



THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

Docteur en MECANIQUE

par

Jean-Noël BLANCHARD

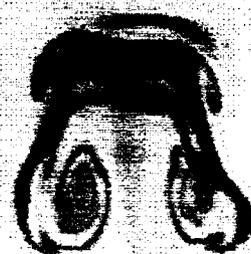
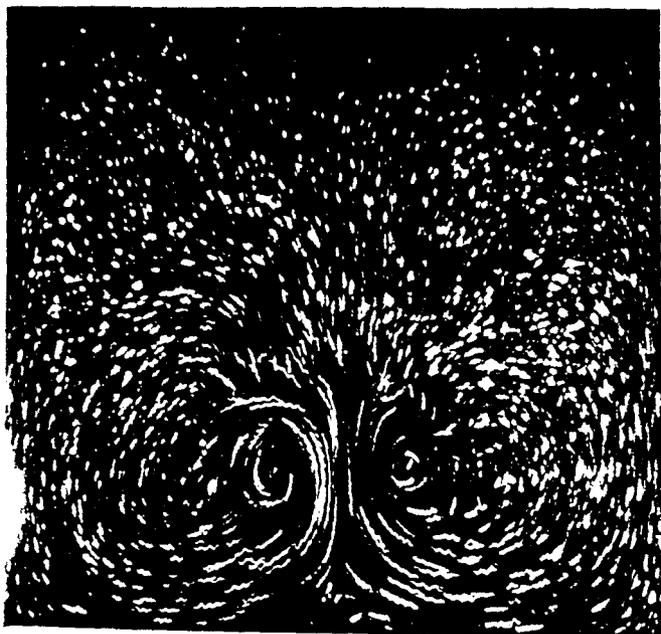
**ETUDE D'UNE INTERACTION D'UN JET BIDIMENSIONNEL
AVEC UN ECOULEMENT TRANSVERSAL PERPENDICULAIRE
ET CONFINE**

Soutenu le 13 Novembre 1996, devant la commission d'examen

Membres du Jury :

- Rapporteurs :** M. J.E. Wesfreid, Directeur de Recherche, L.P.M.M.H. - Paris VI.
M. J.L. Bousgarbies, Chargé de Recherche, L.E.A. - Université de Poitiers.
- Membres :** M. Y. Brunet, Maître de Conférences - L.M.L. - Université de Lille I.
M. D. Buisine, Professeur - L.M.L. - Université de Lille I.
M. U. Ehrenstein, Professeur - L.M.L. - Université de Lille I.
M. A. Merlen, Professeur - L.M.L. - Université de Lille I. (Directeur de Thèse)
- Président :** M. M. Stanislas, Professeur - Ecole Centrale de Lille.

(a)



(b)

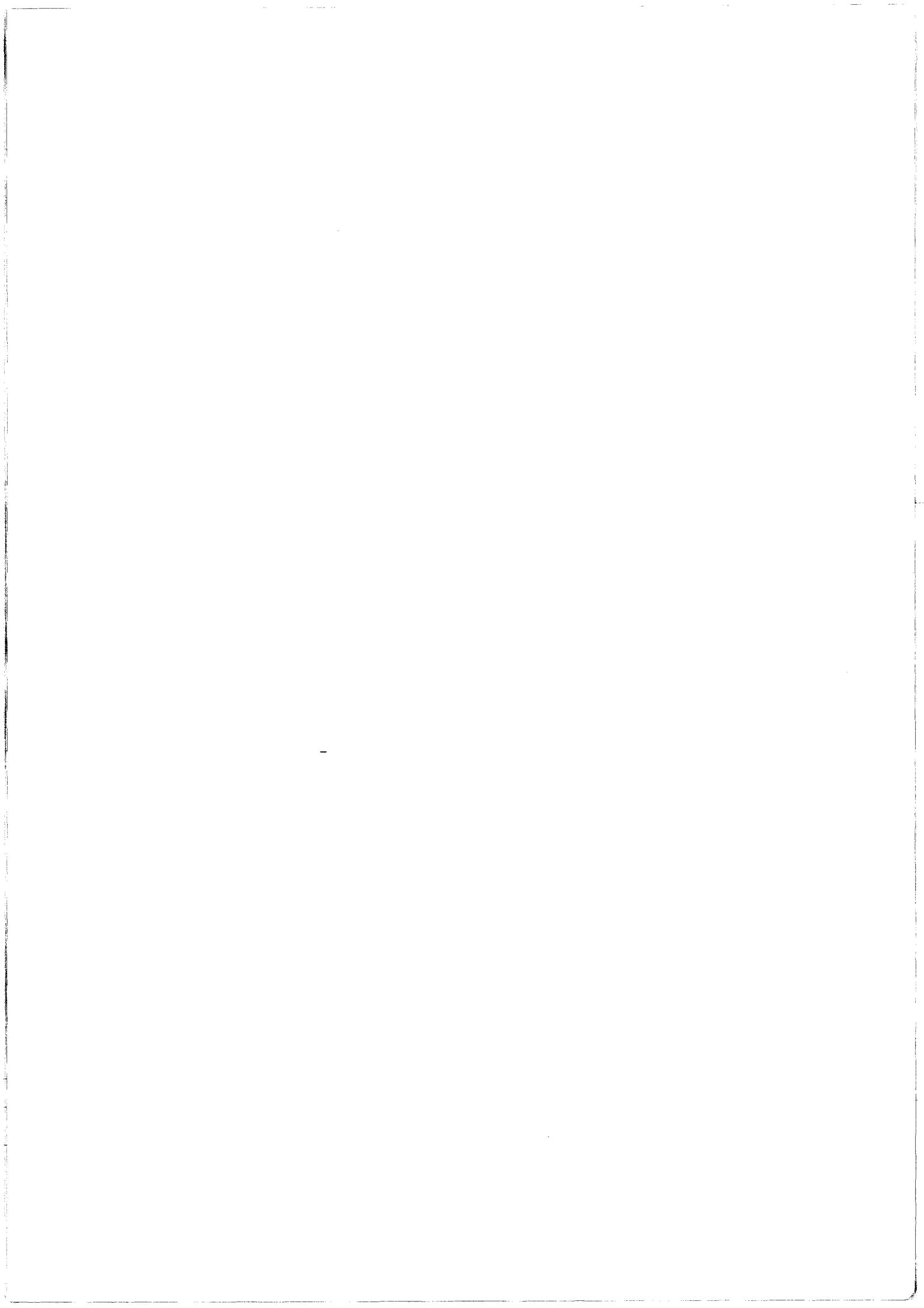


(c)



(d)

- (a): *Visualisation des C.V.P. par traceurs discrets*
($Re = 500 - \alpha = 4.5 - X^* = 12.0$)
- (b): *C.V.P. avec passage d'un tourbillon coalescent*
($Re = 500 - \alpha = 4.5 - X^* = 12.5$)
- (c): *Visualisation d'instabilités par traceurs continus*
($Re = 500 - \alpha = 4.5 - Z^* = 0.0$)
- (d): *Coalescence tourbillonnaire*
($Re = 500 - \alpha = 4.5 - Z^* = 0.0$)



REMERCIEMENTS

Ce mémoire est le résultat d'un travail de thèse effectué au Laboratoire de Mécanique de Lille (L.M.L. - U.R.A. C.N.R.S. 1441) sous la direction de M. ALAIN MERLEN, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille. Pour l'intérêt qu'il a porté à l'évolution de mes recherches et les nombreux conseils qu'il a pu me donner durant la rédaction de ce mémoire, je tiens à lui exprimer ici ma plus profonde reconnaissance.

Je tiens à remercier M. J.-L. BOUSGARBIES, Chargé de Recherche C.N.R.S. au Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers et M. J.E. WESFREID, Directeur de Recherche C.N.R.S. au sein du Laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes pour m'avoir fait l'honneur d'avoir bien voulu examiner ce mémoire et d'en être les rapporteurs. Je les remercie également pour les fructueuses discussions que nous avons pu avoir.

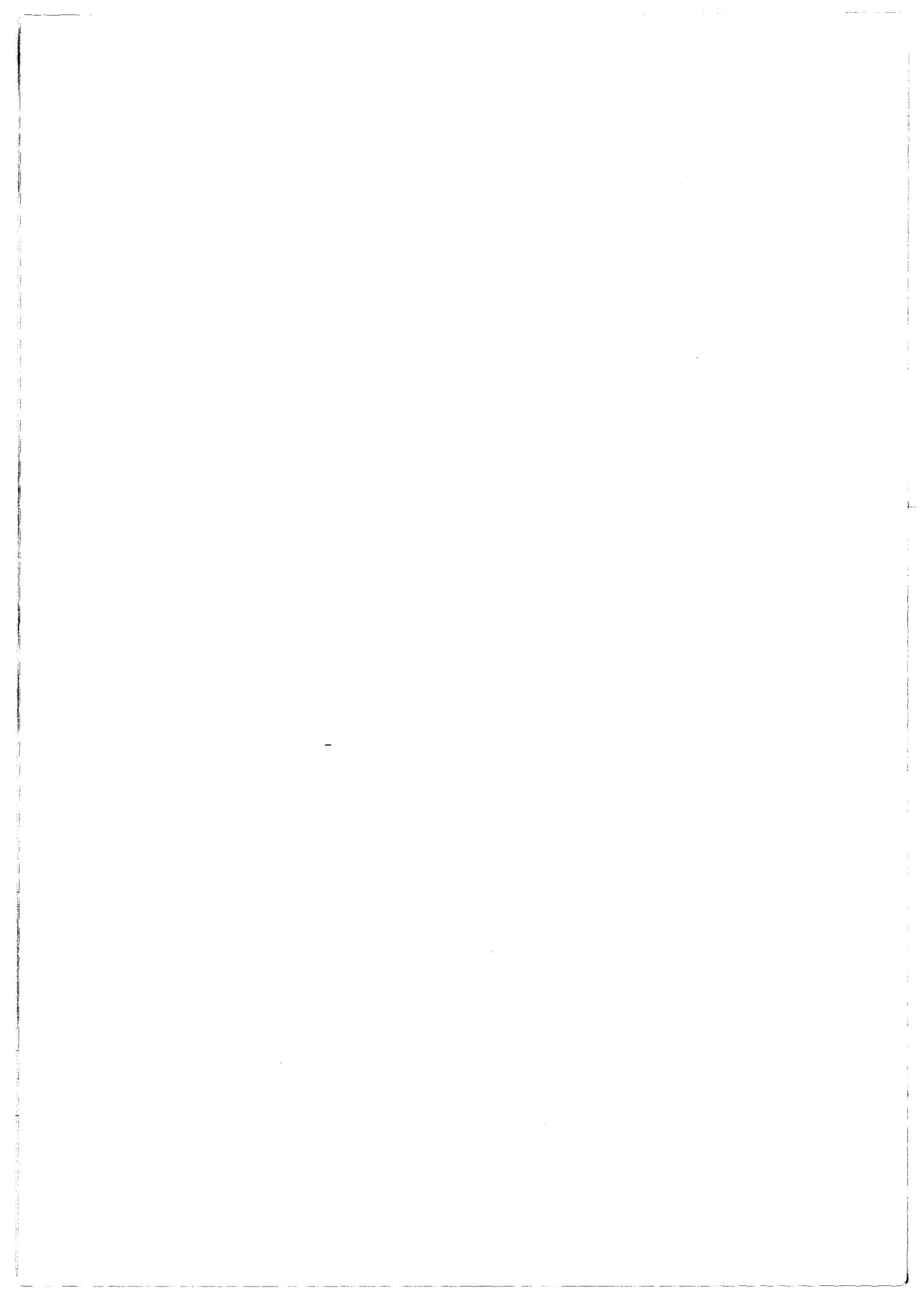
Je suis très honoré que M. D. BUISINE et M. U. EHRENSTEIN, Professeurs à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, et M. M. STANISLAS, Professeur à l'Ecole Centrale de Lille aient accepté de participer à ce jury de thèse.

Ma très sincère reconnaissance s'adresse à YVES BRUNET qui a assuré ma formation pour et par la Recherche pendant ces trois années. Pour les nombreuses et riches discussions scientifiques que nous avons pu partager, pour m'avoir fait découvrir et apprécier le travail d'Enseignant Supérieur, qu'il trouve ici l'expression de toute ma gratitude et de mon amitié.

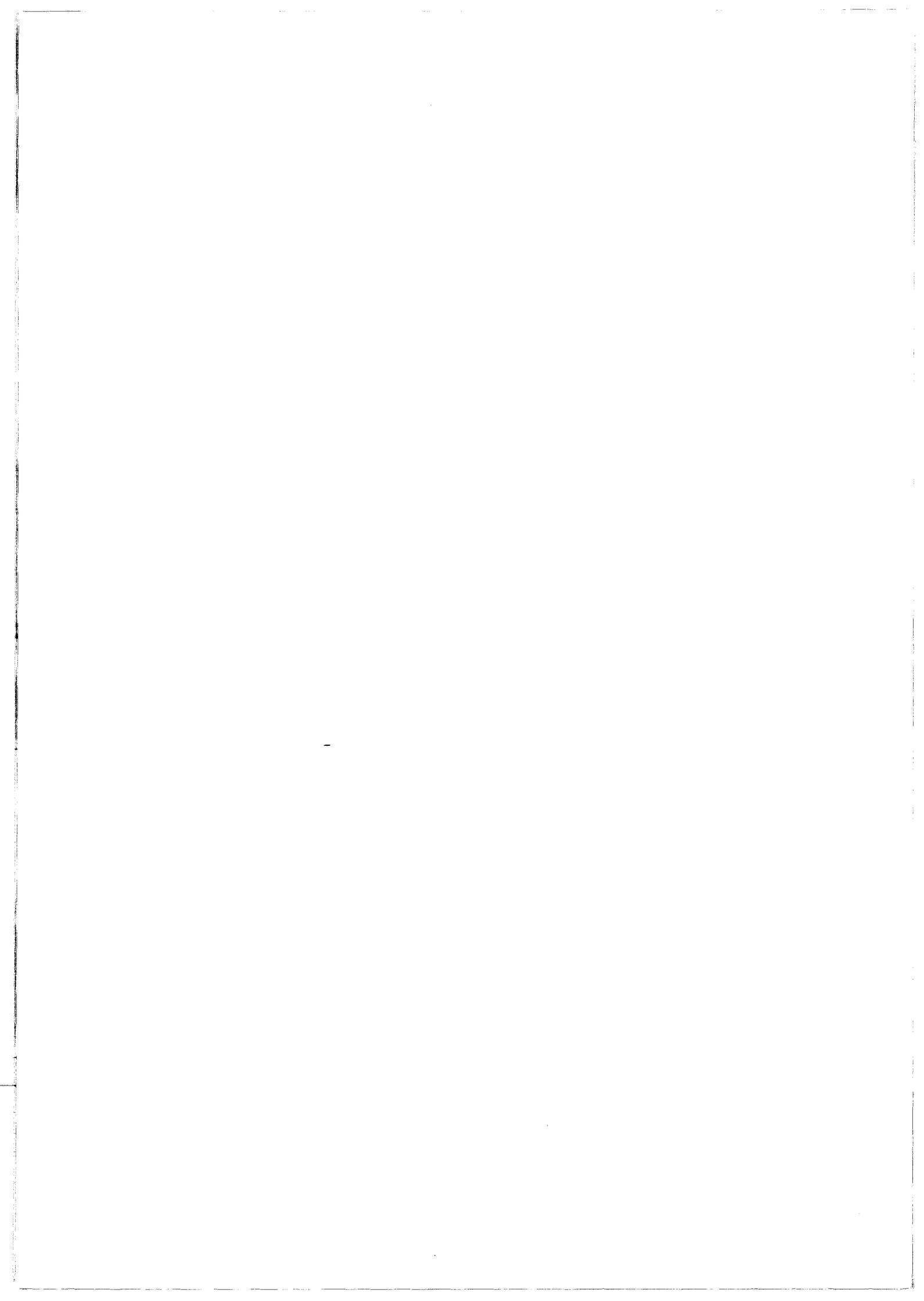
Quant à vous ALAIN, FREDERIC, ROGER, SERGE, JEAN-PHILIPPE, compagnons de route de ces dernières années que je ne pourrai certainement pas oublier, qu'aurai-je fait parfois sans vos encouragements amicaux ? Du fond du coeur, mille merci à vous...

Je ne saurai oublier toute l'équipe du L.M.L. pour le plaisir que j'ai eu à travailler avec eux ainsi que les membres du Laboratoire de Mécanique des Fluides de Poitiers qui, lors de mon D.E.A., m'ont fait découvrir ce qu'est la Recherche. Que Mme. M. COUTANCEAU et M. G. POLIDORI soient ici vivement remerciés.

Enfin, pour toute la patience dont tu as pu faire preuve durant ces trois années et pour tout le soutien moral que tu as pu m'apporter, je te remercie Pascale.



SOMMAIRE



SOMMAIRE

Sommaire	2
Nomenclature	6
<u>INTRODUCTION</u>	8
 Chapitre I : <u>ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE</u>	
I. Introduction	10
II. Caractérisation des paramètres de l'interaction	11
II.1. Identification et influence du rapport d'injection	11
II.2. Angle d'injection du jet	13
II.3. Forme de l'injection	14
II.2. Trajectoire du jet	16
III. Structure générale de l'interaction	20
III.1. Aspect global de l'interaction	20
III.2. Sur différents systèmes tourbillonnaires	22
 Chapitre II : <u>DISPOSITIF D'ESSAI ET TECHNIQUES EXPERIMENTALES</u>	
I. Introduction	30
II. Conditions d'essais	31
II.1. Dispositif expérimental	31
II.2. Repère et paramètres de l'étude	33
II.2.1. Repère	33
II.2.2. Paramètres adimensionnels	36
III. Moyens d'étude	38
III.1. Rappels bibliographiques	39
III.2. Procédés de visualisation retenus pour la présente étude	40
III.2.1. Visualisation par traceurs continus	41
a. Photoluminescence	42
b. Filets colorés	43
III.2.2. Visualisation par traceurs discrets	44
a. P.S.V.	44
b. P.T.V.	46
c. Développement d'un système de dépouillement automatique d'images P.T.V.	47
III.3. Mesures des vitesses par L.D.A.	49
III.3.1. Rappel sur la L.D.A.	49
III.3.2. Mesures des vitesses et des fluctuations de vitesses	50
III.3.3. Domaine d'étude et notation	51

Chapitre IV :
ETUDE DE L'ÉCOULEMENT INSTATIONNAIRE

Introduction	108
---------------------	------------

1^{ère} PARTIE: APPARITION DES STRUCTURES INSTATIONNAIRES

I. Analyse phénoménologique de la formation	109
I.1. Description générale	109
I.2. Aspect tridimensionnel des structures transversales	113
I.3. Origine des structures transversales	114
II. Analyse quantitative	117
II.1. Critères d'analyse	117
<i>II.1.1. Critères d'apparition</i>	117
<i>II.1.2. Grandeurs caractéristiques des structures transversales</i>	118
<i>II.1.3. Longueur d'onde et périodicité</i>	119
II.2. Influence des paramètres de l'étude	120
<i>II.2.1. Classification des instabilités</i>	121
<i>II.2.2. Evolution spatiale de l'apparition</i>	128
<i>II.2.3. Apparition tridimensionnelle</i>	132
II.3. Etude fréquentielle	133
<i>II.3.1. Analyse spectrale dans le plan $Z^* = 0.0$</i>	133
<i>II.3.2. Analyse spectrale tridimensionnelle</i>	138
III. Mécanisme d'apparition tourbillonnaire	140
III.1. Amplification de type "Sillage" et de type "Kelvin-Helmholtz"	141
III.2. Amplification due aux C.V.P.	146
III.3. Récapitulatif final	152
IV. Conclusion	152

2^{ème} PARTIE: EVOLUTION DES STRUCTURES INSTATIONNAIRES

I. Description générale des différents modes d'évolutions observés	153
II. Influence des paramètres de l'étude	157
III. Evolution spatio-fréquentielle des structures tourbillonnaires	159
III.1. Evolution de la longueur d'onde	159
III.2. Evolution de la trajectoire tourbillonnaire	161
III.3. Analyse fréquentielle des évolutions tourbillonnaires	165

NOMENCLATURE

NOMENCLATURE

RELATIVE A LA MAQUETTE

- D** : diamètre de la veine d'essai (6.10^{-2} m)
S : section de la veine d'essai (36.10^{-4} m²)
e : épaisseur de la fente d'injection verticale (2.10^{-3} m)
l_f : largeur de la fente d'injection verticale (2.10^{-2} m)
δ_j : angle d'injection (90°)

RELATIVE A L'ECOULEMENT

U_h : vitesse débitante transversale

\bar{U} , U*: vitesse longitudinale moyenne : $U^* = \frac{\bar{U}}{U_h}$

$\overline{u'^2}$, $\overline{u'^{2*}}$: fluctuation de vitesse longitudinale (ou taux de fluctuation longitudinal) : $\overline{u'^{2*}} = \frac{\overline{u'^2}}{U_h^2}$

U_v : vitesse débitante verticale

\bar{V} , V*: vitesse verticale moyenne : $V^* = \frac{\bar{V}}{U_v}$

$\overline{v'^2}$, $\overline{v'^{2*}}$: fluctuation de vitesse verticale (ou taux de fluctuation vertical) : $\overline{v'^{2*}} = \frac{\overline{v'^2}}{U_v^2}$

Q_h : débit volumique transversal

Q_v : débit volumique vertical

ν, ν_f : viscosité cinématique de l'eau (1.10^{-6} m².s⁻¹ à 20°C et 1 atm)

μ_f : viscosité dynamique de l'eau (1.10^{-3} Po à 20°C et 1 atm)

ρ, ρ_f : masse volumique de l'eau (1.10^3 kg.m⁻³ à 20°C et 1 atm)

U : vitesse caractéristique de l'écoulement (U_h ou U_v)

RELATIVE AUX TOURBILLONS CONTRAROTATIFS

D_{Z*} : diamètre des C.V.P. suivant l'axe OZ* (adimensionné par rapport au diamètre D)

D_{Y*} : diamètre des C.V.P. suivant l'axe OY* (adimensionné par rapport au diamètre D)

H_{Y*} : soulèvement des C.V.P. suivant l'axe OY* (adimensionné par rapport au diamètre D)

INTRODUCTION

INTRODUCTION

La rencontre de deux écoulements perpendiculaires est une configuration représentative de nombreux processus naturels et industriels : émanation de polluants par une cheminée, mélange de constituants en génie des procédés, refroidissement de couche limite... L'écoulement résultant de cette géométrie est fortement tridimensionnel et dominé par des structures d'échelles variées stationnaires et instationnaires. De nombreuses études antérieures ont surtout porté sur l'interaction d'un jet axisymétrique débouchant dans un écoulement pleinement turbulent : **Andréopoulos et al.** (1982, 1983, 1984, 1985), **Fric et Roshko** (1989, 1994). Si les caractéristiques globales de l'interaction ont été mises en évidence à travers ces précédentes études, l'aspect instationnaire de l'écoulement et, plus précisément, la formation et l'évolution des structures cohérentes de grandes échelles étaient relativement difficiles à analyser.

Aussi, le travail entrepris au L.M.L. a focalisé son attention sur des écoulements hydrodynamiques engendrés par l'interaction d'un jet pariétal initialement plan débouchant perpendiculairement dans un écoulement de canal. L'expérience est réalisée à de faibles nombres de Reynolds ($Re \approx 10^3$) permettant d'une part d'être proche de la perte de stabilité de l'écoulement et, d'autre part, d'observer aisément " la naissance " et " le devenir " des structures cohérentes instationnaires par le biais de différentes techniques expérimentales basées sur des méthodes optiques non intrusives. Cette étude fondamentale est essentiellement centrée sur les différents mécanismes d'instabilités qui peuvent mener à la formation des structures instationnaires et permettra à terme d'approfondir nos connaissances sur la transition vers la turbulence.

Ce mémoire comporte quatre chapitres :

- le premier chapitre est consacré à une recherche bibliographique qui s'articule autour de deux axes principaux : la caractérisation et l'influence de divers paramètres de l'interaction et la structure stationnaire et instationnaire de l'écoulement obtenu. Cette revue bibliographique permet de situer

CHAPITRE 1 :
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

CHAPITRE 1 :
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I - INTRODUCTION

Les études expérimentales, numériques et théoriques sur l'écoulement généré par l'interaction d'un écoulement principal avec un jet sont si nombreuses et si riches qu'il serait pure prétention que de vouloir toutes les recenser ; aussi, nous nous intéresserons essentiellement dans ce chapitre à celles qui sont susceptibles de guider nos propres travaux, à savoir la pénétration d'un jet subsonique issu d'une injection en forme de fente dans un courant transversal nettement subsonique. Cette étude fondamentale d'instabilités engendrées par cette interaction complexe implique néanmoins de rappeler succinctement les différents axes qui motivent encore aujourd'hui de nombreuses études. L'écoulement de jet dans un courant transversal (que l'on désignera par la suite par **JICF**, i.e. "Jet in Cross Flow ") est un champ d'investigation d'écoulement fondamental ayant rapport avec une large variété d'applications. C'est un noyau de problèmes pour de nombreuses applications pratiques: pour chaque cas, il peut y avoir un axe différent pour la recherche. Les principales applications peuvent être résumées dans la liste suivante :

- Initialement, on trouve quelques études sur les JICF relatives à la dispersion de panaches de fumées de cheminées ou, plus récemment, de volcans. Le mont Pinatubo dans les Philippines a propagé suffisamment de cendres pour teinter de rouge le ciel au coucher du soleil dans l'hémisphère nord. Les fumées furent émises par le volcan avec une quantité de mouvement ascendante due à leur flottabilité dans chaque masse d'air stagnante et dispersées par un vent transversal. La dispersion de fumées aussi bien au niveau du sol que dans l'atmosphère fut très importante. Ce problème de pollution où la concentration de fumées jouait un rôle primordial fut modélisé : la quantité de mouvement ascendante fut évaluée jusqu'à ce que la flottabilité devienne négligeable et que l'on puisse alors appliquer une formule de diffusion appropriée (**Margason (1993)**).
- Une seconde application est la dispersion de certaines émanations polluantes dans différents écoulements : cet axe de recherche s'attache à la réduction de la pollution environnante. Typiquement, le jet représente une cheminée ou un écoulement pénétrant dans un lac ou une rivière. Le but étant

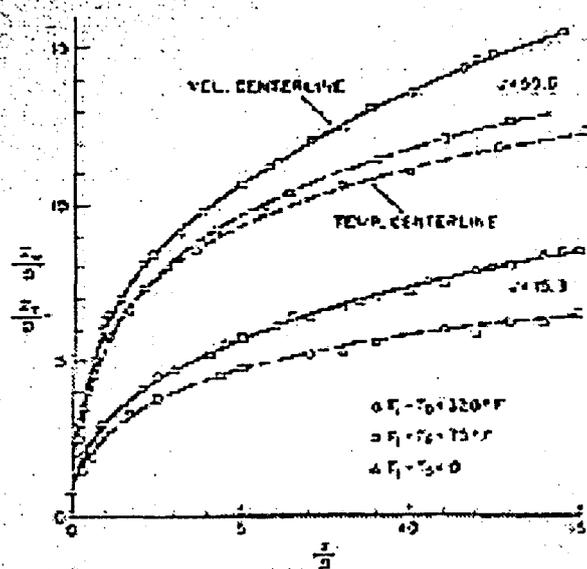
Il fut très tôt reconnu que ce rapport n'était pas approprié pour les jets thermiques. Non seulement ce rapport ne tenait pas compte des effets de température, et de plus, lors des recherches sur les V/STOL, il était souhaitable d'avoir un paramètre qui restait fini lorsque l'avion passait du vol vertical au vol normal. On utilisa alors le coefficient inverse de R_v . Une autre formulation utilisée, mais dans le cas d'écoulements compressibles, par **Soullier (1968)** est celle du rapport du nombre de Mach : $M_R = M_\infty / M_j$.

Williams et Wood (1965) observent que les forces et moments induits par le jet sont principalement fonction du rapport de vitesse R_v . Les effets du nombre de Reynolds, basé soit sur les conditions de sortie du jet soit sur l'écoulement libre, sont secondaires. Ils montrent que le meilleur paramètre tenant compte des effets de température et de compressibilité est le rapport de vitesse effective défini comme :

$$\left(\frac{V_\infty}{V_j}\right)_e = \left(\frac{V_\infty}{V_j}\right) * \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_j}\right)^{0.5}$$

Dans le cas d'un jet émergeant perpendiculairement dans un courant transversal de vitesse uniforme, **Keffer et Baines (1963)**, dans des conditions identiques aux travaux de **Jordison (1956)**, étudient la structure de la turbulence pour des rapports d'injection R_j (R_j étant défini comme le rapport réciproque de $(V_\infty/V_j)_e$) supérieurs ou égaux à 4. Pour des grandes valeurs du rapport d'injection ($R_j \gg 4$), les auteurs montrent que les champs moyens et fluctuants suivent la loi de similitude de Reynolds. Suite aux recherches de Keffer et Baines, **Kamotani et Greber (1972)** étudient l'influence de la température du jet sur les positions des lignes de vitesses et de températures maximales. Pour cette étude, les auteurs définissent deux nouveaux rapports :

- rapport d'énergie cinétique $J = R_j^2$,
- rapport de densité ρ_j/ρ_∞ .



- figure I.1 : Axes des vitesses et des températures ($2800 \leq Re \leq 4200 ; J \leq 570$) -

- Kamotani et Greber (1972) -

Des mesures de vitesses et d'intensités turbulentes par anémométrie à fil chaud et de température par thermocouple montrent que, pour des valeurs constantes de J , la ligne des températures maximales se

génère une région de surpression adjacente au bord aval du jet. La taille de cette région augmente avec le rapport d'injection lorsqu'il passe de 6.0 à 12.0. Plus loin à l'aval ($X/D > 7.0$) des dépressions sont aperçues indiquant que le jet n'affecte pas longtemps la surface et les fortes vitesses locales sont probablement dues à l'entraînement de l'écoulement dans le jet. **Aoyagi et Snyder** (1981) obtiennent des mesures de pressions pariétales pour des angles d'injection allant de 90° à 45° . Leurs résultats coïncident avec ceux de **Taylor** (1981). L'effet de la décroissance de l'angle d'injection implique le déplacement du champ de pression à l'aval ainsi que la diminution de son effet d'entraînement.

II.3. Forme de l'injection

L'allure de la section de sortie du jet a fait également l'objet de recherches importantes. Les mesures de vitesses (par peignes de sondes à fil chaud) et de pressions pariétales de **Weston et Thames** (1979) concernent des jets pariétaux de section de sortie différente mais de même rapport d'aspect : 4.0.

Pour des angles d'injection de $15^\circ \leq \delta_j \leq 90^\circ$ et des rapports de vitesses $\alpha = 4.0, 8.0, 10.0$, trois jets sont étudiés:

- 1 jet axisymétrique ;
- 1 jet de section rectangulaire dont la largeur l est placée parallèlement au courant transversal (type "Blunt");
- 1 jet de section rectangulaire dont la longueur L ($L > l$) est placée parallèlement au courant transversal (type "Streamwise").

Le jet de type "Blunt" est caractérisé par une vaste région de basse pression qui s'étend latéralement, une région de dépression dans le sillage du jet et une région de surpression s'étendant relativement loin à l'amont. Les pressions induites par le jet de type "Streamwise" sont assez différentes. Les auteurs trouvent une région de dépression considérablement développée latéralement, une région de sillage très réduite et une faible région de surpression à l'amont. Le jet circulaire induit une distribution de pression qui semble se situer entre les deux cas précédents. Les trajectoires des lignes des centres de deux structures tourbillonnaires longitudinales et les courbes d'intensité tourbillonnaire montrent la forte pénétration dans l'écoulement principal du jet de type "Streamwise" par rapport au jet de type "Blunt". De plus, la trajectoire de l'axe du jet circulaire se situe encore une fois entre les deux types mais les propriétés tourbillonnaires (intensité, lignes des centres) du "Streamwise" sont équivalentes à celles du jet circulaire. Enfin, pour un angle de déviation et un rapport d'injection donnés, l'intensité cinétique est plus importante pour un jet de type "Streamwise" que pour un jet de type "Blunt".

En 1988, **Wu et al.** proposent la comparaison expérimentale de quatre sections de jets (deux rectangulaires, deux triangulaires) par rapport à un jet circulaire : les cinq sections présentant la même surface de sortie. Des mesures de vitesses par anémométrie à fil chaud, des visualisations par

alors que pour le jet circulaire, ces pics sont beaucoup plus faibles et situés latéralement de part et d'autre de la section de sortie. Enfin, pour un jet axisymétrique et contrairement aux jets rectangulaires, les zones de dépression peuvent s'étendre beaucoup plus loin à l'aval, avec un certain amortissement.

Différents auteurs s'intéressèrent aussi à l'influence des conditions de sortie du jet : jets pariétaux et jets débouchant dans l'écoulement transversal par l'intermédiaire d'un tuyau émergeant (type cheminée). **Moussa et al (1977)** étudient le champ proche d'un JICF circulaire. Ils montrent que le mélange entre l'écoulement transversal et le jet est considérablement différent suivant que le jet débouche dans l'écoulement transversal par l'intermédiaire d'un tube cylindrique dépassant d'une paroi plane, ou d'un tube ayant sa sortie dans le plan de la paroi ou encore d'un simple trou pratiqué à travers celle-ci. Dans une étude expérimentale réalisée dans le cas où l'injection est éloignée de la paroi plane, les auteurs décrivent de façon détaillée la région du proche sillage du jet.

Trischka (1979) mesure les fréquences diffusées à l'aval du jet, dans la région du proche sillage, pour évaluer les effets de tuyau émergeant d'une paroi plane et ceci à différentes positions verticales. Il identifie 4 modes distincts mais imbriqués pour des rapports de vitesse effective $V_e < 1$ (le rapport de vitesse effective étant défini comme la racine carrée de la quantité de mouvement de l'écoulement libre par rapport à la quantité de mouvement du jet, soit $V_e = (\rho_\infty V_\infty^2 / \rho_j V_j^2)^{1/2}$) :

- 1) mode du jet ;
- 2) mode du tuyau ;
- 3) mode de bord qui s'étend à peu de diamètre en-dessous de la sortie du jet ;
- 4) mode de la base près de la région d'intersection entre le tuyau et la paroi inférieure de la veine d'essai.

Les modes fréquentiels du tuyau sont les plus importants. Alors que le nombre de Strouhal pour un cylindre circulaire de longueur infinie est de 0.21, les valeurs les plus basses pour les modes du tuyau mesurés pour un tuyau de longueur finie correspondent à un nombre de Strouhal $St = 0.20$ à 0.19 et dépendent de V_e . Il y a une différence notable entre le mode du jet et du tuyau pour $0.067 < V_e < 0.200$.

II.4. Trajectoire du jet

De nombreuses publications sont consacrées à la détermination de la trajectoire du jet (aussi bien pour des types d'injection pariétale ou de type "cheminée"). Celle-ci est définie comme le lieu des vitesses maximales. En 1967, **Pratt et Baines**, en poursuivant le travail antérieur de **Keffer et Baines (1963)** (injection de type cheminée), définissent la première loi semi-empirique permettant de décrire la trajectoire de l'axe du jet pour des taux d'injection élevés ($5 \leq \alpha \leq 35$). Cette loi est du type (l'axe théorique étant reporté sur la visualisation de la figure I.3) :

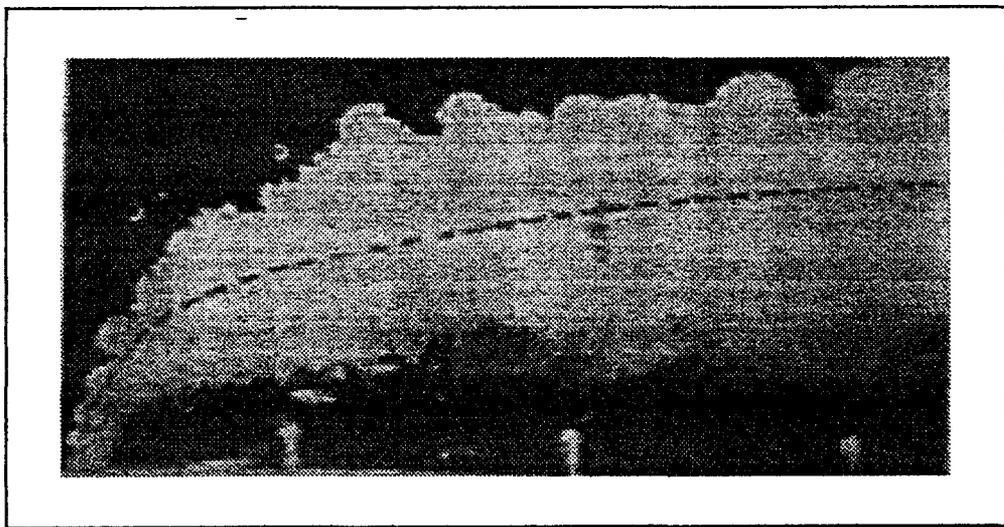
$$\frac{Y}{D\alpha} = C \left(\frac{X}{D\alpha} \right)^n$$

où D est le diamètre de l'injection, C et n deux constantes expérimentales.

être mesurée jusqu'à 15 diamètres le long de la trajectoire du jet, les tourbillons contrarotatifs se développant à l'aval et sous le jet, sont détectés jusqu'à 45 diamètres à l'aval. Les deux modèles permettent de calculer l'intensité tourbillonnaire et la position des structures contrarotatives. Les mesures de vitesses effectuées dans une section droite d'un tourbillon et donc perpendiculaires à l'axe, donnent la composante de la vorticité perpendiculaire à cette section et permettent de valider les modèles. Les auteurs déduisent de ces modèles que ces structures tourbillonnaires :

- prennent immédiatement naissance après l'orifice ;
- sont fortement déviées par l'écoulement principal ;
- ont un taux de diffusion décroissant avec le rapport de vitesses ;
- s'atténuent par diffusion de vorticité dans le plan de symétrie ;
- sont les structures prédominantes de l'écoulement dans le champ lointain.

L'année 1972 voit le jour d'un nouveau modèle théorique semi-empirique créé par **Le Grives et Benoit**. Ce modèle représente la trajectoire d'un jet pariétal, hydrodynamique ou aérodynamique faiblement subsonique, débouchant dans un écoulement transversal avec des angles et des rapports d'injection différents. Les équations sont écrites pour des sections transversales du jet et le modèle est basé sur un coefficient de traînée variable. Pour écrire les équations d'équilibre liées à une section du jet, les auteurs considèrent l'accélération centrifuge due à la courbure du jet ainsi que la résistance exercée par l'écoulement principal et supposent que le jet est "non-mélangé" initialement avec l'écoulement extérieur. Les résultats obtenus par ce modèle sont comparés à des visualisations (eauensemencée de lait dans le jet) : une bonne concordance entre l'expérience et la théorie est trouvée pour la trajectoire du jet (figure I.4).



- figure I.4 : Confrontation visualisation et axe semi-empirique ($\alpha = 3.6$) -

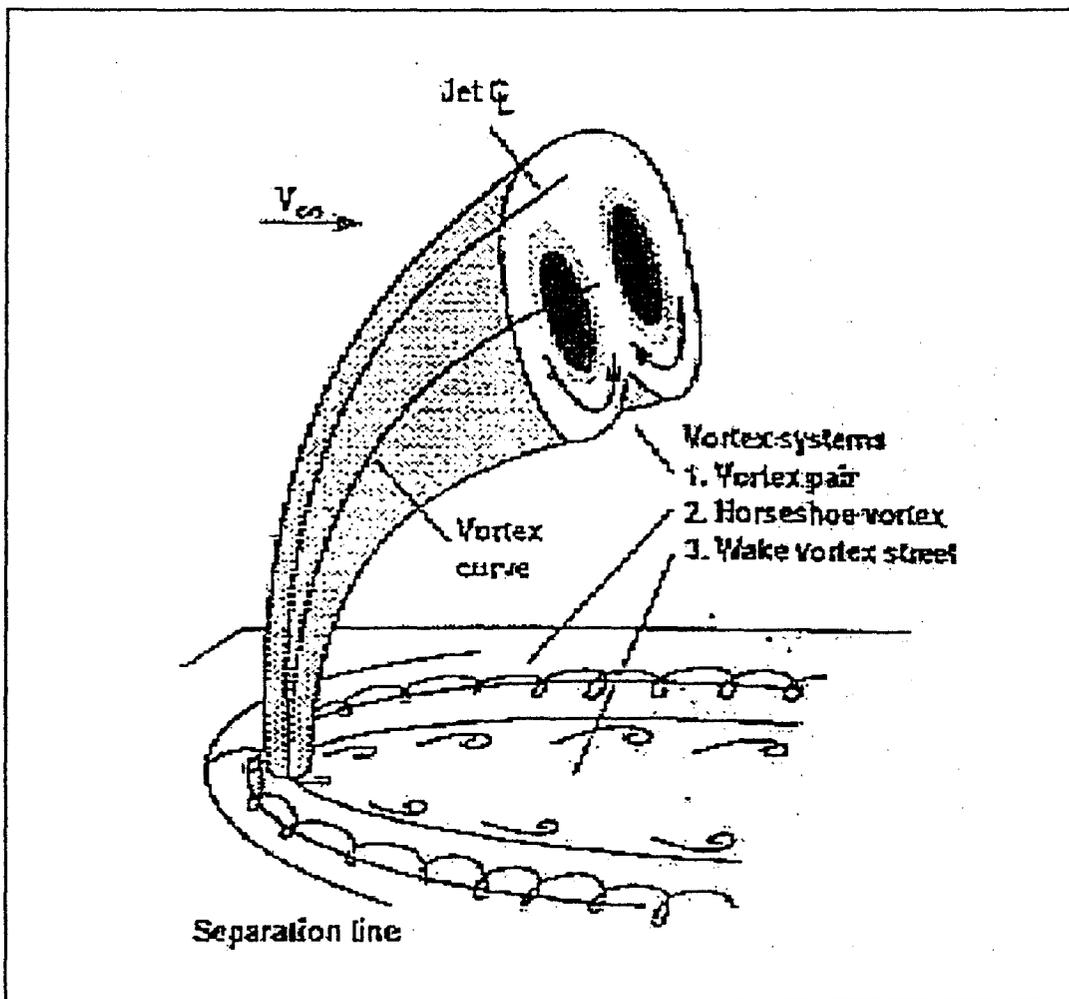
- Le Grives et Benoit (1972) -

III - Structure générale de l'interaction

Dans cette partie, nous nous intéresserons d'une part, aux études mettant en évidence le champ moyen de l'écoulement dans des conditions sensiblement identiques aux nôtres et, d'autre part, à l'aspect instationnaire de l'interaction révélé dans divers articles récents.

III.1. Aspect global de l'interaction

Récemment, **Margason (1993)** a effectué une synthèse de divers travaux concernant les JICF. Il décrit avec précision l'allure globale de l'interaction pour un jet pariétal circulaire pénétrant dans un écoulement transversal (figure I.5).



- figure I.5 : allure des trois systèmes tourbillonnaires associés au JICF (Margason - 1993) -

Lorsque le jet débouche dans l'écoulement principal, il est dévié et suit une trajectoire courbe à l'aval. Margason constate que la distribution de pression, dans la région proche de la sortie du jet, est

en aval. Ils remarquent aussi que pour $\alpha = 0.24$, 75% du fluide injecté sort par la moitié aval de l'orifice avec une vitesse pouvant atteindre 3 fois la vitesse débitante du jet.

En 1981, **Crabb et al.** mènent une étude analogue à celle de **Bergelès et al.** (1976) mais pour des rapports d'injection plus importants : $\alpha = 1.15, 2.3$. Cette étude expérimentale se fonde sur des mesures de vitesses par anémométrie Laser à effet Doppler (L.D.A.) à deux composantes dans le sillage du jet ($X \leq 6D$) et par C.T.A. plus en aval ($X > 6D$). De plus, des mesures de concentration sont adjointes afin de différencier les zones d'influence du jet. L'analyse des résultats montre la présence d'une zone de recirculation et de deux tourbillons contrarotatifs. L'existence d'un pic supérieur au niveau des profils de vitesses longitudinales est interprétée non pas comme caractéristique de l'axe du jet mais comme une survitesse de l'écoulement principal qui après avoir été bloqué au niveau de l'injection du jet (au voisinage du point d'arrêt amont) est accéléré lors du contournement du jet. Ce résultat est aussi confirmé par les mesures de concentration et d'intensité turbulente (minima de concentration correspondant aux maxima de vitesses). Enfin, un deuxième pic (pic inférieur) dans le sillage du jet est attribué à la présence des deux tourbillons contrarotatifs longitudinaux. Ces deux pics de vitesses sont aussi retrouvés par **Sherif et Pletcher** (1989) lors des mesures de vitesses et de turbulence dans le sillage d'un jet axisymétrique : le premier est localisé dans le sillage du jet, le deuxième sur la frontière du jet.

Les travaux de **Mac Mahon et al.** (1971) et **Kamotani et al.** (1972) montrent que les tourbillons contrarotatifs sont les structures prépondérantes de l'interaction. Néanmoins, les anneaux tourbillonnaires du jet libre - ou structures de couches cisailées - forment un quatrième système tourbillonnaire qui fait l'objet de nombreuses recherches actuelles. Ils sont couramment désignés par systèmes tourbillonnaires secondaires.

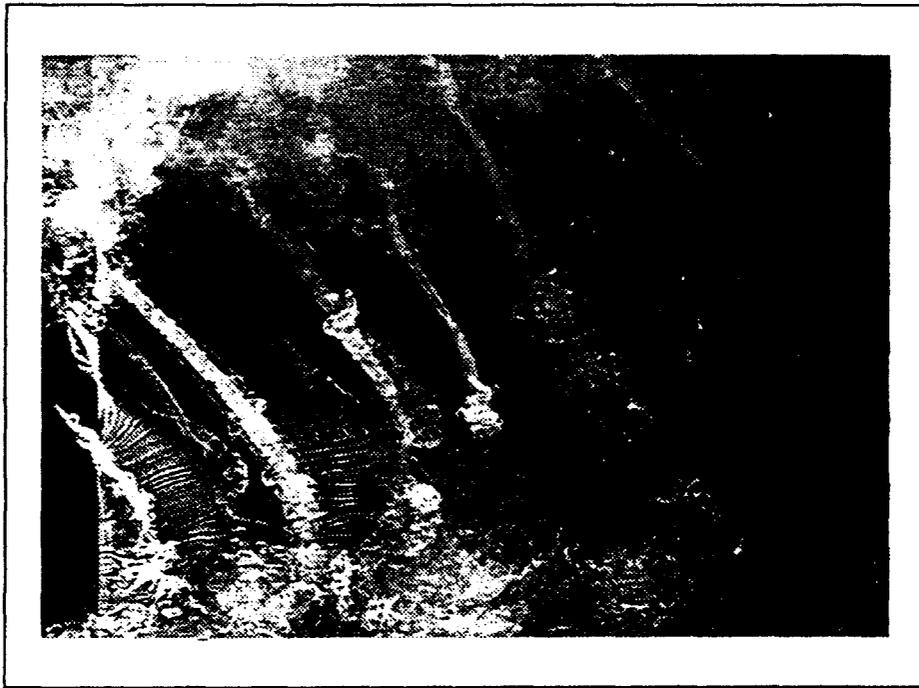
III.2. Sur différents systèmes tourbillonnaires

Les systèmes tourbillonnaires des JICF ont été présentés figure I.5. Le tourbillon en fer à cheval présenté est analogue au tourbillon généré, par exemple, par la jonction d'une aile sur un avion. Il est plus petit et plus faible que la paire de tourbillons contrarotatifs du jet. Le troisième système tourbillonnaire (" Wake Vortex Street ") est le plus faible et a besoin d'une amélioration de la définition expérimentale. Une analogie peut être faite pour ce troisième système avec l'allée tourbillonnaire de Bénard-Karman. Un autre concept le décrit comme une région de séparation de l'écoulement instationnaire.

Une des plus importantes études expérimentales, portant sur le jet axisymétrique dans un écoulement transversal, est réalisée dans les années quatre-vingts par **Andreopoulos et al.** (1982, 1983, 1984, 1985). Dans les deux premières études, **Andreopoulos** (1982, 1983) s'intéresse tout d'abord à l'écoulement à l'intérieur du tube d'injection pour des rapports de vitesses : $0.25 \leq \alpha \leq 3.0$. Les premiers relevés de vitesses, de températures et de pressions montrent la non-uniformité des profils à l'intérieur de l'injection. De plus, l'influence de l'écoulement transversal est perçue jusqu'à 3 diamètres dans l'injection et pour de faibles rapports

observé par injection de filets de fumées dans la couche limite de la paroi en amont du jet. La couche limite contournant le cylindre formé par le jet sortant de la paroi, se sépare pour former des tourbillons en forme de " Fer à Cheval ". La partie amont du " Fer à Cheval " est indépendante du rapport d'injection alors que les deux extrémités arrivant dans le sillage ont une forme qui varie avec le rapport d'injection ;

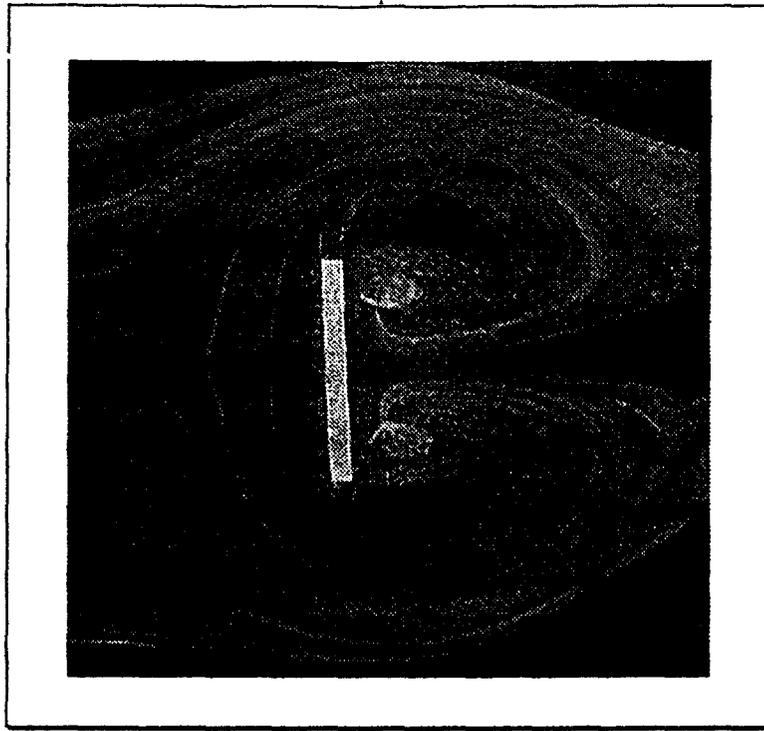
- les tourbillons de sillage, qui ont été décrits par quelques chercheurs comme des tourbillons générés à partir d'un cylindre solide, prennent naissance dans la couche limite de la paroi inférieure et remontent sous le jet. Ces structures sont les moins compréhensibles (leur nature de sillage est peu évidente) et peuvent être observées très loin en aval (figure I.6).



- figure I.6 : Visualisation par fumées de tourbillons de sillage -

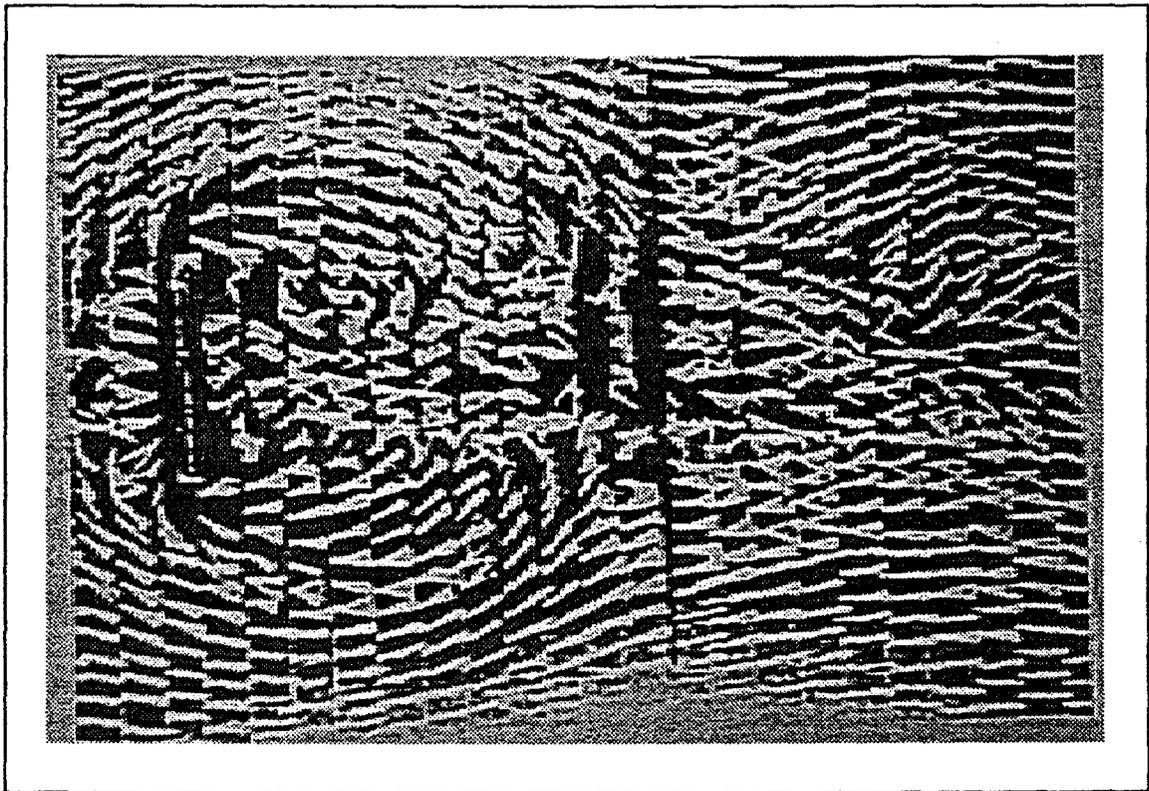
- Eric et Roshko (1994) -

McMahon et al. (1971) effectuent une analyse fréquentielle dans le sillage d'un jet axisymétrique et d'un jet rectangulaire de type "Blunt". L'étude du nombre de Strouhal défini sur le diamètre de l'injection et la vitesse de l'écoulement principal ($St = (f.D)/U_e$) démontre que l'apparition des structures de sillage s'effectue pour des rapports d'injection voisins de 1.0. Tant que $\alpha \leq 3.0$, le nombre de Strouhal reste quasiment égal à 0.8 et pour $\alpha > 3.0$, le nombre de Strouhal diminue. Les auteurs trouvent que les nombres de Strouhal pour l'écoulement généré par un jet sont en bon accord qualitativement avec ceux trouvés pour un obstacle solide, à condition que la largeur du jet développé à peu de distance de sa sortie soit utilisée, et non le diamètre de sortie du jet, pour le calcul du nombre de Strouhal.



- figure 1.7 : visualisation pariétale par film d'huile : $V_j/V_\infty = 3.0$ - $Re_j = 80000$ - $\theta = 90^\circ$ -

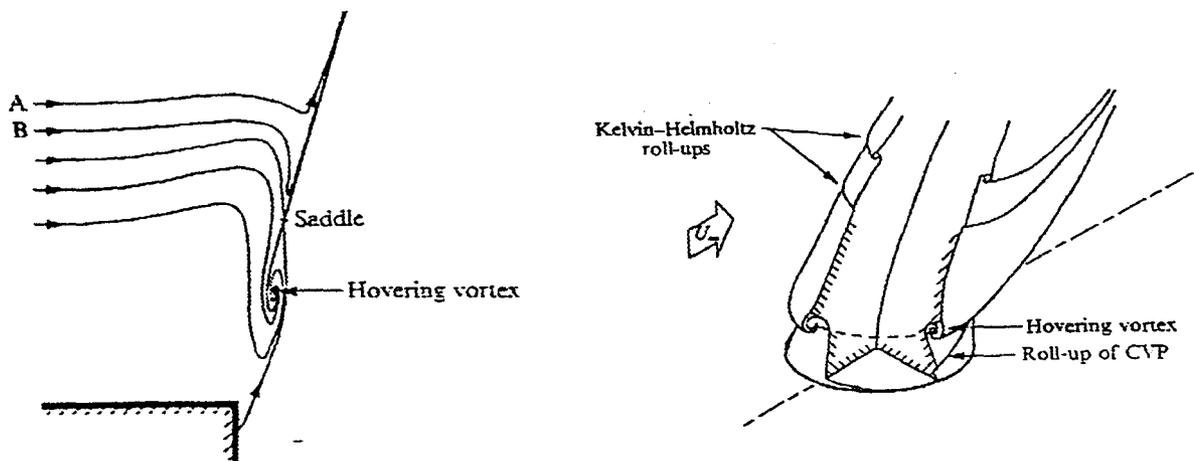
- Krothapalli et al (1990) -



- figure 1.8 : visualisation des tourbillons contrarotatifs par "tufts" : $V_j/V_\infty = 3.0$ - $Re_j = 80000$ - $\theta = 90^\circ$ -

- Krothapalli et al (1993) -

affecter la structure globale du jet. En l'absence d'excitation, les résultats obtenus montrent que les JICF contiennent de nombreux systèmes tourbillonnaires étroitement liés les uns aux autres. Selon les auteurs, il existe un comportement de séparation à l'intérieur du tube d'injection responsable de l'enroulement initial des tourbillons contrarotatifs longitudinaux. Les anneaux tourbillonnaires de couches cisillées semblent se détacher ou se courber au point qu'ils contribuent à un apport de vorticité à l'intérieur des tourbillons contrarotatifs longitudinaux. La vorticité provenant des couches limites de paroi inférieure semble également apporter sa contribution à l'intérieur des tourbillons contrarotatifs longitudinaux par l'intermédiaire des tourbillons de paroi et deux points d'arrêt critiques. Les tourbillons tornades de sillage sont essentiellement générés par la vorticité pariétale. Cette vorticité peut se lier avec les tourbillons de paroi et les tourbillons contrarotatifs longitudinaux. Enfin, dans ce mécanisme complexe, le tourbillon en fer à cheval ne joue qu'un rôle mineur. En ce qui concerne les structures de couches de cisaillement, **Kelso et al. (1996)** observent la présence d'un " Hovering vortex " (figure I.10) stable qui s'enroule de chaque côté du jet.



- (a) : Schématisation dans le plan médian -

- (b) : Schématisation en perspective -

- figure I.10 : Schématisation de l'"Hovering Vortex" : $\alpha = 2.3$ - $Re = 940$ -

- Kelso et al (1996) -

Sous certaines conditions, ce système tourbillonnaire devient instable et lib  re une série de tourbillons ou d'anneaux dans la couche cisillée menant à la formation de structures de grandes échelles. Les résultats montrent que lorsque la couche cisillée s'enroule par une instabilité de type Kelvin-Helmoltz, il n'y a pas d'enroulement sur la face amont du jet. La présence d'enroulements périodiques implique que le tourbillon " Hovering " existe seulement comme un comportement moyen de l'écoulement. Cette structure tourbillonnaire est également remarqu  e par **Brizzi et al. (1995)** pour un jet axisymétrique mais pour des rapports d'injection tels que $0.2 \leq \alpha \leq 2.5$ et un nombre de Reynolds $Re = 473$. La topologie de l'écoulement décrite par ces auteurs montre la présence d'un point selle S situé sur la frontière supérieure du jet et au-dessus de l'"Hovering Vortex" de foyer B

CHAPITRE 2 :
DISPOSITIF D'ESSAI ET TECHNIQUES
EXPERIMENTALES

CHAPITRE 2 :
DISPOSITIF D'ESSAI ET TECHNIQUES
EXPERIMENTALES

I - INTRODUCTION

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la majorité des études expérimentales, qui ont été effectuées jusqu'à aujourd'hui, ont été réalisées pour des jets axisymétriques débouchant dans un écoulement transversal peu confiné et assez fortement turbulent (se référer à **Andreopoulos (1985)**, par exemple). Cette configuration, très proche des intérêts industriels, rend malheureusement malaisée l'observation des structures tridimensionnelles cohérentes et caractéristiques de l'interaction des deux écoulements.

Aussi, nous nous sommes intéressés à un cas légèrement différent mais bien adapté à des techniques de visualisation non intrusives. On peut alors résumer les spécificités géométriques de notre configuration en deux points :

- le courant principal est semi-confiné dans un canal transparent et permet une grande facilité d'accès (les visualisations tout comme les mesures de vitesses sont réalisables dans les trois directions normales) ;

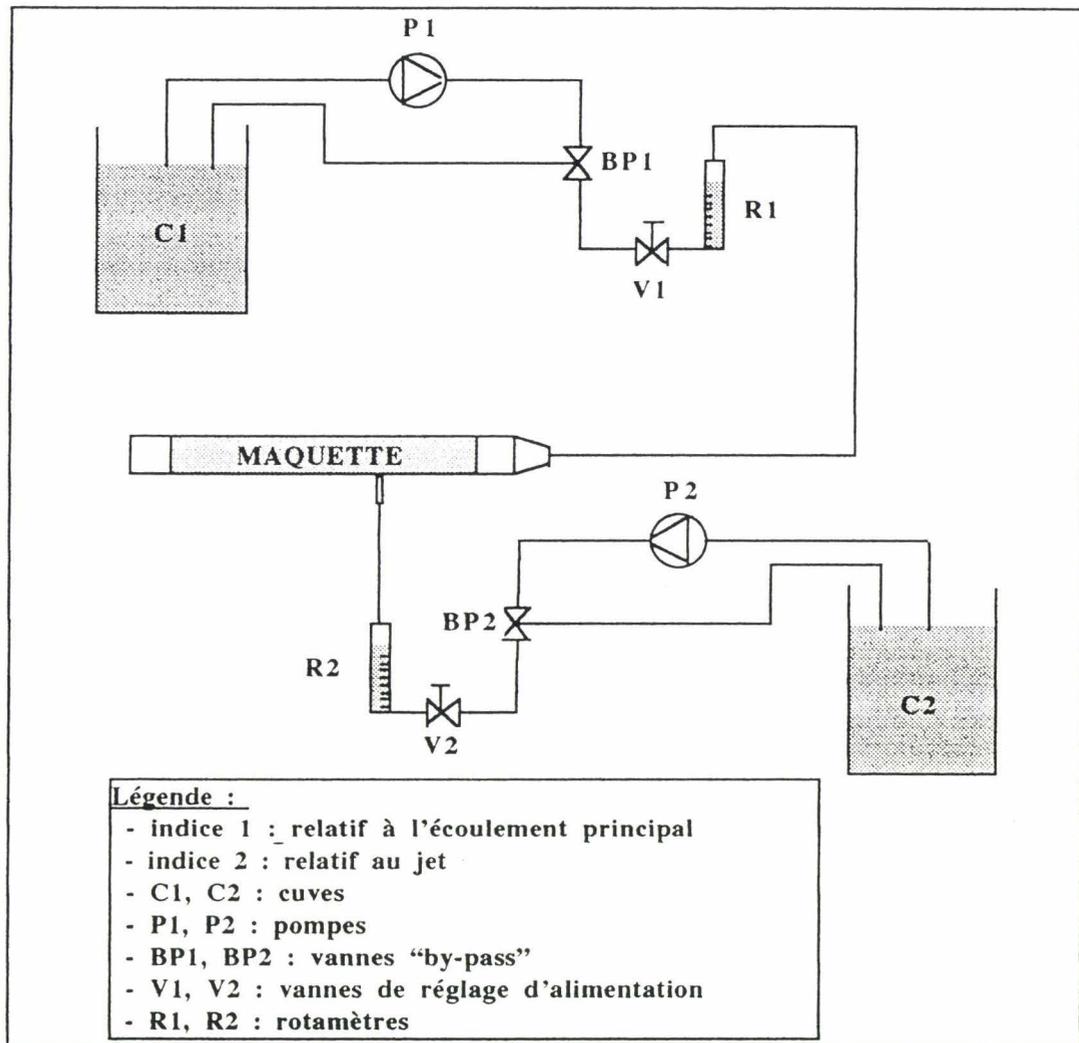
- le jet est issu d'une fente et se développe sous forme d'une nappe de faible épaisseur bien identifiable (permettant, par exemple, le relevé des vitesses de rotation des tourbillons par simple visualisation).

Enfin, les vitesses des deux courants sont relativement faibles de façon à ce que l'écoulement résultant de l'interaction soit proche du régime transitionnel : on peut alors suivre facilement l'évolution spatio-temporelle des structures cohérentes.

Ce chapitre sera composé de deux parties : la première consacrée à la description du dispositif expérimental et des paramètres de l'étude, la deuxième aux méthodes utilisées pour effectuer l'analyse de l'écoulement (techniques de visualisation, anémométrie Laser à effet Doppler, Vélocimétrie par Imagerie de Particules..). Signalons qu'un bref rappel bibliographique sur les techniques de visualisation, déjà utilisées dans ce cadre d'étude par de nombreux auteurs, sera fait

II.3). L'interaction est alors observée dans une veine d'essai (section carrée : 60*60mm, longueur : 540 mm) et, finalement, l'écoulement formé est rejeté dans une chambre d'évacuation.

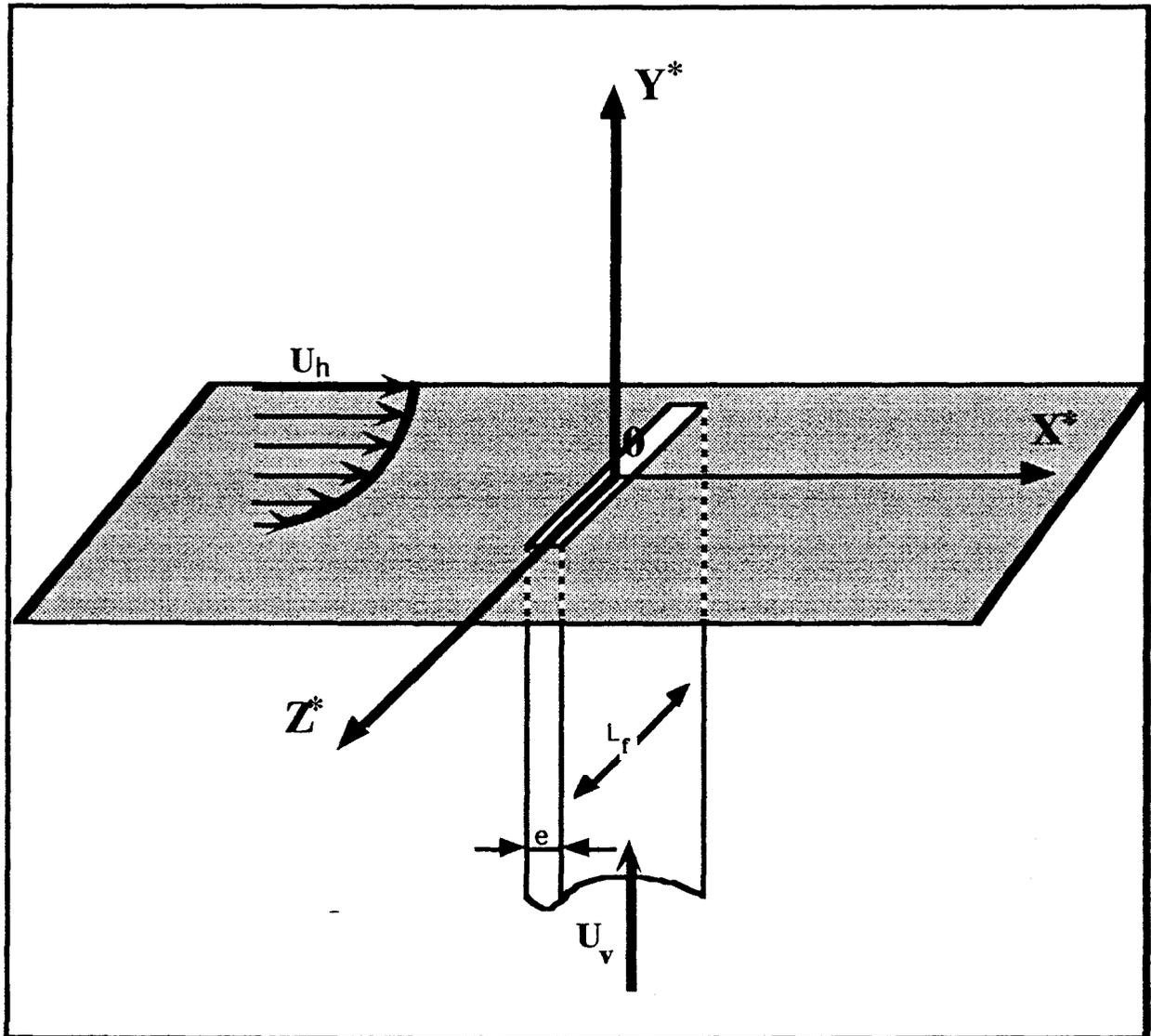
L'alimentation des deux écoulements se fait séparément par pompage dans deux cuves de contenance 0.220 m³ par l'intermédiaire de 2 pompes fonctionnant à pression constante (figure II.2).



- figure II.2: Schéma de l'installation -

Les cuves sont préalablement remplies d'eau filtrée pour éliminer toute impureté (cristaux, particules de calcaire...) qui pourrait nuire au bon fonctionnement de la manipulation (un dépôt de calcaire sur les parois de la veine d'essai augmenterait l'épaisseur de la couche limite, l'entartrage des parois latérales une perte d'énergie par absorption lumineuse des rayons LASER). D'autre part, le remplissage se fait 24 heures avant toute manipulation afin d'atteindre l'équilibre thermique entre les deux cuves. Comme l'a fait remarquer **Brizzi (1994)**, un écart de plus de 0.2°C entre les deux écoulements vient modifier leur flottabilité et fausser les phénomènes observés. Enfin, chaque système hydraulique comprend 1 vanne "by-pass" et la régulation des débits, donc celle des vitesses débitantes d'alimentation, est assurée par une vanne associée à un rotamètre.

- avec:
- D diamètre du canal ($D = 60 \text{ mm}$)
 - e épaisseur de la fente verticale ($e = 2 \text{ mm}$)



- figure II.3 : repère -

Nous repérerons aussi les différents plans de visualisation tomographiques par leurs équations.

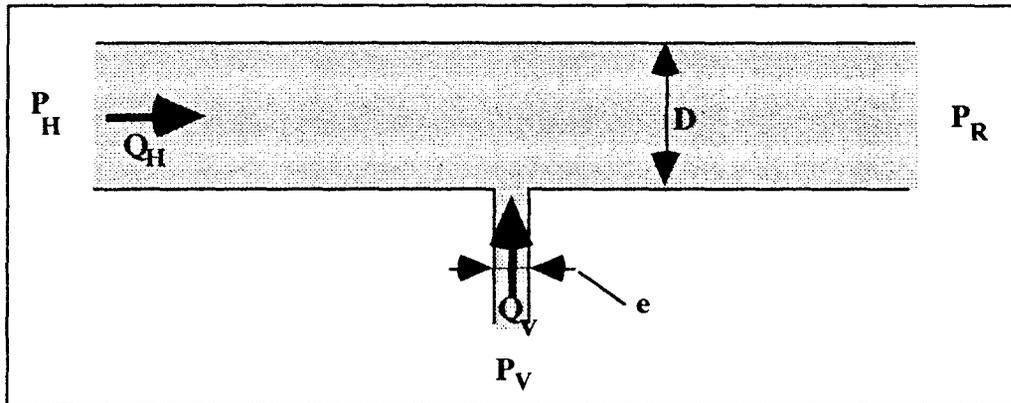
Par exemple :

- une tomographie correspondant à une visualisation dans le plan (X^*, Y^*) à une distance égale à b de l'origine dans la direction Z^* , sera notée $Z^*=b$.
- une tomographie correspondant à une visualisation dans le plan (X^*, Z^*) à une distance égale à c de l'origine dans la direction Y^* , sera notée $Y^*=c$.
- une tomographie correspondant à une visualisation dans le plan (Y^*, Z^*) à une distance égale à a de l'origine dans la direction X^* , sera notée $X^*=a$.

Une schématisation de ces tomographies est représentée figure II.4.

II.2.2 - Paramètres adimensionnels

Dans ce paragraphe, nous nous attacherons à dégager les paramètres qui régissent notre étude. Ce travail se fera essentiellement par une étude basée sur l'adimensionnement de nombreuses variables. Pour suivre notre propos, nous proposons la schématisation suivante de nos conditions d'étude :



- Conditions d'essais -

Les hypothèses qui constituent notre étude sont les suivantes :

- régime isotherme ;
- régime incompressible ;
- fluide visqueux (mais $\mu = \text{cte}$ compte tenu de l'isothermie).

Les conditions aux limites introduisent les constantes adimensionnées :

- $\Delta P_H = P_H - P_R$
- $\Delta P_V = P_V - P_R$

De plus, il faut tenir compte de la géométrie de notre système : on prendra D (le diamètre de la veine d'essai) comme étalon de longueur.

Comme il s'agit d'un problème de dynamique, nous prendrons les trois grandeurs primaires suivantes :

- la masse volumique ρ ;
- la viscosité dynamique μ ;
- le diamètre D .

Dans un premier temps, nous allons rechercher l'expression des grandeurs locales, par exemple la pression p . Nous avons alors, très généralement :

$$p = f(\rho, \mu, D, \Delta P_H, \Delta P_V, x^i, t) \quad [1]$$

Avec les grandeurs primaires choisies, le théorème de Vaschy-Buckingham permet d'écrire :

$$p = p^* f^*(\Delta P_H/p^*, \Delta P_V/p^*, x^i/D, \mu t/\rho D^2) \quad [2]$$

avec : $p^* = \mu^2/\rho D^2$.

avec : - **Re** : Le nombre de **REYNOLDS** débitant qui quantifie l'importance relative des forces volumiques d'inertie par rapport aux forces volumiques de viscosité (il est à noter que dans notre étude $Q_v \ll Q_h$ et $100 \leq Re \leq 600$).

- α : le rapport d'injection qui caractérise " l'importance " de la vitesse débitante verticale par rapport à la vitesse débitante transversale (dans notre étude, le rapport d'injection sera compris entre : $1.5 \leq \alpha \leq 6.5$).

Avec ces nouveaux paramètres, on peut écrire l'expression [9] sous la forme :

$$p = p^* f^*(Re, Q_v/Q_h, x^i/D, \mu t/\rho D^2) \quad [10]$$

Deux écoulements (1) et (2) de ce type sont identiques si la géométrie est la même et si :

$$\begin{aligned} - Re^{(1)} &= Re^{(2)} \\ - (Q_v/Q_h)^{(1)} &= (Q_v/Q_h)^{(2)} \end{aligned}$$

Il n'y a alors aucun inconvénient à substituer à la dernière équation, la règle suivante :

$$- \alpha^{(1)} = (U_v/U_h)^{(1)} = (U_v/U_h)^{(2)} = \alpha^{(2)} \text{ avec : } U_v = \frac{Q_v}{l_f e} \text{ et } U_h = \frac{Q_h}{D^2}$$

puisque la similitude géométrique conduit à :

$$- (e \cdot l_f / D^2)^{(1)} = (e \cdot l_f / D^2)^{(2)}$$

En résumé, pour un type de géométrie, deux écoulements (1) et (2) seront identiques si l'on respecte les conditions de similitude suivantes :

$$\begin{aligned} - Re^{(1)} &= Re^{(2)} \\ - \alpha^{(1)} &= \alpha^{(2)} \end{aligned}$$

Les nombres Re et α seront alors considérés comme paramètres d'étude. Et, de plus, toute grandeur locale J vérifiera en des temps et des espaces homologues :

$$\frac{J^{(1)}}{J^{*(1)}} = \frac{J^{(2)}}{J^{*(2)}} \text{ en } \left\{ \frac{x^{(1)}}{D^{(1)}} = \frac{x^{(2)}}{D^{(2)}} \text{ et } \frac{\mu^{(1)} t^{(1)}}{\rho^{(1)} D^{2(1)}} = \frac{\mu^{(2)} t^{(2)}}{\rho^{(2)} D^{2(2)}} \right\}$$

III - Moyens d'étude

Différentes techniques expérimentales ont été employées pour réaliser l'étude. Toutes sont des techniques basées sur des méthodes optiques non-intrusives. Les techniques de visualisation permettent de rendre visible le mouvement des particules fluides par l'observation du mouvement de matériaux adéquats ajoutés au fluide et qui jouent le rôle de traceurs. Avant d'explicitier ces différentes méthodes, nous allons faire une brève revue bibliographique sur les techniques qui ont déjà été mises en oeuvre par divers auteurs.

Legrives et Benoit (1972) (types d'écoulements : eau-eau)	filets colorés (lait + eau)	- nappe d'émission - direction de l'écoulement
Perry et Kelso (1993) (types d'écoulements : eau-eau)	filets colorés (encre + eau)	- lignes d'émission
Werlé (1968) (types d'écoulements : eau-eau)	filets colorés (encre + eau)	- lignes d'émission
Werlé (1978) (types d'écoulements : eau-eau)	particules solides en suspension	- lignes d'émission
Wu et al. (1988) (types d'écoulements : eau-eau)	filets colorés (lait + encre + eau)	- lignes et nappes d'émission

- 2ème classe -

Auteurs	Techniques	Informations
Brizzi (1994) (types d'écoulements : eau-eau)	Fluorescence LASER induite (L.I.F.)	- lignes et nappes d'émission
Wu et al (1988) (types d'écoulements : eau-eau)	Fluorescence LASER induite (L.I.F.)	- lignes d'émission

Comme nous pouvons le remarquer à travers ces deux tableaux, les principales techniques de visualisation ont servi à tirer des renseignements principalement qualitatifs sur l'écoulement (lignes et nappes d'émission, visualisation pariétale). C'est dans cette optique que nous utiliserons les méthodes de photoluminescence et de filets colorés pour dégager des critères qualitatifs et quantitatifs sur le jet et les structures cohérentes. Deux autres méthodes seront adjointes afin d'accéder à la topologie de l'écoulement et au champ des vitesses instantanées. Ces deux techniques sont :

- Vélocimétrie par poursuite de traces quasi-ponctuelles de particules (**P.T.V.** : **Particle Tracking Velocimetry**) ;
- Vélocimétrie par analyse de traces laissées par des particules durant un temps d'exposition (**P.S.V.** : **Particle Streak Velocimetry**).

A notre connaissance, ces deux techniques n'ont pas encore été appliquées à ce type d'écoulement. Enfin, une dernière technique de mesures de vitesses sera utilisée afin d'effectuer les relevés de champ moyen et fluctuant : l'anémométrie LASER à effet Doppler (**L.D.A.** : **Laser Doppler Anemometry**).

III.2. Procédés de visualisation retenus pour la présente étude

Nous avons donc décidé d'utiliser des techniques non intrusives basées sur les propriétés de la diffusion ou de la ré-émission de la lumière par des matériaux adéquats ajoutés au fluide. Selon le type d'introduction (continu ou discret), diverses données physiques peuvent alors être obtenues lors des visualisations : trajectoire, lignes de courant, lignes d'émission. Avant de donner le principe

Les émissions peuvent avoir lieu soit à partir de la paroi, soit à partir d'injecteurs placés dans le courant en divers points stratégiques, soit à partir de l'écoulement lui-même. On obtient alors le champ des lignes d'émission qui, en régime instationnaire, n'est pas confondu avec le champ des lignes de courant.

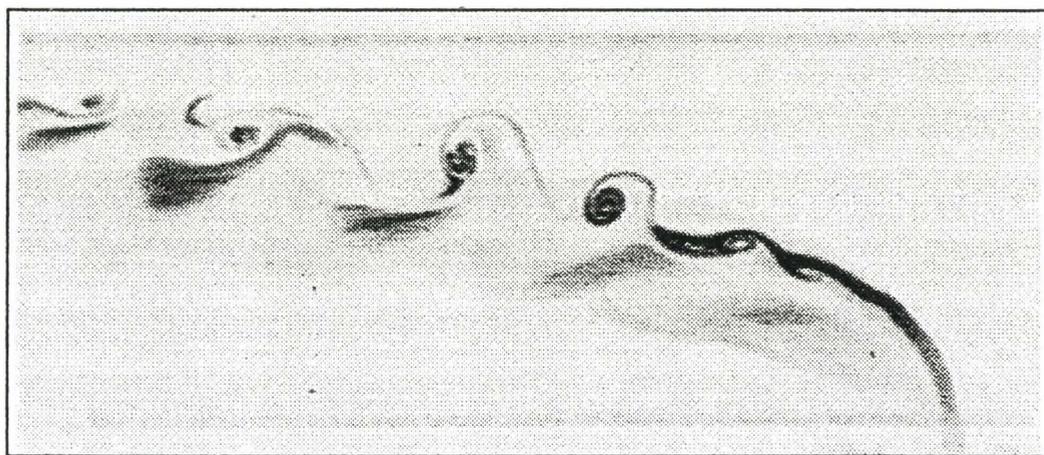
Cette technique ne donne pas un accès direct au champ des vitesses mais, en revanche, offre une visualisation du transport de la vorticité générée à partir du lieu d'émission.

a - Photoluminescence

Le principe de la photoluminescence est le suivant : sous l'action d'une source d'énergie (champ électrique, chaleur...), un corps peut émettre de la lumière. Lorsque l'excitation est réalisée par une autre source de lumière, on obtient alors le phénomène de photoluminescence.

Dans notre cas, on ensemence l'écoulement issu de la fente d'injection verticale de fluorescéine (de concentration $C = 12.10^{-5} \text{ kg/m}^{-3}$) : cette technique permet de différencier la zone d'influence des deux écoulements. L'éclairage, donc la source d'énergie nécessaire à l'excitation de la fluorescéine, est produit par un LASER argon (**SPECTRA-PHYSICS**) de puissance nominale **1.5 W**. Le faisceau LASER polychromatique, à dominante bleue ($\lambda = 488 \text{ nm}$) et verte ($\lambda = 514.5 \text{ nm}$), est recueilli à la sortie du LASER par un système optique puis passe ensuite dans un télescope sph  ro-cylindrique qui nous permet d'obtenir une nappe LASER divergente sur les parois de la veine d'essai (l'épaisseur de la nappe étant égale à 2 mm). On parle alors de tomographie.

Pour positionner la nappe LASER par rapport à la veine d'essai, nous utilisons un banc optique qui nous donne la possibilité de déplacer la nappe suivant la section considérée sur la veine. Un exemple de tomographie   st donné ci-dessous, figure II.5.



- figure II.5 : tomographie réalisée dans la section $Z^* = 0.0$ -

- $Re = 450$; $\alpha = 4.5$ -

Un exemple de visualisation obtenue par tomographie LASER dans le plan médian de l'écoulement pour $Re = 550$ et $\alpha = 4.5$ est donné figure II.6 où l'on a combiné à la fois la technique de photoluminescence et de filets colorés : ici, on visualise simultanément le jet et une ligne d'émission amont.

III.2.2. Visualisation par traceurs discrets

a - P.S.V.

Cette technique consiste à enregistrer pendant un temps court - par rapport à l'évolution de l'écoulement - les éléments de trajectoire de particules finement dispersées dans le fluide et formant un champ de tirets. Pour ce faire, il faut que la masse volumique des matériaux ajoutés au fluide soit sensiblement égale à celle du fluide porteur, afin d'éviter les effets d'inertie et de gravité. On obtient alors le champ des vitesses et, par intégration numérique ou visuelle, le champ des lignes de courant à l'instant de l'enregistrement. Il est ainsi possible de reconstituer la topologie de l'écoulement et d'obtenir des données quantitatives sur le champ entier au même instant. Il se pose quand même un problème de connaissance de la propagation de la vorticité qui ne se fait qu'après dérivation numérique du champ des vitesses. Enfin, un compromis doit être trouvé sur le temps d'enregistrement afin d'obtenir des traces suffisamment courtes répondant à l'hypothèse de quasi-stationnarité et suffisamment longues pour un dépouillement utilisable.

Cette méthode (**P.S.V.** (**P**article **S**treak **V**elocimetry) dans la littérature anglo-saxonne : vélocimétrie par analyse des traces laissées durant un temps d'exposition photographique ou une durée longue d'impulsion lumineuse) rentre dans le cadre plus large de la **P.I.V.** (**P**article **I**maging **V**elocimetry : vélocimétrie par imagerie de particules).

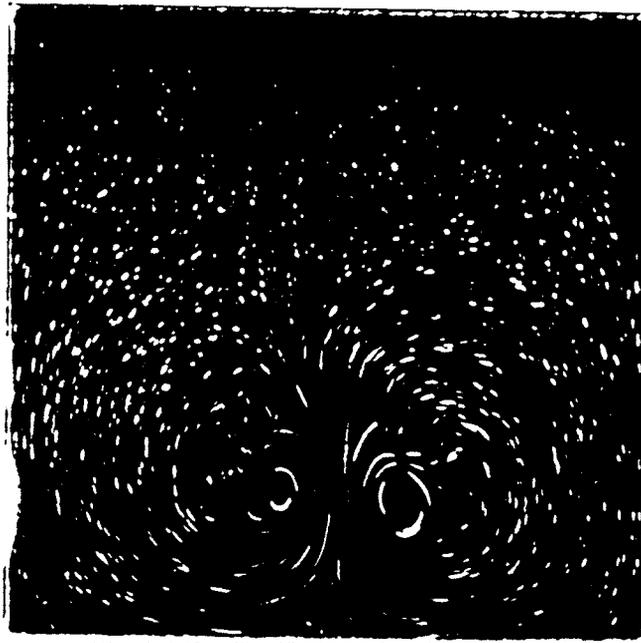
Pour notre étude, nous utilisons de fines particules de **Rilsan** fabriquées par **ELF-ATOCHEM**. Ces particules de polyamide ont une densité de $1.06.10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ Elles sont dispersées dans le fluide après avoir été triées à l'aide de tamis afin de ne conserver que celles ayant un diamètre adéquat compris entre 80 et 105 μm . Elles ont l'avantage d'être quasi-sphériques (se référer à l'étude de **K.OHMI (1987)**) ce qui leur confère la propriété de réflexion isotrope de la lumière (avantage non négligeable par rapport aux particules lamellaires, telles celles d'aluminium, d'usage répandu).

Il est intéressant de regarder l'action de la gravité, c'est à dire la vitesse de chute des particules. Cette vitesse peut être déterminée par la loi de **STOKES** suivante :

$$V_s = \frac{(\rho_p - \rho_f) \cdot g \cdot \Phi_p^2}{18 \cdot \mu_f}$$

avec : - V_s : vitesse de chute des particules

- ρ_f : masse volumique du fluide porteur (1.10^3 kg.m^{-3})



- figure II.7 : Visualisation par P.S.V. - $Re = 500$ - $\alpha = 4.5$ - $X^* = 7.0$ -

b - P.T.V.

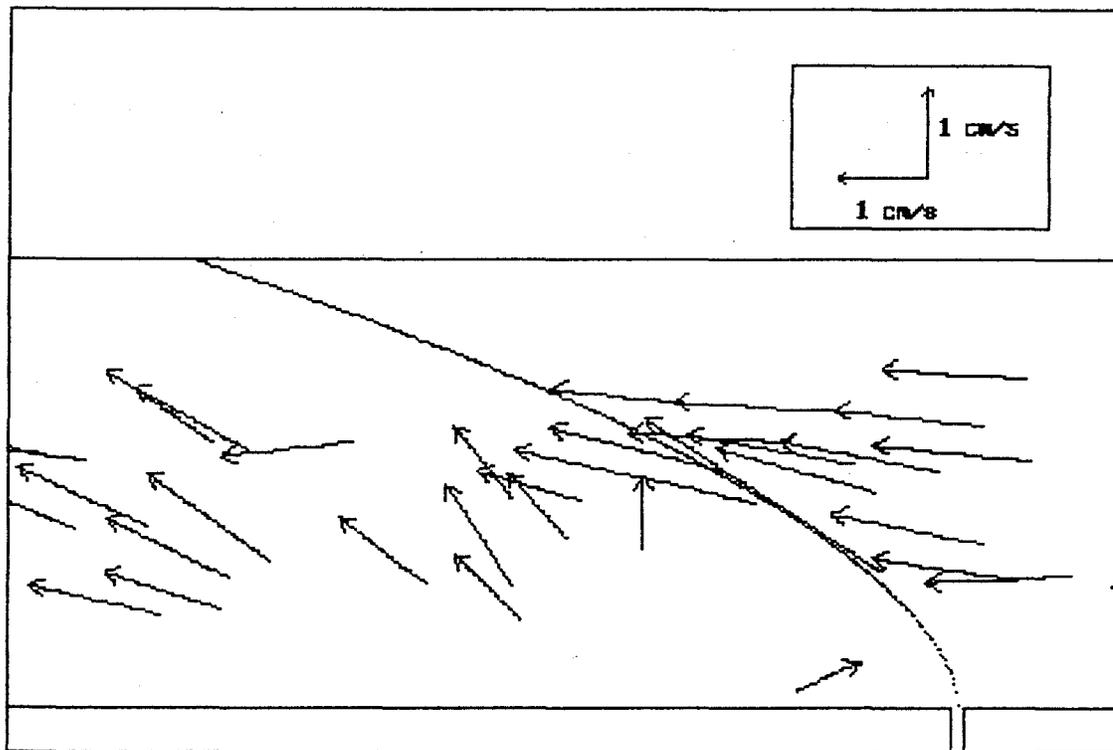
Contrairement à la technique de P.S.V., la P.T.V. (Particle Tracking Velocimetry) consiste à échantillonner le mouvement des traceurs de telle sorte que les éléments de trajectoires, décrites pendant la période d'échantillonnage, se présentent comme une succession de taches lumineuses enregistrées pendant une très courte durée (correspondant par exemple à la vitesse d'obturation d'une caméra) sur une ou plusieurs images simplement exposées. Le choix de l'intervalle de temps séparant deux prises de vues consécutives doit, quant à lui, faire l'objet d'un compromis entre la précision souhaitée sur le champ des vitesses compte tenu de l'évolution temporelle de l'écoulement, et les contraintes techniques imposées par les dispositifs d'enregistrement et de stockage des images. La correcte détermination de chacune des portions de trajectoires effectivement parcourues par les traceurs au cours de leur mouvement dans le but d'en déduire les vecteurs vitesses locaux, constitue la principale difficulté de la P.T.V.

Dans ce but, selon le nombre d'images réalisées et le type d'approche envisagée, un certain nombre d'algorithmes d'identification de trajectoires ont été proposés, algorithmes qu'il est généralement possible de classer dans l'une des deux catégories suivantes :

- algorithmes de prédiction : pour chaque tracé de particules identifiées sur la première image, on calcule une estimation de sa position sur la seconde image (**Jonas et Kent (1979)**, **Kobayashi (1992)**). Ce type d'algorithme est celui que l'on utilisera (paragraphe III.2.2.c.) ;

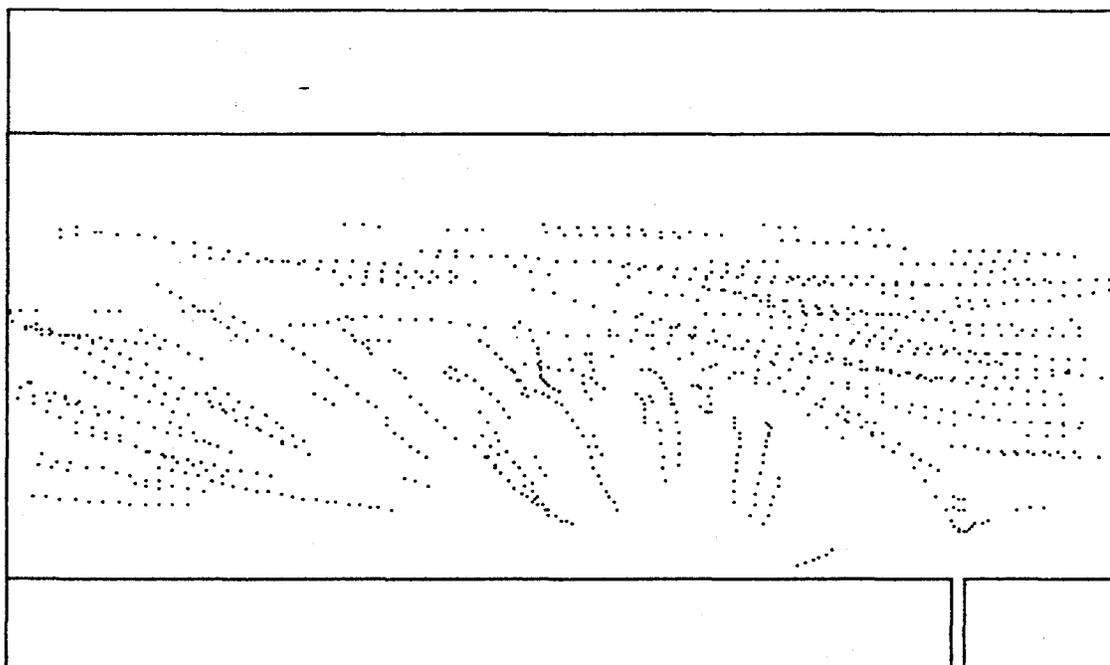
- algorithmes de corrélation : principe consistant à établir des corrélations soit entre segments d'images en niveaux de gris afin d'évaluer le déplacement moyen de groupes de traces situés dans ces segments (**Kimura et Takomari (1986)**), soit entre distributions locales de traces centrées sur les membres présumés d'une paire (**Yamamoto et al. (1992)**).

Un exemple de résultats concernant un champ de vitesses et un suivi de particules sont donnés figures II.8 et II.9.



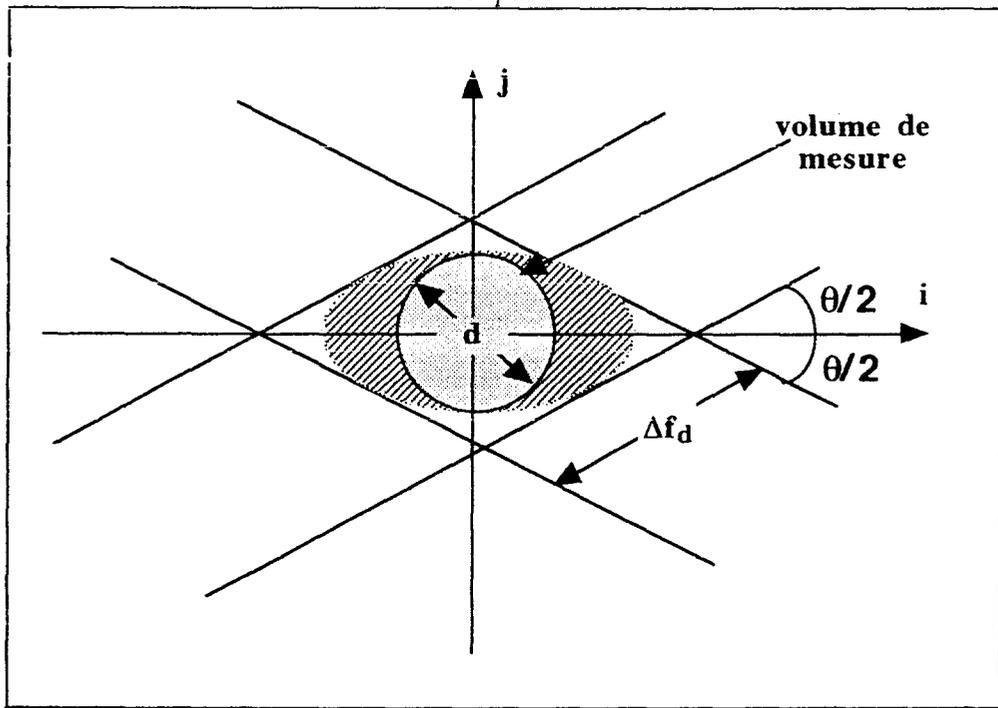
- figure II.8 : Exemple de champ de vecteurs associé au dépouillement de 3 images P.T.V. -

- $Re = 500 ; \alpha = 4.5 ; Z^* = 0.0$ -



- figure II.9 : Exemple de suivi de particules associé au dépouillement de 36 images P.T.V. *

- $Re = 500 ; \alpha = 4.5 ; Z^* = 0.0$ -



- figure II.10 : Volume de mesure -

On pourra alors calculer le diamètre (d) du volume de mesure tel que :

$$d = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{f \cdot \lambda}{n \cdot d_1} \cdot \frac{1}{\cos(\theta/2)} \quad (3)$$

- avec :
- f : focale de la lentille d'émission ;
 - n : indice du milieu ;
 - d₁ : diamètre du faisceau LASER au niveau de l'optique d'émission.

III.3.2. Mesure des vitesses et des fluctuations de vitesses

Les relevés de vitesses et de fluctuations de vitesses sont acquises par l'intermédiaire d'une chaîne de vélocimétrie LASER montée sur banc optique (la maquette pouvant se déplacer horizontalement et verticalement par l'intermédiaire de deux tables micrométriques, indépendamment du banc optique) comportant :

- un LASER argon SPECTRA PHYSICS à dominante polychromatique bleu-verte ($\lambda_v = 514.5 \text{ nm}$, $\lambda_b = 488.2 \text{ nm}$) d'une puissance maximale de 1.5 W utilisé en mode diffusion avant ;

- une cellule de Bragg associée à un décaleur de fréquences DANTEC 55 N10 ;
- un photomultiplicateur DANTEC ;
- un compteur de périodes DANTEC 55 L90a ;
- un oscilloscope TEKTRONIX 2445A (permettant de vérifier en permanence l'allure du signal Doppler).

Cette chaîne anémométrique est reliée à un système d'acquisition de données par l'intermédiaire d'une carte NATIONAL INSTRUMENTS NB-DIO-32F interface parallèle à 32 bits. Ce dispositif

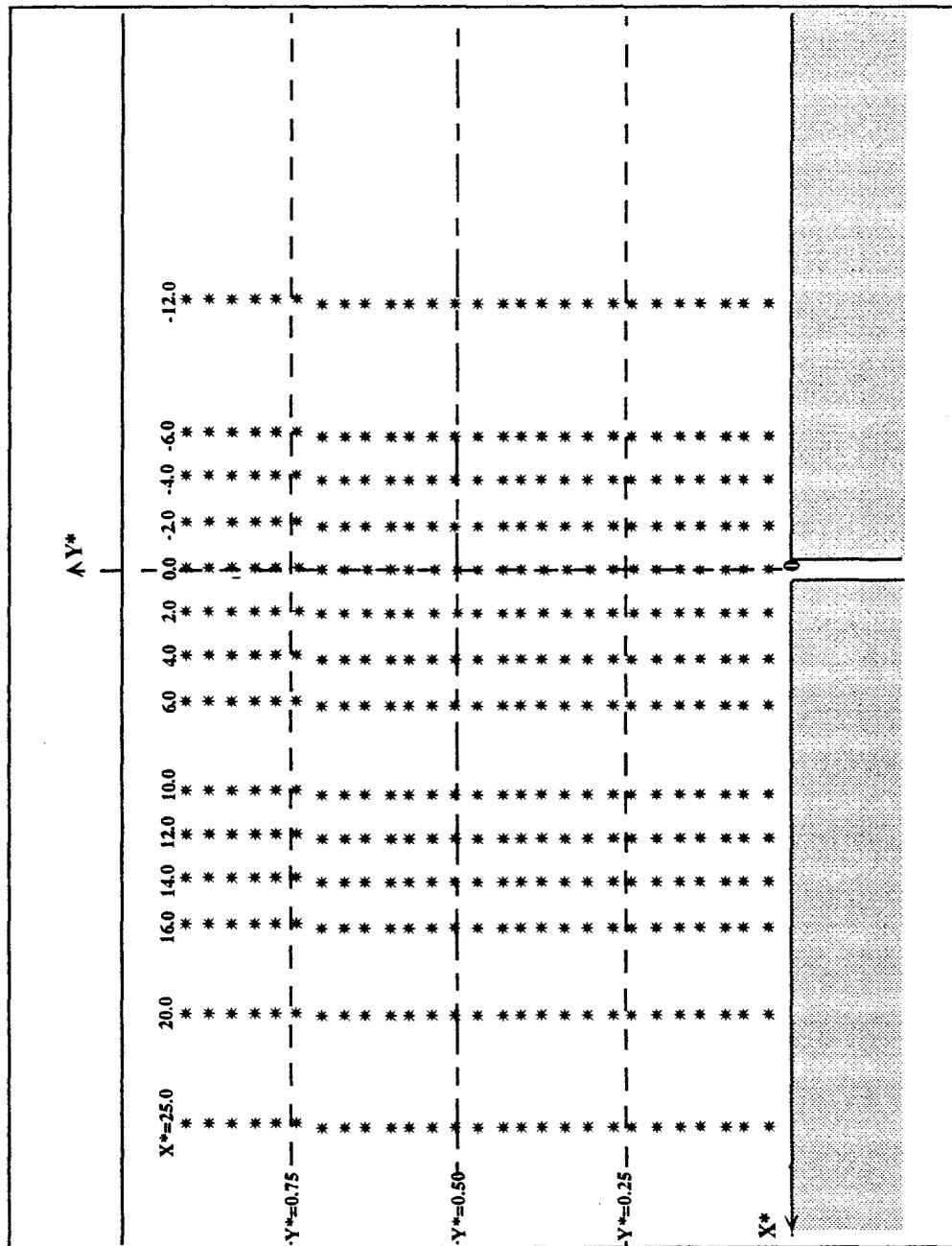
- fluctuation de vitesse verticale (ou taux de fluctuation vertical) :

$$\frac{\overline{v'^2}}{U^2} = \frac{\overline{v'^2}}{U^2}$$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe II.2.2., deux paramètres adimensionnels gouvernent notre étude : le nombre de Reynolds (Re) et le rapport d'injection (α). Aussi, l'acquisition des relevés L.D.A. a été réalisée en fonction de l'influence de chaque paramètre :

- influence du rapport d'injection : pour $Re = 500$, nous avons fait varier le rapport des vitesses tel que $\alpha = 3.5 ; 4.0 ; 4.5 ; 5.0 ; 5.5 ; 6.5$;

- influence du nombre de Reynolds : pour $\alpha = 4.5$, nous avons fait varier le nombre de Reynolds tel que $Re = 450 ; 500 ; 550 ; 600$.



- figure II.11 : Domaine de mesures L.D.A. -

CHAPITRE 3 :
ETUDE DE L'ECOULEMENT MOYEN

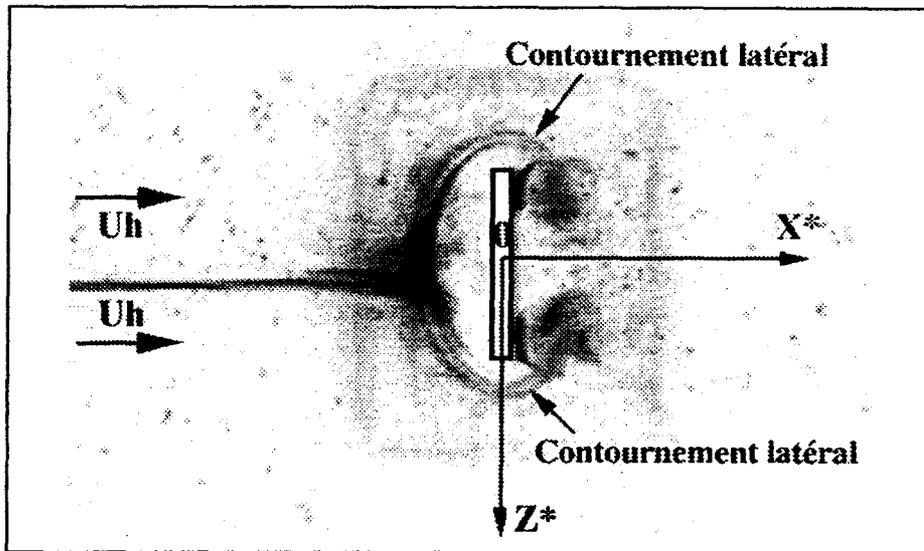
CHAPITRE 3 :
ETUDE DE L'ÉCOULEMENT MOYEN

I - INTRODUCTION

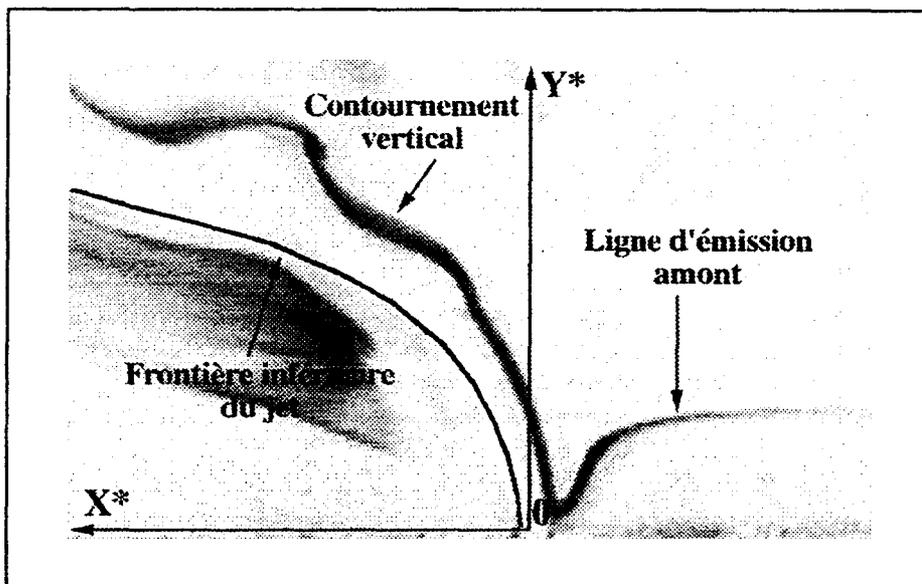
Cette première partie de l'étude est consacrée à l'analyse du champ moyen. Pour cela nous allons regrouper différents résultats provenant des mesures de vitesses par L.D.A. (champs moyens, champs fluctuants), des relevés P.T.V. (champs quasi-instantanés, topologie des lignes de courant) et des visualisations par P.S.V. (trajectoire particulaire, lignes de courant, topologie des points singuliers).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'acquisition des vitesses par anémométrie LASER à effet Doppler n'offre malheureusement que des informations sur les champs de vitesses moyennées dans le temps. Aussi, afin d'obtenir des cartes de vitesses instantanées, nous avons eu recours à deux techniques de Vélocimétrie par Imagerie de Particules. Ces techniques (P.S.V. et P.T.V.) ont apporté de nombreuses informations quant à la topologie de l'écoulement qui sera décrite dans le paragraphe III de ce chapitre. Ces méthodes viennent en complément des relevés L.D.A. qui ont été exclusivement réalisés dans le plan $Z^* = 0.0$, aussi bien dans le plan médian de l'écoulement mais aussi dans des plans perpendiculaires aux axes OX^* ou OY^* . Elles ont aussi servi à caractériser de nombreuses grandeurs géométriques relatives aux tourbillons contrarotatifs longitudinaux (essentiellement grâce aux visualisations par P.S.V.).

En plus de ces trois premières techniques, les visualisations obtenues par traceurs continus (nappes et filets d'émission) ont permis de mettre finement en évidence la structure topologique de cette interaction tridimensionnelle complexe. Les visualisations acquises par tomographies LASER dans le plan médian de l'écoulement, dans des plans horizontaux et perpendiculaires à l'axe OY^* ainsi que les visualisations volumiques ont révélé le comportement du mélange entre les deux courants perpendiculaires. Contrairement aux trois précédentes méthodes qui ont été réalisées pour $300 \leq Re \leq 600$ et $1.5 \leq \alpha \leq 6.5$, cette dernière technique a été appliquée à trois régimes d'écoulements : $Re = 500 - \alpha = 4.5$, $Re = 550 - \alpha = 4.5$, $Re = 600 - \alpha = 4.5$. Soulignons que la



- figure III.1 : Contournement latéral du jet - $Re = 500$ - $\alpha = 4.5$ - $Y^* = 0.17$ -



- figure III.2 : Contournement vertical du jet - $Re = 550$ - $\alpha = 4.5$ - $Z^* = 0.0$ -

Comme nous le verrons tout au long de ce troisième chapitre, de nombreuses similitudes avec les jets axisymétriques vont être remarquées : courbure des lignes de courant amont, déviation du jet vers l'aval, présence d'une zone de recirculation amont, identification d'un bulbe de recirculation tridimensionnel aval... Aussi, c'est à partir d'une schématisation de l'écoulement formé par l'interaction d'un jet circulaire avec un courant transversal (Fric et Roshko (1989), Margason (1993), Kelso et al. (1996)), que nous présentons une analyse de notre écoulement (figure III.3).

III - ANALYSE TOPOLOGIQUE

III.1. Principe

A partir de différentes visualisations réalisées par P.S.V., nous avons pu percevoir dans une région très proche de la paroi inférieure ($Y^* < 0.25$) et à l'amont de l'injection, certaines lignes de courant singulières déduites à partir des différentes " traces " laissées lors du passage des particules de polyamide (ces traces étant assimilables à des trajectoires particulières). Ainsi, on s'aperçoit que l'écoulement peut se diviser dans cette zone en différentes couches de fluide dont chacune à un comportement distinct : courbure vers la paroi inférieure, réorientation vers la paroi supérieure, blocage au niveau du jet... (figure III.4).

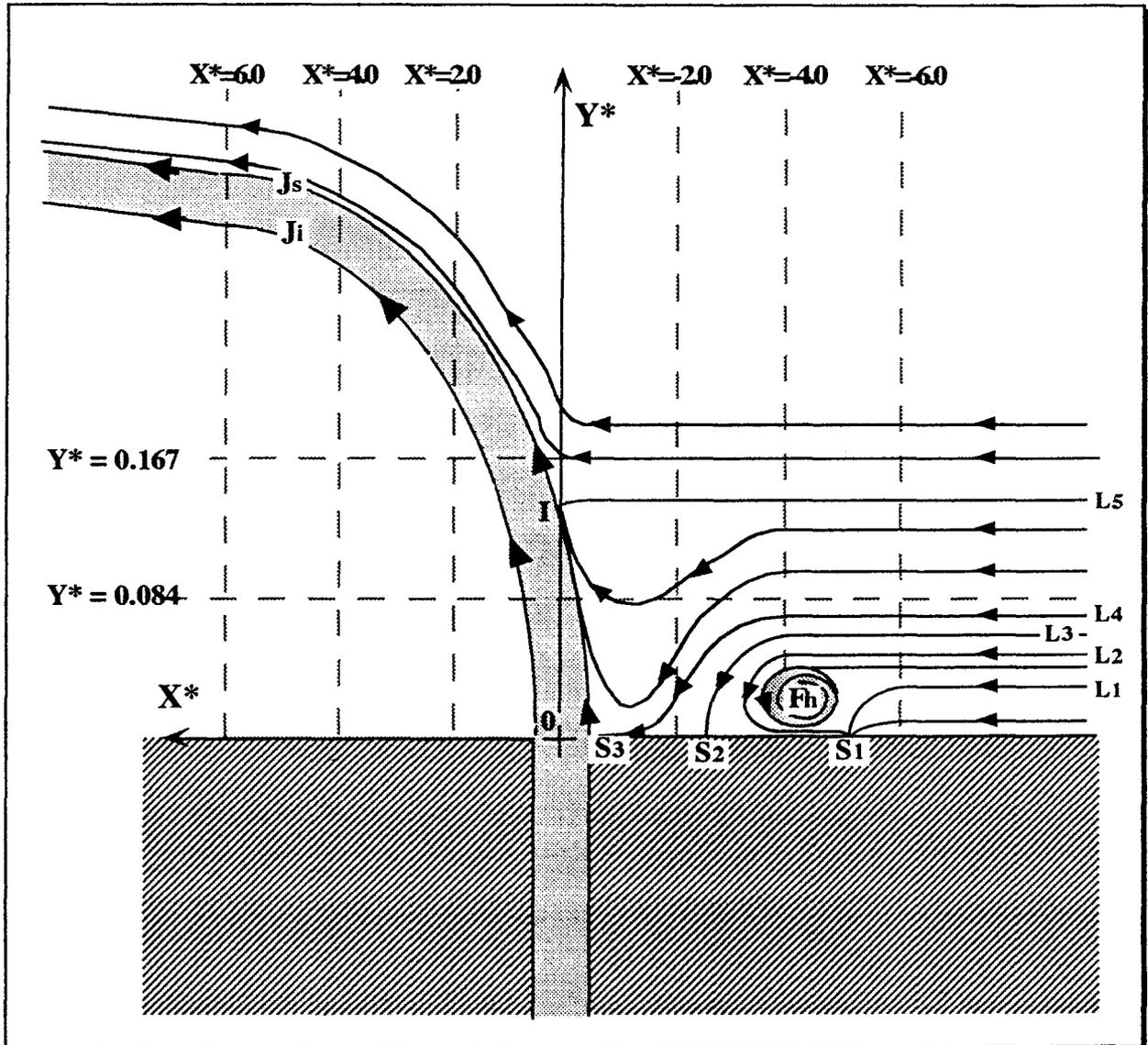


- figure III.4: Champ des trajectoires particulières par P.S.V - $Re = 500$ - $\alpha = 4.5$ - $Z^* = 0.0$ -

Ces différentes remarques peuvent aussi être notées au niveau des visualisations réalisées par P.T.V. (figure III.5).

III.2. Topologie amont

A l'amont de l'injection l'écoulement peut être décomposé en différentes couches de fluides ayant chacune un comportement propre (figure III.6). Pour visualiser ces différentes couches, nous avons fait varier le débit d'injection d'éosine.

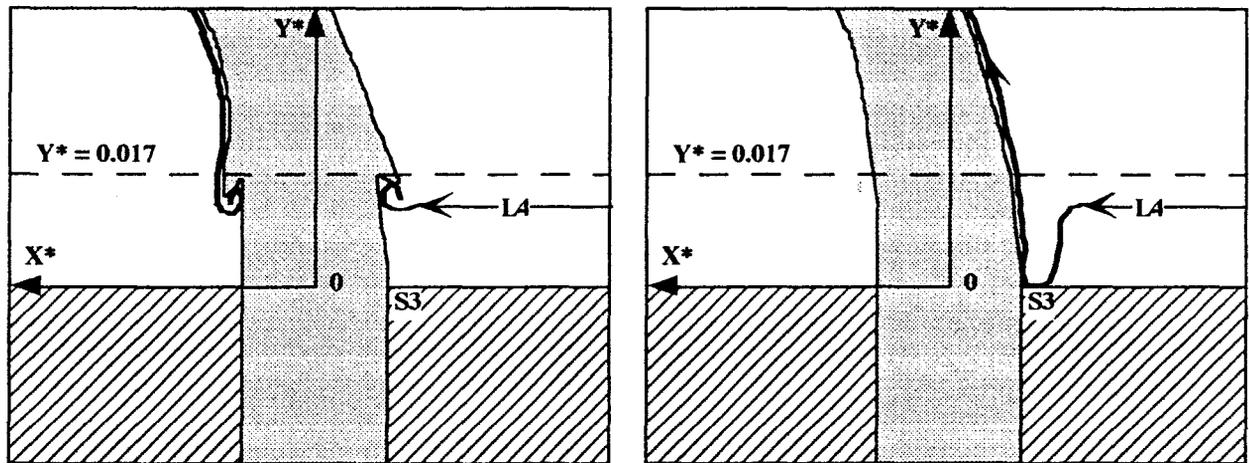


- figure III.6: Topologie à l'amont de l'injection -

Pour présenter les résultats, nous avons numéroté les lignes qui correspondent aux différentes frontières des couches de fluide (L1, L2, L3, L4, L5). Nous allons analyser la structure topologique de l'interaction en progressant de la paroi inférieure de la veine d'essai vers la paroi supérieure et pour une zone de l'écoulement comprise entre $Y^* = 0.0$ et $Y^* = 0.209$.

petite crête située à environ 1 mm de la paroi inférieure et de part et d'autre des frontières Js et Ji du jet. Cette striction du jet conduit la ligne L4 à venir s'attacher non pas au niveau du point S3 mais au niveau de ce petit écrêtement du jet. Dans ce cas, la ligne L4 n'est plus déviée le long de la frontière supérieure du jet mais est déviée latéralement et l'on retrouve alors la présence d'éosine à l'aval du jet et plus précisément dans les structures de couches de cisaillement. Les deux modes de déviation pour la ligne L4 possibles sont schématisés sur la figure III.8.

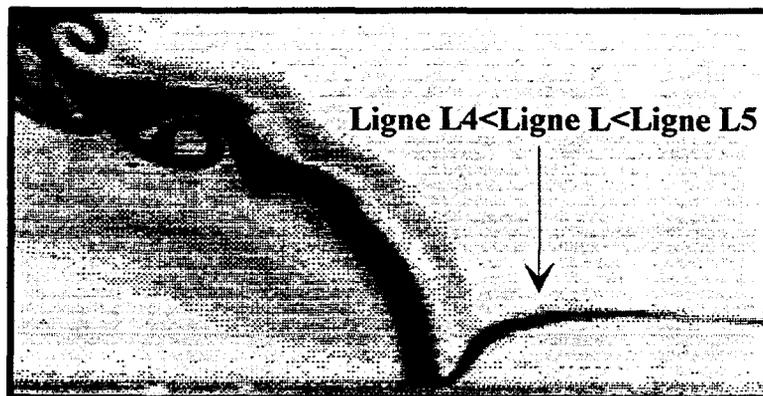
En ce qui concerne la partie du fluide contenue entre la ligne L4 et la ligne L5, et quel que soit le mode de contournement de la ligne L4, on assiste tout d'abord à une inclinaison vers la paroi inférieure puis une brusque réorientation verticale (figure III.9). Les différentes lignes viennent alors se concentrer vers un point de type demi-col I en subissant l'entraînement du jet.



mode 1 : contournement latéral

mode 2 : contournement vertical

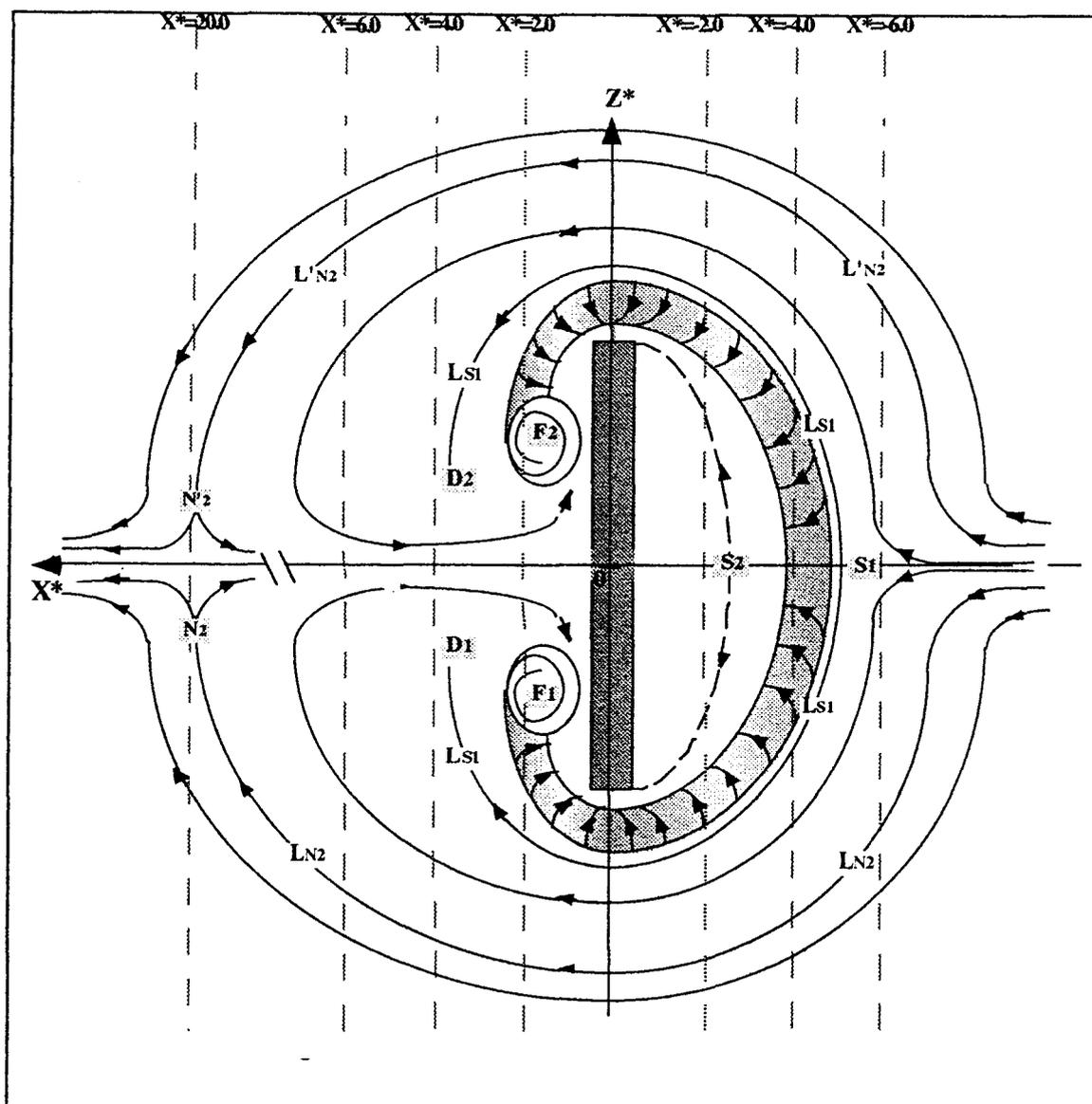
- figure III.8: Schématisation du comportement de la ligne L4 -



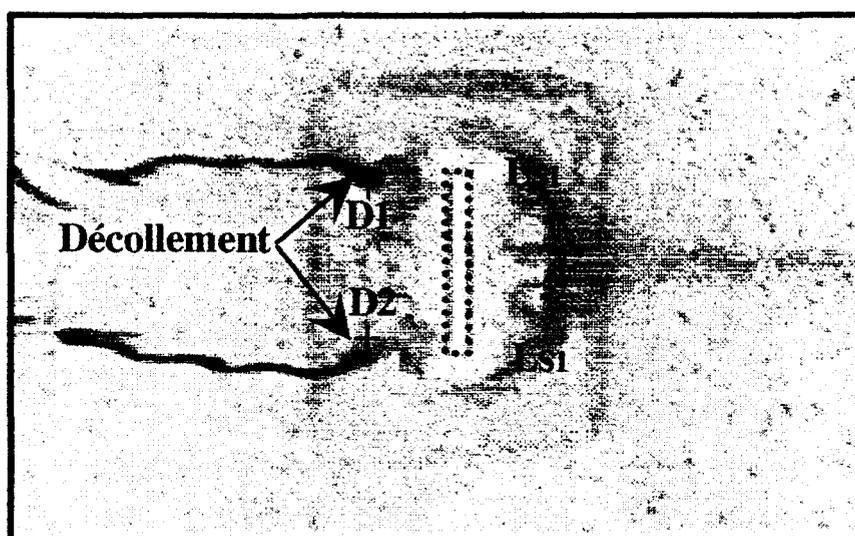
- figure III.9: Visualisation dans le plan médian : ligne L4 < ligne L < ligne L5 -

*** fluide situé au-dessus de la ligne L5**

Tout comme les lignes précédentes, la ligne L5 vient stagner autour du point I avant d'être principalement déviée verticalement le long de la frontière supérieure Js du jet. Néanmoins, les visualisations ont montré la présence d'éosine en-dessous et à l'aval du jet qui indique que pour la ligne L5 il y a aussi contournement latéral et engouffrement à l'intérieur de la zone de recirculation

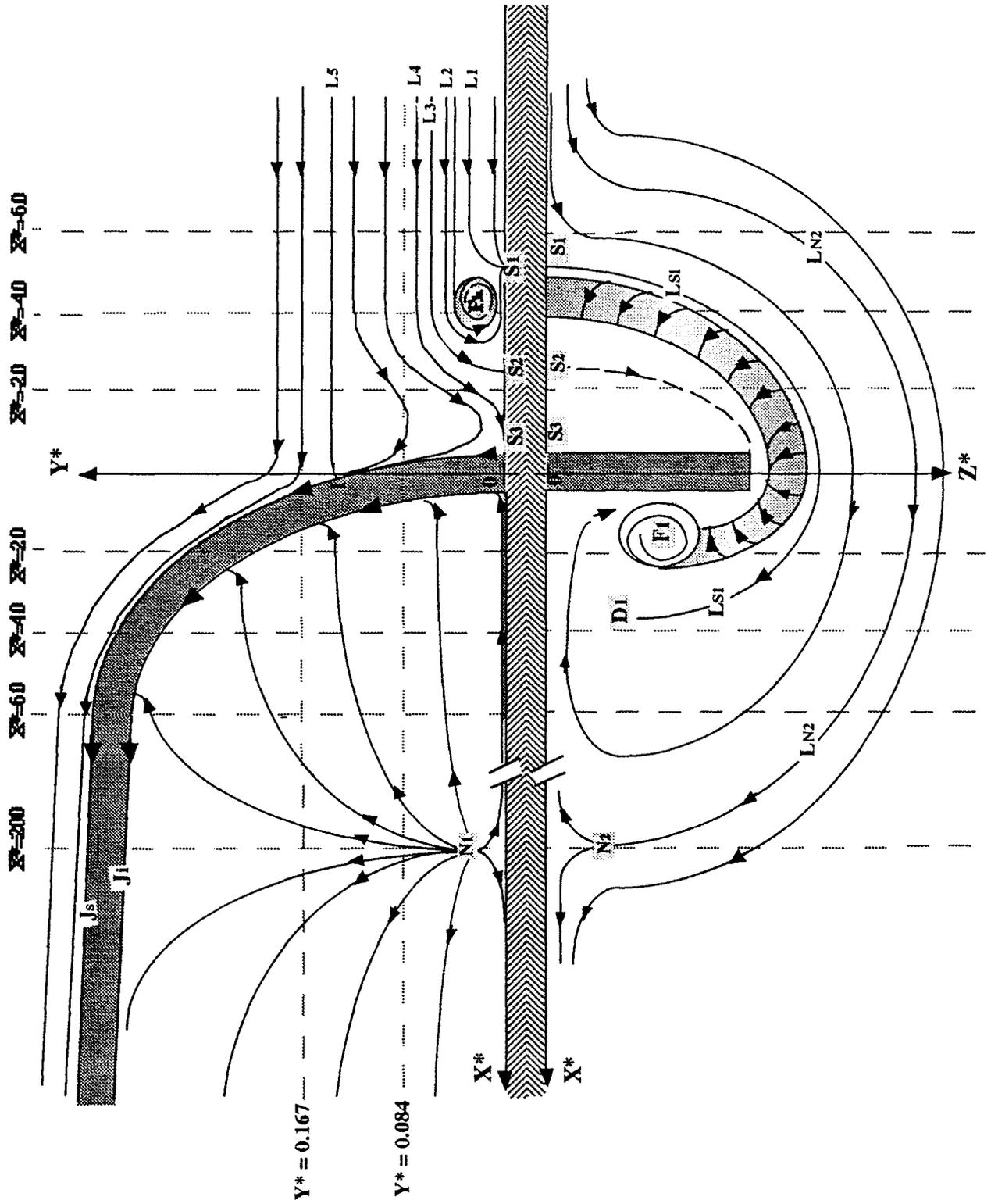


- figure III.11: Topologie latérale -



- figure III.12: ligne LS1 -

schématisation d'un plan horizontal situé entre la paroi inférieure et la ligne L1 (pour la partie inférieure à l'axe OX^*).



- figure III.13 : Schématisation de la topologie globale -

Les résultats trouvés au niveau des profils anémométriques en l'absence d'injection lors d'un D.E.A. précédant cette thèse (Seye (1993)) ont mis en évidence un profil de type "quasi-Poiseuille" : cette étude nous a principalement servi pour la qualification de la veine d'essai.

Lorsque l'interaction du jet avec l'écoulement principal rentre en jeu, les profils de vitesses commencent à varier : sur la figure III.14, nous avons représenté les profils de vitesses moyennes suivant l'ordonnée Y^* et pour deux abscisses situées avant l'injection ($X^* = -12.0$; -6.0).

L'écoulement de type "quasi-Poiseuille" observé sans injection est assez modifié. Les maxima de vitesses longitudinales relevés par Seye se situaient à $Y^* \approx 0.5$. Ils se trouvent maintenant décalés vers $Y^* = 0.6$ pour les deux abscisses considérées. Ce type de profil longitudinal, que l'on désignera de "Poiseuille décalé", signifie que l'on passe tout d'abord par un faible gradient de vitesses longitudinales (dU^*/dY^*) dans une zone telle que $0.0 < Y^* \leq 0.2$ puis que ce gradient s'annule jusqu'à une région très proche de la paroi supérieure ($Y^* = 0.8$). Au-delà de ce point, un gradient inverse apparaît.

Conjointement à ce décalage longitudinal, nous avons pu remarquer à partir des relevés de vitesses verticales par P.T.V., une composante V^* positive et constante ($V^* \approx 0.07$) quelle que soit la section amont telle que $-12.0 \leq X^* \leq -6.0$: ceci indique une faible inclinaison du vecteur vitesse par rapport à l'axe horizontal OX^* (inclinaison de l'ordre de 2 à 3°).

De plus, comme on peut le constater dans la section $X^* = -6.0$ (section proche de l'injection), la déviation verticale du fluide vers la partie supérieure de la maquette est moins importante dans une région proche de la paroi supérieure ($0.8 \leq Y^* \leq 1.0$) que dans une région située à une distance identique ($0.0 \leq Y^* \leq 0.2$) de la paroi inférieure. En effet, pour l'abscisse $X^* = -12.0$ en $Y^* = 0.1$ et $Y^* = 0.9$ les composantes de vitesses longitudinales sont équivalentes et valent $U^* \approx 1.5$, alors que pour $X^* = -6.0$ nous avons $U^* \approx 1.25$ pour $Y^* = 0.1$ et $U^* \approx 2.1$ pour $Y^* = 0.9$ alors que les composantes verticales sont identiques. Dans cette dernière section, l'écoulement principal commence à être bloqué près de la paroi inférieure par l'injection (le jet jouant un rôle d'obstacle). On assiste alors à un début de déviation transversale du fluide vers la paroi supérieure traduisant finalement un début de courbure des lignes de courant amont.

En ce qui concerne les fluctuations de vitesses (figure III.15), on remarque que les taux de fluctuations longitudinaux oscillent autour de 3% pour les deux stations de mesure considérées : ce résultat conduit alors à $\sqrt{u'^2}$ de l'ordre de 17%. Cette forte valeur est sans doute à lier à un problème purement expérimental (bruit électromagnétique) et non à une quelconque turbulence amont : cette remarque est confirmée par les différentes visualisations effectuées par filet d'éosine à l'amont de l'injection (cf. figure III.10, par exemple). Il est à noter que ce type de profil est identique pour tous les régimes étudiés (cf. annexes).

Nous allons maintenant analyser les profils en sortie d'injection.

IV.1.2. Profils en sortie de l'injection

Les conditions hydrodynamiques de sortie d'injection jouent un rôle prépondérant dans l'interaction de deux écoulements perpendiculaires. Aussi, il est nécessaire de recueillir un maximum d'informations au niveau des relevés anémométriques. Cependant, dans le cas d'une fente de faible épaisseur, si l'acquisition des vitesses est relativement simple à effectuer sur la longueur de la fente (2 cm), la très faible dimension de la largeur de la fente (2 mm) ne permet d'acquérir que quelques points.

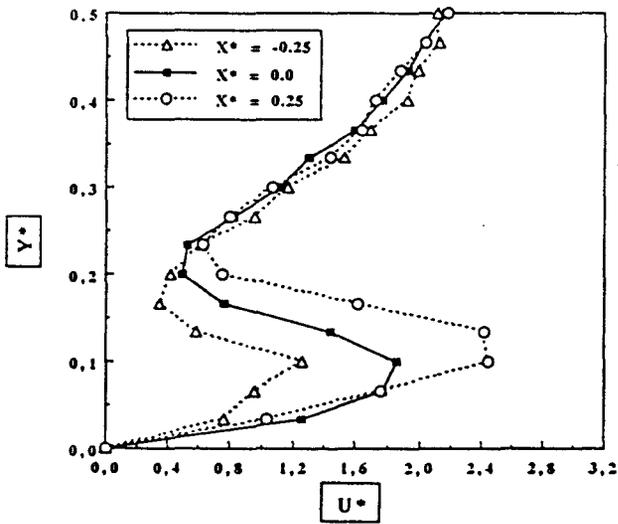
Les premiers relevés anémométriques que nous présentons (figure III.16) concernent un quadrillage transversal effectué au-dessus de la fente : pour $Y^* = 0.083$ (i.e. à 5 mm au-dessus de la paroi inférieure de la veine d'essai), nous avons réalisé des mesures de vitesses pour 3 abscisses données ($X^* = -0.25 ; 0.0 ; 0.25$ correspondant respectivement à des abscisses situées à -0.5 mm , à 0 mm et à +0.5 mm de l'origine). Les valeurs de Z^* sont telles que $-0.4 \leq Z^* \leq 0.4$.

La première remarque concerne la symétrie de l'écoulement. En effet, mis à part le profil de vitesses horizontales pour $X^* = 0.0$ qui présente quelques singularités, on constate que chaque valeur possède son symétrique par rapport au plan médian de l'écoulement ($Z^* = 0.0$). Compte tenu de l'hypothèse de symétrie, la composante moyenne W est alors nulle dans ce plan médian. En dehors de $Z^* = 0.0$ et si l'on s'écarte vers les parois latérales ($Z^* = -0.5$ ou $Z^* = +0.5$), chaque composante verticale tend très rapidement vers la valeur nulle (atteinte dès $|Z^*| = 0.23$ pour l'abscisse $X^* = -0.25$) alors que les vitesses horizontales croissent très rapidement vers une valeur correspondant à la vitesse de l'écoulement principal non dévié par le jet.

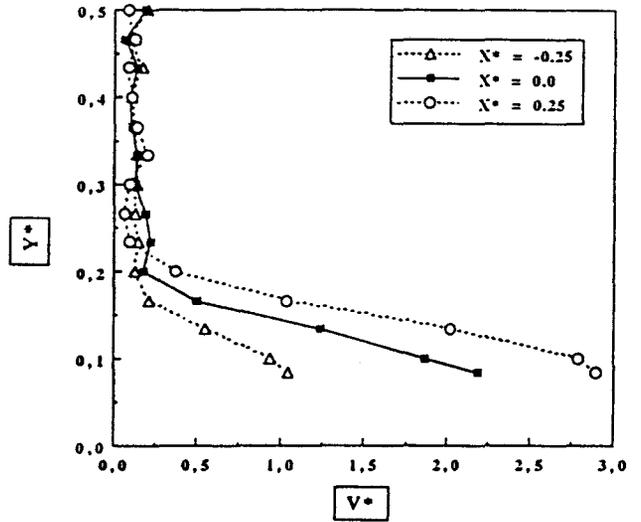
De plus, on constate près des parois latérales, une accélération de la vitesse longitudinale lorsque l'abscisse augmente. Nous avons remarqué, dans le paragraphe IV.1.1., une accélération qui s'accompagnait d'un début de courbure verticale des lignes de courant amont dans la partie supérieure du canal et pour une abscisse proche de l'injection. Ici, nous constatons également une accélération de l'écoulement transversal près des parois latérales : le jet joue donc le rôle d'un petit obstacle " mou " qui impose un contournement latéral et vertical de l'écoulement principal avec une forte accélération longitudinale.

Une dernière caractéristique est remarquable au niveau de ces premiers profils en sortie d'injection. En effet, ces graphes témoignent de l'inclinaison du jet par rapport à l'axe horizontal : quelle que soit l'abscisse, une composante longitudinale est présente. Cette inclinaison peut aussi être relevée au niveau des profils de vitesses verticales: les valeurs de ces dernières augmentant avec l'accroissement des abscisses ($V^*_{X^*=-0.25} < V^*_{X^*=0.0} < V^*_{X^*=0.25}$). Cette remarque est assez importante dans la mesure où de nombreuses simulations numériques considèrent une répartition uniforme de la vitesse au-dessus de l'injection.

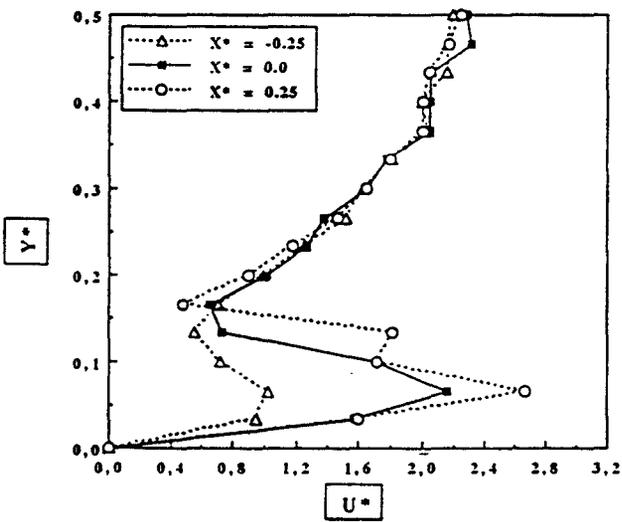
- Vitesse horizontale pour $Z^* = 0.0$ -



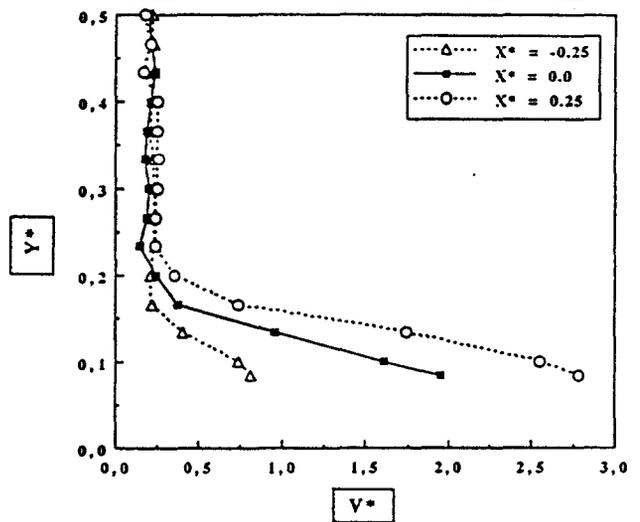
- Vitesse verticale pour $Z^* = 0.0$ -



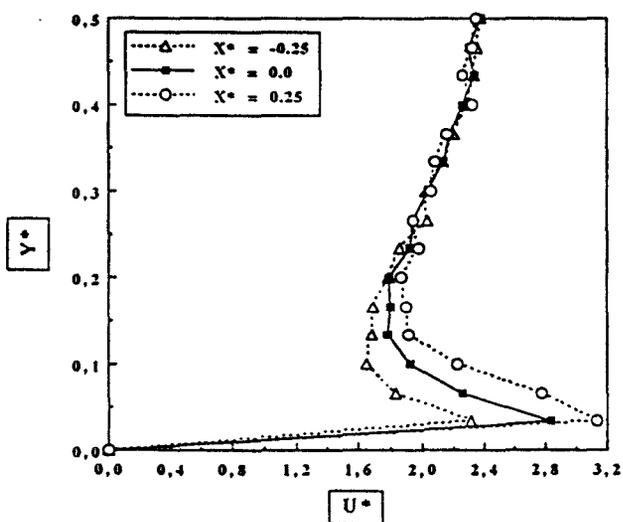
- Vitesse horizontale pour $Z^* = 0.0667$ -



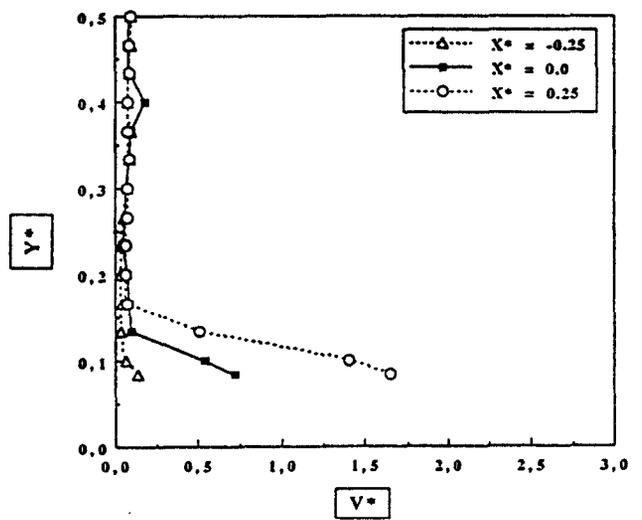
- Vitesse verticale pour $Z^* = 0.0667$ -



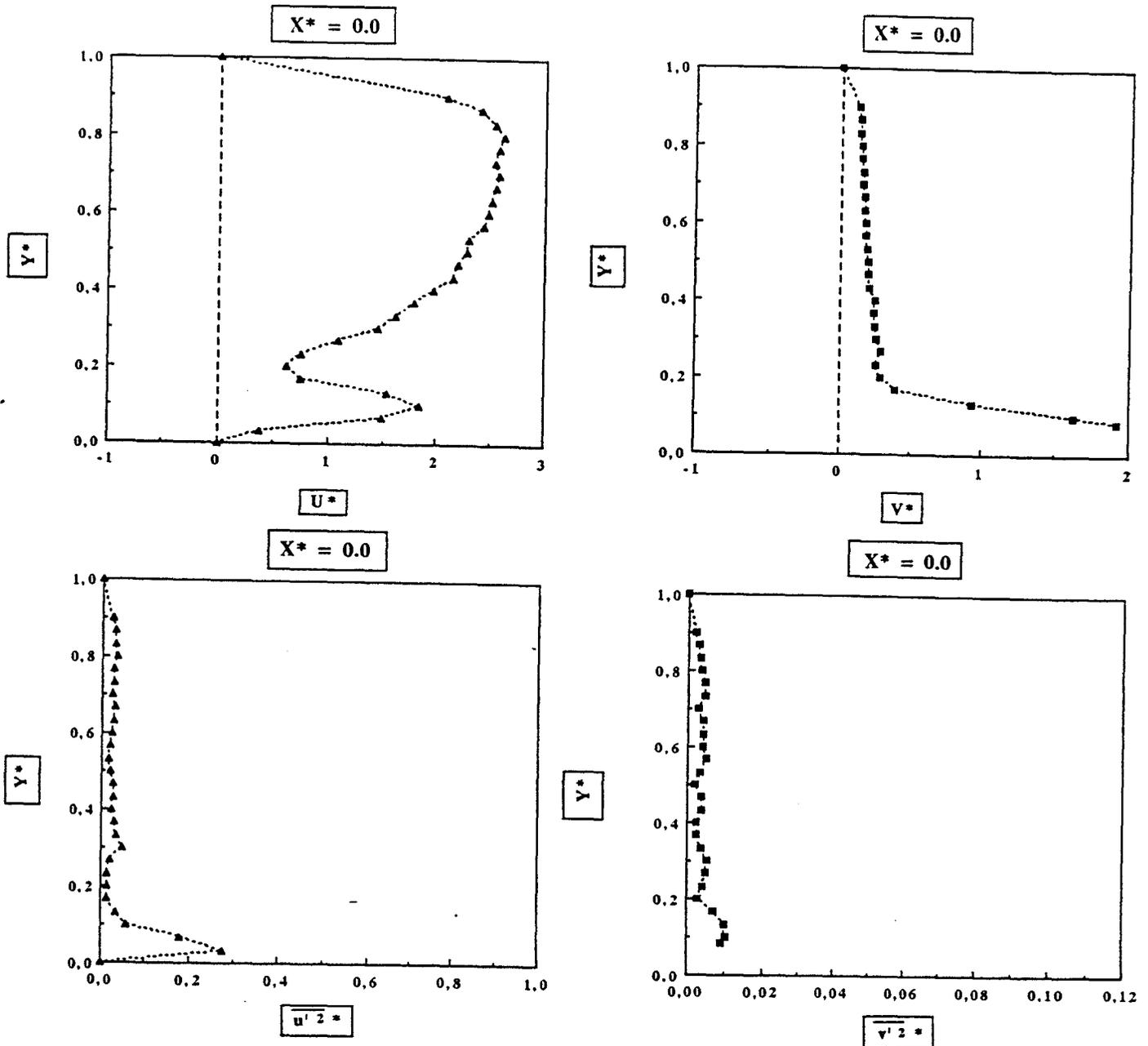
- Vitesse horizontale pour $Z^* = 0.133$ -



- Vitesse verticale pour $Z^* = 0.133$ -



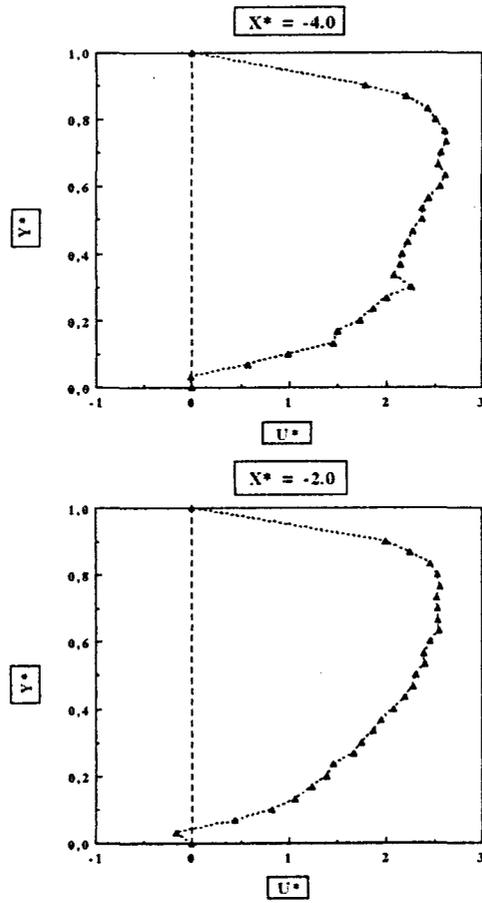
- figure III.17 : Profils transversaux en sortie de jet -



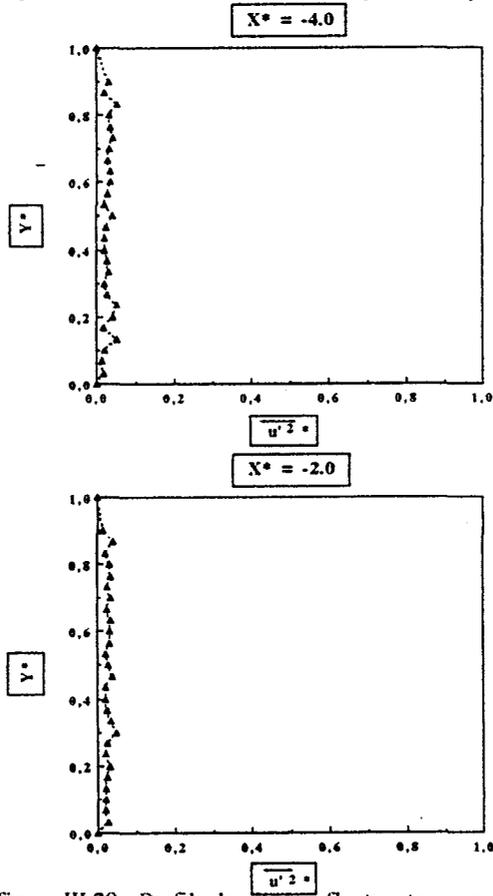
- figure III.18 : Profils en sortie de jet -

En résumé, on peut donc dire que le jet sort de l'injection avec une vitesse pratiquement verticale puis subit très rapidement une inclinaison. A partir de $Y^* = 0.2$, l'écoulement adopte l'allure de l'écoulement transversal : il semblerait que ce point corresponde à une zone frontière du jet (diminution des vitesses et des taux de fluctuation). D'autre part, un cisaillement assez important se réalise au-dessous du jet et c'est dans cette zone que l'on observe les fluctuations de vitesses les plus importantes.

Nous allons maintenant décrire l'allure de l'interaction en présentant tout d'abord l'influence du jet sur l'écoulement amont (dans une zone proche de l'injection) puis en analysant l'écoulement aval.



- figure III.19 : Profils de vitesses moyennes en proche amont -

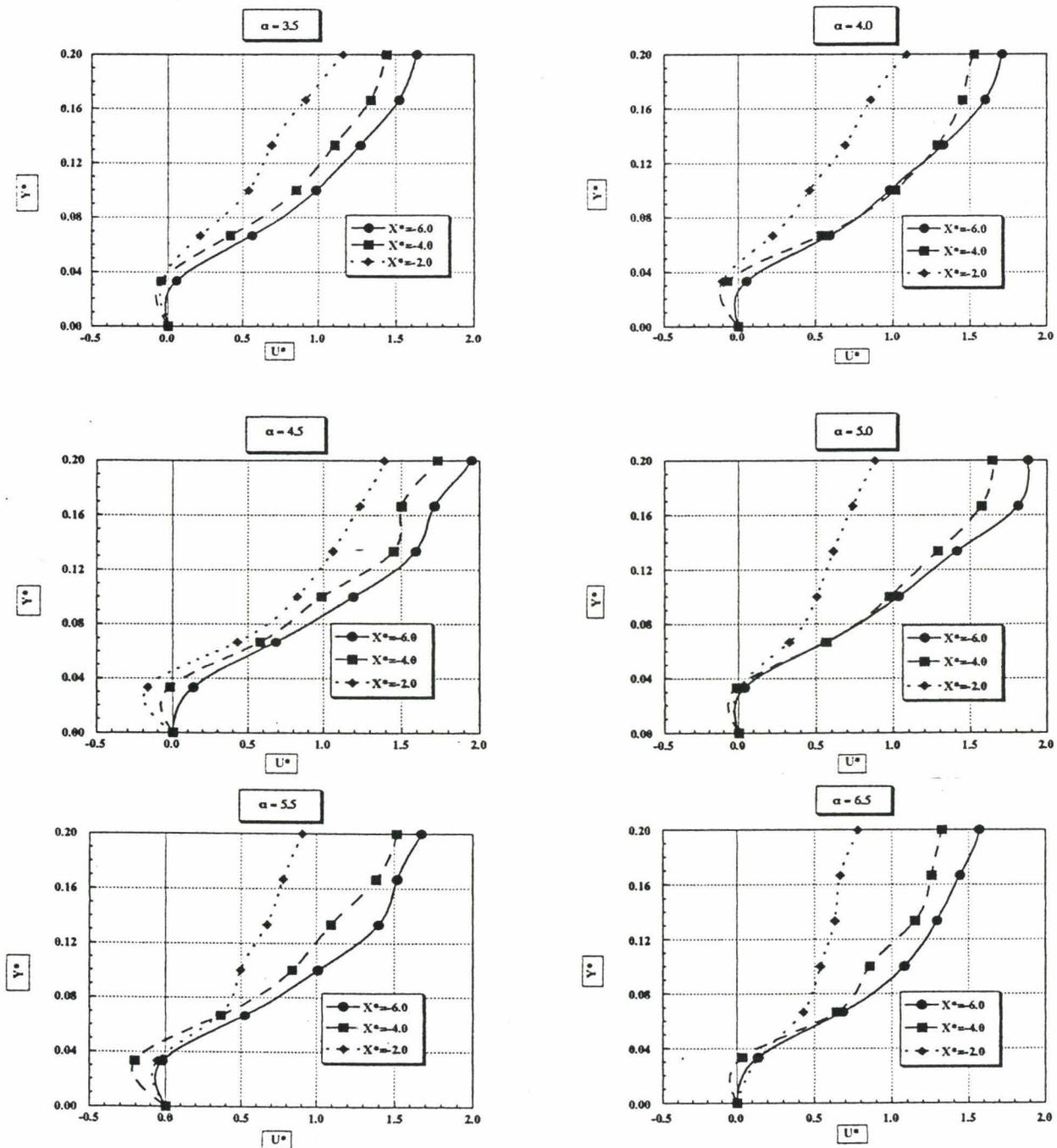


- figure III.20 : Profils de vitesses fluctuantes en proche amont -

nombre de Reynolds et pour laquelle les relevés de vitesses montrent la présence d'un tourbillon en fer à cheval stable spatialement.

IV.2.2.2. Caractérisation d'un tourbillon en fer à cheval stable spatialement

Les figures III.21 et III.22 représentent l'évolution longitudinale des profils de vitesses dans une région proche de la paroi inférieure ($0 \leq Y^* \leq 0.2$), pour trois sections amont : $X^* = -6.0, -4.0, -2.0$ et pour tous les régimes étudiés. La première figure montre l'évolution des vitesses horizontales lors de la variation du rapport d'injection ($Re = 500$), la seconde figure lors de la variation du nombre de Reynolds ($\alpha = 4.5$).



- figure III.21 : Tourbillon en fer à cheval - Evolution suivant α ; $Re = 500$ -

structure vers l'aval. Pour $Re = 450$, on peut la détecter dans les trois sections amont puis pour $Re = 600$, la composante longitudinale de la vitesse est négative (pour $Y^* \leq 0.04$) seulement dans les sections $X^* = -4.0$ et $X^* = -2.0$. Donc, contrairement à l'augmentation du rapport d'injection qui entraîne un recul de la structure vers l'amont, une augmentation du nombre de Reynolds indiquerait plutôt un déplacement vers la fente d'injection, i.e. vers l'aval.

Après avoir décrit l'interaction amont, nous allons maintenant analyser l'écoulement aval à l'injection en commençant tout d'abord par les profils de vitesses moyennes et fluctuantes.

IV.3. Ecoulement Aval

IV.3.1. Profils en aval de l'injection

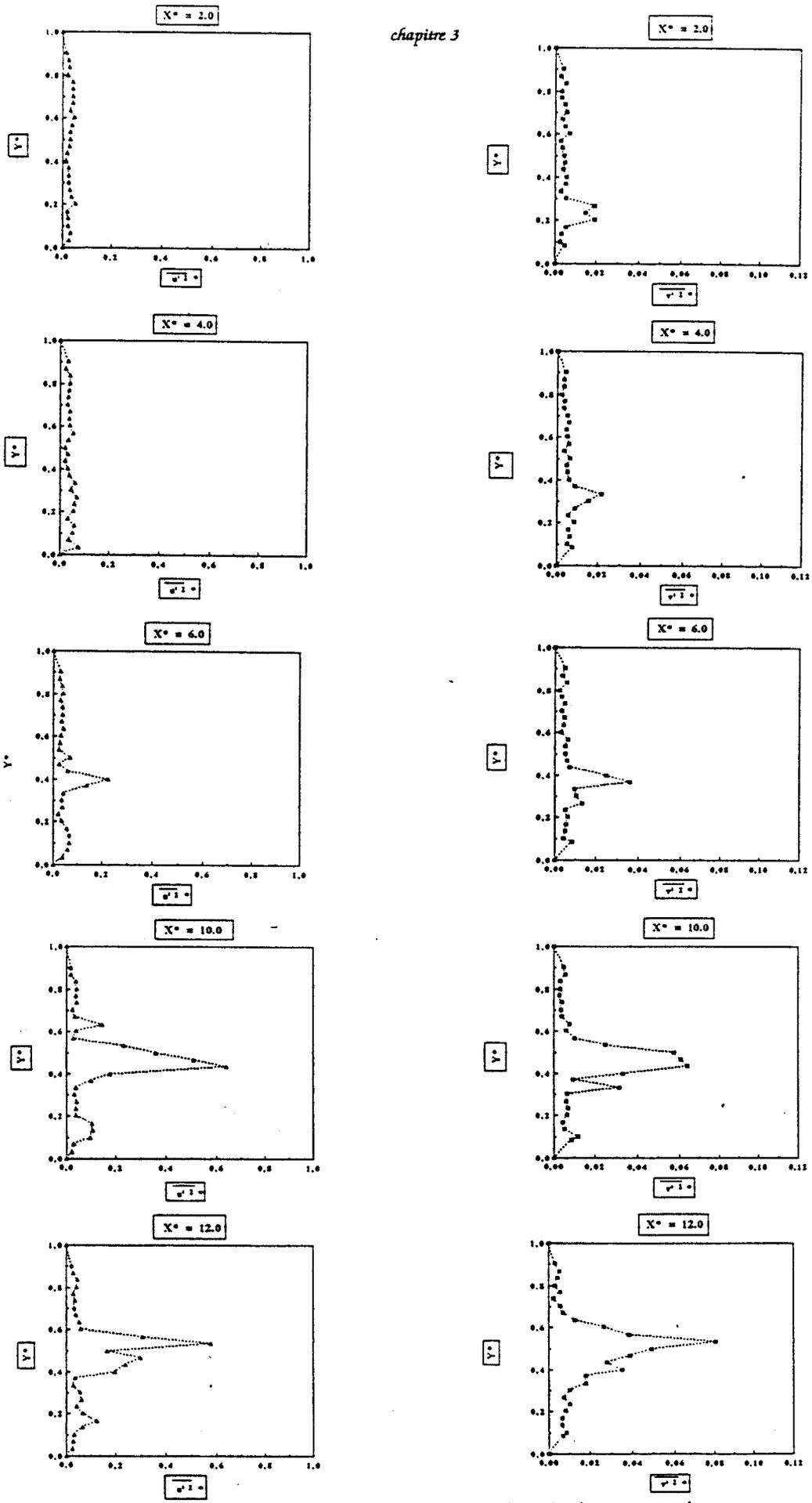
L'analyse des profils de vitesses est toujours relativement complexe à réaliser tant les informations que l'on peut en tirer sont de nature riche et variée. Aussi, en ce qui concerne cette partie, nous allons décomposer l'étude en deux (cette distinction se faisant par rapport au mode d'alimentation de la zone de recirculation aval) :

- la première partie concerne les profils compris entre $2.0 \leq X^* \leq 12.0$ (figures III.23 et III 24);
- la deuxième est relative aux sections telles que $14.0 \leq X^* \leq 25.0$ (figures III.25 et III 26).

IV.3.1.1. Premiers profils en aval de l'injection

Au vu des premières sections ($2.0 \leq X^* \leq 6.0$), on constate que cette première catégorie de relevés anémométriques est caractérisée par une zone de composante longitudinale négative qui augmente au fur et à mesure que l'on se déplace vers l'aval. Cette zone, appelée zone de recirculation (dont les caractéristiques géométriques seront étudiées dans le paragraphe IV.3.3.) possède un pic maximum débutant à $U^* = -1.5$ pour $X^* = 2.0$ et qui atteint la valeur $U^* = -2.0$ pour $X^* = 6.0$. D'autre part, cette zone présente initialement en $X^* = 2.0$ une composante verticale très faible $V^* \approx 0.2$ qui tend à s'accroître jusqu'à la valeur de $V^* = 0.5$ atteinte en $X^* = 6.0$. Ces remarques impliquent que l'écoulement dans cette zone est fortement redirigé vers l'injection avec une déviation verticale ascendante.

Après ce bulbe de recirculation et si l'on continue de progresser vers la paroi supérieure de la maquette, on constate un changement de signe de la vitesse horizontale (fin de la zone de recirculation, début du jet) qui indique la présence d'un fort gradient de vitesse longitudinale (dU^*/dY^*) et qui est aussi accompagné d'une augmentation très rapide de la vitesse verticale (on multiplie quasiment la valeur de V^* par 2). Cette zone de couche cisailée correspond à la frontière du jet et présente des taux de fluctuations (figure III.24) relativement faibles initialement .



- figure III.24 : Premiers profils de fluctuations de vitesses en aval -

vitesse longitudinales et verticales ($X^* = 6.0$, $X^* = 12.0$), soit en-dessous ($X^* = 10.0$). C'est à dire que la position des pics se trouve dans des zones à forts gradients verticaux de vitesses (dU^*/dY^*): ces zones correspondent aux couches de cisaillement inférieures et supérieures.

Nous allons continuer notre analyse anémométrique en progressant encore vers l'aval et en étudiant les derniers profils de vitesses moyennes et fluctuantes.

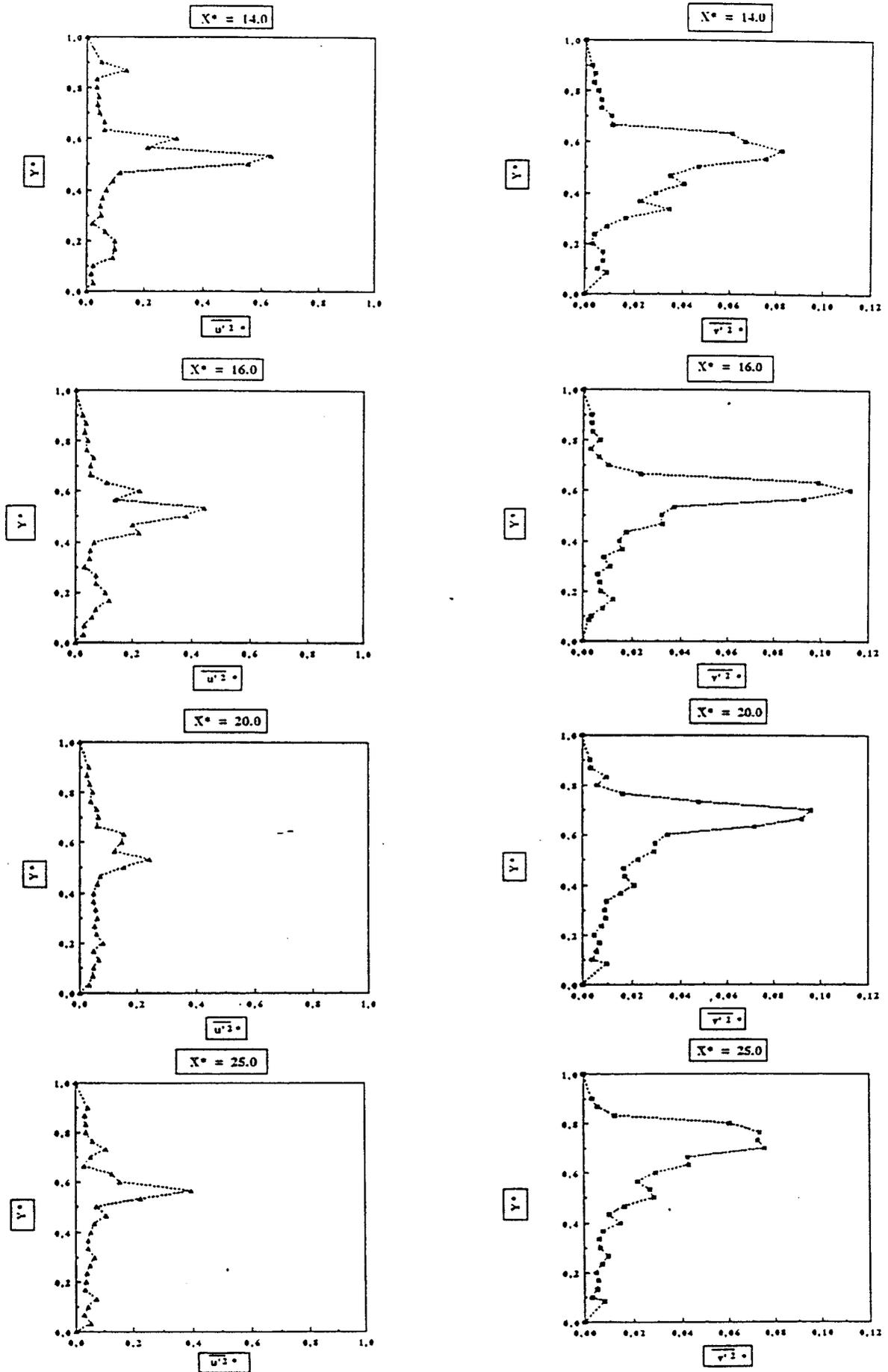
IV.3.1.2. Seconds profils en aval de l'injection

Nous considérerons les sections comprises entre $14.0 \leq X^* \leq 25.0$ (figures III.25 et III.26).

Cette dernière partie des relevés anémométriques voit la fin de la zone de recirculation aval apparaître : en $X^* = 20.0$, il y a disparition de l'alimentation de proche paroi. Cette phase terminale coïncide également avec la disparition du pic de survitesse du jet qui semble stagner depuis $X^* = 14.0$ à une hauteur de $Y^* = 0.6$ aussi bien pour U^* que pour V^* . Au-dessus de ce pic de survitesse l'écoulement réadopte, comme dans les sections précédemment analysées, les vitesses de l'écoulement principal non mélangé. Au-dessous du jet, l'écoulement principal s'est complètement infiltré et soulève le jet : non seulement en $X^* = 25.0$, nous avons la présence d'une composante longitudinale positive (avec une vitesse maximale $U^* = 1.7$) mais aussi une composante verticale non nulle pouvant atteindre la valeur $V^* = 0.75$. L'écoulement a alors tendance à être dévié vers la partie supérieure du canal et donc, progressivement à l'aval, le jet tend à être soulevé par le courant principal qui a complètement contourné ce dernier (l'écoulement transversal joue alors le rôle d'un courant "porteur" vis-à-vis du jet). On pourra aussi remarquer dans la région proche de la paroi inférieure en $X^* = 20.0$ et $X^* = 25.0$ que la fin de la zone de recirculation entraîne une composante verticale quasi nulle : les lignes de courant sont alors parallèles à l'axe OX^* dans cette zone. On constate également que la diminution du pic de vitesse maximale du jet implique une décroissance très nette des couches de cisaillement inférieures et supérieures (les gradients de vitesses dU^*/dY^* sont de plus en plus faibles).

Néanmoins, les profils de fluctuations de vitesses indiquent que c'est toujours dans ces zones que les taux de fluctuations sont les plus élevés. Au niveau de la couche de cisaillement supérieure, le taux de fluctuation longitudinal passe de 65% en $X^* = 14.0$ à 22 % pour $X^* = 20.0$ alors que le taux de fluctuation vertical est compris entre 8 et 11%. Comme nous l'avons vu précédemment, le cisaillement inférieur existe en raison de la présence de la zone de recirculation inférieure à composante de vitesses longitudinales négatives (la vitesse du jet est alors du signe opposée à la vitesse de la zone de recirculation). Le cisaillement supérieur, lui, résulte de la différence de vitesses existant entre le jet et l'écoulement principal qui contourne le jet verticalement en subissant une accélération entre le jet et la paroi supérieure (configuration identique au cas d'une couche de mélange plane).

Enfin à partir de $X^* = 25.0$, l'écoulement commence à se restabiliser et le mélange est plus uniforme (diminution des taux de fluctuations verticales et longitudinales).

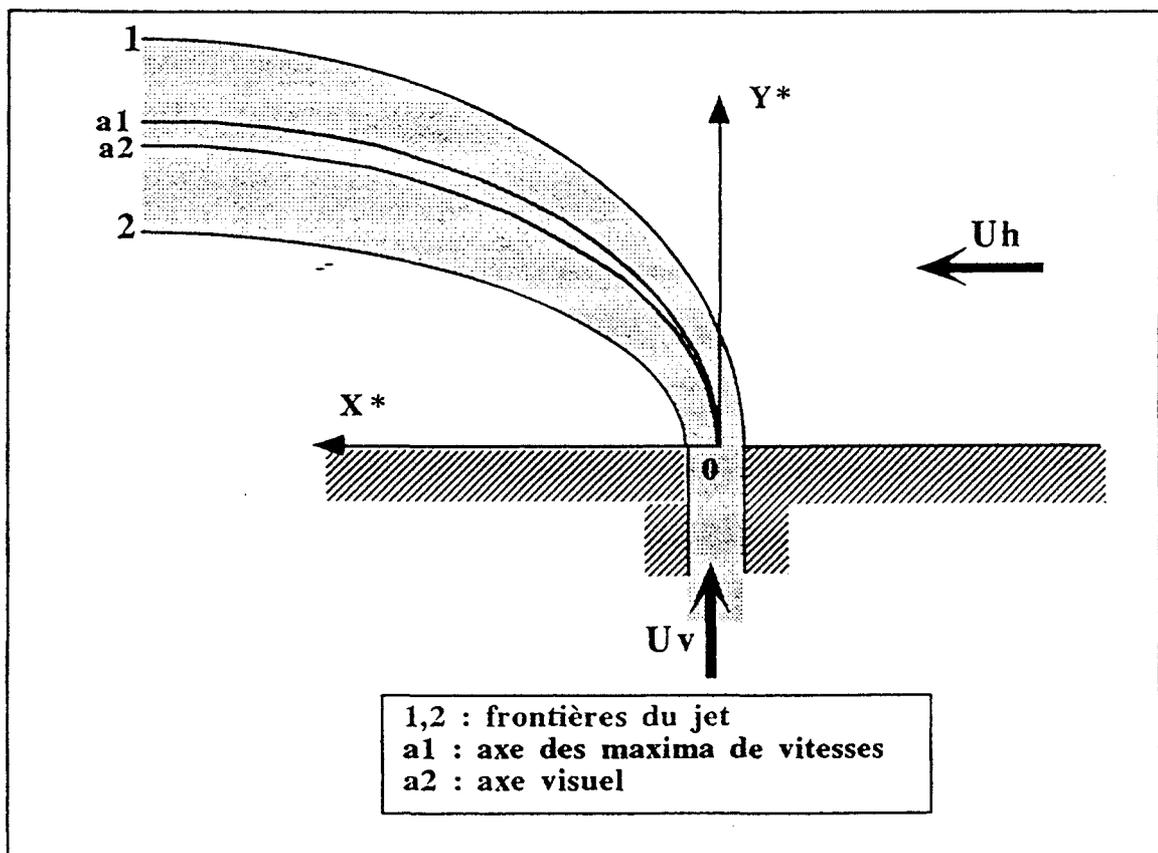


- figure III.26 : Seconds profils de fluctuations de vitesses en aval -

ailleurs, sur un récapitulatif concernant différentes formules utilisées par divers auteurs pour déterminer analytiquement ou semi-empiriquement l'axe du jet. Dans le but de trouver une équation relativement simple modélisant cet axe et en partant des travaux antérieurs réalisés sur les jets circulaires, nous allons définir une loi semi-empirique pour l'axe du jet et nous regarderons les influences du nombre de Reynolds et du rapport d'injection sur cet axe.

III.3.2.1. Définition

L'évolution de l'axe du jet a été décrite par de nombreux auteurs. Leur analyse repose dans la majorité des cas sur des prédictions théoriques ou semi-empiriques. Mais le critère qui sert de base pour définir cet axe est assez différent d'un auteur à l'autre : maximums de vitesses, de températures (dans le cas de jets thermiques), de pressions, de concentrations... La définition de l'axe que nous allons donner repose sur les relevés anémométriques de vitesses (critère = maxima de vitesses ; cf. a1 figure III.27). Une approximation de cet axe obtenue à partir des visualisations par Fluorescence induite (cf. a2 figure III.27) sera utilisée dans le chapitre 4. Une schématisation d'une coupe longitudinale d'un JICF permet de resituer précisément les deux types d'axes et leurs positions respectives (figure III.27).

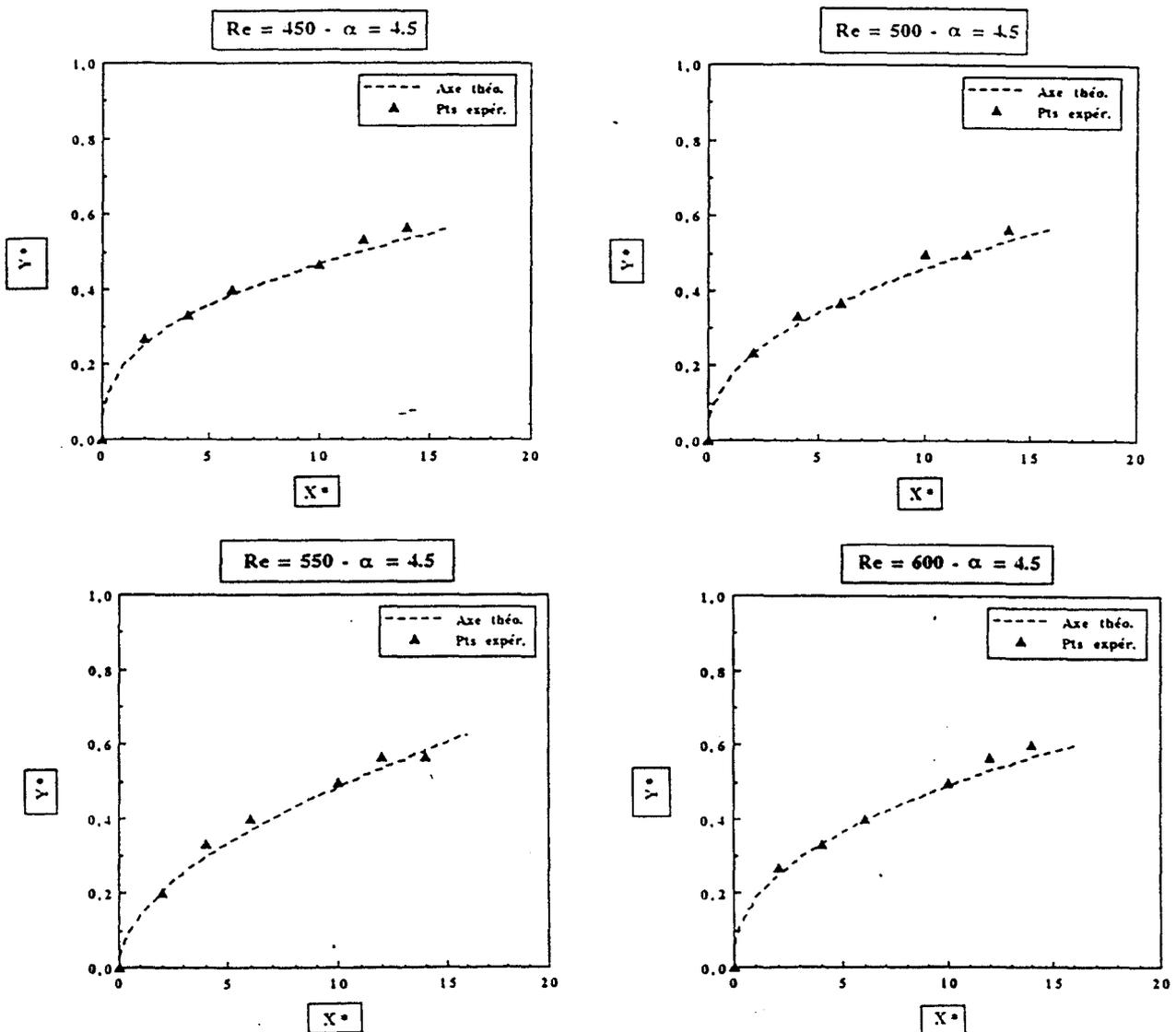


- figure III.27 : Position des deux axes -

Pour un nombre de Reynolds constant et à partir des travaux antérieurs effectués sur les jets axisymétriques, nous allons essayer d'établir une loi du type :

important. Néanmoins, il faut rappeler que les résultats obtenus par ces auteurs concernent des jets axisymétriques et que les conditions expérimentales étaient fortement différentes des nôtres : écoulement modérément ou pleinement turbulent, fluide différent (de nombreux auteurs ont travaillé avec de l'air), jets thermiques, jets débouchant dans une couche limite amont non négligeable, jets pariétaux ou jets de type "cheminée"... Or, la définition de l'axe semi-empirique que nous utilisons ne prend en compte que l'influence du rapport d'injection : par exemple dans notre étude, le confinement vertical est relativement important et joue un rôle prédominant quant à la déformation du jet, alors que pour les études présentées dans le tableau comparatif, ce confinement est presque toujours inexistant. Aussi, de nombreux paramètres secondaires intervenant sur le mode de courbure du jet, une comparaison entre nos résultats et les travaux précédents s'avère difficile à réaliser.

Enfin sur les graphes présentés figures III.28 et III.29, nous avons tracé l'évolution de l'axe semi-empirique obtenu pour les différents régimes ainsi que les points de vitesses maximales trouvés à partir des relevés anémométriques de vitesses.

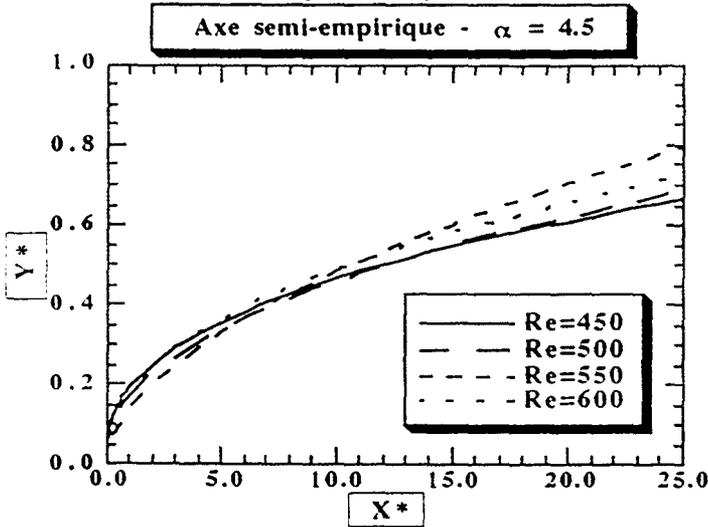


- figure III.28 : Axes semi-empiriques (évolution suivant Re)-

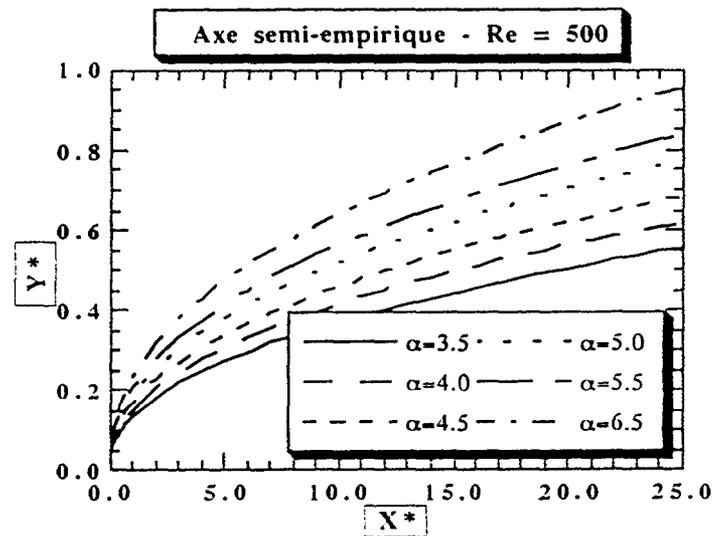
Intéressons-nous maintenant à l'influence de nos deux paramètres d'étude sur l'évolution de l'axe du jet.

IV.3.2.2. Evolution de l'axe suivant Re et α

Nous avons vu précédemment (paragraphe IV.4.2.1.) que l'axe semi-empirique reflète assez bien l'évolution de l'axe du jet. Aussi, sur la figure III.30 et la figure III.31, nous avons représenté l'évolution de cet axe, d'une part pour la variation du nombre de Reynolds, et d'autre part pour la variation du rapport d'injection.



- figure III.30 : Evolution suivant Re -

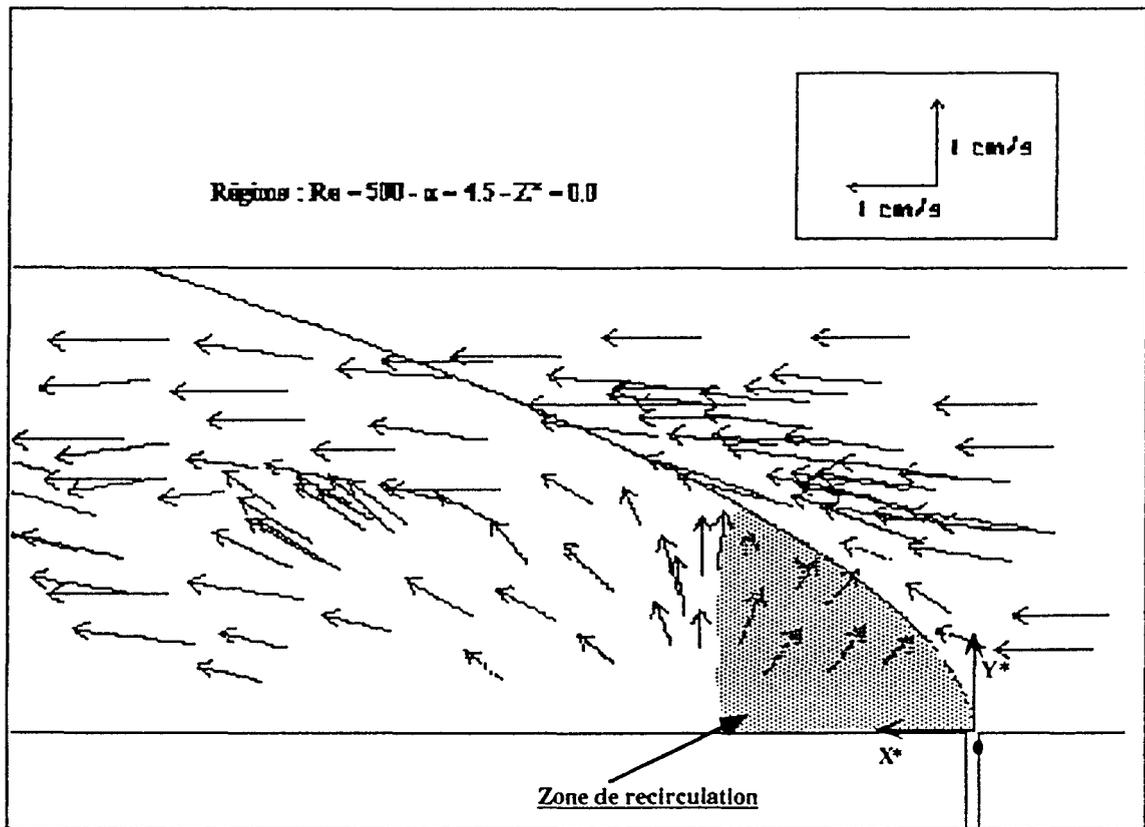


- figure III.31 : Evolution suivant α -

Comme on peut le remarquer figure III.30, la modification du nombre de Reynolds semble avoir une influence moindre sur l'évolution de la trajectoire de l'axe du jet. Les différents axes semi-empiriques restent relativement groupés et la courbure du jet a alors une allure identique quel que soit le nombre de Reynolds étudié.

Le graphe III.31 montre, quant à lui, la forte influence du rapport d'injection sur la trajectoire de l'axe du jet. En effet, une augmentation de α accroît le soulèvement par rapport à la paroi inférieure mais s'accompagne d'une diminution de la courbure du jet. De plus, à fort rapport d'injection, le jet est très peu influencé près de l'origine par l'écoulement transversal : pour $\alpha = 6.5$, 5.5 , l'inclinaison du jet par rapport à l'axe OX^* est de l'ordre de 80° . La déviation initiale est donc très faible contrairement au cas des faibles rapports d'injection (par exemple, pour $\alpha = 4.5$) où l'angle d'inclinaison du jet en sortie d'injection est de l'ordre de 65° . Enfin, ce phénomène implique que pour les forts rapports d'injection l'impact sur la paroi supérieure a lieu à une abscisse assez proche de l'origine (i.e. de l'orifice d'injection) : le soulèvement étant conservé à l'aval.

La deuxième caractéristique que nous allons maintenant étudier concerne l'évolution géométrique de la zone de recirculation aval : zone à caractère fortement tridimensionnel.



- figure III.33 : Second exemple de profils obtenus par P.T.V. - $Re = 500 - \alpha = 4.5$ -

Dans le paragraphe IV.4.1. nous avons indiqué, pour $Re = 500$ et $\alpha = 4.5$, que l'alimentation de ce bulbe de recirculation se faisait de deux manières distinctes :

- d'une part, par l'écoulement principal qui, après avoir contourné le jet, vient s'engouffrer dessous par une région très proche de la paroi inférieure ;
- d'autre part, par la déviation du fluide vers le haut à l'aval et sous le jet qui provoque progressivement la formation d'une zone de décollement et d'alimentation secondaire.

Dans la mesure où les régimes possèdent les mêmes caractéristiques au niveau de la zone de recirculation aval, nous avons décidé d'étudier l'influence du nombre de Reynolds et du rapport d'injection sur la géométrie de cette zone. Pour ce faire, on définit l'envergure de cette zone à partir des différents profils de vitesses longitudinales : la hauteur de la zone correspondant à la hauteur maximale où la composante horizontale s'annule. Nous n'avons pas retenu, pour hauteur maximale, la hauteur de débit nul : le phénomène étant trop fortement tridimensionnel, nous ne pouvions calculer la valeur d'un débit par section. L'analyse des résultats est l'objet du paragraphe suivant.

Au vu de la figure III.34, une première constatation peut être faite sur l'évolution de la hauteur : cette dernière est toujours une fonction croissante du rapport d'injection (identiquement à l'axe du jet). Initialement, la hauteur suit une loi croissante en fonction de l'abscisse, puis semble se stabiliser au niveau d'un seuil et subit une décroissance brutale. Deux catégories peuvent alors être distinguées : la première concerne les hauteurs à rapport d'injection $\alpha > 4.5$, la seconde les hauteurs à rapport d'injection $\alpha \leq 4.5$. La première classe voit sa décroissance apparaître à $X^* = 14.0$, alors que pour la seconde ce phénomène se réalise à partir de $X^* = 12.5$. Cette brusque diminution est en fait liée à la fin de l'alimentation secondaire (alimentation due au décollement) : l'alimentation primaire, quant à elle, persiste jusqu'à $X^* = 20.0$ sauf pour le cas $\alpha = 4.0$ où l'on constate encore une alimentation en proche paroi jusqu'à $X^* = 25.0$.

En ce qui concerne l'évolution suivant le nombre de Reynolds (figure III.35), et identiquement à l'évolution de la trajectoire de l'axe de jet suivant Re , on constate que l'augmentation du nombre de Reynolds a une très faible influence sur les caractéristiques géométriques de cette zone. Néanmoins, alors que pour les régimes $Re = 500$ et 550 , l'alimentation primaire s'arrête à $X^* = 20.0$, pour $Re = 450$ et 600 cette alimentation de proche paroi s'achève en $X^* = 25.0$.

Enfin, l'évolution de la hauteur de la zone de recirculation suivant l'abscisse a un comportement identique dans le cas de la variation du nombre de Reynolds ou dans le cas de la variation du rapport d'injection : à savoir une croissance initiale, puis le passage par un seuil et une décroissance de la hauteur signant la fin de la zone.

Cette dernière étude achève l'analyse de l'écoulement moyen à partir des relevés anémométriques de vitesses. Néanmoins, deux dernières structures stationnaires et caractéristiques de l'écoulement moyen n'ont pas encore été étudiées : ces structures, que l'on avait représentées sur la schématisation de la figure III.3 du paragraphe II, sont les tourbillons contrarotatifs longitudinaux dont les embases ont été perçues lors de l'analyse topologique.

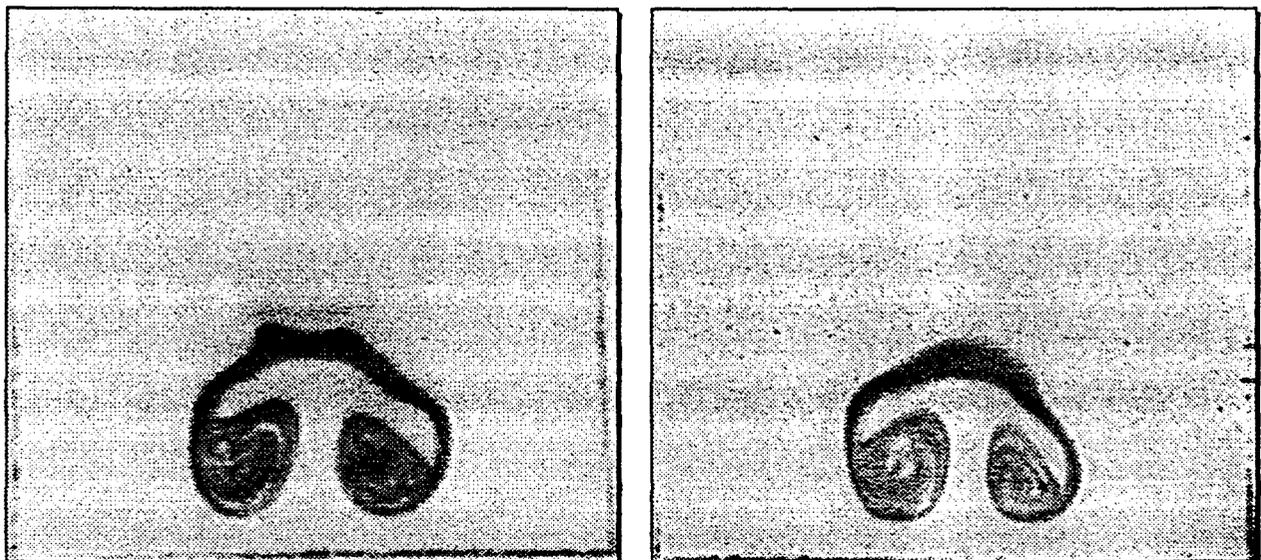
IV.4. Tourbillons contrarotatifs

L'analyse précédente a été essentiellement réalisée à partir de relevés effectués dans le plan de symétrie de l'écoulement (i.e. $Z^* = 0.0$). Or, ces tourbillons ont des axes parallèles à l'axe OX^* : ils ne pouvaient donc pas être détectés dans l'analyse précédente. Aussi, dans l'étude suivante, nous allons nous intéresser aux C.V.P. par le biais de diverses visualisations transversales (c'est à dire par des visualisations perpendiculaires à l'axe OX^*).

Cette étude va essentiellement se décomposer autour de trois axes : tout d'abord nous présenterons un bref rappel bibliographique sur les diverses études antérieures qui se sont intéressées aux structures contrarotatives, puis nous effectuerons une étude qualitative succincte purement phénoménologique et enfin différents résultats quantitatifs seront analysés.

Tout comme dans le cas des jets axisymétriques, l'écoulement transversal, en contournant le jet, le replie sur lui-même et entraîne la formation de ce doublet tourbillonnaire. Ces structures prennent naissance immédiatement à l'aval de l'injection et font adopter progressivement au jet, au fur et à mesure qu'il se développe à l'aval, une allure bien connue de "Kidney Shape" (forme de rein) dans des sections transverses. La courbure des lignes des foyers des C.V.P. suit alors fidèlement la courbure de l'axe du jet. Différents auteurs se sont intéressés à ce doublet tourbillonnaire par : examen des contours des iso-pressions (**Yoshida et Goldstein (1984)**), des iso-températures (**Kamotani et Greber (1972)**), des iso-vitesses (**Moussa et al. (1977)** , **Andreopoulos (1985)** , **Brizzi (1994)**), ou par des visualisations (**Kamotani et Greber (1972)** , **Andreopoulos et Rodi (1984)** , **Fric et Roshko (1989)** , **Deniboire (1993)**). Des modèles de trajectoires des foyers tourbillonnaires furent aussi développés analytiquement (**Durando (1971)** , **Fearn et Weston (1971)**). Il ressort de ces diverses études expérimentales, théoriques ou numériques que ces structures de grandes échelles jouent un rôle prépondérant dans le mélange des deux écoulements et sont les structures prédominantes de l'écoulement dans le champ lointain.

Après avoir effectué ce bref rappel, nous allons accomplir une analyse phénoménologique à partir de diverses visualisations transverses obtenues dans des sections comprises entre $2.0 \leq X^* \leq 60.0$. Puis nous étudierons certaines caractéristiques géométriques et cinématiques liées à ces structures tourbillonnaires. Cette analyse se fera pour $Re = 500$ et $\alpha = 4.5$: les phénomènes sont encore une fois fortement identiques entre eux d'un régime à l'autre comme on peut le voir sur les figures III.38 et III.39 où nous présentons des visualisations réalisées dans le même plan mais à des régimes différents.

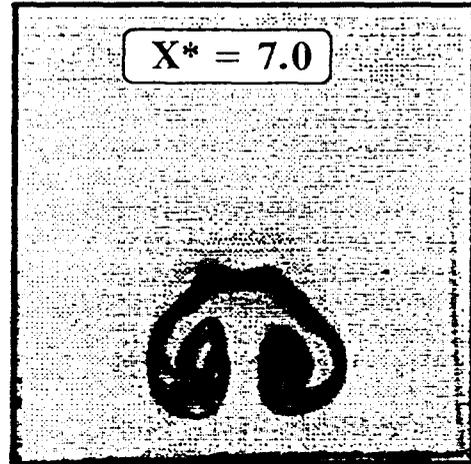
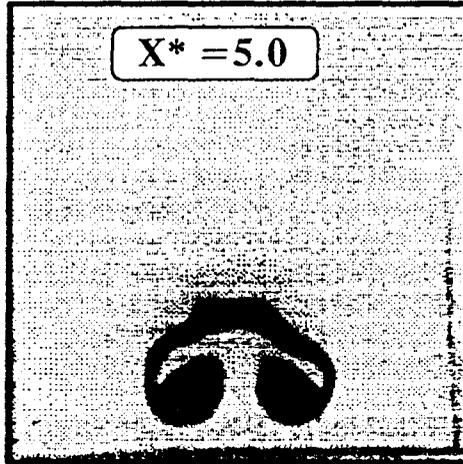
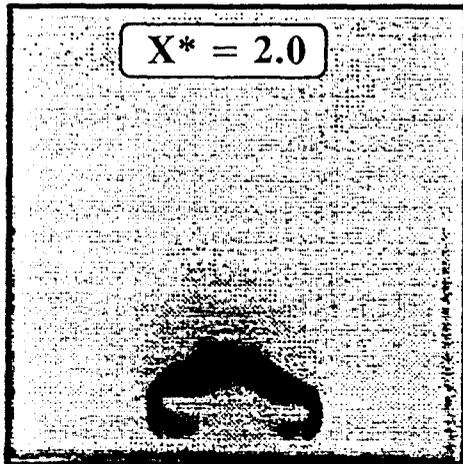


- $Re = 500 - \alpha = 4.5$ -

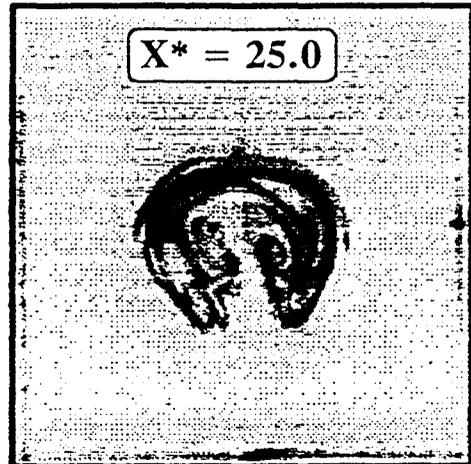
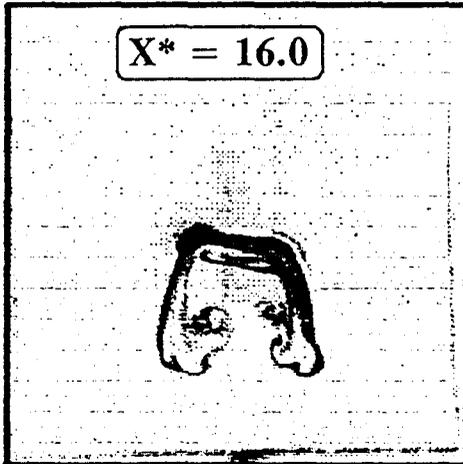
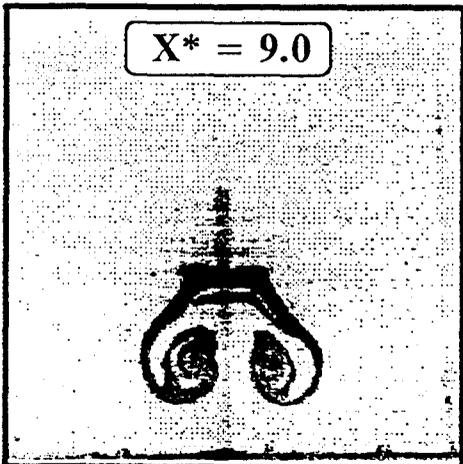
- $Re = 550 - \alpha = 4.5$ -

- figure III.38 : Visualisations des C.V.P. par Photoluminescence pour 2 régimes distincts - $X^* = 6.0$ -

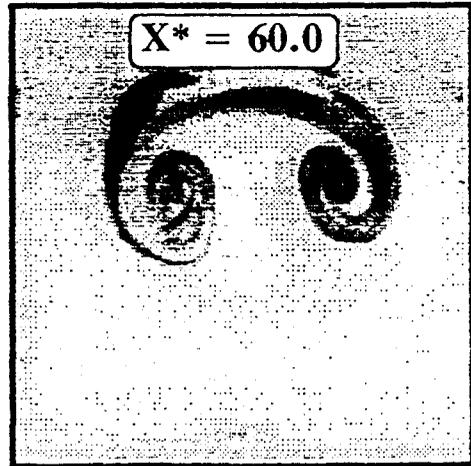
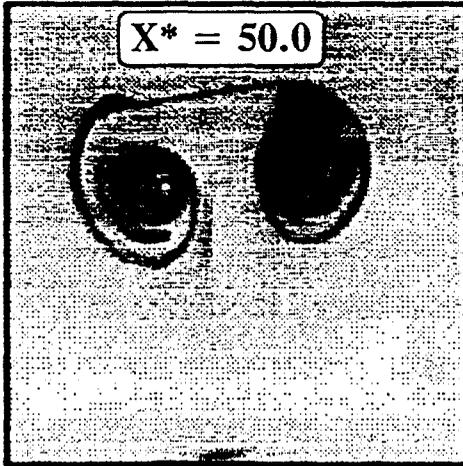
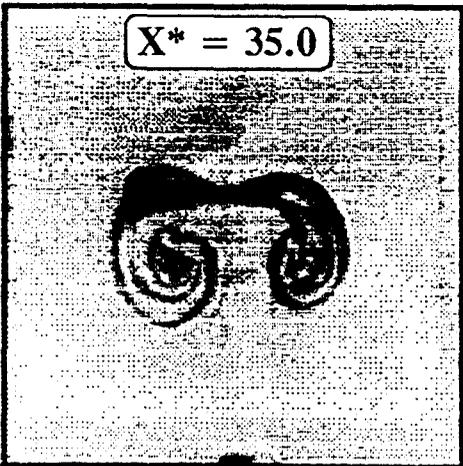
Formation des structures contrarotatives



Déstabilisation des structures contrarotatives



Retour à une stabilisation des structures contrarotatives



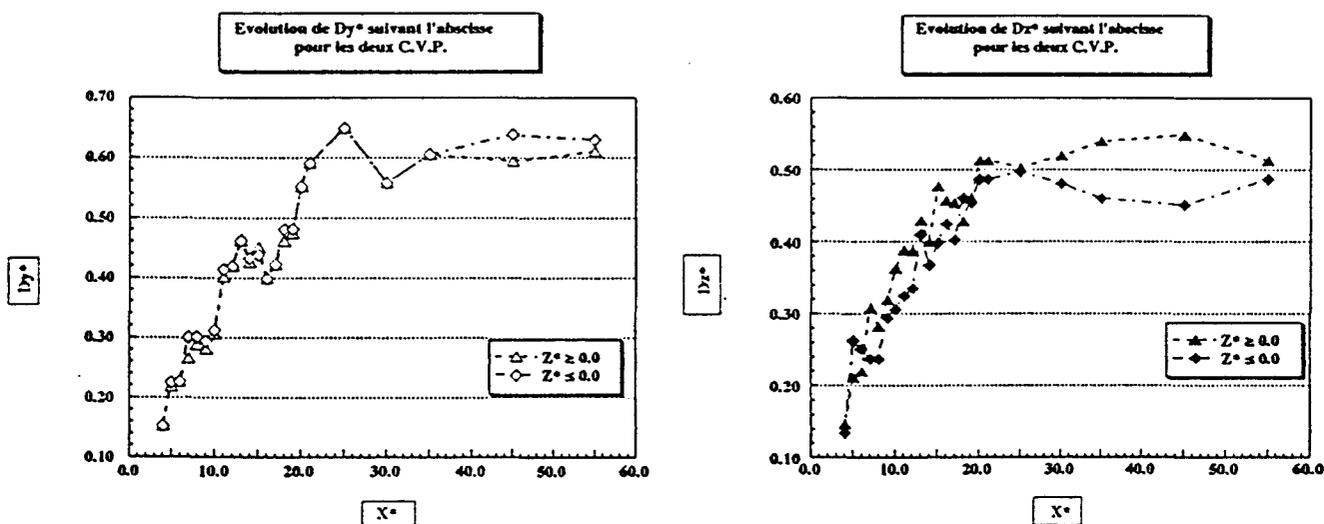
- figure III.40 : Visualisations des C.V.P. : différentes sections transversales -

concentriques et fermées (allure d'ellipse) et qu'aucune n'aboutit en ce point, alors le point est un foyer dégénéré appelé centre (Legendre (1977), Hunt et al. (1978)).

Enfin toutes ces grandeurs sont des valeurs moyennées temporellement : sur 20 images à temps de pause de 0.5s pour la P.S.V., et de 15000 images pour les visualisations par fluorescence induite.

IV.4.3.1. Diamètre des C.V.P.

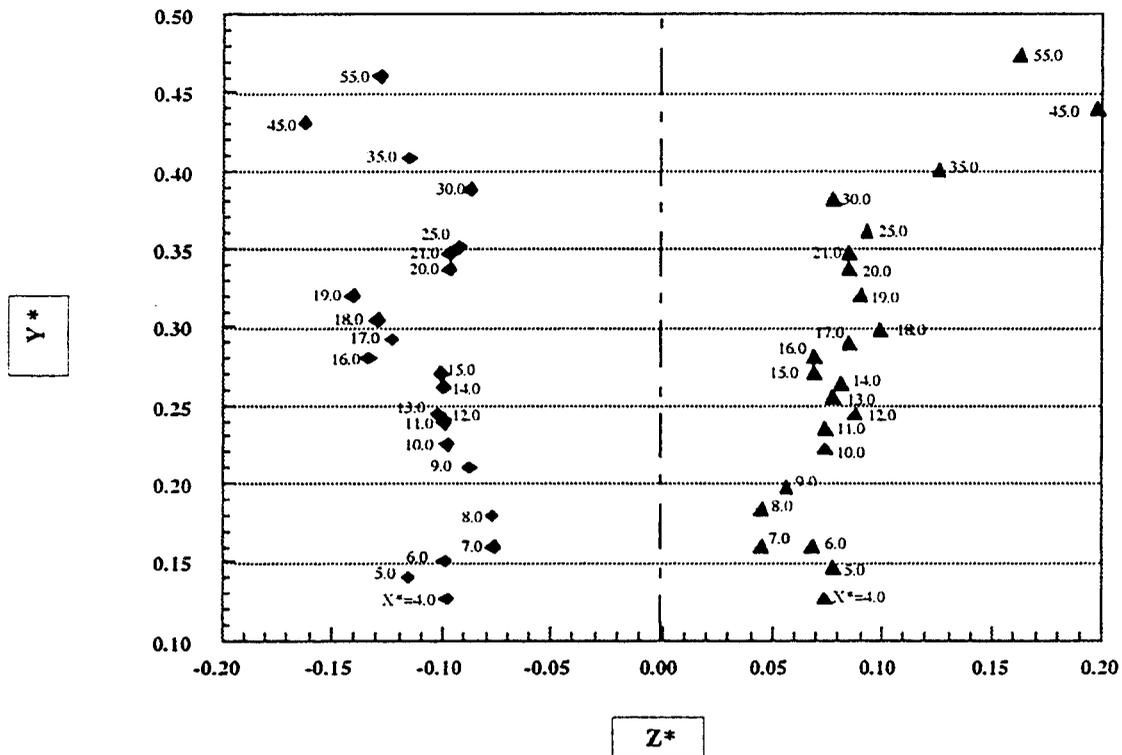
La taille des C.V.P. a été relevée à partir des visualisations réalisées par P.S.V. L'évolution des diamètres des C.V.P. (D_{Z^*} , D_{Y^*}) adimensionnés par rapport au diamètre D du canal (60 mm) en fonction de l'abscisse est présentée figure III.42.



- figure III.42 : Evolution des diamètres des C.V.P. -

La première remarque que l'on peut faire est la suivante : la place occupée par les C.V.P. dans les visualisations par photoluminescence était relativement faible par rapport aux dimensions du canal. Les visualisations par traceurs discrets indiquent, au contraire, à partir de $X^* = 25.0$ que les structures contrarotatives remplissent pratiquement le canal. Ce sont donc les structures prédominantes de l'écoulement loin à l'aval de l'injection. On peut observer, sur la figure III.42, que l'évolution des diamètres des deux C.V.P. est quasi identique : augmentation croissante des diamètres suivant l'axe OZ^* et l'axe OY^* puis stabilisation. Comme on l'avait constaté sur les visualisations présentées dans le paragraphe IV.5.2, les structures sont circulaires initialement (à $X^* = 4.0$, le diamètre moyen $D^* = (D_{Z^*} + D_{Y^*})/2$ est de 0.1 avec $D_{Z^*} \approx D_{Y^*}$) alors que pour $X^* = 25.0$ un étirement se produit suivant l'axe OY^* . A partir de $X^* = 18.0$, il n'y a plus d'écartement entre les deux structures tourbillonnaires : l'écoulement principal ne vient plus alimenter ces structures par le plan médian. Mais leur taille ne diminue pas pour autant : une alimentation suivant l'axe OX^* semble donc auto-entretenir les dimensions de ces vortex.

Evolution des foyers tourbillonnaires
des deux C.V.P. pour les différentes abscisses X^*



- figure III.44 : Trajectoire des foyers tourbillonnaires à l'intérieur des C.V.P. -

Cette figure montre dans un premier temps, la légère dissymétrie des foyers : la position du foyer situé du côté $Z^* > 0.0$ est toujours plus près du plan médian que le foyer du C.V.P. situé tel que $Z^* < 0.0$. Dans un deuxième temps, on remarque que ces foyers ont une trajectoire qui initialement se rapproche du plan médian (jusqu'à $X^* = 8.0$) puis, ils commencent à s'écarter progressivement. Cette trajectoire qui suit une loi inverse à l'écartement suggère que l'axe des structures contrarotatives longitudinales n'est pas parallèle à l'axe OX^* mais légèrement décalé.

Nous avons représenté, figure III.45, l'évolution du foyer à l'intérieur de chaque C.V.P. suivant l'axe OZ^* et l'axe OY^* . On constate que les foyers s'écartent relativement peu du plan médian ($Z^* = 0.0$) : leur déplacement est compris entre $0.05 \leq |Z^*| \leq 0.2$ et montre que l'infiltration de l'écoulement principal à l'intérieur des C.V.P. tend à stabiliser la position des foyers près du plan de symétrie de l'écoulement. En revanche, le déplacement des foyers suivant l'axe OY^* se réalise quasiment toujours au milieu de la structure contrarotative. Nous avons recherché, par une méthode similaire à celle adoptée pour trouver l'axe semi-empirique du jet, une loi représentant l'évolution suivant l'axe OY^* du déplacement des foyers tourbillonnaires. La figure III.46 présente le résultat obtenu en comparaison avec l'axe semi-empirique.

Il est à noter, pour la figure III.46, que l'évolution du déplacement semi-empirique du foyer du C.V.P. situé tel que $Z^* > 0.0$ est appelé : Y^*_g , et réciproquement Y^*_d pour le foyer du C.V.P. tel que $Z^* < 0.0$. On remarque, d'une part, que l'évolution pour les foyers des deux tourbillons contrarotatifs longitudinaux est identique suivant l'axe OY^* et, d'autre part, la trajectoire des foyers suit initialement une progression similaire à l'évolution de l'axe du jet. Cependant, le soulèvement par rapport à la paroi inférieure est plus faible dans le cas des foyers tourbillonnaires. Ce phénomène peut être expliqué : nous avons vu dans le paragraphe III.3 de ce chapitre que le jet était soulevé par l'écoulement principal qui l'a contourné ainsi que par la zone de recirculation aval. En revanche, dans le cas des foyers, l'écoulement principal n'autorise pas un fort déplacement vertical en s'engouffrant d'une part, à l'intérieur des C.V.P. et d'autre part, entre la zone médiane du jet et les tubes longitudinaux : il en résulte un effet de " blocage ".

IV.4.3.4. Vitesse de rotation tourbillonnaire

Cette analyse cinématique repose sur les visualisations par photoluminescence (les vitesses des écoulements sont relativement faibles pour que l'on puisse suivre un enroulement tourbillonnaire complet). Les relevés obtenus sont présentés figure III.47. Cette vitesse de rotation est une grandeur moyenne obtenue pour les deux C.V.P. On pourra remarquer que nous montrons des vitesses comprises jusqu'à la section $X^* = 16.0$: au-delà de cette valeur, l'évolution était trop chaotique pour effectuer un relevé fiable (présence importante de nombreuses instabilités de frontières).

Cette évolution se présente sous la forme de trois paliers :

- une croissance progressive jusqu'à $X^* = 11.0$;
- un brusque accroissement de la vitesse de rotation tourbillonnaire qui passe de 1.6 rad.s^{-1} pour $X^* = 11.0$ à 2.3 rad.s^{-1} pour $X^* = 16.0$;
- une décroissance qui atteint la valeur de 1.55 rad.s^{-1} en $X^* = 16.0$.

De $X^* = 4.0$ à $X^* = 12.5$, l'écoulement transversal se voit accéléré en contournant et en s'engouffrant dessous le jet : cette accélération provoque alors une augmentation de la vitesse angulaire observée au niveau des tubes tourbillonnaires. Le pic à $X^* = 12.5$ correspond en fait à la fin de la zone de recirculation tridimensionnelle : le jet s'étend spatialement et l'on assiste alors à l'épanouissement des tourbillons contrarotatifs longitudinaux.

Comme on peut le remarquer, nous avons aussi indiqué sur le graphe une vitesse de rotation correspondant à $\omega_c = 1.68 \text{ rad.s}^{-1}$. Cette vitesse de rotation a été relevée à partir de visualisations réalisées très près de la paroi inférieure et dans un plan perpendiculaire à l'axe OY^* . Par cette méthode, nous avons pu mesurer la vitesse de rotation initiale des C.V.P. Comme nous l'avons dit précédemment, les structures longitudinales naissent très près de l'injection et se développent ensuite en suivant la courbure du jet. Cette vitesse de rotation est donc à lier aux embases des tubes tourbillonnaires contrarotatifs longitudinaux que l'on avait décelées lors de l'analyse topologique (paragraphe III de ce chapitre). On a alors un confinement latéral initial assez important qui contraint

- la symétrie de l'écoulement par rapport au plan médian ($Z^* = 0.0$) ;
- le rôle de l'écoulement principal (soulèvement, infiltration...) ;
- la forte déviation du jet et sa pénétration progressive dans l'écoulement transversal menant à terme au mélange des deux écoulements ;
- la formation d'un tourbillon en fer à cheval stable spatialement ;
- l'identification d'une zone de recirculation tridimensionnelle à deux alimentations distinctes ;
- l'évolution des structures contrarotatives longitudinales (avec de nombreuses grandeurs quantitatives liées aux caractéristiques géométriques et cinématiques de ces structures de grandes échelles) ;
- l'influence de la variation du rapport d'injection sur les diverses caractéristiques géométriques de l'écoulement (comme, par exemple, l'axe du jet, la taille de la zone de recirculation aval...) par rapport à celle du nombre de Reynolds dans la gamme d'étude considérée.

Enfin, l'observation de structures transversales dans les vues en coupe de l'écoulement et les forts taux de fluctuation de vitesses relevés au niveau des couches de cisaillement amènent de nouvelles questions quant à ce mécanisme d'interaction. Ces différentes questions concernent essentiellement le champ instationnaire qui fait maintenant l'objet du chapitre 4.

CHAPITRE 4 :
ETUDE DE L'ÉCOULEMENT INSTATIONNAIRE

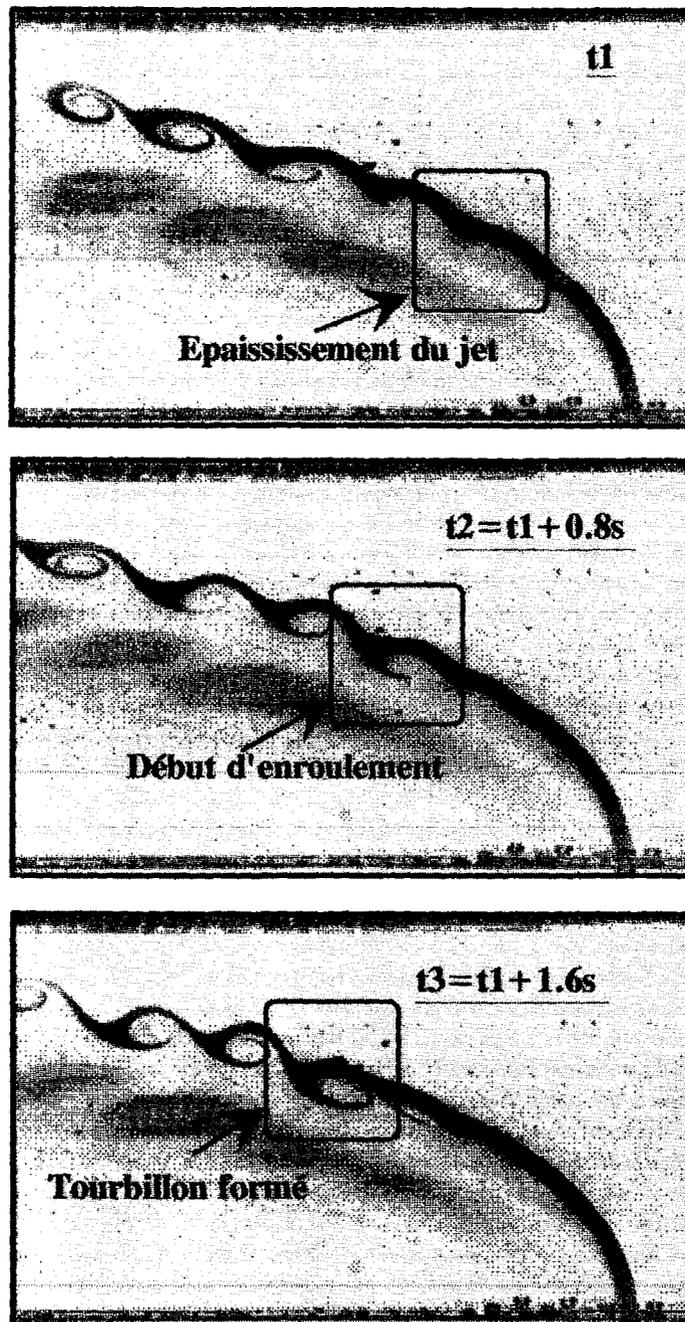
CHAPITRE 4 :
ETUDE DE L'ÉCOULEMENT INSTATIONNAIRE

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, différentes structures tourbillonnaires ont pu être mises en évidence. Néanmoins, certains résultats provenant des visualisations transversales (i.e. tomographies perpendiculaires à l'axe OX^*) ont indiqué la présence de structures de grandes échelles au niveau des frontières supérieures et inférieures du jet. Ceci a été confirmé par des relevés anémométriques de fluctuations de vitesses. Ces structures ont été également observées dans le cas des jets axisymétriques (par exemple par **Andreopoulos et Rodi (1984)**, **Fric et Roshko (1989, 1994)**, **Perry et al. (1993)**) et ont été nommées quatrième système tourbillonnaire. Mais malheureusement, dans ces études antérieures, l'analyse des structures cohérentes instationnaires était relativement difficile à effectuer en raison de la configuration de l'écoulement : vitesses des deux courants très importantes, écoulement résultant de l'interaction fortement turbulent, milieu peu ou pas confiné... A notre connaissance un seul auteur a pu réaliser une étude très complète de ces structures. Pour des régimes relativement lents (de l'ordre de la dizaine de cm/s), **Brizzi (1994)** indique que les structures transversales ne peuvent avoir qu'une origine : la redistribution de la vortacité issue de la couche limite développée à l'intérieur du tube d'injection. Pour Brizzi, la formation de ces vortex est liée à la présence d'une singularité topologique (appelée point de selle S) des lignes de courant située près du bord amont de l'injection. L'augmentation du rapport d'injection implique alors une évacuation de la vortacité concentrée au niveau du point S sous la forme d'anneaux toriques transversaux. Brizzi remarque également que l'évolution de ces tourbillons est beaucoup plus sensible à la variation du rapport d'injection qu'au nombre de Reynolds (basé essentiellement sur la vitesse de l'écoulement principal).

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre 2, la configuration de notre écoulement permet une analyse spatio-temporelle des structures cohérentes de grandes échelles (milieu semi-confiné, vitesses relativement lentes des deux courants au voisinage de la perte de stabilité, jet issu d'une fente

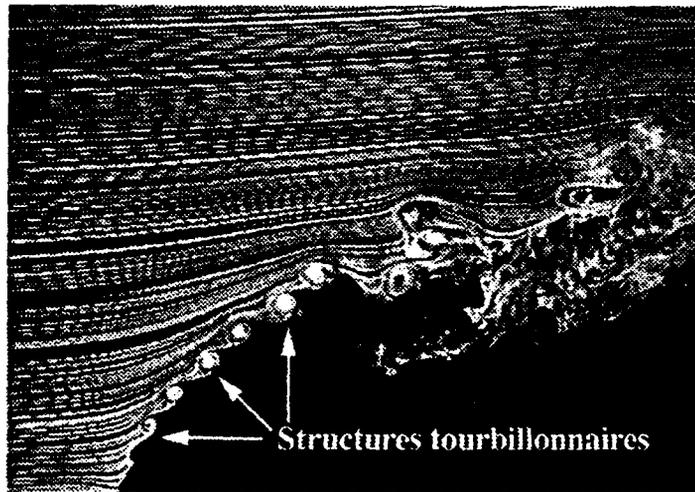
OY^* (axe de l'injection) est vertical ascendant. Chaque structure cohérente , comme on peut le voir, est formée d'une ligne d'émission rattachée au jet et s'enroulant autour d'un point singulier formant un foyer.



- figure IV.1 : Déformation des frontières du jet -

Cette première remarque nous laisse penser que les vortex du plan médian de l'écoulement ne sont en fait qu'une coupe d'un tube tourbillonnaire transversal. Ceci est confirmé par les visualisations obtenues dans des plans perpendiculaires à l'axe OX^* (succinctement décrites dans le chapitre 3, paragraphe III.5.2). Sur les visualisations transversales, on aperçoit dans certaines

d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz dans les couches annulaires cisillées. Dans le cas d'un jet axisymétrique débouchant dans un courant transversal perpendiculaire, de nombreux auteurs s'accordent pour définir l'instabilité responsable de la formation de ces structures de grandes échelles : dans un article récent, **Fric et Roshko (1994)** déclarent en montrant deux visualisations relatives à ces structures de grandes échelles " *The two photographs clearly show the jet shear-layer vortices, which dominate the initial portion of the jet and which are a result of the Kelvin-Helmholtz instability of the annular shear layer that separates from the edges of the jet orifice* ". La figure IV.3 montre une des deux visualisations.

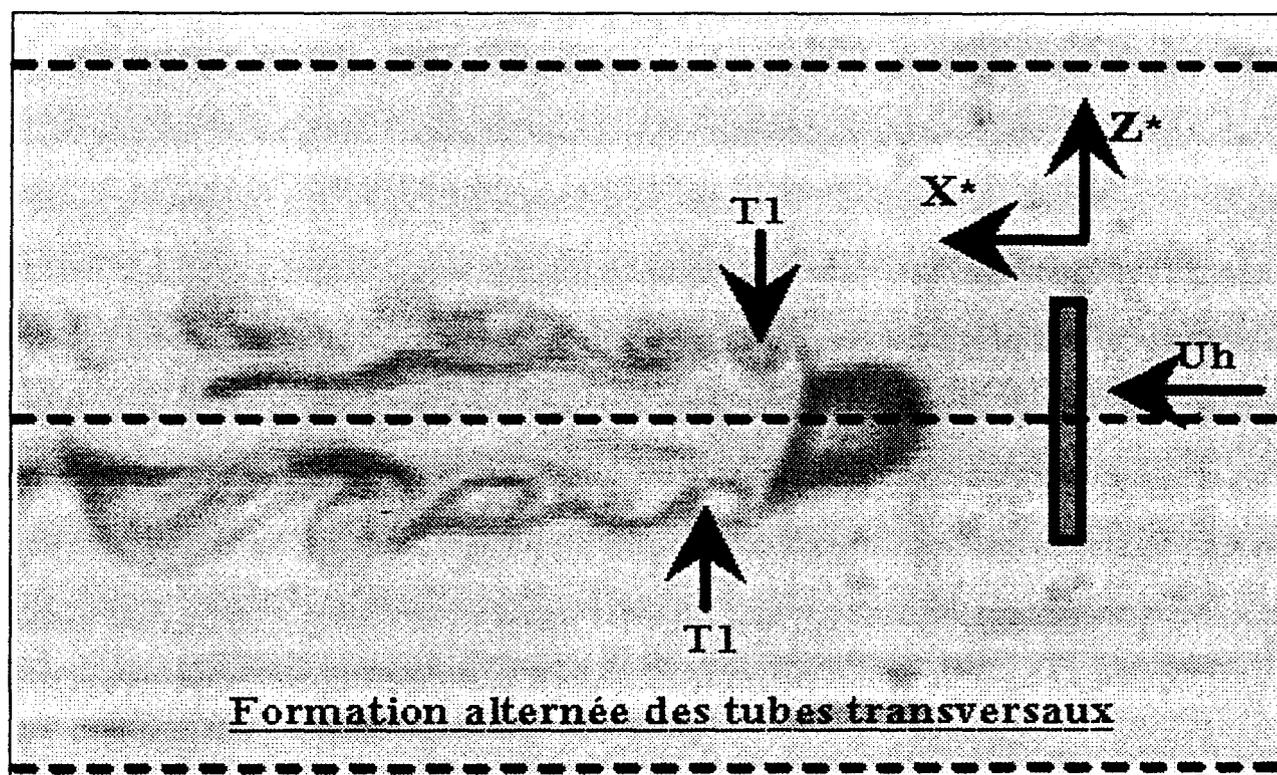


- figure IV.3 : Visualisation des structures tourbillonnaires transversales (Fric et Roshko (1994)) -

L'hypothèse d'une instabilité de type Kelvin- Helmholtz au niveau de la couche cisillée (**Fric et Roshko (1989, 1994)**) implique alors que tout se passe comme si les gradients de vitesses jouaient un rôle prépondérant.

Récemment, **Kelso et al. (1996)** montrent que l'enroulement de la couche cisillée est liée à la déstabilisation d'un tourbillon nommé " Hovering " situé sur la face amont du jet. Dans notre configuration, ce tourbillon de très petite taille semble également être présent mais de manière intermittente : la description topologique effectuée dans le paragraphe III.2 du chapitre 3 montre en effet un petit enroulement tourbillonnaire sur la frontière supérieure du jet et à l'amont de l'injection. Dans le cas axisymétrique et sous l'action d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz, ce tourbillon libère périodiquement des anneaux tourbillonnaires dans le jet et **Kelso et al. (1996)** perçoivent seulement dans ces conditions la formation de structures de grandes échelles au niveau de la couche cisillée (il est à noter que dans le cas de la fente, ce phénomène n'a pas été détecté). Ce type de résultats est similaire à ceux de **Brizzi et al. (1995)** et implique que la formation des structures stationnaires est liée à la présence ou à l'absence d'une singularité topologique de l'écoulement moyen. L'intermittente présence de la structure " Hovering " dans notre configuration d'étude nous laisse à penser que d'autres phénomènes doivent être pris en compte (comme, par exemple, une

Enfin, les visualisations par filets colorés (injection de colorant dans le jet qui restitue l'aspect volumique du jet) soulignent directement l'allure générale de l'interaction entre le jet et l'écoulement principal. On observe alors que les tubes tourbillonnaires transversaux ont une forme d'arche dont la tête (ou partie supérieure du tube) s'incline progressivement au fur et à mesure que la structure est convectée vers l'aval. Ces arches possèdent des embases inclinées par rapport à l'axe OY^* . Il semblerait, tout comme dans le cas d'un jet axisymétrique (**Brizzi (1994)**), que ces structures tourbillonnaires soient reliées les unes aux autres et que leur point d'attache initial (qui correspondrait à leur zone de formation) soit "soudé" aux structures contrarotatives longitudinales. De plus comme le montre la figure IV.4, l'écoulement instationnaire est dissymétrique par rapport au plan médian de l'écoulement. Sur cette coupe nous avons pointé en T1 les embases d'un même tube tourbillonnaire. On constate alors, au vu de cette visualisation horizontale, qu'il se forme une allée tourbillonnaire transversale alternée.



- figure IV.4 : Visualisation verticale - $Re = 500$; $\alpha = 4.5$ - $Y^* = 0.42$ -

Dans le prochain paragraphe, nous allons voir, de manière qualitative, quels peuvent être les mécanismes responsables de la formation de ces structures transversales.

I.3. Origine des structures transversales

Diverses études antérieures ont considéré que l'apparition des structures tourbillonnaires cohérentes instationnaires était liée à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz (paragraphe I.1). Différents phénomènes observés sur les visualisations réalisées dans les trois directions normales

A $Y^* = 0.25$ (visualisation réalisée à 1.5 cm au-dessus de la paroi inférieure), nous observons la base du jet située au-dessus de la fente d'injection ainsi que deux petites zones tourbillonnaires rattachées à cette base et symétriques par rapport au plan $Z^* = 0.0$. Ces deux petites structures tourbillonnaires, possédant des axes inclinés par rapport au plan de visualisation, sont en fait une coupe horizontale des structures contrarotatives longitudinales. Ces zones, que l'on appellera embases des tubes tourbillonnaires longitudinaux, subissent une pulsation latérale périodique plus ou moins symétrique. Si l'on continue à progresser vers la partie supérieure du canal, les visualisations révèlent que les embases des C.V.P. s'étirent progressivement vers l'aval et leur génératrice extérieure est de plus en plus perturbée. Ces perturbations conduisent à la création de petites structures qui sont convectées vers l'aval sur les génératrices des embases, puis vers l'intérieur (i.e. vers le plan médian). Ces phénomènes qui apparaissent d'une façon paire ou impaire sur les bords ou frontières latérales du jet, mènent à partir de $Y^* = 0.42$ à la formation de petites structures tourbillonnaires acheminées vers l'aval et subissant une inclinaison importante de leur axe par rapport au plan de visualisation. Ces structures forment alors les embases des tubes tourbillonnaires transversaux (cf. figure IV.4).

Ainsi, une instabilité transversale qui naît sur les bords inférieurs latéraux du jet (et plus exactement sur les génératrices extérieures des structures contrarotatives longitudinales) est convectée par l'intermédiaire des C.V.P. à l'intérieur de la zone de recirculation tridimensionnelle aval puis vers la base du jet en se transformant en instabilité longitudinale. Elle est ensuite amenée vers le haut du jet par la zone de recirculation en devenant une instabilité verticale qui s'observe alors dans le plan de symétrie de l'écoulement et est transformée et amplifiée par le fort cisaillement jet/zone de recirculation en structures tourbillonnaires transversales. Mais il reste à savoir quelle est l'origine de cette instabilité. Pour cela, nous avons eu recours aux visualisations par filets d'éosine (l'injection se faisant par de petits orifices situés sur le milieu de la paroi inférieure de la veine d'essai) : cette technique nous avait permis de décrire la topologie reflétant la structure de l'écoulement que l'on avait schématisée sur la figure III.13 du chapitre 3. A l'amont de l'injection, nous avons noté la présence d'un point de bifurcation (appelé S2) qui correspondait à la trace d'une ligne de séparation LS2 fortement instable spatialement. Cette instabilité conduisait, par instants, le point S2 à être confondu avec le premier point de séparation S1 (point selle) ou le point d'arrêt S3 situé au niveau de la fente d'injection. Suivant la position du point S2, la ligne LS2 à l'approche de l'injection est déviée soit verticalement (sous l'effet de l'entraînement du jet), soit latéralement et vient alors "percuter" le jet avant de s'enrouler autour des tourbillons contrarotatifs. Dans ce cas-là, tout laisse à penser que les instabilités transversales observées latéralement au niveau du jet proviennent de l'instabilité spatiale de cette ligne LS2 identifiée comme une instabilité de type sillage.

On s'aperçoit que l'on a en fait de nombreux processus d'instabilité distincts et imbriqués les uns aux autres. Ces processus rentrent en jeu dans un mécanisme complexe d'interaction par

Alors si l'on désigne par l_j l'épaisseur visuelle du jet dans l'écoulement à la sortie de la fente, nous dirons qu'il y a naissance d'une instabilité lorsqu'il y a un épaissement du jet, d'épaisseur l_c (choisie arbitrairement), égale à 130% de l_j (figure IV.7). Ce même critère sera adopté pour les autres types de visualisations qui montrent d'une part, les instabilités transversales (à partir des visualisations réalisées dans des plans perpendiculaires à l'axe OY^*) et d'autre part, les instabilités de frontières qui naissent sur les bords latéraux des structures contrarotatives longitudinales symétriques par rapport au plan médian de l'écoulement (à partir des visualisations transversales, i.e. perpendiculaires à l'axe OX^*).

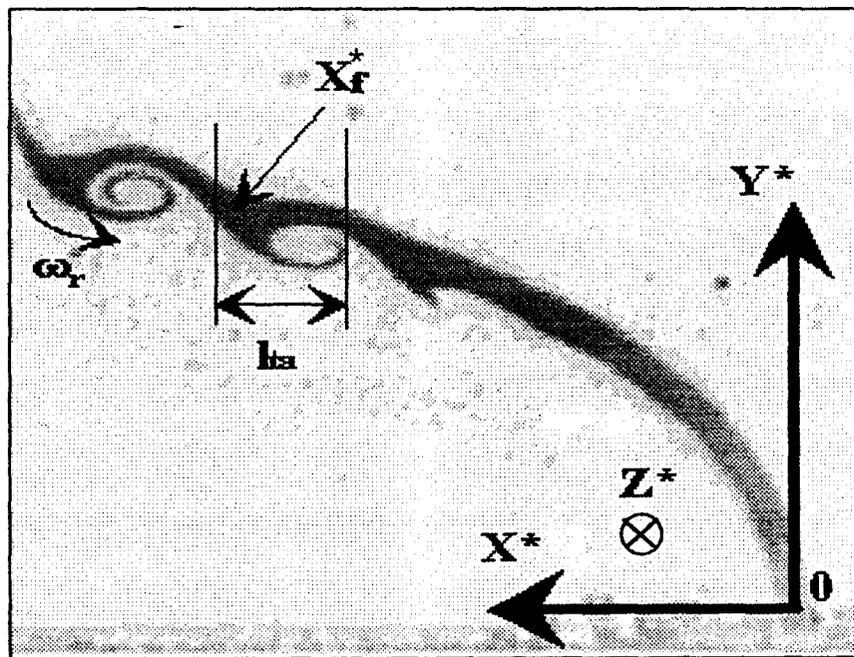
II.1.2. Grandeurs caractéristiques des structures transversales

Dans le but d'avoir des renseignements géométriques et cinématiques sur les vortex, nous définissons trois critères (figure IV.8) :

- Critère de taille : la taille d'un tourbillon correspond au diamètre du tourbillon suivant l'axe de sa plus importante grandeur (il faut rappeler que les structures cohérentes ont une allure elliptique). Ainsi dans le plan médian de l'écoulement, cette grandeur sera repérée par l_{ta} (ou D_{X^*}) lorsque le filet tourbillonnaire s'est enroulé une fois.

- Critère de vitesse de convection : pour définir une vitesse de convection, on observe le temps mis par un point fictif du tourbillon appelé X^*_f pour parcourir une distance de référence.

- Critère de vitesse de rotation : ce dernier critère est égal au temps mis par un filet tourbillonnaire pour réaliser un enroulement complet (2π). Cette vitesse de rotation sera toujours repérée lors du premier enroulement tourbillonnaire.



- figure IV.8 : Critères géométriques et cinématiques - $Re = 500$; $\alpha = 4.5$ - $Z^* = 0.0$ -

On définit par $\lambda_{i,j}$ l'écart spatial instantané non adimensionné entre deux structures consécutives P_j et P_{j+1} . Cet écart spatial est tel que :

$$\lambda_{i,j} = \sqrt{\lambda_{X(i,j)}^2 + \lambda_{Y(i,j)}^2}$$

$$\text{avec : } \left\{ \begin{array}{l} \lambda_{X(i,j)} = X_{(i,j+1)} - X_{(i,j)} \\ \lambda_{Y(i,j)} = Y_{(i,j+1)} - Y_{(i,j)} \end{array} \right\}$$

Par la suite, l'écart spatial est affecté au point moyen d'abscisse : $X^*_{\lambda(i,j)} = [X_{(i,j)} + X_{(i,j+1)}]/(2 \cdot e)$, où $X^*_{\lambda(i,j)}$ est une abscisse adimensionnée par rapport à l'épaisseur de la fente d'injection.

Le procédé pour calculer la valeur moyenne de l'écart spatial est le suivant :

- on calcule sur l'image au temps t_i chaque écart spatial entre les structures ;
- on passe au temps t_{i+1} : les structures se sont déplacées vers l'aval. On recalcule tous les écarts spatiaux et l'on procède ainsi jusqu'à la fin de la séquence vidéo.

Nous obtenons alors des couples ($\lambda_{i,j}$, $X^*_{\lambda(i,j)}$) que nous moyennons ensuite par intervalle d'abscisse.

Deux possibilités sont offertes :

- écart spatial instantané : on peut suivre l'évolution de écarts spatiaux au fur et à mesure que les structures sont convectées vers l'aval ;
- écart spatial moyen : à partir d'une séquence vidéo, on a la répartition moyenne des écarts suivant les abscisses.

Par la suite, l'écart spatial sera pris comme une approximation de la longueur d'onde et nous présenterons les résultats sous forme adimensionnée telle que : $\lambda^* = \lambda/D$ (avec D le diamètre de la veine d'essai).

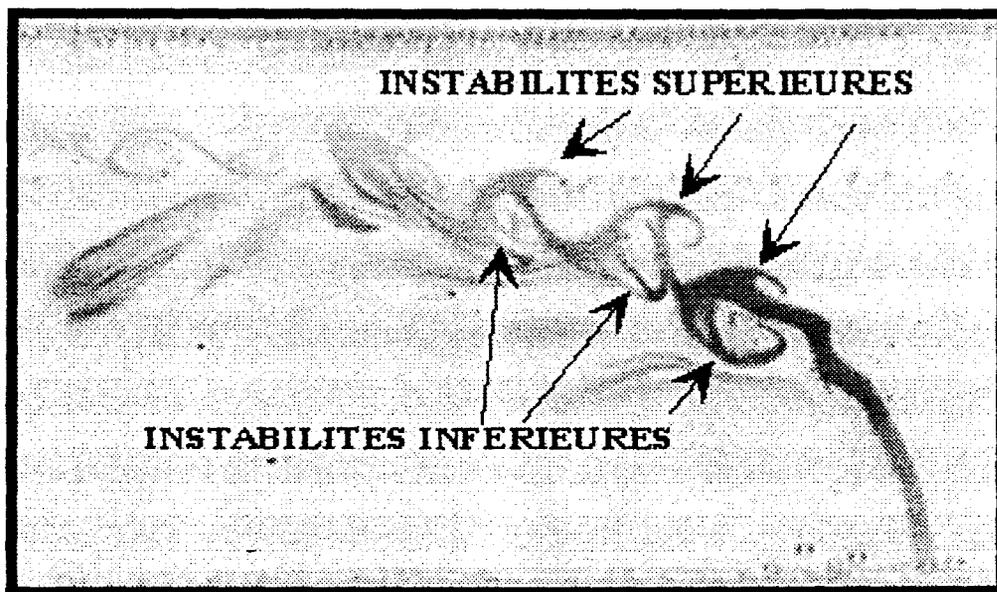
En ce qui concerne les fréquences (ou intervalle fréquentiel séparant deux apparitions), nous avons d'abord relevé les instants d'apparition de chaque instabilité puis nous avons indiqué les fréquences suivant le mode d'évolution : déchirement, détachement, coalescence. Comme nous le verrons dans le paragraphe III, les lieux d'apparition sont toujours les mêmes, il suffit alors de repérer l'instant où se présente une nouvelle instabilité sur chaque image.

Après avoir défini toutes ces nouvelles grandeurs, nous pouvons commencer l'analyse spatiale de l'apparition tourbillonnaire.

II.2. Influence des paramètres de l'étude

Avant de commencer cette analyse, il est nécessaire de regarder quelles peuvent être les influences de nos deux paramètres d'étude (i.e. Re et α) sur les conditions d'apparition et de formation des structures instationnaires.

- Classe II : structures issues d'instabilités supérieures. Ces tourbillons, de sens de rotation opposé aux précédents, naissent au niveau de la frontière supérieure du jet (figure IV.11) et ont des dimensions identiques aux structures tourbillonnaires inférieures. Ces vortex apparaissent donc au niveau de la couche cisailée supérieure. Cette couche de cisaillement a pour origine la différence de vitesses existant entre le jet et l'écoulement principal et qui implique un gradient de vitesses vertical non négligeable et donc un taux de cisaillement important (il est à noter que nous avons perçu dans le chapitre 3, paragraphe III.4.1, des taux de fluctuations de vitesses relativement forts aussi bien eu niveau de la couche de cisaillement inférieure que supérieure). Ces structures tourbillonnaires supérieures n'ont été remarquées que pour des rapports d'injections élevés (à nombre de Reynolds constant) : pour ces régimes, l'écoulement principal subit une forte accélération pour contourner verticalement le jet et une forte courbure de ces lignes de courant amont.



- figure IV.11 : Instabilités supérieures : $Re = 600$; $\alpha = 4.5$; $Z^* = 0.0$ -

Ces deux classes étant établies, nous allons voir quelle est l'influence du nombre de Reynolds et du rapport d'injection sur l'apparition des structures dans le plan médian de l'écoulement. Pour cela, nous allons regarder les modifications apportées au niveau de la structure de l'écoulement par un changement de régime.

Pour ce faire, nous nous servons de différentes visualisations réalisées pour $100 \leq Re \leq 600$ et $1.5 \leq \alpha \leq 6.5$: les figures IV.11 et IV.12 présentent diverses tomographies de l'écoulement qui permettront au lecteur de retrouver les caractéristiques concernant les différents changements d'état du jet. Ces planches de visualisations sont données pour différents régimes ($Re = 500$, $1.5 \leq \alpha \leq 6.5$: le lecteur pourra se reporter à l'annexe B pour trouver les planches de visualisations correspondant aux autres régimes).

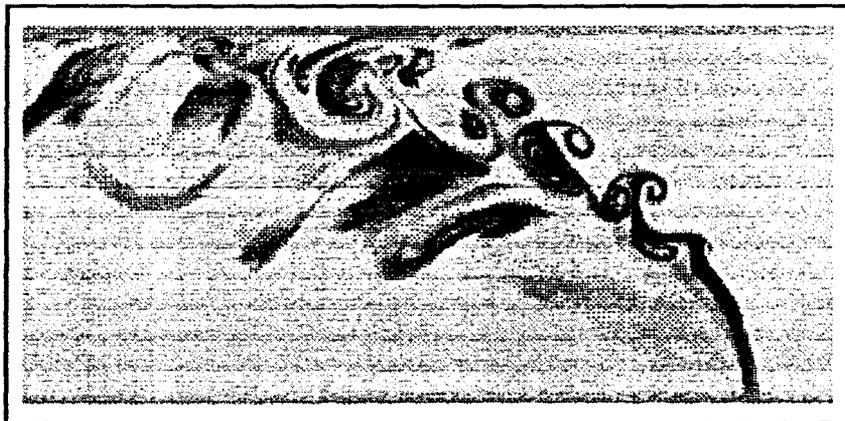
$\alpha = 4.5$



$\alpha = 5.0$



$\alpha = 5.5$



$\alpha = 6.5$



- figure IV.12 : Visualisations par photoluminescence dans le plan médian de l'écoulement - $Re = 500$ -

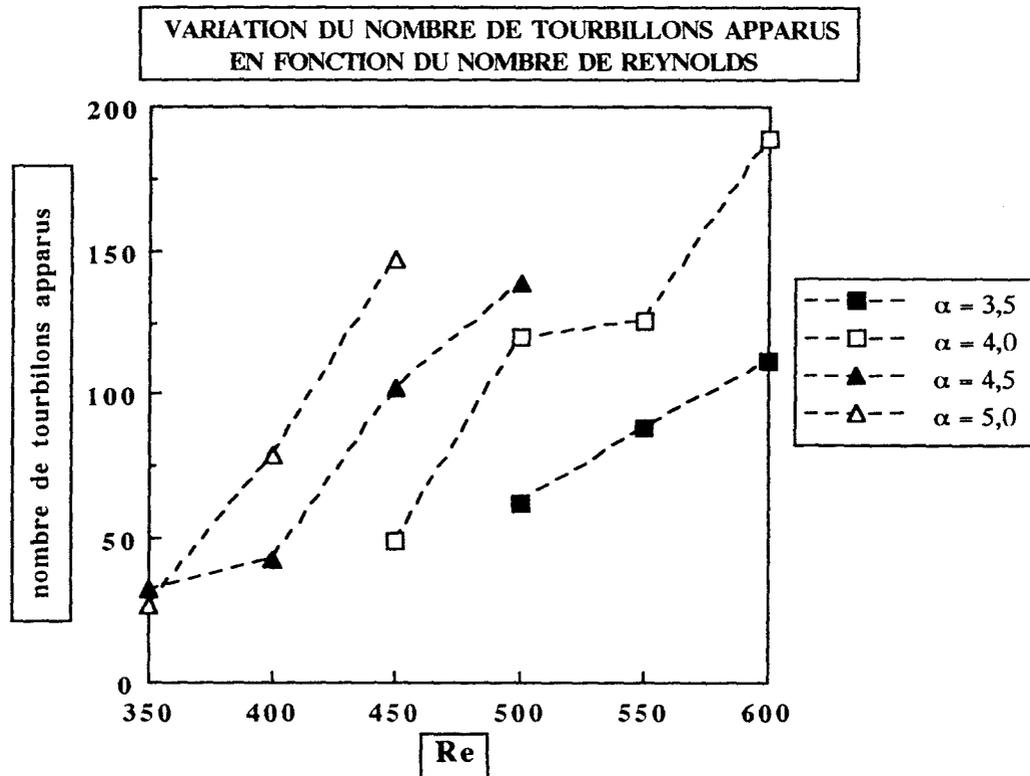


- figure IV.14 : Etat stable : $Re = 300$; $\alpha = 3,5$; $Z^* = 0.0$ -

A partir du graphe (figure IV.13), on constate qu'il y a une limite au rapport d'injection pour laquelle, à Re constant, l'écoulement passe d'un régime à instabilités inférieures à un régime où apparaissent également des vortex sur la frontière supérieure du jet. Cette limite évolue entre $\alpha = 4.5$ et $\alpha = 5.5$ quand le nombre de Reynolds passe de 600 à 350. D'autre part, si le rapport d'injection ne détient pas le rôle majeur dans le déclenchement des instabilités pour $Re \leq 300$ (quel que soit α , le jet est inconditionnellement stable), au-delà de ce nombre de Reynolds, il semblerait que c'est lui qui gouverne l'apparition et les types d'instabilités qui sont observables au niveau du jet. Pour $300 \leq Re \leq 450$, le jet devient instable suivant une loi décroissante du rapport d'injection, puis pour $Re > 450$, le jet est instable pour n'importe quel rapport d'injection supérieur à 1.5 mais la présence ou l'absence de structures cohérentes au niveau de la frontière supérieure du jet dépend fortement de la valeur de α .

Nous pouvons donc dire que le jet présente trois états possibles : stable, instable avec présence de structures inférieures, instable avec présence de structures inférieures et supérieures. Il semblerait alors qu'en aucun cas la présence d'instabilités supérieures seules soit envisageable. Les visualisations par filets d'éosine émis à l'amont de l'injection et combinés avec la présence de fluorescéine à l'intérieur du jet apportent cependant de nouveaux renseignements sur les différents types de structures (figure IV.15).

Pour le régime $Re = 500$ et $\alpha = 4.5$, alors que nous avons constaté uniquement la présence de structures tourbillonnaires inférieures par des tomographies LASER à fluorescence induite (seul le jet étantensemencé), la figure IV.15 montre que le changement de technique de visualisation détecte la présence de vortex supérieurs. Mais dans le cas présent, ces structures sont plus petites que les vortex inférieurs et ne contiennent que de l'éosine et pas de fluorescéine. On peut alors penser que, lorsque le jet est instable, il y a toujours présence d'instabilités supérieures. Si, pour certains

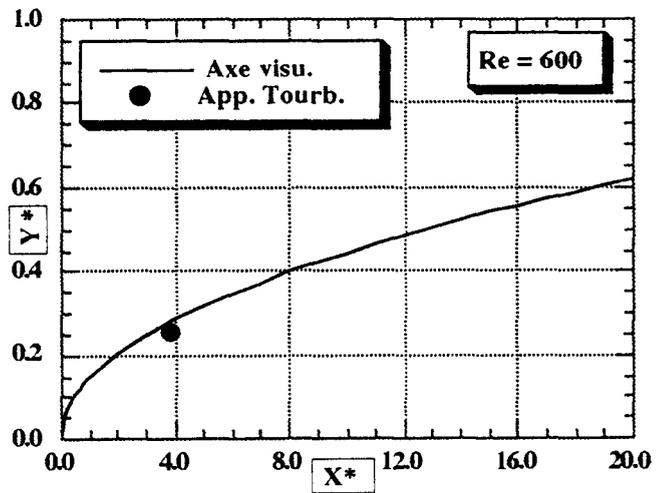
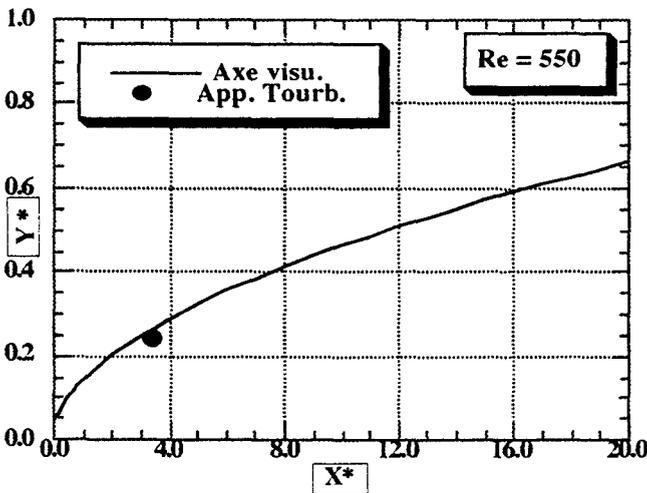
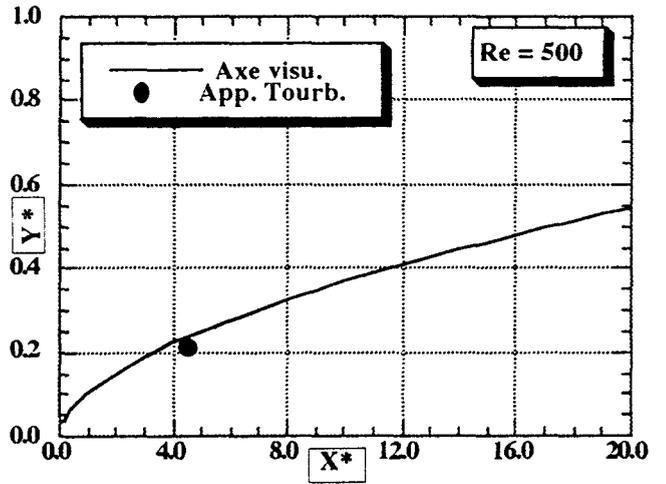
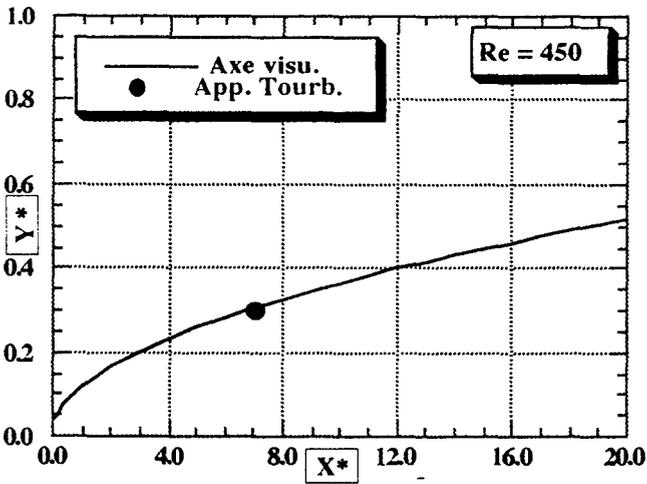
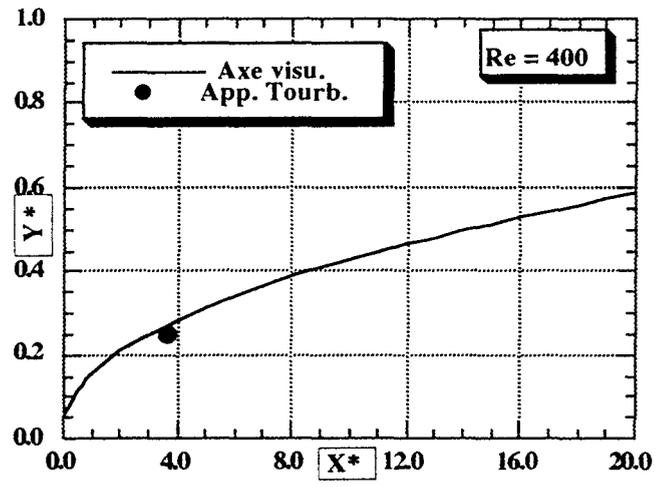
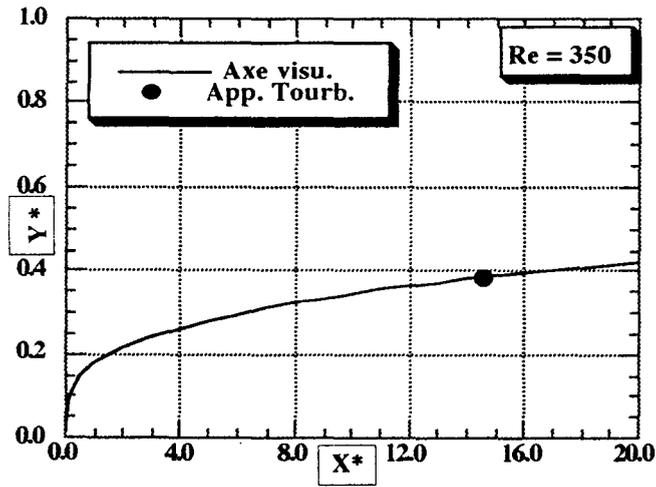


- figure IV.16 : Evolution du nombre de tourbillons apparus (temps d'observation : 180 s.) -

Néanmoins, il semblerait encore une fois que le rapport d'injection joue un rôle prédominant : en effet, pour $500 \leq Re \leq 600$ à $\alpha = 3.5$, le nombre de structures perçues dans cette gamme est compris entre 50 et 100 alors que pour $Re = 600$ et lorsque le rapport d'injection passe de 3.5 à 4.0, le nombre de tourbillons observés est quasiment multiplié par 2. Le jet, par l'intermédiaire de l'augmentation de sa vitesse d'injection, amplifie le processus d'apparition tourbillonnaire : si $\alpha = cte$ et si Re augmente, U_v et U_h augmentent et provoquent une augmentation du processus d'apparition mais par contre si $Re = cte$ et α augmente, U_h diminue et U_v augmente fortement et dans ce cas le nombre d'apparition croît de façon considérable. De plus, si U_v augmente le cisaillement existant entre le jet et la zone de recirculation aval tend à s'accroître : on peut alors dire que, par l'intermédiaire de la vitesse débitante d'injection, le jet joue un rôle d'amplificateur des instabilités transversales par l'intermédiaire de ses couches de cisaillement.

II.2.2. Evolution spatiale de l'apparition

La formation des structures tourbillonnaires débute dans le plan médian par une ondulation et un épaissement de la frontière du jet. Nous avons constaté au cours des nombreuses visualisations que l'apparition des vortex s'effectuait toujours au même endroit pour un régime donné. Nous avons alors décidé de considérer l'influence des deux paramètres de l'étude sur la naissance des coupes des tubes transversaux dans le plan médian de l'écoulement (figure IV 17 et IV.18).

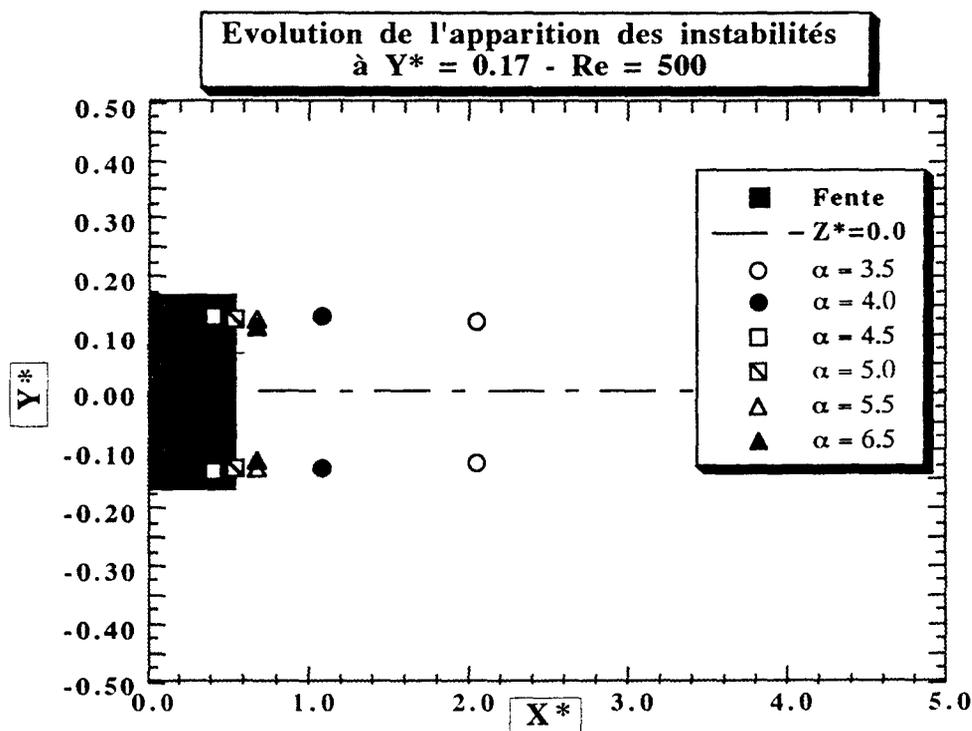


- figure IV.18 : Evolution de l'apparition tourbillonnaire ; $\alpha = 4.5$ -

II.2.3. Apparition tridimensionnelle

Nous avons remarqué dans le début de ce chapitre (cf. paragraphe I.3) que l'instabilité responsable de la formation des structures cohérentes était initialement localisée sur les frontières latérales du jet. Aussi, nous avons effectué un balayage vertical par tomographies LASER horizontales afin de trouver, tout d'abord, l'ordonnée à laquelle on commence à percevoir des instabilités sur les bords latéraux du jet. Cette ordonnée correspond à $Y^* = 0.17$. Examinons maintenant l'influence des deux paramètres de l'étude (figure IV.20 et IV.21).

Au vu de nos deux graphes, ces instabilités naissent très près de l'injection. Pour des forts rapports d'injection (ou des forts Reynolds), elles se trouvent même situées juste au-dessus de la fente. Un recul vers l'injection est observé lorsque le nombre de Reynolds ou le rapport d'injection augmentent tout comme pour les visualisations réalisées dans le plan médian de l'écoulement. Malheureusement, les cas $Re = 350$ et 400 à $\alpha = 4.5$ n'ont pas pu être relevés car pour ces régimes la naissance des instabilités transversales se fait au-dessus du plan $Y^* = 0.17$.



- figure IV.20 : Apparition transversale des instabilités ; $Re = cte$ -

Comme on peut le voir, les coordonnées d'apparition sont comprises entre $0.0 < X^* \leq 2.0$ à $Y^* = 0.17$. Or, dans le plan $Z^* = 0.0$, les abscisses d'apparition étaient supérieures à $X^* = 2.0$ quel que soit le régime. Ainsi les instabilités qui apparaissent sur les bords latéraux du jet sont ramenées

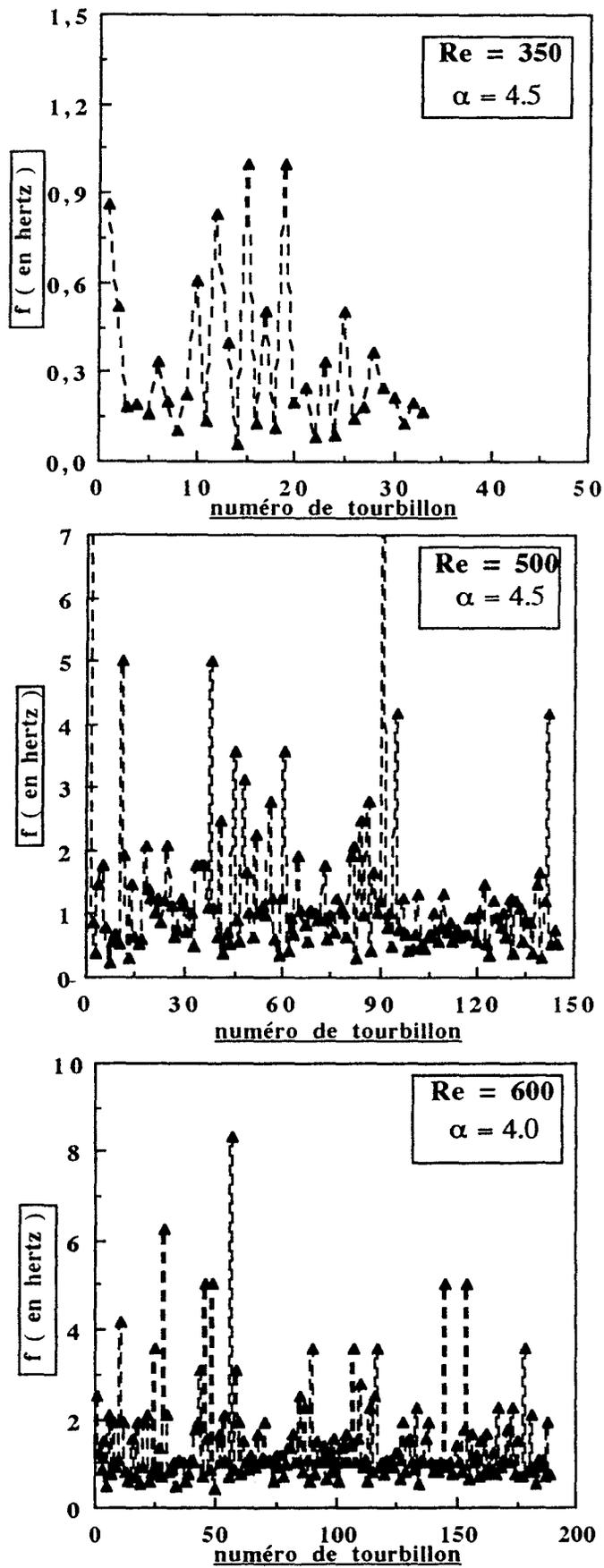
périodes d'échantillonnage de 180 secondes (correspondant à 4500 images vidéo), nous avons relevé les instants d'apparition tourbillonnaires pour de nombreux régimes d'écoulement.

L'évolution de l'apparition tourbillonnaire, en fonction du temps écoulé, est présentée pour quelques régimes sur la figure IV.22. On peut ainsi déduire de ces courbes, d'une part, le nombre de tourbillons apparus pour chaque régime et pour une période d'échantillonnage identique (cf. paragraphe II.2.1) et, d'autre part, la périodicité des occurrences observées (qui correspondent à l'épaississement du jet annonçant la formation d'une structure tourbillonnaire transversale).

La position de chaque droite d'interpolation (obtenue à partir des relevés expérimentaux) par rapport à une droite de coefficient directeur égal à 1 (droite théorique pour laquelle l'apparition tourbillonnaire se réaliserait de manière continue) nous permet de constater dans un premier temps que les temps d'apparition des structures tourbillonnaires transversales sont de l'ordre de la seconde.

Mais, au vu des graphes, nous pouvons dire que l'apparition tourbillonnaire ne s'effectue pas de façon régulière : pour des bas régimes (par exemple, $Re = 350$ et $\alpha = 4.5$), on assiste à des "bouffées" d'apparitions (généralement par trois) suivies par des intervalles de temps où l'on ne perçoit pas d'épaississement du jet (qui caractérise les prémisses d'une structure cohérente). Cette remarque n'est pas applicable pour les forts régimes d'écoulements (comme par exemple $Re = 600$ et $\alpha = 4.0$) pour lesquels l'apparition des tourbillons se réalise d'une manière continue. De plus, nous avons pu remarquer à travers les différents régimes étudiés que l'augmentation du rapport d'injection (pour $Re = cte$) influe sur l'apparition tourbillonnaire : plus α est élevé et plus l'on constate la formation de structures.

D'autre part, malgré les discontinuités de formation des structures, il semblerait qu'il existe pour chaque régime étudié une fréquence prédominante : cette fréquence étant égale au coefficient directeur de la courbe expérimentale interpolée. Pour mieux percevoir cette fréquence prédominante, nous avons tracé l'évolution des fréquences d'apparition tourbillonnaires en fonction du numéro de tourbillon apparu (qui correspond à l'ordre chronologique d'apparition des structures sur chaque séquence étudiée) sur la figure IV.23 (et ceci pour les mêmes régimes que ceux présentés sur la figure IV.22).



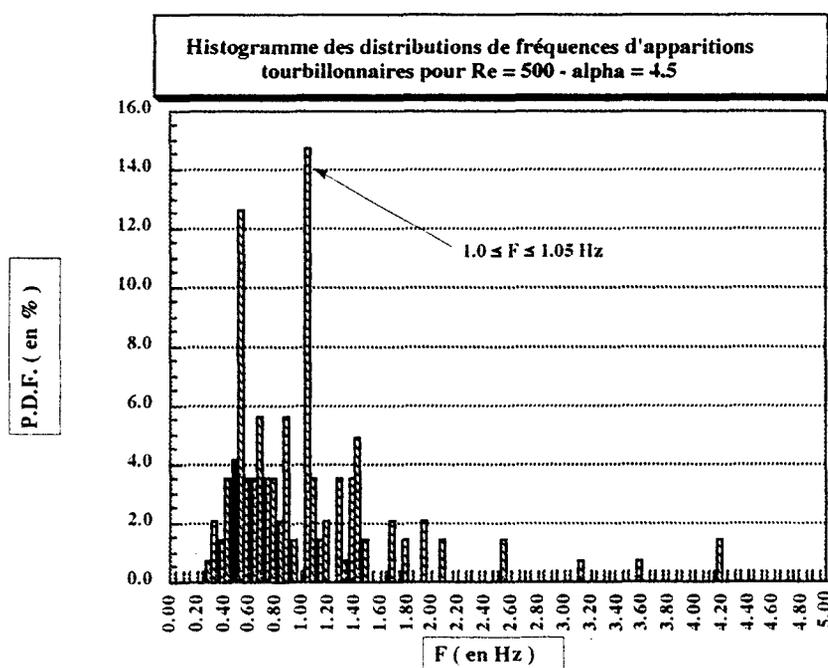
- figure IV.23 : Evolution fréquentielle de l'apparition tourbillonnaire pour quelques régimes-

	Re=350	Re=400	Re=450	Re=500	Re=550	Re=600
$\alpha=3.5$				0.348	0.494	0.631
$\alpha=4.0$			0.264	0.661	0.692	1.070
$\alpha=4.5$	0.142	0.234	0.569	1.000		
$\alpha=5.0$	0.182	0.429	0.809			

Il est à noter que tous les régimes présentent une répartition spectrale identique : à savoir un spectre relativement étroit et centré autour d'un pic prédominant. Les valeurs présentées dans ce tableau nous permettent de dire que, quel que soit le régime, les fréquences d'apparitions tourbillonnaires sont relativement basses et de l'ordre du Hertz avec des fréquences nettement plus petites pour les régimes à bas Reynolds et à faibles rapports d'injection. Enfin, il est difficile de conclure sur l'influence des deux paramètres : l'augmentation de la fréquence d'apparition étant aussi bien fonction de l'accroissement du rapport d'injection (à Re fixé) que du nombre de Reynolds (à α fixé).

II.3.2. Analyse spectrale tridimensionnelle

Sur de nombreux profils de distributions de fréquences, nous avons constaté la présence d'un second pic situé à la moitié de la fréquence prédominante (figure IV.25). Nous avons cherché à comprendre la raison de ce second pic (appelé pic secondaire) qui montre, par exemple, pour $Re = 500$ et $\alpha = 4.5$ que si l'intervalle temporel prédominant est de 1.0s, il peut apparaître des instabilités séparées par 2.0s.



- figure IV.25 : Profil de distribution de fréquences ; $Re = 500 - \alpha = 4.5$ -

Remarque : sur les graphes présentés précédemment $Z^* < 0.0$ et $Z^* > 0.0$ correspondent aux bords latéraux du jet.

Si la naissance est globalement impaire (80% des cas), il arrive qu'une naissance peut se produire simultanément de chaque côté du jet (20% des cas). En relevant simultanément les fréquences d'apparition de chaque côté du jet, nous nous sommes aperçus que les instabilités transversales apparaissaient également avec une fréquence de 1.0 Hz (figure IV.26) lorsque le mouvement est impair, mais la présence d'une instabilité paire fait chuter la fréquence suivante bien en-dessous de 1.0 Hz : la parité du phénomène implique un retard de l'instabilité visible dans le plan médian de l'écoulement.

Si pour l'instant, nous avons pu qualifier qualitativement l'apparition tourbillonnaire de manière spatio-temporelle (ainsi que les différents types d'évolutions), le mécanisme intrinsèque responsable de la formation des structures tourbillonnaires n'a pas été identifié. Nous avons montré de manière qualitative (cf. paragraphe I.3, première partie de ce chapitre) que les phénomènes observés dans le plan médian de l'écoulement semblaient résulter d'une imbrication de différents types d'instabilités. Mais quel peut être le lien entre elles et dans quelle mesure apportent-elles une contribution à la génération des structures cohérentes stationnaires inférieures de grandes échelles? Le paragraphe suivant va tenter de répondre à ces différentes questions.

III - MECANISME D'APPARITION TOURBILLONNAIRE

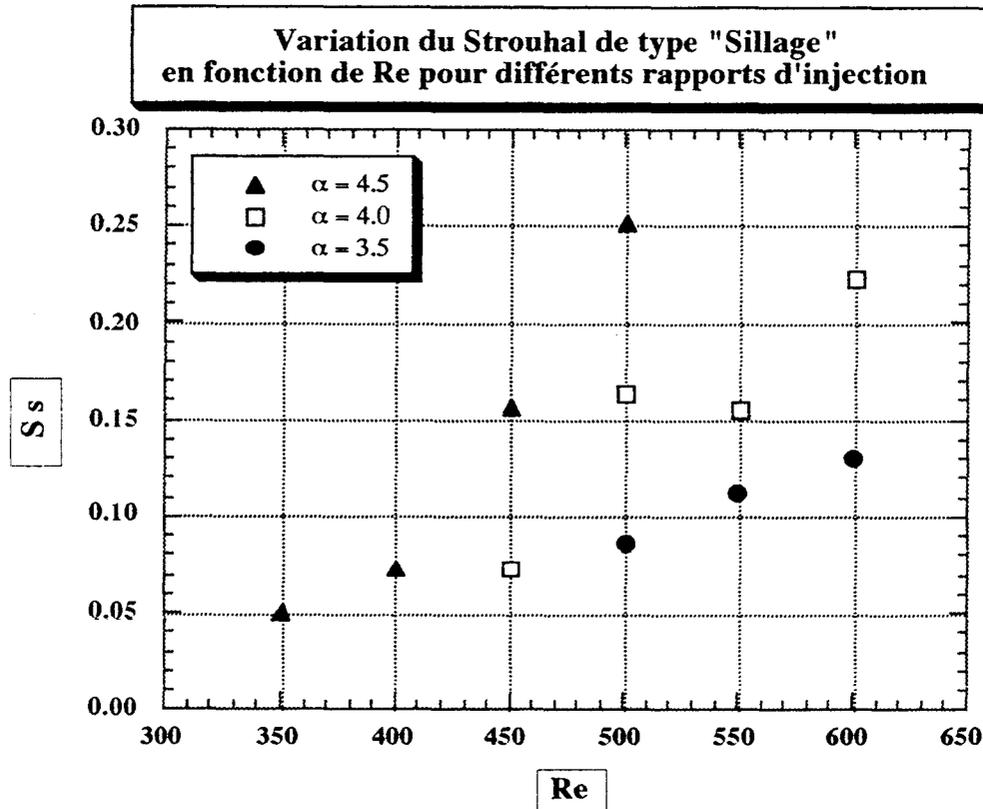
La recherche d'un temps caractéristique correspondant à l'apparition des structures tourbillonnaires inférieures et donc au passage de l'état stable du jet à l'état instable, nous a amené à considérer le problème posé par cette interaction complexe sous différentes formes :

- le jet peut être assimilé à un petit obstacle mou ; dans ce cas, le contournement de l'écoulement principal autour du jet peut-il être la cause d'un phénomène d'amplification de type sillage ?

- entre le jet et la zone de recirculation aval, un fort taux de cisaillement existe ; cette zone est alors identique à une couche de mélange formée par des écoulements contre-courant où apparaissent des structures cohérentes de grandes échelles sous l'action d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz et pour laquelle les modes de courtes longueurs d'onde sont susceptibles d'être amplifiés ; cette hypothèse couramment admise pour les jets axisymétriques est-elle justifiée ici ?

- enfin, nous avons pu noter initialement que l'apparition des tubes tourbillonnaires transversaux semblait se réaliser initialement au niveau des embases des tubes tourbillonnaires contrarotatifs longitudinaux (C.V.P.) ; peut-on réellement penser que ces structures, qui assurent en grande partie le mélange entre les deux écoulements, ne jouent qu'un rôle mineur quant à la formation des structures tourbillonnaires instables?

La réflexion que nous allons entreprendre maintenant s'articule autour de ces trois points principaux qui correspondent à trois types d'instabilité distincts.



- figure IV.27 : Variation du Strouhal de type sillage -

Si l'on considère que les instabilités qui mènent à la formation des structures cohérentes instationnaires sont de type Kelvin-Helmholtz, alors on peut définir la zone résultant de l'interaction entre le jet et le bulbe de recirculation aval comme une couche de mélange (zone à fort taux de cisaillement). Une des longueurs caractéristiques des couches de mélange est l'épaisseur de vorticité δ_ω définie à partir de la valeur du maximum du rotationnel des vitesses et de l'écart entre les vitesses des deux écoulements (il est à noter que dans notre cas, la variation de $\partial V/\partial X$ est relativement faible pour être négligée si bien que l'expression du rotationnel de vitesses se limitera à $\partial U/\partial Y$). Pour calculer cette longueur de mélange, nous nous sommes servis des différents profils de vitesses moyennes (L.D.A.) et quasi-instantanées (P.T.V.) obtenus dans le plan de symétrie de l'écoulement ($Z^* = 0.0$) et dans une région pour laquelle le mélange entre les deux écoulements (i.e. jet et écoulement principal) n'était pas encore pleinement réalisé.

Une interpolation polynomiale, en différentes stations longitudinales, de la courbe des profils de vitesses obtenue entre la zone d'écoulement retour (bulbe de recirculation) et la frontière supérieure du jet nous a permis de déterminer un point d'inflexion situé en dessous de l'axe du jet. Ce point correspond à la valeur maximale de la vorticité dans le plan $Z^* = 0.0$ et donc à la valeur maximale du taux de cisaillement vertical appelé ($\partial U/\partial Y$)_{max}.

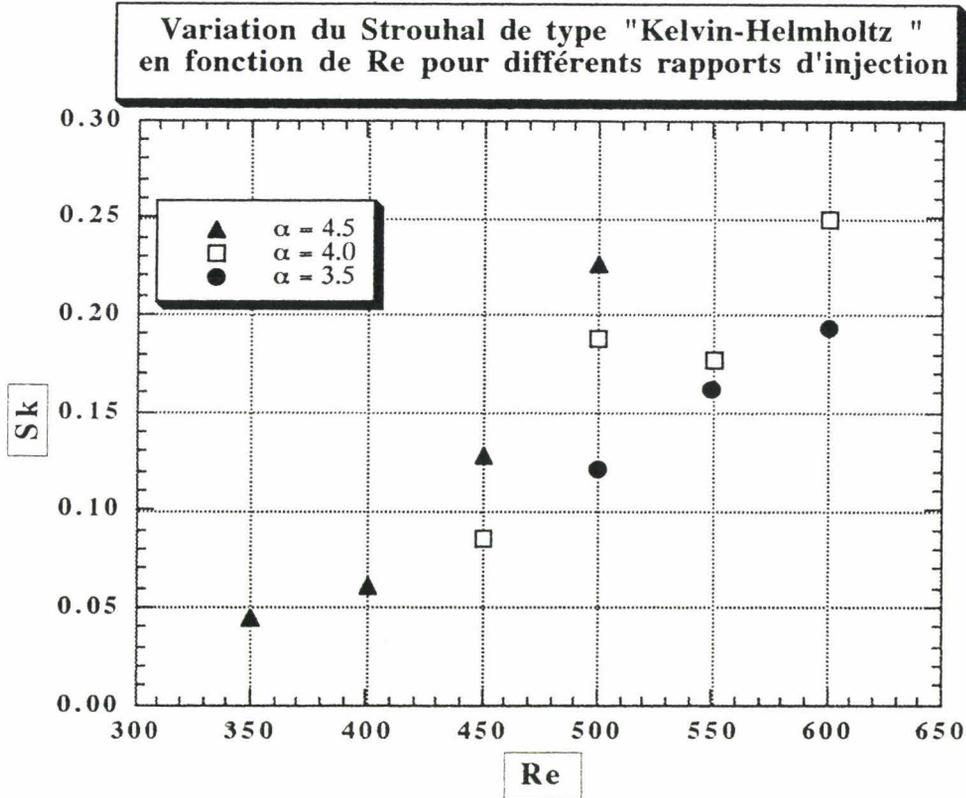
L'écart de vitesses a été déterminé localement comme l'écart entre la vitesse maximale obtenue au niveau de l'axe du jet et la vitesse minimale relevée dans la zone d'étude : soit $\Delta U = V_{jet} - U_{min}$.

Nous avons alors :

$$S_k = \frac{f \cdot \delta_\omega}{U_m}$$

- avec :
- f : fréquence d'apparitions tourbillonnaires ;
 - δ_ω : épaisseur moyenne de vorticité ;
 - U_m : vitesse débitante moyenne ($U_m = U_h \cdot \sqrt{1 + \alpha^2}$).

Tout comme dans le cas de l'instabilité de type sillage, nous avons tracé (sur la figure IV.29) l'évolution du Strouhal de type Kelvin-Helmholtz en fonction du nombre de Reynolds (pour différents rapports d'injection).



- figure IV.29 : Variation du Strouhal de type Kelvin-Helmholtz -

Remarque : dans le cas d'une couche de mélange, le Strouhal est défini comme $2\pi \cdot S_k$.

Si les ordres de grandeurs de S_k sont identiques à ceux obtenus dans le cas d'une couche de mélange plane (ce qui tendrait à confirmer que l'hypothèse d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz menant à un processus d'amplification n'est pas erronée dans le cas de faibles vitesses), on peut constater que l'évolution de S_k en fonction du nombre de Reynolds ou du rapport d'injection à une allure identique à celle observée pour S_s . Il est alors difficile de conclure sur la prédominance de l'une des deux instabilités dans le mécanisme d'apparition des structures transversales.

Cependant, on peut remarquer que si l'on défini un nombre S correspondant au rapport entre les Strouhal de type "sillage" et de type Kelvin-Helmholtz tel que :

$$S = \frac{S_k \cdot e}{S_s}$$

on constate que l'évolution de S pour un rapport d'injection donné est une fonction sensiblement croissante du nombre de Reynolds aux incertitudes de mesures près (figure IV.30).

peuvent pas mettre en évidence l'insensibilité de l'écoulement à des excitations effectuées à des fréquences différentes de la fréquence d'apparition tourbillonnaire comme l'ont remarqué **Kelso et al.** (1996).

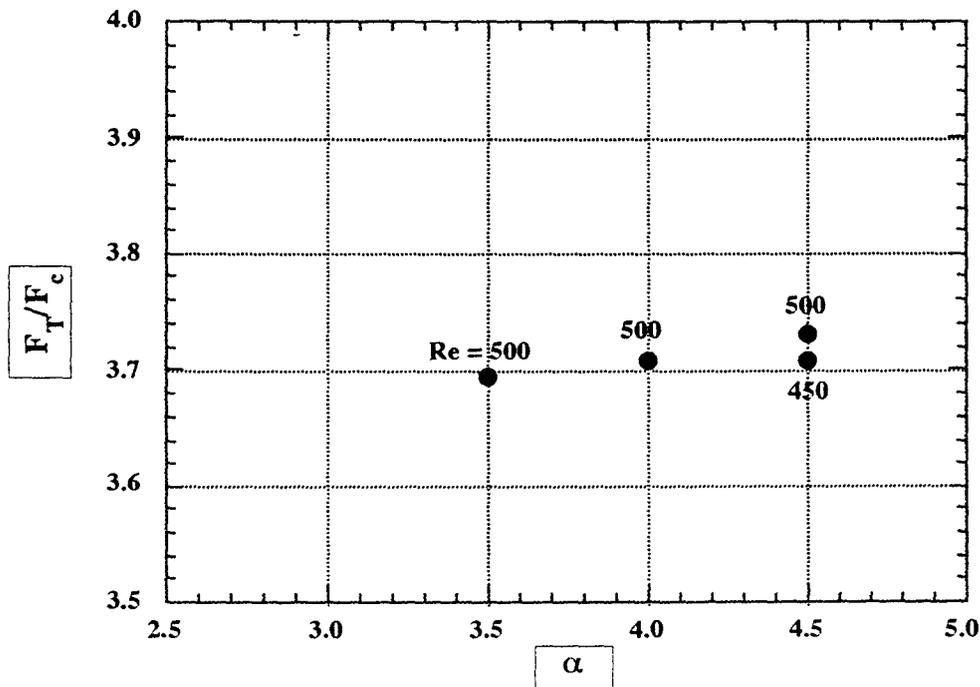
Aussi, un troisième type de processus d'amplification d'instabilité - n'ayant jamais été observé dans les études antérieures - semble jouer un rôle prépondérant. Ce sera le sujet du paragraphe suivant.

III.2. Amplification due aux C.V.P.

L'étude des tourbillons contrarotatifs longitudinaux (cf. chapitre 3, paragraphe IV.4) nous avait amené à définir ces vortex comme les structures prédominantes de l'interaction à l'aval de l'injection. Dans la phase initiale de formation de ces structures (ou phase d'accélération rentrante liée au brusque contournement et engouffrement latéral de l'écoulement principal), nous avons pu relever la vitesse moyenne de rotation tourbillonnaire (notée ω_c et que l'on avait attribuée à la rotation des embases des tubes longitudinaux). Cette vitesse avait été déterminée par des relevés dans des plans horizontaux perpendiculaires à l'axe OY^* et très proches de la paroi inférieure ($Y^* = 0.08$ ou $Y^* = 0.17$). A partir de cette vitesse de rotation tourbillonnaire, nous pouvons définir une fréquence associée F_c telle que : $\omega_c = 2\pi F_c$.

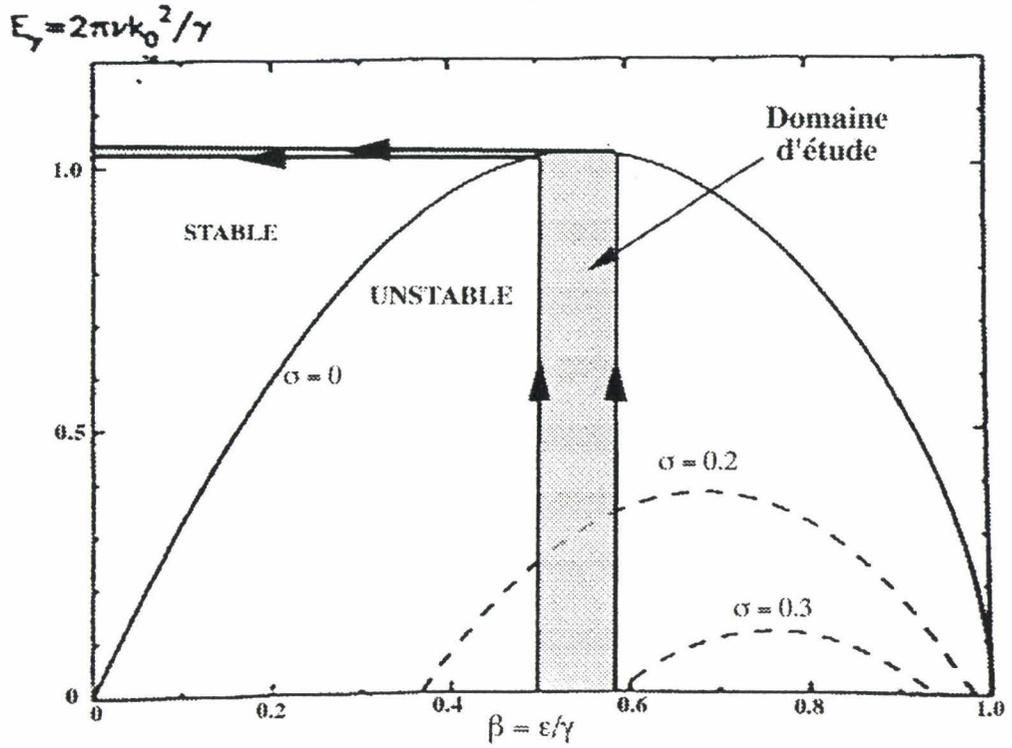
L'adimensionnement de la fréquence d'apparition des structures transversales (notée F_T) par cette fréquence de rotation des tourbillons longitudinaux montre (figure IV.31) que le rapport reste quasiment constant et égal à 3.7 quel que soit le rapport d'injection et le nombre de Reynolds.

Evolution du rapport des fréquences ($F_{app.transv.}/F_{C.V.P.}$) en fonction du rapport d'injection



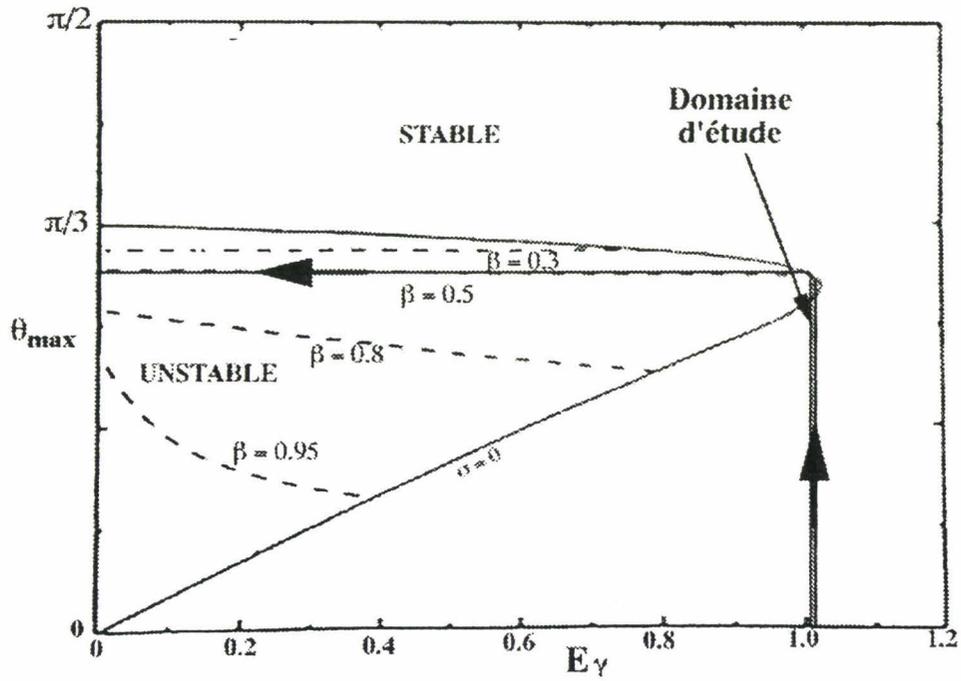
- figure IV.31 : Evolution du rapport des fréquences -

* Courbe de stabilité dans le plan Beta-nombre d'Eckman *

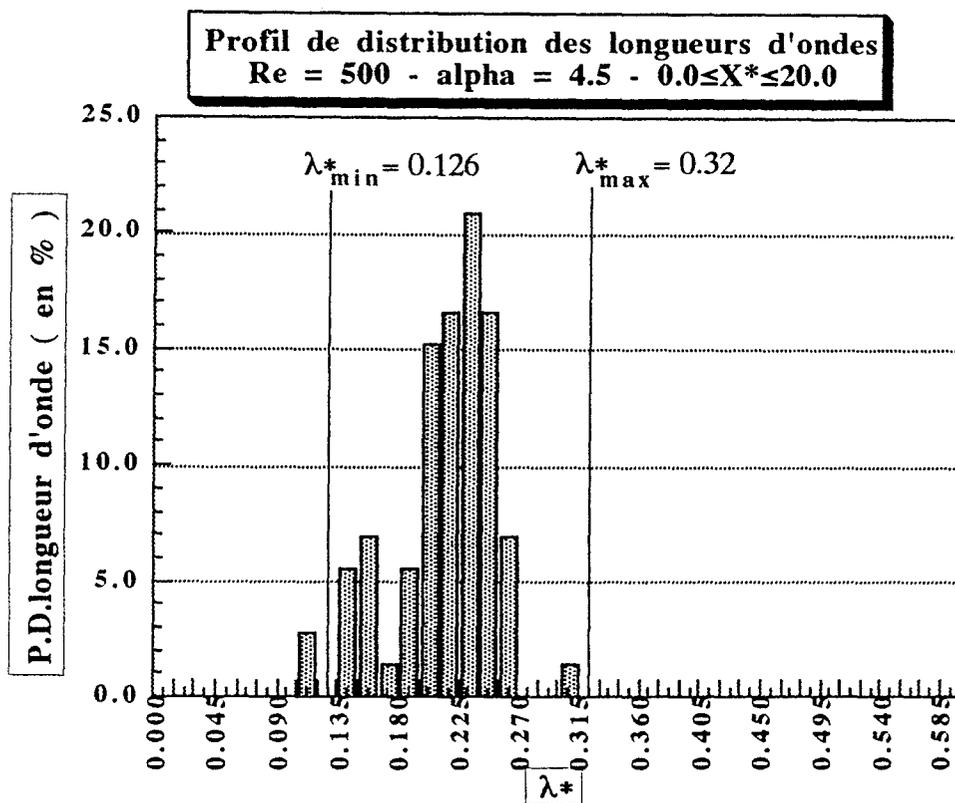


- figure IV.32 : Première courbe de stabilité (Landman et Saffman - 1987) -

* Courbe d'angle d'inclinaison instable du vecteur d'onde en fonction du nombre d'Eckman pour différents béta *



- figure IV.33 : Deuxième courbe de stabilité (Landman et Saffman - 1987) -



- figure IV.35 : Profil de distribution des longueurs d'onde - Re = 500 - $\alpha = 4.5$ - $0.0 < X^* \leq 20.0$ -

Au vu de ces résultats, il est raisonnable de penser que dans le mécanisme d'apparition des structures tourbillonnaires transversales l'instabilité due à la géométrie elliptique des C.V.P. joue un rôle prédominant, non seulement d'un point de vue amplification, mais aussi en proposant une longueur d'onde de coupure basse : les longueurs d'onde inférieures à λ_{\min}^* ne pouvant pas être amplifiées.

D'autre part, **Landman et Saffman (1987)** indiquent que les longueurs d'onde maximales susceptibles d'être amplifiées et correspondant à $k \geq 1$ en raison de la périodicité spatiale sont limitées par la grandeur maximale des vortex. Dans notre cas, le confinement implique au niveau de la géométrie des C.V.P. des diamètres D_z^* et D_y^* au maximum égaux à $D/2$ (avec D diamètre de la veine d'essai). Dans ces conditions, l'ordre de grandeur de la longueur d'onde maximale est telle que $\lambda_{\max}^* \sin \theta \leq D/4$ et le domaine d'amplification possible est alors (en supposant une excentricité maximale) : $\lambda_{\min}^* \leq \lambda^* \leq 1/4 \sin \theta$. Ainsi, nous obtenons une longueur d'onde maximale (avec $\theta \approx 52^\circ$) telle que : $\lambda_{\max}^* \approx 0.32$. Cette valeur a été reportée sur la figure IV.35 : comme on le voit, aucune longueur d'onde n'a été trouvée au-dessus de cette valeur.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons appliqué le même raisonnement à un régime pour lequel aucune structure transversale inférieure n'a été remarquée. La figure IV.36 montre pour le régime Re = 500 et $\alpha = 3.0$ l'évolution de la vitesse de rotation tourbillonnaire des C.V.P. en fonction de l'abscisse adimensionnée : ce graphe nous a permis de déterminer ω_{\max} . On remarquera, par ailleurs, que le profil de vitesse de rotation est identique à celui trouvé pour Re = 500 et $\alpha = 4.5$

Enfin, sur la figure IV.37, nous proposons une comparaison entre les diamètres des C.V.P. (sans correction de courbure) et la longueur d'onde minimale transverse susceptible d'être amplifiée par l'instabilité elliptique des tourbillons contrarotatifs longitudinaux. Comme on le remarque, quelle que soit l'abscisse, on a toujours la longueur d'onde λ_{\min}^* qui est supérieure aux diamètres : aucune amplification n'est alors possible dans ce système résonnant.

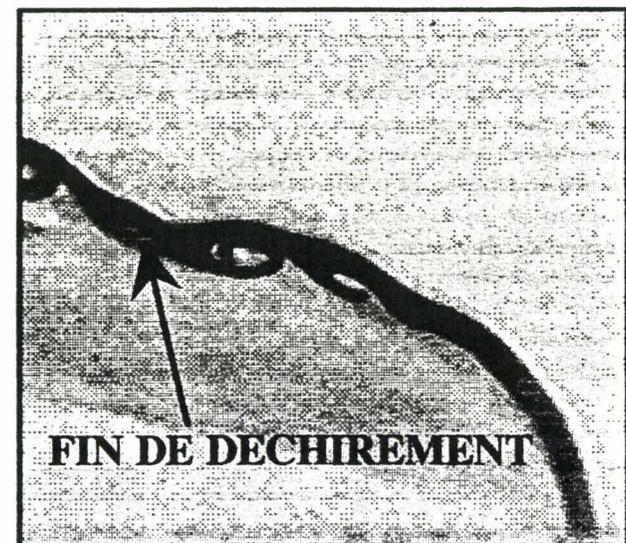
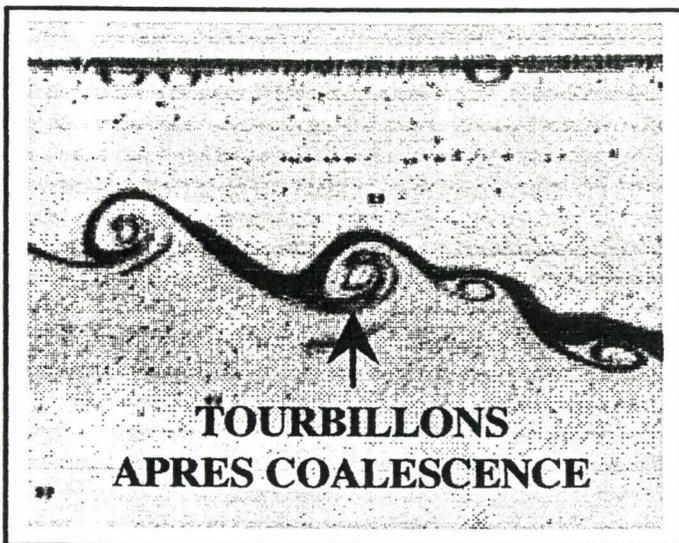
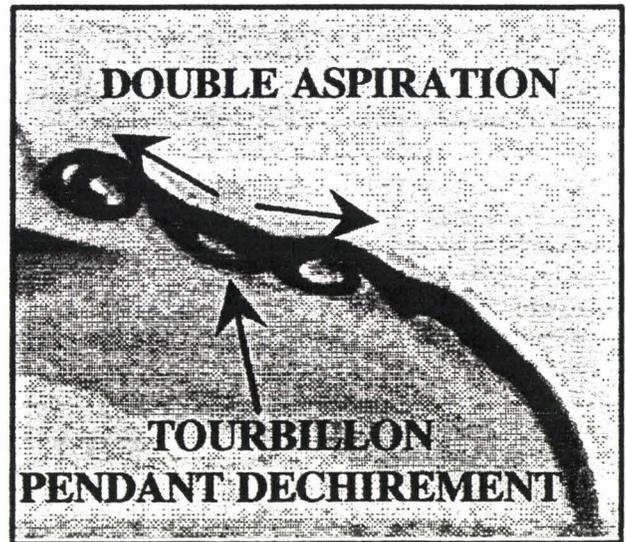
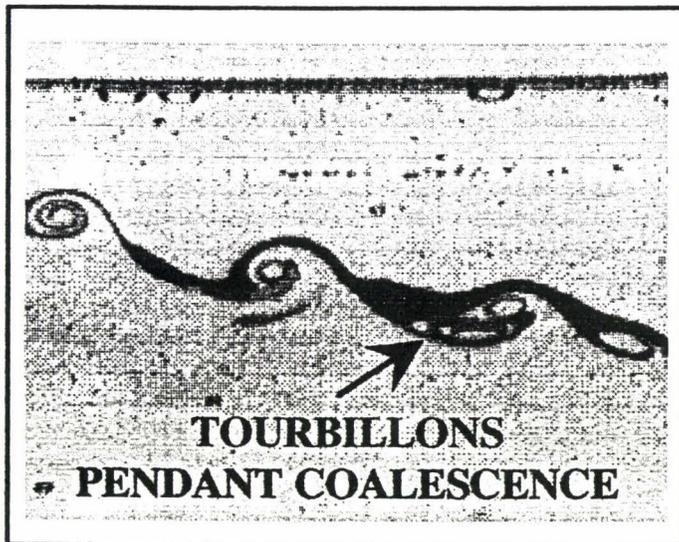
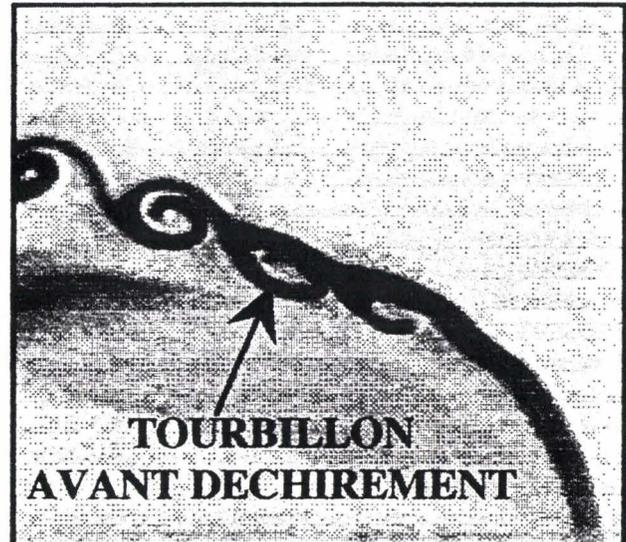
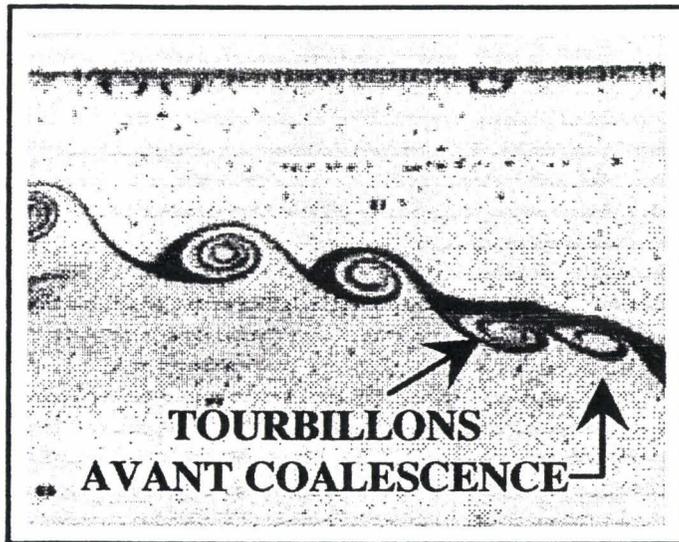
III.3. Récapitulatif final

A travers cette étude, nous venons de montrer que le mécanisme d'apparition des structures cohérentes instationnaires est un processus fort complexe dans lequel l'amplification de petites perturbations amont par différents types d'instabilités couplées apporte un premier élément de réponse quant à la compréhension globale de l'interaction résultant de la rencontre de deux écoulements perpendiculaires. Si les instabilités de type "Sillage" ou "Kelvin-Helmholtz" sont présentes, l'insensibilité de ce type d'écoulement à toute excitation non centrée sur la fréquence d'apparition (**Kelso et al. (1996)**) montre qu'elles jouent un rôle mineur vis-à-vis de l'amplification des instabilités due à la géométrie elliptique des structures contrarotatives longitudinales. Cette dernière ayant la particularité de mettre en évidence une longueur d'onde minimale transverse au-dessus de laquelle toute longueur d'onde peut être amplifiée (et ceci jusqu'à la limite de la grandeur physique des C.V.P.), ainsi qu'une longueur d'onde maximale : ceci restreignant le spectre fréquentiel à une bande amplifiable très étroite et analogue aux différents relevés que nous avons pu effectuer.

IV - CONCLUSION

L'étude de l'apparition tourbillonnaire a montré que l'instabilité du jet et les différents types de structures instationnaires qui peuvent apparaître sont essentiellement fonction du régime d'écoulement et donc de nos deux paramètres d'étude (i.e. Re et α). De plus, une analyse spatio-fréquentielle a révélé l'aspect tridimensionnel de l'interaction (lieux de naissance des tubes tourbillonnaires transversaux) et a permis de définir une échelle temporelle d'apparition. La régularité de l'apparition tourbillonnaire ainsi que la faible dispersion autour de la fréquence d'apparition a indiqué que si les hypothèses d'une amplification par un système couplé d'instabilité de type " Sillage" et "Kelvin-Helmholtz" peuvent être justifiées, l'amplification majeure dans ce système complexe résonnant est en grande partie due à la présence des tourbillons contrarotatifs longitudinaux. Ces derniers jouant aussi le rôle - en analogie avec des circuits oscillants - d'un filtre passe-bande en proposant une gamme étroite d'amplification possible.

Jusqu'à présent, nous avons essentiellement porté notre attention sur le mécanisme d'apparition des structures tourbillonnaires transversales inférieures. Nous allons maintenant nous intéresser au " devenir " de ces structures : c'est à dire à l'évolution tourbillonnaire.



- figure IV.37 : Coalescence tourbillonnaire-

- $Re = 500$; $\alpha = 4.5$; $Z^* = 0.0$ -

- figure IV.38 : Déchirement tourbillonnaire -

- $Re = 500$; $\alpha = 4.5$; $Z^* = 0.0$ -

Le troisième mode, ou mode de détachement tourbillonnaire, n'est pas à proprement parler un mode de réorganisation tourbillonnaire. Dans le plan médian, les tubes tourbillonnaires transversaux sont visualisés, après leur apparition, sous forme de vortex d'allure elliptique et dont les axes des foyers géométriques sont initialement parallèles à l'axe OX^* . Un détachement (figure IV.39) est alors caractérisé par une inclinaison des axes géométriques de l'ovaloïde tourbillonnaire (les axes s'inclinent de 45° dans le sens de la rotation). Puis, au fur et à mesure que les structures sont convectées vers l'aval, le lien unissant les vortex avec le jet s'affaiblit progressivement jusqu'à ce que le tourbillon ne soit plus alimenté par le jet (diminution allant jusqu'à une quasi-disparition du fluide contaminant à l'intérieur de la structure).

Enfin, le quatrième et dernier mode concerne la destruction des cellules tourbillonnaires par impact sur la paroi supérieure de la veine d'essai (figure IV.40). Cette destruction intervient pour des forts rapports d'injection et, dans ce cas-là, à une abscisse située assez près de l'origine (par exemple, pour $Re = 600$ et $\alpha = 6.5$, l'impact a lieu à une abscisse égale environ à 4 cm de la sortie du jet : soit $X^* \approx 20.0$) ou pour de plus faibles rapports de vitesses et à des abscisses éloignées de l'injection (pour $Re = 600$ et $\alpha = 3.5$, l'abscisse d'impact est située à 20 cm de l'origine : soit $X^* = 100.0$). Après l'impact, il se produit une réorganisation du jet avec la formation de structures d'échelles et de vorticités variables : il est alors très difficile d'effectuer des relevés quantitatifs pour ce dernier mode. C'est pourquoi notre attention se portera essentiellement sur les trois premières évolutions.

Pour étudier ces différents modes, nous avons défini différents critères que nous présentons maintenant :

- Critère de coalescence tourbillonnaire : on définit une coalescence tourbillonnaire lorsqu'un tourbillon commence à s'aplatir, à s'agrandir suivant l'axe des foyers de l'ellipse et qu'il y a aspiration de ce tourbillon par celui qui le suit (cf. figure IV.37). On choisit comme critère de coalescence l'instant où le tourbillon suivant commence à englober le tourbillon précédent et on appelle " numéro de coalescence ", le numéro correspondant à l'ordre chronologique d'apparition d'une structure résultant d'une coalescence sur une séquence vidéo.

- Critère de déchirement tourbillonnaire : un déchirement tourbillonnaire est caractérisé par une aspiration du vortex par les deux structures qui l'entourent (précédente et suivante). Lorsque la génératrice supérieure du vortex présente une épaisseur de 40% de l_j et que la quantité de fluide contaminé compris entre la génératrice supérieure et inférieure de la structure équivaut à 10% de l_j , nous serons alors en pleine phase de déchirement (cf. figure IV.38).

- Critère de détachement tourbillonnaire : un détachement tourbillonnaire survient lorsque le tourbillon ne semble plus évoluer en taille (cf. figure IV.39). Cette structure est alors emportée vers l'aval par le courant général et son lien avec le jet ne représente plus que 25% de l_j . D'autre part, les axes du vortex s'inclinent d'environ 45° par rapport à leur position avant le détachement, et la structure n'a quasiment plus de lien avec le tourbillon précédent.

Les indices i et s correspondant respectivement aux instabilités inférieures et supérieures. D'autre part, le tableau commence à $Re = 300$ et $\alpha = 1.5$ car le jet est identiquement stable en-dessous de ce régime.

Au vu de ce tableau, on remarque que, tout comme les changements d'état du jet, les évolutions des structures tourbillonnaires transversales sont étroitement liées aux variations du nombre de Reynolds et du rapport d'injection. D'autre part, et ainsi que nous l'avons souligné précédemment, des structures tourbillonnaires peuvent apparaître sans subir d'évolutions par la suite : ce phénomène a été désigné par le symbole "0" dans le tableau I. Ces vortex sont simplement convectés vers l'aval après avoir atteint leur taille maximale. Contrairement aux modes "1", "2" ou "Co", le mode "0" existe quel que soit le régime instable.

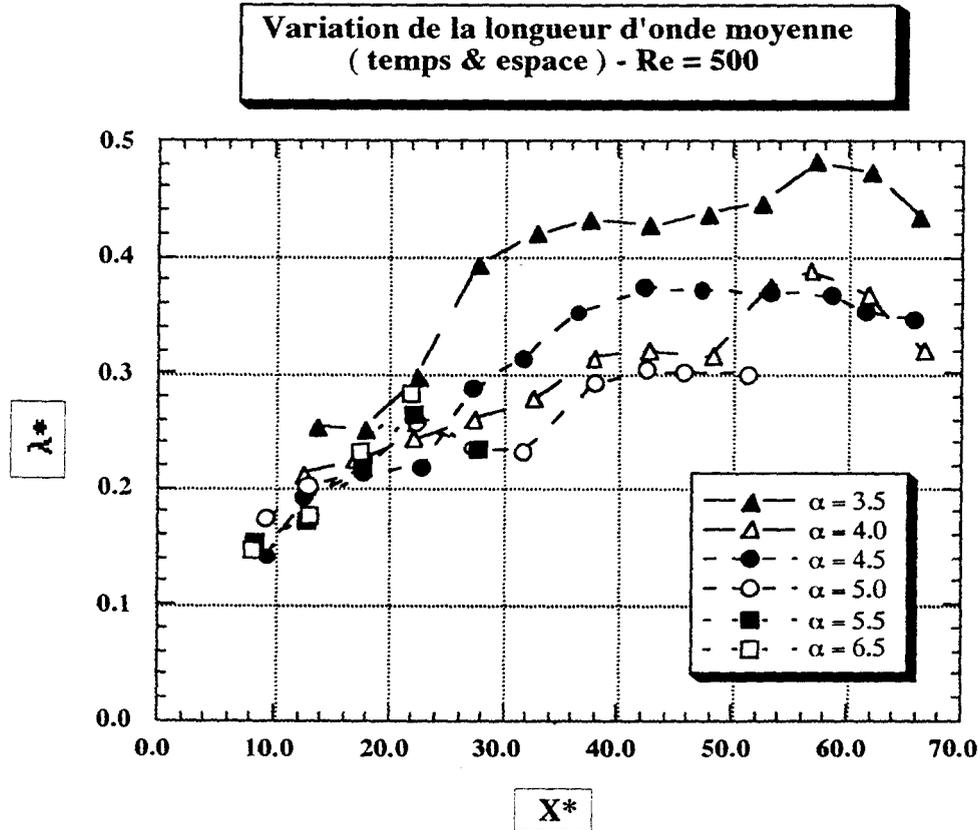
En ce qui concerne les modes d'évolution : le processus de détachement est le premier mode observé lorsqu'on augmente le rapport d'injection à un nombre de Reynolds constant. Il est quasiment toujours suivi, dans un deuxième temps, par le mode de déchirement. Cette remarque n'est cependant plus vérifiée pour les structures supérieures pour lesquelles on passe d'abord par un mode de déchirement à certains régimes ($Re = 400, 450$ & $\alpha = 6.5$; $Re = 550$ & $\alpha = 5.0, 5.5$). Ceux-ci sont des régimes à fort rapport d'injection pour lesquels l'impact sur la paroi se fait dans une région assez proche de la sortie du jet : l'accroissement du rapport d'injection accélère le processus d'apparition des déchirements de structures tourbillonnaires supérieures.

La coalescence (ou appariement tourbillonnaire) est un mode beaucoup plus difficile à commenter dans la mesure où il apparaît pour des régimes à nombre de Reynolds compris entre 400 et 600 et pour des rapports d'injection $4.0 \leq \alpha \leq 5.5$ mais pas à tous les rapports de vitesses : par exemple, pour $Re = 400$, les coalescences sont observées uniquement pour $\alpha = 5.5$. Il en découle alors que l'influence des paramètres de l'étude sur la coalescence est difficile à évaluer.

Enfin, si l'on fait un récapitulatif sur le pourcentage de présence de chaque mode, on constate que :

- lorsqu'il y a seulement la présence simultanée de détachement et de déchirement, 30% des structures se déchirent ;
- lorsque les trois modes sont présents, en moyenne 15 % des vortex coalescent et 30% se déchirent ;
- quelle que soit la présence des modes, 60% des tourbillons se détachent ;
- à forts rapports d'injection, peu de structures ne subissent aucune évolution.

Après avoir défini ces différentes évolutions et leurs variations en fonction de nos deux paramètres d'étude, nous allons effectuer une analyse spatio-temporelle qui mettra en évidence, d'une part, l'échelle spatiale relative aux structures transversales (longueur d'onde) et, d'autre part, une échelle fréquentielle liée à l'apparition de deux structures consécutives qui montrera un certain déterminisme au niveau des évolutions tourbillonnaires. Pour les mêmes raisons que celles énoncées dans la

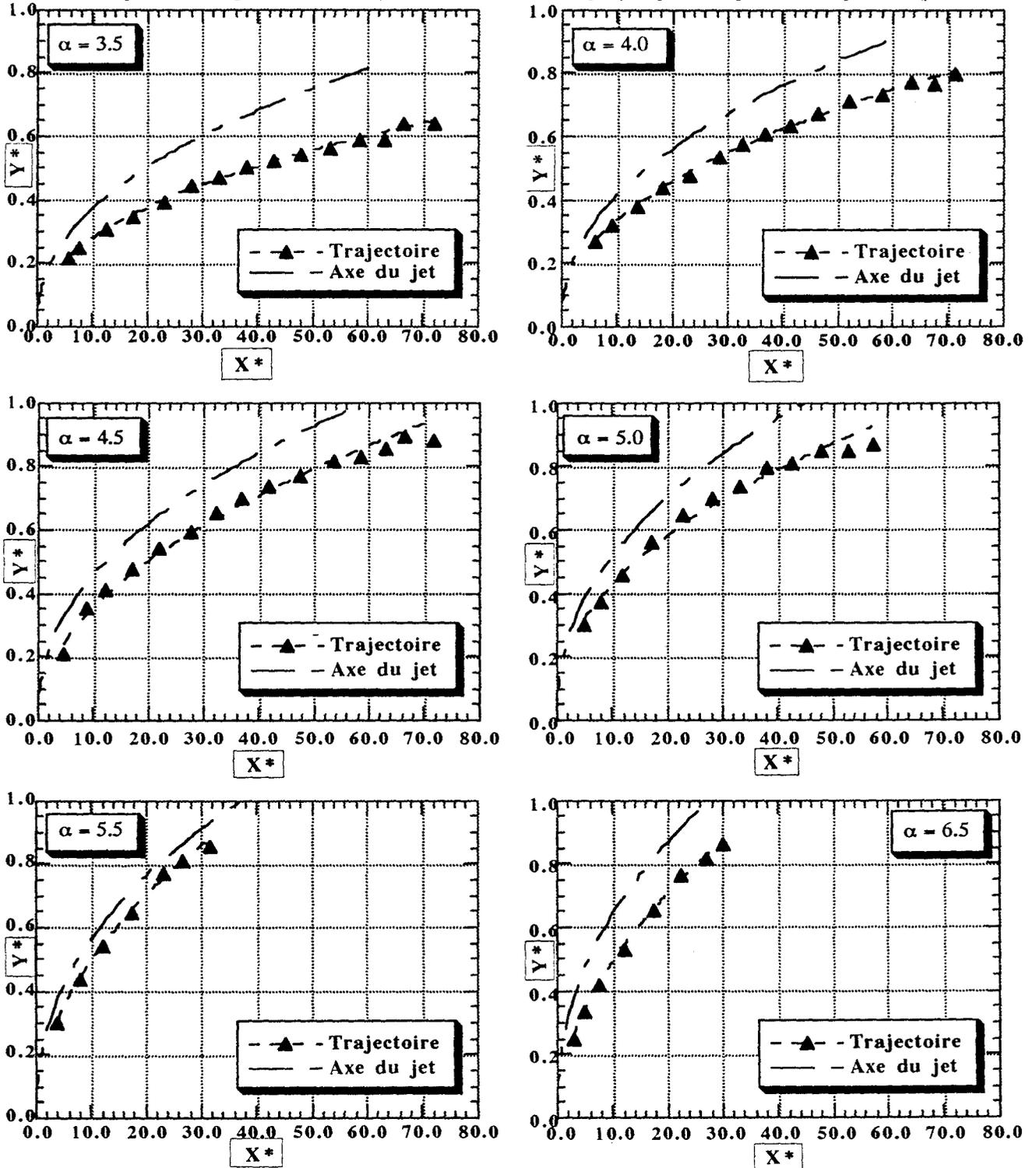


- figure IV.41 : Evolution de la longueur d'onde ; Re = 500 -

Deux dernières remarques peuvent être faites sur ce premier graphe : alors que dans le cas d'un jet axisymétrique (**Brizzi (1994)**), l'augmentation du rapport d'injection tend à une abscisse donnée à faire diminuer la longueur d'onde, dans le cas d'un jet issu d'une fente de nombreuses nuances sont à apporter à cette constatation. Si pour $X^* > 30.0$, les longueurs d'onde correspondant à $\alpha = 3.5$ sont supérieures à celles trouvées pour les autres régimes, on observe que l'évolution de λ^* pour $\alpha = 4.0$ se trouve située entre les courbes des régimes $\alpha = 4.5$ et $\alpha = 5.0$. D'autre part, pour $X^* < 25.0$ les longueurs d'onde des différents régimes sont quasiment identiques en chaque abscisse. Enfin, on pourra remarquer le nombre relativement faible de points obtenus pour $\alpha = 5.5$ et $\alpha = 6.5$: ces rapports d'injection correspondent à des régimes pour lesquels l'impact sur la paroi supérieure intervient relativement rapidement (proche de la sortie du jet) et pour lesquels, il y a disparition des structures au profit de tourbillons d'échelles et de vorticités variables.

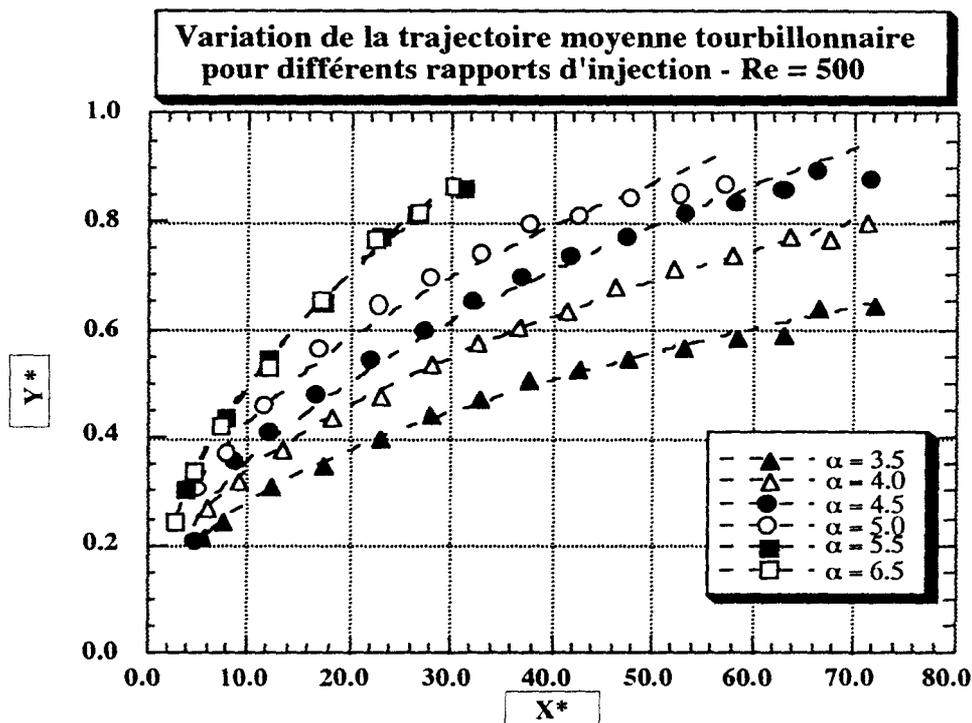
Si l'on s'intéresse maintenant à l'évolution de la longueur d'onde en fonction de la variation du nombre de Reynolds (figure IV.42), on observe une allure assez identique entre les courbes. Tout comme précédemment, on constate un accroissement initial de λ^* puis une stabilisation (correspondant à une uniformisation des vitesses de convection des structures tourbillonnaires). Mais, contrairement aux variations du rapport d'injection, l'augmentation du nombre de Reynolds à une abscisse donnée ne paraît pas avoir un rôle prédominant dans l'accroissement de λ^* : mis à part le régime $Re = 350$ qui présente des longueurs d'ondes toujours supérieures aux autres régimes, la

$\alpha = 4.5$ et $Re = 350$ et 400 . Aussi, pour ces deux régimes, les axes présentés sont des axes visuels. Dans les autres cas, l'axe est l'axe anémométrique. Comme on peut le voir, les structures tourbillonnaires suivent initialement une trajectoire qui est assez proche de l'axe du jet, puis s'en écartent progressivement au fur et à mesure qu'elles sont convectées vers l'aval (effet de diffusion visqueuse). Néanmoins, pour des vitesses importantes, cette remarque n'est plus vérifiée : les structures pour ces régimes suivent parfaitement l'axe du jet jusqu'à l'impact sur la paroi supérieure.

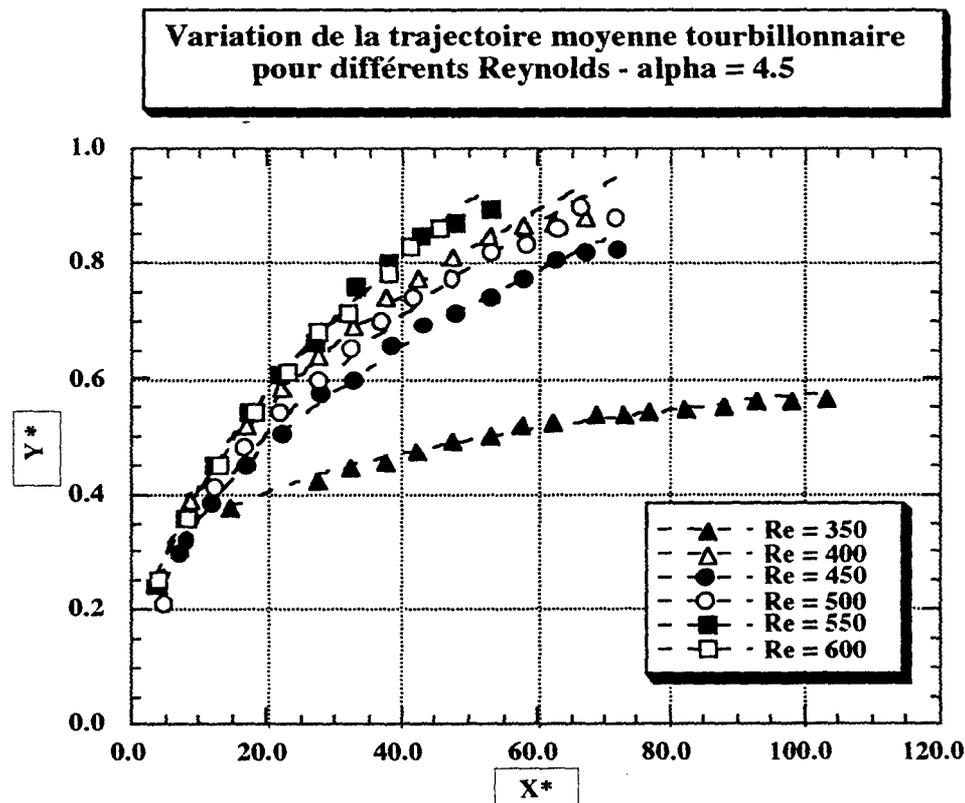


- figure IV.43 : Trajectoire tourbillonnaire ; $Re = 500$ -

l'écartement est d'autant plus grand que le rapport d'injection est élevé. Cependant pour $\alpha = 5.5$ et $\alpha = 6.5$, les trajectoires tourbillonnaires sont quasi identiques : il semblerait alors qu'au-delà d'une valeur critique du rapport d'injection, les structures tourbillonnaires ne peuvent plus être davantage déviées vers la paroi supérieure.



- figure IV.45 : Variation de la trajectoire tourbillonnaire en fonction de α ; Re = 500 -



- figure IV.46 : Variation de la trajectoire tourbillonnaire en fonction de Re ; $\alpha = 4.5$ -

Dans un premier temps, ce tableau indique globalement et pour de nombreux régimes la hiérarchie suivante : $f_{\text{détachement}} < f_{\text{déchirement}} < f_{\text{coalescence}}$. Donc deux structures qui vont se détacher sont séparées d'un Δt plus important que deux structures qui se déchirent ou coalescent. Cependant, cette remarque n'est pas valable pour $Re = 450 - \alpha = 5.0$, $Re = 500 - \alpha = 4.5$ et $Re = 600 - \alpha = 4.0$ où la fréquence de déchirement est inférieure à la fréquence de détachement. Ces régimes sont d'ailleurs des régimes où l'on peut noter la présence de structures coalescentes.

Nous savons que le mode de détachement n'est qu'un mode d'évolution tandis que les deux autres modes sont relatifs à une réorganisation tourbillonnaire (cf. paragraphe I, seconde partie de ce chapitre). Il semblerait alors que les fréquences de déchirement se reportent partiellement vers les fréquences de coalescence. Le mode de coalescence ne serait qu'un mode de déchirement dégénéré. En effet, la coalescence est caractérisée par l'aspiration d'un vortex par le vortex qui le suit et le déchirement correspond à une double aspiration : sur les trois structures associées à ce mode, la première structure tourbillonnaire gouvernerait donc l'évolution de la structure tourbillonnaire médiane. Néanmoins de nombreuses questions ne sont pas encore élucidées au niveau de la coalescence tourbillonnaire : il nous a paru alors intéressant d'analyser ce mode d'évolution qui semble apparaître de façon aléatoire au niveau des régimes étudiés.

IV - LA COALESCENCE TOURBILLONNAIRE

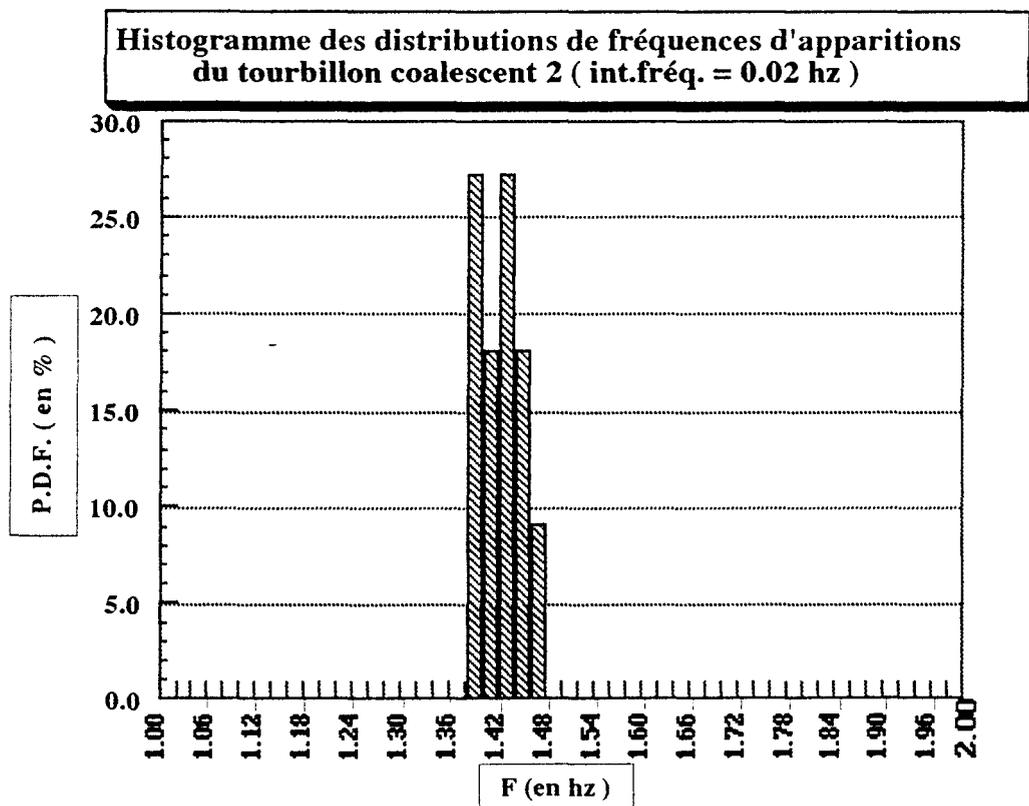
IV.1. Description et analyse bidimensionnelle du processus

La coalescence tourbillonnaire (ou appariement tourbillonnaire) concerne la fusion de deux structures tourbillonnaires consécutives. Ce phénomène d'un point de vue bidimensionnel est analogue à celui rencontré dans le cas d'une couche de mélange plane : **Winant et Browand (1974)**, **Roshko (1976)** ou **Dimotakis et Brown (1976)** ont observé le processus d'appariement tourbillonnaire par l'intermédiaire de diverses visualisations et ont notamment constaté que ce système d'interaction tourbillonnaire se produisait de manière répétitive et assurait ainsi l'épaississement de la couche de mélange. Cependant, pour un écoulement de type couche de mélange, il n'est pas rare d'observer la fusion de trois ou quatre structures tourbillonnaires en un unique vortex (**Hernan et Jimenez (1979)**). En ce qui concerne notre configuration d'écoulement, l'appariement de quatre vortex consécutifs n'a jamais été remarqué mais le processus de double coalescence (impliquant la fusion de trois vortex) a été perçu : néanmoins, ce phénomène représentant moins de 5% sur l'ensemble des coalescences observées, nous porterons essentiellement notre regard sur le mécanisme de coalescence tourbillonnaire simple.

Afin de suivre le raisonnement que nous allons effectuer maintenant sur le processus de coalescence, nous donnons une visualisation montrant l'aspect évolutif de la transformation qui affecte deux structures tourbillonnaires transversales consécutives et une schématisation du mécanisme (figures IV.47 et IV.48).

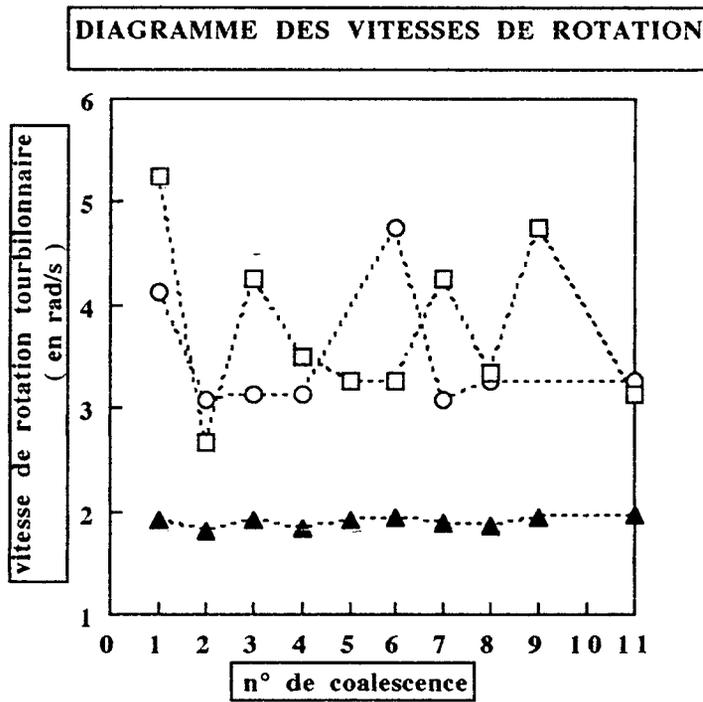
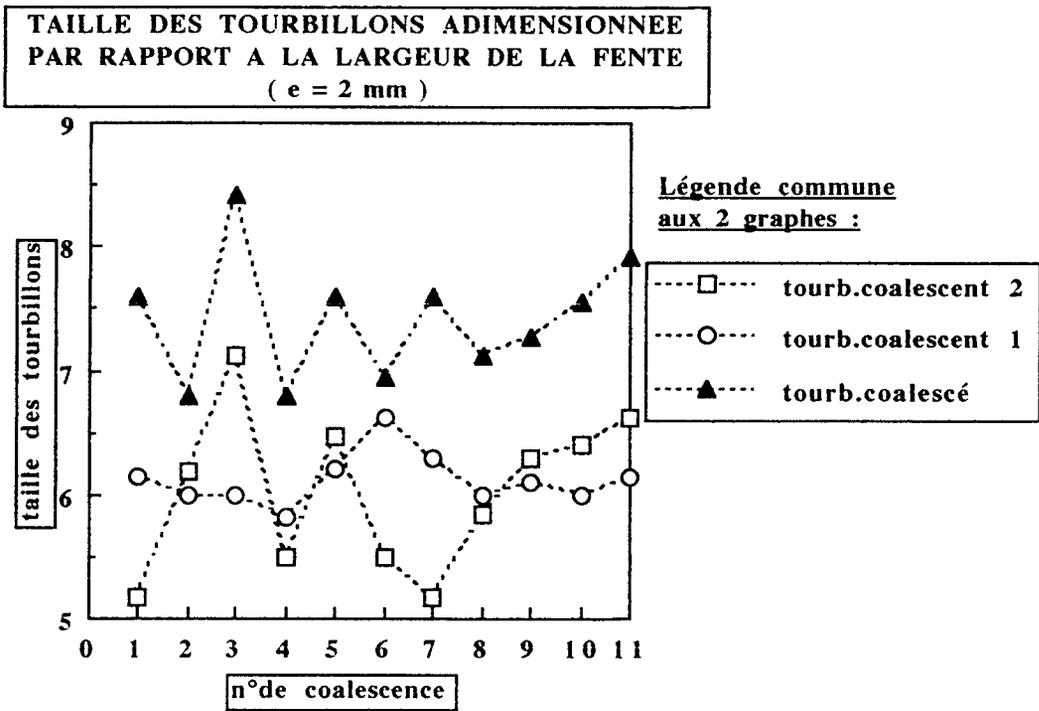
L'analyse que nous allons entreprendre va être réalisée pour le régime $Re = 500 - \alpha = 4.5$ (régime pour lequel nous possédons un maximum de relevés quantitatifs). Le principe de la coalescence tourbillonnaire observée dans le plan de symétrie de l'écoulement (i.e. $Z^* = 0.0$) est le suivant : deux tourbillons adjacents interagissent entre-eux en s'enroulant l'un dans l'autre et fusionnent en une seule structure dont la taille est sensiblement supérieure à celles des tourbillons primaires .

Si l'on suit la schématisation du processus (figure IV.48) : dans le sens de l'écoulement, un tourbillon 1 et rejoint par un tourbillon 2 et une aspiration se réalise alors de 1 vers 2. Une réorganisation s'opère (enroulement de 1 autour de 2) et il apparaît une nouvelle structure tourbillonnaire qui est ensuite convectée vers l'aval ou qui peut parfois se détacher. L'analyse spectrale effectuée dans le paragraphe IV.2 de ce chapitre a montré, pour le régime $Re = 500 - \alpha = 4.5$ que l'écart fréquentiel (ou fréquence d'apparition tourbillonnaire prédominante du tourbillon coalescent 2) séparant deux vortex consécutifs est habituellement de 1.0 Hz. Or, pour deux structures qui vont coalescer, les profils de distribution fréquentielle obtenus montrent un spectre très étroit et surtout réparti autour de la fréquence 1.4 Hz (figure IV.49).



- figure IV.49 : P.D.I.F. du tourbillon coalescent 2 ; $Re = 500 - \alpha = 4.5 - Z^* = 0.0$ -

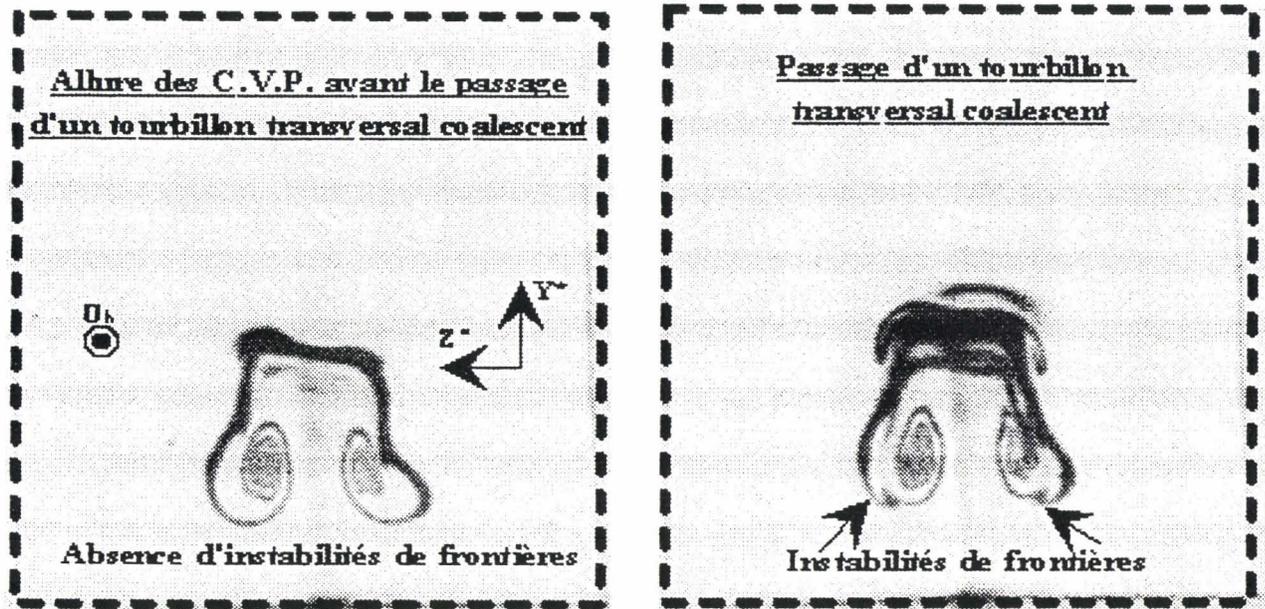
Le tourbillon coalescent 2 apparaît donc très rapidement après le tourbillon coalescent 1 : nous avons un $\Delta t \approx 0.7s$ entre ces deux structures contre un $\Delta t \approx 1.0s$ entre deux vortex non coalescents. D'autre part, sur le diagramme des vitesses de convection (figure IV.50), on peut remarquer que



- figure IV.51 : Tailles et vitesses de rotation ; $Re = 500 - \alpha = 4.5 - Z^* = 0.0$.

Après avoir décrit ce phénomène dans le plan médian de l'écoulement, nous allons l'observer d'un point de vue tridimensionnel.

disparaître) et un soulèvement plus important par rapport à la paroi inférieure. De plus, les tourbillons présentant déjà une forte allure elliptique s'étirent davantage suivant l'axe OY^* lors du passage d'un tourbillon coalescent : ce dernier fait s'accompagnant également d'une diminution de la taille suivant l'axe OZ^* .



- figure IV.53 : Déformation des C.V.P. durant le passage d'un tourbillon coalescent ; $Re = 500$ - $\alpha = 4.5$ - $X^* = 12.5$ -

Pour l'instant, nous avons pu analyser la coalescence dans les trois directions normales et nous avons établi que l'appariement tourbillonnaire est essentiellement dû à la fréquence d'apparition existant entre deux structures consécutives. Nous ne savons cependant pas quelle est la raison du retard fréquentiel qui conduit à la fusion de deux structures. Dans ce but, nous allons regarder l'influence des C.V.P. sur le processus.

IV.3. Influence des C.V.P.

Lorsque nous nous sommes intéressés au mécanisme responsable de l'apparition des structures tourbillonnaires transversales (paragraphe V, première partie), nous avons montré que l'instabilité due à la géométrie elliptique des C.V.P. jouait un rôle prépondérant dans le processus. Pour arriver à cette conclusion, à partir de l'étude de **Landman et Saffman (1987)**, nous nous étions servis des caractéristiques géométriques (diamètres réels) et cinématiques (vitesse de rotation maximum) liées aux tourbillons contrarotatifs longitudinaux. Nous avons $\omega_{\max} = 2.31 \text{ rad.s}^{-1}$ pour $Re = 500$ et $\alpha = 4.5$: or, les relevés cinématiques sont des relevés moyens concernant les deux tourbillons (la vitesse de rotation ayant été déterminée à partir des profils de distribution de vitesses pour les deux C.V.P. simultanément). Maintenant, si l'on regarde les profils obtenus séparément pour chaque C.V.P. (et dans la section où nous avons relevé ω_{\max} , soit $X^* = 12.5$ pour ce régime), on constate

Outre la présence d'un second pic à 2.377 rad.s^{-1} qui traduit la continuité de la distribution de vitesses de rotation tourbillonnaire, on identifie des pics de survitesse pour lesquels $2.65 \leq \omega \leq 2.75 \text{ rad.s}^{-1}$ et qui représentent une intensité de 15% par rapport à la distribution totale de vitesses : or, 15% des évolutions tourbillonnaires sont de type coalescence. De plus, il est à noter que ces pics peuvent aussi conduire à une amplification de longueurs d'onde transverses : on trouve, en appliquant le même raisonnement que dans le paragraphe III.2 (première partie de ce chapitre) une longueur d'onde minimale critique telle que $\lambda_{\min}^* \approx 0.183$. Cette longueur d'onde critique reste inférieure aux longueurs d'onde observées dans le plan médian de l'écoulement pour l'apparition tourbillonnaire : un processus d'amplification est alors possible. En outre, nous avons vu que la coalescence tourbillonnaire était un phénomène purement tridimensionnel (propagation latérale) qui débutait sur la partie du jet située telle que $Z^* > 0.0$. Cette dernière remarque vient appuyer nos présomptions : seul le tourbillon longitudinal localisé en $Z^* > 0.0$ possède des pics de vitesse maximale de rotation qui peuvent engendrer un retard entre deux structures consécutives. Il semblerait alors que le processus de coalescence prenne sa source dans une instabilité liée à la géométrie elliptique des C.V.P. essentiellement par l'intermédiaire d'une survitesse de rotation tourbillonnaire d'un des deux C.V.P.

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous allons regarder l'influence des structures transversales sur les structures contrarotatives : à savoir, la présence des instabilités de frontières au niveau des C.V.P. qui sont liées au passage des tubes tourbillonnaires transversaux.

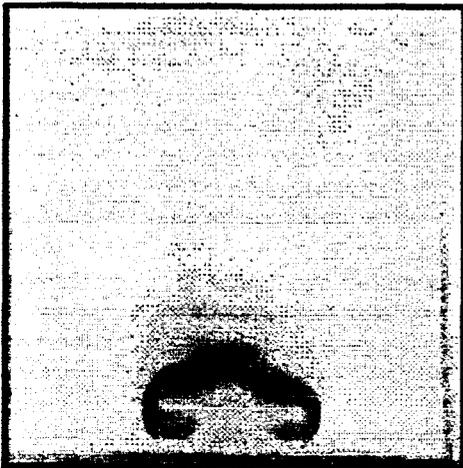
V - INTERACTION ENTRE STRUCTURES

Après avoir décrit les différents modes d'évolutions des structures tourbillonnaires inférieures et les transformations qui les affectent lorsque le jet est instable, on s'intéresse maintenant à l'interaction engendrée entre les vortex transversaux et les structures contrarotatives longitudinales. Pour ce faire, nous approfondissons l'analyse phénoménologique que l'on avait abordée dans le chapitre 3, paragraphe IV.4.2.

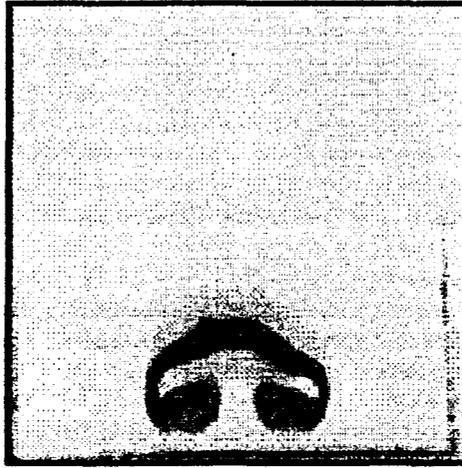
V.1. Analyse qualitative

Nous allons décrire qualitativement les phénomènes observés par des visualisations réalisées par tomographies LASER dans des plans perpendiculaires à l'axe OX^* ($2.0 \leq X^* \leq 60.0$) pour un régime d'écoulement : $Re = 500 - \alpha = 4.5$ qui est un régime instable pour lequel nous avons constaté la présence de structures tourbillonnaires transversales inférieures. Cette analyse montrera non seulement l'interaction entre les vortex transversaux et les tourbillons contrarotatifs, mais aussi les

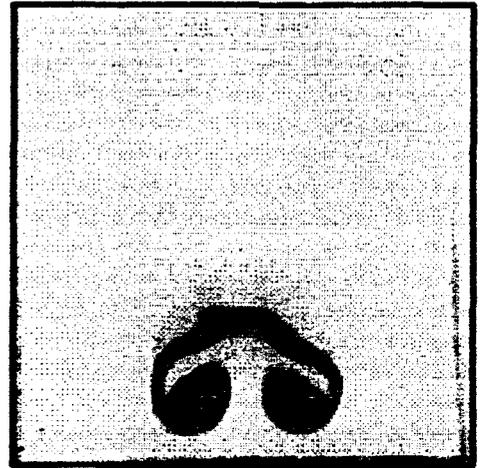
$X^* = 2.0$



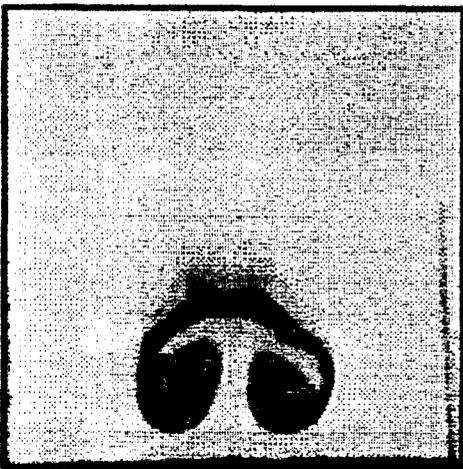
$X^* = 4.0$



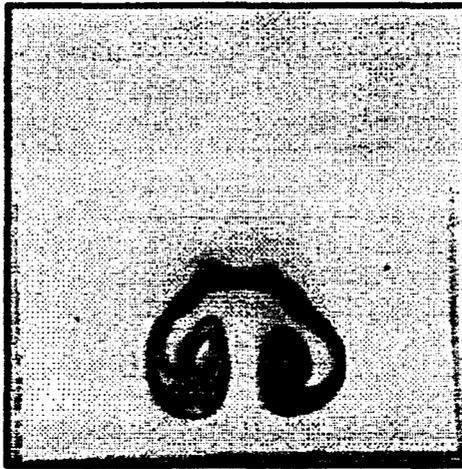
$X^* = 5.0$



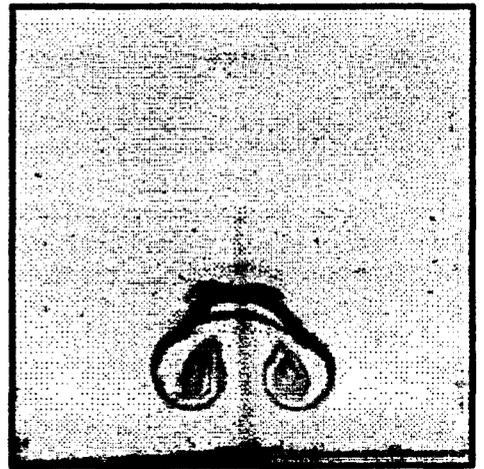
$X^* = 6.0$



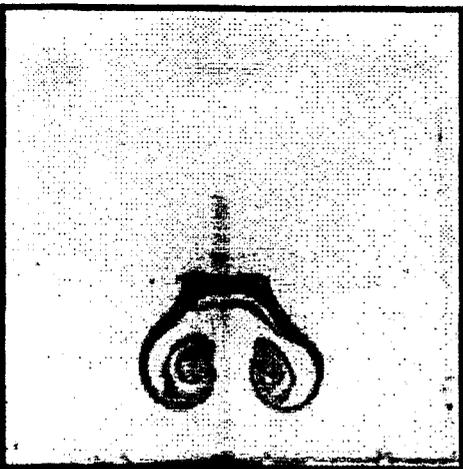
$X^* = 7.0$



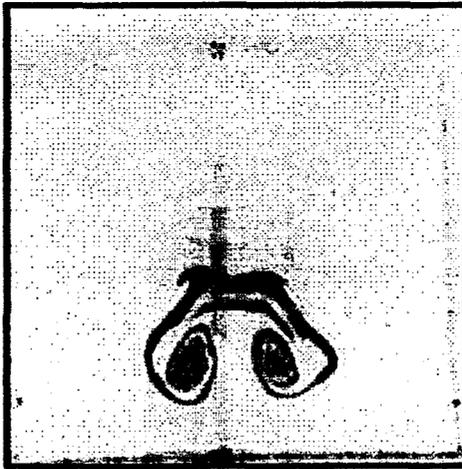
$X^* = 8.0$



$X^* = 9.0$



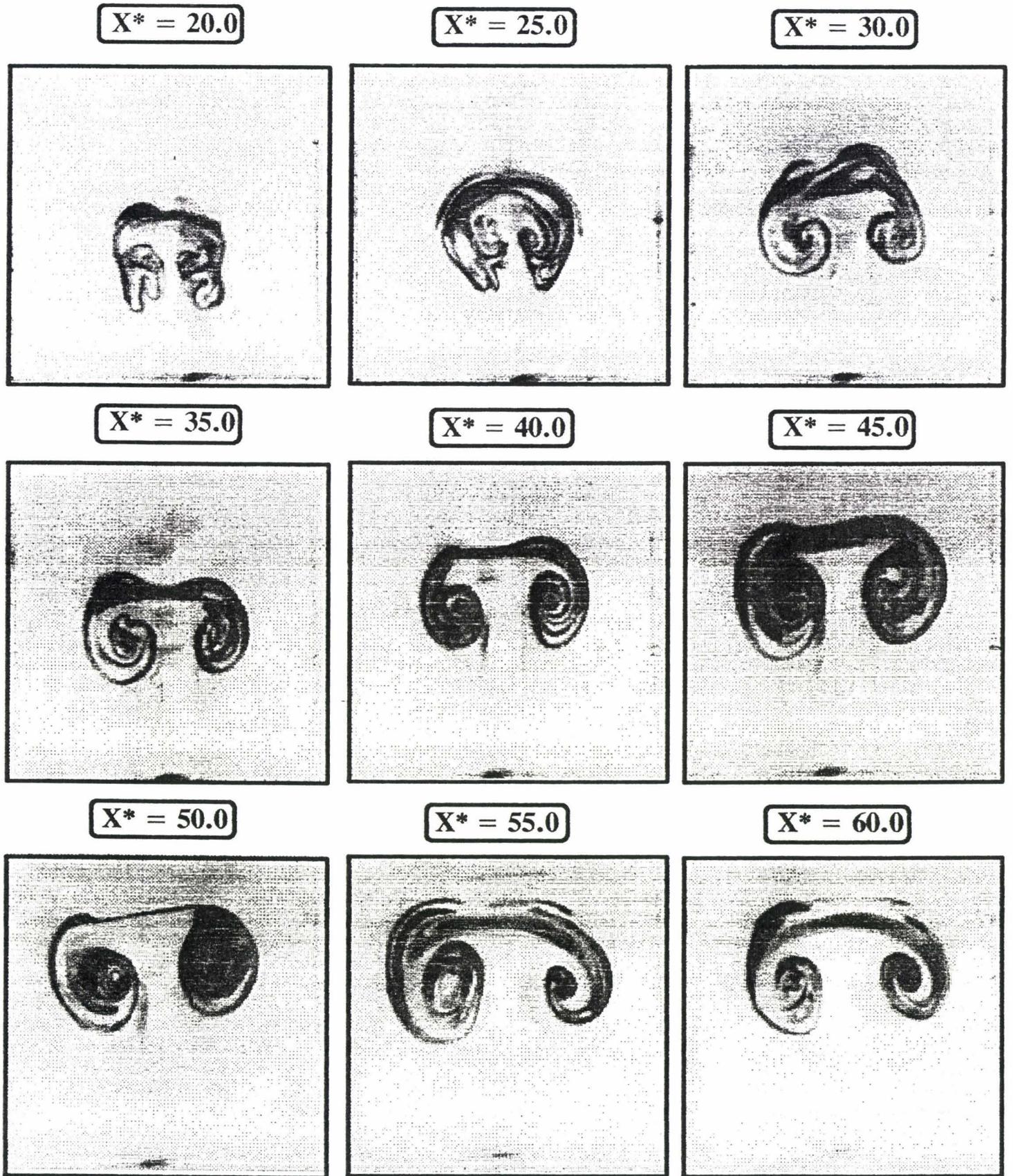
$X^* = 10.0$



$X^* = 11.0$

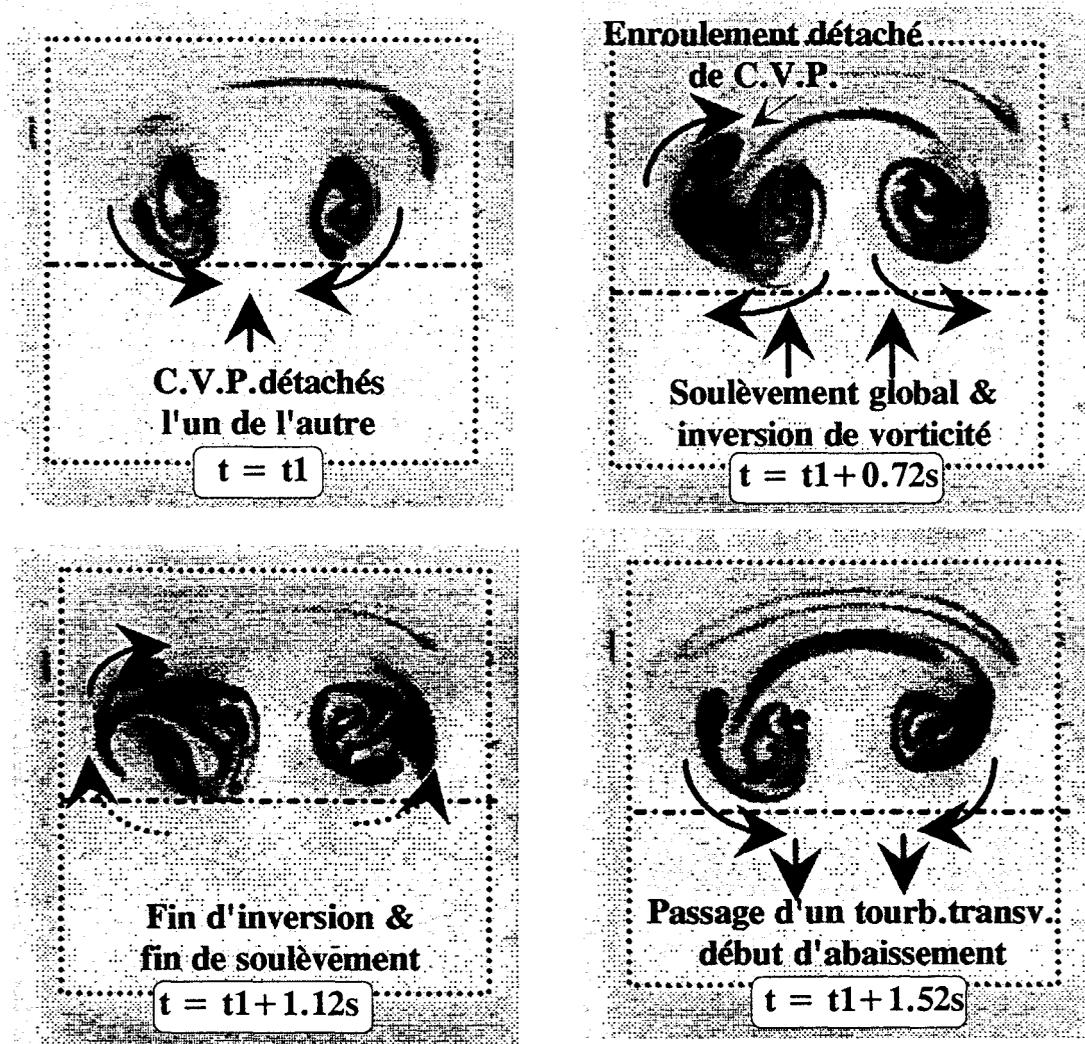


- figure IV.56 : Visualisations des C.V.P. : sections $X^* = 2.0$ à 11.0 -



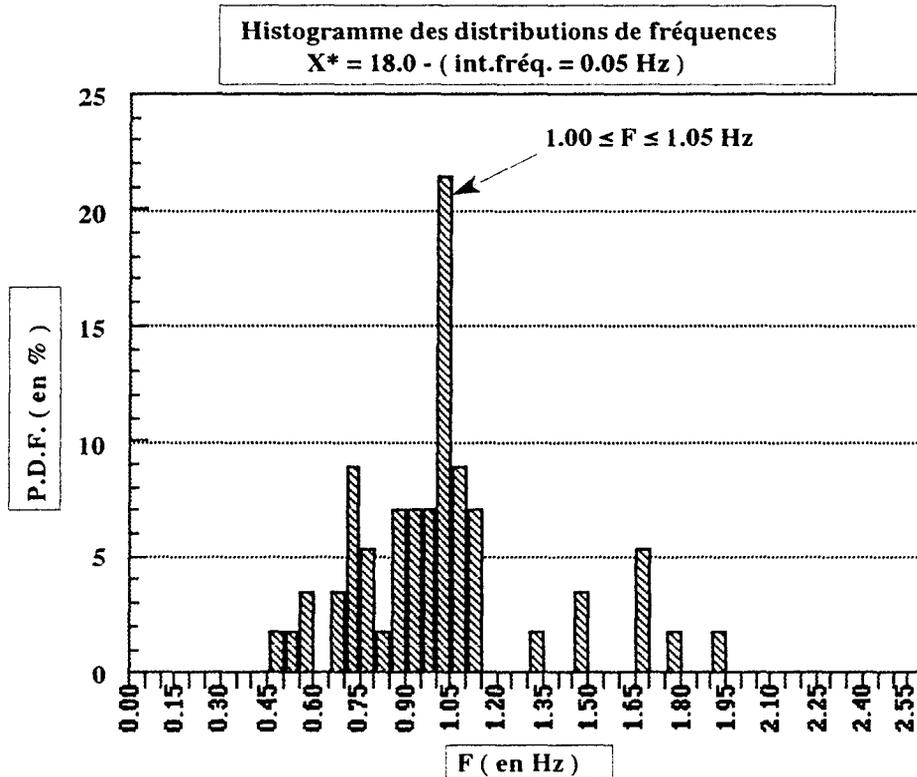
- figure IV.58 : Visualisations des C.V.P. : sections $X^* = 20.0$ à 60.0 -

(figure IV.59) est liée au soulèvement global du jet avant chaque tube tourbillonnaire transversal. Le jet se rabaisse ensuite et les C.V.P. réadoptent une vorticité habituelle.



- figure IV.59 : Inversion de vorticité au niveau des C.V.P. -

A travers cette analyse, nous avons vu qu'une forte interaction existait entre les tourbillons transversaux et les structures contrarotatives longitudinales. Assez loin de l'injection, la convection des vortex transversaux engendre de fortes modifications au niveau des C.V.P. conduisant ces derniers à un état fortement chaotique. Une dernière remarque reste à faire : l'étude que nous venons d'effectuer montre que ces structures ont un caractère tridimensionnel marqué (engendrant, par exemple, le rattachement de ces tourbillons aux frontières latérales du jet). Les vortex observés alors dans le plan médian de l'écoulement (i.e. par des tomographies réalisées dans le plan $Z^* = 0.0$) qui ne sont en fait que la coupe de tubes tourbillonnaires transversaux, créent une déstabilisation des génératrices des tourbillons contrarotatifs longitudinaux en provoquant l'apparition de nombreuses structures secondaires. Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier les caractéristiques spatio-fréquentielles de ces vortex d'échelles secondaires.



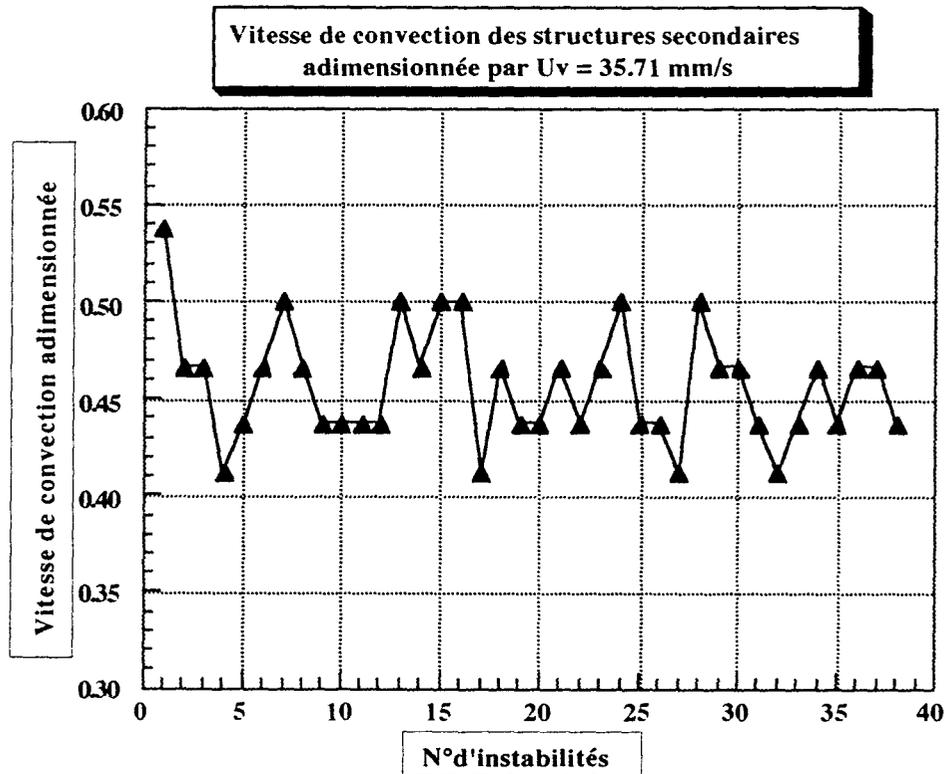
- figure IV.61 : P.D.F. des instabilités de frontières ; $Re = 500 - \alpha = 4.5 - X^* = 18.0 -$

Arrivé à ce point de l'analyse, on peut faire la remarque suivante : l'interaction d'un jet bidimensionnel avec un écoulement transversal perpendiculaire en milieu semi-confiné forme un système résonnant dans lequel de nombreux types d'instabilités (sillage, Kelvin-Helmholtz, instabilité des C.V.P.) rentrent en jeu par divers systèmes d'amplification. Néanmoins, une fois les tubes tourbillonnaires transversaux apparus, aucun autre type d'instabilité ne semble survenir : c'est la même instabilité qui est convectée à l'aval du jet et sur les embases des tubes tourbillonnaires transversaux et qui conduit à la formation des structures d'échelles secondaires en provoquant une désorganisation des tubes tourbillonnaires contrarotatifs longitudinaux.

V.3. Caractéristiques des structures d'échelles secondaires

Maintenant que nous connaissons le processus responsable de l'apparition des structures que l'on nommera de type sillage, nous allons dégager certaines de leurs caractéristiques géométriques et cinématiques. Nous présentons essentiellement des résultats concernant la section $X^* = 18.0$ à $Re = 500$ et $\alpha = 4.5$ (figures IV.62 à IV.64).

Au vu des diamètres, nous remarquons que ces petites structures tourbillonnaires sont quasi circulaires (dans de nombreux cas $d_{z^*} = d_{\gamma^*}$) mais leur taille est nettement inférieure à la taille des autres structures de l'écoulement. Les vortex transversaux, par exemple, avaient des dimensions de



- figure IV.64 : Vitesses de convection des structures secondaires ; $Re = 500$ - $\alpha = 4.5$ - $X^* = 18.0$ -

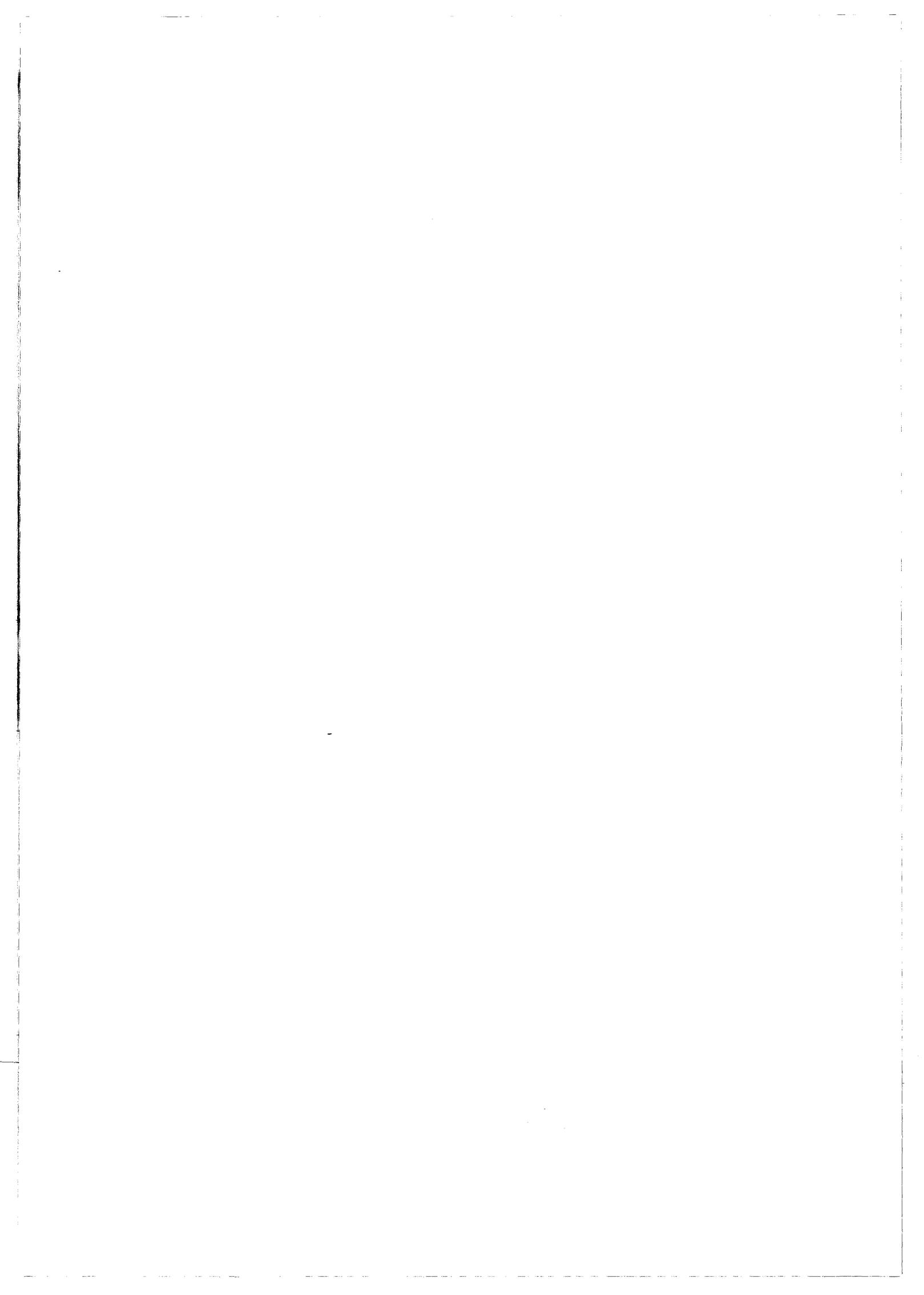
Remarque : le numéro d'instabilité correspondant à l'ordre chronologique d'apparition de chaque structure secondaire sur une séquence vidéo de 300s.

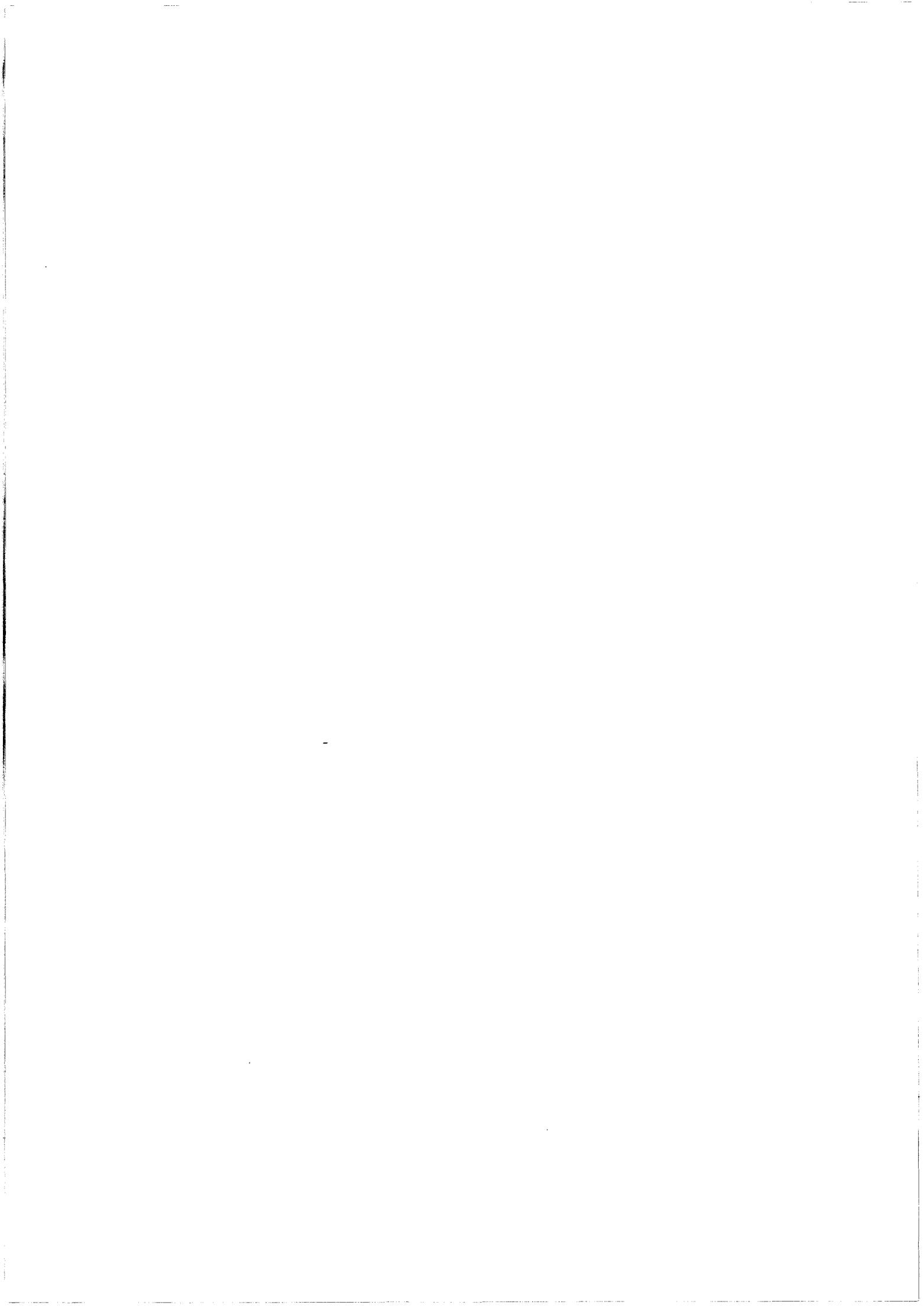
Afin d'effectuer une comparaison, nous avons regroupé dans le tableau suivant divers relevés géométriques et cinématiques relatifs aux différentes structures tourbillonnaires observées lors de l'interaction du jet avec l'écoulement principal pour $Re = 500$ et $\alpha = 4.5$.

Structures	ω_{rmin}	ω_{rmax}	D_{Y^*} moyen	D_{X^*}, D_{Z^*} moyen
Tourbillons transversaux	2.60	5.20	0.158	0.200
C.V.P.	1.10	2.40	0.165	0.160
Structures secondaires ($X^*=17.0$)	3.40	3.86	0.075	0.054
Structures secondaires ($X^*=18.0$)	3.55	4.15	0.073	0.061

Il est à noter que le diamètre des C.V.P. inscrit dans le tableau a été relevé à partir des visualisations par photoluminescence (sans correction due à la courbure du jet) et que tous les diamètres sont adimensionnés par rapport au diamètre de la canalisation.

Ce tableau indique que si les structures transversales et contrarotatives sont du même ordre de taille, les structures secondaires sont beaucoup plus petites. Mais leurs vitesses de rotation sont supérieures





nombre de Reynolds par rapport au taux d'injection : le contournement assez rapide de l'écoulement principal à des rapports d'injection élevés contribuant à conserver le soulèvement à l'aval ;

- la présence d'une zone de recirculation tridimensionnelle alimentée par deux sources distinctes : la première provenant du contournement latéral et de l'infiltration de l'écoulement principal sous le jet en proche paroi inférieure, la deuxième provenant d'une zone de décollement provoquée par la déviation du fluide vers le haut à l'aval de l'injection ;

- le contournement du jet par l'écoulement transversal le replie sur lui-même et entraîne la formation d'un doublet tourbillonnaire contrarotatif longitudinal, symétrique par rapport au plan médian de l'écoulement. Les relevés géométriques et cinématiques ont montré que ces vortex prennent naissance dans une région assez proche de l'injection et sont encore perceptibles à de grandes distances à l'aval. De façon similaire aux jets axisymétriques, ces tubes tourbillonnaires à géométrie elliptique sont les structures prédominantes de l'interaction assez loin à l'aval et assurent en grande partie le mélange entre les deux écoulements.

De plus, les relevés L.D.A. ont montré la présence d'importantes fluctuations de vitesses verticales et longitudinales au niveau des frontières supérieures et inférieures du jet. Les visualisations des structures longitudinales dans des sections transverses (i.e. perpendiculaires à l'axe OX^*) ont également indiqué le passage et la présence de structures tourbillonnaires transversales de grandes échelles qui apparaissent de manière périodique. Ces vortex, d'axe OZ^* , bien identifiables dans le plan médian de l'écoulement lors des visualisations par tomographies LASER ou lors des visualisations par filets colorés, reflètent la perte de stabilité du jet. En fonction des régimes étudiés (i.e. suivant Re et α), nous avons constaté que le jet est identiquement stable pour $Re < 300$ (et quelle que soit la valeur du rapport d'injection) puis au fur et à mesure que les deux paramètres d'étude augmentent, le jet se déstabilise et l'on constate la présence de tubes tourbillonnaires transversaux ayant une forme d'arche et formant une allée tourbillonnaire dissymétrique alternée. Si l'apparition de ces structures transversales est observée au niveau des couches de cisaillement à fort niveau de fluctuations (structures inférieures : jet/zone de recirculation ou structures supérieures : jet/écoulement principal passant au-dessus du jet), les relevés statistiques spatio-temporels nous ont permis de constater que la génération périodique des vortex inférieurs est liée à un mécanisme d'amplification résultant de différents types d'instabilités. Si une amplification issue d'un couplage d'instabilités de type " Sillage & Kelvin-Helmholtz " n'est pas à écarter comme l'évoquent certaines études antérieures effectuées sur les jets axisymétriques, la régularité de l'apparition tourbillonnaire et l'"étroitesse" du spectre fréquentiel indiquent qu'un troisième type d'instabilité se superpose aux deux précédents. La géométrie elliptique des tourbillons contrarotatifs longitudinaux nous a permis de découvrir, à partir d'une étude antérieure de **Landman et Saffman (1987)**, que ces tubes tourbillonnaires d'axe OX^* sont sensibles aux perturbations et peuvent amplifier une gamme relativement étroite de longueurs d'onde transverses identiques aux longueurs d'onde relevées sur les tubes tourbillonnaires transversaux. Fort de ces résultats, on peut alors dire que l'interaction étudiée est analogue à un système résonnant dans lequel les amplifications liées à diverses instabilités sont présentes mais pour lequel les tourbillons contrarotatifs longitudinaux ont un rôle prédominant.

En ce qui concerne les techniques utilisées, l'amélioration du système de dépouillement automatique d'images P.T.V. permettrait de remonter à une plus grande finesse quantitative des relevés de vitesses (nous permettant de connaître, par exemple, l'évolution de la vorticité convectée au niveau des structures instationnaires). De plus, en raison de l'aspect fortement tridimensionnel de l'écoulement, l'accès à la troisième dimension par le biais de tomographies parallèles simultanées est à envisager. Enfin, l'émission en divers points stratégiques de l'écoulement de traceurs réactifs chimiques nous permettrait certainement de mieux quantifier le processus de mélange existant entre les deux courants. Cependant, grâce aux différentes techniques déjà développées et à l'étude que nous venons d'effectuer, nous pouvons aussi envisager une autre perspective que nous allons développer maintenant.

PERSPECTIVE

Suite aux travaux de **Hoyer et Gyr (1995)** portant sur les effets de réduction de traînée occasionnée par l'ajout d'un " ruban " de polymère dans un écoulement turbulent de conduite, nous avons décidé d'examiner quels pouvaient être les effets apportés à notre écoulement lorsque l'on introduisait un filet de polymère. Les résultats de Hoyer et Gyr montrent notamment que la position du polymère dans l'écoulement n'a aucun effet sur les fluctuations de vitesses turbulentes (et sur les structures turbulentes) et que la réduction de traînée est uniquement due à la dissolution du polymère dans l'écoulement : on assiste alors à une réduction de traînée de type hétérogène.

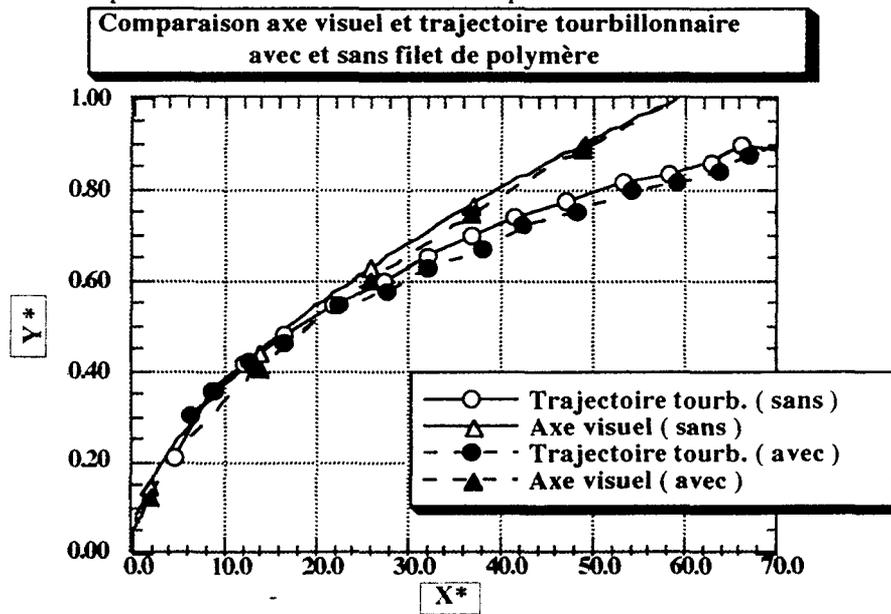
Pour réaliser une étude préliminaire, nous avons utilisé le même polymère que Hoyer et Gyr. C'est en fait un polyacrylamide nommé " SEPARAN AP30 " fabriqué par la société FLOERGER et dont la masse moléculaire est de 8.5 ± 1.10^6 g.mol⁻¹. Il se présente initialement sous forme de petites particules (de diamètres ± 1 mm) et une solution aqueuse est obtenue après dilution dans de l'eau déminéralisée. Conformément aux travaux de **Hoyer et Gyr (1995)**, le polymère est dilué à raison de 0.75%. De plus, afin de visualiser le fil de polymère dans notre écoulement, nous ajoutons à la solution aqueuse de l'éosine. Après 1 heure, le mélange s'est complètement homogénéisé et les caractéristiques de la solution sont telles que (à 20°C et 1 Atm) :

- $\rho_m = 0.996$ g.cm⁻³ (proche de la masse volumique de l'eau)
- $\mu_m = 671.41 \cdot 10^{-2}$ Po (soit quasiment 7000 fois plus visqueux que l'eau).

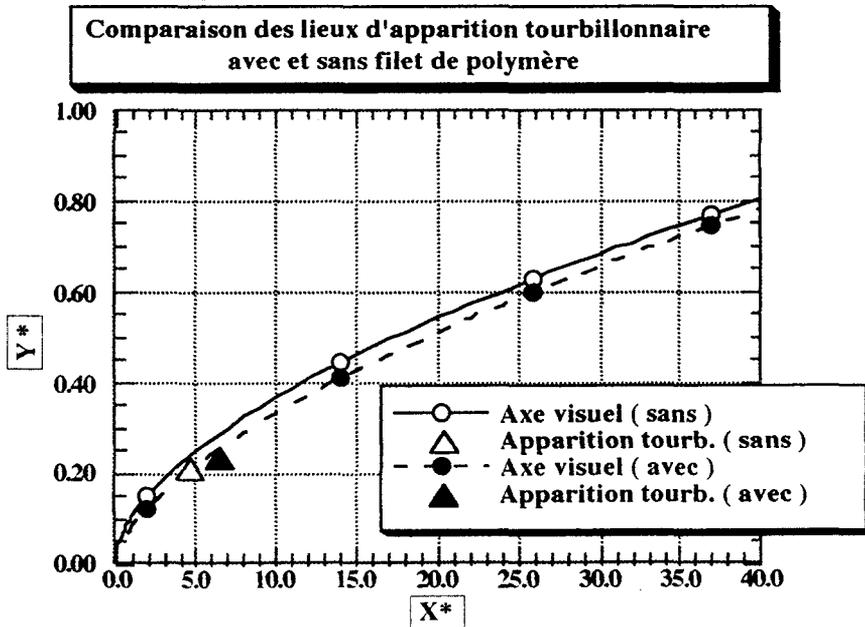
Juste avant que le mélange n'ait atteint un état quasi solide, on injecte par gravité la solution par l'intermédiaire de petits orifices situés dans la paroi inférieure de la veine d'essai (qui nous avaient servi lors des visualisations par filets d'émission de type éosine).

Le phénomène est ensuite observé par tomographies LASER dans le plan $Z^* = 0.0$ (figures C.1 et C.2) : il est à noter que ces manipulations ont été réalisées pour le régime $Re = 500$ et $\alpha = 4.5$ (régime instable pour lequel nous avons tiré une grande partie des informations analysées tout au long de ce mémoire) et que pour ces visualisations le jet est aussiensemencé de fluorescéine.

Comme on peut le remarquer sur les figures C.1 et C.2, la présence du filet de polymère ne semble pas altérer la structure générale de l'écoulement : le filet contourne l'écoulement verticalement ou latéralement le jet tout comme les lignes singulières analysées au niveau de la topologie dans le chapitre 3, paragraphe III. On remarque cependant que le filet de polymère à l'approche de l'injection se tord, subit de nombreuses ondulations avant d'être évacué vers la paroi supérieure de la veine d'essai ou vers les parois latérales : il est donc tout d'abord freiné par la zone d'arrêt amont avant d'être entraîné sous l'action du jet. De plus, les structures cohérentes instationnaires sont présentes et ne sont pas altérées au niveau de leur forme. Une première étude spatiale succincte (figures C.3 à C.5) montre que l'axe du jet et la trajectoire tourbillonnaire des tubes tourbillonnaires transversaux inférieurs sont inchangés par rapport à l'état de l'écoulement sans polymère mais l'apparition tourbillonnaire dans le plan médian semble se réaliser plus loin à l'aval.

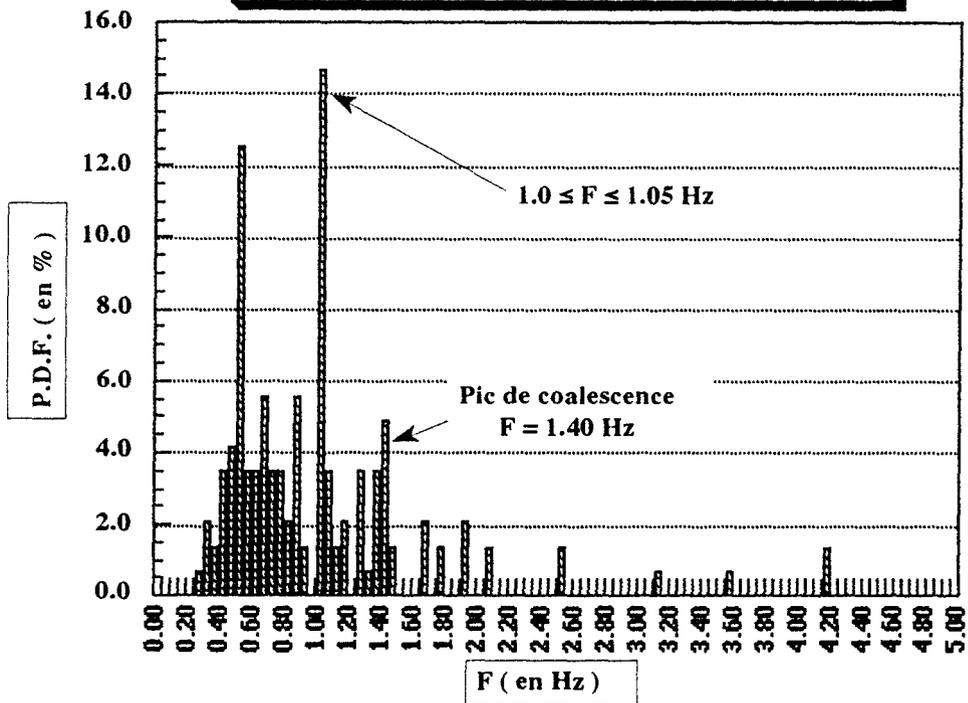


- figure C.3 : Axe visuel et trajectoire tourbillonnaire -



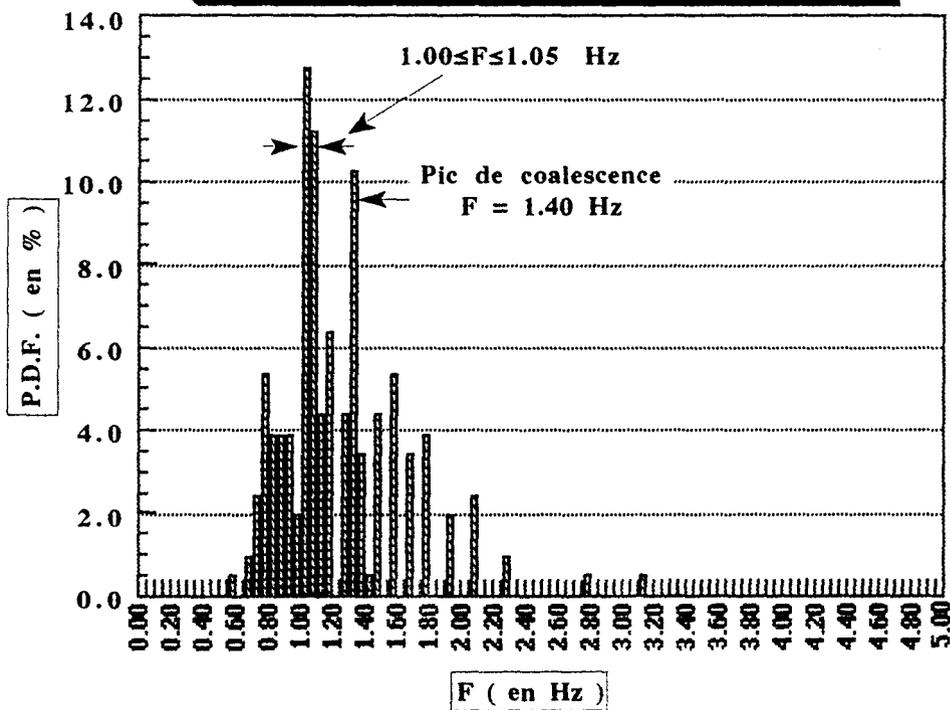
- figure C.4 : Axe visuel et apparition tourbillonnaire -

Histogramme des distributions de fréquences sans filet de polymère - $Re = 500$ - $\alpha = 4.5$

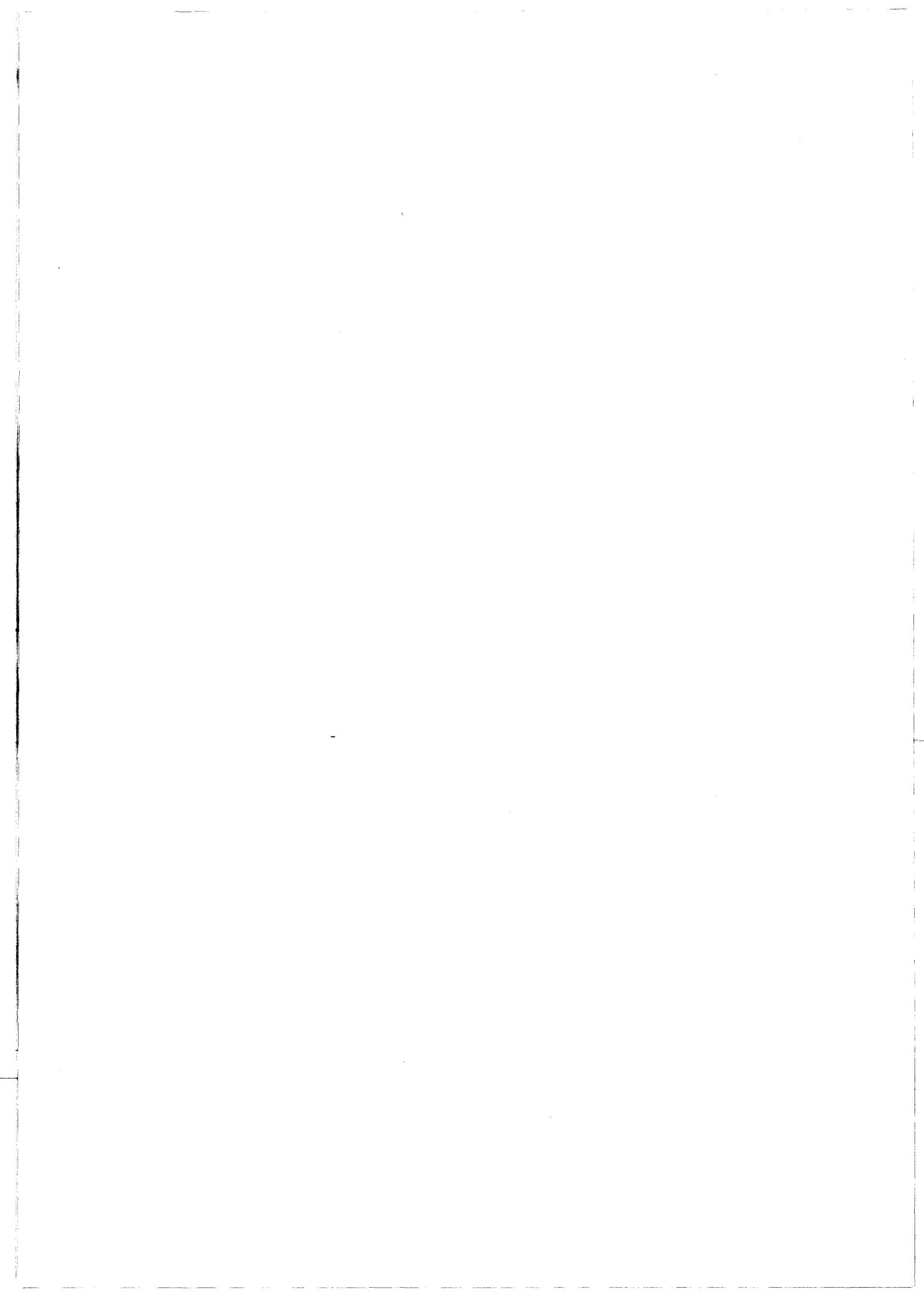


- figure C.6 : Profil de distribution de fréquences sans polymère -

Histogramme des distributions de fréquences avec filet de polymère - $Re = 500$ - $\alpha = 4.5$



- figure C.7 : Profil de distribution de fréquences avec polymère -



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

ANDREOPOULOS J. (1982)

" *Measurements in a jet-pipe flow issuing perpendicularly into a cross stream* "
J. of Fluids Engng, vol. 104, pp. 493-499

ANDREOPOULOS J. (1983)

" *Heat transfert measurements in a heated jet-pipe flow issuing into a cross stream* "
Phys. Fluids., vol. 26, n° 11, pp. 3201-3210

ANDREOPOULOS J., RODI W. (1984)

" *Experimental investigation of jets in a cross flow* "
J.F.M., vol. 138, pp. 93-127

ANDREOPOULOS J. (1985)

" *On the structure of jets in a cross flow* "
J.F.M., vol. 157, pp. 163-197

AOYAGI K., SNYDER P.K. (1981)

" *Experimental investigation of a jet inclined to a subsonic cross flow* "
AIAA paper, n° 81-2610

BAKER C.J. (1979)

" *The laminar Horseshoe Vortex* "
J.F.M., vol. 95, part 2, pp. 347-367

BAYLY B.J. (1986)

" *Three-dimensional instability of elliptical flow* "
Phys. Rev. Letter, vol. 57 (17), pp. 2160-2163

BRIZZI L.E., FOUCAULT E., BOUSGARBIES J.L. (1995)

" *Sur les structures tourbillonnaires générées à la frontière d'un jet circulaire débouchant perpendiculairement dans une couche limite* "

C.R.A.S. Paris, T. 321, Série IIb, pp. 217-223

BROADWELL J.E., BREIDENTHAL R.E. (1984)

" *Structure and mixing of a transverse jet in incompressible flow* "

J.F.M., vol. 148, pp. 405-412

BRUNET Y. (1989)

" *Contribution à l'étude de l'écoulement en aval d'un Té* "

Thèse de Doctorat, Université de Poitiers

CANDEL S. (1995)

" *Mécanique des Fluides - Cours* "

Deuxième édition - Collection Dunod

CHASSAING P., GEORGE J., CLARIA A., SANANES F. (1974)

" *Physical characteristics of subsonic jets in a cross stream* "

J.F.M., vol. 62, pp. 41-64

CHARBONNIER J.M. (1992)

" *Analyse et modélisation de l'interaction d'un jet perpendiculaire de paroi avec un écoulement transversal* "

Thèse de Doctorat, Université de Poitiers

CLAYTON B.R., MASSEY B.S. (1967)

" *Flow visualization in water : a review of techniques* "

Journal Scient. Instrum., vol. 44, pp. 2-11

CRABB D., DURAO D.F.G., WHITELAW J.H. (1981)

" *A round jet normal to a cross flow* "

J. of Fluids Engng, vol. 103, pp. 142-152

DADI M., STANISLAS M., RODRIGUEZ O., DYMENT A. (1991)

" *A study by holographic velocimetry of the behaviour of free small particles in a flow* "

Experiments in Fluids, vol. 10, pp. 285-294

GAD-EL-HAK M. (1992)

" *Splendor of fluids motion* "

Actes du cinquième Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécaniques des Fluides, Poitiers, pp. 27-87

GUTMARK E., HO C.M. (1983)

" *Preferred modes and the spreading rates of jets* "

Phys. Fluids, vol. 26, pp. 2932-2938

HERNAN M.A., JIMENEZ J. (1979)

" *The use of digital image analysis in optical flow measurements* "

Proceedings of Second Symposium on Turbulent Shear flows, Imperial College, Londres

HOYER K., GYR A. (1995)

" *Heterogeneous drag reduction* "

Actes du douzième Congrès Français de Mécanique à Strasbourg, vol. 3, pp. 313-316 , N° ISBN 2-909932-26-5/3

HUNT J.C.R., ABELL. C.J., PETERKA J.A., WOO H. (1978)

" *Cinematical studies of the flow around free or surface mounted obstacles ; applying topology to flow visualization* "

J.F.M., vol. 86, part. 1, pp. 179-200

JIMENEZ J. (1983)

" *A spanwise structure in the plane shear layer* "

J.F.M., vol. 132, pp. 319-336

JONAS P.R., KENT P.M. (1979)

" *Two dimensionnal velocity measurements by automatic analysis of trace particle motion* "

Journal of Physics : Scientifics Instrumentation, vol. 12, pp. 604-609

JORDINSON R. (1956)

" *Flow in a jet directed normal to the wind* "

ARC, R&M n° 3074

KAMOTANI Y., GREBER I. (1972)

" *Experiments on turbulent jet in a crossflow* "

AIAA Journal, vol. 10, pp. 1425-1429



LANDMAN M.J., SAFFMAN P.G. (1987)

" *The three-dimensional instability of strained vortices in a viscous fluid* "

Phys. Fluids, vol. 30 (8), pp. 2339-2342

LEGENBRE R. (1977)

" *Lignes de courant d'un écoulement permanent - Décollement et séparation* "

La Recherche Aérospatiale, vol. 6, pp. 327-335

LEGRIVES E., BENOIT A. (1972)

" *Nouveau mode théorique d'analyse de pénétration d'un jet dans un écoulement subsonique* "

La Recherche Aérospatiale, vol. 3, pp. 133-142

LEGRIVES E. (1978)

" *Champ aérodynamique induit par un jet pénétrant dans un écoulement transversal en régime subsonique* "

Journal de Mécanique, vol. 17, pp.23-52

MAC MAHON H.M., HESTER D.D., PALFERY J.G. (1971)

" *Vortex sheddings from a turbulent jet in a cross wind* "

J.F.M., vol. 48, part. 1, pp. 73-80

MARGASON R. (1993)

" *Fifty years of jet in cross flow research* "

Proceedings of AGARD Meeting on " Computational and Experimental assessment of jet in crossflow", pp. 1.1-1.41

MERZKIRCH W. (1987)

" *Flow visualization* "

Academic Press Incorporation

MOUSSA Z.M., TRISHKA J.W., ESKINAZI S. (1977)

" *The near field in the mixing of a round jet with a cross stream* "

J.F.M., vol. 80, pp. 49-80

NAKAYAMA Y. (1988)

" *Visualized Flow* "

The Japan Society of Mechanical Engineers Edition

RAMSEY J.W., GOLDSTEIN R.J. (1971)

" *Interaction of a heated jet with a deflecting stream* "

Journal of Heat Transfert, vol. 94, pp. 365-372

ROSHKO A. (1976)

" *Structure of turbulent shear flows : a new look* "

AIAA Journal, vol. 14, pp. 1349-1357

SCHETZ J.A., BILLIG F.S. (1961)

" *Penetration of gaseous jets injected into a supersonic stream* "

Journal of Spacecraft and Rockets, vol. 11, pp. 21-32

SCRIVENER O. (1979)

Cours de L.D.A., 5-7 Mars 1979, DISA

SETTLES G.S. (1986)

" *Modern developments in flow visualization* "

AIAA Journal, vol. 24, n° 8, pp. 1313-1323

SEYE S. (1993)

" *Etude de l'écoulement en aval d'une injection en forme de fente perpendiculaire à un courant principal* "

Rapport de D.E.A. de l'Université de LILLE I

SHERIF T.F., PLETCHER R.H. (1989)

" *Measurements of the flow and turbulence characteristics of round jets in cross flow* "

J. of Fluids Engng, vol. 111, pp. 165-170

SNYDER P.K., ORLOFF K.L. (1984)

" *Three dimensional laser doppler anemometer measurements of a jet in a cross flow* "

NASA report, TM 85, 997

SOULLIER A. (1968)

" *Testing at S1.M1 for basic investigations on jet interactions ; distributions of pressures and velocities in the jet using the ideal standard nozzle (in unheated state)* "

ONERA Document, n° 1/253 GY, part 2/5

WINANT C.D., BROWAND F.K. (1974)

" *Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds number* "
J.F.M., vol. 63, pp. 237-255

WOOLER P.T. (1969)

" *Flow of circular jet into a cross flow* "
Journal of Aircraft, mai-juin, pp. 283-284

WU J.M., VAKILI A.D., YU F.M. (1988)

" *Investigation of the interacting flow of non symetrics jets in crossflow* "
AIAA Journal, vol. 26, n°8, pp. 940-947

WYGNANSKI I., FIEDLER H.E. (1970)

" *The two-dimensional mixing region* "
J.F.M., vol. 41, pp. 327-361

**YAMAMOTO F., UEMURA T., KOUKAWA M., IGUCHI M., OHTA J., SAKAI Y.
(1992)**

" *2D PTV based on binary correlation method and its application to fluctuating flows* "
Flow Visualization VI, Ed. Y. Taneda & H. Miyashiro, Springer Verlag, pp. 812-816

YANG W.J. (1989)

" *Handbook of flow visualization* "
Hemisphere Publishing Corporation

YOSHIDA T., GOLDSTEIN R.J. (1984)

" *On the nature of jets issuing from a row of holes into a low Reynolds number mainstream flow* "
Journal of Engng for Gas Turbine and Power, vol. 106, pp. 612-618

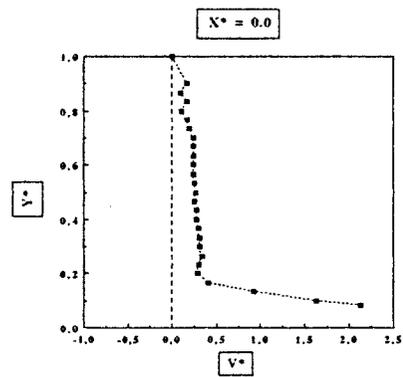
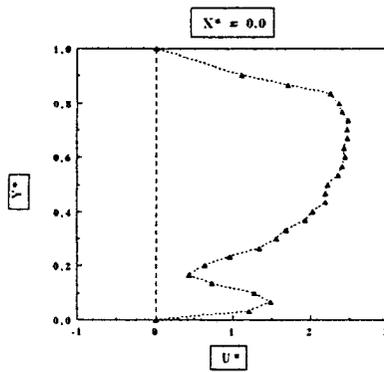
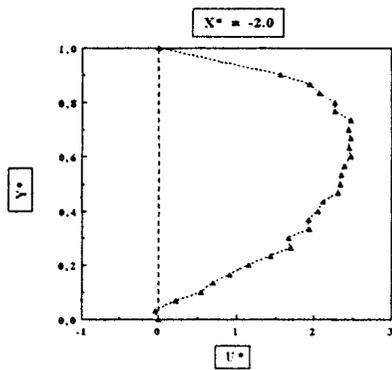
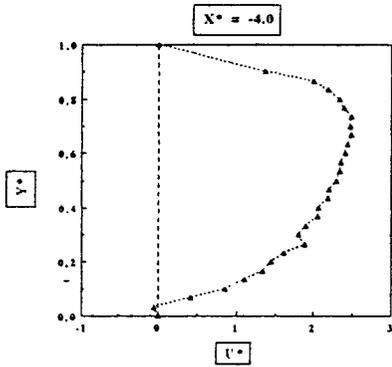
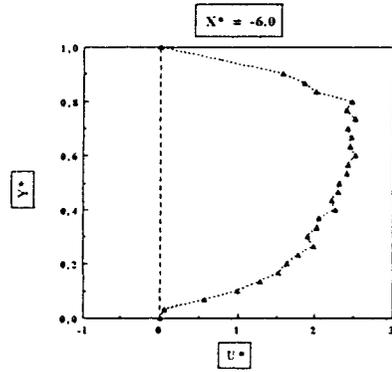
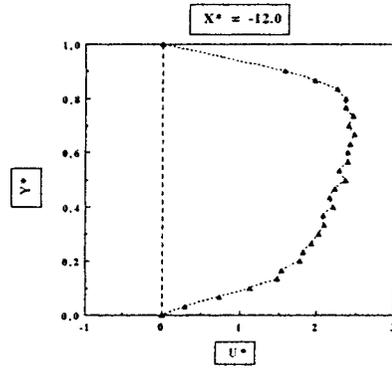
ANNEXES A

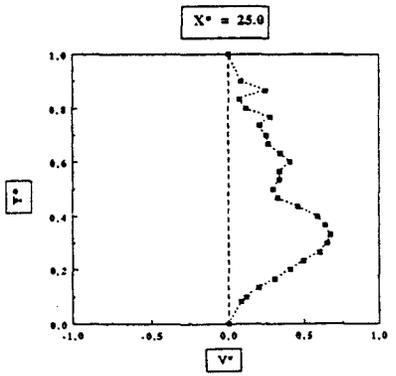
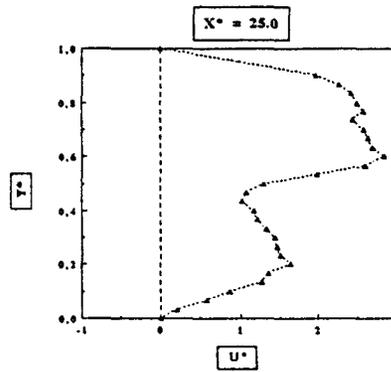
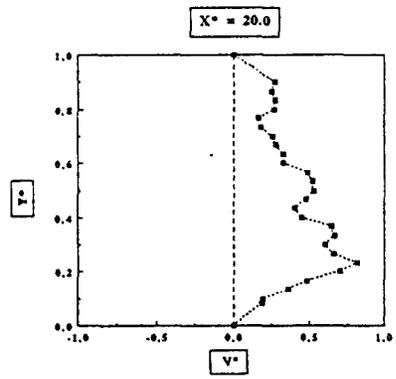
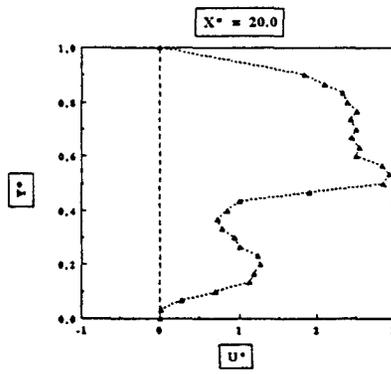
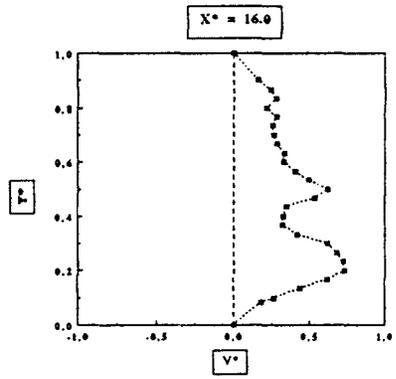
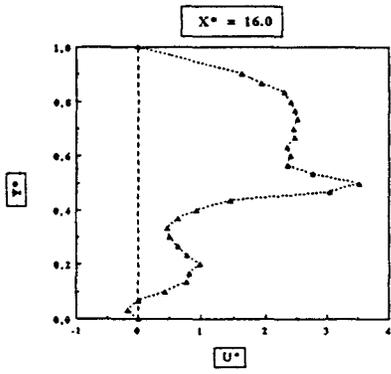
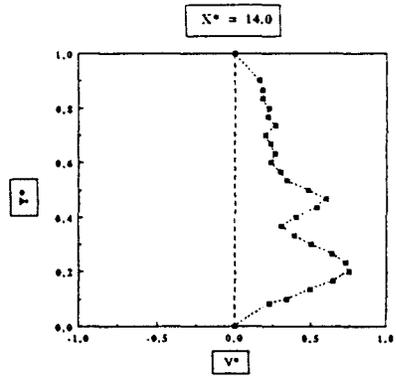
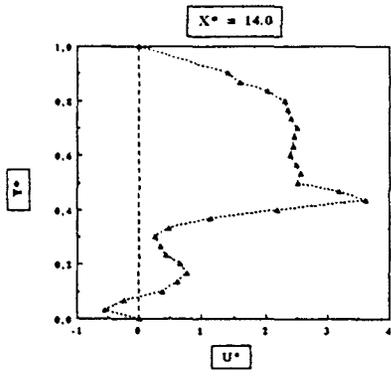
RELEVES ANEMOMETRIQUES

VITESSES MOYENNES ET FLUCTUANTES

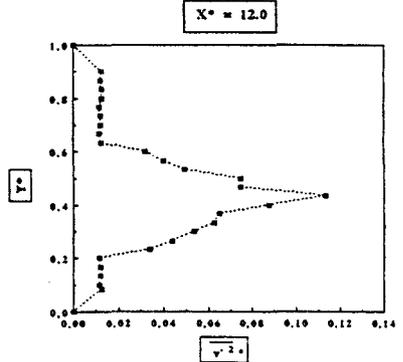
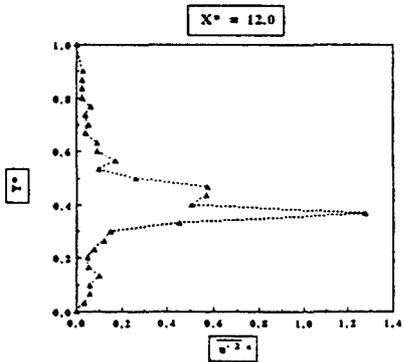
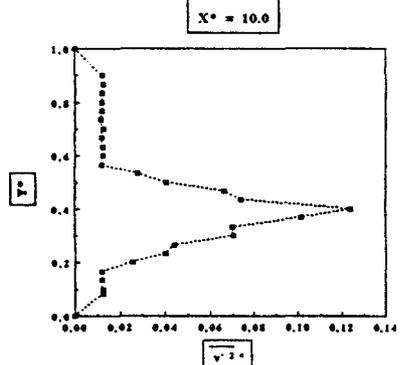
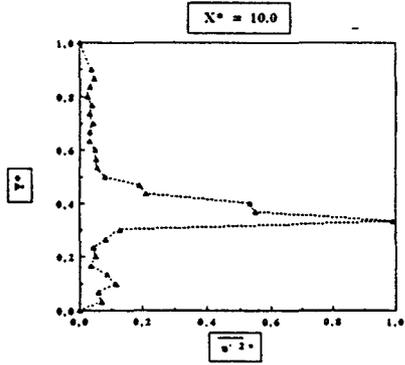
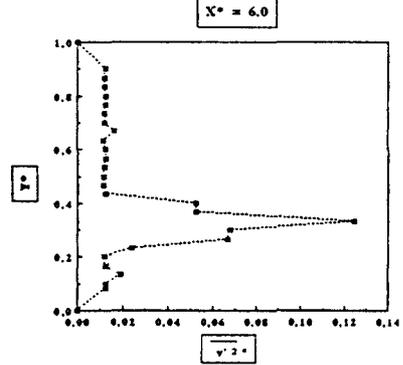
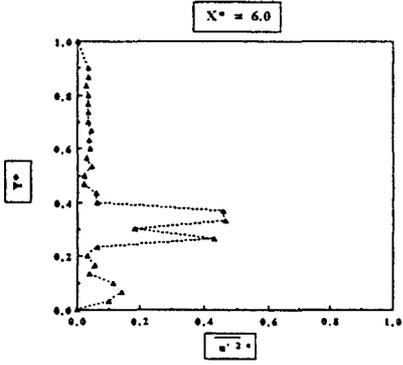
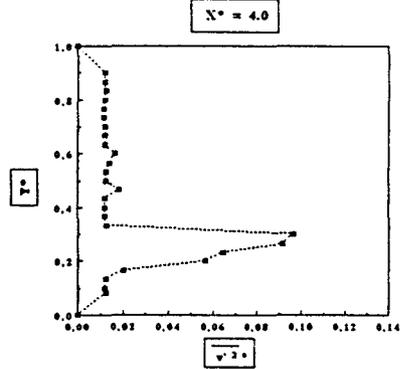
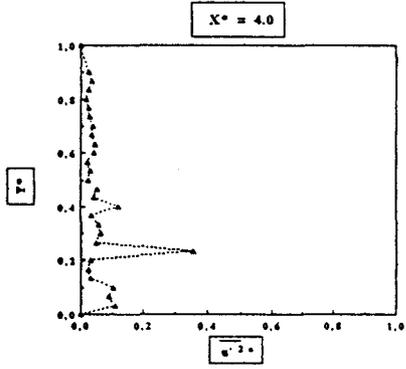
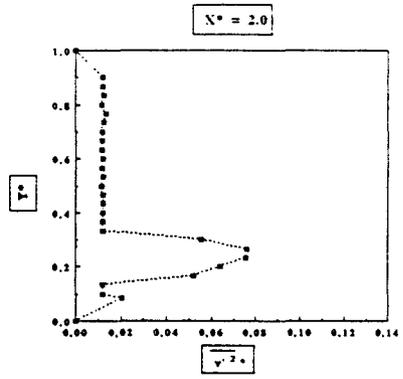
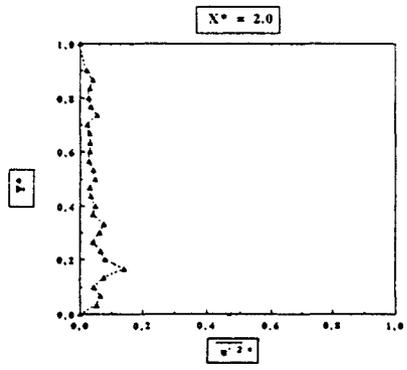
$$Re = 500 - \alpha = 3.5$$

Annexes A



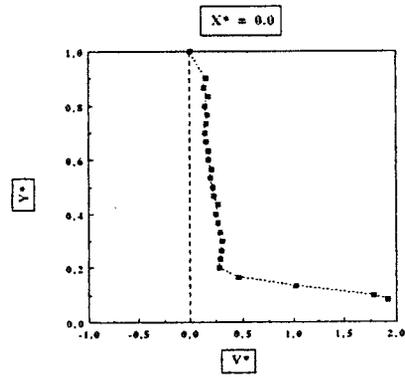
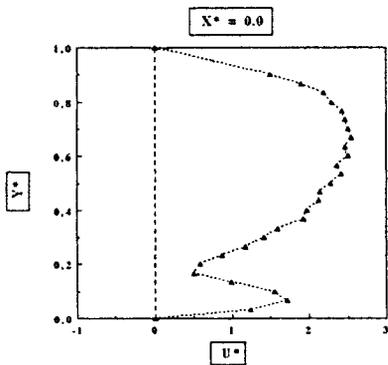
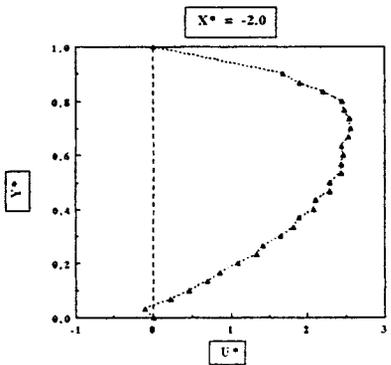
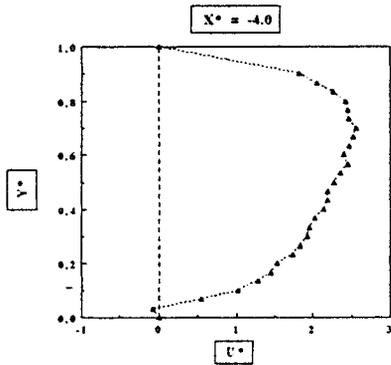
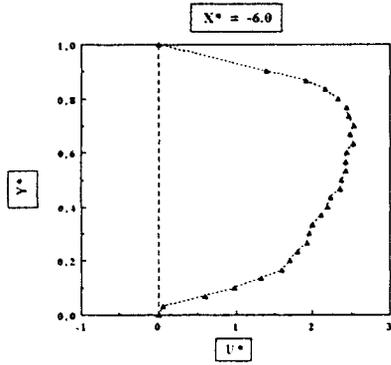
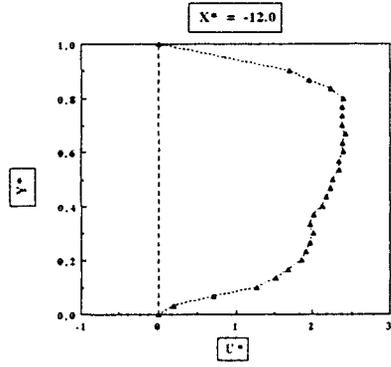


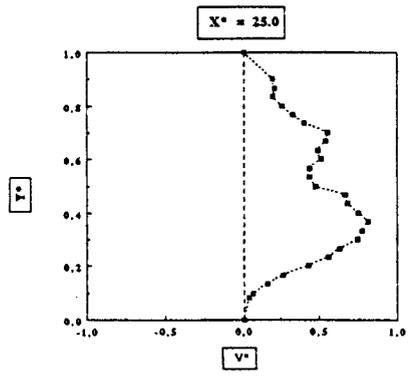
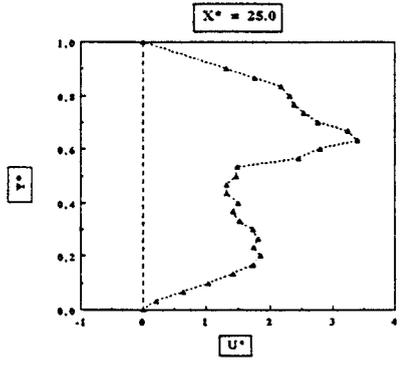
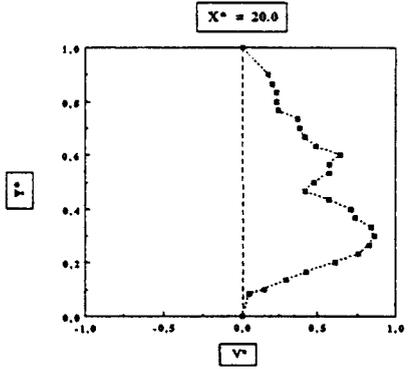
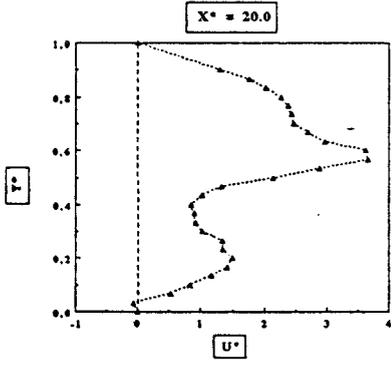
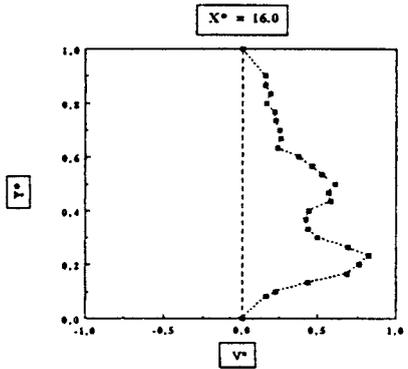
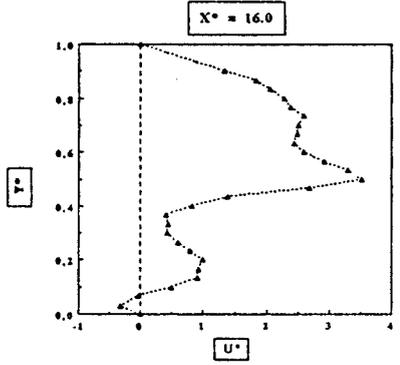
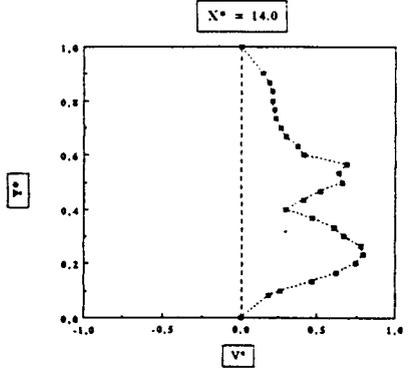
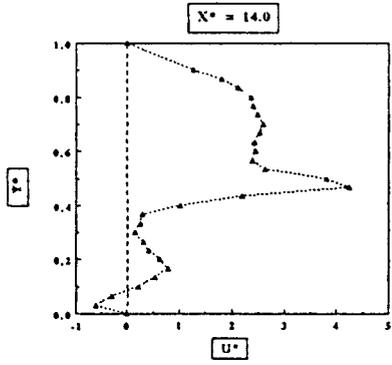
Annexes A



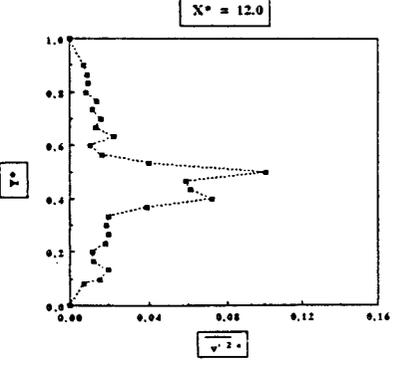
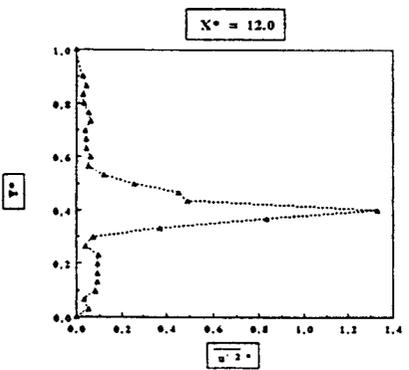
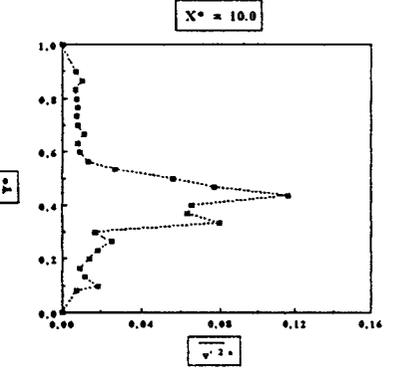
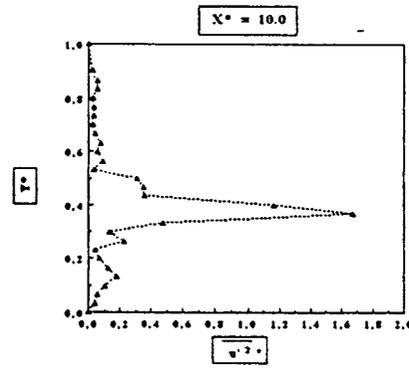
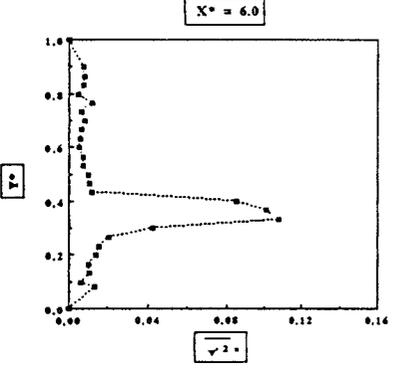
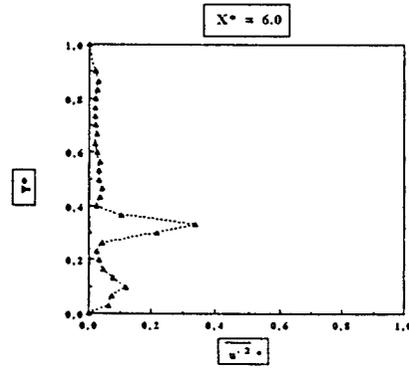
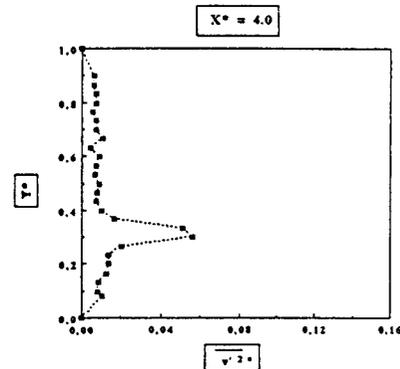
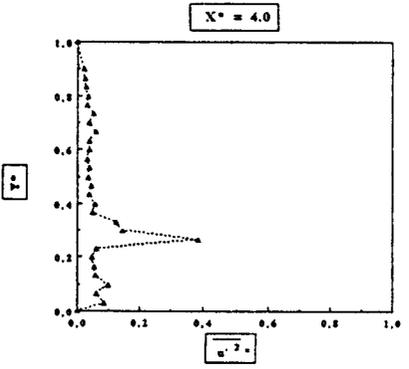
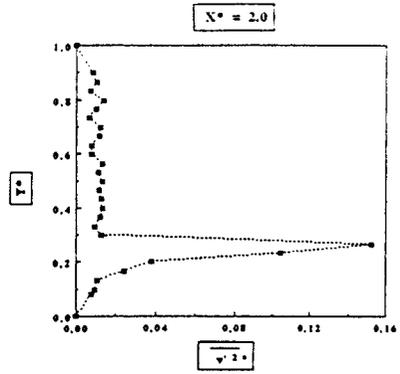
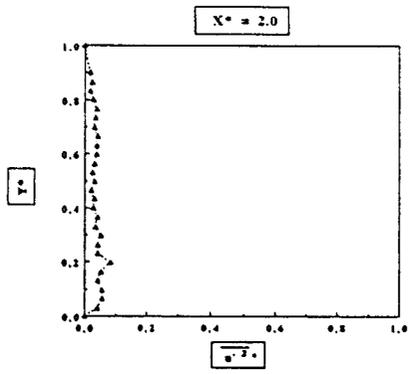
VITESSES MOYENNES ET FLUCTUANTES

$$Re = 500 - \alpha = 4.0$$





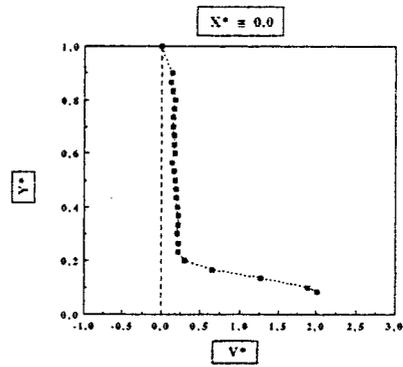
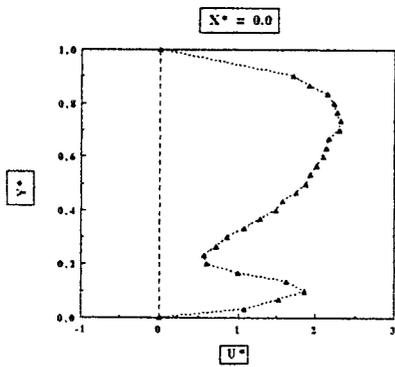
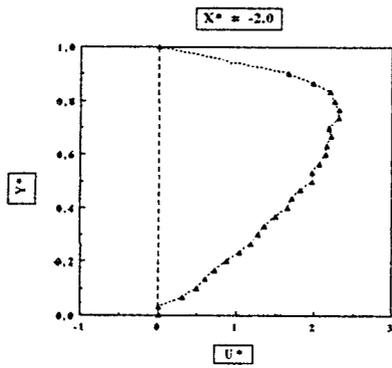
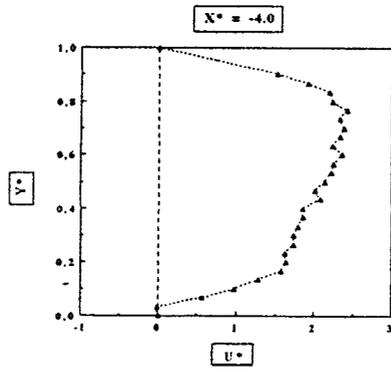
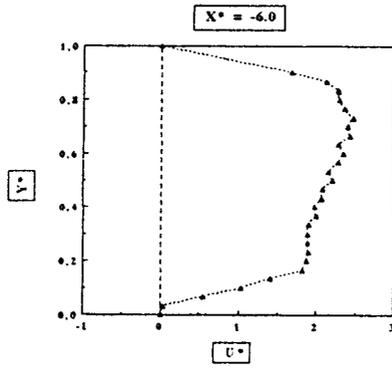
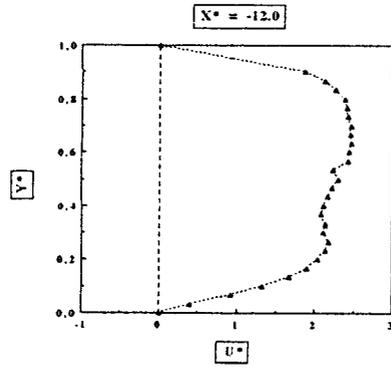
Annexes A

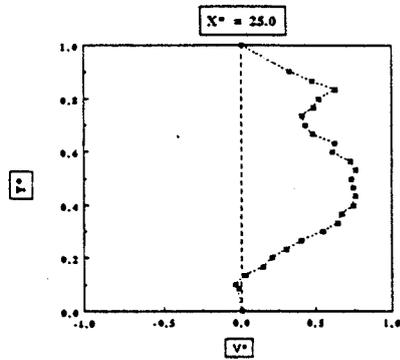
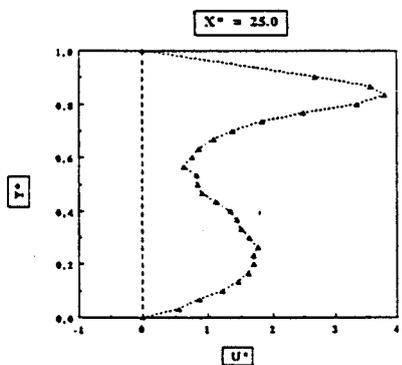
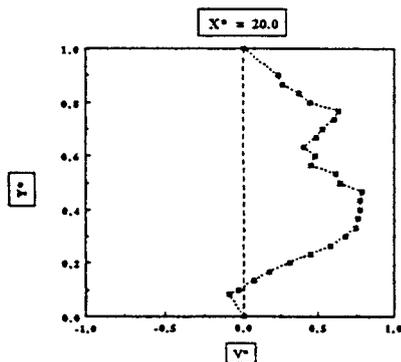
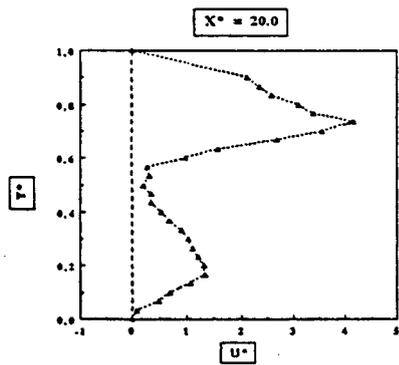
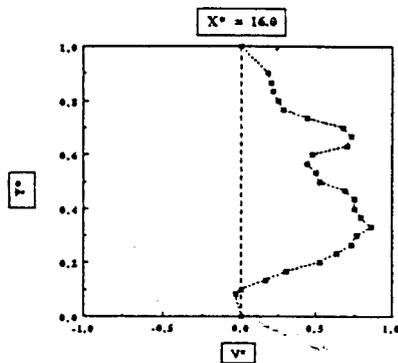
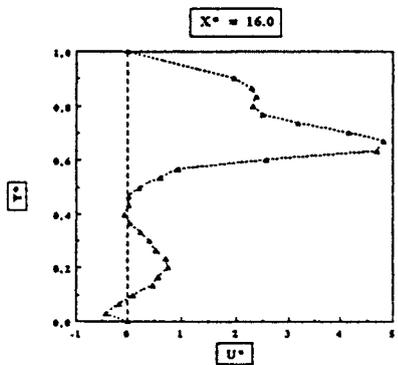
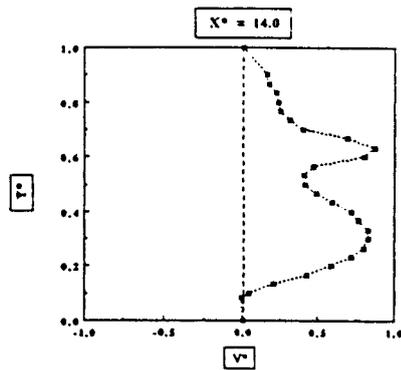
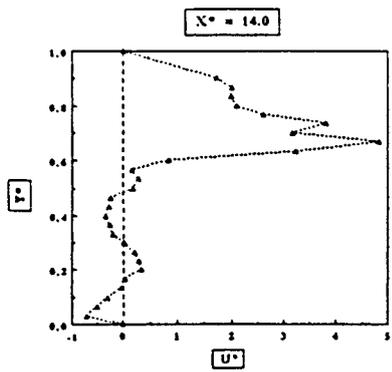


VITESSES MOYENNES ET FLUCTUANTES

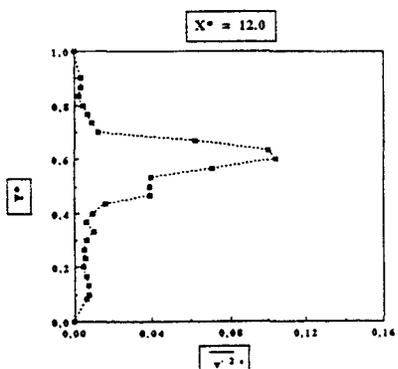
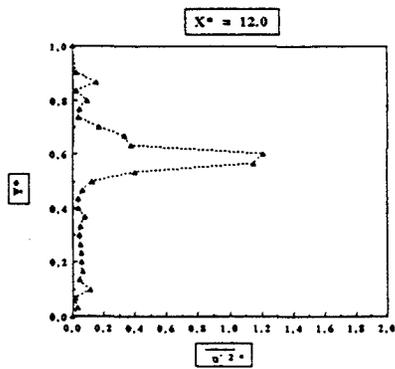
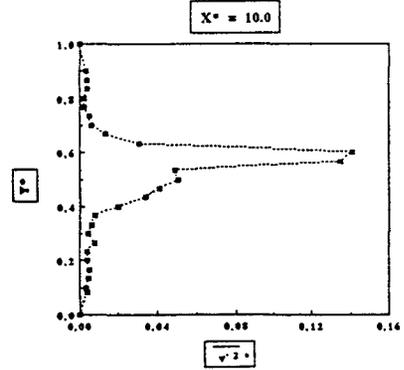
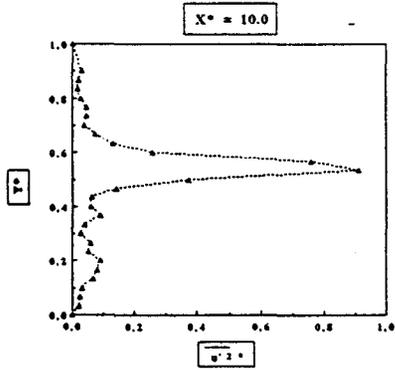
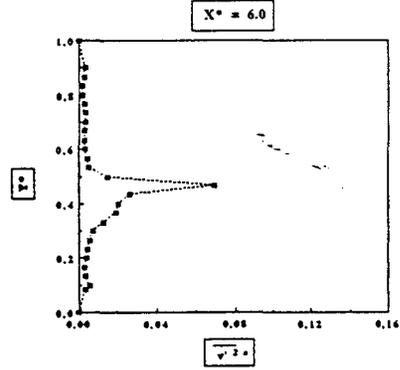
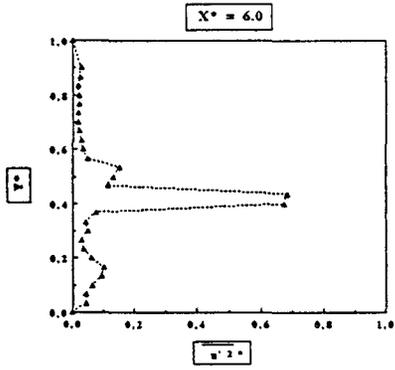
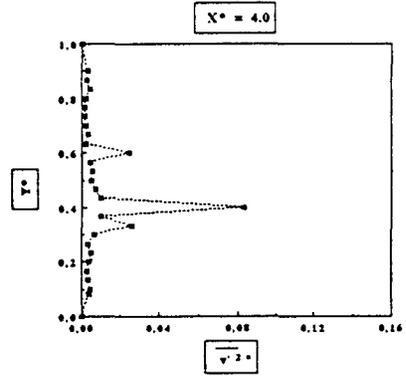
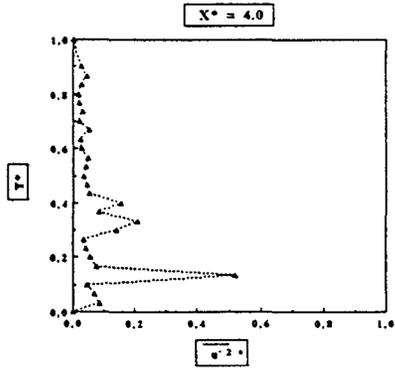
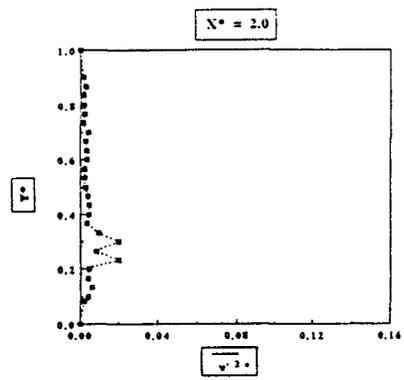
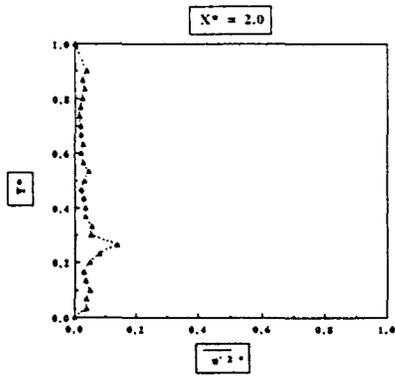
$$Re = 500 - \alpha = 5.0$$

Annex A



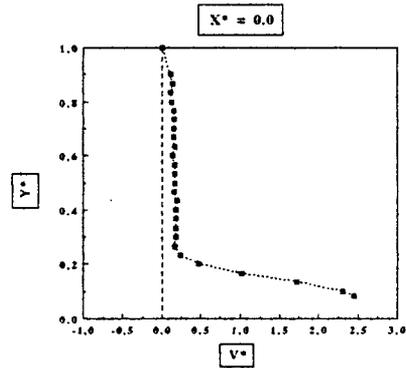
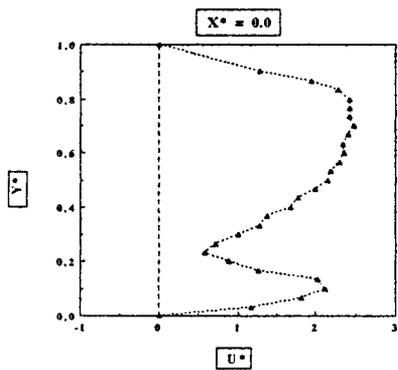
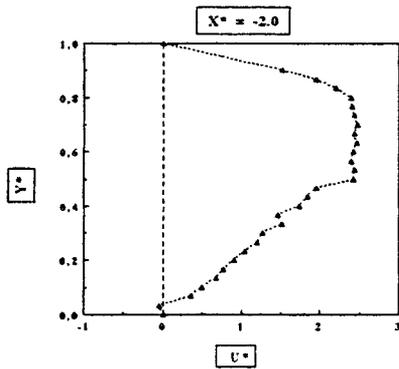
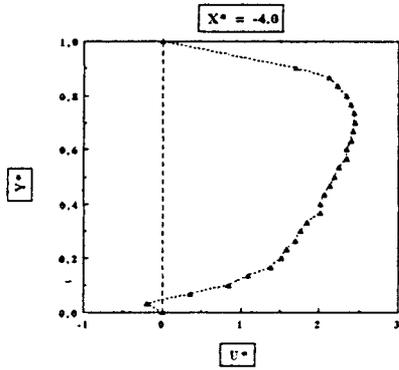
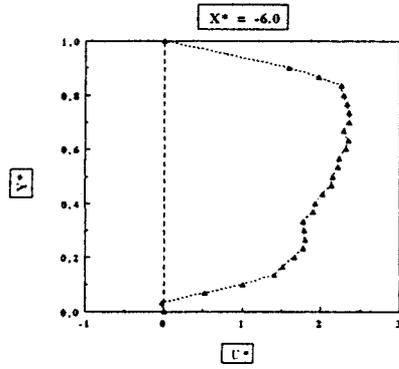
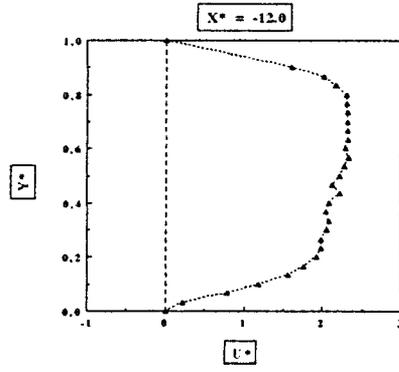


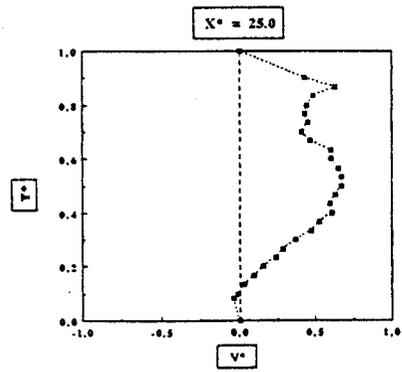
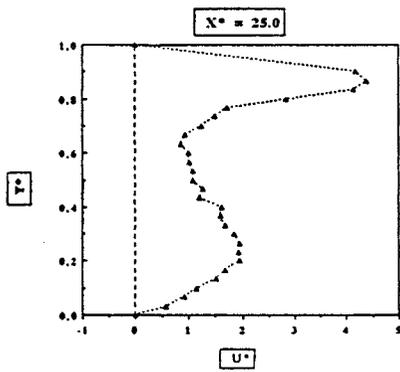
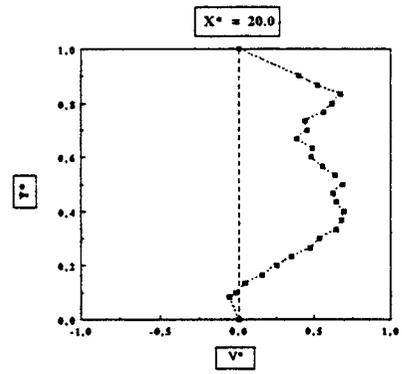
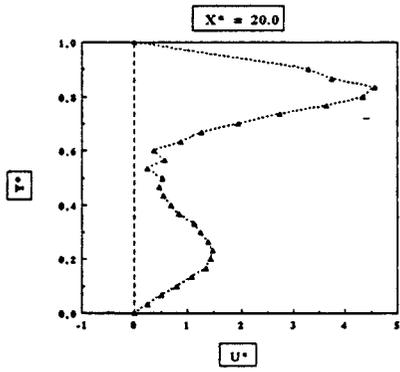
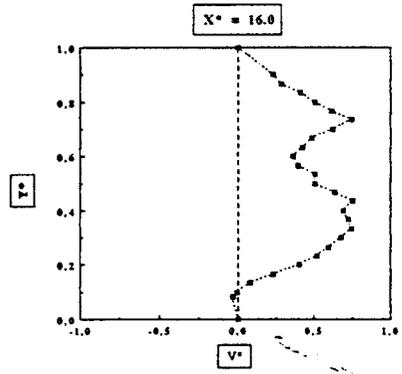
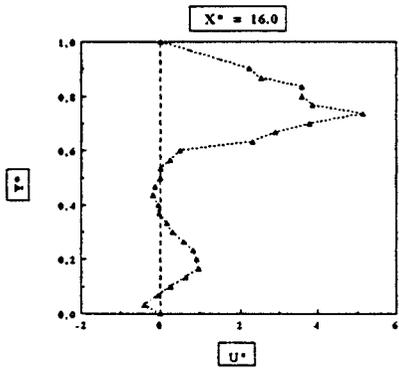
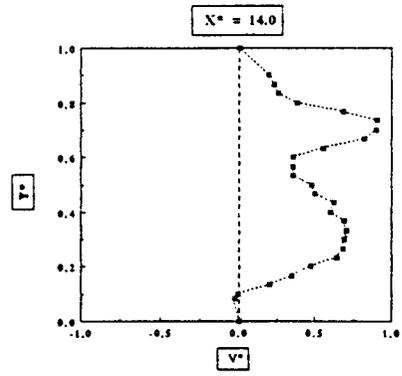
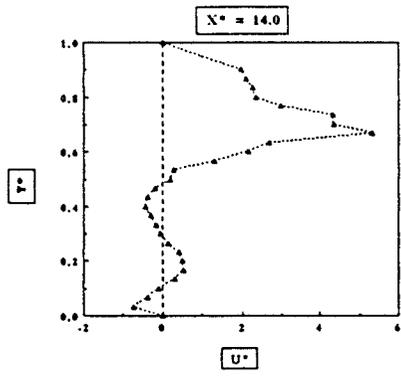
Annexes A



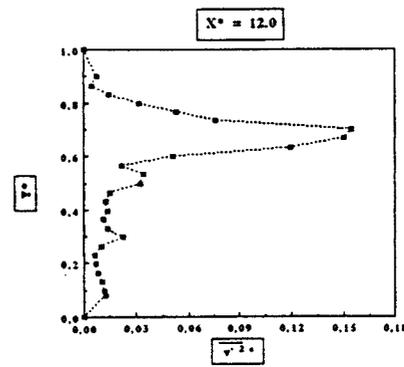
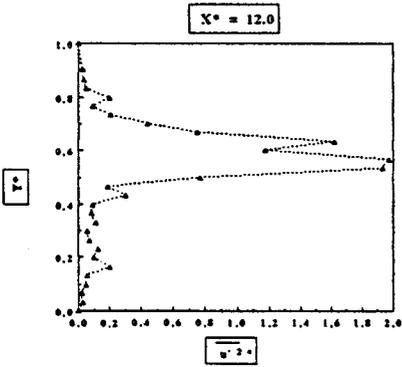
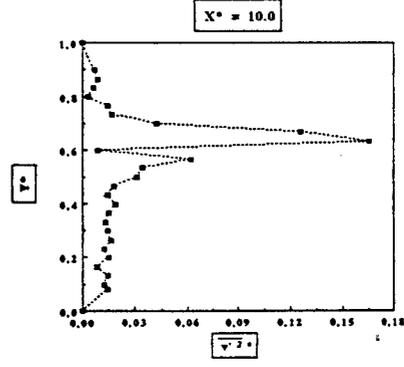
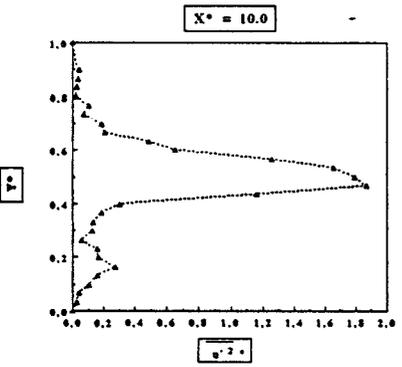
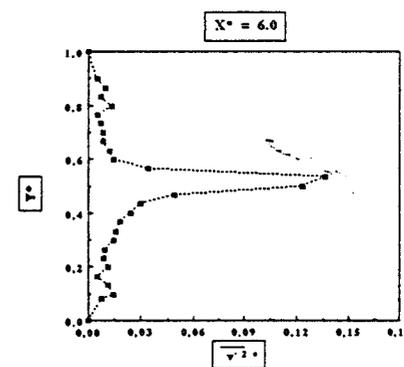
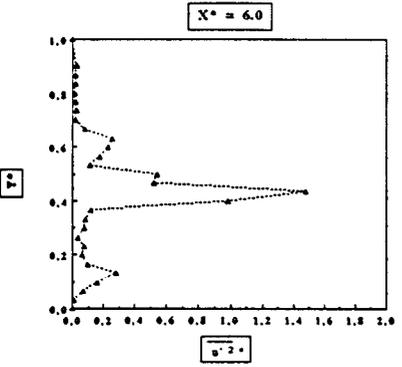
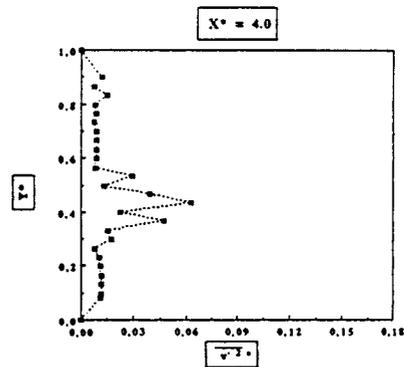
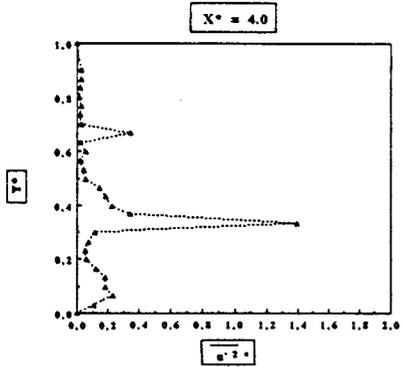
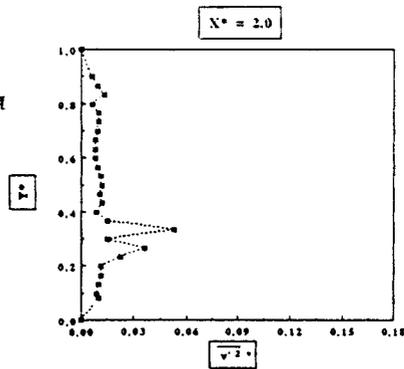
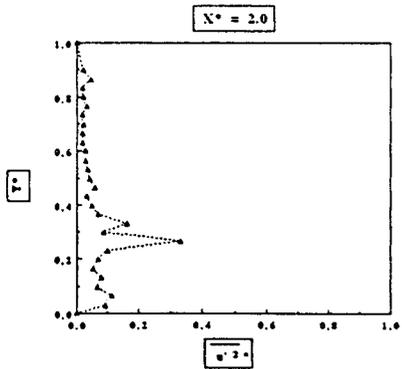
VITESSES MOYENNES ET FLUCTUANTES

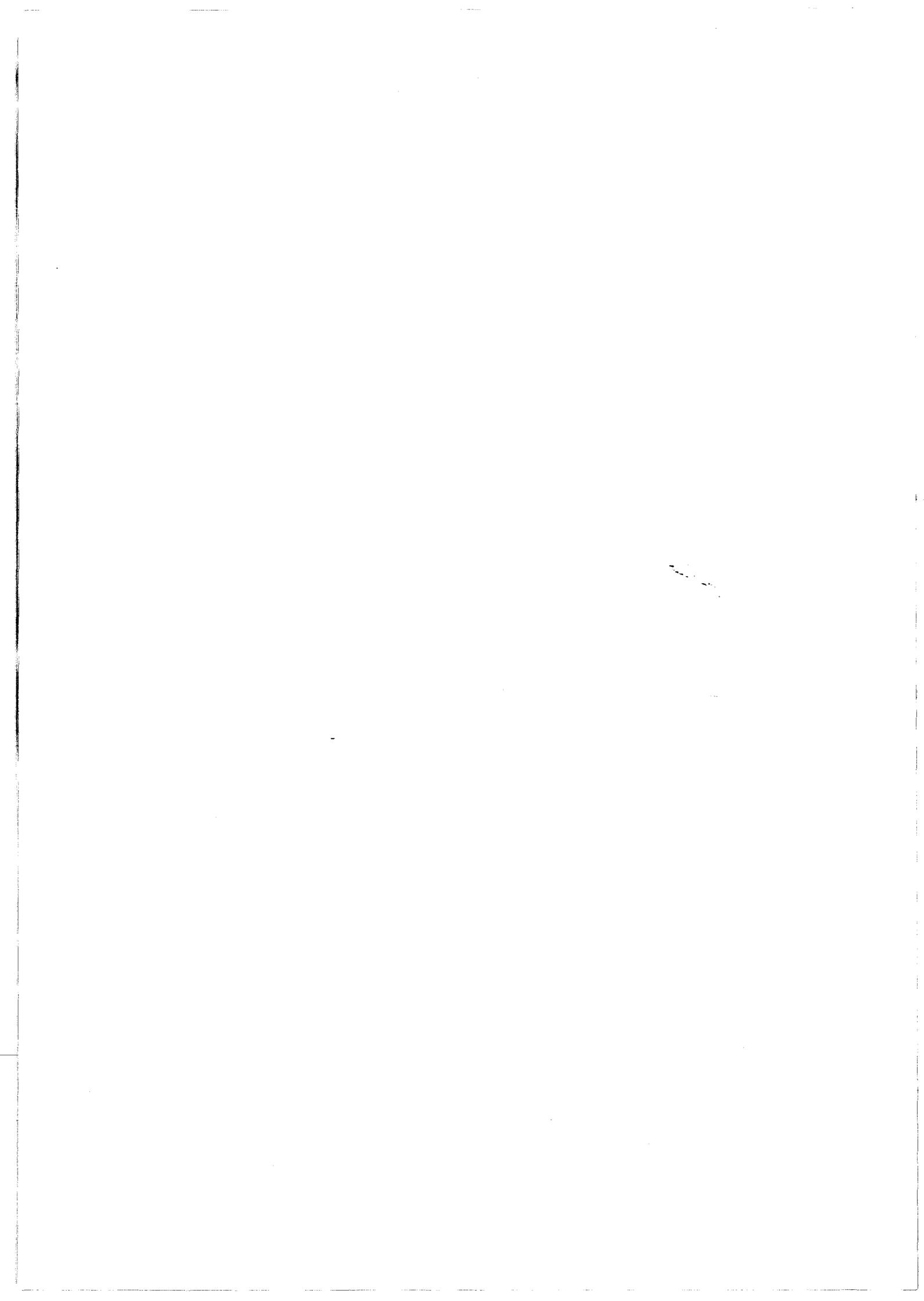
$$Re = 500 - \alpha = 5.5$$

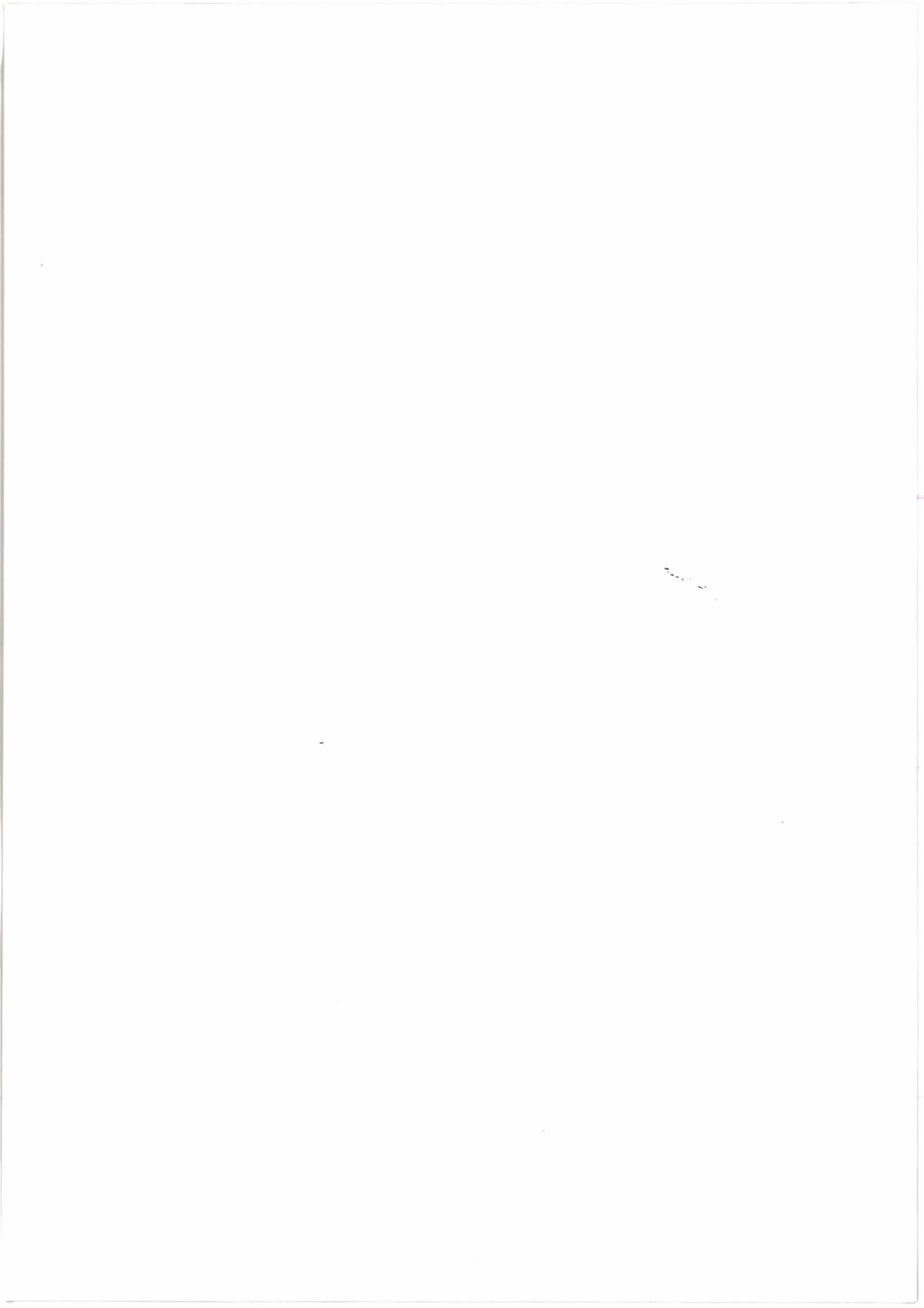




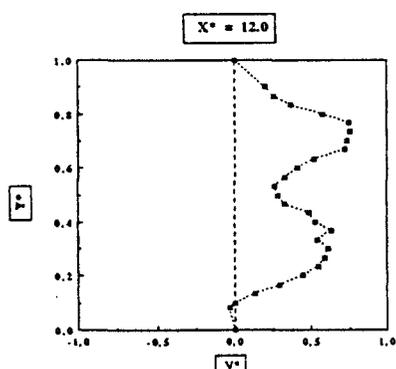
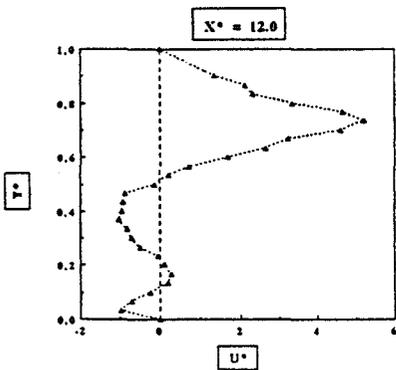
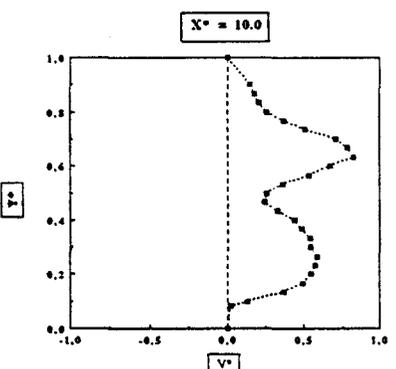
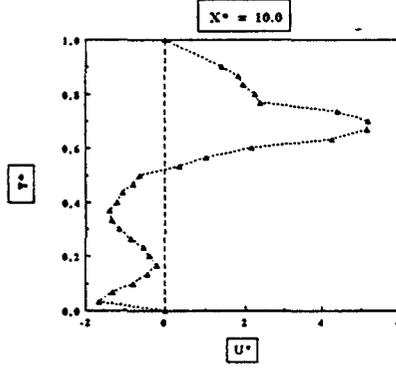
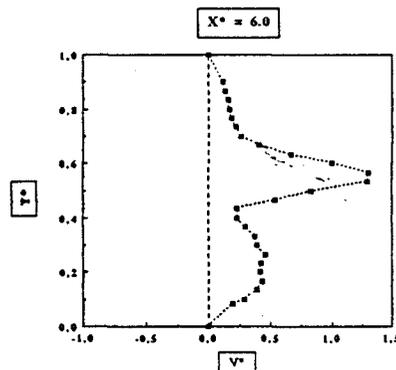
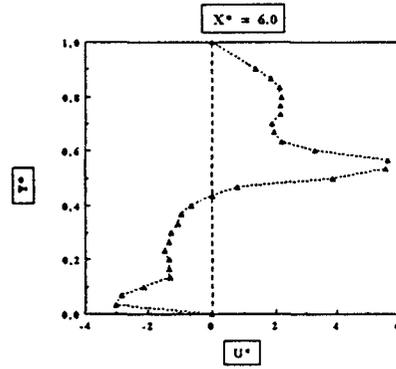
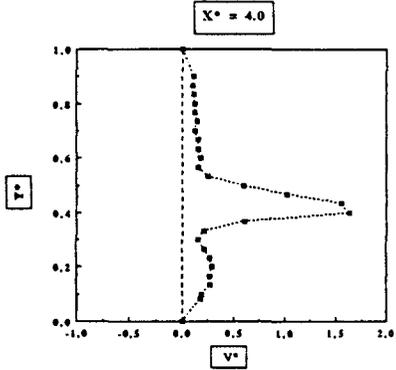
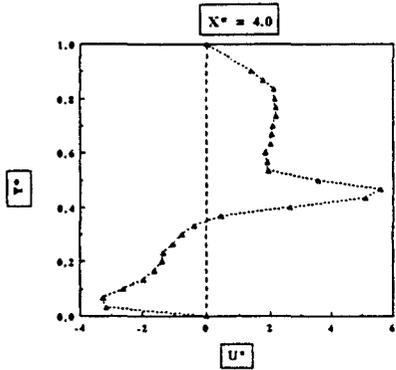
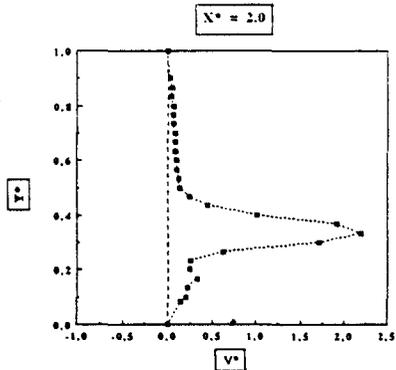
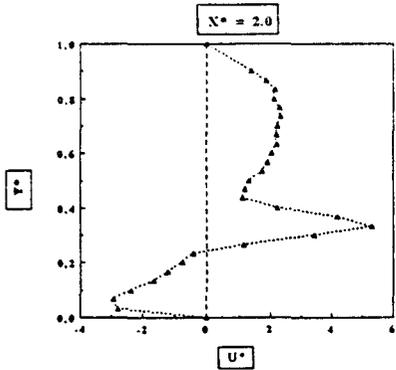
Annexes A

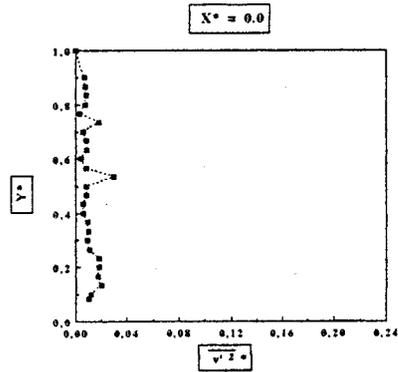
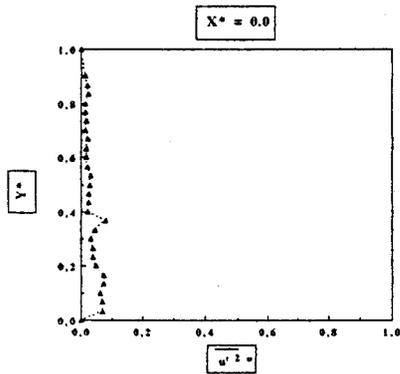
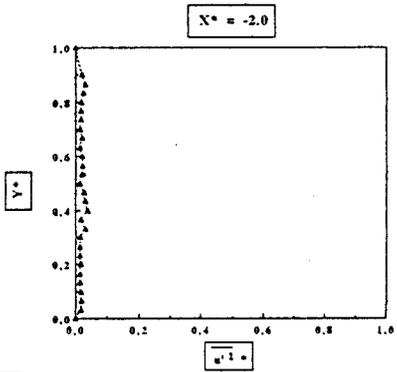
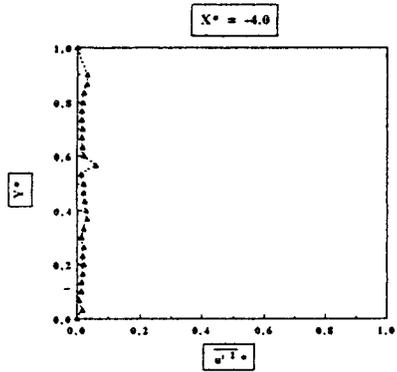
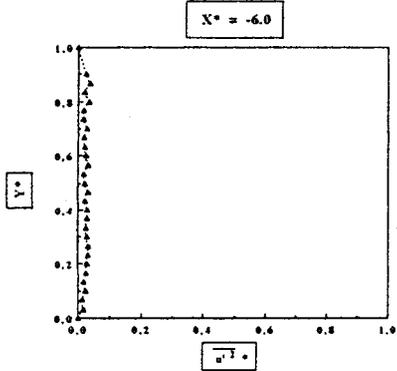
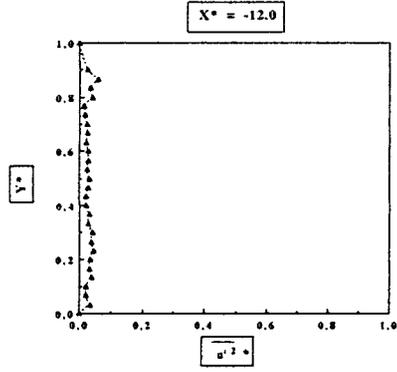


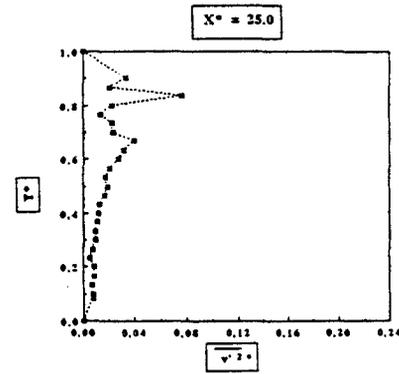
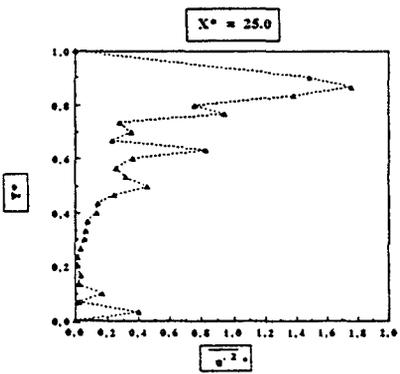
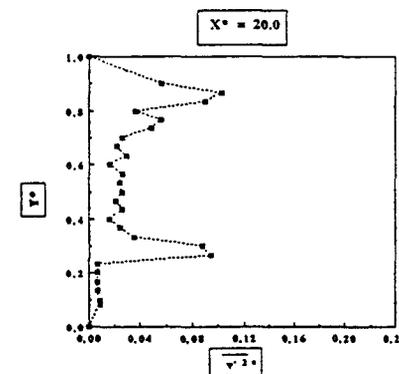
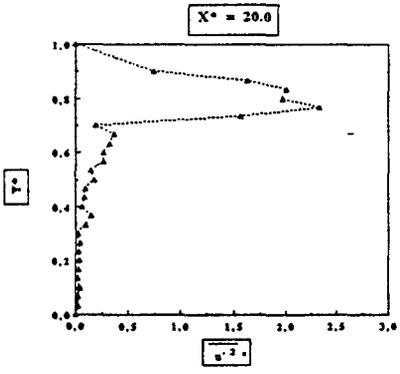
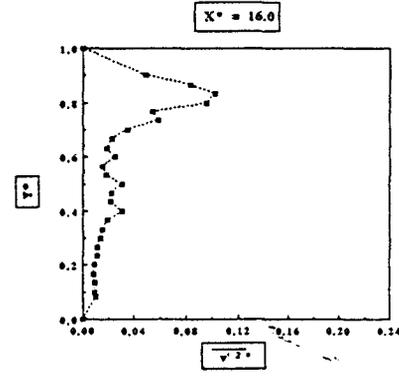
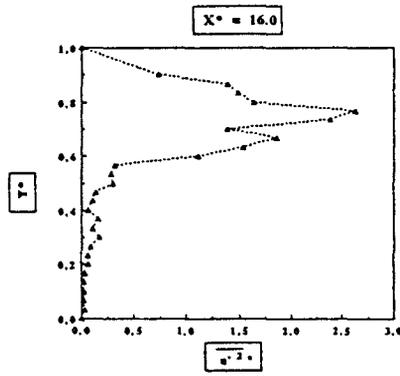
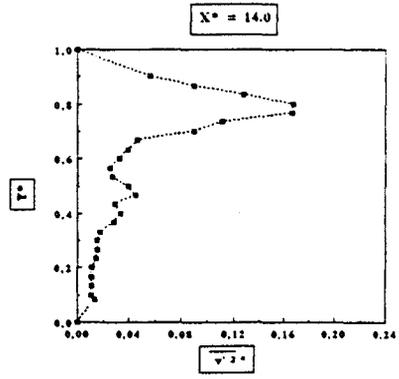
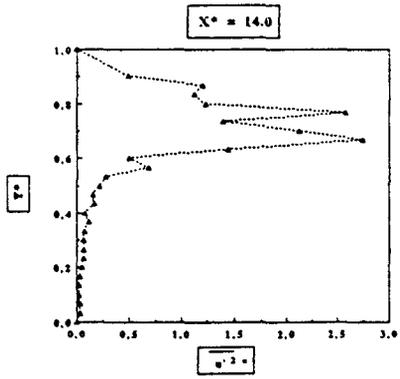




Annexes A

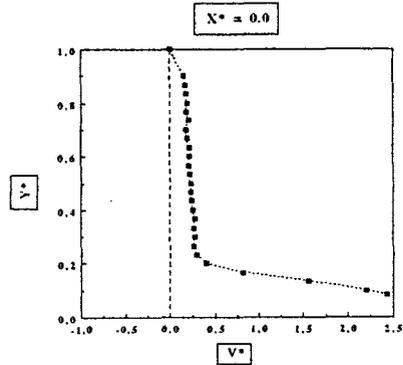
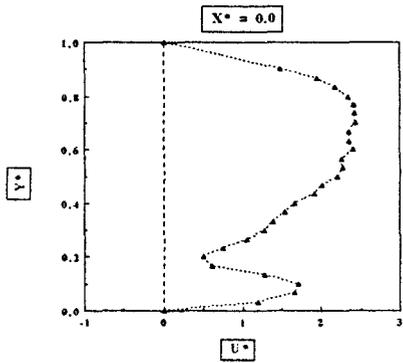
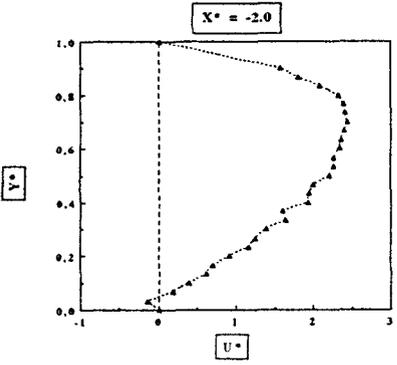
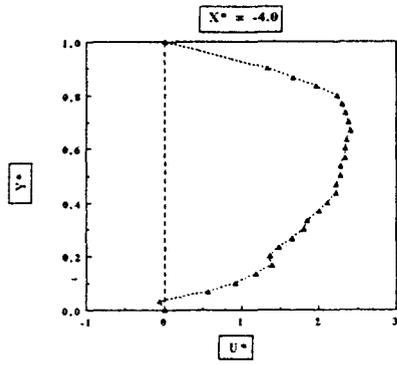
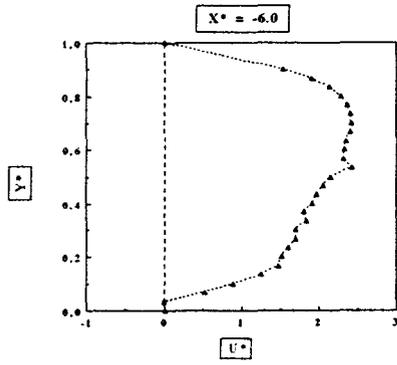
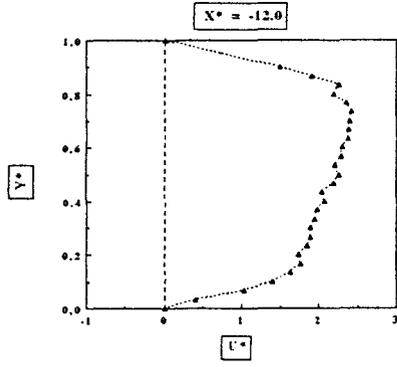




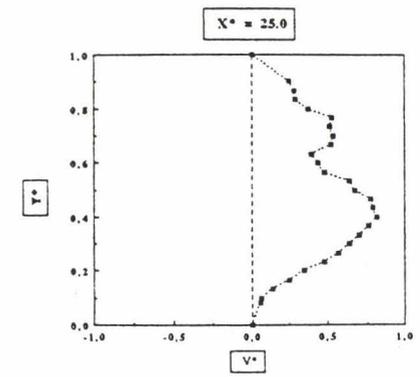
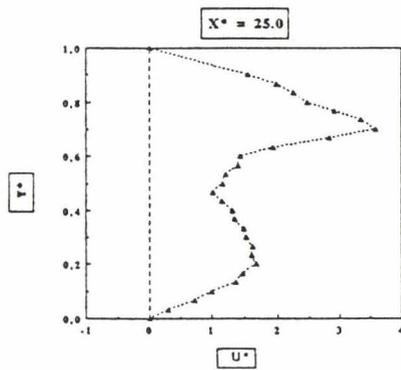
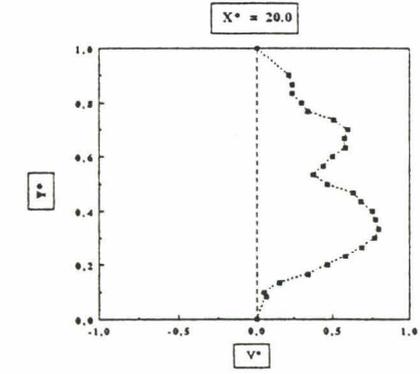
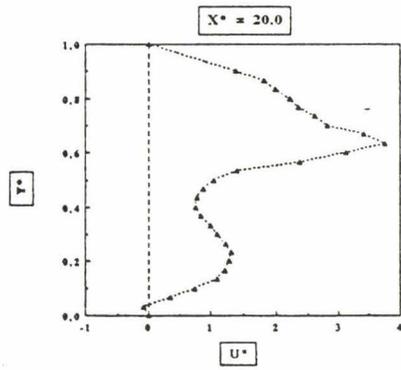
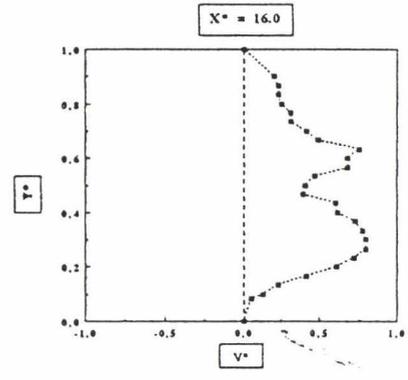
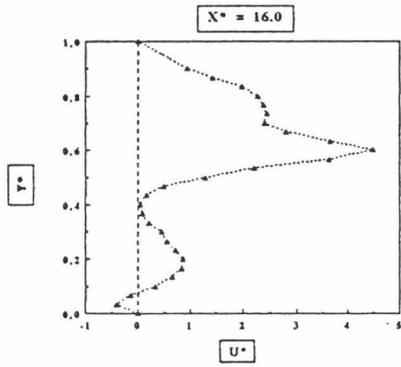
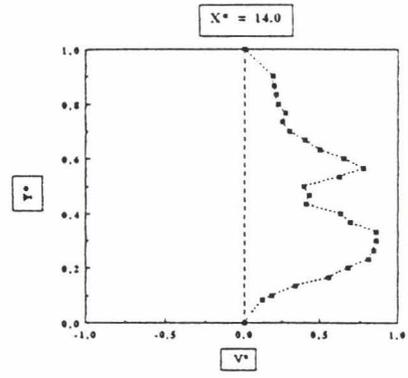
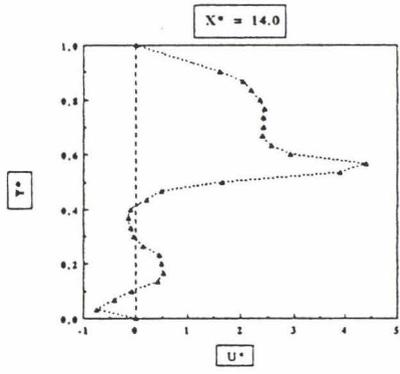


VITESSES MOYENNES ET FLUCTUANTES

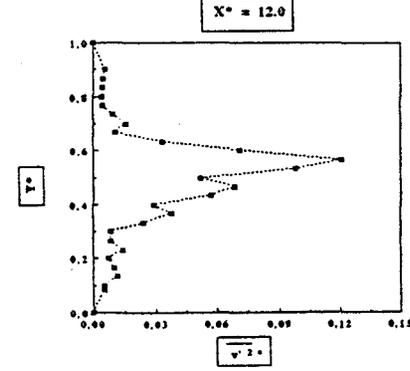
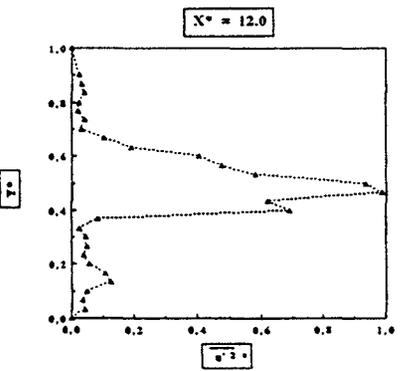
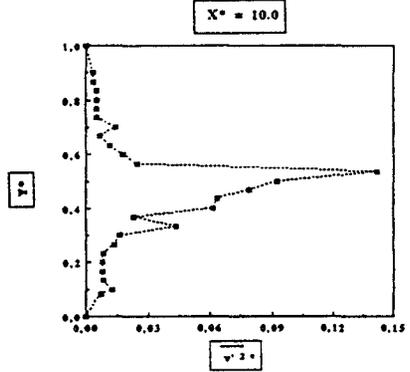
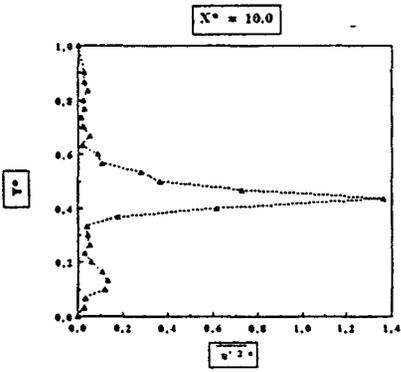
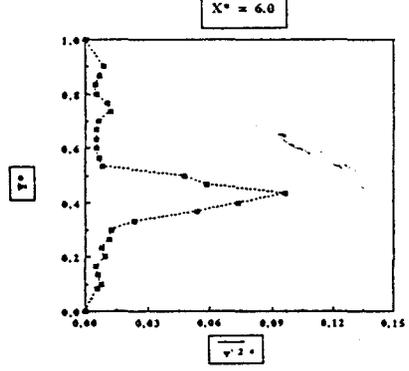
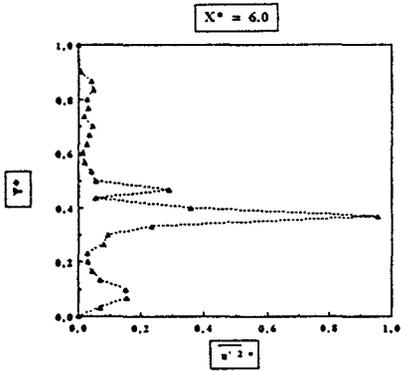
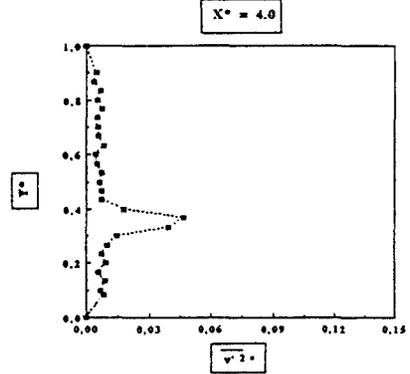
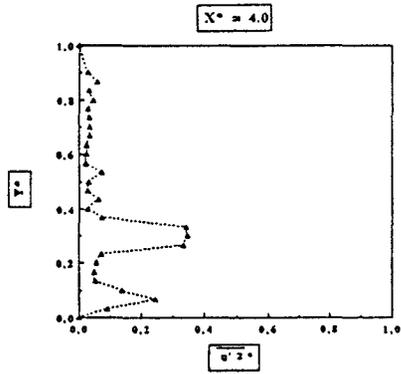
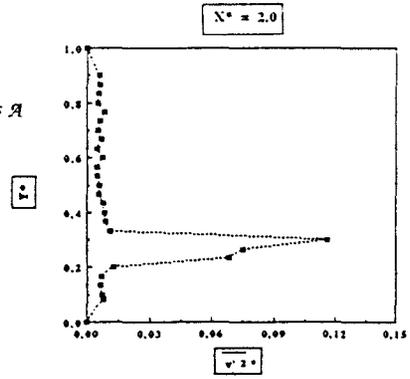
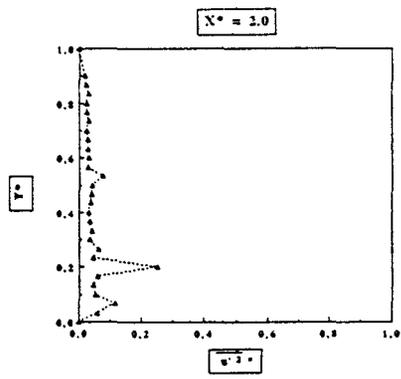
$$Re = 450 - \alpha = 4.5$$



Annexes A



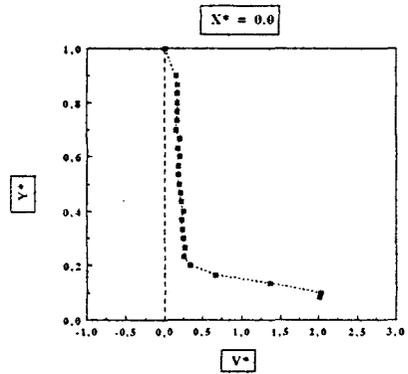
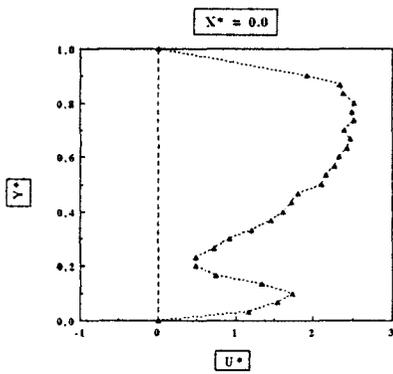
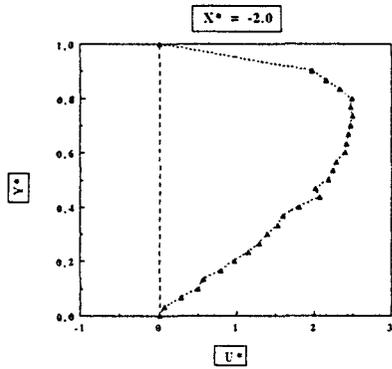
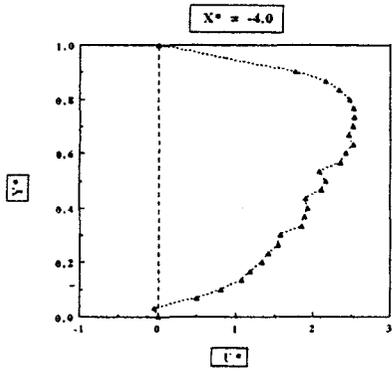
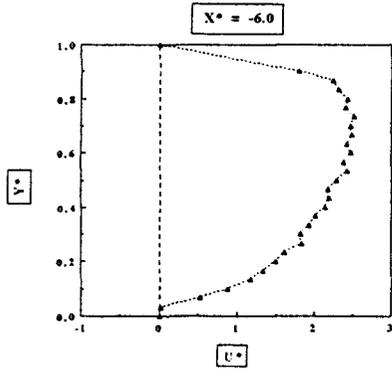
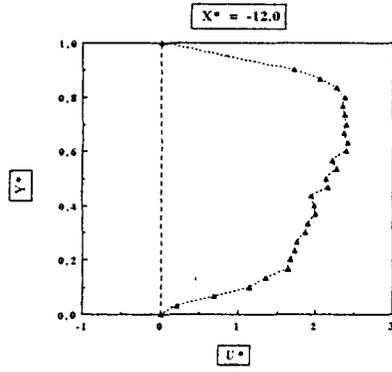
Annexes A

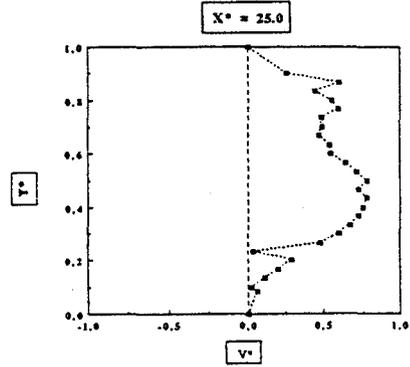
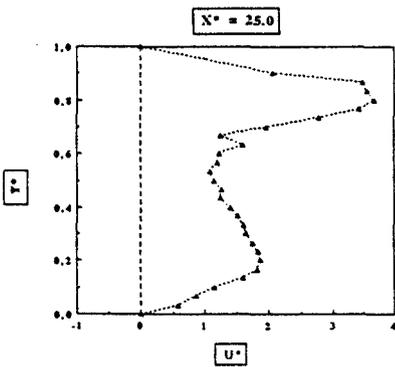
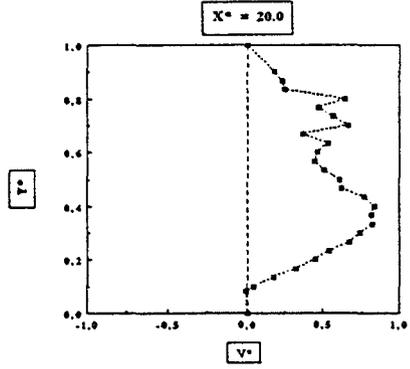
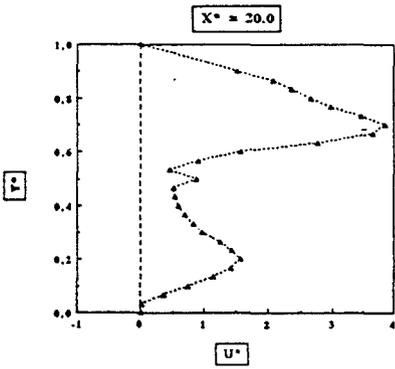
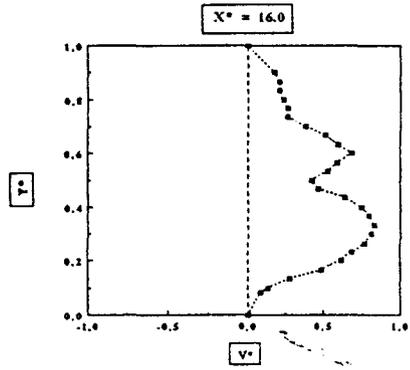
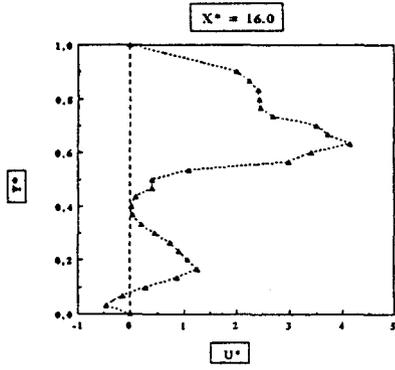
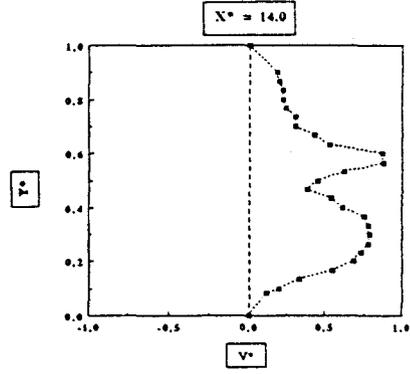
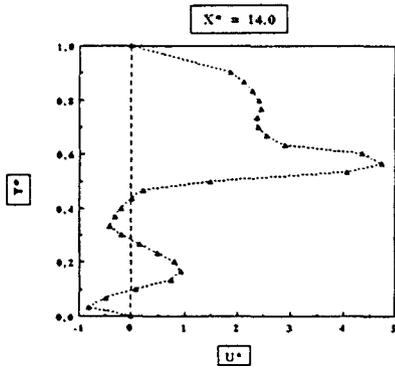


VITESSES MOYENNES ET FLUCTUANTES

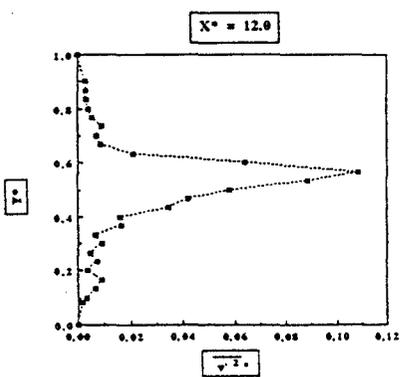
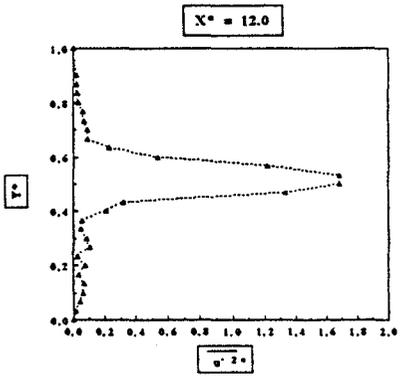
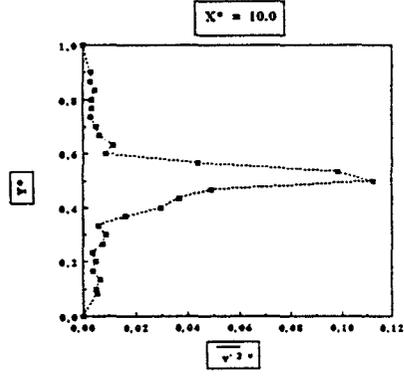
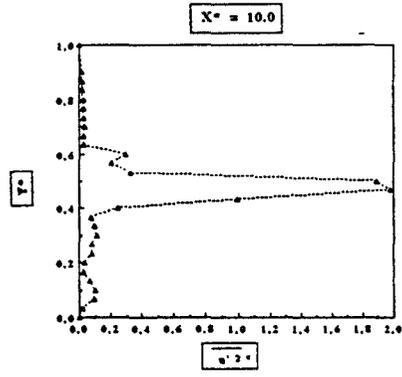
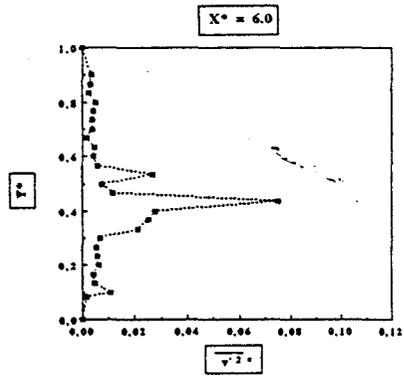
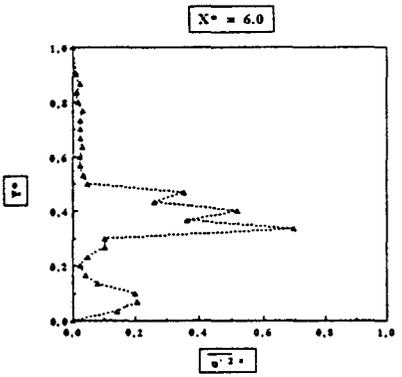
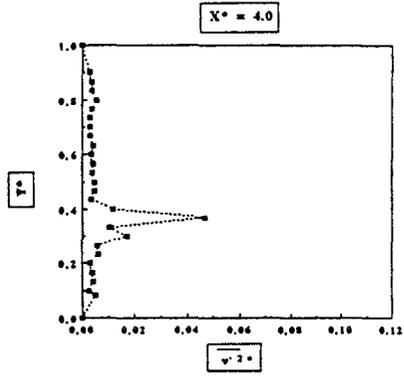
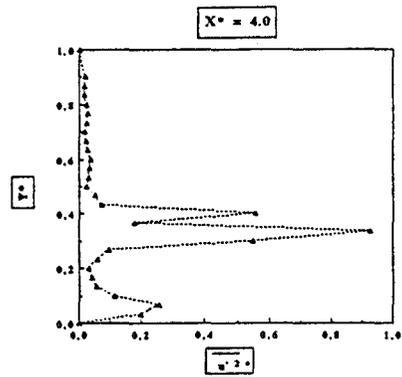
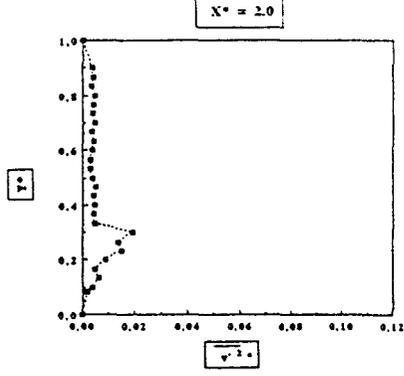
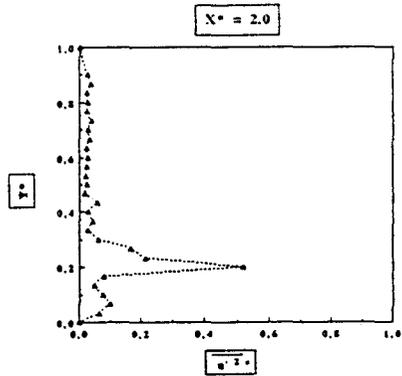
$$Re = 550 - \alpha = 4.5$$

Annexes A



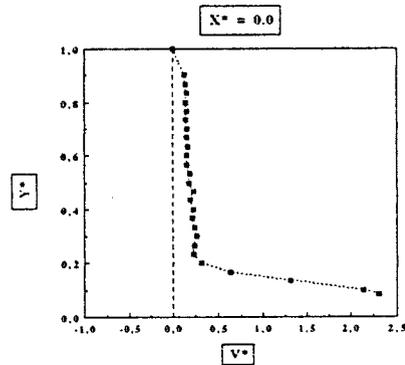
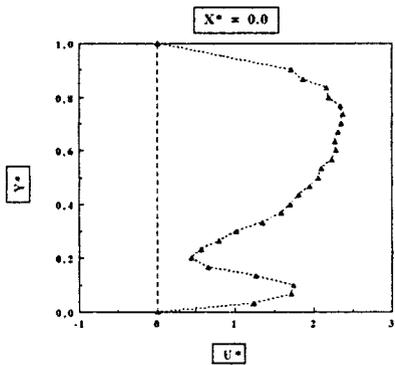
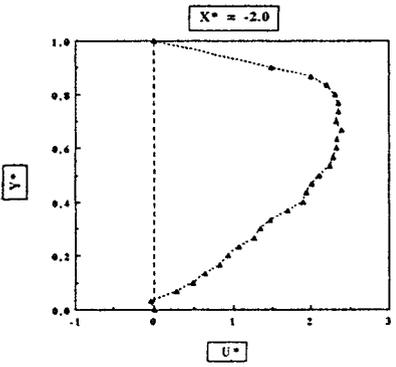
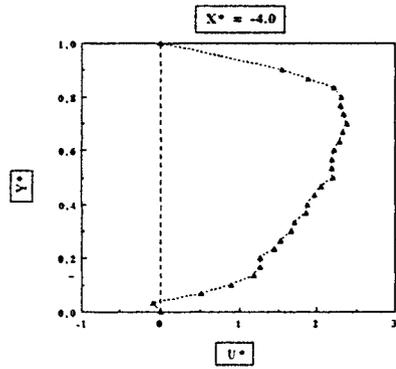
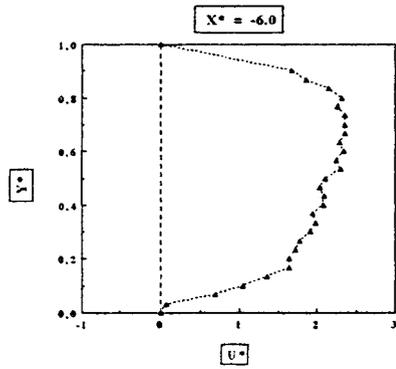
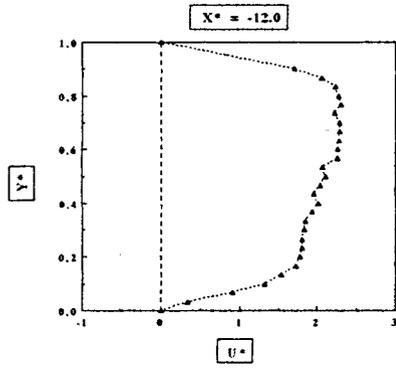


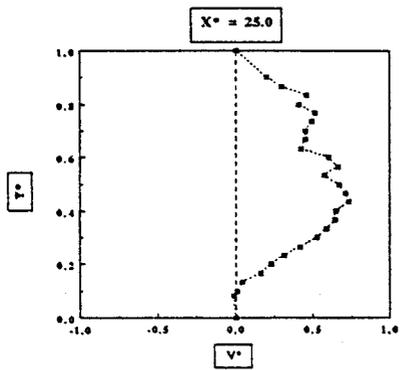
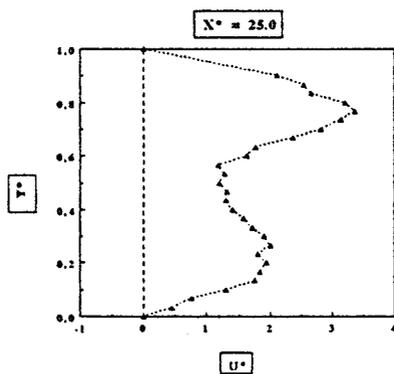
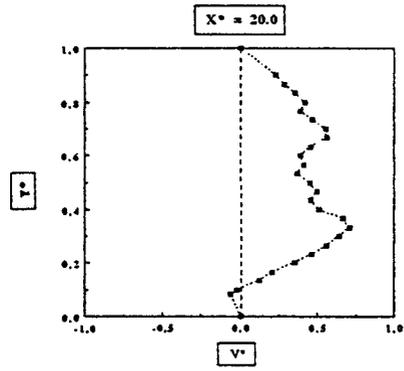
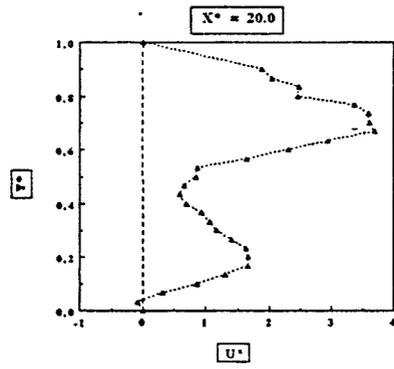
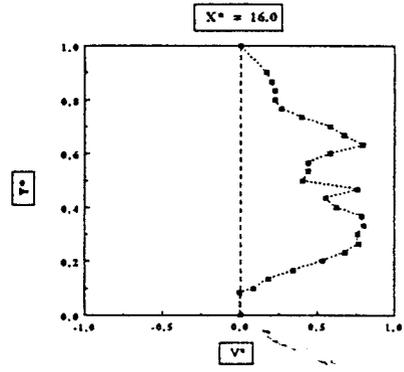
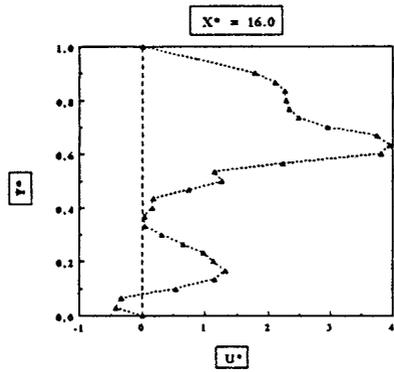
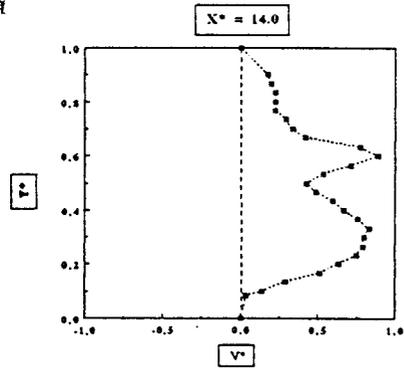
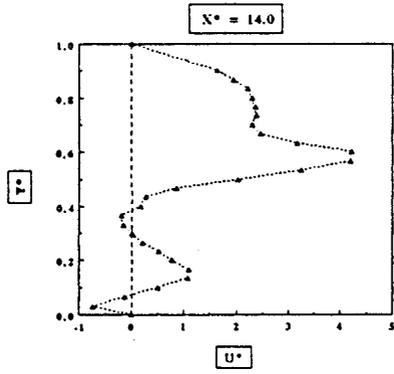
Annexes A



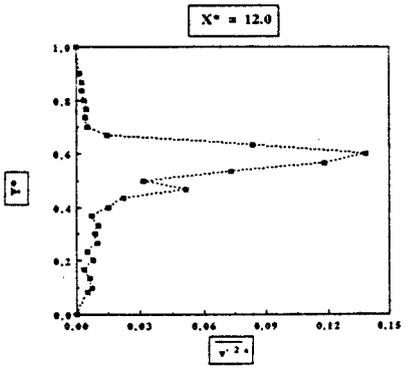
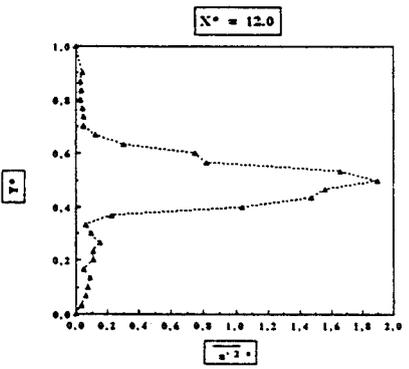
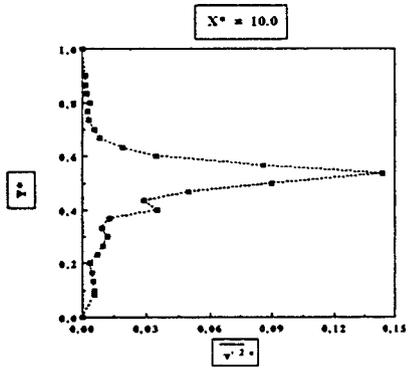
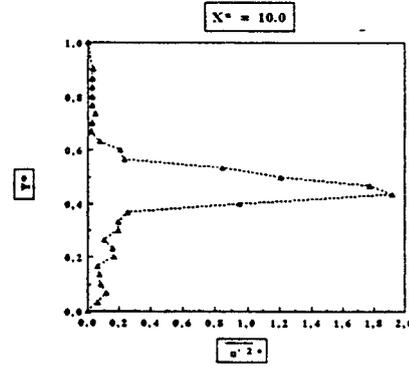
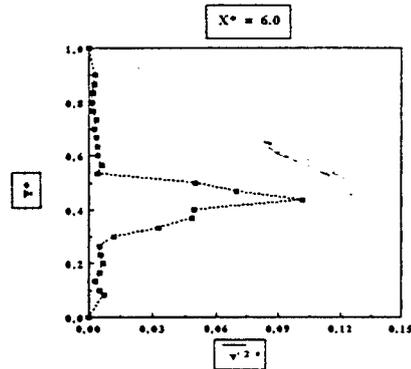
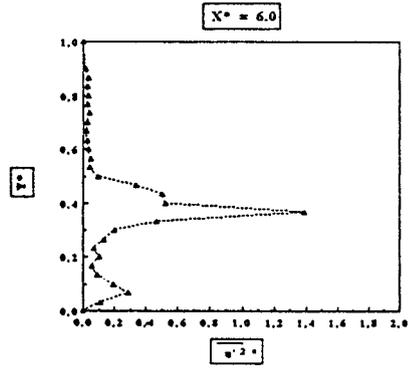
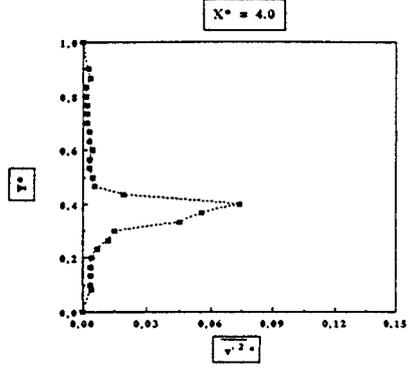
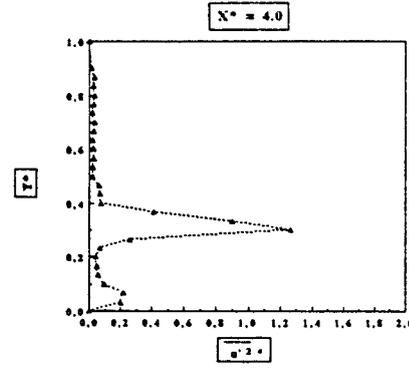
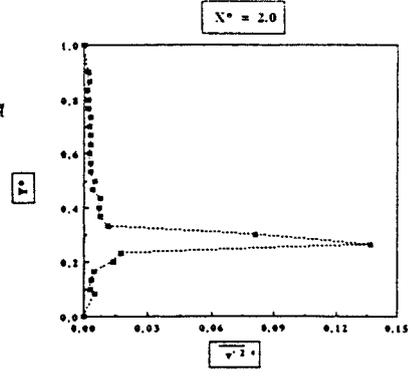
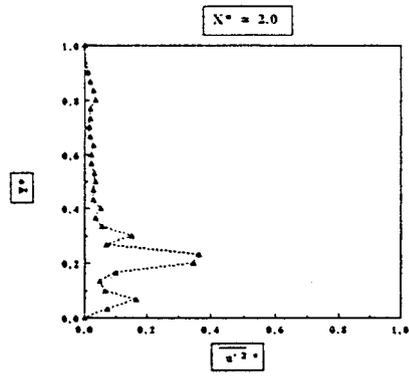
VITESSES MOYENNES ET FLUCTUANTES

$$Re = 600 - \alpha = 4.5$$





Annexes A



ANNEXES B

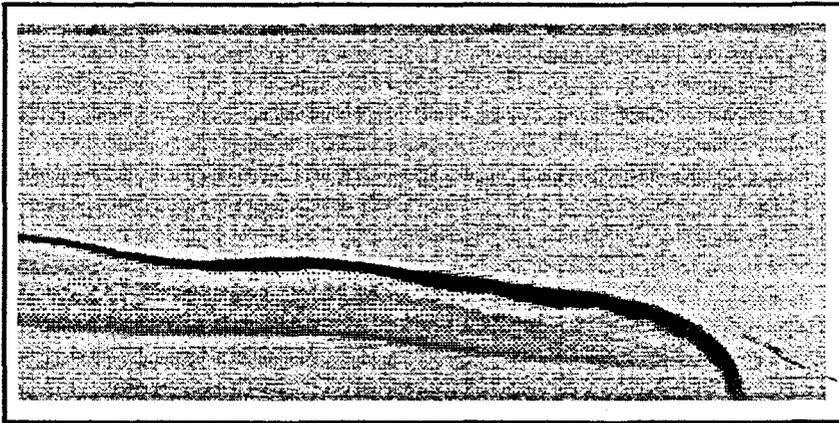
PLANCHES DE VISUALISATIONS

$$\underline{\text{Re} = 400 - \text{Z}^* = 0.0 - 1.5 \leq \alpha \leq 6.5}$$

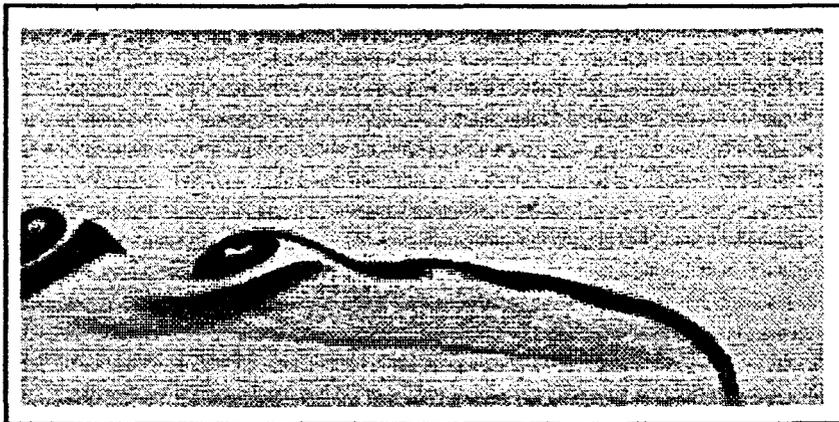
$\alpha = 1.5$



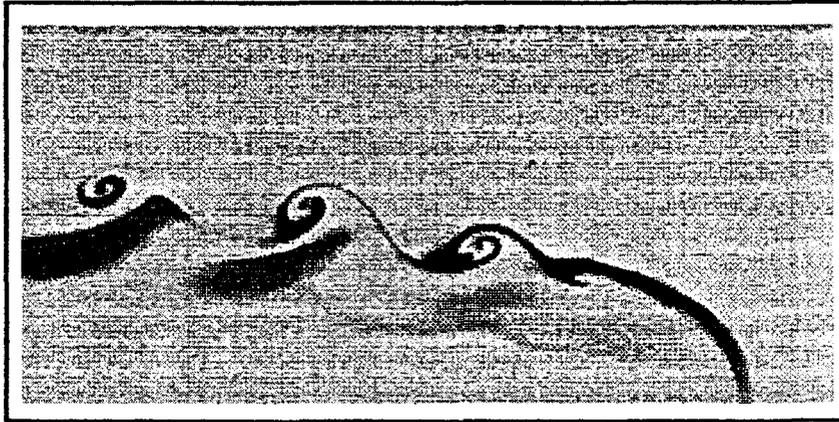
$\alpha = 2.5$



$\alpha = 3.5$



$\alpha = 4.0$



$$\text{Re} = 450 - Z^* = 0.0 - 1.5 \leq \alpha \leq 6.5$$

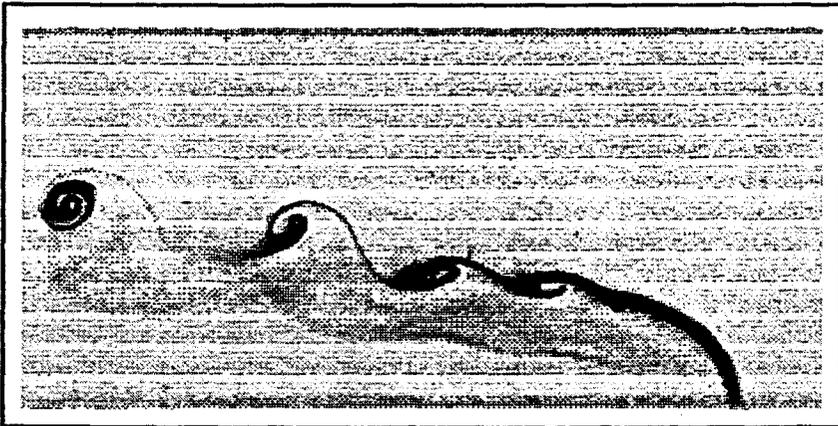
$\alpha = 1.5$



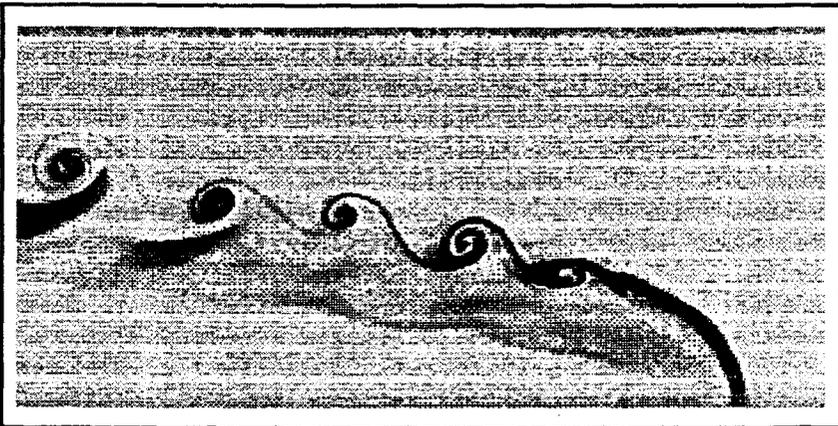
$\alpha = 2.5$



$\alpha = 3.5$

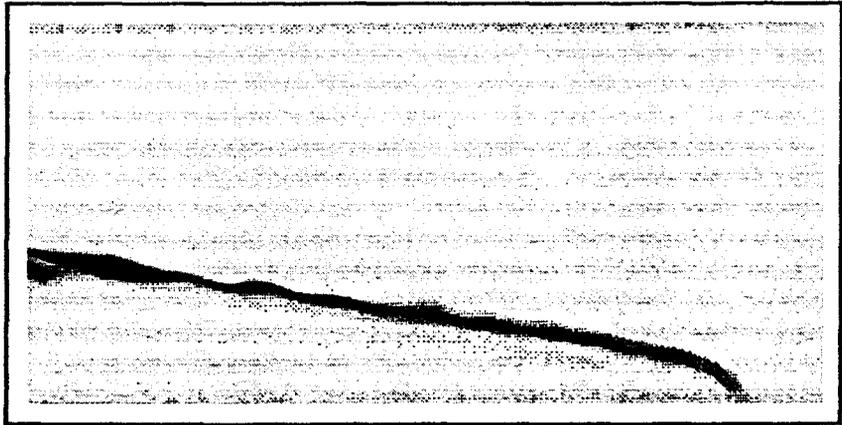


$\alpha = 4.0$

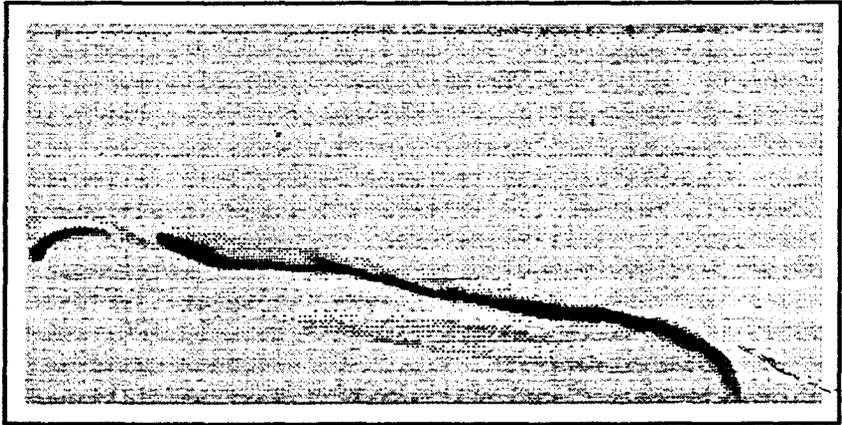


$$\underline{Re = 550 - Z^* = 0.0 - 1.5 \leq \alpha \leq 6.5}$$

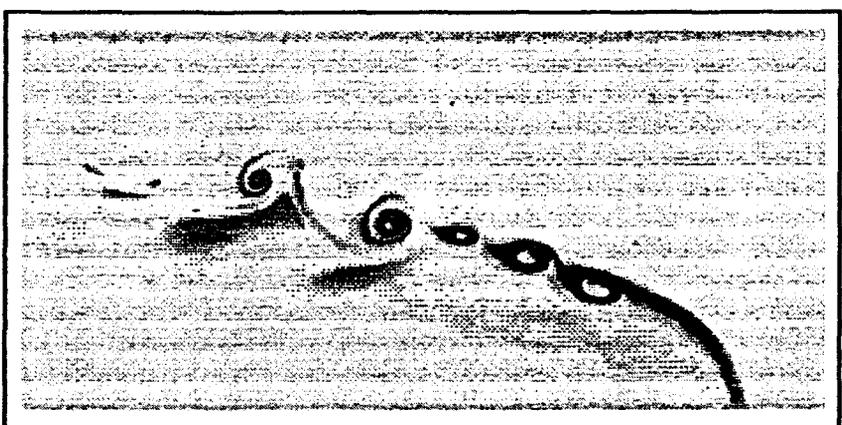
$\alpha = 1.5$



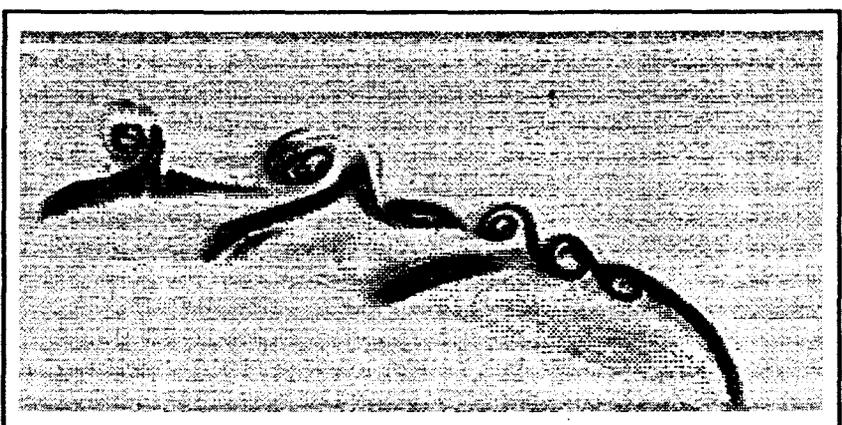
$\alpha = 2.5$



$\alpha = 3.5$

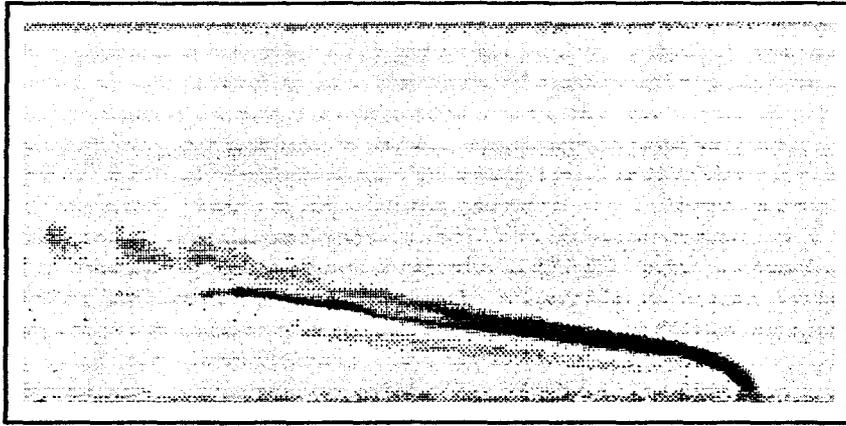


$\alpha = 4.0$

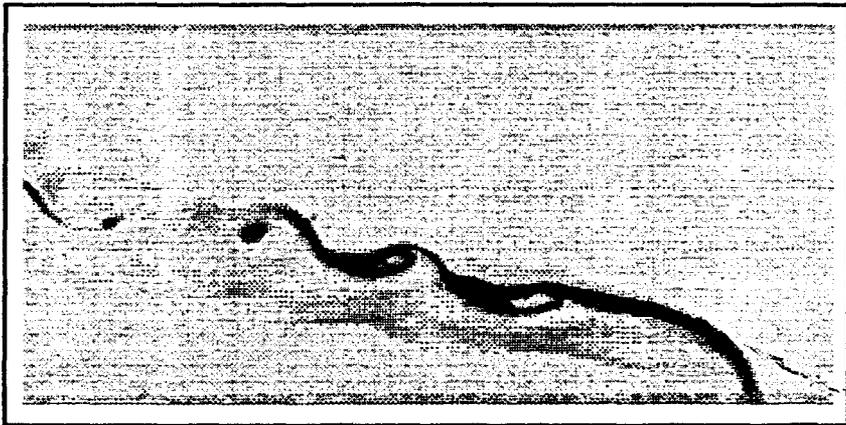


$$\text{Re} = 600 - Z^* = 0.0 - 1.5 \leq \alpha \leq 6.5$$

$\alpha = 1.5$



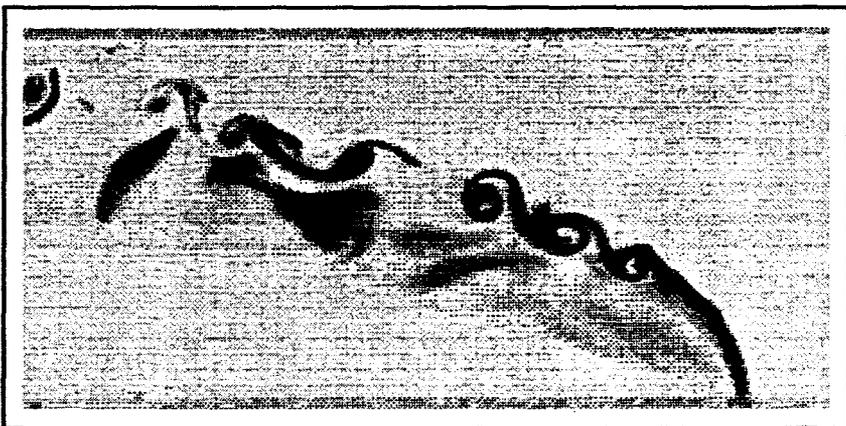
$\alpha = 2.5$



$\alpha = 3.5$



$\alpha = 4.0$



RESUME :

On étudie expérimentalement l'interaction d'un jet issu d'une fine fente rectangulaire perpendiculaire à un écoulement transversal en milieu confiné. Différentes techniques optiques non intrusives (Tomographies Laser à Fluorescence induite, Anémométrie Laser à effet Doppler, Filets colorés, Particle Streak Velocimetry, Particle Tracking Velocimetry) sont employées afin d'appréhender cette configuration complexe.

Dans une première partie de l'étude, une description de l'écoulement moyen est obtenue par le biais de relevés anémométriques et de visualisations réalisées dans les trois directions normales. Les résultats montrent, d'une part, l'influence du nombre de Reynolds débitant et du rapport d'injection sur différentes caractéristiques de l'écoulement moyen et, d'autre part, nous permettent d'effectuer une topologie relativement fine de la structure de l'écoulement.

Dans une seconde partie, nous nous attachons à décrire l'aspect instationnaire de l'interaction caractérisé principalement par la présence de différentes structures tourbillonnaires (tubes tourbillonnaires transversaux) au niveau des frontières supérieures et inférieures du jet. Les relevés spatio-fréquentiels relatifs aux structures inférieures montrent que la perte de stabilité du jet est liée, pour de faibles vitesses, à un système d'amplification dans lequel différents phénomènes sont couplés (Sillage - Kelvin-Helmholtz et amplification due à la géométrie elliptique des tourbillons contrarotatifs longitudinaux). Enfin, nous nous intéressons aux différentes évolutions des structures cohérentes à l'aval de l'injection (déchirement, détachement, destruction par impact, coalescence tourbillonnaire). Une attention plus particulière est portée au mode de coalescence tourbillonnaire qui se révèle être un processus purement tridimensionnel.

MOTS CLES :

Jet	Topologie
Écoulement transversal	Analyse spectrale
Interaction tridimensionnelle	Stabilité
Visualisations d'écoulements	Structures tourbillonnaires

ABSTRACT :

Study of an interaction between a bidimensional jet and a cross stream

An experimental investigation is carried out in order to study the interaction between a jet getting out of a rectangular thin slit and emerging into a cross stream. Several non intrusive experimental optical methods (Tomographies Laser Induced Fluorescence, Laser Doppler Anemometry, Dye Lines, Particle Streak velocimetry, Particle Tracking Velocimetry) are used in order to explain the complex mechanism of the mixing of the two streams.

In the first part, a description of the mean flow is obtained by anemometry measurements and by flow visualizations realized in the three basic directions. The results show, on the one hand, the effect of the variation of the Reynolds number and of the velocity ratio on various characteristics of the time average flow and, on the other hand, allow us to propose a fine description of the topological structure of the interaction.

In the second part, we describe the behaviour of the unsteady flow which is essentially characterized by the formation of coherent structures (transverse vortex tubes) on the superior and inferior boundaries of the jet. For the inferior vortical tubes and for low Reynolds numbers, a spatio-frequential analysis shows that the loss of stability of the jet results from an amplification mechanism of residual perturbations in which different processes are coupled (Wake - Kelvin-Helmholtz and amplification due to the geometrical instability of the counter rotating vortex pair). Finally, evolutions of coherent structures downstream the jet injection are studied (detachment, stretching evolution and destruction by impingement on the top wall of the channel). A last vortex evolution is described : the vortex pairing which reveals itself as being a threedimensional phenomenon.

KEYWORDS :

Jet

Cross Stream

Threedimensional Interaction

Flows Visualization

Topology

Spectral Analysis

Stability

Vortex Structures