le fil chaud simple est "aveugle" à la direction de l'écoulement et répond aussi à la variation de densité; l'anémométrie laser a les problèmes propres du réglage et de l'ensemencement du flux. On a construit, pour cet effet, une sonde double avec un fil chaud et un fil froid très proches l'un de l'autre, comme décrit au §2.2.3. Le premier est placé en aval et le fil froid en amont (par rapport à l'écoulement principal), de telle sorte que, lorsqu'il y a un courant de retour, le fil froid se trouve dans le sillage thermique du fil chaud. Aucune réponse ne sera donnée par le fil froid si l'écoulement est dans la direction principale, car le fluide est isotherme et le fil froid est insensible aux variations de densité.

### 4.2.1 — Comportement de la sonde de sillage dans un écoulement avec recirculation

La sonde a été testée pour différentes géométries et conditions d'écoulement. L'écart type de tension,  $e'$  (c'est à dire  $\langle (e-E)^2 \rangle^{1/2}$ , où  $e$  est la tension instantanée,  $E$  sa valeur moyenne et  $\langle \rangle$  indique la moyenne), est la grandeur la mieux adaptée à cette analyse des données.

Sur la figure 4.11 on présente les profils axiaux de  $E_{ff}$  et  $e'_{ff}$ , pour deux jets annulaires: l'un en air ( $U_e = 6 \text{ m/s}$ ) et l'autre en hélium ( $U_e = 16 \text{ m/s}$ ). La sonde utilisée étant la même pour les deux cas, on observe une tension plus grande pour l'hélium que pour l'air, car la diffusivité thermique de l'hélium est un ordre de grandeur plus grande que celle de l'air (ANNEXE A). Dans le même exemple, on peut voir la difficulté pour choisir le critère de limite de la bulle de recirculation (ici on ne voit que la limite aval). Si on utilise le point où la tension chute rapidement ( $0,95 D_i$  pour l'air et  $1,05 D_i$  pour l'hélium), les valeurs des abscisses sont assez proches. Il faut noter que ces résultats sont en bon accord avec ceux de l'anémométrie laser ( $1 D_i$  pour l'air et  $1,05 D_i$  pour l'hélium).

Par contre, si le choix se porte sur le pic de rms de tension,  $e'_{ff}$ , les points correspondants sont un peu plus écartés l'un de l'autre et décalés vers l'aval. L'erreur commise entre les deux méthodes est de l'ordre de  $0,1 D_i$  ( $2 \text{ mm}$ ). Le critère du pic de  $e'_{ff}$ , même s'il surestime la limite aval de la bulle de recirculation, est plus fiable que celui des valeurs moyennes,  $E_{ff}$ , car comme on le verra par la suite, quand on est près du rapport critique de  $M$ , l'évolution de la valeur moyenne ne peut pas être interprétée de manière très claire. De plus, la position d'un maximum est plus aisément identifiée. Dans le point §4.2.2.1 nous discuterons le sens physique de ces grandeurs.

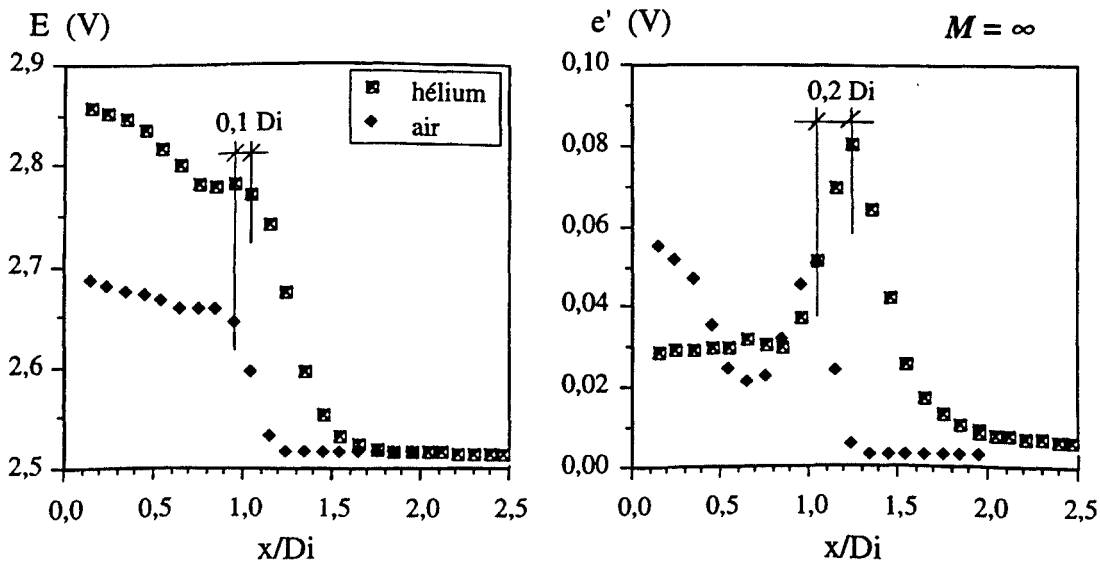


Figure. 4.11 — Comparaison des jets annulaires, hélium et air. Profils axiaux de tension moyenne,  $E_{ff}$ , et écart type de tension,  $e'_{ff}$ , délivrées par le fil froid. Ambiance d'air, buse vers la verticale ascendante.

La sonde a été également testée pour un jet coaxial air-air à grand rapport de vitesses ( $r_v = 12$ ), dans une configuration d'écoulement pour laquelle l'anémométrie laser a détecté l'existence d'une bulle de recirculation. Dans ce cas, il existe deux point d'arrêt sur l'axe du jet. On représente sur la figure 4.12 l'influence des vitesses débitantes,  $U_i$  et  $U_e$ , pour le même rapport de vitesses,  $r_v$ . La sonde utilisée dans cet essai est de  $10 \times 4 \mu\text{m}$  et la distance entre fils est  $\delta = 20 \mu\text{m}$ . Les profils obtenus ont la même allure et la position des pics de  $e'_{ff}$  est à la même

abscisse pour les deux jets. Par ailleurs, les abscisses des maxima de rms correspondent sensiblement aux limites de la bulle de recirculation, pour ce rapport  $M$ . Les tensions plus élevées pour le cas  $U_e = 6 \text{ m/s}$  sont dues à un niveau général de vitesses plus faible. Comme on le verra plus loin (§ 4.2.2.1), la réponse du fil froid diminue pour une augmentation de la vitesse.

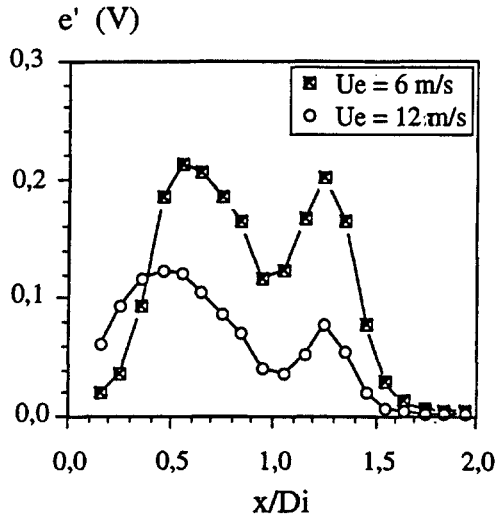


Figure 4.12 — Vérification du comportement de la sonde double sur la réponse du fil froid: l'influence de la vitesse  $U_e$ ,  $r_v = 12$ ,  $\delta = 20 \mu\text{m}$ , jet d'air.

Cet exemple montre comment le sillage thermique du fil froid devient plus étroit quand la vitesse augmente. En effet, le fil froid intègre le champ de température sur toute sa longueur sensible et une augmentation de la vitesse de convection résulte en une diminution de la température moyenne du fil froid. Il est donc logique d'obtenir des valeurs de  $e'_{ff}$  plus faibles pour des vitesses plus fortes, malgré une plus grande température dans la partie centrale du fil froid.

En changeant la géométrie de la sonde, pour un jet annulaire d'air ( $U_e = 6 \text{ m/s}$ ) en augmentant  $\delta$  (de  $10$  à  $100 \mu\text{m}$ ), le fil froid devient moins sensible aux petites structures. Ceci est vérifié sur la figure 4.13, où l'on observe que l'allure des courbes, la position des pics sont les mêmes et que l'amplitude des  $e'_{ff}$  est réduite par l'augmentation de  $\delta$ . De plus, un filtrage dû à l'angle d'inclinaison de la vitesse par rapport au fil chaud élimine une partie des événements (voir §4.2.2.1). Les diamètres des fils ne semblent pas être très importants pour nos objectifs (on ne mesurera pas la température) et nous les avons choisis assez grands par simplicité de construction et de manipulation ( $d_{ff} = 4 \mu\text{m}$ ,  $d_{fch} = 6 \mu\text{m}$ ).

Des essais avec d'autres diamètres ont été réalisés ( $d_{ff} = 3,5 \mu\text{m}$ ,  $d_{fch} = 7$  et  $10 \mu\text{m}$ ), avec des résultats similaires, raison pour laquelle ils ne sont pas présentés ici). La séparation entre les fils a été variable, de  $20$  à  $240 \mu\text{m}$  et sera indiquée pour chaque série de mesures.

Ces premiers résultats montrent que la sonde de sillage met bien en évidence des régions de vitesse faible par des pics de rms de  $e'_{ff}$  représentant les fluctuations de température du fil froid. Nous avons testé ces sondes dans un jet air-air où les conditions de recirculation avaient déjà été explorées avant d'effectuer des mesures en fluide inhomogène.



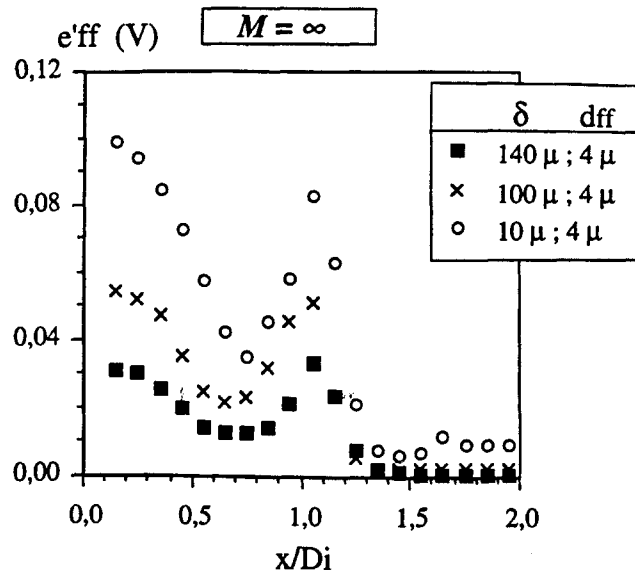


Figure. 4.13 — Vérification du comportement de la sonde double sur la réponse du fil froid: l'influence de la séparation  $\delta$  entre les fils, jet annulaire d'air,  $r_v = \infty$ ,  $U_e = 6$  m/s.

## 4.2.2 — Mesures en écoulement homogène

### 4.2.2.1 — LES ÉTALONNAGES POUR LES FLUIDES HOMOGENES (AIR-AIR)

La sonde de sillage a été étalonnée pour deux directions de l'écoulement, que nous appellerons "avec recirculation", si le fil chaud est en amont du fil froid, et "sans recirculation", si le fil chaud est en aval. Nous présentons également la direction de la gravité, car les effets de convection naturelle à l'échelle de la sonde jouent sans doute un rôle important pour les faibles vitesses. Deux réseaux d'étalonnage sont possibles, et c'est à partir d'eux que nous allons essayer de déterminer s'il y a courant de retour. Comme nous verrons par la suite, cette méthode présente un degré de certitude acceptable, mais aussi des ambiguïtés dans certains cas. L'analyse devient plus complexe quand les effets de densité entrent en jeu. Des schémas illustrant les différentes situations pourront nous aider à clarifier les idées.

Les mesures qui suivent ont été réalisées avec une sonde de  $6 \times 4 \mu\text{m}$  et de  $240 \mu\text{m}$  de séparation entre les fils. L'écoulement avait la même direction que la gravité (la buse était placée vers le bas). Sur la figure 4.14, on observe l'étalonnage correspondant au cas où le fil froid est placé en amont du fil chaud (cas sans recirculation, POSITION 1). Le champ thermique du fil chaud atteint le fil froid seulement si la vitesse du fluide devient petite ( $u < 0,5$  m/s), par diffusivité. La réponse du fil froid devient alors supérieure à  $E_{ff} = 0,02$  V. A mesure que la vitesse décroît, la réponse du fil froid augmente. Pour une vitesse nulle, le fil froid donne une tension due au panache thermique que le fil chaud produit par convection naturelle. La vitesse

typique de convection naturelle est de l'ordre de  $0,05 \text{ m/s}$  pour un écoulement en air et une température de  $200^\circ\text{C}$  du fil chaud. On constate donc que ces effets ne se manifestent que dans l'extrême droite du diagramme. La réponse du fil froid est une conséquence de la position relative des éléments sensibles, de la direction de l'écoulement et de la direction de la gravité.

Pour la position opposée de la sonde, le fil froid est "baigné" par le sillage thermique du fil chaud. La réponse du fil froid décroît lorsque la vitesse augmente. Ceci correspond à la situation "avec recirculation", représentée sur la figure 4.15 (POSITION 2). Il n'y a pas de plateau, pour la gamme de vitesses étalonnées ici ( $u \leq 9 \text{ m/s}$ ).

On observe aussi que la réponse du fil chaud est la même pour les deux cas, et que, pour ces valeurs moyennes, il n'y a pas d'influence du sillage du fil froid sur la réponse du fil chaud.

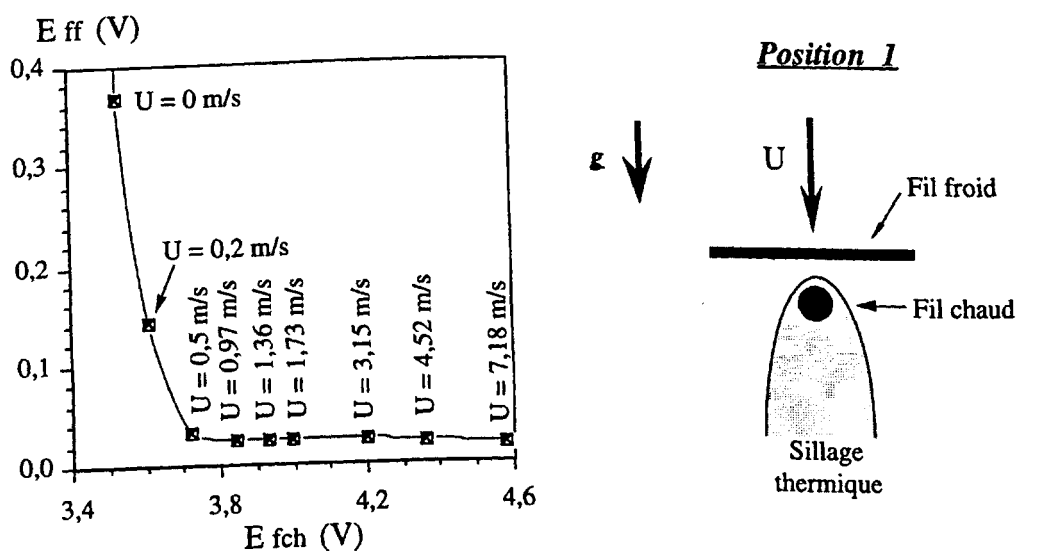


Figure 4.14 — Etalonnage de la sonde de sillage, correspondant à la position sans recirculation (POSITION 1). Schéma non à l'échelle.

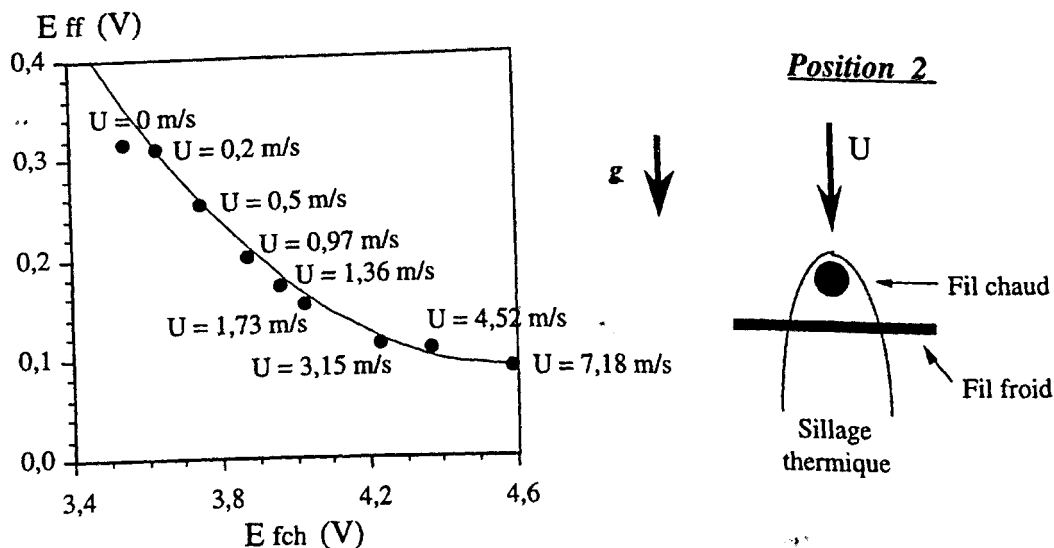


Figure 4.15 — Etalonnage de la sonde de sillage, correspondant à la position avec recirculation (POSITION 2). Schéma non à l'échelle.

Nous aurions pu obtenir les vitesses de l'écoulement à partir de ces étalonnages, mais cette étude quantitative n'a pas été poursuivie. Le but de cette partie est de trouver une méthode simple pour définir l'existence d'une zone de recirculation, quand l'écoulement présente des différences de densité. Dans ce cas, l'étalonnage et l'analyse des données deviennent plus complexes et la troisième variable en jeu -la densité- empêche la biunivocité. C'est pour cela que nous n'avons pas transformé les séries temporelles de tension en vitesse.

Remarquons, néanmoins, que la sonde de sillage semble très intéressante pour obtenir des résultats quantitatifs dans des écoulements avec recirculation, en fluide homogène. Une méthode pour déterminer les vitesses et leurs directions (en écoulement homogène), peut être la suivante: on sait que chaque couple de tension ( $E_{ff}$ ,  $E_{fch}$ ) doit être placé sur l'une des deux branches du diagramme d'étalonnage. On pourra donc décomposer le signal en deux parties, en fonction de la direction de l'écoulement. Malheureusement, par manque de temps, cette méthode n'a pas été exploitée et nous avons mesuré les vitesses par laser.

Un problème qui peut avoir une importance majeure est l'inclinaison relative de l'écoulement par rapport aux fils. La réponse de la sonde n'a pas été étudiée expérimentalement en fonction de ce paramètre, mais on peut prévoir l'évolution de son comportement. En effet, si la vitesse présente un certain angle d'inclinaison par rapport à l'axe joignant les milieux des éléments sensibles, le sillage thermique sera également incliné. Si les fils sont proches, même si l'angle est grand, le sillage thermique "touchera" le fil froid. Au contraire, s'ils sont éloignés, l'angle minimum pour que le sillage thermique soit dévié et n'atteigne pas le fil froid, sera beaucoup plus petit. Cet effet doit beaucoup se faire sentir dans les zones très agitées, comme le sont les limites de la bulle de recirculation, principalement pour la limite aval où l'agitation est la plus importante. Pour les zones en question, de forte agitation, nous nous attendons à ce que la sonde à grand  $\delta$  donne des profils de  $E_{ff}$  plus raides et des rms plus petites. La distance entre les fils joue un rôle de filtre: plus elle est grande, plus le filtrage sera important et plus les vitesses axiales seront valorisées. Si les vitesses sont très faibles, l'augmentation de température du fil froid se fait principalement par diffusion et l'effet de l'angle d'inclinaison devient secondaire.

Nous voulons aussi avoir une idée de la relation entre les rms des signaux délivrés par le fil froid et les vitesses. Essayons une interprétation de la situation à l'aide de la figure 4.16. Prenons un point de vitesse moyenne nulle ( $U = 0$ ) avec une distribution de vitesses symétrique; 50% du temps on aura des vitesses positives et 50% du temps les vitesses seront négatives (Fig. 4.17-a). Quand la vitesse  $u$  varie de  $0$  à  $+\Delta u$ ,  $e_{ff}$  varie de  $E_{ff\max}$  à  $E_1$ . Dans le cas contraire, si  $u$  varie de  $0$  à  $-\Delta u$ ,  $e_{ff}$  varie de  $E_{ff\max}$  à  $E_2$ ,  $E_2 > E_1$ . On obtiendra une tension moyenne  $E_{ff(a)}$  et une rms  $e_{ff'(a)}$ . Considérons maintenant le cas où la vitesse moyenne  $U$  est légèrement positive, avec quelques réalisations négatives (Fig. 4.16-b). La tension du fil froid variera de  $E_{ff\max}$  à  $E_3$ , pour  $u > 0$  et de  $E_{ff\max}$  à  $E_4$ , pour  $u < 0$ ,  $E_4 > E_3$ . Nous obtiendrons dans ce cas-là une moyenne  $E_{ff(b)}$  et une rms  $e_{ff'(b)}$ , de telle sorte que  $e_{ff'(b)} > e_{ff'(a)}$ . Ensuite, prenons un point où les vitesses instantanées sont positives avec une vitesse minimale nulle ( $u \geq 0$ ). La tension oscillera entre

$E_{ff\ max}$  et  $E_{ff\ min}$ , correspondant au plateau de tension minimale, et pour ce cas,  $e_{ff}'$  peut être maximum. Enfin, pour des vitesses encore supérieures à ce dernier cas, la rms  $e_{ff}'$  décroît et atteint une valeur nulle dès que la vitesse dépasse 1 m/s. Le même raisonnement est valide pour le cas où les vitesses sont toujours négatives: Les écarts-types seront inférieurs à ceux des cas décrits ci-dessus.

Il est clair que la méthode utilisée permet de détecter des régions à faible vitesse, mais que la forte non-linéarité de la réponse du fil froid entraîne que le pic de rms de tension,  $e_{ff}'$ , ne correspond pas exactement à une vitesse moyenne nulle. Le raisonnement précédent montre qu'il sera en concordance avec les points où la vitesse est légèrement positive.

Il faut remarquer que le processus qui vient d'être exposé, est plutôt mieux adapté aux sondes avec une petite séparation entre les fils, où le filtrage par l'angle d'incidence est moins important.

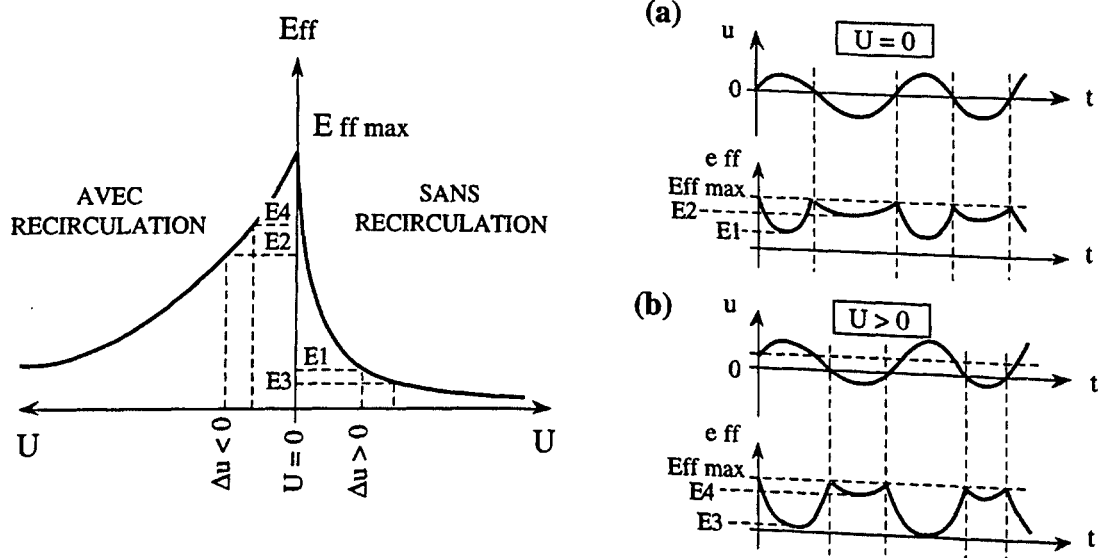


Figure 4.16 — Schéma sur les réponses délivrées par le fil froid de la sonde de sillage, en relation avec la vitesse.

#### 4.2.2.2 — PROFILS AXIAUX DANS LA ZONE PROCHE DE LA BUSE

Les premiers tests sur la sonde double ont été réalisés dans un jet air-air, avec ambiante d'air et la buse orientée dans la direction contraire à la gravité (vers le haut). Nous avons réalisé plusieurs profils axiaux des jets coaxiaux homogènes pour des valeurs de  $M$  comprises entre 16 et 144, et pour le jet annulaire ( $M \rightarrow \infty$ ). Une première série de tests a été réalisée pour  $M \geq 36$ , avec une sonde de sillage où les fils étaient écartés de  $\delta = 240\ \mu m$ . L'interprétation des mesures peut s'appuyer sur un étalonnage de la sonde. La deuxième série de mesures ( $M \geq 16$ ) a été réalisée avec une sonde à  $\delta = 20\ \mu m$ , et il n'y a pas d'étalonnage associé.

## (a) — MESURES AVEC ÉTALONNAGE

Les mesures qui suivent ont été réalisées avec une sonde de  $6 \times 4 \mu\text{m}$  et  $240 \mu\text{m}$  de séparation entre les fils. On a mesuré des profils axiaux avec la sonde de sillage, pour  $M$  variant de 36 à 144, plus le cas annulaire. La sonde de sillage a été étalonnée pour les deux situations déjà exposées, soit le fil froid en amont du fil chaud (POSITION 1), soit en aval du fil chaud (POSITION 2). Les étalonnages sont présentés sur la figure 4.14 et 4.15.

Afin de mieux comprendre l'analyse qui suit, on présente sur la figure 4.17 les profils de tension moyenne  $E$  et écart type  $e'$ , du fil froid (à gauche) et du fil chaud (à droite), pour  $M \geq 36$ . Initialement, nous allons analyser les profils obtenus à l'aide du fil froid, car à partir des profils donnés par le fil chaud on peut obtenir directement la vitesse de l'écoulement. Comme le but de cette partie est de trouver une méthode dite "de sillage" pour les écoulements avec différences de densité, nous n'allons pas transformer ces données en vitesse. De toute manière, le fait d'observer un redressement du signal indiquant la présence d'une poche de recirculation ( $M \leq 64$ ), n'est pas négligeable et contribuera, plus tard, à l'analyse des données, même pour les cas avec différences de densité.

Une vue générale de la figure 4.17 permet de distinguer deux types bien définis de profils. Les profils de rms de tension,  $e'_{ff}$ ,  $e'_{fch}$ , et de tension moyenne de fil chaud,  $E_{fch}$ , présentent soit un pic, soit deux pics. Les profils de  $E_{ff}$  passent d'une forme triangulaire à une marche. Par ailleurs, ils présentent un plateau de tension minimum qui varie légèrement avec  $M$  et que l'on suppose associé à une variation de température ambiante.

On observe sur la figure une augmentation de  $E_{ff}$  dans la région  $x/D_i \leq 1,4$ . Elle résulte de l'influence du champ thermique du fil chaud sur la température du fil froid. Les profils de  $E_{ff}$  changent de forme en fonction de  $M$ : ils passent d'une allure triangulaire, pour les  $M$  plus petits, à une allure type créneau pour  $M$  grand ( $M = 144$  et  $M \rightarrow \infty$ ). Les maxima de  $E_{ff}$  se déplacent vers l'aval lorsque  $M$  diminue, et passent par un maximum absolu pour  $M = 64$ .

Si on met en regard les résultats avec l'allure connue des vitesses (fig. 4.3), on peut interpréter l'allure des signaux de la façon suivante. Pour  $M = 36$ , l'augmentation de  $E_{ff}$  peut être associée à une forte diminution de la vitesse centrale (une forte diminution aussi de  $E_{fch}$ ), et à une influence par diffusion du champ thermique du fil chaud sur le fil froid amont. Le maximum de  $E_{ff}$  se situe précisément à  $x/D_i = 1,05$ , position du minimum de  $E_{fch}$  (de l'étalonnage de la figure 4.15, on déduit une vitesse  $U \approx 0,4 \text{ m/s}$ ,  $U/U_e \approx 0,07$ , en accord avec les valeurs obtenues par LDA, fig. 4.4). La même interprétation peut être faite pour  $M = 49$ . La position des pics de  $E_{ff}$  et de  $e'_{ff}$  est située à  $x = 0,9 D_i$ , on obtient une vitesse donnée par le fil chaud de  $0,05 U_e$ , légèrement inférieure à celle du cas  $M = 36$ . Le pic est placé aux alentours de 1 à  $1,1 D_i$  en aval de la buse, et on a vérifié qu'il se déplace en aval et diminue en intensité lorsque  $M$  diminue encore plus (ces données sont présentées dans la partie suivante, sans étalonnage). Si  $M \leq 36$ , les jets coaxiaux ne présentent pas de recirculation et le pic de  $e'_{ff}$  correspond à la région où la vitesse passe par un minimum.

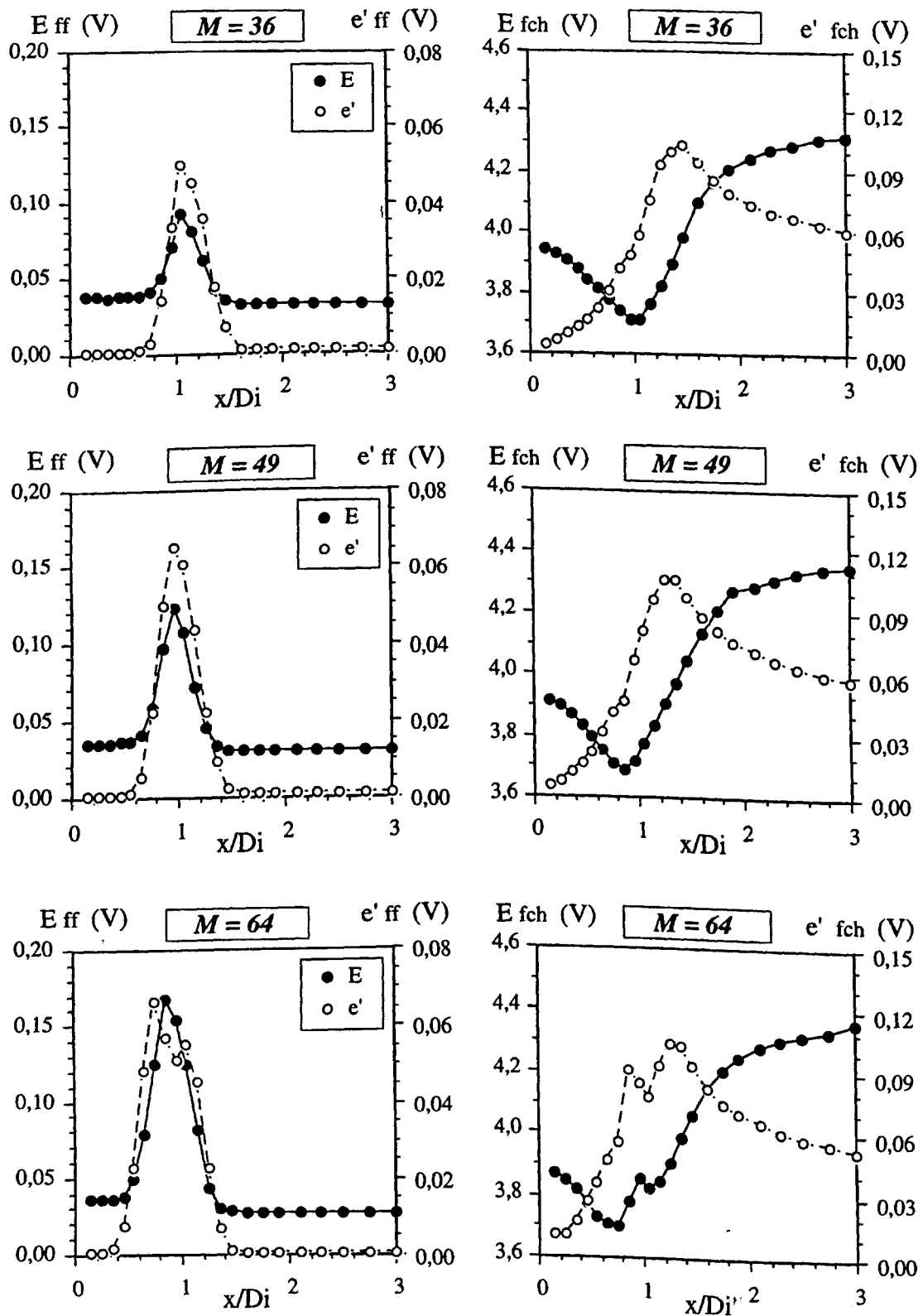


Figure. 4.17 — Profils axiaux de tension (moyenne et écart type) livrée par le fil froid (à gauche) et par le fil chaud (à droite), en fonction de  $M$ , jets coaxiaux air-air.

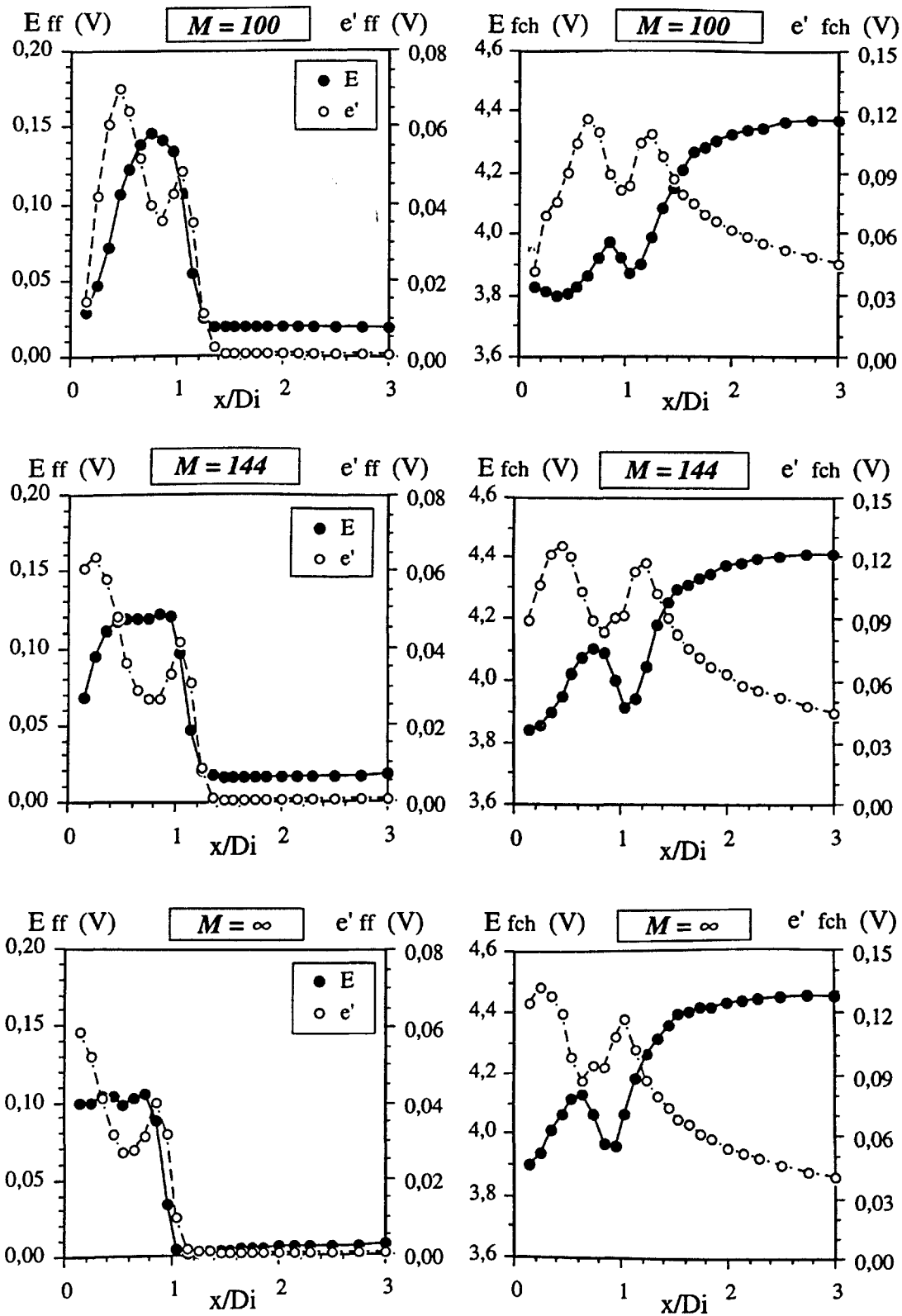


Figure. 4.17 (Suite) — Profils axiaux de tension (moyenne et écart type) livrée par le fil froid (à gauche) et par le fil chaud (à droite), en fonction de  $M$ , jets coaxiaux air-air.

Pour  $M \geq 64$ , les fluctuations de tension du fil froid,  $e'_{ff}$ , présentent deux pics, qui reflètent la présence de deux zones à très basses vitesses. Ceci peut être associé aux frontières amont et aval de la bulle de recirculation (abscisses  $x_{s1}$  et  $x_{s2}$ ), car on aura deux points d'arrêt si on a une inversion de l'écoulement. En ce qui concerne les valeurs moyennes du signal du fil froid et du fil chaud, d'après les étalonnages, on se trouve dans une zone de recirculation, bien en accord avec les mesures de vitesse. Enfin, l'allure des courbes de  $E_{ff}$  et  $e'_{ff}$  ne change pas radicalement lorsque  $M$  augmente (100 et 144).

On a, jusqu'ici, une première conclusion remarquable: la présence de deux pics de fluctuation de tension du fil froid peut être associée à une région de recirculation, si on considère les résultats obtenus à partir des mesures de vitesse (§4.1.3). Le fait d'avoir deux pics de  $e'_{ff}$  indique la présence de deux zones à très faible vitesse. Un seul pic de  $e'_{ff}$  peut être associé à une zone de forte activité turbulente avec des vitesses très basses, comme dans le pincement de la couche de mélange interne à la fin du cône potentiel.

De plus, lorsqu'il y a recirculation, on constate que la frontière amont se déplace vers la buse, lorsque  $M$  augmente, alors que la limite aval reste fixe.

Afin de compléter l'analyse, pour chaque valeur de  $M$ , nous avons choisi un point  $P_M$  caractéristique de chaque profil axial correspondant à la valeur maximale de la moyenne  $E_{ff}$ . Ces points sont placés à des distances de la buse d'à peu près  $0,7$  et  $1 D_i$ , respectivement pour les grandes et les petites valeurs de  $M$ . Sur la figure 4.18, nous avons superposé au diagramme d'étalonnage les points de coordonnées  $(E_{fch}, E_{ff})$ , valeurs moyennes associées aux différents points  $P_M$ . De plus, sont portées sur le même diagramme les valeurs extrêmes de tension du fil froid obtenues à partir de chaque série temporelle de mesure,  $e_{ff\ max}$  et  $e_{ff\ min}$ . Pour améliorer la lisibilité de la figure, ces points ont été représentés avec la même abscisse que le point moyen. Dans la réalité, la tension du fil chaud associée est différente de la moyenne et les points correspondants se trouvent sur une des branches de l'étalonnage.

Pour  $M \geq 64$ , les points associés aux valeurs moyennes de  $E_{fch}$ ,  $E_{ff}$  sont très proches de la branche de l'étalonnage correspondant à la POSITION 2 (avec recirculation, fig. 4.15), ce qui indique très clairement une zone de recirculation.

A mesure que  $M$  diminue, on a plus d'événements à faible vitesse, voire nulle, et le phénomène de convection naturelle devient important. Les valeurs minimales de  $e_{ff}$  sont toutes placées sur le plateau  $E_{ff} = 0,02 V$ , et on a donc au moins un point où la vitesse est redressée en direction de l'écoulement principal. Il ne faut pas oublier le panache thermique produit par convection naturelle, quand les vitesses deviennent très petites, car c'est une source de mauvaises interprétations.

Les points moyens correspondant à  $M = 36$  et  $M = 49$  sont situés près de la branche 1 (position 1) du diagramme d'étalonnage, ce qui suggère l'absence de recirculation en moyenne. Toutefois, les maxima  $e_{ff\ max}$  observés indiquent la présence à certains instants d'événements à vitesse très faibles, voire négatives, particulièrement pour  $M = 49$ . Une analyse statistique des données pourrait préciser cette tendance.



En conclusion, la recirculation est définie par la présence de deux pics de  $e'_{ff}$ , dans la région proche de la buse, qui sont la conséquence de deux points d'arrêt. De plus, la présence d'un profil de tension de fil froid en créneau indique de fortes vitesses de retour. On peut assurer que, pour les jets coaxiaux air-air, pour  $M \geq 64$ , il y a de la recirculation. Pour  $M = 36$ , le plus probable est qu'il n'y a pas de recirculation, mais le doute persiste pour  $M = 49$ , où on se trouve dans une zone de transition entre les deux régimes.

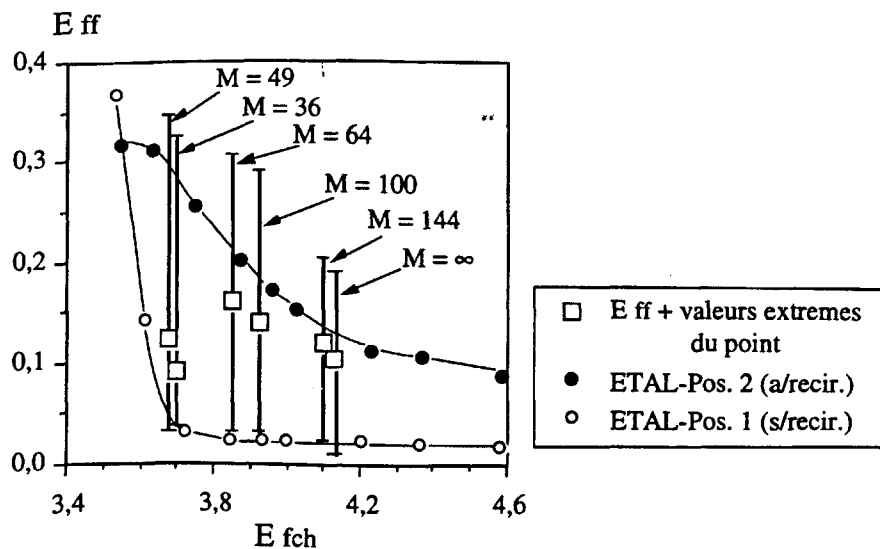


Figure 4.18 — Superposition de points caractéristiques des profils axiaux de tension de fil froid, tirés de la figure 4.17. Jets coaxiaux homogènes, air-air.

La question maintenant est définir un critère pour déterminer les limites de la bulle lorsqu'il y a recirculation. Le choix le plus simple est de considérer la position axiale des pics de  $e'_{ff}$ . Une deuxième possibilité est d'utiliser les points où la tangente à la courbe de  $E_{ff}$  intercepte l'horizontale qui passe par le plateau de tension minimum,  $E_{ff} = 0,02 V$ . Sur la figure 4.19 on présente le schéma pour les deux méthodes utilisées, pour  $M = 100$ . Il est clair que la méthode des tangentes donnera toujours des valeurs plus grandes que les pics de  $e'_{ff}$ , mais les courbes sont gigognes et si l'on prend comme méthode les pics de  $e'_{ff}$ , on sera sûr de se trouver dans la bulle de recirculation. De plus, la méthode des tangentes peut s'avérer fallacieuse, puisqu'elle indiquera toujours des positions limites pour une pseudo-bulle de recirculation, même si celle-ci n'existe pas dans la réalité (par exemple  $M = 36$ ). Il ne faut pas oublier que le but principal de cette partie de l'étude est d'établir l'existence de la bulle de recirculation et la détermination précise de sa position axiale est moins importante. Nous allons donc utiliser comme critère de positionnement de la bulle, les abscisses des pics de  $e'_{ff}$ . La figure 4.20 montre la superposition des résultats obtenus avec la sonde de sillage et par anémométrie laser.

Le pic aval, d'abscisse  $x_{s2}$ , peut être vraisemblablement interprété comme étant la signature du pincement de la couche de mélange interne, sur l'axe du jet. Sa position dépend peu de  $M$ . Le pic amont, d'abscisse  $x_{s1}$ , est sans doute dû à la rencontre entre l'écoulement central et

la zone de recirculation, et il dépend de  $M$  plus fortement. Quand  $M$  augmente,  $x_{s/l}$  diminue, jusqu'à la limite du jet annulaire, où il n'est pas détecté à partir de la première abscisse mesuré, à  $0,15 D_i$ . Autrement dit, la limite amont de la bulle de recirculation,  $x_{s/l}$ , se rapproche de la buse lorsque  $M$  augmente.

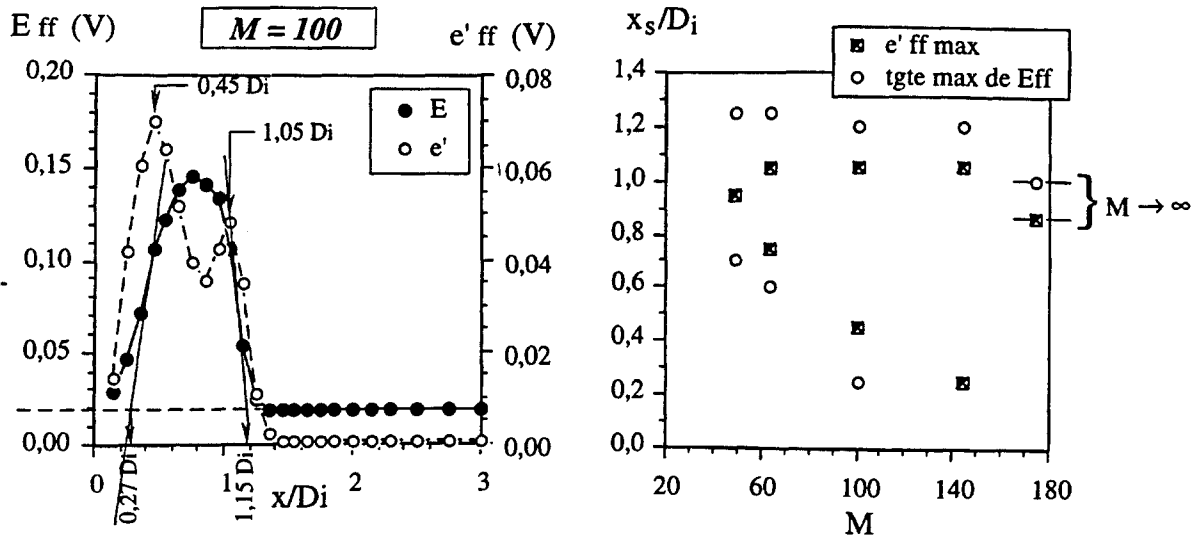


Figure. 4.19 — Limites de la bulle de recirculation des jets coaxiaux homogènes air-air, établies avec une sonde de sillage. Schéma des critères utilisés, pour  $M = 100$ .

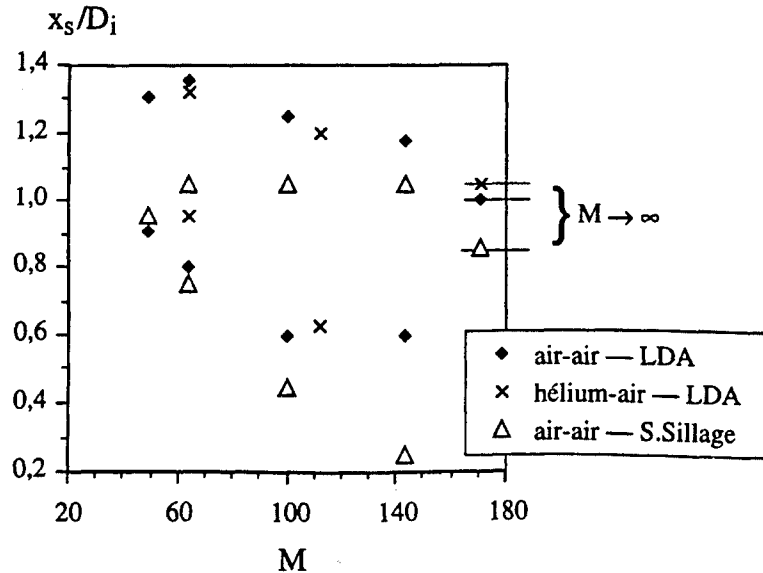


Figure. 4.20 — Superposition des limites de la bulle de recirculation des jets coaxiaux homogènes air-air, aux limites établies par LDA.

(b) — MESURES SANS ÉTALONNAGE

Une deuxième série de tests a été réalisée pour les jets homogènes air-air, cette fois-ci avec une sonde de sillage où les éléments sensibles ont un écart  $\delta = 20 \mu m$ . La figure 4.21

montre la variation de  $e'_{ff}$  en fonction de la distance axiale  $x/D_i$ , pour différentes valeurs du paramètre  $M$ . Les profils à  $M = 16, 25$  et  $49$  n'ont pas été faits en même temps que les autres et le réglage des anémomètres a été différent dans les deux séries. De toutes manières, ce qui nous intéresse ici est l'allure des profils et non plus les valeurs absolues de tension. On peut distinguer trois situations:

- Si  $M$  est petit ( $M < 36$ ), le profil a un seul pic de faible intensité placé au delà de  $1,5 D_i$ . Le pic se déplace vers l'aval et diminue en intensité quand  $M$  diminue, étant donné que les vitesses provenant du jet central augmentent (pour un accroissement du débit central). On peut le considérer comme un indicateur de la longueur du cône potentiel du jet central.
- Pour une valeur de  $M$  intermédiaire ( $M \approx 36$ ), on observe un seul pic de grande intensité, qui indique une zone d'activité turbulente élevée et des vitesses moyennes faibles. Ce pic est placé à  $x_{s2} \approx 1,35 D_i$ .
- Si  $M$  est grand ( $M > 36$ ), un deuxième pic apparaît plus proche de la buse ( $x_{s1}$ ) à des distances qui varient de  $0,92 D_i$  ( $M = 49$ ) à  $0,7 D_i$  ( $M = 144$ ), en se décalant vers l'amont si  $M$  augmente. On a montré que dans ces conditions se produit un écoulement de retour (§4.1). Le pic aval est toujours placé à  $x_{s2} \approx 1,35 D_i$ , sauf pour le cas annulaire, où il est placé à  $x_{s2} \approx 1 D_i$ .

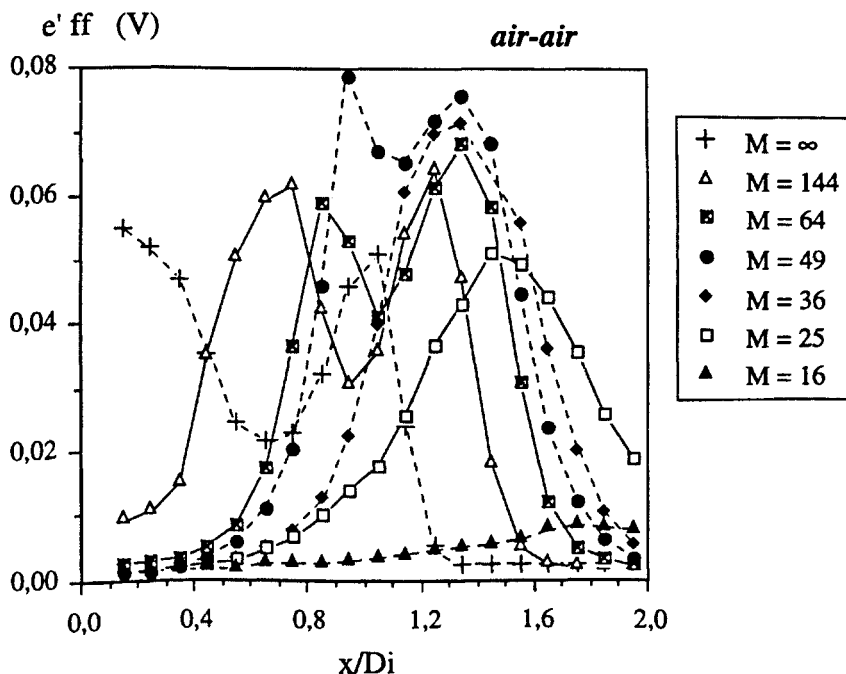


Figure. 4.21 — Profils axiaux d'écart type de tension délivrée par le fil froid,  $e'_{ff}$ , en fonction de  $M$ , jet coaxial air-air, deuxième série de mesures.

L'effet de la géométrie de la sonde (séparation entre fils) se montre assez clairement en comparant les deux séries des mesures (Fig. 4.17 et 4.21). L'allure des courbes est la même, mais pour une séparation des fils plus faible, on observe une sensibilité meilleure aux petites structures, car les profils sont plus étendus et les gradients sont moins raides que sur la figure

4.17. Pour  $M = 49$ , on observe les deux pics, signature d'une zone de recirculation, donnée que nous n'avons pas eu avec l'autre configuration de sonde et que nous avons indiqué comme un point douteux de l'analyse. Cette différence peut être due au filtrage que produit l'écartement des fils. En effet, si l'on écarte les éléments sensibles, l'inclinaison de la vitesse (par rapport à l'axe joignant les milieux des fils) agit comme filtre. Seules les vitesses avec une faible inclinaison vont produire un sillage thermique qui parviendra au fil froid (voir §4.2.2.1).

Les mesures par LDA ont indiqué une petite zone de recirculation avec des vitesses moyennes très faibles ( $0,05 U_e$ ) et des fluctuations moyennes de vitesse de l'ordre de  $0,065 U_e$ , ce qui nous donne des fluctuations de vitesses locales de  $u'/U = 1,3$ . On se trouve donc dans une zone très agitée et, si les fils sont éloignés, l'effet de l'angle d'inclinaison de la vitesse devient important. Ceci explique aussi les profils plus remplis obtenus par la sonde de sillage avec faible écartement. De plus, les toutes petites structures ne sont pas "vues" par le fil froid de la sonde à grand écartement des fils, et seules les grandes causent une réponse de la part du fil froid; le signal est donc "filtré" en passe-bas (fig. 4.22). En conséquence, les limites de la bulle de recirculation sont décalées entre les deux séries de mesures. Les résultats donnés par la sonde à  $\delta = 20 \mu\text{m}$ . sont en meilleur accord avec les limites obtenues par LDA, comme on peut le constater sur la figure 4.23.

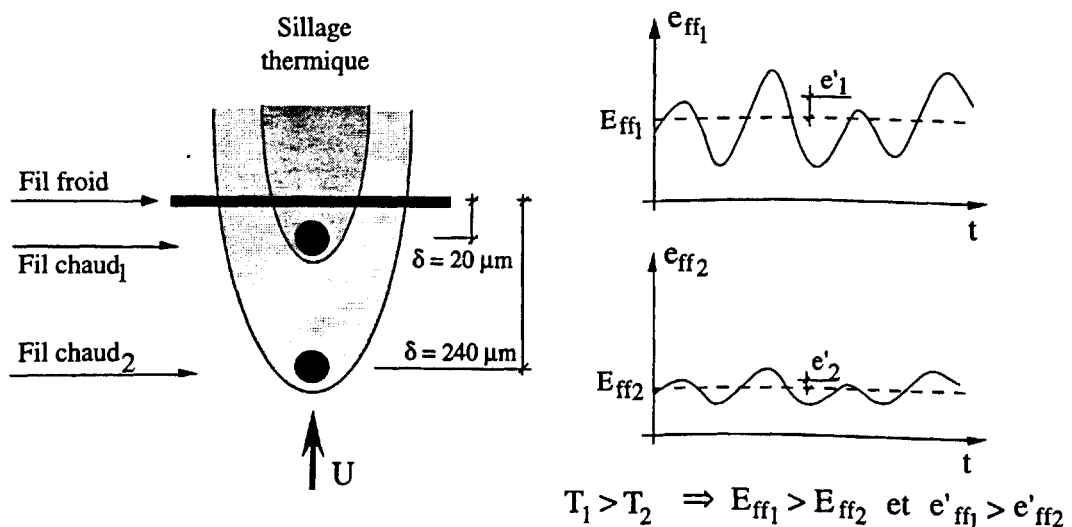


Figure. 4.22 — Schéma de l'influence de la séparation entre fils de la sonde de sillage, sur la réponse du fil froid.

### 4.2.3 — Mesures en écoulement hétérogène

Les mesures en écoulement hétérogène deviennent plus complexes, car une variable de plus - à savoir la densité - nous donne une réponse de la sonde qui n'est plus biunivoque en

fonction des variables physiques. Ceci nous oblige à réaliser une étude qualitative, qui nous apportera de bons résultats à l'aide des conclusions tirées du cas homogène.

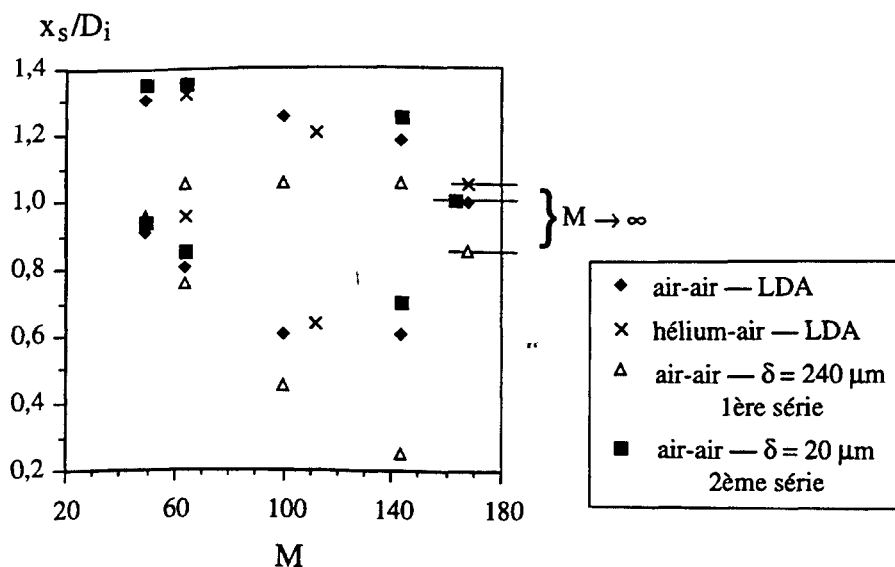


Figure. 4.23 — Influence de la séparation entre les fils de la sonde de sillage sur les limites de la bulle de recirculation dans les jets coaxiaux homogènes air-air.

Les mesures réalisées sont des profils axiaux de tension du fil froid, pour les jets hélium-SF<sub>6</sub>, avec ambiante d'hélium, en premier lieu, et hélium-air et air-SF<sub>6</sub>, avec ambiante d'air, en deuxième. Un étalonnage a été effectué, en densité et vitesse, pour la première série de profils.

#### 4.2.3.1 — LES ÉTALONNAGES POUR LES FLUIDES HÉTÉROGÈNES (HÉLIUM-SF<sub>6</sub>)

L'étalonnage qui suit a été fait avec une sonde de sillage de  $6 \times 4 \mu\text{m}$  et  $\delta = 240 \mu\text{m}$ . L'orientation de la buse était dans la direction de la gravité. On a étalonné la sonde en hélium et SF<sub>6</sub>, pour la plus large gamme de vitesses possibles. La figure 4.24 présente le réseau des tensions délivrées par la sonde de sillage, ainsi que les schémas montrant les position relatives des éléments.

La plupart des observations faites en §4.2.2.1 sont aussi pertinentes pour le cas hétérogène. Les vitesses en hélium ont varié de 0,2 à 9 m/s et celles en SF<sub>6</sub>, de 0,08 à 2,7 m/s. La première observation à faire est que la réponse du fil chaud ne varie pas en fonction de sa position relative par rapport au fil froid. Autrement dit, la présence du fil froid n'a pas d'influence sur la tension moyenne délivrée par le fil chaud. Par contre, la réponse donnée par le fil froid est dépendante du champ thermique du fil chaud et, donc, de la position relative de la gravité, comme il a été discuté auparavant.

On observe que la vitesse à partir de laquelle le fil froid est atteint par le champ thermique amont du fil chaud (POSITION 1), varie beaucoup d'un fluide à l'autre. Pour l'hélium, cette vitesse critique est de 4 m/s, tandis que pour le SF<sub>6</sub>, elle est de 1 m/s. Le plateau de tension

minimum du fil froid est de  $0,02 V$  pour les deux densités, et, bien sûr, pour les mélanges intermédiaires hélium-SF<sub>6</sub>. Nous n'avons pas pu obtenir les réponses des fils aux vitesses nulles en hélium ou SF<sub>6</sub>, car nous n'avons pas une installation expérimentale qui nous permet de créer une ambiante avec ces gaz.

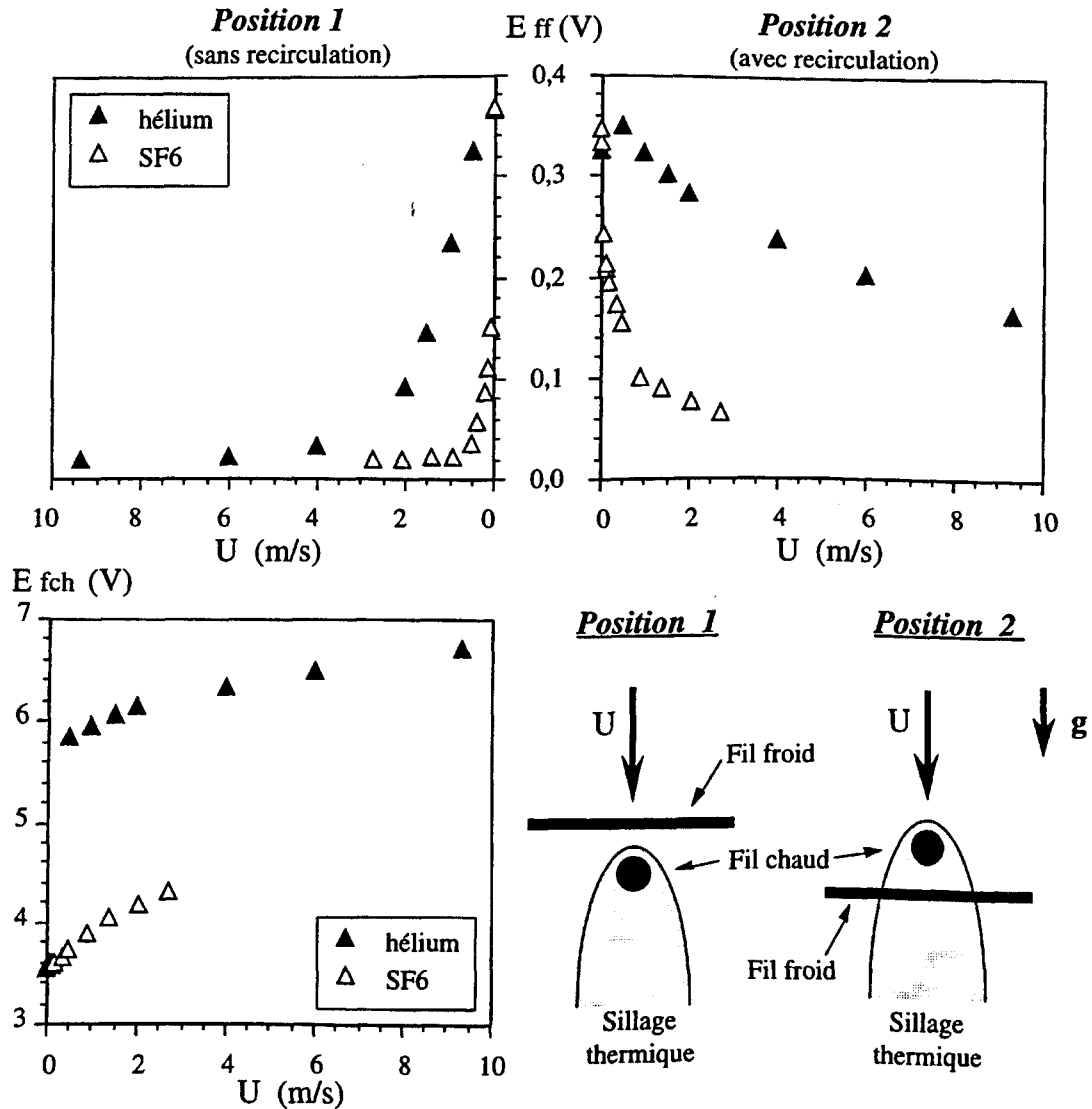


Figure. 4.24 — Etalonnage de la sonde de sillage en vitesse et densité, pour l'hélium et le SF<sub>6</sub>.  $\delta = 240 \mu m$ , buse vers le bas. Dessin non à l'échelle.

Sur la figure 4.25 nous présentons les régions de l'étalonnage, en fonction de la direction relative de l'écoulement. Ainsi, trois régions peuvent être distinguées. Une région que l'on appellera "sans recirculation" (POSITION 1) est limitée par les deux étalonnages de SF<sub>6</sub>. Les points placés dans cette zone correspondent principalement à des particules à grande concentration en SF<sub>6</sub> avec des vitesses positives. Une deuxième région "avec recirculation" (POSITION 2) est située entre les deux étalonnages d'hélium. Les points de cette zone sont riches en hélium avec des vitesses négatives. Enfin, une zone assez étendue entre les deux premières, que nous avons appelée zone intermédiaire, qui prend en compte une plus large variété de situations: depuis le SF<sub>6</sub> pur en POSITION 2 (avec recirculation) à l'hélium pur en POSITION 1

(sans recirculation). Les points qui se placent dans cette zone ne seront pas identifiables comme étant dans l'une ou l'autre situation.

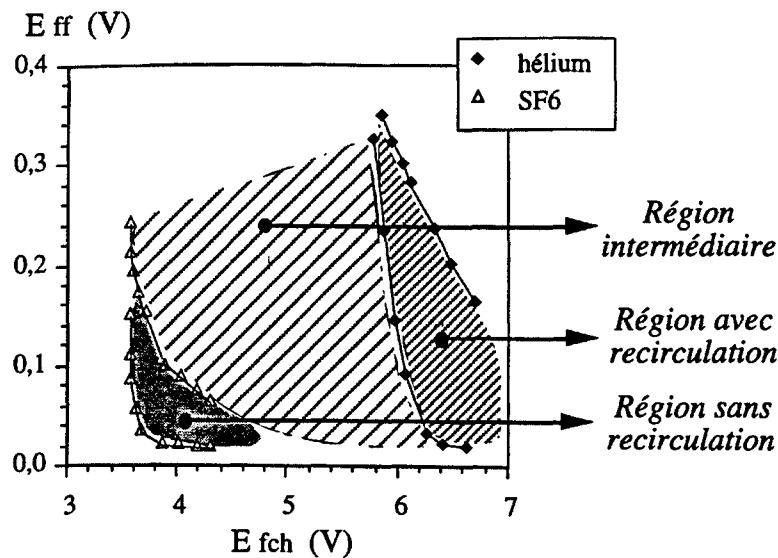


Figure 4.25 — Schéma des régions de l'étalonnage hélium-SF<sub>6</sub>.  
Sonde de sillage avec  $\delta = 240 \mu\text{m}$ .

Avant de présenter les profils mesurés, il nous a paru intéressant de montrer les signaux délivrés par la sonde de sillage. Sur la figure 4.26 nous montrons 0,25 sec des signaux d'un jet hélium-SF<sub>6</sub>, avec ambiante d'hélium, buse vers le bas, correspondant à  $M = 144$  et à une distance axiale de  $1 D_i$ . On observe des signaux de type créneau, où les valeurs minimales de tension ( $E_{ff\ min} = 0,02\ V$ ,  $E_{fch\ min} = 3,5\ V$ ) se placent dans la zone sans recirculation, ainsi que les valeurs moyennes. Le plus grand pic de fil froid de ce morceau de signal ( $E_{ff} = 0,37\ V$ ,  $E_{fch} = 4,8\ V$ ,  $t = 3,35\ sec$ ) nous indique une zone à très faible vitesse et très riche en hélium, car la valeur maximale de SF<sub>6</sub> possible est de l'ordre de  $E_{ff} = 0,3\ V$ . Ainsi, comme la source de l'hélium est le jet annulaire ou le fluide ambiant, ces particules ne peuvent pas parvenir du jet central. Malgré la forte intensité de ces événements, leur courte durée et leur fréquence d'apparition ne sont pas suffisantes pour compenser les très nombreuses réalisations à faible vitesse et forte concentration en SF<sub>6</sub> (faibles tensions), et les moyennes restent faibles, ainsi que les valeurs rms.

On observe sur la figure 4.26 que les signaux sont légèrement décalés grâce, sans doute, à la séparation assez grande entre les fils. Si on estime le temps de décalage entre les deux tensions, on aura une estimation de la vitesse. Avec la vitesse, à l'aide de l'étalonnage, on pourra savoir dans quelle région on se trouve et, en plus, avoir une estimation de la densité. Par exemple, on prend les pics à  $t = 3,40\ sec$ , on estime que le décalage temporel entre les deux est de  $10^{-3}\ sec$ , et la vitesse est donc:  $u = 0,24\ m/s$ , calculée avec  $\delta = 240\ \mu\text{m}$ . En introduisant la vitesse calculée et la tension  $E_{fch} = 4,75\ V$ , l'étalonnage du fil chaud (fig. 4.24) montre que la concentration en SF<sub>6</sub> est très forte. Avec cette estimation de la concentration et la tension du fil

froid  $E_{ff} = 0,18 V$ , le point doit être placé sur la branche de la POSITION 2, "avec recirculation". Il ne peut pas se trouver sur l'autre branche parce que la vitesse devrait être pratiquement nulle pour cette densité. On peut dire que cette particule fluide, très riche en  $SF_6$ , contribue à la recirculation, car elle a une vitesse vers la buse (négative).

Les étalonnages montrent que les très fortes valeurs de la tension du fil froid sont associées à de faibles vitesses positives d'hélium (position 1) ou à une recirculation d'hélium. Le phénomène physique révélé en fluide homogène laisse penser que si le signal du fil froid est supérieur à une certaine valeur, le plus probable est que l'on se trouve dans un régime de recirculation. Nous utiliserons ce principe de détection de maxima pour calculer la probabilité temporelle que la tension du fil froid soit supérieure à un seuil arbitraire (§4.2.3).

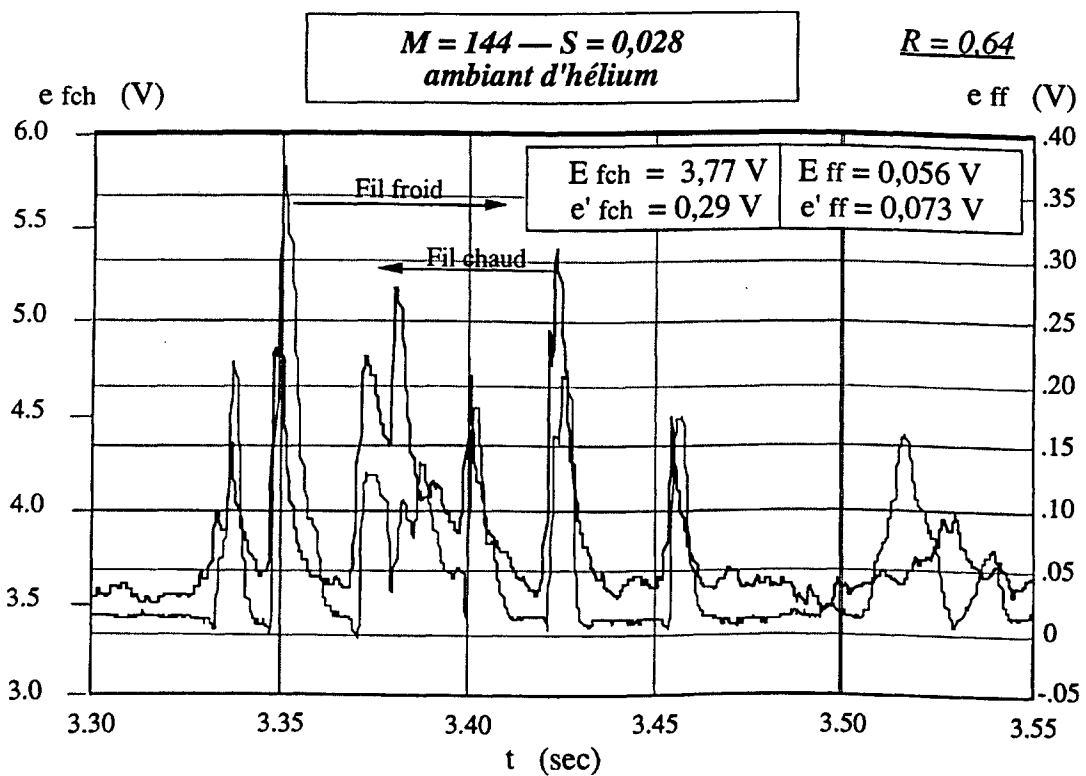


Figure 4.26 — Signaux temporels des tensions délivrées par le fil froid (à droite) et par le fil chaud (à gauche), pour un jet coaxial hélium- $SF_6$ ,  $M = 144$ , en ambient d'hélium, à  $1 D_i$  en aval de la buse sur l'axe du jet.  $\delta = 240 \mu m$ .

#### 4.2.3.2 — PROFILS AXIAUX DES JETS HÉTÉROGÈNES

Dans cette partie, nous présentons les profils axiaux réalisés pour les jets coaxiaux avec  $SF_6$  comme fluide central ( $S = 0,028$ ):

- (a) Avec ambiante d'hélium et la buse orientée en direction de la pesanteur (buse vers le bas,  $dir(U) = dir(g)$ ); le fluide injecté dans l'anneau a été de l'hélium. Les mesures ont été réalisées avec une sonde de sillage avec un écartement entre les fils de  $\delta = 240 \mu m$ .



- (b) Avec ambiante d'air et l'orientation de la buse contraire à la gravité (buse vers le haut,  $\text{dir}(U) = -\text{dir}(g)$ ). Le fluide injecté dans l'anneau a été de l'hélium, dans la plupart des cas, et le fluide ambiant de l'air. Nous avons aussi réalisé deux profils avec de l'air comme fluide annulaire. Les sondes de sillage utilisées avaient des écartements de  $\delta = 20 \mu\text{m}$  et  $\delta = 240 \mu\text{m}$ .

**(a) AMBIANTE D'HÉLIUM — BUSE VERS LE BAS**

Les mesures ont été réalisées dans une ambiante d'hélium (remplissage de la chambre par le toit, §3.4), avec une sonde de sillage de  $6 \times 4 \mu\text{m}$ , et  $\delta = 240 \mu\text{m}$  entre les fils. La surchauffe du fil chaud était de 70 %.

Les premiers profils correspondent à trois valeurs de  $M$ : 144, 100 et 64. L'étalonnage de la sonde de sillage pour ces mesures est présenté sur la figure 4.24, en vitesse et densité, pour les situations appelées sans et avec recirculation (vitesses positives et négatives, respectivement). A première vue, pour  $M = 64$  il n'y a pas de recirculation, car la tension moyenne du fil froid  $E_{ff} \approx 0,02 V$  (c'est le plateau de tension minimum dans le cas de vitesses positives - POSITION 1) et, de plus, les fluctuations  $e'_{ff}$  sont très faibles. Dans le premier diamètre,  $x/D_i \leq 1$ , les tensions moyennes sont pratiquement constantes et les fluctuations sont nulles. On peut déduire que le fluide n'est pas mélangé ( $\text{SF}_6$ ) et que la vitesse décroît très légèrement sur l'axe. La tension moyenne donnée par le fil chaud indique une vitesse  $u = 0,5 \text{ m/s}$  en  $\text{SF}_6$ , correspondant à la vitesse débitante pour  $M = 64$ :  $U_i = 0,34 \text{ m/s}$ . Cette longueur sur l'axe du jet peut bien être associée au cône potentiel du jet central. Au-delà de  $1 D_i$ , la vitesse augmente et la densité diminue, et les points de mesure sont dans une région qui est en accord avec les régions de l'étalonnage à fortes concentrations en hélium. Ceci révèle l'arrivée sur l'axe du jet de particules fluides provenant de l'écoulement annulaire. Le profil de  $e'_{ff}$  présente un seul pic, de faible intensité, comme signature d'une zone de l'écoulement modérément agitée. Il est clair que, pour  $M = 64$ , il n'y a pas de recirculation.

Si  $M = 100$ , les profils de tension ont la même allure, avec des pics un peu plus grands. De même que pour le cas précédent, la présence d'un seul pic de  $e'_{ff}$  indique l'absence d'une zone de recirculation; l'augmentation de l'intensité du pic peut toutefois être associée à une zone d'activité turbulente plus importante que pour  $M = 64$ . Le profil de  $E_{fch}$ , indique une légère décroissance de la vitesse. Le débit central étant plus petit que pour  $M = 64$ , il est plus facilement entraîné par l'écoulement annulaire et la vitesse centrale diminue. En conséquence, la longueur du cône potentiel est plus petite ( $0,7 D_i$ ). La tension du fil froid,  $E_{ff}$ , est encore faible et on est assez loin de la région de l'étalonnage avec recirculation. On considère que pour  $M = 100$ , on n'a pas non plus de recirculation.

Le dernier profil de cette série a été réalisé à  $M = 144$  et son allure change par rapport aux précédents: deux pics de  $e'_{ff}$  montrent l'existence possible d'une zone de recirculation, avec un pic amont bien plus faible que le pic aval. Il faut noter que le pic aval coïncide avec un pic de

$E_{ff}$ , tandis que les valeurs moyennes correspondant au pic amont sont proches du minimum de  $0,02V$ . Le même effet se reproduit sur la réponse du fil chaud: un très faible pic amont de  $e'_{fch}$  sans variation de la moyenne. Les deux pics amont sont placés à la même abscisse:  $x = 0,55 D_i$ . L'analyse précédente suggère que pour  $M = 144$ , nous avons une petite bulle de recirculation.

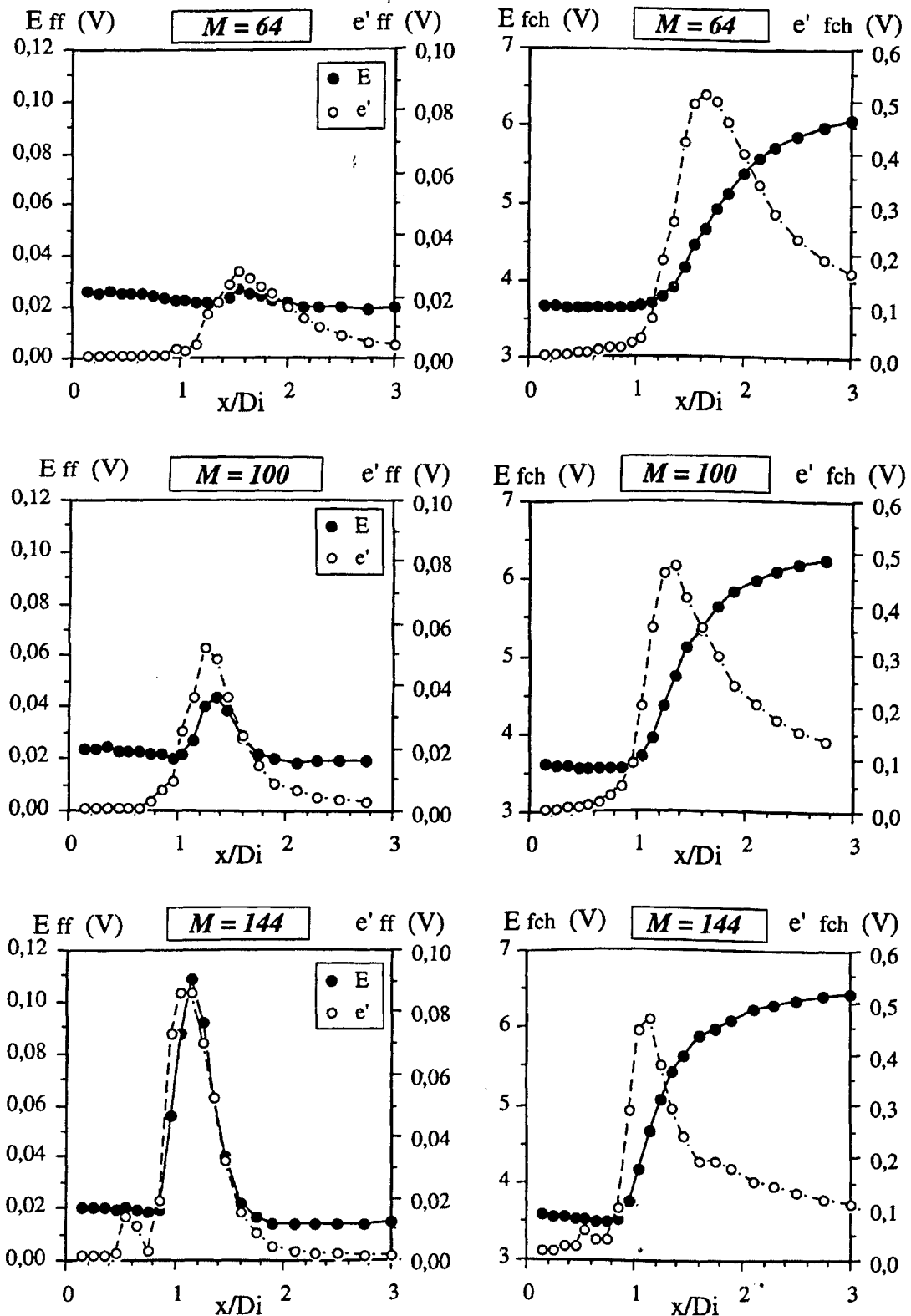


Figure. 4.27 — Profils axiaux de tension moyenne et d'écart type de tension délivrées par le fil froid (à gauche) et par le fil chaud (à droite), en fonction de  $M$ , jet coaxial hélium-SF<sub>6</sub> ( $S = 0,028$ ), ambiante d'hélium,  $\delta = 240 \mu m$ .

En suivant la même ligne d'analyse que pour les jets homogènes, nous allons superposer aux étalonnages les mesures de tension moyenne, maximale et minimale de chaque point de mesure (Fig. 4.28). Sur la figure, on peut observer que les valeurs moyennes pour  $M = 64$  et  $100$  correspondent à l'étalonnage des vitesses positives (POSITION 1 - sans recirculation) et qu'ils se trouvent entre le SF<sub>6</sub> pur et l'hélium presque pur. Les valeurs maximales sont dans la région intermédiaire (Fig. 4.25), mais assez loin de l'étalonnage en hélium pour les vitesses négatives. Ils indiquent des incursions de particules à plus faible vitesse, riches en hélium, mais on ne peut pas connaître leur direction. Le schéma pour  $M = 144$  est plus clair, mais pas assez, pour une conclusion définitive. Certains points associés aux valeurs moyennes se placent dans la région intermédiaire, avec des valeurs maximales très élevées de  $e'_{ff}$ , mais il n'est pas possible de conclure à l'existence d'une recirculation, car les deux solutions avec et sans recirculation sont possibles. On a donc, une conclusion par défaut: il n'y a pas de recirculation pour  $M \leq 100$ . Pour  $M = 144$ , il y a une incertitude, mais il semble y avoir un début du régime de recirculation.

Deux autres profils ont été réalisés avec les mêmes conditions expérimentales, à  $M$  plus élevé, afin de vérifier si  $M = 144$  est un point de début de recirculation. La figure 4.29 montre les profils de tensions délivrées par le fil froid (à gauche) et par le fil chaud (à droite), pour  $M = 170$  et  $M = 200$ . Il n'y a pas eu d'étalonnage associé, mais les profils obtenus sont assez clairs. On observe les deux pics de  $e'_{ff}$ , signature de la recirculation. Le pic aval de  $e'_{ff}$  est plus bas que le pic amont, en conformité avec une région à plus fortes vitesses et plus agitée que la région amont. Ceci est bien en accord avec les résultats obtenus pour les jets homogènes. Ce qui semble assez différent est la réponse du fil chaud: le redressement du signal, indiquant une zone de recirculation, n'est pas claire. Ceci doit être sans doute dû à la variation de densité, c'est à dire, que la réponse du fil chaud est plus sensible à la variation de densité que de vitesse.

#### **(b) AMBIANTE D'AIR — BUSE VERS LE HAUT**

On présente en premier lieu, les tests réalisés pour les jets où le fluide injecté au centre a été le SF<sub>6</sub>, dans une ambiante d'air, avec la buse dirigée vers le haut [ $dir(U) = -dir(g)$ ]. La sonde de sillage utilisée avait des diamètres de  $4$  et  $6 \mu m$  respectivement pour le fil froid et le fil chaud, séparés de  $20 \mu m$ . Dans un deuxième temps, on présentera les profils obtenus avec une sonde à  $\delta = 240 \mu m$ , et on utilisera l'air ou l'hélium comme fluide annulaire. Pour des raisons de place, nous allons présenter seulement les profils axiaux de  $e'_{ff}$ . Aucun étalonnage n'a été associé à ces mesures.

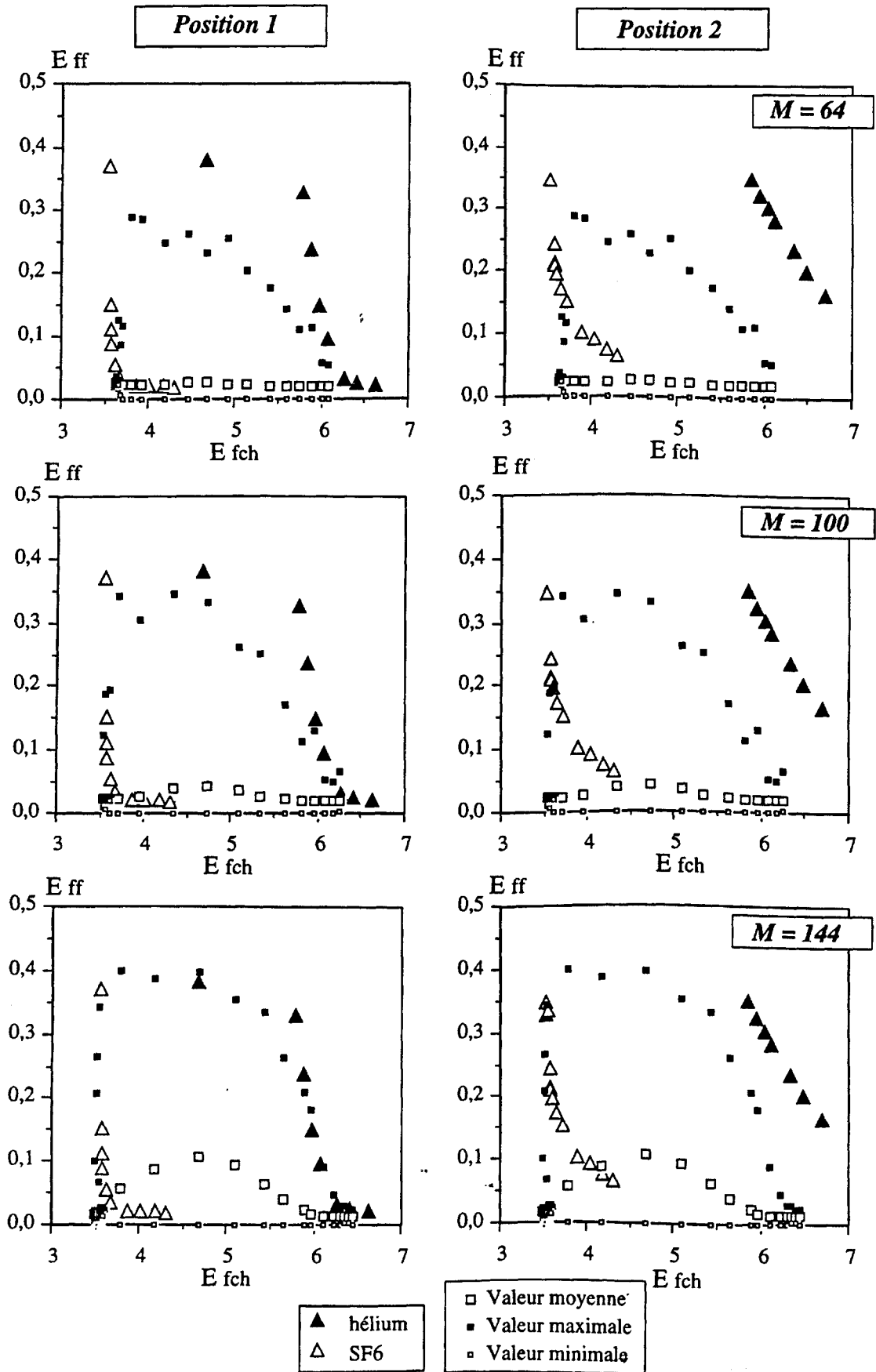


Figure. 4.28 — Superposition des points de mesure aux étalonnages.  $\delta = 240 \mu\text{m}$ .

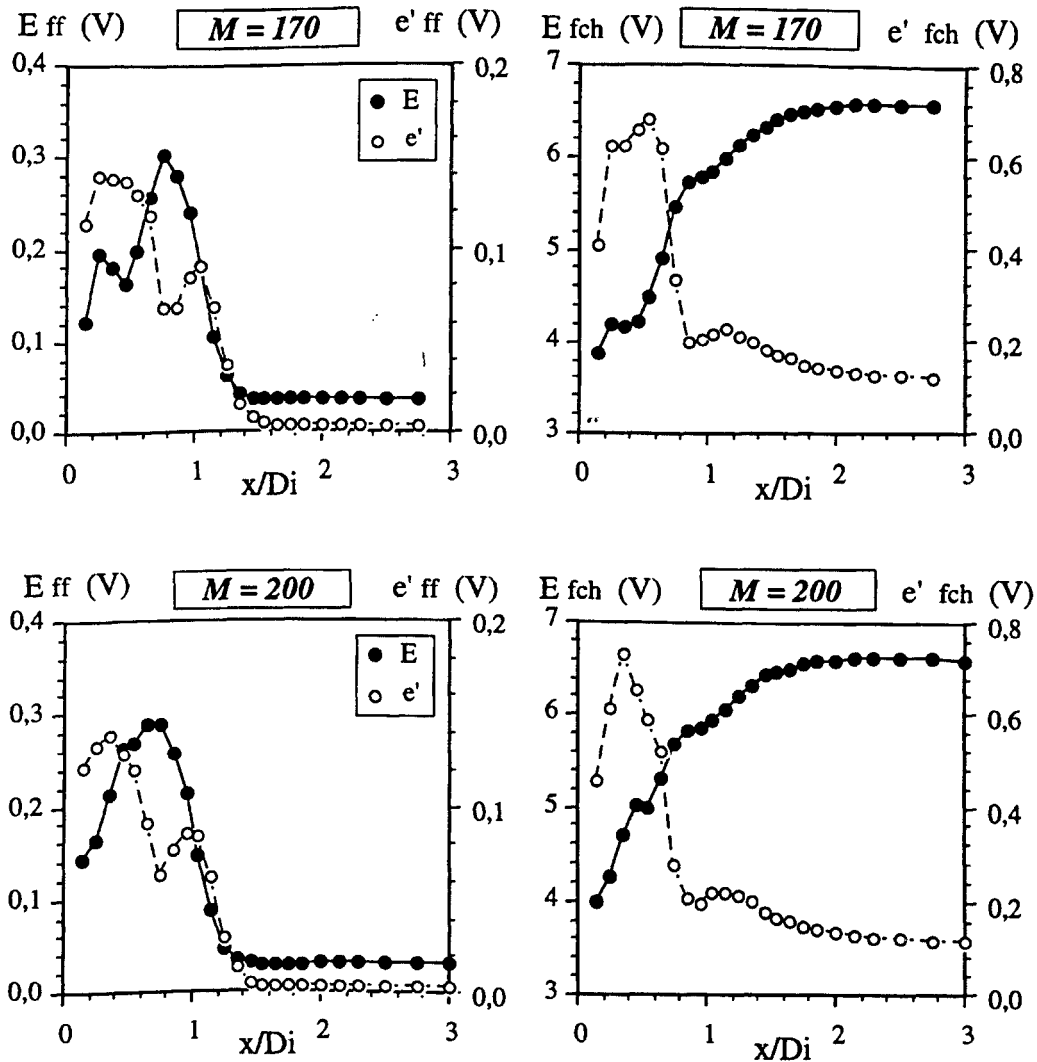


Figure 4.29 — Profils axiaux de tension, moyenne et rms,  $M = 170$  et  $M = 200$ ,  $S = 0,028$ , ambiante d'hélium, buse vers le bas.  $d = 240 \mu\text{m}$ . A gauche la tension du fil froid et à droite, celle du fil chaud.

Les profils axiaux de  $e'_{ff}$  sont présentés sur la figure 4.30, pour  $\delta = 20 \mu\text{m}$ . Pour le rapport  $M = 144$ , on trouve les deux pics à  $x_{s1}/D_i \approx 0,8$  et  $x_{s2}/D_i \approx 1,3$ , ce qui indique l'existence d'un régime de recirculation. Les résultats obtenus précédemment ont montré que lorsque  $M$  diminue, la limite amont de la bulle de recirculation ( $x_{s1}$ ) s'éloigne de la buse tandis que la limite aval reste approximativement à la même position. On retrouve ici le même comportement: pour une diminution de  $M$ , le pic amont se déplace de  $0,8$  à  $1,2 D_i$ , tandis le deuxième pic est toujours situé à une abscisse  $x \approx 1,3 D_i$ . Dans le cas intermédiaire ( $M = 100$ ), le comportement n'est pas identique au cas homogène: on a un seul pic, très clair à  $1 D_i$ , alors que le deuxième pic est remplacé par une bosse située à  $1,3 D_i$ . Quand  $M = 64$ , un seul pic apparaît dans le profil (à  $1,25 D_i$ ), éliminant ainsi la possibilité d'avoir une zone de recirculation. A titre de comparaison, on montre le profil du jet annulaire d'hélium, où le pic aval est situé à  $x_{s2}/D_i \approx 1,25$ . Si on compare ce résultat à l'abscisse obtenue par LDA ( $x_{s2}/D_i \approx 1,05$ ), on constate un décalage dû à la géométrie des sondes utilisées. Dans le point §4.2.2.2-b, nous avons

montré que la sonde de sillage doit surestimer les abscisses, d'autant plus que la distance entre les fils est petite.

Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus dans le point antérieur (a), et la distance entre les fils n'est pas un paramètre sensible du problème, si l'on regarde du point de vue de l'établissement du régime de recirculation. La distance devient un paramètre plus sensible quand on cherche la position de la bulle.

Pour les jets coaxiaux hélium-SF<sub>6</sub>, la recirculation est établie à  $M = 144$ , et le début doit se produire pour une valeur de  $M = 100$ .

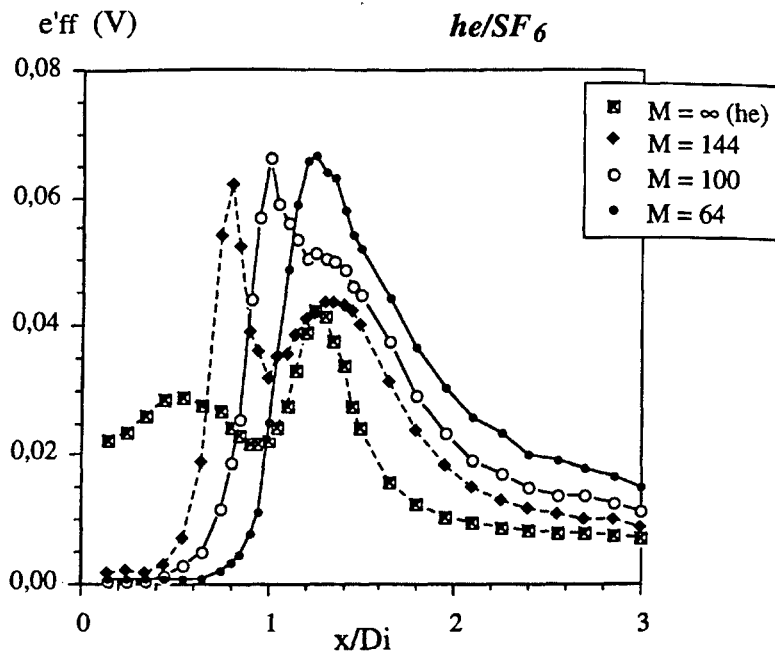


Figure. 4.30 — Profils axiaux d'écart type de tension livrée par le fil froid,  $e'_{ff}$ , en fonction de  $M$ , jet coaxial hélium-SF<sub>6</sub>, ambient d'hélium,  $\delta = 20 \mu\text{m}$ .

Deux profils axiaux ont été réalisés avec l'air comme fluide annulaire, ce qui nous donne un rapport de densité entre l'air et le SF<sub>6</sub> de  $S = 0,21$ , en ambiante d'air et la buse vers le haut. La sonde utilisée avait une distance entre les fils de  $\delta = 240 \mu\text{m}$ . Ces profils, à  $M = 100$  et  $144$ , sont présentés sur la figure 4.31. A nouveau, la présence de deux pics de  $e'_{ff}$  et un créneau de  $E_{ff}$ , nous montrent l'existence d'une forte recirculation. Un léger décalage s'observe entre les deux profils, de l'ordre de  $0,1 D_i$ ; le pic amont du profil  $M = 144$  doit se produire avant  $x/D_i = 0,15$  (premier point de mesure). Les pics aval sont placés aux alentours de  $0,9 D_i$ , nettement plus en amont que pour les jets hélium-SF<sub>6</sub>. Ceci montre qu'à  $M$  constant, l'air est plus efficace que l'hélium pour faire recirculer le SF<sub>6</sub>. En effet, l'hélium a du mal pour faire recirculer le SF<sub>6</sub>, peut être à cause de la grande différence de densités. Les limites de la bulle de recirculation sont nettement plus en amont pour le cas air-SF<sub>6</sub>, comme on le verra par la suite.

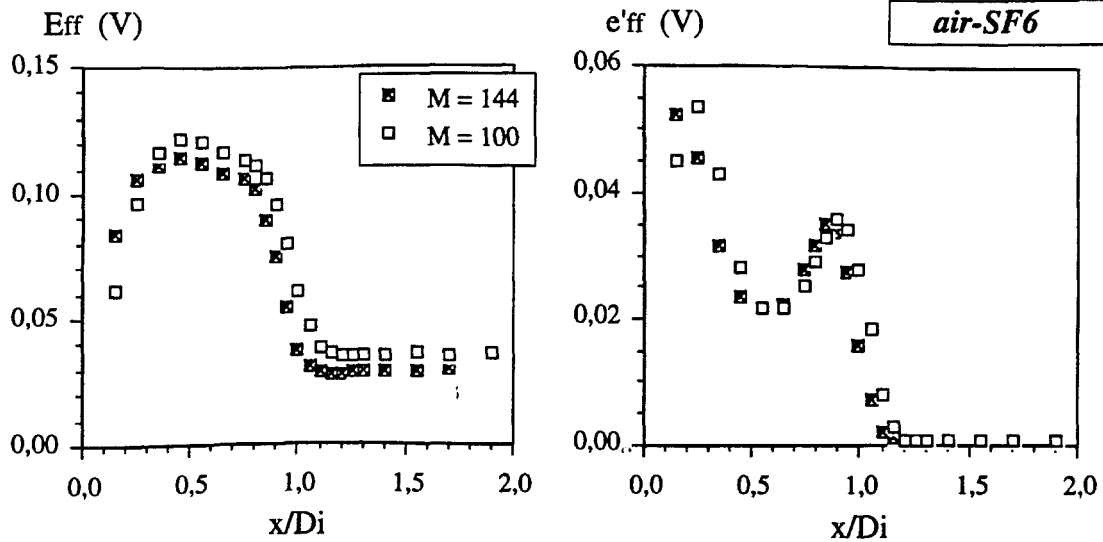


Figure 4.31 — Profils axiaux de tension livrée par le fil froid,  $Eff$  et  $e'ff$ , en fonction de  $M$ , jet coaxial air-SF<sub>6</sub>, ambient d'air,  $\delta = 240 \mu m$ .

Il semble intéressant d'examiner ce qui se passe à  $M$  constant et à  $\delta$  constant pour les différents couples de gaz étudiés. A cet effet, nous avons comparé (figure 4.32) les profils axiaux de  $e'ff$  mesurés à  $M = 144$  et à  $\delta = 20$  et  $240 \mu m$ , pour quatre valeurs de  $S$ :  $S = 1$  (air-air),  $S = 0,138$  (hélium-air),  $S = 0,028$  (hélium-SF<sub>6</sub>) et  $S = 0,21$  (air-SF<sub>6</sub>). Le fluide ambiant était toujours de l'air, sauf pour le cas hélium-SF<sub>6</sub>,  $\delta = 240 \mu m$ , où l'ambiante était de l'hélium et la buse était orientée dans la direction de la gravité.

La combinaison des fluides injectés, air dans l'anneau et SF<sub>6</sub> au centre, est très favorable à la recirculation, car dans ce cas, la bulle est placée le plus en amont. Pour les autres cas, la limite aval de la bulle,  $x_{s2}$ , est placée à une distance qui dépend de  $\delta$ : si  $\delta = 240 \mu m$ ,  $x_{s2}/D_i \approx 1-1,1$ , autrement, si  $\delta = 20 \mu m$ ,  $x_{s2}/D_i \approx 1,25-1,30$ . On peut noter aussi un décalage pour les deux cas hélium-SF<sub>6</sub>,  $\delta = 240 \mu m$ , qui peut être dû à une faible influence de la gravité et du fluide ambiant. Pour obtenir une ambiante d'hélium, on a inversé la buse afin de remplir la chambre d'hélium. En conséquence, pour ces mesures, deux paramètres ont été changés: si l'ambiante est de l'hélium, la buse est orientée vers le bas ( $dir(U) = dir(g)$ ) et si l'ambiante est de l'air, la buse est vers le haut ( $dir(U) = -dir(g)$ ). Pour une ambiante d'hélium,  $x_{s2}/D_i (= 1,1)$  est légèrement plus en aval que pour une ambiante d'air ( $x_{s2}/D_i = 1$ ). Par contre, la limite amont,  $x_{s1}$ , est la même pour les deux cas. Le décalage sur la limite aval,  $x_{s2}$ , en valeur absolue est de  $2 mm$ .

Comparons, maintenant, l'influence du fluide central, et pour cela, prenons les profils hélium-SF<sub>6</sub> et hélium-air, mesurés avec la sonde à  $\delta = 20 \mu m$ . Les limites aval sont pratiquement à la même place,  $x_{s2}/D_i \approx 1,25-1,30$ , mais les limites amont sont beaucoup plus décalées: pour le SF<sub>6</sub>,  $x_{s1}/D_i \approx 0,8$ , et pour l'air,  $x_{s1}/D_i \approx 0,55$ . Ceci est sans doute un effet de la densité, car c'est beaucoup plus difficile pour l'hélium d'entraîner le SF<sub>6</sub> que pour l'air.

Sur la figure 4.32, on observe encore, l'effet de la géométrie des sondes sur les limites de la région de recirculation.

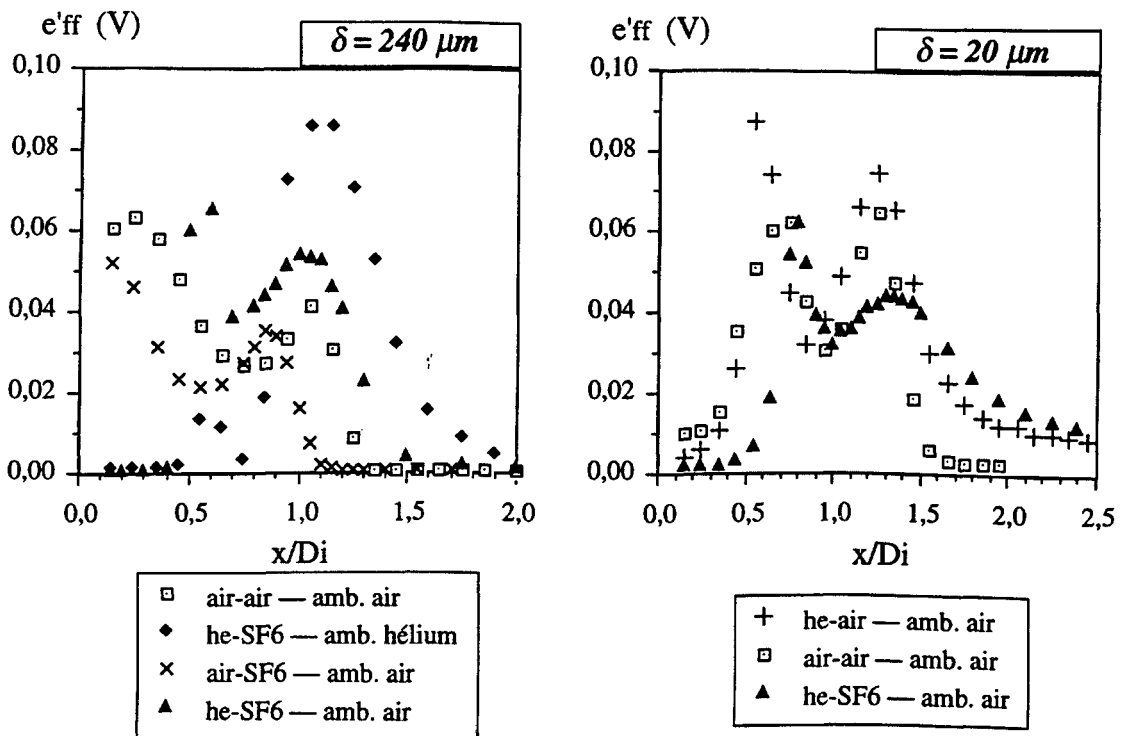


Figure 4.32 — Profils axiaux d'écart type de tension délivrée par le fil froid,  $e'_{ff}$ , pour  $M = 144$ , en fonction de  $S$ . Ecartement entre les fils: à gauche,  $\delta = 240 \mu m$ , à droite,  $\delta = 20 \mu m$ .

#### 4.2.4 — Identification de la zone de recirculation par thermo-anémométrie: $M$ critique.

L'identification de la région de recirculation devient dépendante de la géométrie de la sonde de sillage utilisée, comme il a été discuté en §4.2.3. Nous allons donc établir les limites de la bulle de recirculation en fonction de la géométrie de la sonde, plus précisément, en fonction de la séparation entre les fils,  $\delta$ . Sur la figure 4.33, nous présentons les résultats établis à partir de la sonde à  $\delta = 240 \mu m$ . Bien que les données soient peu nombreuses, on peut déterminer les tendances associées à la nature des gaz utilisés.

Comme il a été discuté auparavant, le jet air-SF<sub>6</sub> présente une bulle de recirculation qui se produit plus en amont que pour les autres cas. Le couple air-air présente aussi un décalage, et sa position est en peu plus en aval que celle du couple air-SF<sub>6</sub>. Pour le couple hélium-SF<sub>6</sub> la région de recirculation est beaucoup plus restreinte, quel que soit le fluide ambiant.

Pour le cas de la sonde de sillage de  $20 \mu m$  d'écartement, les choses se présentent un peu plus clairement, malgré le manque de données du couple hélium-SF<sub>6</sub>, ambiante d'hélium. Les limites pour les jets hélium-SF<sub>6</sub> sont décalées vers l'aval, et le début de recirculation commence



un peu plus tard que pour les autres couples. La valeur critique  $M_c$  semble être de l'ordre de 80-100 pour ce couple de gaz.

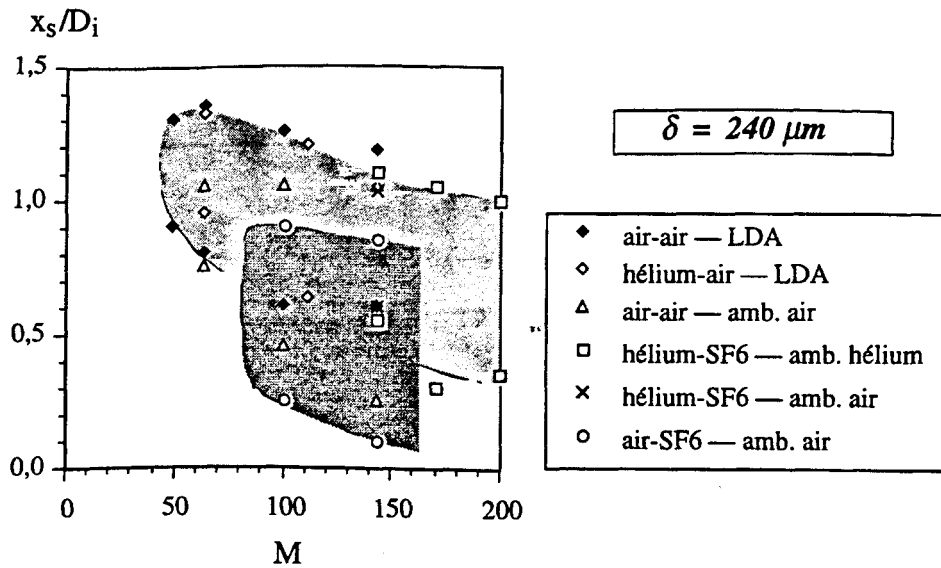


Figure 4.33 — Limites de la bulle de recirculation pour les jets hétérogènes, établies à partir des données obtenues par la sonde de sillage à  $\delta = 240 \mu\text{m}$ .

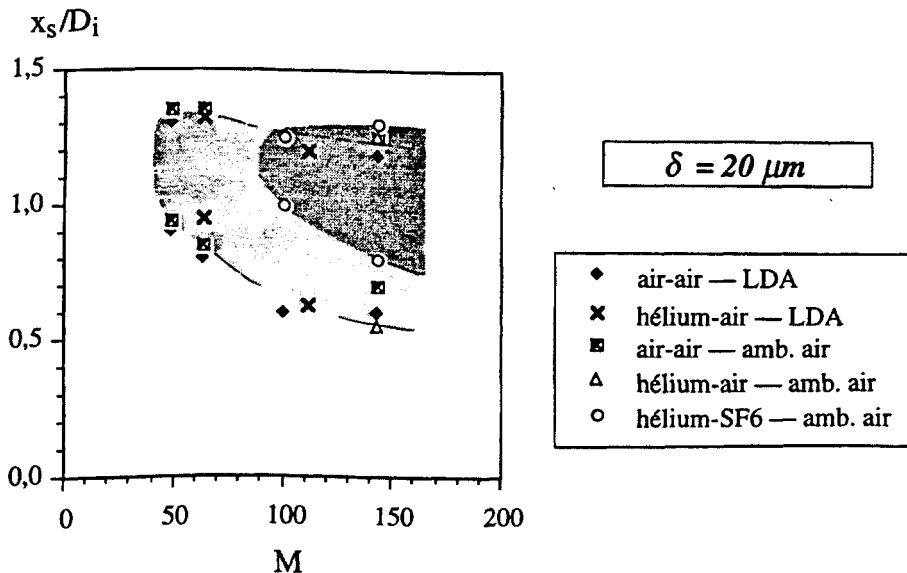


Figure 4.34 — Limites de la bulle de recirculation pour les jets hétérogènes, établies à partir des données obtenues par la sonde de sillage à  $\delta = 20 \mu\text{m}$ .

Afin de clarifier un peu toutes les limites et les caractéristiques du jet, on a résumé les données dans le tableau 4.1, où nous avons aussi inscrit les valeurs de  $M_c$  obtenues par LDA. Pour les cas air-air et hélium-air, la valeur critique de  $M$  est de l'ordre de 50, tandis que pour les cas où le SF<sub>6</sub> est injecté dans la buse centrale et l'écoulement annulaire est de l'hélium, la valeur de  $M_c$  est plus élevée ( $M_c \geq 80$ ). On n'a pas établi la valeur de  $M_c$  pour le cas air-SF<sub>6</sub>, mais la tendance montre qu'il doit ressembler au cas air-air. Quant au couple hélium-SF<sub>6</sub>, la

recirculation se produit plus tard et sa localisation est plus en aval, indépendamment du fluide ambiant. Nous ne connaissons pas la raison de ce comportement, mais il nous semble que l'hélium n'arrive pas à entraîner le SF<sub>6</sub>, et il y a un effet de glissement entre les deux fluides. La densité de l'hélium (0,166 kg/m<sup>3</sup>) est très faible par rapport à celle du SF<sub>6</sub> (5,8 kg/m<sup>3</sup>).

Densité (S)	Ambiant	M critique
air-air (1)	air	≈ 50
hélium-air (0,138)	air	non établi
hélium-SF <sub>6</sub> (0,028)	air	≈ 80
hélium-SF <sub>6</sub> (0,028)	hélium	≈ 110
air-SF <sub>6</sub> (0,21)	air	non établi
air-air (LDA) (1)	air	≈ 40
hélium-air (LDA) (0,138)	air	≈ 50

Tableau 4.1 — Valeurs estimées de M pour lesquels la recirculation commence, établies à partir des mesures effectuées avec une sonde de sillage et par LDA.

#### 4.2.5 — Quelques statistiques des données de la sonde de sillage

Il nous a paru intéressant de présenter, par exemple, des histogrammes de tension du fil froid. Comme ce sont des données très volumineuses, nous présentons seulement un exemple de p.d.f. pour un jet hélium-SF<sub>6</sub>, ambiante d'air,  $M = 100$ , buse vers le haut (Fig. 4.35). Les tensions délivrées par l'anémomètre étant négatives, les plus grandes en valeur absolue, correspondent à des courants de retour, c'est-à-dire au cas avec recirculation. Le fait de parcourir toute la gamme de tensions, nous permet de considérer ce type de figure comme une visualisation du jet. Ainsi, dans la région initiale, à  $x/D_i \leq 0,9$ , les tensions sont en valeur absolue plus petites, et on se trouve dans une région sans recirculation. A partir d'ici jusqu'à  $x/D_i \leq 1,5$ , les tensions se déplacent vers les valeurs correspondant aux écoulements de retour. Au-delà de cette abscisse, les vitesses deviennent positives et la tension décroît en valeur absolue. On peut noter qu'à partir de  $x/D_i = 2,10$ , l'histogramme retrouve sa forme initiale.

La distinction entre ces trois régions peut être retrouvée à l'aide du coefficient de symétrie du signal,  $\gamma$  (moment centré du 3ème ordre) et du coefficient d'aplatissement,  $K$  (moment centré du 4ème ordre). Sur la figure 4.36, on présente les profils de ces deux coefficients, pour  $M = 100$ , mais aussi pour deux autres valeurs de  $M$ :  $M = 64$  et  $M = 144$ . La partie du profil de  $\gamma$  qui correspond à celle de l'histogramme de tension est positive (Fig. 4.35). Le profil  $M = 64$ , présente un  $\gamma$  toujours négatif (sauf pour un point à  $x/D_i = 0,5$ ), tandis que les autres profils présentent des régions positives et négatives. Si on élimine les points pour lesquels les fluctuations de tension sont faibles et le coefficient  $\gamma$  n'a pas véritablement de signification physique ( $x/D_i < 0,6$ ), on constate que ce facteur de dissymétrie est un bon indicateur de la zone

de recirculation. En effet, la région où  $\gamma \geq 0$  correspond bien aux limites de la bulle de recirculation, telle qu'on a pu la déterminer à partir des maxima de  $e'_{ff}$ . Tous les profils se rejoignent à partir de  $x/D_i \geq 1,3$ , pour les coefficients  $\gamma$  et  $K$ .

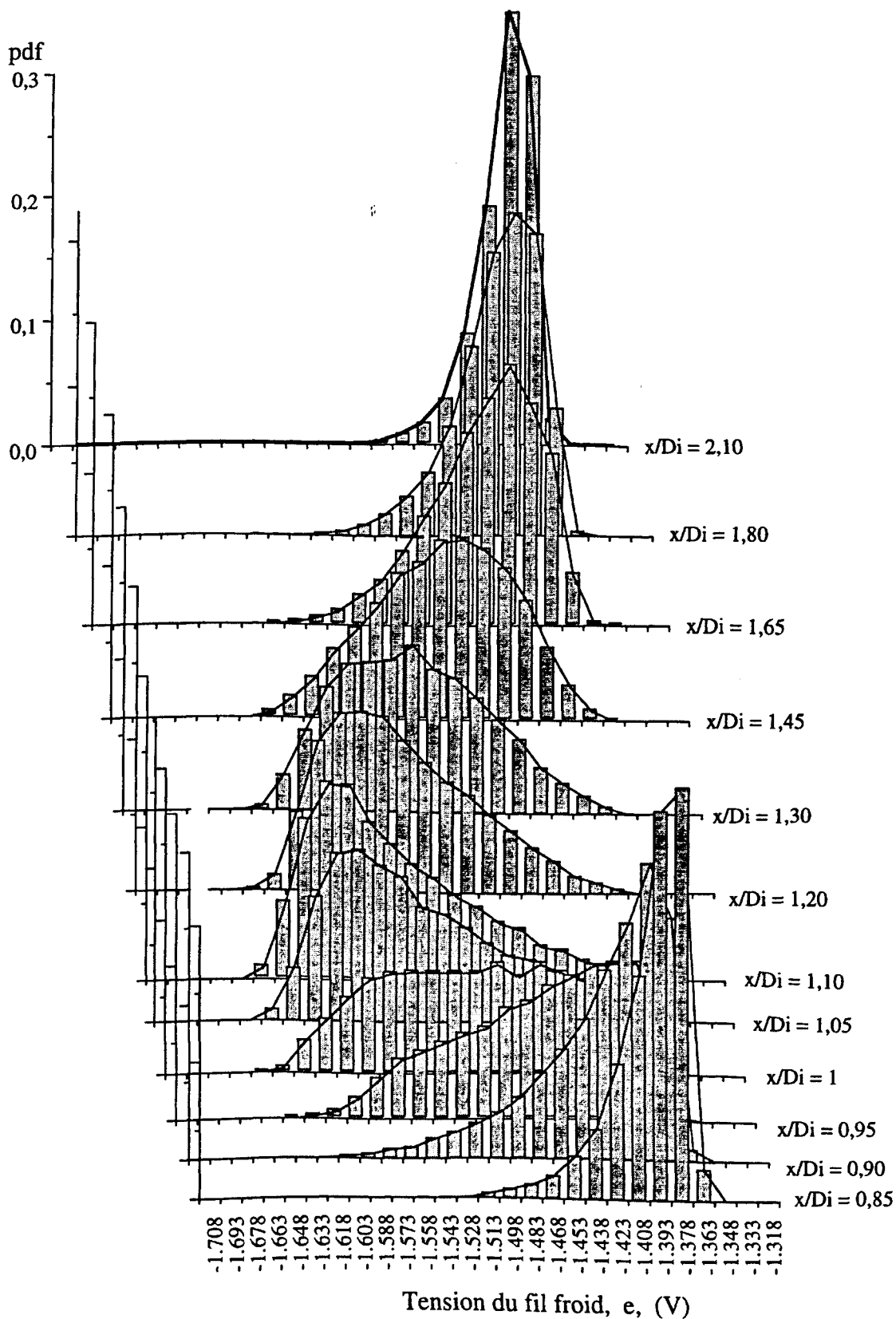


Figure. 4.35 — Histogramme de tension du fil froid, jet coaxial hélium-SF<sub>6</sub>,  $M = 100$ , ambiant d'air, buse vers le haut,  $\delta = 20 \mu\text{m}$ .

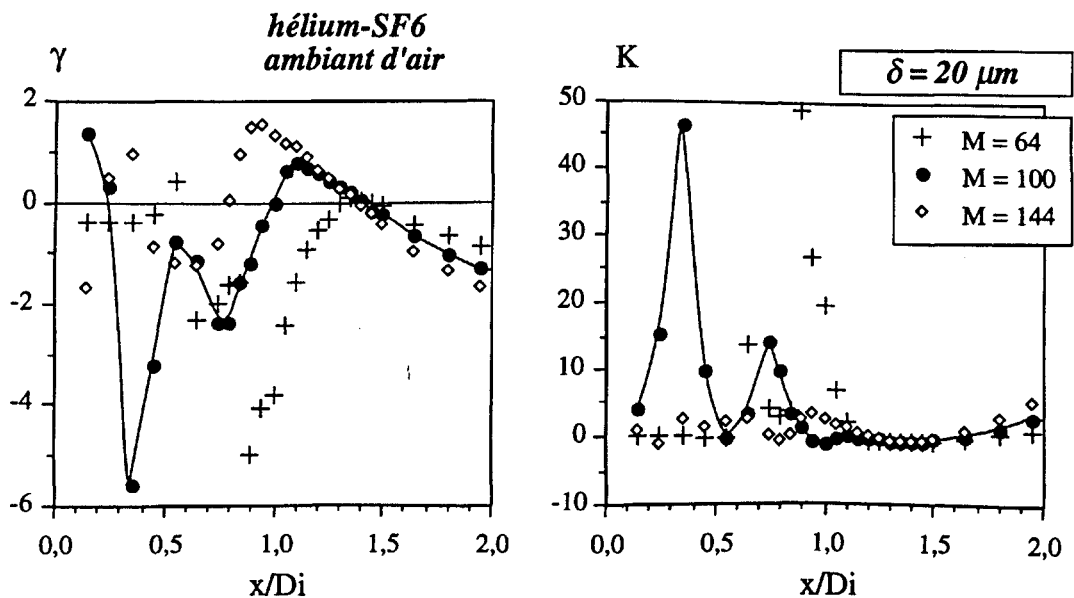


Figure. 4.36 — Profils du coefficient de symétrie,  $\gamma$ , et d'aplatissement,  $K$ , pour les jets hélium-SF<sub>6</sub>, ambiant d'air, buse vers le haut,  $\delta = 20 \mu m$ .

Nous avons discuté la nécessité de réaliser d'autres études afin de connaître avec plus d'exactitude si un point était ou non en zone de recirculation (§4.2.3.1). Une des possibilités est le calcul de la probabilité temporelle que le signal dépasse un certain seuil préfixé. Ceci est, en définitive, une conséquence de la forme en créneau du signal du fil froid. Le seuil est établi comme une valeur de tension entre les valeurs maximales et minimales possibles de toute la série des mesures, c'est à dire que nous prenons les deux extrêmes de tous les profils mesurés avec la même sonde et le même réglage des appareils. Par exemple, le seuil 50% ( $s_{50}$ ) est calculé comme étant:

$$s_{50} = eff_{min} + 0,50 (eff_{max} - eff_{min})$$

Sur la figure 4.37, on montre les profils de probabilité pour différents seuils, pour les jets hélium-SF<sub>6</sub>, ambiante d'hélium,  $\delta = 240 \mu m$ , la buse orientée dans la direction de la gravité, pour  $M = 144$  et  $M = 200$ . A  $M = 144$ , le seuil  $s_{50}$  est dépassé très rarement, ce qui nous montre que les particules fluides avec des vitesses négatives sont peu fréquentes. Par contre, à  $M = 200$ , il y a beaucoup plus de réalisations à vitesses négatives, ce qui confirme l'existence d'un régime de recirculation.

En nous restreignant aux cas avec recirculation, nous allons montrer les profils de  $s_{50}$ , pour les jets homogènes (air-air) et hétérogènes (hélium-SF<sub>6</sub>, ambiant d'hélium), avec  $M$  comme paramètre (Fig. 4.38). La valeur la plus grande de probabilité est pour  $M = 64$ , pour le cas homogène, et pour  $M = 170$ , pour le cas hétérogène. Les jets homogènes présentent certaines particularités: la probabilité diminue si  $M > 64$ . Une explication plausible peut être donnée en considérant les vitesses: les vitesses de retour sont plus grandes pour  $M$  plus grand, ce qui produit un sillage plus étroit, donnant ainsi des réponses plus faibles. Il faut aussi considérer que

la bulle est très instable et l'effet d'inclinaison des vitesses devient important. A  $M = 64$ , la région de recirculation est petite et les vitesses faibles deviennent très probables (rappelons que le maximum de tension du fil froid est obtenu à des vitesses pratiquement nulles). Pour  $M = 49$ , pendant 25% du temps, la tension du fil froid dépasse le seuil de 50% ce qui indique des faibles vitesses à ces instants-là.

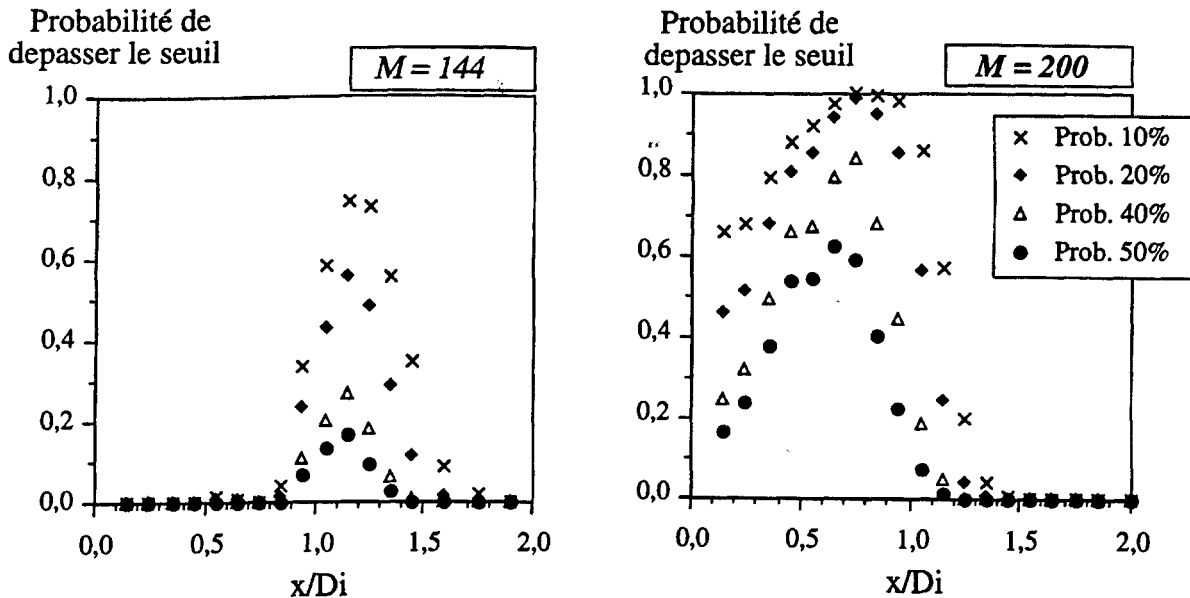


Figure 4.37 — Profils axiaux de la probabilité de dépasser un seuil fixé. Jets coaxiaux hélium-SF<sub>6</sub>, ambiant d'hélium, buse vers le bas,  $\delta = 240 \mu\text{m}$ .

Le cas hétérogène peut être analysé de la même manière: à  $M$  grand, la probabilité est très élevée et il y a, sans doute, de la recirculation. A  $M = 100$ , la probabilité est presque nulle, et il n'y a pas de recirculation du tout. Même le pincement de la couche de mélange centrale n'est pas reflété par ces mesures. Pour  $M = 144$  et  $x/D_i = 1,2$ , pendant 18% du temps, les tensions du fil froid sont supérieures au seuil établi,  $s_{50}$ , et on ne peut pas dire si les particules recirculent ou si elles ont de très faibles vitesses. Certainement, quelques unes vont recirculer, mais les données présentes ne permettent pas de lever l'indétermination.

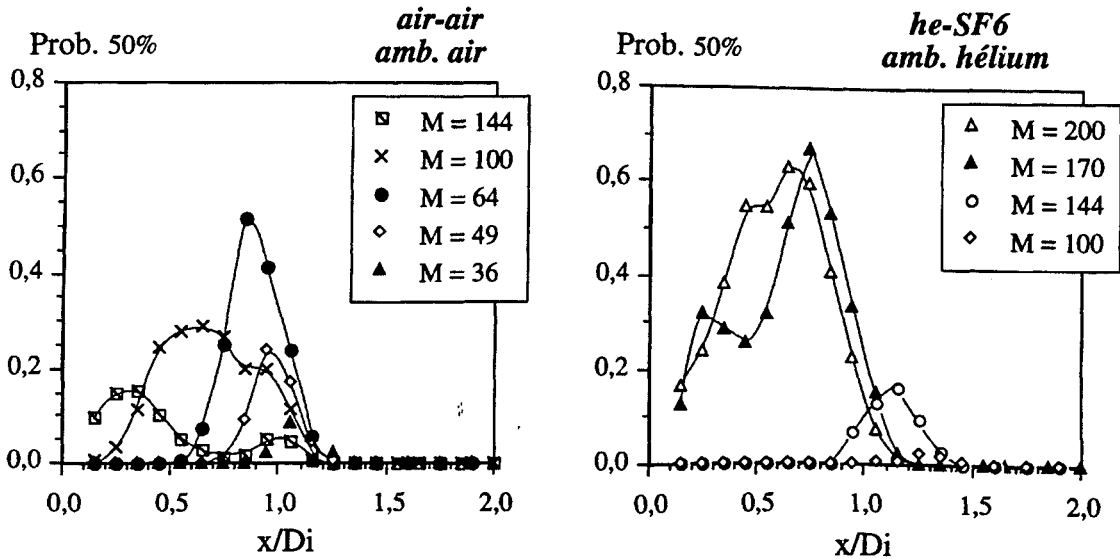


Figure. 4.38 — Probabilité temporelle de dépasser le seuil 50%,  $\delta = 240 \mu\text{m}$ .  
 À gauche: jets air-air, ambiant d'air; à droite, jets hélium-SF<sub>6</sub>, ambiant d'hélium.

### 4.3 — Conclusions du Chapitre 4

Dans cette partie de l'étude, nous avons précisé les différents régimes d'écoulement des jets coaxiaux homogènes et hétérogènes. Deux méthodes ont été utilisées: une détermination directe des vitesses par anémométrie laser et une méthode indirecte, basée sur une sonde de sillage, destinée à détecter des courants de retour. Dans les deux cas, les mesures ont été effectuées sur l'axe du jet.

Les différents résultats s'accordent pour montrer que, si le rapport des vitesses  $r_v$  devient supérieur à une valeur critique  $r_{vc}$ , le jet coaxial est le siège d'une recirculation d'autant plus intense que le rapport des vitesses est grand. Les essais effectués avec différents couples de gaz permettent d'explorer l'influence du rapport des densités  $S$  de 1 à 1/35. L'étude présente montre que les résultats sont très différents d'une valeur de  $S$  à l'autre si on adopte une représentation en fonction de  $r_v$ , mais qu'un bon regroupement est opéré si on utilise  $M = r_v^2 S$ , le rapport des

débits de quantité de mouvement initiaux, qui prend en compte simultanément les effets de vitesses et de densités. Toutefois, une certaine dispersion subsiste entre les résultats et pour la même valeur de  $M$ , on constate que l'association air-SF<sub>6</sub> favorise la recirculation alors que le couple hélium-SF<sub>6</sub> se comporte avec la tendance contraire.

Dans tous les cas, on observe que la recirculation apparaît pour une valeur critique  $M_c$  de  $M$ .  $M_c$  est estimée à, approximativement, 40 à 50 pour l'ensemble des gaz utilisés, sauf pour le couple hélium-SF<sub>6</sub> pour lequel  $M_c \approx 80$  à 100. Pour  $M > M_c$ , une bulle de recirculation se développe avec une frontière aval pratiquement indépendante de  $M$  (0,9 à 1,2  $D_i$  suivant les différents cas étudiés) et une frontière amont qui remonte vers la buse au fur et à mesure que  $M$  augmente. Dans le cas le plus favorable à la recirculation (air-SF<sub>6</sub>), on constate que la bulle remonte pratiquement jusqu'à la buse pour  $M \approx 150$ .

Nous avons montré que la sonde de sillage détecte les régions de l'écoulement où les vitesses sont très faibles ou négatives. Elle est donc bien adaptée pour repérer l'existence d'une bulle de recirculation pour laquelle existent deux points d'arrêt sur l'axe du jet. Nous avons utilisé le critère de la présence de deux pics dans le profil axial de la rms de tension du fil froid,  $e'_{ff}$ , pour mettre en évidence ce régime d'écoulement. La distance  $\delta$  entre le fil chaud et le fil froid de la sonde a une certaine influence sur la position de ces pics; celle-ci varie sur une distance de l'ordre de 0,2  $D_i$  lorsque  $\delta$  passe de 20  $\mu m$  à 240  $\mu m$ . Les résultats obtenus par la sonde à éléments rapprochés sont en bon accord avec ceux de l'anémométrie laser.

## 4.4 — Références bibliographiques

**CAMANO, E.B. ET FAVRE-MARINET, M.**, 1994, On the initial region of inhomogeneous coaxial jets. Fifth European Turbulence Conference, Siena, Italie.

**CHUA L.P. ET ANTONIA R.A.**, 1989, Flow reversal and intermittency of a turbulent jet, AIAA Journal, vol. 27, 11, pp 1494-1499.

**GLADNICK, P., ENOTIADIS, J., LARUE, J. ET SAMUELSEN, G.**, 1990, Near field characteristics of a turbulent coflowing jet. AIAA Jr., Vol. 28, No. 8.

**HARION, J.L., CAMANO, E.B. ET FAVRE-MARINET, M.**, 1995, Mesures des vitesses et de concentration par thermo-anémométrie dans des mélanges hélium-air, C. R. Acad. Sci. Paris, t. 320, Série Iib, pp 77-84.

**REHAB H., VILLERMAUX E. ET HOPFINGER E.J.**, 1996, Breakup Régimes and self-sustained pulsations in coaxial jets, soumis au Journal of Fluid Mechanics.

**RIVA, R.**, *Ecoulements de fluides inhomogènes: stabilité de jets, transferts turbulents dans les couches limites*. Thèse de l'Institut National Polytechnique, Grenoble, France, 1991.

**RUFFIN, E., SCHIESTEL, R., ANSELMET, F., AMIELH, M., FULACHIER, L.**, 1994, Investigation of characteristic scales in a variable density turbulent jets using a second-order model. Phys. Fluids, Vol. 6, No. 8, August.



## CHAPITRE 5

# Les champs de densité des jets coaxiaux

### Introduction

#### **5.1 — Le cas à fort rapport de densité: hélium - air ( $S = 0,138$ )**

##### **5.1.1 — Les profils axiaux de densité des jets coaxiaux hélium-air**

5.1.1.1 — *Influence de l'ambiante et de la gravité, pour  $M = 9$ ,  $S = 0,138$ .*

5.1.1.2 — *Influence du débit injecté, pour  $M = 9$ ,  $S = 0,138$ .*

5.1.1.3 — *Comparaison avec les mesures de PITTS (1986).*

##### **5.1.2 — Les profils radiaux des jets coaxiaux hélium-air**

#### **5.2 — Le cas à faible rapport de densité ( $S = 0,655$ )**

##### **5.2.1 — Profils axiaux des jets coaxiaux à faible rapport de densité ( $S = 0,655$ )**

##### **5.2.2 — Profils radiaux des jets coaxiaux à faible rapport de densité $S = 0,655$**

5.2.2.1 — *Profils radiaux des jets sans recirculation,  $S = 0,655$ ,  $M = 9$*

5.2.2.2 — *Profils radiaux des jets avec recirculation,  $S = 0,655$ ,  $M = 144$*

#### **5.3 — Le cas à très fort rapport de densité ( $S = 0,028$ )**

##### **5.3.1 — Influence de $M$ sur les profils axiaux à très fort rapport de densité ( $S = 0,028$ ).**

##### **5.3.2 — Comparaison avec les cas à $S = 0,138$ et $S = 0,655$ .**

5.3.2.1 — *Les jets sans recirculation,  $M = 9$ .*

5.3.2.2 — *Les jets avec recirculation,  $M = 144$ .*

##### **5.3.3 — Les profils radiaux des jets coaxiaux à très fort rapport de densité ( $S = 0,028$ ).**

5.3.3.1 — *Le cas sans recirculation,  $M = 9$ .*

5.3.3.2 — *Le cas avec recirculation,  $M = 144$ .*

#### **5.4 — Synthèse des résultats**

##### **5.4.1 — Le cône potentiel**

5.4.1.1 — *Estimation de la longueur du cône potentiel d'après d'autres auteurs*

5.4.1.2 — *Estimation de la longueur du cône potentiel à partir des mesures de densité*

5.4.1.3 — *Estimation de la longueur du cône potentiel à l'aide de la sonde de sillage*

5.4.1.4 — *Estimation de la longueur du cône potentiel par visualisations par tranche laser*

5.4.1.5 — *Comparaison entre différentes méthodes*

##### **5.4.2 — La limite amont de la bulle de recirculation**

**5.5 — Conclusions du Chapitre 5**

**5.6 — Références bibliographiques**

## Notations

C	Fraction massique d'air ou concentration
$D_i$	Diamètre intérieur de la buse coaxiale
$D_e$	Diamètre extérieur de la buse coaxiale
f	Fréquence
l	Longueur du cône potentiel interne
M	Rapport de quantités de mouvements initiales
r	Coordonnée radiale
Re	Nombre de Reynolds
$r_v$	Rapport de vitesses débitantes
S	Rapport de masses volumiques
St	Nombre de Strouhal
$U_i$	Vitesse débitante du jet central ou intérieur
$U_e$	Vitesse débitante du jet annulaire ou extérieur
$U_o$	Vitesse maximale de la buse centrale
x	Coordonnée axiale
X	Fraction molaire d'un mélange binaire de gaz
$\beta$	Rapport de diamètres
$\mu$	Viscosité moléculaire
$\rho$	Masse volumique ou densité du fluide

## Indices

( ) <sub>e</sub>	Relatif à la buse extérieure
( ) <sub>i</sub>	Relatif à la buse intérieure
( ) <sub>axe</sub>	Relatif à l'axe du jet
( ) <sub>air</sub>	Relatif à l'air
( ) <sub>he</sub>	Relatif à l'hélium
( ) <sub>max</sub>	Valeur maximale
( ) <sub>min</sub>	Valeur minimale
( ) <sub>moy</sub>	Valeur moyenne
( )*	Adimensionnalisation de la densité
( ) <sub>∞</sub>	Relatif au fluide ambiant



## Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les mesures des champs de densité des jets coaxiaux. Les gaz utilisés (air, hélium et SF<sub>6</sub>) permettent une large variation du rapport de densités,  $S$ . A chaque couple de gaz peut être associé un rapport des vitesses critique,  $r_{vc}$ , à partir duquel la recirculation s'installe. Le mélange étant fortement conditionné par la dynamique de l'écoulement, on attend un effet prépondérant du rapport de flux de quantité de mouvement,  $M$  ( $M = r_v S$ ), qui regroupe l'influence de  $S$  et de  $r_v$ , pour caractériser l'évolution des jets coaxiaux, comme on l'a vu au Chapitre 4.

Un résultat important de cette étude concerne la longueur du cône potentiel et sa variation avec les paramètres de l'écoulement, car il s'agit d'une quantité essentielle pour le fonctionnement des injecteurs de moteurs fusée (Chapitre 1). Nous allons voir que les zones avec recirculation ne peuvent pas être identifiées à partir des mesures de densité et nous devons donc nous baser sur les résultats précédents pour l'interprétation des données.

Les mesures ont été réalisées avec une sonde aspirante (Chapitre 3). Nous avons montré que cette nouvelle configuration de sonde aspirante permet de mesurer la densité d'un écoulement hétérogène, et de déterminer aussi bien les moyennes que les fluctuations, dans une large gamme de fréquences.

Le mélange a été étudié, principalement, à l'aide des mesures de densité sur l'axe du jet, en faisant varier  $S$  et  $r_v$ . Une étude plus détaillée a été effectuée à partir des profils transversaux pour des cas typiques d'écoulement avec et sans recirculation. Afin de pouvoir comparer les mesures entre elles, la densité  $\rho$  a été adimensionnalisée ( $\rho^*$ ) à l'aide des densités du fluide du jet annulaire à l'injection,  $\rho_e$ , et du jet central,  $\rho_i$ :

$$\rho^* = \frac{\rho - \rho_e}{\rho_i - \rho_e}$$

Cette adimensionnalisation permet de ramener tous les profils à l'intervalle  $[0, 1]$ . La moyenne et la rms de densité sont:

$$\overline{\rho^*} = \frac{\overline{\rho} - \rho_e}{\rho_i - \rho_e} \quad \text{et} \quad \rho^{*'} = \sqrt{\overline{\rho^{*2}}} = \frac{\rho'}{\rho_i - \rho_e}$$

Il est simple de montrer que pour les jets coaxiaux de gaz purs,  $\rho^*$  est équivalent à la fraction molaire du gaz injecté dans la buse centrale,  $X_i$ . Il n'en est plus de même lorsqu'un gaz est constitué d'un mélange.

Dans la plupart des mesures, l'ambiante était constituée d'air et la buse était dirigée vers le haut. Pour certaines mesures, l'ambiante était constituée d'hélium et la buse était dirigée vers le

bas. Le gaz injecté au centre a été de l'air ou du SF<sub>6</sub>, et le gaz injecté dans l'anneau, de l'hélium ou un mélange hélium-air ( $\rho = 0,79 \text{ kg/m}^3$ ,  $S = 0,655$ ). Les profils longitudinaux ont été réalisés sur l'axe du jet et les profils radiaux ont été déterminés à partir de cet axe. Les distances transversales,  $r$ , sont comptées à partir de l'axe du jet. Afin de nous rapprocher du cas homogène, nous avons réalisé des mesures dans des jets où la densité du jet annulaire est de  $\rho = 0,79 \text{ kg/m}^3$ , avec de l'air au centre, ce qui nous donne  $S = 0,655$ . Cette valeur a été choisie pour conserver un écart de densité suffisant pour la précision des mesures. Il aurait été préférable d'examiner un cas d'écoulement à  $S$  plus proche de 1, afin de se placer dans des conditions où la concentration est sûrement un scalaire passif, mais les mesures deviennent alors très délicates. Il est, toutefois, permis de penser que les effets spécifiques de densité devraient être faibles pour  $S = 0,655$ .

Les cas à très forte différence de densité sont aussi d'un grand intérêt, aussi bien d'un point de vue fondamental que pour des raisons technologiques. Plusieurs profils seront présentés avec la configuration hélium-SF<sub>6</sub>, ambiante d'hélium. Dans ce cas, la buse est orientée dans la direction de la gravité, et l'ambiante d'hélium a été réalisée comme il est décrit au §3.4.

## 5.1 — Le cas à fort rapport de densité: *hélium - air* ( $S = 0,138$ )

### 5.1.1 — Profils axiaux des jets coaxiaux hélium-air ( $S = 0,138$ )

Les profils de densité  $\rho^*$ , moyenne et rms, sont présentés sur la figure 5.1, pour un rapport de densité  $S$  constante ( $S = 0,138$  pour le couple hélium-air), et pour différentes valeurs du rapport de flux de quantité de mouvement,  $M$  (qui ont été obtenues en changeant le débit du jet central, et en maintenant le débit dans l'anneau constant). Le tableau 5.1 montre les valeurs des paramètres pour quelques cas typiques.

7

$U_i$ (m/s)	$M$	$r_v$
6	1	2,67
3	4	5,33
2	9	8
1	36	16
0,75	64	21,3
0,5	144	32
0	$\infty$	$\infty$

**Tableau 5.1** — Conditions expérimentales des profils axiaux pour  $S = 0,138$ ,  $U_e = 16$  m/s.

On peut observer que l'allure des courbes est la même quel que soit le rapport  $M$ , tant pour les cas sans recirculation ( $M < M_c$ ) que pour les cas avec recirculation ( $M > M_c$ ). De fait, les mesures effectuées avec cette sonde ne permettent pas de distinguer la valeur de  $M$  à partir de laquelle la recirculation s'installe. Lorsque  $M$  augmente, la densité moyenne présente une variation axiale plus importante et les fluctuations s'étendent dans un court espace axial. Pour les faibles valeurs de  $M$ , le gradient axial est beaucoup moins raide et la zone de fluctuations importantes est plus étendue.

Une estimation de la longueur du cône potentiel peut être faite à partir des valeurs moyennes, présentée au §5.4.1. La concentration moyenne reste égale à 1 jusqu'à une abscisse qui correspond à la longueur du cône potentiel, dans les cas sans recirculation ( $M < 60$  pour ce cas). A partir de cette abscisse la couche de mélange interne atteint l'axe du jet, la densité moyenne est affectée par l'arrivée de fluide riche en hélium et la densité décroît en conséquence. Le jet annulaire entraîne du fluide ambiant (dans ce cas, de l'air), ce qui fait augmenter la densité moyenne. Le cas avec recirculation ne se distingue pas des précédents. La décroissance de  $\overline{\rho^*}$  dès  $x/D_i = 0,2$  pour  $M = 144$  est sans doute associée aux fluctuations de la limite amont de la bulle de recirculation, qui remonte très près de la buse à certains instants. Les profils se rassemblent sur une même courbe, ce qui pourrait indiquer le début d'un comportement auto similaire.

Il est clair, d'après la figure 5.1, que le développement du mélange (longueur du cône potentiel, abscisse du minimum de  $\overline{\rho^*}$ , longueur de l'établissement du régime asymptotique) est accéléré par l'augmentation de  $r_v$  et donc de  $M$ .

Les fluctuations  $\rho^{*'} (Fig. 5.1-b)$  montrent l'existence d'un pic situé dans la zone proche du jet, qui se déplace vers l'aval lorsque  $M$  diminue. Les pics de fluctuations  $\rho^{*'}$ , présentent un minimum pour  $M = 64$ . Pour les valeurs extrêmes de  $M$ , soit  $M = 1$  et  $M = \infty$ ,  $\rho^{*'}$  est assez petit pour le premier cas et il est inexistant pour le deuxième. Le minimum de  $M = 64$  peut être dû au fait d'être très proche du début de la recirculation, avec un point de stagnation ou une petite bulle de recirculation, qui ne produisent pas de fortes fluctuations de densité.

Pour les cas sans recirculation, le pic de  $\rho^{*}$  est la conséquence de l'arrivée de la couche de mélange interne sur l'axe, où de fortes fluctuations de densité doivent se produire. S'il y a de la recirculation, le pic est particulièrement important; il peut être associé aux fluctuations de la limite amont de la bulle de recirculation, car cette région est alimentée à la fois par le fluide provenant du jet central et par le fluide recirculant, riche en hélium. La limite aval est transparente à la sonde aspirante, car il s'agit d'une zone où le fluide est déjà bien mélangé.

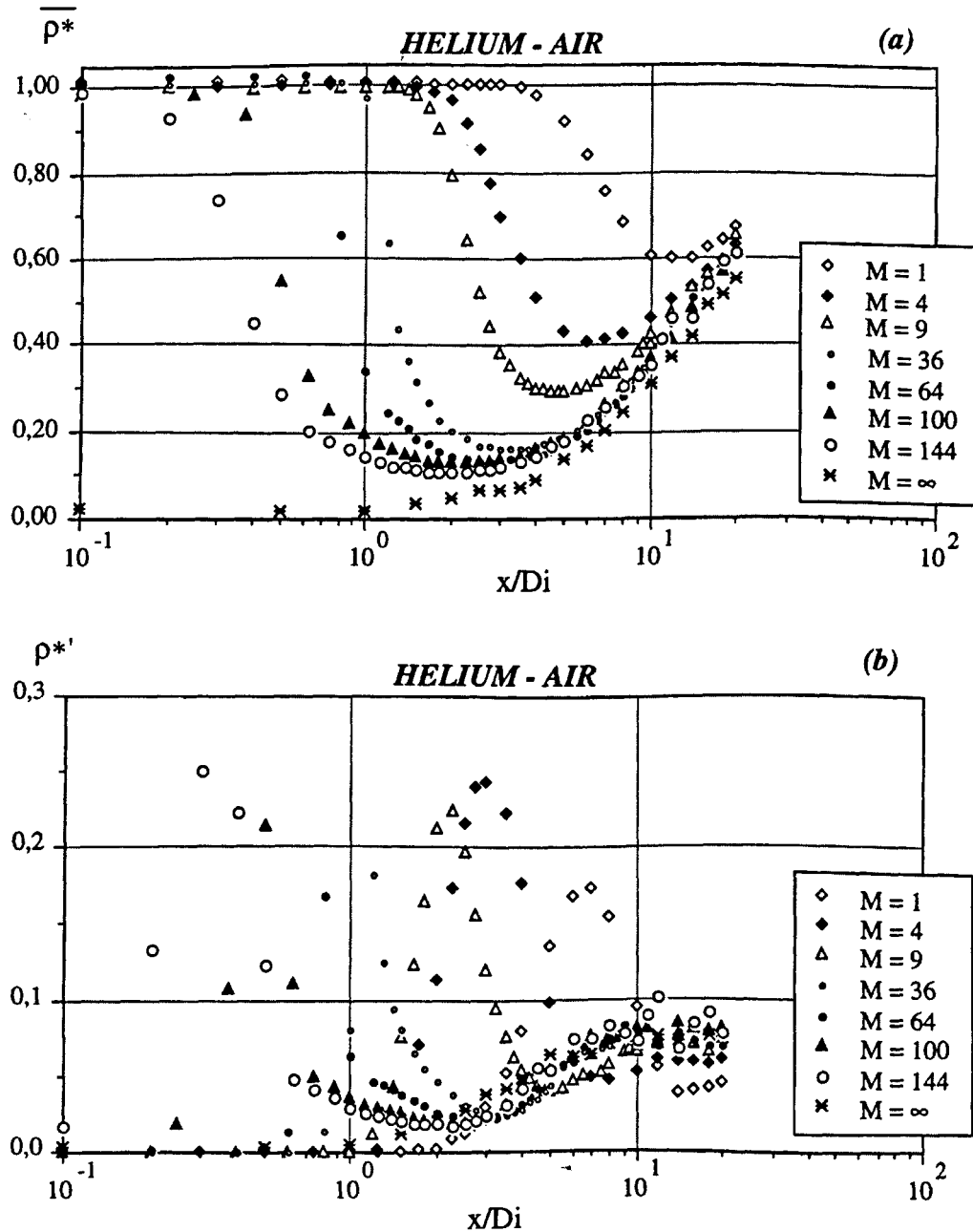


Figure 5.1 — Profils axiaux de densité normalisée,  $\rho^*$ , en fonction de  $M$ ,  $S = 0,138$  constante: (a) valeurs moyennes, (b) écarts types.



5.1.1.1 — INFLUENCE DE L'AMBIANTE ET DE LA GRAVITÉ, POUR  $M = 9$ ,  $S = 0,138$ .

Dans le Chapitre 3, nous avons étudié les effets de la gravité (§3.3) et de l'ambiant (§3.4). Ici, nous présentons rapidement ces deux effets pour un jet coaxial hélium-air, à  $M = 9$ , (Fig. 5.2). Pour le même fluide ambiant (de l'air) et des directions de l'écoulement opposées, les profils coïncident, comme on l'a vérifié précédemment; la gravité joue un rôle négligeable pour les jets à  $S = 0,138$ . Le profil prend une allure différente si l'ambiant est de l'hélium. En effet, le fluide est plus riche en hélium dès la fin du cône potentiel, qui semble être légèrement plus court que pour l'autre cas. Les valeurs moyennes minimales se stabilisent à partir de  $x = 4 D_i$ , à une concentration très proche de la concentration de l'ambiant. Les fluctuations sont toujours plus importantes pour l'ambiant d'air; il s'agit d'un effet clairement dû au fluide ambiant. Le maximum de  $\rho^{*'}$  est plus petit et plus proche de la buse pour l'ambiant d'hélium. Pour  $x \geq 5 D_i$ ,  $\rho^{*'}$  devient constante et faible; ceci est dû principalement à la stratification de la chambre.

On a, donc, un effet clair du fluide ambiant, pour  $M = 9$ ,  $S = 0,138$ , qui devient important encore très près de la buse. Plus précisément, avant  $2 D_i$ , le fluide ambiant arrive à l'axe du jet, en changeant la longueur du cône potentiel et l'intensité de fluctuations. Pour le cas présenté, jusqu'à  $10 D_i$  en aval de la buse, l'influence de la gravité ne joue pas de rôle notable.

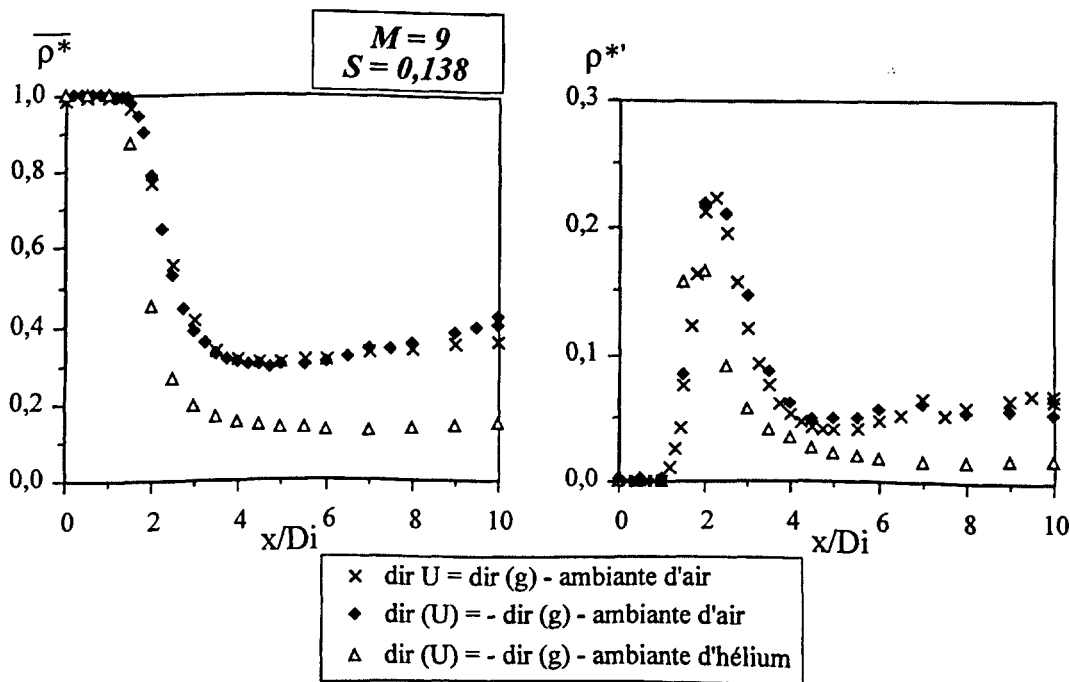


Figure 5.2 — Profils axiaux de densité normalisée,  $M = 9$ ,  $S = 0,138$ , pour différentes ambiantes et directions de l'écoulement par rapport à la gravité; (à gauche) valeurs moyennes, (à droite) écarts types.

5.1.1.2 — L'INFLUENCE DU DÉBIT INJECTÉ, POUR  $S = 0,138$ .

Il est aussi intéressant de regarder la sensibilité au changement du débit injecté sur la densité, à  $M$  et  $S$  constants ( $M = 9, S = 0,138$ ). A  $S$  fixe, les vitesses ont été diminuées de moitié ( $U_e = 16$  et  $8$  m/s,  $U_i = 2$  et  $1$  m/s) et les nombres de Reynolds aussi ( $Re_M = 2520$  et  $Re_M = 1260$ , respectivement). La figure 5.3 montre les deux profils axiaux réalisés. Les deux courbes sont en parfait accord pour les valeurs moyennes et présentent une très faible différence au niveau des maxima des fluctuations. Ceci montre que les effets visqueux, représentés par le nombre de Reynolds, ne sont pas significatifs pour les jets avec  $S = 0,138, M = 9$ .

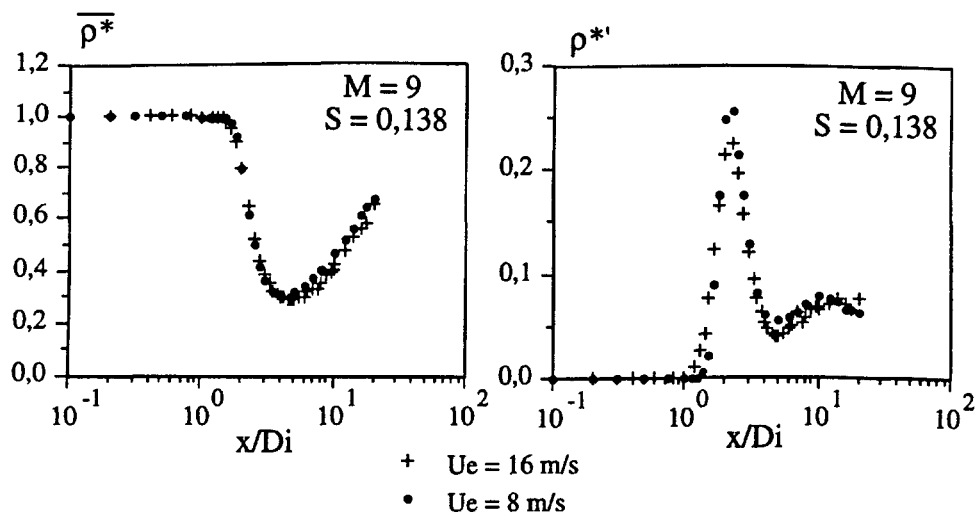


Figure 5.3 — Profils axiaux de  $\rho^*$  pour  $M = 9$  ( $S = 0,138, r_v = 8$ ), variation des débits de sortie (influence du nombre de Reynolds).

5.1.1.3 — COMPARAISON AVEC LES MESURES DE PITTS (1986) ET DE DJERIDANE (1994).

Le test a consisté à comparer les résultats obtenus avec la sonde aspirante dans le champ lointain et les mesures réalisées par PITTS (1986) et par DJERIDANE (1994), dans les jets axisymétriques.

PITTS (1986) a mesuré un profil axial de fraction molaire d'hélium,  $X_{he}$ , en utilisant un système laser, par diffusion Rayleigh. Les paramètres caractéristiques de cet écoulement sont: vitesse du jet rond d'hélium  $U_j = 73,25$  m/s,  $Re = 3900$ , le jet est immergé dans un écoulement d'air de vitesse  $U_\infty = U_j/100$ . Nous avons comparé les valeurs moyennes et fluctuantes en utilisant un jet annulaire ( $U_e = 16$  m/s) et un jet rond ( $U_e = 14,5$  m/s), les mêmes que ceux utilisés en §3.3.2.

Sur la figure 5.4 sont présentés les résultats obtenus. Les différences observées, principalement sur les fluctuations, peuvent être dues aux conditions initiales différentes entre

les trois jets. En effet, le jet rond de nos expériences est initialement laminaire, tandis que celui de PITTS (1986) est turbulent. Le jet annulaire est très turbulent dès la buse, à cause de la poche de recirculation. Aussi, le fait d'avoir un cocourant dans les expériences de PITTS, diminue l'activité turbulente, principalement sur les bords, et le jet a une concentration en hélium plus forte que les autres deux jets. Corrélativement, les fluctuations sont plus importantes dans notre cas, avec la présence d'un pic très prononcé à  $3,5 D_i$ , pour le jet rond.

L'inverse de la fraction molaire d'hélium mesurée sur l'axe,  $1/X_{he,axe}$ , pour le jet annulaire, suit une loi du type:

$$\frac{1}{X_{he,axe}} = 0,093 \frac{x}{D_i} + 0,63 \quad (5.1)$$

et pour le jet rond de Pitts:

$$\frac{1}{X_{he,axe}} = 0,075 \frac{x}{D_i} + 0,7$$

Ces deux dernières expressions sont assez proches et se distinguent par les caractéristiques des jets, plutôt que par les méthodes de mesure.

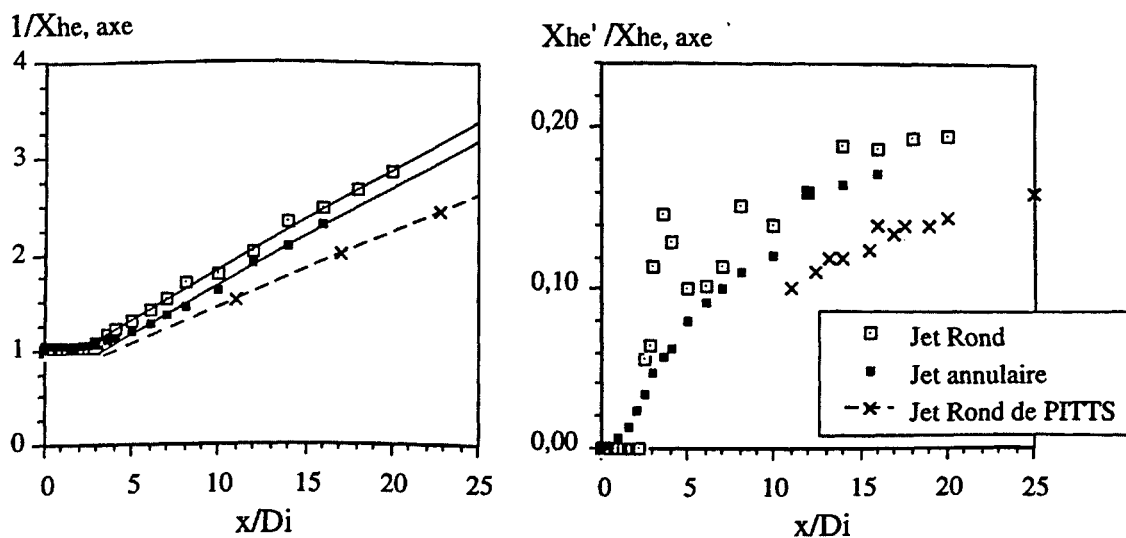


Figure 5.4 — Comparaison avec un jet d'hélium débouchant dans l'air (PITTS, 1986).

DJERIDANE (1994) présente des lois d'évolution générales pour la décroissance de la concentration sur l'axe du jet. Les lois correspondent aux zones de jet pur,  $X_I$ , et intermédiaire,  $X_{II}$ , (§3.3.1), et l'une d'elles a pour expression:

$$\frac{1}{C_C} = K_C \left( \frac{\rho_j}{\rho_\infty} \right)^{-3/5} \frac{x - x_C}{D_j} ,$$

où  $C_C$  est la concentration sur l'axe,  $K_C$  est le taux de décroissance de la concentration,  $x_C$  est l'abscisse de l'origine virtuelle du champ de concentration, l'indice  $j$  correspond au jet. Dans

notre cas, le taux de décroissance est  $K_C = 0,24$ , en très bon accord avec les mesures présentées dans l'étude de DJERIDANE.

On observe un bon accord entre les données obtenues par les différentes méthodes, tant pour les valeurs moyennes, que pour les fluctuations, si l'on tient compte des différences physiques entre les jets. Ceci confirme le bon fonctionnement de la sonde aspirante, en particulier pour les mesures des fluctuations de concentration.

### 5.1.2 — Profils radiaux des jets coaxiaux hélium-air, $M = 9$

Les profils radiaux ont été réalisés pour un rapport  $M = 9$ , avec les valeurs utilisées habituellement dans cette étude:  $U_e = 16 \text{ m/s}$ ,  $U_i = 2 \text{ m/s}$ , avec de l'hélium dans le jet extérieur et de l'air à l'intérieur ( $S = 0,138$ ). La buse était dirigée vers le haut et l'ambiante était de l'air. La figure 5.5 montre les profils qui ont été séparés en deux séries: pour  $x/D_i \leq 2$  et  $x/D_i > 2$  (à noter que les limites des abscisses ont été aussi changées), afin de simplifier sa lecture.

Les deux profils près de la buse ( $x/D_i \leq 0,25$ ) montrent des fluctuations assez faibles. Près de la plaque séparatrice, la couche de mélange a un développement très restreint, et il n'y a sûrement pas de tourbillons déjà formés, mais des ondulations. Il est fort probable que le problème d'intégration spatiale de la sonde aspirante provoque des valeurs de fluctuations plus faibles que les valeurs réelles, ainsi qu'un lissage du profil de concentration moyenne (cf. §2.2.3.1-b). Malgré ça, d'autres auteurs ont retrouvé des valeurs de fluctuation de température assez faibles pour les profils radiaux initiaux dans les jets chauffés (DJERIDANE, 1994, AMIELH, 1989, FAVRE-MARINET, 1986).

Un peu plus en aval, à  $1 \leq x/D_i \leq 2$ , les deux couches de mélange interagissent, et au centre du jet annulaire ( $r/D_i \leq 0,62$ ), on ne retrouve plus d'hélium pur. La couche de mélange interne atteint l'axe du jet à  $x/D_i \approx 1,3$  (Fig. 5.1), et les fluctuations  $\rho^{*'}$  augmentent fortement, ce qui indique le passage de paquets d'hélium et d'air mal mélangés. Le maximum de  $\rho^{*'}$  se situe pour  $x/D_i \approx 2,3$ . A partir de cette abscisse, on assiste à une homogénéisation de la densité dans la partie centrale de l'écoulement. Ceci se traduit par une égalisation de  $\overline{\rho^*}$  entre la partie centrale et le jet annulaire et une forte diminution de  $\rho^{*'}$ . Ainsi, à  $x/D_i = 3,5$ , le profil moyen présente encore un minimum prononcé ( $\overline{\rho^*} = 0,26$ ,  $r/D_i = 0,5$ ), mais la densité moyenne sur l'axe s'est beaucoup enrichie en hélium ( $\overline{\rho^*} = 0,35$ ). Le pic interne de  $\rho^{*'}$  est sur l'axe, avec une valeur assez faible ( $\rho^{*'} = 0,09$ ), comparé à  $\rho^{*'} = 0,22$  pour  $x/D_i = 2$ . Entre ces deux distances, le jet coaxial a donc été assez bien mélangé; les petites structures se sont développées, correspondant à un fractionnement des grands paquets de fluide des régions initiales. Le pic externe de  $\rho^{*'}$  continue à se déplacer vers l'extérieur et à diminuer en intensité.

Pour  $x/D_i = 5$ , le minimum de  $\overline{\rho^*}$  est placé pratiquement sur l'axe et les valeurs fluctuantes  $y$  présentent un minimum. Pour  $x/D_i > 5$ , les profils de densité, moyenne et fluctuante, ont un développement analogue à celui d'un jet rond, comme il a été discuté dans le Chapitre 3.

Si l'on calcule la variation de la largeur visuelle du jet avec la distance axiale, on obtient  $\partial \langle b \rangle / \partial x = 0,25$ , pour cette valeur de  $M$ , qui est en assez bon accord avec la valeur obtenue à partir des visualisations:  $\partial \langle b \rangle / \partial x = 0,20$  (cf. §3.5.1).

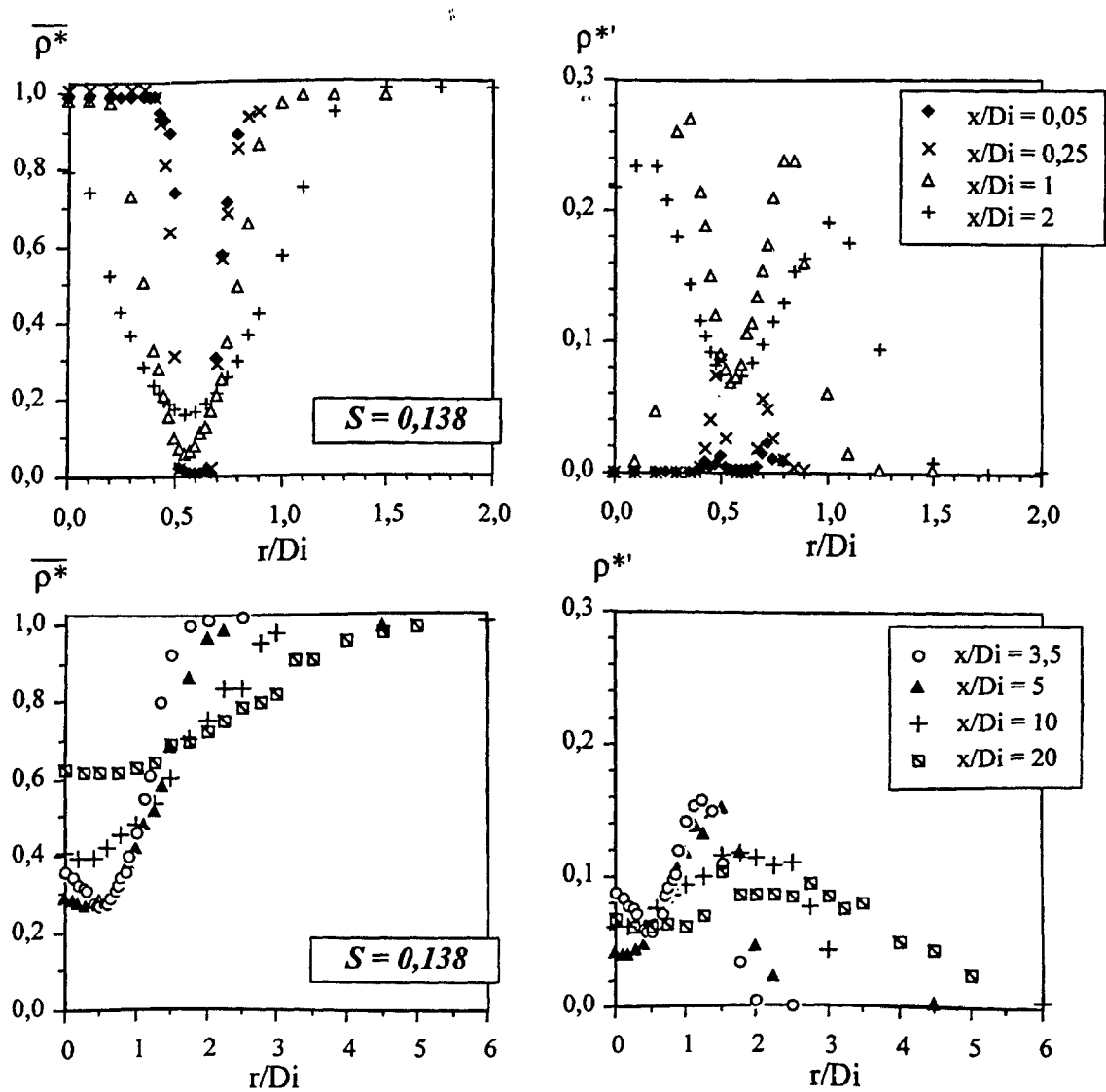


Figure 5.5 — Profils radiaux des jets coaxiaux hélium-air,  $M = 9$ .

## 5.2 — Le cas à faible rapport de densité, $S = 0,655$

### 5.2.1 — Profils axiaux des jets coaxiaux à faible rapport de densité ( $S = 0,655$ )

Pour évaluer l'effet des différences de densité, on doit comparer les jets hétérogènes aux jets homogènes. Ceci n'étant pas possible dans ce cas, nous avons utilisé un jet à faible différence de densité. En injectant comme fluide extérieur un mélange hélium-air et de l'air au centre, les paramètres de cette expérience sont:  $S = \rho_e/\rho_i = 0,655$  ( $\rho_e = 0,79 \text{ kg/m}^3$ ),  $U_e = 7,34 \text{ m/s}$  (calculée en conservant le débit de quantité de mouvement annulaire, à partir du jet d'hélium annulaire,  $U_e = 16 \text{ m/s}$ ). Sur le tableau 5.2 sont présentées les conditions expérimentales, pour trois valeurs de  $M$ , le dernier cas seulement est avec recirculation.

$S$	$U_e \text{ (m/s)}$	$U_i \text{ (m/s)}$	$M$	$r_v$
		6	1	1,22
0,655	7,34	2	9	3,67
		0,5	144	14,68

*Tableau 5.2 — Conditions expérimentales des profils axiaux pour  $S = 0,655$ .*

Sur la figure 5.6 sont exposés les profils de  $\rho^*$ , où on peut observer que l'adimensionnalisation choisie permet de regrouper assez bien les données. Pour  $M < M_c$  ( $M_c \approx 50-60$ ), la portion du profil où  $\overline{\rho^*} = 1$  indique la longueur du cône potentiel. On constate un faible écart et un raccourcissement du cône potentiel à  $S$  plus faible. Les fluctuations moyennes montrent aussi le même comportement, avec un pic placé à la même abscisse. Les valeurs moyennes de  $\rho^*$  sont toujours légèrement supérieures pour  $S = 0,655$  que pour  $S = 0,138$ . Corrélativement, les fluctuations sont toujours plus importantes pour  $S$  plus petit. Les différences, en termes adimensionnels sont comprises entre 0,1 et 0,2, pour les moyennes et entre 0,05 et 0,08 pour les fluctuations. En considérant que les deux cas présentés ont une grande différence quant à la masse volumique d'injection (cinq fois l'un par rapport à l'autre), le décalage de deux courbes ne semble pas être très important et les paramètres choisis pour la comparaison ( $\rho^*$ ,  $M$ ) apparaissent comme représentatifs du phénomène.

77

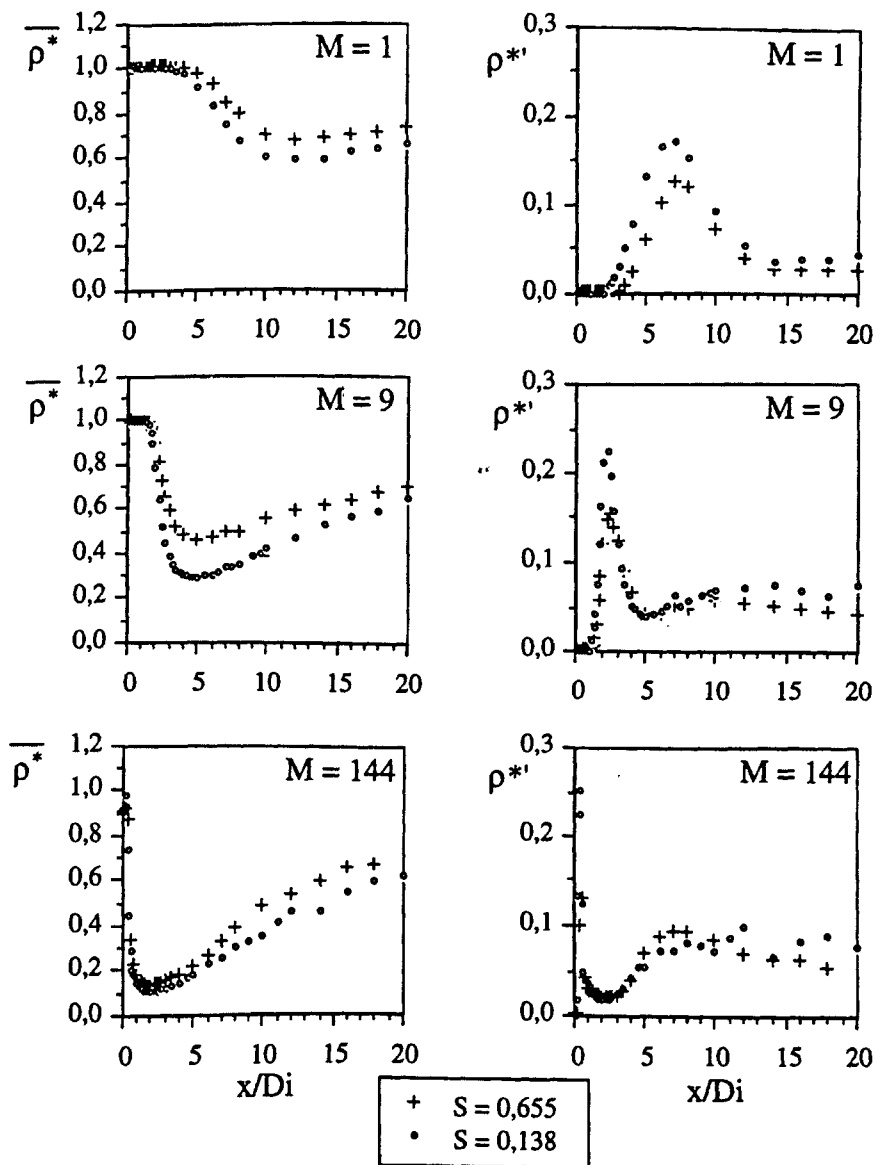


Figure 5.6 — Profils axiaux de densité normalisée,  $\rho^*$ , en fonction de  $M$ , pour  $S = 0,655$  et  $S = 0,138$ ; (à gauche) valeurs moyennes, (à droite) écarts types.

Dans le chapitre correspondant aux mesures de vitesse, plus précisément pour les mesures au laser (cf. §4.1.3), nous avons vérifié que le rapport de vitesse,  $r_v$ , n'est pas un paramètre représentatif de l'écoulement des jets coaxiaux hétérogènes. Pour les mesures de densité, nous vérifions le même comportement comme attendu, car le champ de masse volumique est fortement conditionné par le champ de vitesses. Sur la figure 5.7, nous avons représenté les profils longitudinaux des deux jets coaxiaux avec les mêmes vitesses ( $r_v = 8$ ) et différentes densités externes ( $S = 0,138$  et  $S = 0,655$ ); au centre, on a toujours utilisé de l'air. La longueur du cône potentiel pour le jet  $S = 0,655$  est de  $0,9 D_i$ , tandis que pour l'autre, elle est de  $2 D_i$ ; le minimum de  $\overline{\rho^*}$  est aussi décalé:  $3,5 D_i$  et  $4,5 D_i$ , respectivement pour les deux jets. Les valeurs de  $M$  sont très différentes: à  $M = 9$  on est très loin de la recirculation, tandis que  $M = 42$  est

proche de la valeur critique d'apparition de ce régime d'écoulement. Les nombres de Reynolds,  $Re_M$ , sont aussi différents:  $Re_M = 2520$  pour  $S = 0,138$  et  $Re_M = 12240$  pour  $S = 0,655$ .

Avec ce test, on confirme que le rapport de vitesse,  $r_v$ , n'est pas un bon paramètre pour l'interprétation des résultats de densité, mais qu'en utilisant  $M$ , on prend en compte, dans une large mesure, les effets de densité.

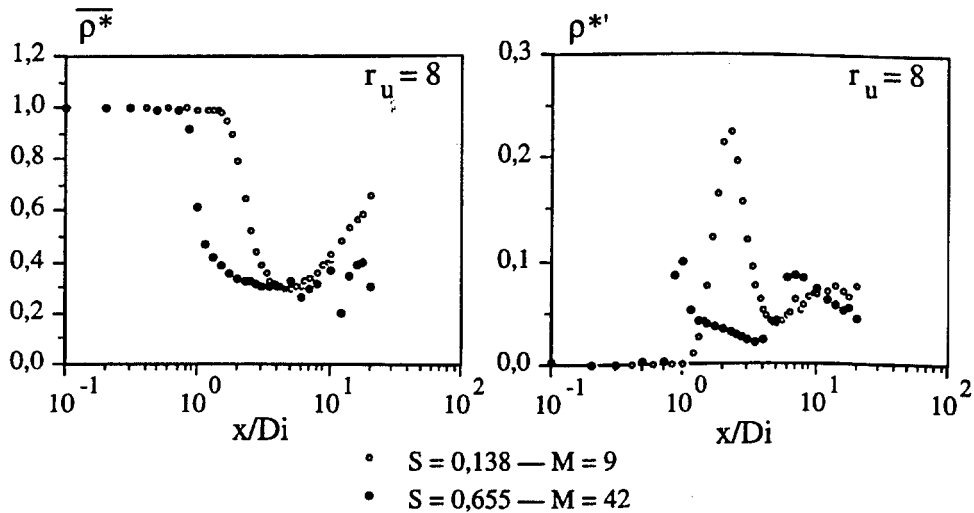


Figure 5.7 — Profils axiaux de  $\rho^*$ , pour  $r_v = 8$  ( $Ue = 16$  m/s), pour deux valeurs de  $S = 0,138$  et  $S = 0,655$ .

## 5.2.2 — Profils radiaux des jets coaxiaux à faible rapport de densité ( $S = 0,655$ )

### 5.2.2.1 — LE CAS SANS RECIRCULATION, $M = 9$

L'évolution axiale et radiale des champs de densité des jets coaxiaux quasi-homogènes est très ressemblante à celle du jet hélium-air (cf. §5.1). La figure 5.8 montre les résultats obtenus à partir des mesures de densité dans un jet coaxial à  $M = 9$ ,  $S = 0,655$ . L'analyse présentée précédemment peut être reprise ici. Toutefois, de petites différences sont toujours présentes. En effet, on observe un élargissement plus rapide des couches de mélange pour  $S = 0,138$ . Pour la couche de mélange externe, le taux d'élargissement,  $-\partial\delta_1/\partial x$ , est de  $0,14 D_i$  pour  $S = 0,655$ , au lieu de  $0,2 D_i$  pour  $S = 0,138$ . Ceci est conforme à l'effet attendu de différence de densités sur l'évolution des couches de mélange. BROWN et ROSKO (1974) et DIMOTAKIS (1989) ont montré que l'entraînement est favorisé dans une couche de mélange entre un fluide rapide et léger et un fluide lent et lourd par rapport au cas homogène (qui est notre configuration).

Le même effet donne également lieu à un élargissement plus rapide de la couche de mélange interne et à un raccourcissement du cône potentiel, pour  $S = 0,138$ . Il semble alors



paradoxal de trouver, à une abscisse donnée, une densité  $\rho^*$  plus élevée dans le jet annulaire pour  $S = 0,655$ , alors que le mélange semble plus lent dans cette configuration. Par exemple, à  $x/D_i = 2$ ,  $\overline{\rho^*}_{min} \approx 0,2$  pour  $S = 0,138$  et  $\overline{\rho^*}_{min} \approx 0,3$  pour  $S = 0,655$ . Il faut noter que l'évolution de ce paramètre est complexe et à cette abscisse, elle résulte de l'interaction du jet avec le fluide ambiant, mais aussi des interactions des structures de la couche de mélange interne dans la partie centrale. La diffusion plus rapide obtenue pour  $S = 0,138$  se traduit par un enrichissement plus important en hélium de la partie centrale, par rapport à l'autre cas, et donc retarde l'appauvrissement en hélium du jet annulaire.

Dans une section donnée, les écarts de densité entre le jet annulaire et son environnement sont donc diminués par rapport au cas à forte différence de densité. Il en résulte des fluctuations  $\rho'$  plus faibles. Si l'on rapporte  $\rho'$  à l'écart typique  $1 - \overline{\rho^*}_{min}$ , on trouve alors des valeurs comparables dans les deux cas (Tableau 5.3).

$x/D_i$	$S = 0,138$	$S = 0,655$
1	0,26	0,22
2	0,24	0,23
3,5	0,23	0,18

Tableau 5.3 — Fluctuations de densité rapportées à l'écart moyen caractéristique.

Il semble subsister, toutefois, un effet de  $S$  sur les valeurs observées qui sont un peu plus faibles pour le cas à faible différence de densité.

On notera également une moins bonne homogénéisation de la partie centrale pour  $S = 0,655$ , puisque, pour  $x/D_i = 3,5$ , l'écart  $\overline{\rho^*}_{axe} - \overline{\rho^*}_{min} \approx 0,18$  au lieu de  $0,09$  pour  $S = 0,138$ . De la même façon, il subsiste une faible variation de  $\overline{\rho^*}$  dans la partie centrale pour  $x/D_i = 5$ , alors que celle-ci était bien homogène pour le jet à forte différence de densité.

Le cône potentiel a une longueur entre 1 et 2  $D_i$ , mais très proche de 2  $D_i$ . La densité à l'axe vaut  $\overline{\rho^*} = 0,95$ , pour  $x/D_i = 2$ , très proche de l'air pur, ce qui indique que le mélange dû au pincement de la couche de mélange interne, vient de commencer. De plus,  $\rho^{*'} = 0,1$  montre que des paquets de fluide externe arrivent à l'axe du jet, mais ils ne sont pas suffisamment fréquents pour changer significativement la densité moyenne.

La variation avec la distance axiale de la largeur visuelle du jet, dans la région asymptotique ( $x/D_i > 5$ ) est  $\partial \langle b \rangle / \partial x = 0,25$ , identique à celle obtenue pour  $S = 0,138$ . Mais la largeur du jet rapportée au diamètre interne,  $\langle b \rangle / D_i$ , est légèrement inférieure pour le cas à faible différence de densité:

$$\begin{aligned} \text{pour } S = 0,138 : & \quad \langle b \rangle / D_i = 1,09 + 0,25 x / D_i, \\ \text{pour } S = 0,655 : & \quad \langle b \rangle / D_i = 0,90 + 0,25 x / D_i, \end{aligned}$$

L'ordonnée à l'origine étant plus petite pour  $S = 0,655$ , la couche de mélange externe se développe moins que pour le cas  $S = 0,138$ . Les valeurs obtenues sont en accord avec les résultats d'autres auteurs (par exemple: PITTS, 1986, DJERIDANE, 1994), où le jet est plus large pour  $S$  décroissante.

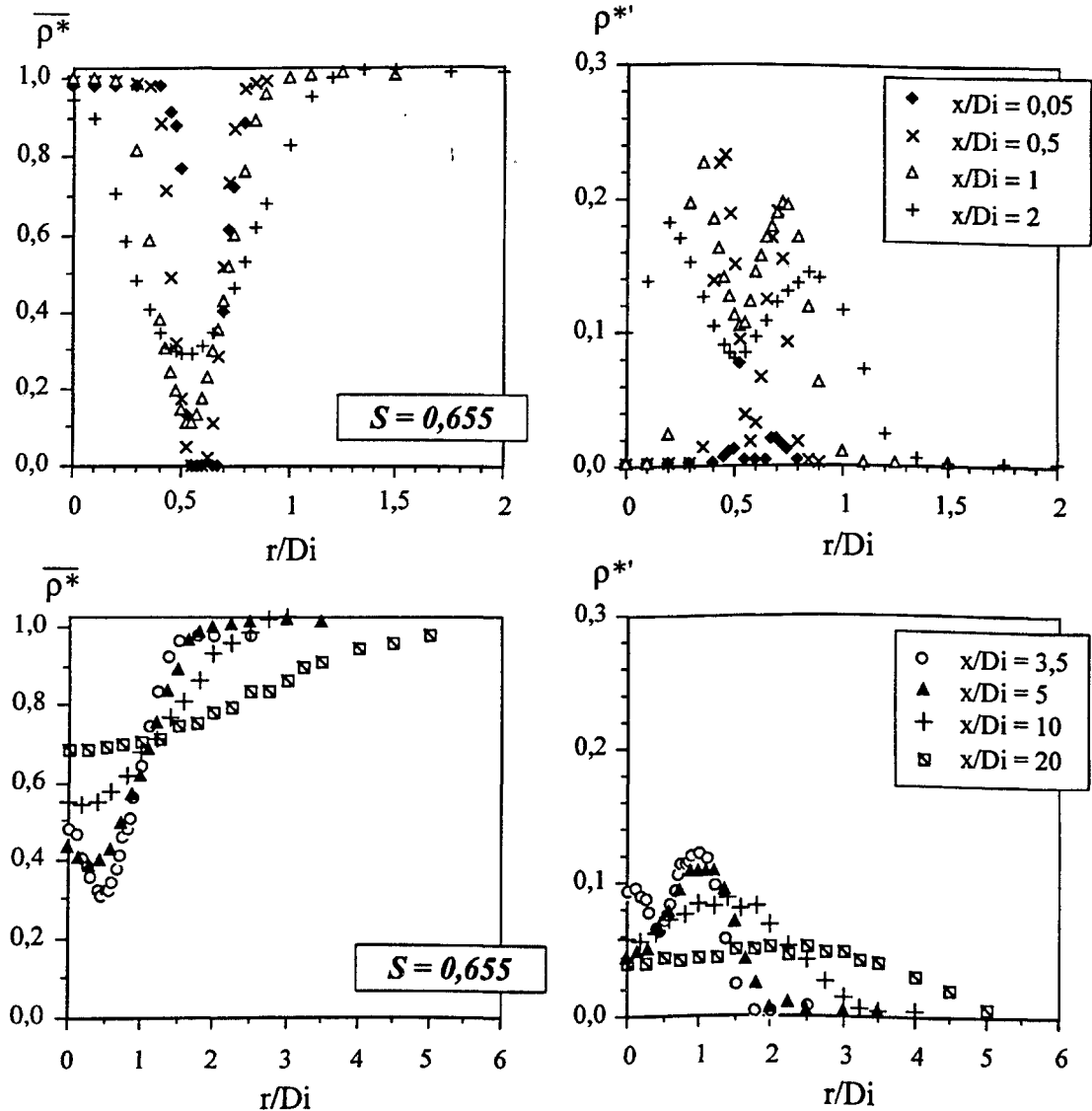


Figure 5.8 — Profils radiaux des jets coaxiaux à  $S = 0,655$ ,  $M = 9$ .

### 5.2.2.2 — LE CAS AVEC RECIRCULATION, $M = 144$ .

Dans cette section, nous allons présenter la comparaison des profils radiaux des jets à  $M = 144$ , avec deux rapports de densité: le cas de référence ( $S = 0,138$ ) et le cas à faible rapport de densité ( $S = 0,655$ ). Les mesures ont été réalisées sur trois distances axiales, qui sont:  $x/D_i = 1$ ,  $x/D_i = 5$  et  $x/D_i = 10$  (Fig. 5.9). Les valeurs de  $\rho^*$  pour  $S = 0,138$  sont toujours

légèrement inférieures à celles du cas  $S = 0,655$ , sauf pour les valeurs moyennes du profil à  $x/D_i = 1$ , où les profils sont pratiquement identiques. Pour ce profil, il faut noter que sur l'axe du jet, on est dans la bulle de recirculation, très bien mélangée car les fluctuations de densité sont très petites ( $\rho^{*'} = 0,02$ ). A cette distance de la buse, on note déjà que la position du pic de  $\rho^{*'}$  est faiblement décalée vers l'axe du jet pour  $S = 0,655$ . Ce déplacement devient très important pour  $x/D_i = 5$ . De plus, le jet est plus large à plus fort rapport de densité, en accord avec le point précédent. A  $x/D_i = 10$ ,  $S = 0,138$ , le temps d'acquisition n'a pas été suffisamment long pour avoir une bonne convergence, principalement pour les valeurs fluctuantes. Malgré ce problème, on voit que les tendances sont les mêmes que pour  $M = 9$  et l'état d'un jet simple est atteint.

### 5.3 — Le cas à très forts rapport de densité ( $S = 0,028$ )

Les jets coaxiaux à très forts rapports de densité ( $S = 0,028$ ) ont été obtenus avec de l'hélium et du SF<sub>6</sub>, dans une ambiance d'hélium. La buse a été placée dans une chambre alimentée en hélium par le toit (§3.4), orientée dans la direction de la pesanteur. Nous présentons les profils déterminés en fonction de  $M$ , dans les directions axiale et radiale, et ensuite, la comparaison pour les différents cas, avec d'autres valeurs de  $S$ .

#### 5.3.1 — Influence de $M$ sur les profils axiaux à très fort rapport de densité ( $S = 0,028$ ).

Les profils axiaux ont été obtenus dans des jets hélium-SF<sub>6</sub> ( $S = 0,028$ ), pour quatre valeurs de  $M$ :  $M = 200, 144, 36$  et  $9$ . La vitesse débitante dans l'anneau était  $U_e = 16$  m/s, et on a fait varier le débit central de SF<sub>6</sub> (§2.3). D'après les résultats obtenus dans le Chapitre 4, les valeurs de  $M = 200$  et  $144$  correspondent à des cas avec recirculation, tandis que  $M = 36$  et  $9$

sont des cas sans recirculation. La figure 5.10 montre les résultats obtenus, dans les  $5 D_i$  proches de la buse.

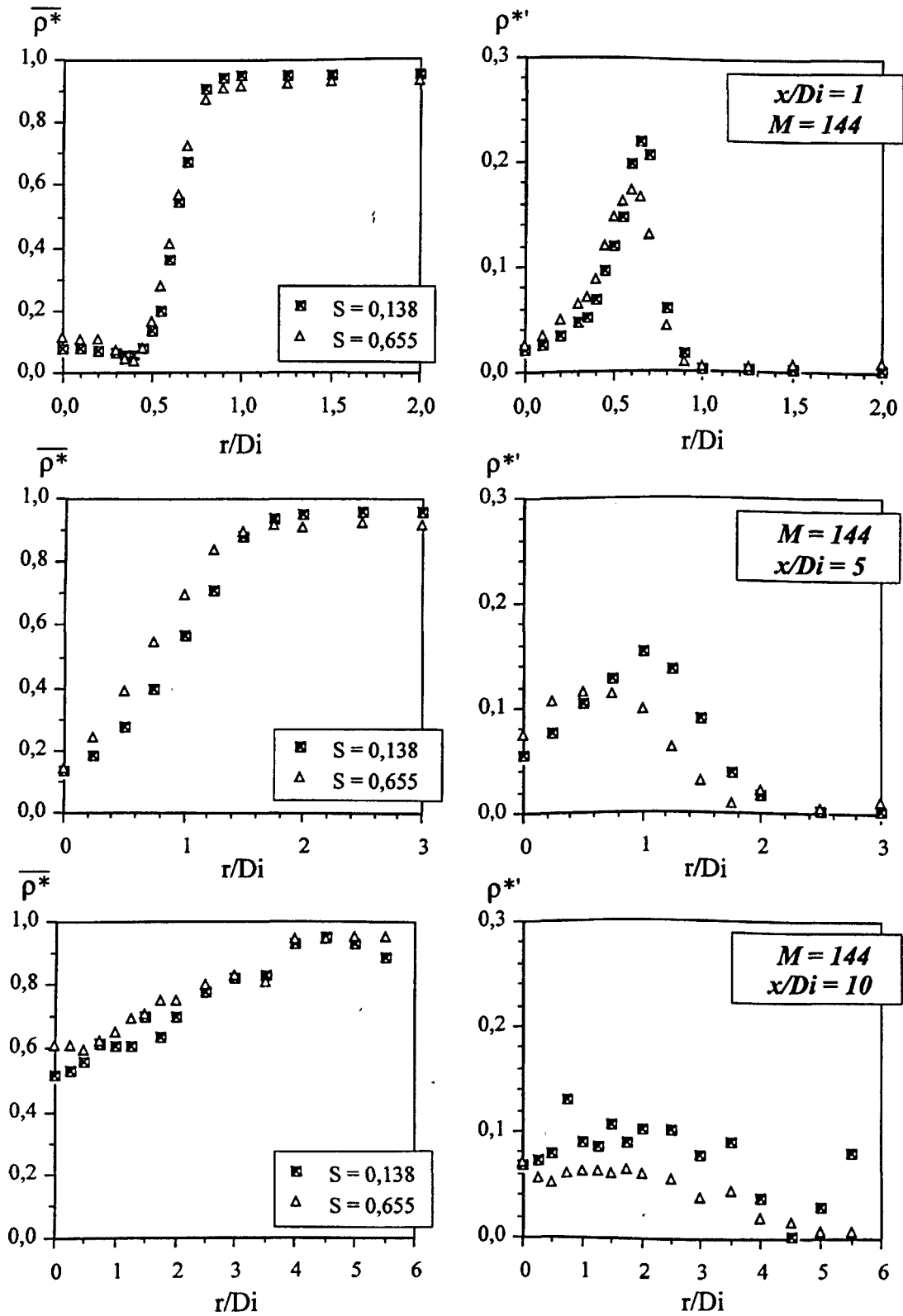


Figure 5.9 — Comparaison des profils radiaux de  $\rho^*$ ,  $M = 144$ , pour  $S = 0,138$  et  $S = 0,655$ , à  $x/D_i = 1, 5$  et  $10$ .

A faible rapport de flux de quantité de mouvement, le cône potentiel est bien défini et sa longueur augmente lorsque  $M$  diminue, comme il a été observé précédemment. Pour  $M = 144$ , nous avons trouvé une petite bulle de recirculation (§4.2.3.2), qui n'est pas "visible" à partir des mesures de densité.

Les fluctuations de  $\rho^*$  peuvent être divisées, encore une fois, en fonction de l'établissement de la recirculation. Pour les cas avec un cône potentiel, elles ont pratiquement le même comportement que pour  $S = 0,138$ . Mais dans l'autre cas, à  $M = 144$ , en plus du pic caractéristique, une bosse apparaît plus près de la buse. Le pic est sans doute dû à l'arrivée de l'écoulement annulaire, tandis que la bosse peut être due à la rencontre entre l'écoulement central et la bulle de recirculation. A  $M = 144$ , les valeurs moyennes indiquent une très forte concentration en  $SF_6$ , et les fluctuations,  $\rho^{*'}$ , indiquent la présence de particules d'hélium provenant du jet extérieur. Les pics  $\rho^{*'}$  sont placés à  $0,5$  et  $1,4 x/D_i$ , assez proches des limites établies par la sonde de sillage (§4.2.3.2), qui donne une position pour la bulle de recirculation de  $0,55$  et  $1,1 x/D_i$ , pour la limite amont et la limite aval, respectivement.

Le minimum de  $\rho^{*'}$  se produit pour  $M = 144$ , résultat en accord avec les mesures de la sonde de sillage, où nous avons établi que le début de la recirculation, pour ce type de jet, doit se produire entre  $M = 100$  et  $144$ .

Bien que les résultats soient fragmentaires, il semble que le comportement des jets hélium -  $SF_6$  soit différent des autres cas. On observe, en effet, une recirculation peu active pour une valeur de  $M$  aussi élevée que  $144$ . Il semble, d'après les mesures de densité, que la bulle de recirculation soit principalement alimentée en fluide provenant du jet central avec de brèves incursions du fluide externe. Dans ce cas, le maximum de fluctuation  $\rho^{*'}$  se trouve à la limite aval de la bulle, contrairement aux observations faites pour le couple hélium-air.

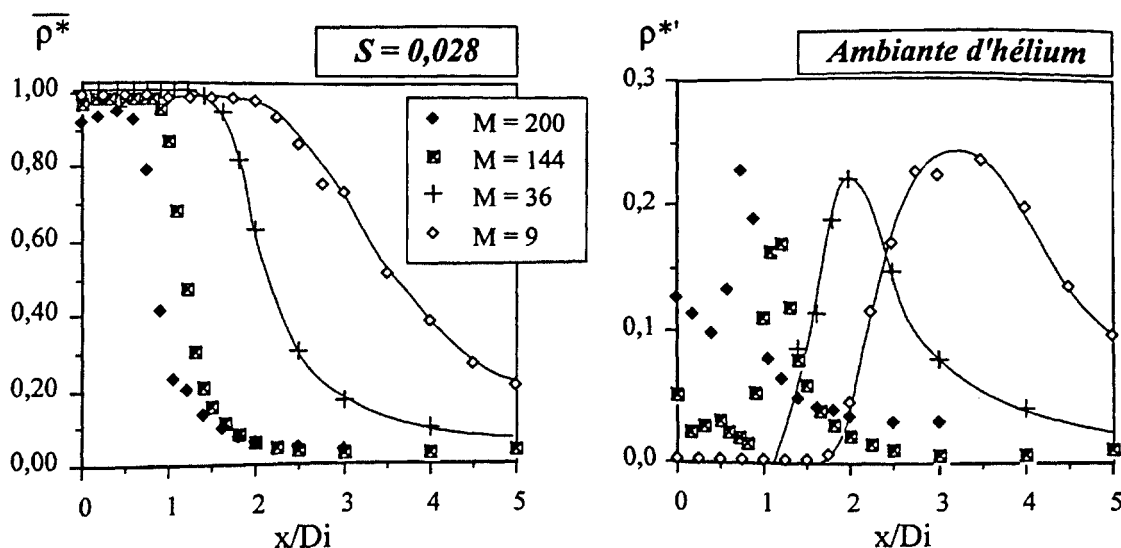


Figure 5.10 — Profils axiaux des jets coaxiaux à très forte différence de densité ( $S = 0,028$ ), en fonction de  $M$ .

### 5.3.2 — Comparaison avec les cas à $S = 0,138$ et $S = 0,655$ .

La large gamme des mesures avec différences de densité nous permet de réaliser des comparaisons en maintenant  $M$  constant. Ainsi, nous présentons dans cette section les mesures de densité sur l'axe du jet, à  $M = 9$  (sans recirculation) et  $M = 144$  (avec recirculation), en fonction de  $S$  et du fluide ambiant (air ou hélium).

#### 5.3.2.1 — LES JETS SANS RECIRCULATION, $M = 9$

Les conditions expérimentales pour les profils axiaux à  $M = 9$  sont résumées dans le tableau 5.4.

Ambiante	$U_e$ (m/s)	$U_i$ (m/s)	$\rho_e$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\rho_i$ (kg/m <sup>3</sup> )	$S$
air	16	2	0,166	1,215	0,138
air	7,34	2	0,79	1,215	0,655
hélium	16	2	0,166	1,215	0,138
hélium	16	0,34	0,166	5,80	0,028

Tableau 5.4 — Conditions expérimentales pour les profils axiaux à  $M = 9$ .

La figure 5.11 montre les profils de densité mesurés sur l'axe du jet. Les profils pour  $S = 0,138$  ont été analysés en §5.2.2.1. Le cas à faible rapport de densité ( $S = 0,655$ , ambiante d'air, buse vers le haut), présente des valeurs moyennes avec une forte concentration en air. Le pic des fluctuations est, corrélativement, plus petit et légèrement décalé vers l'aval, mais les fluctuations rejoignent celles des jets à  $S = 0,138$  à partir de  $3 D_i$ . Le cas à très fort rapport de densité ( $S = 0,028$ , ambiante d'hélium, buse vers le bas), présente un cône potentiel plus long que les autres cas. De plus, le SF<sub>6</sub> est complètement mélangé à l'hélium au-delà de  $7 D_i$ , et la valeur asymptotique des fluctuations est, corrélativement, très faible. On remarque aussi que le pic de  $\rho^*$  décroît lorsque  $S$  augmente. Il semble avoir un développement de petites structures, qui produisent un bon niveau de mélange, donnant ainsi des fluctuations de densité plus faibles pour  $S$  plus grand.

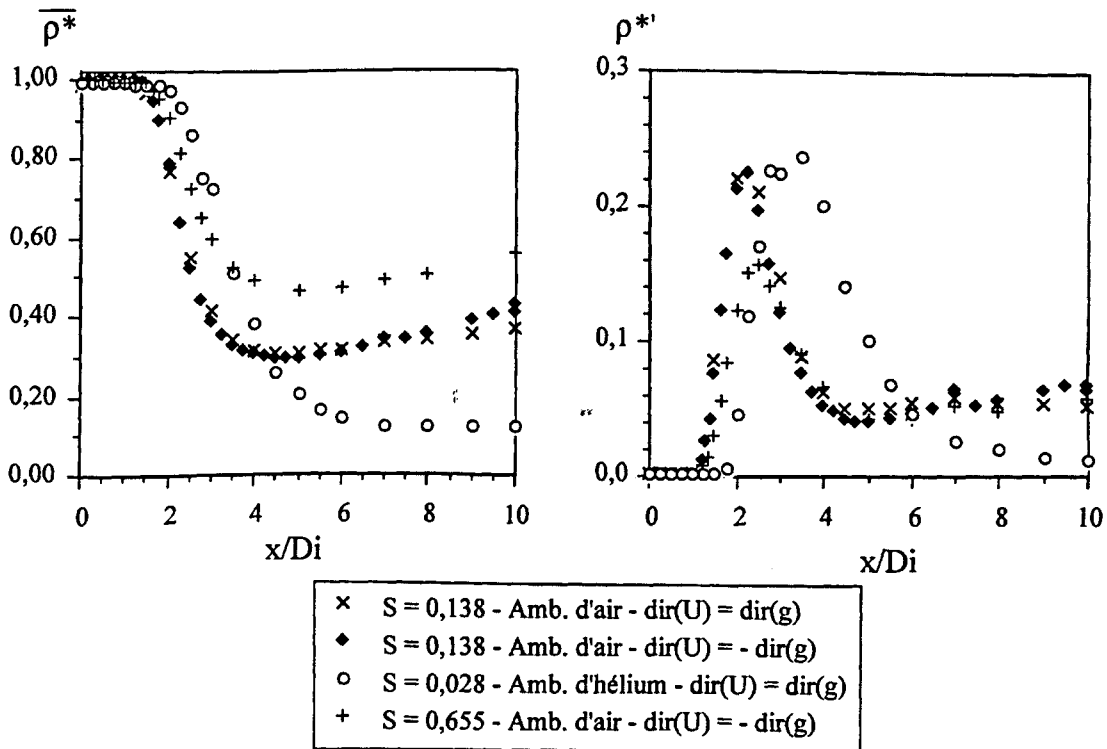


Figure 5.11 — Profils axiaux des jets coaxiaux à  $M = 9$  (cas sans recirculation), en fonction de  $S$  et du fluide ambiant.

5.3.2.2 — LES JETS AVEC RECIRCULATION,  $M = 144$

De la même manière que pour  $M = 9$ , le tableau 5.4 présente les conditions expérimentales pour  $M = 144$  (cas avec recirculation). Nous avons divisé les expériences en deux séries, fonction de l'ambiante: de l'air ou de l'hélium. Pour les mesures en ambiante d'air, la buse a été orientée dans la direction contraire à la gravité, sauf pour le cas  $S = 0,028$ , où la buse était orientée vers le bas. Pour l'ambiante d'hélium, la buse était dirigée dans la direction de la gravité, placée dans la chambre décrite en §3.4. Pour les deux cas, les mesures ont été réalisées jusqu'à  $3 D_i$  en aval de la buse.

Ambiante	$U_e$ (m/s)	$U_i$ (m/s)	$\rho_e$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\rho_i$ (kg/m <sup>3</sup> )	$S$
air	16	0,50	0,166	1,215	0,138
air	7,4	0,50	0,79	1,215	0,655
air	16	0,23	0,166	5,80	0,028
hélium	16	0,50	0,166	1,215	0,138
hélium	16	0,23	0,166	5,80	0,028
hélium	32	0,45	0,166	5,80	0,028

Tableau 5.4 — Conditions expérimentales pour les profils axiaux à  $M = 144$ .

La figure 5.12 montre les résultats obtenus pour l'ambiante d'air. Pour  $S = 0,138$  et  $0,655$ , les profils moyens sont en bonne concordance, sauf tout près de la buse, où les moyennes pour le cas à faible différence de densité partent de  $\bar{\rho}^* = 0,90$ . Le pic de fluctuations  $\rho^{*'}$  pour  $S = 0,655$  semble ne pas être bien résolu, mais on observe une tendance à être un peu plus décalé vers l'aval que le pic de  $\rho^{*'}$  pour  $S = 0,138$ .

A  $S = 0,028$ , l'évolution du jet est très différente. Un cône potentiel apparent se développe pour  $x/D_i \leq 0,8$ , avec des valeurs moyennes qui indiquent que le fluide est pratiquement du SF<sub>6</sub> pur. Les fluctuations de  $\rho^*$ , pour  $x/D_i < 1$ , ne sont pas présentées, car un problème de parasites a faussé les mesures, les valeurs moyennes étant correctes. Entre  $x = 0,9$  et  $2 D_i$ , un pic typique de densité se développe, dû à l'arrivée de la couche de mélange interne sur l'axe. Ce "retard" dans le développement du jet est, en partie, dû à l'influence de la gravité, et il sera discuté plus tard dans ce chapitre. Pour  $x \geq 2 D_i$ , on a presque de l'hélium pur sur l'axe du jet et le niveau des fluctuations est plus faible que pour les autres cas.

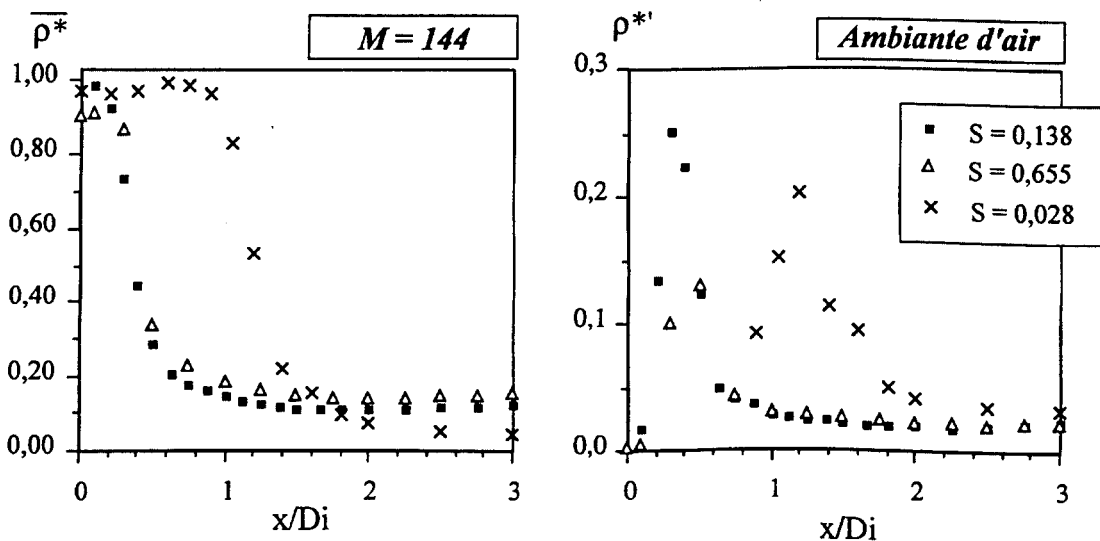


Figure 5.12 — Profils axiaux des jets coaxiaux à  $M = 144$  (cas avec recirculation), en fonction de  $S$ , ambiante d'air.

Les expériences dans l'ambiante d'hélium ont été réalisées pour  $S = 0,138$  et  $S = 0,028$ . Deux cas à très fortes différences de densité sont présentés: le premier, avec les valeurs des vitesses caractéristiques de ce mémoire; pour le deuxième cas, les débits injectés ont été doublés, afin de préciser l'influence de la gravité pour  $S = 0,028$ . Sur la figure 5.13, on observe un effet très fort du doublement des vitesses que l'on peut sans doute attribuer à la gravité (les forces de gravité rapportées aux forces d'inertie sont quatre fois plus faibles à une vitesse double). On



constate un déplacement significatif en direction de la buse. De la même façon, le pic de  $\rho^{*}$  passe de  $x/D_i = 1,2$  à  $x/D_i = 0,6$ , si les débits sont doublés. Néanmoins, le profil à débits doublés donne encore un mélange moins rapide du jet externe par rapport au cas à  $S = 0,138$ . Il aurait été intéressant de compléter les expériences en augmentant encore les débits, mais cela n'a pas été fait par manque de temps, et aussi parce qu'il s'agit d'expériences très coûteuses.

Sur la figure 5.14, nous avons regroupé les trois expériences pour  $S = 0,028$  et la buse vers le bas, en fonction de l'ambiante et du débit de sortie. On remarque que, dans les trois diamètres où les mesures ont été effectuées, l'influence de l'ambiante ne semble pas jouer un rôle fondamental sur les valeurs moyennes. La recirculation, moins active constatée par le couple hélium-SF<sub>6</sub>, peut donc être encore influencée par la gravité. Toutefois, les mesures effectuées à l'aide de la sonde de sillage avec la buse vers le haut (Chapitre 4) donnent la même tendance d'un retard à la recirculation. Il semble donc bien que ce couple de gaz se comporte de manière différente des autres cas.

Lorsque le fluide ambiant est de l'hélium, les pics de  $\rho^{*}$  ont, à peu près, la même intensité ( $\rho^{*} \approx 0,08$ ). Loin de la buse ( $x/D_i > 1,8$ ), les fluctuations pour le cas à débit doublé sont identiques à celles de l'ambiante d'air. Ceci est sûrement dû au très grand niveau d'agitation créé par le jet dans la chambre, où le fluide ambiant n'est pas de l'hélium pur.

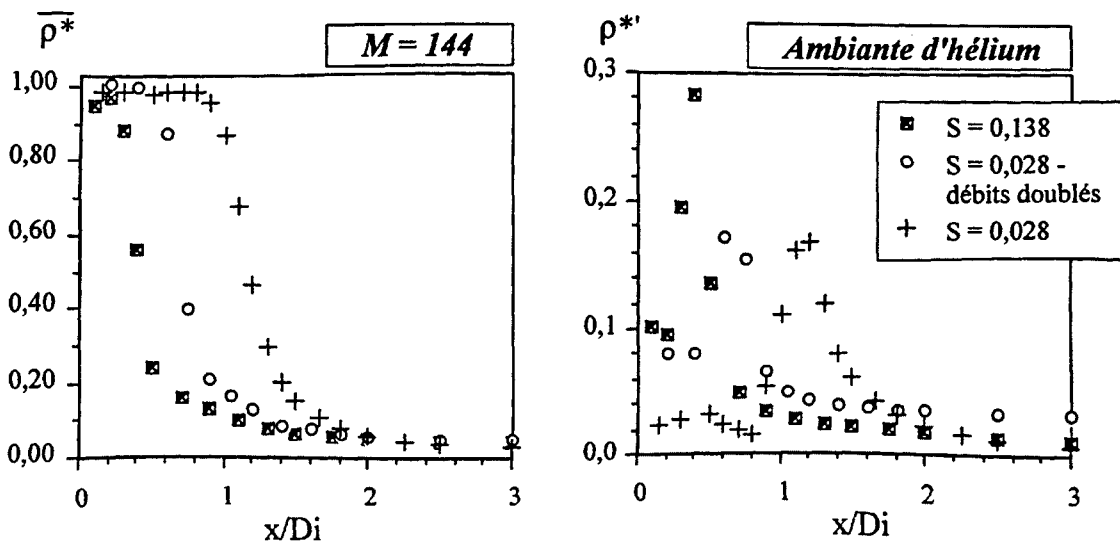


Figure 5.13 — Profils axiaux des jets coaxiaux à  $M = 144$  (cas avec recirculation), en fonction de  $S$ , ambiante d'hélium.

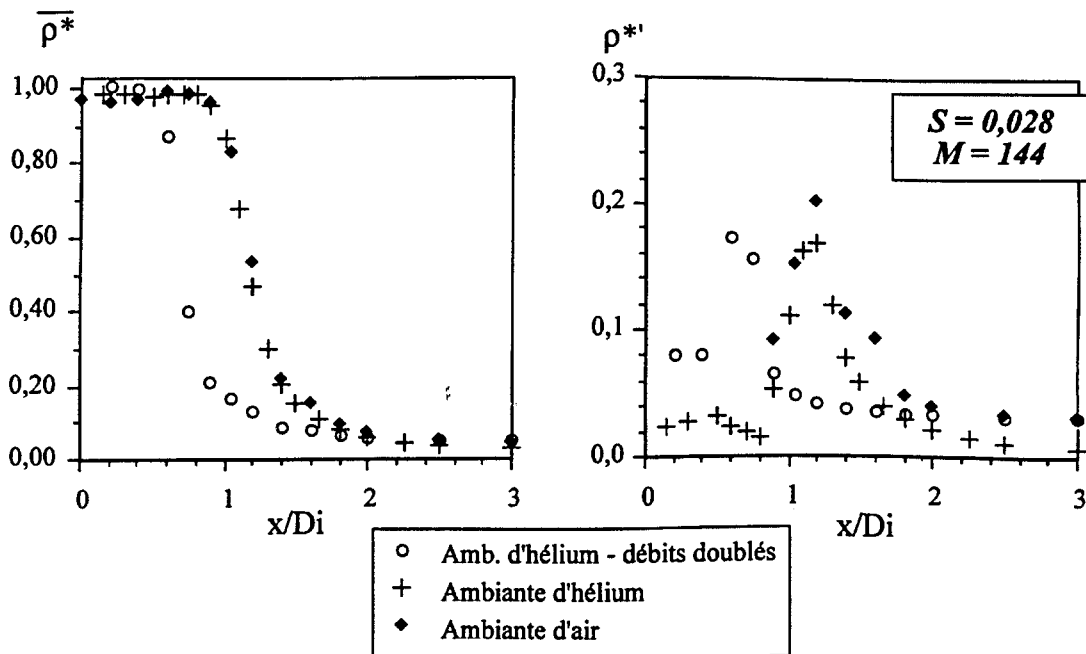


Figure 5.14 — Profils axiaux des jets à  $M = 144$ ,  $S = 0,028$  en fonction de l'ambiante, (cas avec recirculation). La buse est dans la direction de la gravité.

### 5.3.3 — Profils radiaux des jets coaxiaux à très fort rapport de densité, ( $S = 0,028$ )

D'une manière analogue à la présentation faite pour les profils axiaux, nous présentons dans ce point les profils radiaux de densité, pour un cas sans recirculation ( $M = 9$ ) et un autre avec recirculation ( $M = 144$ ). Ils ont été réalisés à  $1 D_i$  en aval de la buse. Pour  $M = 9$ , les points centraux se placent dans le cône potentiel, et pour  $M = 144$ , ils sont dans la bulle de recirculation. Le fluide ambiant ainsi que l'orientation de la buse ont été changés entre les différents cas présentés.

#### 5.3.3.1 — LE CAS SANS RECIRCULATION, $M = 9$ .

La figure 5.15 montre les profils radiaux pour  $M = 9$ , en fonction de  $S$ , de l'ambiante et de l'orientation de la buse. La couche de mélange interne est placée à peu près au même endroit, pour tous les cas. Si l'on regarde le pic interne de  $\rho^{*'}$ , sa position radiale varie très peu:  $0,35 \leq x/D_i \leq 0,4$ . Par contre, la couche de mélange externe dépend assez fortement du fluide ambiant et du fluide injecté dans l'anneau. Comme on l'a vu au §3.4, il n'a pas été possible d'obtenir une ambiante avec de l'hélium pur. On peut donc encore observer la couche de mélange

externe, qui dans ce cas est soumise à un très faible écart de densité. Il semble, qu'à la précision des mesures près, on obtienne une couche de mélange de largeur sensiblement égale à celle que l'on observe pour  $S = 0,655$ . On remarque le déplacement vers l'extérieur de la position du point où  $\overline{\rho^*}$  est minimum. Ceci est sans doute dû à la dissymétrie du mélange: du côté interne, où les écarts de densité sont importants, le jet annulaire s'appauvrit rapidement en hélium, alors que du côté externe, cette diminution de  $\overline{\rho^*}$  est beaucoup plus faible. On observe également, une petite bosse de  $\rho^*$  dans la couche de mélange externe, à la même position que le pic externe de  $\rho^*$  dans l'ambiante d'air.

La longueur du cône potentiel externe est inférieure à  $1 D_i$ , puisque la densité dans l'anneau est légèrement supérieure à celle de l'hélium. Il est clair que, les deux couches de mélange ont déjà interagi à cette distance, pour les cas où l'ambiante est de l'air. L'autre situation avec ambiante d'hélium est moins nette. Le profil présente encore un minimum à  $\rho^* = 0$ , semblant indiquer la limite du cône potentiel externe à  $1 D_i$ , approximativement.

La largeur du jet ne change pas trop d'un jet à l'autre pour cette position près de la buse. On s'attend à une variation plus importante à des distances axiales supérieures à  $5 D_i$ , comme il a été observé pour  $M = 144$ ,  $S = 0,138$  et  $S = 0,655$ , et pour les jets ronds en général (DJERIDANE, 1994).

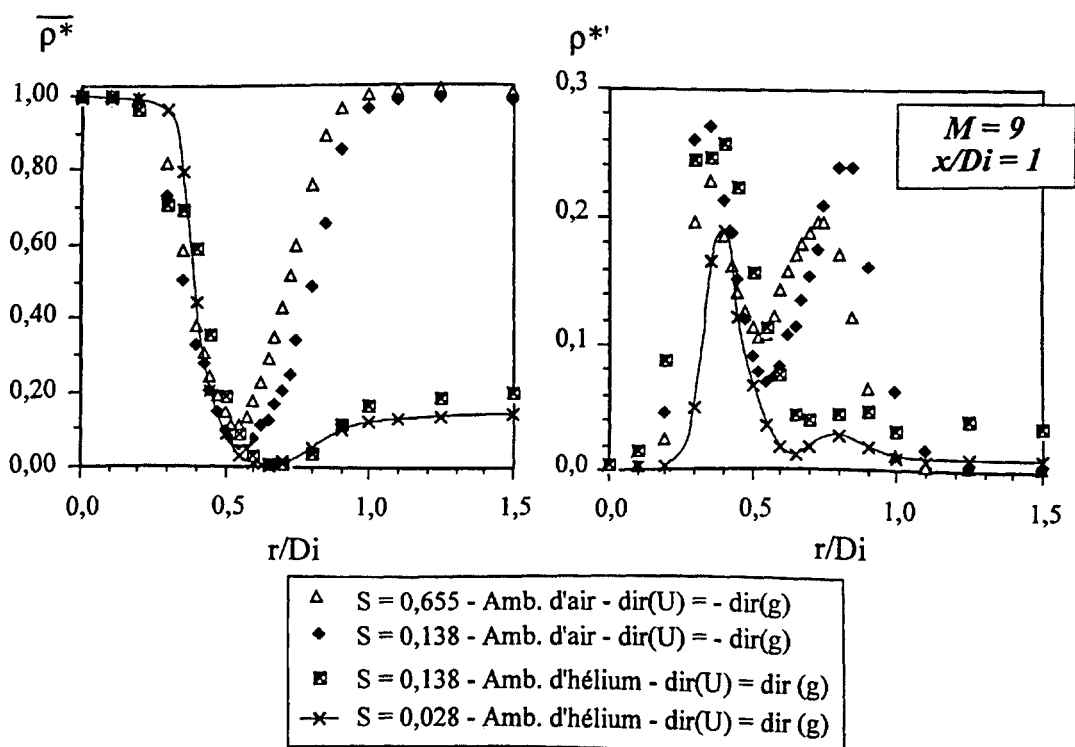


Figure 5.15 — Profils radiaux des jets coaxiaux à  $M = 9$ , en fonction de  $S$ , à  $x/D_i = 1$ .

5.3.3.2 — LE CAS AVEC RECIRCULATION,  $M = 144$ .

Dans le Chapitre 4 nous avons montré que la bulle de recirculation est placée aux alentours de  $1 D_i$  pour  $M = 144$ , quel que soit le couple de gaz et le fluide ambiant. Les points du centre des profils radiaux sont toujours dans une zone de recirculation (Fig. 5.16). On observe pour  $S = 0,655$  et  $S = 0,138$  une très forte concentration en hélium sur l'axe du jet. On constate, également, que le fluide ambiant (air ou hélium) n'influence pas la composition du gaz au sein de la bulle de recirculation.

Par contre, pour  $S = 0,028$ , la densité moyenne est très élevée:  $\bar{\rho}^* = 0,9$  (en valeurs de masse volumique  $\rho = 5,1 \text{ kg/m}^3$ ) et les fluctuations aussi ( $\rho^{*'} = 0,10$ ;  $\rho' = 0,56 \text{ kg/m}^3$ ). Nous avons donc des particules d'hélium provenant de l'extérieur qui ne sont pas suffisamment nombreuses pour faire varier significativement la moyenne, mais qui produisent une  $\rho^{*'}$  assez importante. La région centrale est plus large pour ce rapport de  $S$  (minimum de  $r/D_i \approx 0,5$  au lieu de  $0,4$ ) et pour l'ambiante d'hélium, ceci confirme une diminution du mélange au sein de la couche interne.

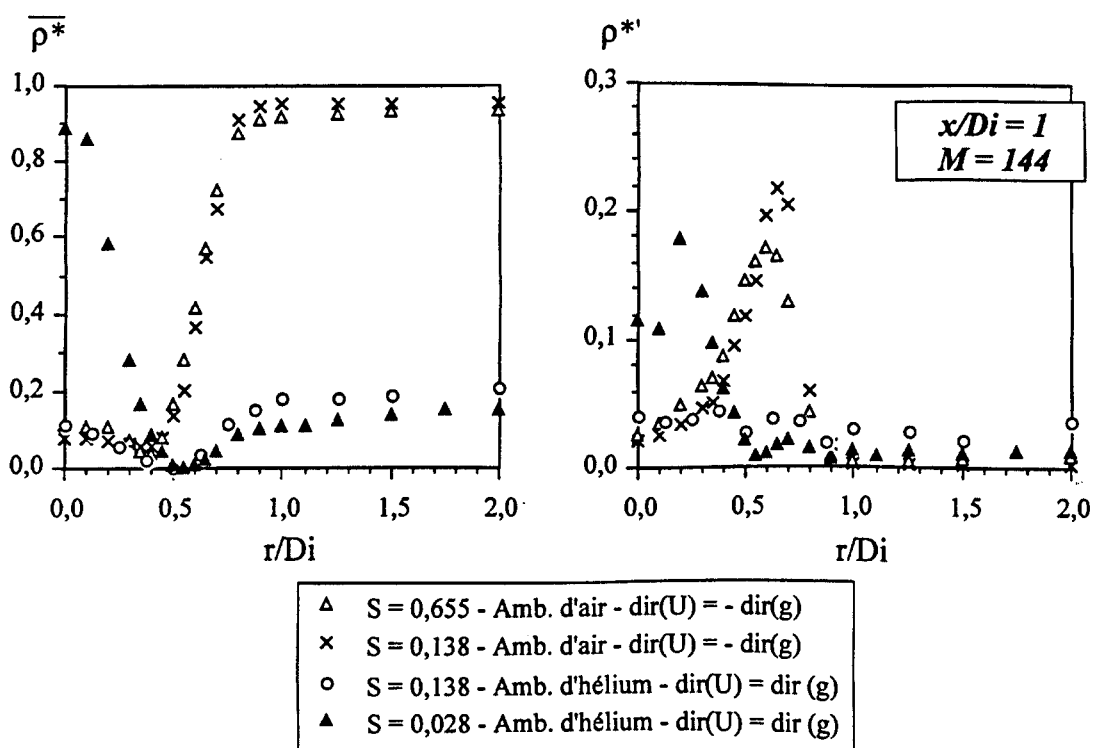


Figure 5.16 — Profils radiaux des jets coaxiaux à  $M = 144$ , en fonction de  $S$ , à  $x/D_i = 1$ .

## 5.4 — Synthèse des résultats

Dans cette partie du chapitre, nous présentons les résultats concernant le cône potentiel et la bulle de recirculation, et sa comparaison avec les résultats du Chapitre 4.

### 5.4.1 — Le cône potentiel

#### 5.4.1.1 — ESTIMATION DE LA LONGUEUR DU CÔNE POTENTIEL D'APRÈS D'AUTRES AUTEURS

Près de la buse, deux cônes potentiels et deux couches de mélange axisymétriques se développent en fonction des paramètres tels que les vitesses d'injection, les densités des fluides injectés et l'ambiante. D'après CHAMPAGNE et WYGNANSKI (1971), la longueur du cône potentiel externe ne dépend pas du rapport des vitesses,  $r_v$ . Sa longueur a été estimée, en fonction de l'épaisseur de l'anneau, à  $\delta (D_e - D_i)/2$ . Pour notre cas, l'expression donne  $28 \text{ mm} = 1,4 D_i$ , valeur plus élevée que celle obtenue à partir des profils radiaux à  $S = 0,655$  et  $0,138 (< 1 D_i)$ . Ceci n'est pas seulement un effet de la différence de densités, mais aussi de la différence entre les géométries des buses (diamètres, convergentes, développement des couches limites...). AU et KO (1987) présentent aussi un rapport entre la longueur du cône externe et le rapport des surfaces annulaire - centrale. Appliqué à notre cas, la longueur du cône potentiel externe est de  $0,67 D_e = 0,9 D_i$ , en bon accord avec nos mesures de densité. L'augmentation de la longueur du cône potentiel externe avec l'augmentation du rapport des diamètres,  $\beta$ , est évident.

L'existence d'un cône potentiel interne dépend fortement du rapport des vitesses,  $r_v$ , et des caractéristiques géométriques de la buse (CHAMPAGNE et WYGNANSKI, 1971, AU et KO, 1987). On verra plus tard s'il y a une dépendance avec la densité. La dépendance de cette longueur avec  $r_v$  est de plus en plus importante lorsque  $r_v$  augmente. Ceci peut être expliqué par une relative basse pression créée dans la zone centrale quand  $r_v > 1$ , obligeant le jet annulaire à se courber vers l'axe du jet. Cet effet de déviation du jet annulaire devient plus important lorsque le rapport  $\beta$  est plus petit. En conséquence, le jet annulaire sera plus dévié et le cône potentiel sera plus court. Pour une géométrie donnée, le cas limite est le rapport de vitesse à partir duquel la recirculation commence.

Pour  $r_v < 1$ , CHAMPAGNE et WYGNANSKI (1971) trouvent que la longueur du cône potentiel interne est supérieure à celle du jet simple ( $r_v = 0$ ), car le cisaillement dans la couche de mélange interne est inférieur à celui du jet simple. Pour un rapport de vitesses  $r_v = 1$ , le sillage

produit dans l'entrefer disparaît rapidement et les deux cônes potentiels fusionnent en un seul. Les mesures ont été réalisées avec deux buses, l'une avec  $\beta = 1,13$  et l'autre avec  $\beta = 1,71$ .

AU et KO (1987) ont trouvé que leurs données de longueur du cône potentiel interne,  $l$ , rapportée au diamètre interne, suivent une loi du type:  $l/D_i \approx 9,9/r_v$ , pour  $1,25 \leq r_v \leq 6,67$ . Le rapport de diamètres est  $\beta = 2$ .

Les résultats précédents ont été obtenus en fluide homogène.

REHAB et al. (1996) ont présenté un modèle simplifié pour prédire la longueur du cône potentiel, obtenu à partir d'un bilan du débit entraîné à travers la couche de mélange interne. Le coeur du modèle est l'estimation de la vitesse d'entraînement du fluide plus lent (provenant de la buse centrale) vers la couche de mélange interne. Plusieurs constantes et considérations y sont tirées de la littérature classique de la couche de mélange, comme par exemple, BROWN et ROSHKO (1974). Ils réalisent deux développements du modèle, en fonction de l'épaisseur de la buse annulaire. Dans notre cas, avec une épaisseur assez mince, le modèle de REHAB et al. (1996) conduit à l'expression de la longueur du cône potentiel:

$$\frac{l}{D_i} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4}{\alpha^2 r_v^2} - 1} \approx \frac{1}{\alpha r_v} \quad (5.3)$$

où  $\alpha$  est une constante ( $\alpha = 0,17$ ) qui relie la fluctuation de vitesse,  $u'$ , à la vitesse du jet annulaire,  $U_e$ , par l'expression:  $u' = \alpha U_e$ . L'équation 5.3 prend la forme:

$$\frac{l}{D_i} \approx \frac{6}{r_v} \quad (5.4)$$

Pour obtenir l'expression de  $l/D_i$  pour les jets coaxiaux avec différences de densité, les auteurs suggèrent de substituer  $r_v$  par  $M^{0,5}$ . L'expression 5.4 aura la forme:

$$\frac{l}{D_i} \approx 6 M^{-0,50} \quad (5.5)$$

REHAB et al. (1996) présentent aussi une estimation de la longueur du cône potentiel à partir de leurs données expérimentales. La longueur est définie comme la distance à la buse du point de vitesse axiale moyenne minimale. Ils ont trouvé, pour  $\beta = 1,35$ :

$$\frac{l}{D_i} \approx \frac{8}{r_v} \quad (5.6)$$

La figure 5.17 ressemble les résultats de ces travaux. On y observe que le modèle (5.5) sous-estime légèrement la longueur  $l$ , par rapport aux données expérimentales. Les points sont plus dispersés pour  $M$  petit, et la différence entre auteurs semble assez importante. Ceci n'est pas simplement un effet visuel dû à l'échelle logarithmique. Ainsi, pour  $M = 10$ ,  $2 \leq l/D_i \leq 4,5$ . La dispersion des points est sans doute due à deux facteurs: le rapport  $\beta$  et les conditions initiales des écoulements.

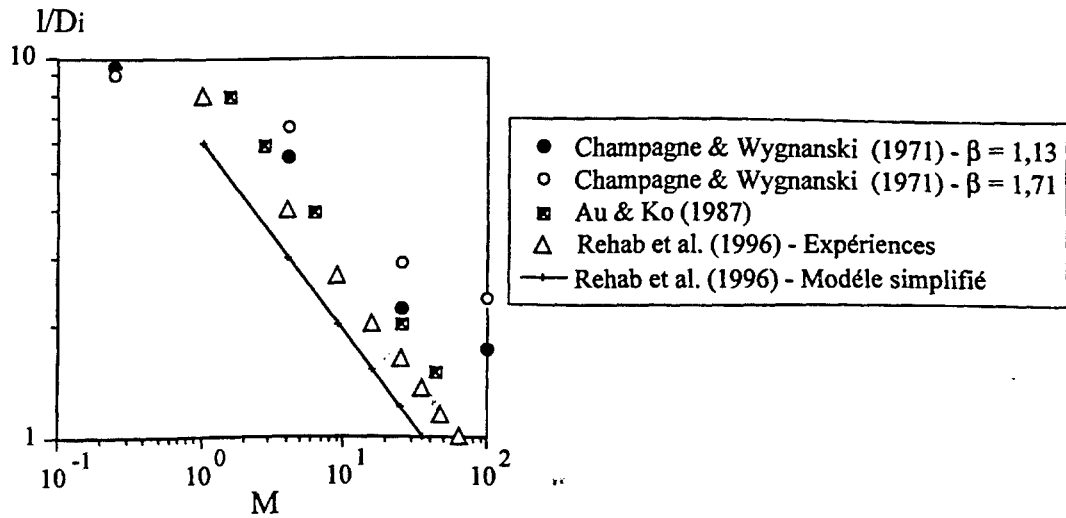


Figure 5.17 — Longueur du cône potentiel,  $l/D_i$ , en fonction de  $M$ , obtenue par divers auteurs.

#### 5.4.1.2 — ESTIMATION DE LA LONGUEUR DU CÔNE POTENTIEL À PARTIR DES MESURES DE DENSITÉ

Le critère pour la définition de la longueur du cône potentiel interne (appelé simplement cône potentiel, à partir d'ici) est la longueur, mesurée sur l'axe à partir de la buse, pour laquelle la densité du fluide central est constante et égale à la densité  $\rho_j$ . Ainsi, nous avons un critère assez sévère, mais très physique, car la moindre déviation de la densité centrale indique la présence de fluide externe, et, donc, du mélange.

Sur la figure 5.18, nous avons rassemblé toutes les longueurs déterminées à partir des profils axiaux de densité, pour les cas sans recirculation. On représente la longueur du cône rapportée au diamètre interne,  $l/D_i$ , en fonction de  $M$ , en échelle log-log. On y observe un assez bon regroupement des mesures, quel que soit  $S$  ou le fluide ambiant. Si l'on rassemble tous les points, sans distinction de densité, on trouve une loi du type:

$$\frac{l}{D_i} \approx 3,7 M^{0,36}, \tag{5.7}$$

avec un coefficient de régression  $R^2 = 0,9$ . On constate donc que la prise en compte du rapport de densité dans le rapport de débit de quantité de mouvement,  $M$ , n'est pas complètement satisfaisant et qu'il reste un effet spécifique de l'influence de  $S$ , que nous allons préciser ensuite. En effet, lorsque l'on ajuste une loi du type (5.7) seulement aux données correspondant aux jets coaxiaux à  $S = 0,138$  (Fig. 5.1), on obtient:

$$\frac{l}{D_i} \approx 3,55 M^{0,40}, \tag{5.8}$$

avec un coefficient de régression de 0,98.

La variation dans le facteur multiplicatif n'est pas très significative entre les équations 5.7 et 5.8. Par contre, la variation de l'exposant devient assez significative. L'erreur commise entre les deux expressions est de 14%, pour  $M = 9$ , ce qui en termes absolus est de l'ordre de  $0,2 D_i$ . Nous devons donc, penser à un effet de  $S$  sur la longueur du cône potentiel, ceci étant en accord avec les résultats classiques de BROWN et ROSHKO (1974). En effet, le cône potentiel étant limité par la couche de mélange axisymétrique centrale, sa longueur dépendra de l'entraînement dans la couche de mélange, qui, à son tour, dépend de la nature des gaz.

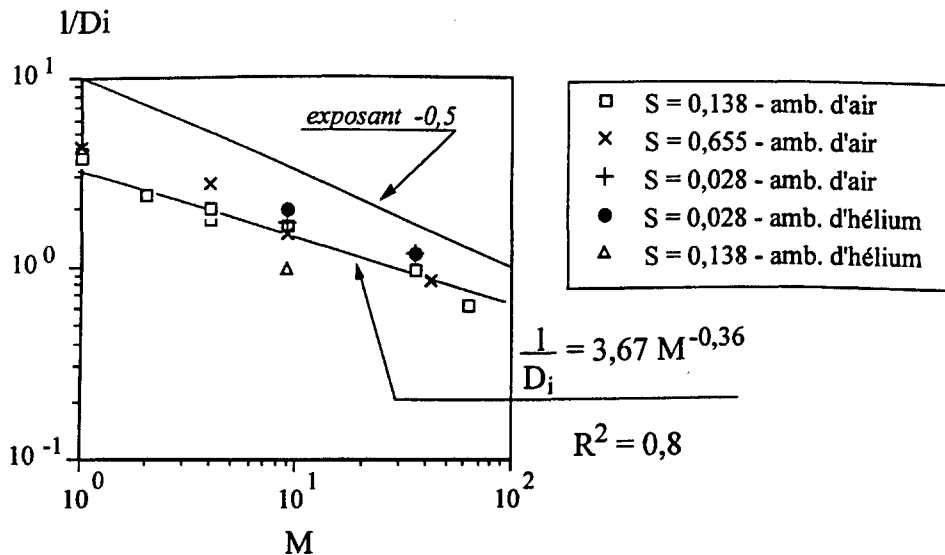


Figure 5.18 — Longueur du cône potentiel,  $l/D_i$ , en fonction de  $M$ , obtenue des profils axiaux de densité.

#### 5.4.1.3 — ESTIMATION DE LA LONGUEUR DU CÔNE POTENTIEL À L'AIDE DE LA SONDE DE SILLAGE

A partir des profils de rms de tension du fil froid,  $e'_{ff}$ , de la sonde de sillage ( $\delta = 20 \mu m$ ), nous avons obtenu également des données de longueur du cône. Le critère pour établir  $l/D_i$  a été l'abscisse du pic de  $e'_{ff}$  sur l'axe. Nous avons choisi les jets à plus grande différence de densité: le jet homogène (air-air,  $S = 1$ ) et le jet hélium-SF<sub>6</sub> en ambiante d'hélium ( $S = 0,028$ ). Sur la figure 5.19 on observe les résultats obtenus, ainsi que les expressions qui relient  $l/D_i$  avec  $M$ . Lorsque l'écoulement est homogène, l'exposant de  $M$  ( $-0,47$ ) se rapproche de la valeur  $-0,5$ , obtenue par d'autres auteurs. Par contre, à très fortes différences de densité, il est dans la même gamme que celui donné par l'équation 5.7.

Bien que les deux méthodes soient différentes, la tendance montre que on doit respecter la nature des gaz, et qu'elle devient assez importante dans la détermination de  $l/D_i$ .



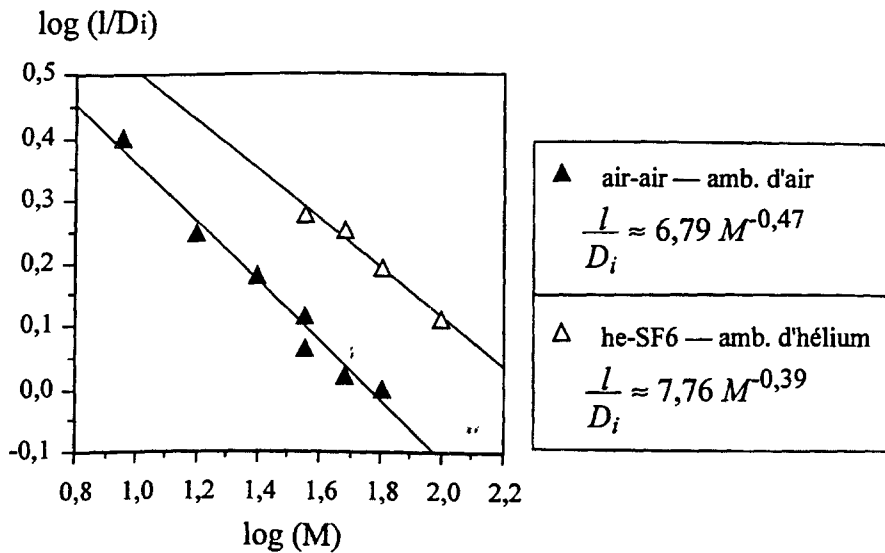


Figure 5.19 — Longueur du cône potentiel,  $l/D_i$ , en fonction de  $M$ , obtenues à partir des profils de rms de tension de fil froid (sonde de sillage).

#### 5.4.1.4 — ESTIMATION DE LA LONGUEUR DU CÔNE POTENTIEL PAR VISUALISATIONS PAR TRANCHE LASER

Nous avons réalisé des visualisations par tranche laser, avec un laser à vapeur de cuivre, pulsé à 10 kHz. Des films vidéo ont été pris pour différents  $M$  et positions de la buse; l'ambiante était constituée de l'air. L'estimation de la longueur sur les visualisations a été réalisée en moyennant plusieurs images, ce qui enlève la possibilité d'avoir pris un cliché non représentatif. Les résultats ont été discriminés par couple de gaz (Fig. 5.20). Un bon regroupement des données est observé, mais une faible dépendance avec la densité persiste. Il semble, malgré le peu de données dont on dispose, que, par rapport au cas homogène, le cône potentiel soit légèrement plus court pour le couple air-SF<sub>6</sub> ( $S = 0,21$ ), et un peu plus long pour les couples hélium-air ( $S = 0,138$ ) et hélium-SF<sub>6</sub> ( $S = 0,028$ ). Dans ces deux derniers cas, le ralentissement du jet d'hélium externe par l'air ambiant est, sans doute, une des causes probables de l'entraînement plus faible du jet central.

Les résultats obtenus pour le couple air-SF<sub>6</sub> et buse vers le haut, ne s'expliquent pas bien, puisque, si la gravité a un effet, cette configuration devrait favoriser l'entraînement et conduire à une réduction du cône potentiel, c'est à dire, au résultat inverse de celui qui est constaté. Ce point mériterait d'être éclairci par de nouvelles mesures.

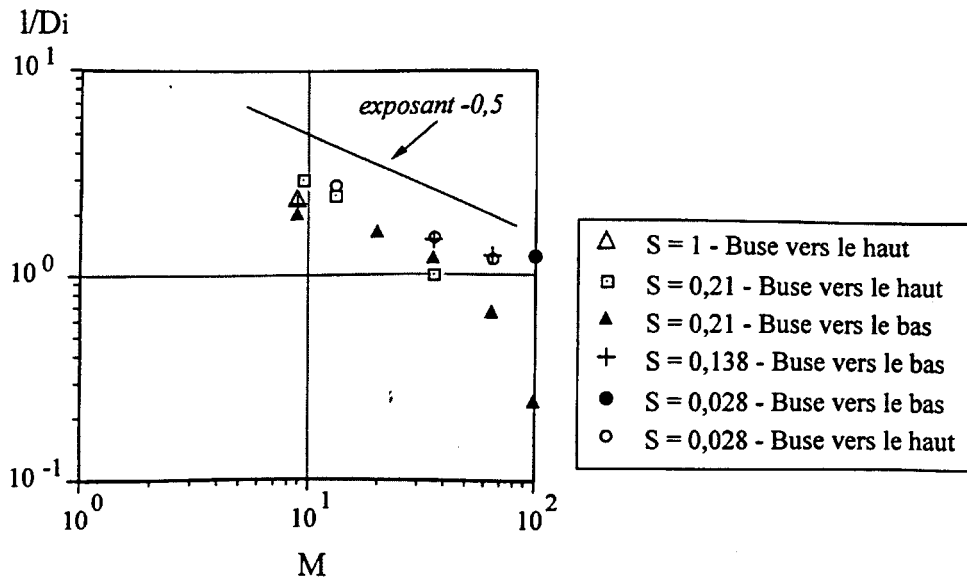


Figure 5.20 — Longueur du cône potentiel,  $l/D_i$ , en fonction de  $M$ , mesurée sur les films des visualisations par tranche laser.

#### 5.4.1.5 — COMPARAISON ENTRE DIFFÉRENTES MÉTHODES

La longueur du cône potentiel a été obtenue par différentes méthodes que nous allons comparer pour un couple de gaz donné. La figure 5.21 montre les résultats concernant les jets homogènes air-air ( $S = 1$ ). On y observe un très bon accord entre les données et un bon ajustement à une pente  $-0,5$ , comme prédit par les autres auteurs. Les valeurs déduites de la mesure de densité à  $S = 0,655$ , sont nettement décalées vers le bas, à cause du critère de détermination qui, comme on l'a vu, donne systématiquement une évaluation par défaut de la longueur du cône potentiel, par rapport aux autres méthodes.

La deuxième comparaison a été réalisée pour le couple hélium-SF<sub>6</sub>. Nous ne présentons pas le cas à  $S = 0,138$  par manque de données suffisantes. La figure 5.22 montre les résultats pour  $S = 0,028$ . Comme attendu, la sonde aspirante donne une limite  $l/D_i$  plus en amont que les autres méthodes et la sonde de sillage donne une limite plus en aval (rappelons que le critère pour la détermination de la longueur  $l$  était l'abscisse correspondant au pic de  $e'_{ff}$ , qui doit correspondre à l'arrivée de la couche de mélange centrale sur l'axe). Néanmoins, les résultats obtenus à l'aide de la sonde de sillage et des visualisations confirment l'allongement du cône potentiel pour ce couple de gaz.

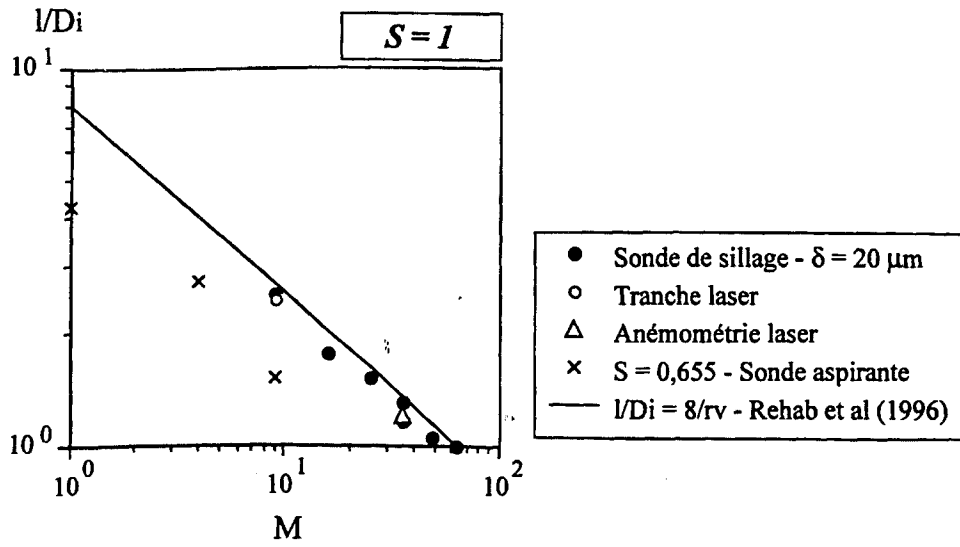


Figure 5.21 — Longueur du cône potentiel,  $l/D_i$ , en fonction de  $M$ , cas air-air ( $S = 1$ ).  
 Comparaison entre différentes méthodes.

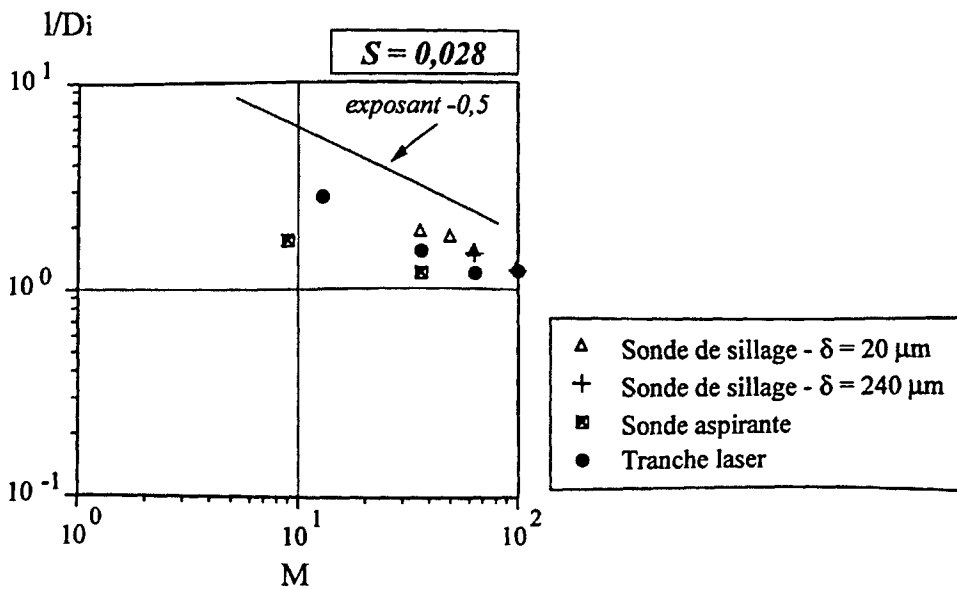


Figure 5.22 — Longueur du cône potentiel,  $l/D_i$ , en fonction de  $M$ , pour  $S = 0,028$ ,  
 obtenue des profils axiaux de densité et de tension du fil froid (pic de  $e'_{ff}$ ).

Nous avons déjà noté qu'à partir des mesures avec une sonde aspirante, la recirculation ne peut pas être établie. Néanmoins, une estimation de la limite amont de la bulle peut être réalisée, si l'on tient compte qu'en amont de la bulle, la densité du fluide est celle du jet central. Nous présentons les résultats obtenus pour  $S = 0,138$  (Fig. 5.23) et pour  $S = 0,028$  (Fig. 5.24). Nous avons mis ensemble les résultats de toutes les méthodes de mesure: sonde de sillage, sonde aspirante, visualisation par tranche laser et anémométrie laser. Les mesures de densité donnent une limite amont de la bulle de recirculation,  $x_{s1}/D_i$ , plus petite que les autres méthodes, ce qui est logique, compte tenu du critère adopté pour la définir.

A  $S = 0,138$ , la visualisation montre un meilleur accord avec les mesures réalisées par LDA et par la sonde de sillage avec  $\delta = 20 \mu m$ . Les visualisations surestiment la limite  $x_{s1}/D_i$ , principalement pour  $M = 64$ . La différence observée pour  $M = 64$  peut être due à ce que, pour cette valeur de  $M$ , la bulle de recirculation est très petite, donnant ainsi une incertitude sur les visualisations.

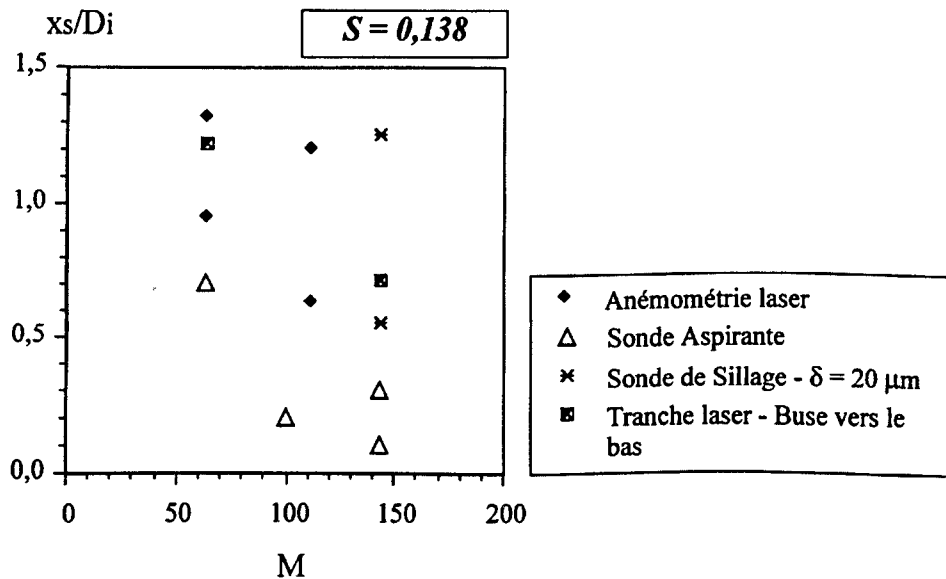


Figure 5.23 — Limite amont de la bulle de recirculation,  $x_{s1}/D_i$ , en fonction de  $M$ , pour  $S = 0,138$ , obtenue des profils axiaux de densité, de tension du fil froid (pic de  $e'_{ff}$ ) et de LDA.

Quand les différences de densité sont très importantes ( $S = 0,028$ ), les résultats ne sont pas si clairs. La visualisation par tranche laser montre une dépendance nette avec l'orientation de la buse. Si la buse est dirigée vers le haut [ $dir(U) = -dir(g)$ ], la limite  $x_{s1}/D_i$  est beaucoup plus près de la buse que lorsqu'elle est placée dans le sens contraire. La buse orientée vers le haut doit favoriser la recirculation, car la gravité tend à décélérer le jet central de  $SF_6$ . L'hélium est ralenti par l'air ambiant, mais aussi accéléré par les forces de flottabilité. Pour les cas où la buse est orientée vers le bas, le  $SF_6$  est accéléré par la gravité, la bulle doit se déplacer en aval et la

recirculation doit se produire plus tard. L'hélium est ralenti par les forces de flottabilité et par le fluide ambiant (qui est composé d'un mélange hélium-air).

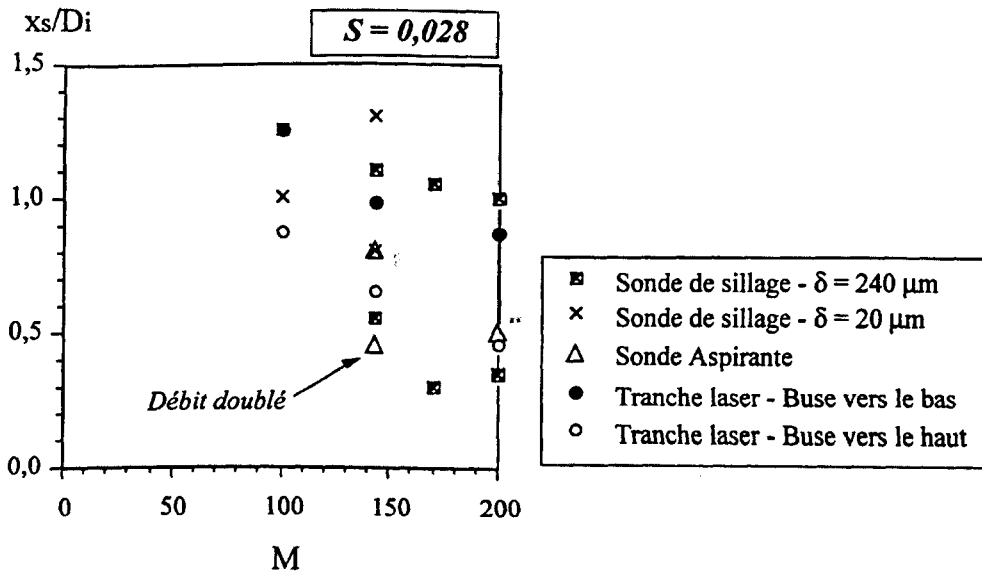


Figure 5.24 — Limite amont de la bulle de recirculation,  $x_{s1}/D_i$ , en fonction de  $M$ , pour  $S = 0,028$ , obtenue des profils axiaux de densité et de tension du fil froid (pic de  $e'_{ff}$ ).

## 5.5 — Conclusions du Chapitre 5

Dans ce chapitre, on a présenté les mesures de densité obtenues par une sonde aspirante (§2.2.3.1) et la comparaison avec d'autres résultats. Un bon accord a été trouvé avec les mesures de PITTS (1986) et de DJERIDANE (1994), pour le champ lointain.

Les résultats présentés concernent les jets coaxiaux à faible différence de densité (mélange hélium-air - air,  $S = 0,655$ ), à forte différence de densité (hélium-air,  $S = 0,138$ ) et à très forte différence de densité (hélium-SF<sub>6</sub>,  $S = 0,028$ ). Le fluide ambiant a été de l'air ou un mélange hélium-air ( $X_{he,\infty} > 0,8$ ).

L'étude a montré que le développement du champ de densité des jets coaxiaux à forts rapports de vitesse était gouverné principalement par  $M$ , le rapport des flux de quantité de mouvement du jet externe au jet interne. On rejoint ainsi une conclusion concernant l'évolution des jets libres axisymétriques avec différences de densité, pour lesquels on peut définir un rayon équivalent par conservation du débit de quantité de mouvement.

Pour tous les rapports de densité, une augmentation du paramètre  $M$  produit une augmentation de l'activité turbulente et du mélange. Dans la région lointaine (sa limite dépend de  $M$ , mais on peut la situer au delà de  $10 D_i$ ), les jets coaxiaux rejoignent un comportement de jet simple. Le taux d'élargissement visuel du jet ( $\partial \langle b \rangle / \partial x$ ), pour  $M = 9$ , est le même à  $S = 0,655$ , et  $S = 0,138$ , mais la largeur ( $\langle b \rangle$ ) est plus petite pour  $S$  plus grand. On constate donc un mélange plus actif pour  $S = 0,138$  que pour  $S = 0,655$ , dans les premiers diamètres, ce qui conduit à une largeur du jet importante après une dizaine de diamètres. Ces résultats, mis en évidence à l'aide des profils axiaux et radiaux de densité, sont en accord avec ceux de la couche de mélange à densité variable.

La longueur du cône potentiel a été estimée en fonction de  $M$  et de  $S$ . Des données de la littérature en jets coaxiaux homogènes, ont été utilisées pour comparaison. On remarque une influence de la densité sur les résultats obtenus et une influence de la géométrie de la buse, dans une moindre mesure. Ceci met en évidence que le rapport des flux des quantités de mouvements,  $M$ , ne rassemble pas parfaitement tous les phénomènes mis en jeu et qu'un effet secondaire de la densité n'est pas pris en compte. Différentes méthodes ont été comparées pour la détermination de la longueur du cône potentiel. Le critère basé sur la densité moyenne semble être sévère, mais il est très physique, car il détecte, assez précisément le début du mélange. La longueur du cône a été aussi mesurée sur les visualisations par tranche laser réalisées pour plusieurs  $M$  et  $S$  et elles se montrent en bon accord avec les mesures.

A partir des mesures réalisées avec une sonde aspirante, il n'est pas possible d'identifier une région de recirculation. Toutefois, nous avons aussi estimé la limite amont de la bulle de recirculation, avec le même critère que pour la longueur du cône potentiel. Les résultats montrent une sous-estimation importante, par rapport à d'autres méthodes. Des mesures ont été aussi tirées des films des visualisations par tranche laser et elles montrent des résultats plus en accord avec d'autres méthodes. Il semble que le pic de fluctuations de densité peut être en meilleur accord pour la détermination de la limite amont de la bulle que le changement de densité moyenne.

D'une manière générale, on remarque que le couple hélium-SF<sub>6</sub> a un comportement différent que celui des autres couples de gaz, que ce soit dans une ambiante d'air ou d'hélium. On observe que l'influence de la gravité ne peut pas être négligée dans ce cas. Dans tous les cas, (gravité favorable ou défavorable), on constate que, pour ce couple de gaz, le cône potentiel est plus long que pour les autres couples de gaz, indiquant un entraînement moindre pour ce cas à

très forte différence de densité. Ce résultat est paradoxal, dans la mesure où, la diminution de  $S$  devrait résulter en une augmentation de l'entraînement, ce qui est, d'ailleurs bien le cas pour le couple hélium-air. Ce point n'a pas pu trouver d'explication satisfaisante et des études plus approfondies devraient être menées pour l'éclaircir.

## 5.6 — Références bibliographiques

**BROWN, G.L. & ROSHKO, A.**, 1974, On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Jr. Fluid Mechanics*, Vol. 64, pp 775-816.

**CHAMPAGNE, F.H. ET WYGNANSKI, I.J.**, 1971, An experimental investigation of coaxial jets, *International Jr. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 14, pp 1445-1461.

**DIMOTAKIS, P.E.**, 1986, Two-Dimensional Shear Layer Entrainment, *AIAA Jr.*, Vol. 24, No. 11, Novembre.

**DJERIDANE, T.**, *Contribution à l'étude expérimentale des jets turbulents axisymétriques à densité variable*. Thèse de l'Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence, Marseille, 1994.

**PITTS W.M.**, *Effects of global density and Reynolds number variations on mixing in turbulent axisymmetric jets*, U.S. Department of Commerce, National Engineering Laboratory, Center of Fire Research, PhD Tesis, 1986.

**REHAB H., VILLERMAUX E. ET HOPFINGER E.J.**, 1996, Flow regimes of large velocity ratio coaxial jets, *Soumis au Jr. of Fluid Mechanics*.

**VILLERMAUX E., REHAB H., ET HOPFINGER E.J.**, 1994, Breakup Régimes and self-sustained pulsations in coaxial jets, *Meccanica*, Vol. 29, pp 393-401.



## CHAPITRE 6

# Conclusions et Perspectives

### 6.1 — Conclusions

### 6.2 — Perspectives



## 6.1 — Conclusions

Cette étude avait comme objectif principal de comprendre la dynamique et le processus de mélange des jets coaxiaux avec fortes différences de densité. L'influence du fluide ambiant et de la gravité ont été aussi examinées, afin de délimiter les différents phénomènes qui peuvent affecter le développement des jets coaxiaux.

D'un point de vue technologique, ce type de jet est appliqué aux injecteurs de moteurs fusée, d'où l'importance de délimiter les cas avec et sans recirculation. Les conditions critiques d'apparition d'une bulle de recirculation ont fait l'objet d'une analyse détaillée. Nous avons aussi déterminé expérimentalement la longueur du cône potentiel, très importante du point de vue de l'interaction entre les combustibles injectés. L'établissement d'une bulle de recirculation ainsi que le développement d'un cône potentiel sont fortement dépendants des conditions initiales d'injection (champs de vitesses et de densités) et du développement du mélange entre les deux jets.

Les mesures ont été réalisées en utilisant plusieurs méthodes, que nous avons dû adapter et mettre au point pour les écoulements hétérogènes. La plupart des mesures de vitesses ont été réalisées par anémométrie laser, et vérifiées en fluide homogène à l'aide de mesures par thermo-anémométrie. Une sonde de sillage a été mise au point pour détecter les courants de retour et ainsi pouvoir établir l'existence d'une zone de recirculation. Une sonde aspirante nous a permis de mesurer des champs de densités, pour un mélange binaire de gaz. Ces méthodes, leurs avantages et inconvénients, ont été largement testées et discutées.

Des visualisations par strioscopie schlieren et par fumée ont mis en évidence des instabilités primaires (tourbillons axisymétriques près de la buse), ainsi que des instabilités secondaires (tourbillons d'axe aligné avec l'écoulement principal et répartis sur la circonférence). Ces tourbillons jouent un rôle prépondérant dans le développement des couches de mélange et dans les mécanismes d'entraînement, qui conditionnent la dynamique et le mélange de l'écoulement dans la région initiale. A grands rapports de flux de quantité de mouvements,  $M$ , une poche de fluide très riche en hélium est observée près de la buse.

Les paramètres les plus importants de cette étude sont, sans doute, le rapport de vitesse,  $r_v$ , et le rapport de densité,  $S$ , qui ont été regroupés dans le rapport de flux de quantité de mouvement,  $M = r_v^2 S$ , qui prend en compte simultanément les effets de vitesses et de densités. Le rapport des flux de quantités de mouvements,  $M$ , permet de regrouper assez bien les résultats, mais il reste un faible effet de la densité.

Dans tous les cas, on observe que la recirculation apparaît pour une valeur critique de  $M$ ,  $M_c$ , estimée à, approximativement, 40 à 50 pour l'ensemble des gaz utilisés, sauf pour le couple hélium-SF<sub>6</sub> pour lequel  $M_c \approx 80$  à 100. Pour  $M > M_c$ , une bulle de recirculation se développe avec une frontière aval pratiquement indépendante de  $M$  (0,9 à 1,2  $D_i$  suivant les différents cas étudiés) et une frontière amont qui remonte vers la buse au fur et à mesure que  $M$  augmente. Dans le cas avec différence de densité le plus favorable à la recirculation (air-SF<sub>6</sub>), on constate que la bulle remonte pratiquement jusqu'à la buse pour  $M \approx 150$ . Les résultats présentent une certaine dispersion, et pour la même valeur de  $M$ , on constate que l'association air-SF<sub>6</sub> favorise la recirculation alors que le couple hélium-SF<sub>6</sub> se comporte avec la tendance contraire.

La longueur du cône potentiel a été estimée en fonction de  $M$  et de  $S$ . Pour ce paramètre aussi, on note un bon regroupement des résultats en fonction de  $M$ , avec une faible influence de la densité. D'une manière générale, on remarque que le couple hélium-SF<sub>6</sub> donne un entraînement plus faible que pour les autres gaz. Cette constatation est corroborée par des visualisations qui ont montré une couche de mélange plus étroite pour ce couple de gaz. Ce comportement paradoxal mériterait d'être exploré par des expériences complémentaires. A notre connaissance, il n'existe pas d'études sur les écoulements de gaz avec un tel rapport de densité ( $S = 0,028$ ).

## 6.2 — Perspectives

Deux types d'études futures se dégagent de ce mémoire sur les jets coaxiaux avec différences de densité: une partie fondamentale et l'autre d'application.

Parmi les premières, on peut citer:

- L'étude expérimentale et théorique des couches de mélange avec très fortes différences de densité (hélium-SF<sub>6</sub>, par exemple), en vue de comprendre les mécanismes qui interviennent dans leur développement et conditionnent les instabilités de ces écoulements.
- La caractérisation des structures longitudinales observées sur la circonférence du jet, près de la buse: leur origine, distribution spatiale, intensité..., et le rôle joué dans le mélange et la dynamique des jets coaxiaux.

Pour l'application spécifique aux jets coaxiaux:

- Il serait souhaitable d'augmenter les débits injectés pour les jets hélium-SF<sub>6</sub>, afin que la gravité n'influence pas les résultats et afin de pouvoir vérifier si ce couple de gaz présente vraiment un comportement différent des autres.
- La réalisation de mesures simultanées de vitesse et concentration avec une sonde thermo-anémométrique de type LIBBY, dans laquelle les éléments chauffés interfèrent, afin d'étudier les transports de masse qui ont lieu au sein du jet. Il sera donc possible d'établir de façon plus précise les bilans de masse à travers le jet, et ainsi quantifier le phénomène d'entraînement.
- La comparaison des résultats expérimentaux avec des résultats des simulations numériques.
- On peut noter qu'une base de données assez complète a été obtenue en ce qui concerne le champ de densité et qu'un traitement statistique, qui n'a pas pu être mené par faute de temps, pourrait fournir des renseignements complémentaires intéressants sur le mélange.



Propriétés physiques des mélanges binaires

A.1 — Caractérisation des mélanges gazeux

A.2 — Propriétés physiques du mélange hélium-air

A.3 — Références bibliographiques

*Cette annexe est issue presque intégralement du mémoire de Thèse de ROLAND RIVA (1991). Elle a été incluse au présent travail afin que le lecteur puisse s'y rapporter occasionnellement.  
Je remercie ROLAND RIVA de m'avoir autorisé à reproduire ces quelques pages.*





## Notations

a	célérité du son
$C_p$	chaleur spécifique à pression constante
k	conductivité thermique
M	masse molaire
m	masse de l'élément considéré contenue dans un volume élémentaire
$n = m/M$	nombre de moles de l'élément (ou mélange) contenues dans un volume élémentaire
P	pression
$Pr$	nombre de Prandtl
T	température absolue
X	fraction molaire
Y	fraction massique
$\gamma$	rapport des chaleurs spécifiques
$\mu$	viscosité dynamique
$\nu$	viscosité cinématique
$\rho$	masse volumique

## Indices

i, j	espèces
m	mélange
0	conditions normales ( $T^0 = 273 K, P^0 = 1 \text{ Atm}$ ).



## A.1 — Caractérisation des mélanges gazeux

La concentration des espèces peut être représentée par :

- la fraction molaire  $X_i = \frac{n_i}{\sum_j n_j}$

- la fraction massique  $Y_i = \frac{m_i}{\sum_j m_j}$

La première rend compte des volumes en présence alors que la seconde est adaptée à une description dynamique des phénomènes (pondération par la masse).

Par sommation sur l'ensemble des constituants il vient :

$$\sum_i X_i = \sum_i Y_i = 1$$

Si l'on se place dans le cas d'un mélange binaire, il est équivalent de considérer la concentration de l'une ou l'autre des espèces. La relation entre les deux fractions s'écrit alors:

$$Y_i = \frac{X_i M_i}{X_i + (1-X_i) \frac{M_j}{M_i}}$$

## A.2 — Propriétés physiques du mélange hélium-air

### A.2.1) Propriétés des corps purs

Les valeurs énumérées dans le tableau ci-après proviennent des références [1] et [2]. Elles imposent deux remarques :

(\*) La viscosité dynamique et la conductivité thermique sont indépendantes de la pression lorsqu'elle se situe dans une gamme variant de quelques Torr à plusieurs Atmosphère (environ 60 *Atm* pour l'air et 90 *Atm* pour l'hélium).

(\*\*) La chaleur spécifique à pression constante de l'air dépend faiblement de la température (+5% entre 0 et 300°C), celle de l'hélium en est indépendante.

	Air	Hélium	Référence
Masse molaire : M (Kg)	28,965. 10 <sup>-3</sup>	4,003. 10 <sup>-3</sup>	[1]
Masse volumique conditions normales : $\rho^0$ (Kg/m <sup>3</sup> )	1,293	0,1785	[1]
Viscosité dynamique à 20° C : $\mu$ (Pl) (*)	1,816. 10 <sup>-5</sup>	1,983. 10 <sup>-5</sup>	[2]
Viscosité cinématique à 20° C, 1 Atm : $\nu$ (m <sup>2</sup> /s)	1,507. 10 <sup>-5</sup>	1,195. 10 <sup>-4</sup>	[2]
Conductivité thermique à 20° C : k (W/m°C) (*)	2,570. 10 <sup>-2</sup>	14,723. 10 <sup>-2</sup>	[2]
Chaleur spécifique à pression constante : C <sub>p</sub> (J/Kg°C) (**)	1005	5190	[2]
$\gamma = C_p / C_v$	1,4	1,67	[1]
Constante des gaz parfaits : R (J/Kg° C)	287	2080	

Par ailleurs, la diffusivité moléculaire de l'hélium dans l'air vaut, dans les conditions normales, 0,624 cm<sup>2</sup>/s [4].

### A.2.2) Masse volumique

La masse volumique d'un mélange gazeux binaire vaut :

$$\rho_m (X_i, P, T) = X_i \rho_i (P, T) + (1-X_i) \rho_j (P, T)$$

Pour les gaz parfaits, il vient :

$$\rho_m (X_i, P, T) = \frac{P}{P^0} \frac{T^0}{T} [X_i (\rho_i^0 - \rho_j^0) + \rho_j^0]$$

Donc, dans des conditions fixées, la masse volumique varie linéairement avec la fraction molaire.

### A.2.3) Viscosité dynamique

La viscosité du mélange est calculée en employant la formule semi-empirique de Wilke, présentée dans l'ouvrage de Bretsznajder [3] :

$$\mu_m (X_i, T) = \frac{\mu_i (T)}{\left[1 + \frac{(1-X_i)}{X_i} \phi_{i,j}\right]} + \frac{\mu_j (T)}{\left[1 + \frac{X_i}{(1-X_i)} \phi_{j,i}\right]}$$

avec

$$\phi_{i,j} = \frac{\left(1 + \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_j}} \sqrt[4]{\frac{M_j}{M_i}}\right)^2}{2\sqrt{2} \sqrt{1 + \frac{M_j}{M_i}}}$$

### A.2.4) Conductivité thermique

Bien qu'il existe une relation voisine de celle de Wilke ([2],[4]), il est recommandé d'employer la formule de Brokaw [3] si un gaz léger tel que l'hydrogène ou l'hélium fait partie des constituants du mélange :

$$k_m (X_i, T) = b (X_i) \sum_{i,j} X_i k_i(T) + \frac{[1 - b (X_i)]}{\sum_{i,j} \frac{X_i}{k_i(T)}}$$

où b est un coefficient dépendant de la concentration.

### A.2.5) Nombre de Prandtl

Il est égal au rapport de la viscosité cinématique sur la diffusivité thermique et se déduit des propriétés précédentes par la relation :

$$\text{Pr}_m(x_i, T) = \frac{\mu_m C_{p_m}}{k_m}$$

### A.2.6) Chaleur spécifique à pression constante

Elle est fournie par la relation suivante [2] :

$$C_{p_m}(Y_i) = Y_i C_{p_i} + (1-Y_i) C_{p_j} \quad \text{soit également} \quad C_{p_m}(X_i) = \frac{\left[ C_{p_i} + \frac{(1-X_i) M_j}{X_i M_i} C_{p_j} \right]}{\left[ 1 + \frac{(1-X_i) M_j}{X_i M_i} \right]}$$

### A.2.7) Rapport des chaleurs spécifiques

Il est calculé de la manière suivante [5] :

$$\gamma_m(Y_i) = \frac{C_p}{C_v} = Y_i \gamma_i + (1-Y_i) \gamma_j \quad \text{ou} \quad \gamma_m(X_i) = \frac{\left[ \gamma_i + \frac{(1-X_i) M_j}{X_i M_i} \gamma_j \right]}{\left[ 1 + \frac{(1-X_i) M_j}{X_i M_i} \right]}$$

### A.2.8) Constante des gaz parfaits

Comme précédemment, on a [5] :

$$R_m(Y_i) = Y_i R_i + (1-Y_i) R_j \quad \text{soit encore} \quad R_m(X_i) = \frac{R_i}{\left[ X_i \left( 1 - \frac{M_j}{M_i} \right) + \frac{M_j}{M_i} \right]}$$

### A.2.9) Célérité du son

Elle vaut :  $a = \sqrt{\gamma_m R_m T}$

### A.3 — Références bibliographiques

- [1] HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS, 1987 - 88, CRC Press, 68ème. Edition.
- [2] ECKERT, E.R.G., DRAKE, R.M., 1959, *Heat and mass transfer*, Mc Graw Hill.
- [3] BRETSZNAJDER, S., 1971, Prediction of transport and other physical properties of fluids, Pergamon Press.
- [4] HANDBOOK OF HEAT TRANSFERT, 1973, Rohsenow et Harnett éditeurs, Mc Graw Hill.
- [5] ADLER, D., 1972, A hot wire technique for continuous measurement in unsteady concentration fields of binary gaseous mixtures, J. Physics E : Scientific Instruments, Vol. 5, pp 163-169.
- [6] REID, R.C., SHERWOOD, T.K., (1958) The properties of gases and liquids, Mc Graw Hill.

## **Thèse de Doctorat**

*Titre de l'ouvrage:*

### **ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES JETS COAXIAUX AVEC DIFFÉRENCES DE DENSITÉ**

*Nom de l'auteur:*

**Edith Beatriz CAMANO SCHETTINI**

*Établissement:*

**Institut National Polytechnique de Grenoble**

*Résumé:*

Les jets coaxiaux ont plusieurs applications pratiques, principalement dans le domaine de la combustion, et particulièrement pour les injecteurs de moteurs de fusées, où l'oxygène liquide (lourd et à faible vitesse) est injecté dans la buse centrale, et l'hydrogène gazeux (très léger et très rapide) est injecté dans la buse annulaire. Afin de nous rapprocher de ce type d'écoulement, nous avons mené des recherches sur les jets coaxiaux, mono-phasiques, isothermes, avec fortes différences de densité. Les gaz utilisés ont été de l'air, de l'hélium et du SF<sub>6</sub>. Nous avons mis au point une instrumentation adaptée aux écoulements hétérogènes, basée sur la thermo-anémométrie. Une sonde dite "de sillage" nous a permis d'identifier les régions de recirculation. Les champs de densité ont été obtenus avec une sonde de type aspirante. Les paramètres les plus importants, pour ce type de jet, sont le rapport de vitesse,  $r_v$ , et le rapport de densité,  $S$ , qui ont été regroupés dans le rapport des flux de quantité de mouvement,  $M$ . Les jets coaxiaux présentent deux régimes d'écoulements bien définis: l'un recirculant et l'autre de cône potentiel, qui peuvent être distingués à partir d'une valeur critique de ce paramètre,  $M_c$ , pour chaque couple de gaz.  $M_c$  vaut 40 à 50 pour l'ensemble des gaz utilisés, sauf pour le couple hélium-SF<sub>6</sub>, pour laquelle  $M_c \approx 80 - 100$ . Une bulle de recirculation se développe avec une frontière aval pratiquement indépendante de  $M$  (0,9 à 1,2  $D_i$  suivant les différents cas étudiés) et une frontière amont qui remonte vers la buse lorsque  $M$  augmente. Les résultats concernant la longueur du cône potentiel se regroupent assez bien en fonction de  $M$ , mais il subsiste une légère influence de la densité; un raccourcissement est constaté lorsque le gaz injecté dans la buse annulaire est plus léger que le gaz du jet central. Contrairement à la tendance prévue, le couple hélium-SF<sub>6</sub> donne un entraînement plus faible que pour les autres gaz.

*Mots clés:*

Jet coaxial, Turbulence, Différence de densité, Cône potentiel, Recirculation, Thermo-anémométrie, Anémométrie Laser, Visualisation.