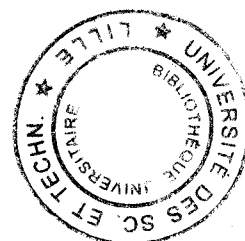


N° d'ordre: 2245

THESE DE DOCTORAT  
présentée à  
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET  
TECHNOLOGIES DE LILLE  
(U.F.R. de Mathématiques)  
pour obtenir le grade de  
DOCTEUR EN MECANIQUE  
par  
Grégory CROISIER



**ETUDE DE L'ECOULEMENT EN AVAL D'UNE  
MARCHE DESCENDANTE CONFINEE PAR  
DIFFERENTES METHODES OPTIQUES  
QUANTITATIVES**

soutenue le : 14 mai 1998 devant la Commission d'examen

Membres du Jury:

Rapporteurs :	M. RIETHMULLER,	Chef de Département à l'Institut Von Karman de Dynamique des Fluides (Belgique)
	M. VANDROMME,	Professeur à l'INSA de Rouen
Membres :	M. DYMENT,	Professeur à l'USTL : Président du Jury
	M. ROYER,	Chef de Département à l'Institut Franco-Allemand de St Louis
	M. JACQUIN,	Maître de Recherche à l'ONERA Chalais-Meudon
	M. HA MINH HIEU,	Professeur au Laboratoire de Banlève
	M. KOMPENHANS,	Chef de département DLR Göttingen (Allemagne)
	M. MONNIER,	Ingénieur à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille (ONERA-DAAP)
	M. STANISLAS,	Professeur à l'Ecole Centrale de Lille: Directeur de thèse

## AVANT PROPOS

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille (IMFL), établissement de l'Office National des Etudes et de la Recherche Aéronautique (ONERA). Je remercie à cette occasion Messieurs Bahurel et Dupriez, directeurs successifs de l'IMFL/ONERA de m'avoir accueilli dans leur établissement.

Je remercie également Messieurs Dymont et Flodrops, responsables successifs du groupe Mécanique des Fluides Fondamentale de m'avoir permis de réaliser cette thèse au sein de leur équipe désormais nommée DAAP et dirigé par Monsieur Thibert.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers Monsieur Stanislas, professeur à l'Ecole Centrale de Lille, pour la confiance qu'il me témoigne depuis mon stage de fin d'études d'ingénieur dans son équipe. Il a de plus fortement contribué à ce travail par ses compétences en turbulence et dans le domaine expérimental en général.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Monnier, ingénieur de recherche à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille pour ses conseils, son soutien. Indépendamment de ses compétences dans le domaine de la PIV, il a fait preuve d'une disponibilité sans égal. Je remercie à cette occasion Monsieur Jacquin, responsable du projet de recherche fédérateur intitulé Mesure et Modélisation Numérique de la Turbulence, d'avoir mis à ma disposition les moyens financiers qui m'ont permis de mener à bien l'étude de l'écoulement par PIV.

J'adresse mes remerciements à Monsieur Royer, chef de département à l'Institut Franco-Allemand de St Louis, ainsi qu'à toute son équipe, pour m'avoir accueilli pendant quelques mois. Au vu de la longue expérience de l'holographie et de la microholographie que détient ce laboratoire, le stage a été des plus formateurs. Je lui suis également reconnaissant du prêt de matériel qui m'a permis de réaliser une partie du travail à l'IMFL.

Je ne voudrais pas oublier une partie du personnel de l'IMFL qui se reconnaîtra, j'en suis sûr, et plus particulièrement Monsieur Geiler, ingénieur informaticien, qui s'est occupé du dépouillement des hologrammes.

Je remercie enfin les membres du jury.



## TABLE DES MATIERES

Notations principales .....	7
<b>1<sup>ière</sup> PARTIE</b>	
<b>PRESENTATION GENERALE DU SUJET .....</b>	<b>11</b>
<b>1. INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>11</b>
<b>2. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE GENERALE .....</b>	<b>14</b>
<b>2.1. La marche descendante 2D .....</b>	<b>14</b>
2.1.1. La zone de recirculation .....	14
2.1.2. La couche limite après recollement .....	16
2.1.3. La couche de cisaillement .....	16
2.1.4. Les fluctuations de vitesse .....	17
<b>2.2. Comportement tridimensionnel .....</b>	<b>18</b>
<b>2.3. Excitation des écoulements décollés-recollés .....</b>	<b>20</b>
<b>2.4. Les traceurs .....</b>	<b>21</b>
2.4.1. Critère de suivi .....	22
2.4.2. Caractéristiques des traceurs .....	23
2.4.3. Application .....	23
Liste des figures de la 1 <sup>ière</sup> partie .....	25
Figures de la 1 <sup>ière</sup> partie .....	27
<b>2<sup>ème</sup> PARTIE</b>	
<b>CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT .....</b>	<b>33</b>
<b>3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL .....</b>	<b>33</b>
<b>3.1. Choix de l'écoulement .....</b>	<b>33</b>
<b>3.2. La veine d'expérience .....</b>	<b>33</b>
<b>3.3. Le convergent .....</b>	<b>34</b>
<b>3.4. Le diffuseur .....</b>	<b>35</b>
<b>3.5. Fonctionnement à l'eau .....</b>	<b>35</b>
<b>3.6. Dispositif d'excitation .....</b>	<b>36</b>

<b>4. VISUALISATIONS</b> .....	36
<b>4.1. Méthode</b> .....	36
4.1.1. Sources lumineuses .....	36
4.1.2. Traceurs .....	37
4.1.3. Matériel de prise de vues .....	37
<b>4.2. Résultats</b> .....	37
4.2.1. Visualisations en lumière blanche .....	37
4.2.2. Visualisations par plan Laser .....	38
4.2.3. Visualisations stroboscopiques .....	40
<b>4.3. Conclusions</b> .....	40
<b>5. LA VELOCIMETRIE LASER A FRANGES</b> .....	41
<b>5.1. Méthode</b> .....	41
5.1.1. Principe .....	41
5.1.2. Description de la chaîne de mesure .....	42
5.1.3. Configurations de mesure .....	43
5.1.4. Le volume de mesure .....	43
5.1.5. Précision des mesures .....	44
<b>5.2. Résultats</b> .....	51
5.2.1. Précision .....	51
5.2.2. Mesures .....	55
5.2.3. Profils de vitesses .....	59
5.2.4. Fluctuations de vitesse .....	69
5.2.5. Analyse spectrale .....	71
<b>5.3. Synthèse</b> .....	74
5.3.1. La couche de cisaillement .....	74
5.3.2. La zone de recirculation .....	75
5.3.3. L'écoulement principal .....	75
5.3.4. Influence de l'excitation .....	76
<b>6. LA VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES</b> .....	77
<b>6.1. Méthode</b> .....	77
6.1.1. Principe .....	77
6.1.2. Dispositif expérimental .....	80
6.1.3. Précision des mesures .....	81
<b>6.2. Résultats</b> .....	86
6.2.1. Précision des mesures .....	86
6.2.2. Mesures .....	88
6.2.3. Comparaison des résultats de PIV et de VLF .....	90
6.2.4. Champs de vitesses instantanés .....	94
6.2.5. Corrélations spatiales .....	96
<b>6.3. Conclusions sur la méthode</b> .....	102
<b>7. DISCUSSION</b> .....	103

Liste des figures de la 2 <sup>ième</sup> partie .....	109
Figures de la 2 <sup>ième</sup> partie .....	115

### **3<sup>ième</sup> PARTIE**

## **APPROCHE HOLOGRAPHIQUE .....**

### **8. PRINCIPE DE L'HOLOGRAPHIE .....**

#### **8.1. Présentation générale de la méthode .....**

8.1.1. Description du montage à deux faisceaux .....

8.1.2. Théorie simplifiée .....

8.1.3. Caractéristiques des sources lumineuses en holographie .....

8.1.4. Caractéristiques du support photosensible .....

8.1.5. Le montage de Gabor .....

#### **8.2. Une application de l'holographie: la microholographie .....**

8.2.1. Détermination des chemins optiques .....

8.2.2. Caractérisation des aberrations holographiques .....

#### **8.3. La microholographie avec le montage de Gabor .....**

8.3.1. Avantages .....

8.3.2. Inconvénients .....

8.3.3. Zone de fonctionnement .....

8.3.4. Le montage de Gabor à faisceau auxiliaire .....

### **9. LE MONTAGE DE GABOR BIDIRECTIONNEL .....**

#### **9.1. Méthode .....**

9.1.1. Principe .....

9.1.2. Dispositif expérimental .....

9.1.3. Prise en compte du milieu objet .....

9.1.4. Précision .....

#### **9.2. Résultats .....**

9.2.1. Mesures .....

9.2.2. Résultat de l'analyse .....

### **10. LA PIV HOLOGRAPHIQUE .....**

#### **10.1. Méthode .....**

10.1.1. But de la recherche .....

10.1.2. Ecoulement étudié .....

10.1.3. Description du dispositif holographique .....

#### **10.2. Résultats .....**

10.2.1. Montage à référence alignée .....

10.2.2. Montage à référence séparée .....

10.2.3. Analyse par autocorrélation du jet .....

10.2.4. Bilan récapitulatif .....

### **11. DISCUSSION .....**

Liste des figures de la 3 <sup>ième</sup> partie .....	265
--	-----

Figures de la 3 <sup>ième</sup> partie .....	267
--	-----

**4<sup>ième</sup> PARTIE****CONCLUSION ET PERSPECTIVES** ..... 289**Références bibliographiques** ..... 295**Annexes** ..... 309

## NOTATIONS PRINCIPALES

### *Fluide*

$\rho$  : Masse volumique

$\mu$  : Viscosité dynamique

$\nu$  : Viscosité cinématique

$u, v, w$  : Composantes de la vitesse instantanée

$U, V, W$  : Composantes de la vitesse moyenne

$u'$  : Corrélation normale  $\sqrt{\overline{u'^2}}$

$v'$  : Corrélation normale  $\sqrt{\overline{v'^2}}$

$w'$  : Corrélation normale  $\sqrt{\overline{w'^2}}$

$u'v'$  : Corrélation croisée  $\overline{u'v'}$

### *Symboles associés à la couche limite incidente*

$O_1x_1y_1$  : Repère orthonormé associé à la paroi de la marche ( $y=0$ )

$O_1$  origine de la couche limite définie à la jonction convergent/veine

$x_1$  dans le plan pariétal, axe médian de la veine dans le sens de l'écoulement

$y_1$  normal à la paroi de la marche vers l'écoulement

$U_{\max}$  : Vitesse de l'écoulement en milieu de veine au niveau de la marche ( $x=0$ )

$\eta$  : Grandeur sans dimension basée sur la distance pariétale  $y_1$   $\eta = y_1 \sqrt{\frac{U_{\max}}{\nu x_1}}$

$\delta$  : Epaisseur de la couche limite

$\delta_1$  : Epaisseur de déplacement

$\theta$  : Epaisseur de quantité de mouvement



- $Re_x$  : Nombre de Reynolds basé sur la distance  $x_1$   
 $Re_x = U_{\max} x_1 / \nu$
- $Re_\delta$  : Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite  
 $Re_\delta = U_{\max} \delta / \nu$
- $Re_{\delta_1}$  : Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement  
 $Re_{\delta_1} = U_{\max} \delta_1 / \nu$
- $Re_\theta$  : Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement  
 $Re_\theta = U_{\max} \theta / \nu$
- $h$  : Facteur de forme  
 $h = \delta_1 / \theta$

### *Symboles associés à la marche descendante*

- $Oxyz$  : Repère orthonormé associé à la marche  
 O origine au milieu de l'arête de la marche  
 x axe médian de la veine dans le sens de l'écoulement  
 y normal à la paroi de la marche vers l'écoulement  
 z arête de la marche
- $H$  : Hauteur de la marche
- $L$  : Longueur de la marche
- $hs$  : Hauteur de la veine en aval de la marche
- $he$  : Hauteur de la veine en amont de la marche
- $l$  : Profondeur de la veine
- $ER$  : Rapport d'expansion  
 $ER = hs / he$
- $AR$  : Rapport d'aspect  
 $AR = l / H$
- $U_0$  : Vitesse de l'écoulement en milieu de veine au niveau de la marche ( $x=0$ )
- $Re_H$  : Nombre de Reynolds basé sur la hauteur de marche  
 $Re_H = U_0 H / \nu$
- $f$  : Fréquence caractéristique de l'écoulement

$S_{th}$  : Nombre de Strouhal basé sur la hauteur de marche  
 $S_{th} = f H / U_0$

$S_{t\theta}$  : Nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement  
 $S_{t\theta} = f \theta / U_0$

$x_R$  : Longueur de recollement



# 1<sup>ière</sup> PARTIE

## PRESENTATION GENERALE DU SUJET

### 1. INTRODUCTION GENERALE

La Mécanique des Fluides est régie par un ensemble d'équations: les équations de Navier-Stokes. Il existe des solutions analytiques de ces équations dans le cas laminaire. On peut citer à titre d'exemple l'écoulement de Poiseuille dans un canal. Dans les écoulements turbulents, on ne peut apporter de simplifications aux équations de Navier-Stokes qui sont trop complexes pour être résolues analytiquement. Or, ce type d'écoulement est présent dans la plupart des applications pratiques, qu'elles soient hydrodynamiques, aérodynamiques ou aérothermiques. Il est cependant nécessaire, pour dimensionner de tels dispositifs, de pouvoir prédire le comportement du fluide. C'est pourquoi, de nombreux scientifiques se sont attachés au problème de la simulation des écoulements turbulents.

L'approche la plus ancienne consiste à modéliser la turbulence, c'est à dire à en prédire statistiquement les principales caractéristiques moyennes. L'idée de Reynolds et de Boussinesq était d'oublier le mouvement instantané du fluide, trop complexe, et de chercher les équations prédisant simplement le mouvement moyen. Mathématiquement, ceci peut être réalisé en moyennant les équations de Navier-Stokes mais cela ne résout en rien le problème puisqu'il apparaît de nouveaux termes inconnus. Pour fermer le système, il faut les modéliser. C'est le point crucial de cette approche qui est la plus utilisée au plan industriel. En effet, bien qu'elle souffre d'un manque de données expérimentales validant les modèles, elle a permis la mise au point d'outils prédictifs relativement performants.

Plus récemment, avec la naissance des super-calculateurs, une nouvelle approche qui paraissait jusque là inaccessible est apparue. Elle consiste non plus à modéliser la turbulence mais à discrétiser l'espace et le temps puis à intégrer numériquement le système des équations de Navier-Stokes sur ce maillage: c'est la Simulation Numérique Directe simplement nommée DNS. Pour ce faire, il faut que la distance inter-nodale soit inférieure à la taille des plus petites structures caractéristiques de l'écoulement. En turbulence, l'échelle caractéristique des plus petites structures est l'échelle de Kolmogorov, elle est d'autant plus petite que le nombre de Reynolds est élevé. Au vu des moyens de calcul qui obligent à limiter la résolution, il est possible, par DNS, de simuler des écoulements turbulents à faible nombre de Reynolds. La plupart des écoulements d'intérêt pratique sont encore hors de portée des calculateurs actuels. Néanmoins, la DNS fait l'objet de nombreux travaux de recherche car elle permet de calculer tous les termes des équations de bilan turbulent et peut donc participer à la modélisation de la turbulence. De plus, l'évolution permanente des calculateurs permet progressivement d'augmenter le nombre de Reynolds et d'apporter des éléments d'information intéressants sur

le comportement de la turbulence dans des configurations simples.

La DNS n'apportant pas de réponse immédiate à la prédiction des écoulements turbulents dans les applications pratiques, une solution intermédiaire consiste à simuler les grandes échelles de la turbulence: c'est la modélisation sous maille encore nommée LES. La distance inter-nodale est alors nettement supérieure à l'échelle de Kolmogorov et l'action de la turbulence sous-maille est modélisée. Cette méthode consiste donc à filtrer la turbulence pour éliminer les petites échelles tout en tenant compte des fluctuations sous-maille qui influencent partiellement l'évolution du champ filtré.

Des deux orientations que sont la modélisation et la simulation, chacune a ses avantages et ses inconvénients. On ne peut nier que la simulation apporte une vision nouvelle sur la turbulence qu'il convient d'exploiter dans le domaine de la modélisation [1.1].

Parallèlement à l'essor des méthodes numériques qui sont très importantes dans un contexte industriel, de nombreux groupes de recherche se sont attachés à l'étude d'écoulements turbulents d'un point de vue expérimental afin de "voir" la turbulence. C'est ainsi que Brown et Roshko [1.2] ont montré l'existence de structures cohérentes dans une couche de mélange grâce à des visualisations. Si cette technique est intéressante pour l'interprétation des phénomènes, des moyens de mesures ont été développés afin d'apporter une information quantitative sur la vitesse. Il existe des méthodes intrusives qui obligent à introduire un appareil de mesure dans l'écoulement- par exemple un pitôt, ou plus récemment une sonde pour l'anémométrie à fil chaud- et des méthodes optiques non-intrusives qui évitent de perturber l'écoulement. Cette dernière catégorie est bien entendu aujourd'hui la plus répandue. On peut citer les méthodes utilisant des traceurs - la Vélocimétrie Laser à Franges (VLF), la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), la Vélocimétrie Doppler Globale (DGV) - et les méthodes basées sur la diffusion moléculaire - la Fluorescence Induite par Laser (FIL). On trouve un état de l'art de l'ensemble de ces techniques, en dehors de la PIV, dans [1.3]. Les méthodes basées sur la diffusion moléculaire permettent de visualiser des milieux réactifs, elles sont donc limitées à des applications très spécifiques [1.3]. Par contre, à l'exception de la DGV, les techniques utilisant des traceurs sont très largement exploitées. En effet, La DGV garde un statut particulier car l'incertitude de mesure est de +/-2m/s, ce qui exclut l'emploi d'une telle méthode pour des écoulements à basse vitesse [1.3]. Pour la PIV, une synthèse des travaux récents [1.4] montre que cette méthode suscite l'intérêt d'un grand nombre de scientifiques. L'engouement porté à cette technique vient du fait qu'elle permet d'obtenir des composantes instantanées de vitesse. Or, les informations instantanées sont nécessaires à la compréhension des phénomènes instationnaires qui caractérisent les écoulements turbulents. L'enjeu des méthodes expérimentales est donc double: outre la compréhension des mécanismes régissant la turbulence, elles doivent permettre de mesurer des grandeurs physiques dans les écoulements de manière fiable. La quantification de ces grandeurs a deux implications d'un point de vue numérique: en ce qui concerne la modélisation de la turbulence, elle permet de préciser les hypothèses de fermeture et même d'apporter quelques corrections empiriques à des modèles existants pour palier à des insuffisances dans certaines applications pratiques. Elle permet également une validation des codes de calcul en général.

Ces codes rencontrent encore certaines difficultés à prédire le comportement des écoulements décollés-recollés. Ce type d'écoulement a cependant reçu depuis toujours une attention toute particulière car il est présent dans de nombreuses applications pratiques. On peut citer à titre d'exemple la couche limite qui se développe sur un profil d'aile. Sous certaines

conditions, la diminution de la portance peut être directement liée à l'existence d'un décollement de cette couche limite. C'est pourquoi, encore de nos jours, on tente par des moyens artificiels de retarder au maximum ce phénomène. La compréhension des écoulements décollés-recollés a donc des implications pratiques directes [1.5].

Un écoulement décollé-recollé particulier a fait l'objet de nombreuses études: il s'agit de l'écoulement en aval d'une marche descendante. Outre l'intérêt suscité par l'écoulement lui-même qu'on retrouve dans divers applications industrielles telles que les chambres de combustion, cette configuration a été maintes fois retenue pour la validation de codes de calcul et de nouvelles techniques de mesure. On peut trouver plusieurs raisons à cela.

On a indiqué l'importance des écoulements décollés-recollés pour lesquels on connaît finalement peu de choses, faute pendant longtemps de techniques de mesure appropriées. L'écoulement de type marche descendante possède l'avantage d'avoir une géométrie simple qui fixe la ligne de décollement, tout en préservant l'ensemble des phénomènes liés au décollement puis au recollement. Par conséquent, en dépit de cette simplification, les codes de calcul doivent prendre en compte la complexité de la dynamique du fluide qui se manifeste par la naissance et le développement de tourbillons à grande échelle dans la zone de cisaillement et par une très forte instationnarité de l'écoulement en général. De ce fait, la prédiction du comportement de l'écoulement, et notamment la détermination de la longueur de recollement, est encore un enjeu pour les méthodes numériques.

Du point de vue des techniques de mesure, la gamme des vitesses et des taux de turbulence rencontrée dans l'écoulement est étendue. C'est pourquoi, l'écoulement de type marche descendante permet de tester les possibilités et surtout la dynamique de la méthode employée.

Le présent travail est expérimental. Il est axé sur l'étude d'une marche descendante confinée avec une géométrie particulière qui rend l'écoulement tridimensionnel. L'objectif est double:

- la géométrie de l'écoulement a été définie en collaboration avec l'équipe de simulation numérique directe de la direction OA de l'ONERA dans le but d'une comparaison entre résultats expérimentaux et numériques.
- les caractéristiques de l'écoulement sont telles qu'il peut être étudié par différentes méthodes optiques quantitatives dont il convient d'évaluer les possibilités et les limitations.

L'étude est limitée à deux nombres de Reynolds (basés sur la hauteur de la marche) valant respectivement 5675 et 22230.

La première partie de ce mémoire rappelle, à partir de la bibliographie, les caractéristiques de l'écoulement en aval d'une marche descendante. On montre la complexité du phénomène et l'influence d'une excitation extérieure sur l'écoulement. Les écoulements décollés-recollés étant, de manière générale, particulièrement sensibles aux perturbations [1.5], on privilégie les méthodes optiques utilisant des traceurs qui sont non-intrusives. On précise donc les conditions permettant le suivi de l'écoulement par les traceurs.

Pour comparer utilement résultats expérimentaux et numériques, il est nécessaire de caractériser de façon précise l'écoulement et ses conditions aux limites. Cette caractérisation est présentée dans la seconde partie. Après des visualisations par colorant, on utilise la Vélocimétrie Laser à Franges (VLF) pour quantifier l'écoulement moyen. Ce résultat est complété par une information instationnaire obtenue par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). La PIV est

une méthode permettant de mesurer les deux composantes de vitesse instantanée dans un plan, ce qui, pour l'écoulement fortement tridimensionnel étudié, est quelque peu limitatif.

C'est pourquoi on explore, en troisième partie, les possibilités de l'holographie en vue d'obtenir les trois composantes de vitesse à un instant donné. Dans l'eau, on utilise un montage de Gabor dans deux directions orthogonales qui permet d'obtenir l'information dans un volume. Dans l'air, on réalise un enregistrement holographique d'un cliché de PIV afin d'en étudier la faisabilité. Cette dernière expérience est menée sur un jet en vue d'une application future à l'écoulement qui nous concerne.

## 2. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE GENERALE

### 2.1. La marche descendante 2D

Les écoulements décollés-recollés ont reçu et depuis longtemps une attention particulière en raison de leur importance dans de nombreuses applications pratiques en Mécanique des Fluides. Citons à titre d'exemples les diffuseurs, la zone de recirculation sur les profils d'ailes ou encore les chambres de combustion. Parmi ceux-ci, on trouve également l'écoulement qui se développe en aval d'une marche descendante. Il a été très étudié comme le montrent les articles de revue de Bradshaw et Wong [2.1.1], Durst et Tropea [2.1.2] et Eaton et Johnston [2.1.3]. Cette configuration possède l'avantage d'une géométrie simple (la ligne de décollement est droite et fixe) tout en préservant l'ensemble des phénomènes qui régissent de manière générale les écoulements décollés-recollés. L'intérêt suscité par cet écoulement est donc parfaitement justifié.

La figure 2.1 illustre la complexité des phénomènes mis en jeu. La hauteur de la marche est  $H$ . La couche limite incidente, d'épaisseur  $\delta$ , se développant sur la paroi décolle au bord de la marche et forme une couche de cisaillement (3). Dans un premier temps, ses caractéristiques sont proches d'une zone de mélange. La ligne de séparation (figure 2.1) est très peu incurvée et la couche de cisaillement est suffisamment fine pour qu'elle ne soit pas affectée par les effets de paroi. On note cependant une différence: l'écoulement du côté basse vitesse de la zone de cisaillement recollée est beaucoup plus turbulent que dans le cas de la zone de mélange. Puis, la couche de cisaillement s'incurve à l'approche de la zone de recollement (4) où elle interagit avec la paroi. Cette région est caractérisée par une très forte instationnarité: des structures à grande échelle traversent la zone de recollement, la longueur de recollement fluctue. Une partie du fluide de la couche de cisaillement est défléchi vers l'amont dans la zone de recirculation (2). Cette région ne peut être considérée comme une zone d'eau morte car on y mesure des vitesses de retour atteignant 20% de la vitesse amont. A l'aval du recollement, il se développe une nouvelle couche limite (5).

#### 2.1.1. La zone de recirculation

La grandeur statistique essentielle caractérisant la zone de recirculation, et par conséquent l'écoulement, est la longueur de recollement  $x_R$ . Elle varie de  $4,9H$  à  $8,2H$  [2.1.3] en fonction de certains paramètres: on peut citer l'état de la couche limite initiale (laminaire ou turbulente), l'épaisseur de la couche limite initiale, le taux de turbulence dans l'écoulement initial, le gradient de pression (ou rapport d'expansion) et le rapport d'aspect. L'influence de ces

grandeurs sur la longueur de recollement n'a pas été étudiée systématiquement. On observe donc dans la bibliographie une grande diversité de résultats rendant la compréhension du processus de recollement difficile.

### 2.1.1.1. Influence des conditions initiales de l'écoulement

- Le nombre de Reynolds

Pour une marche descendante 2D, Durst et Tropea [2.1.2] constatent que la longueur de recollement est très dépendante du nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la marche. Cette grandeur sans dimension est définie par la relation  $Re_H = U_0 H / \nu$  dans le cas de l'écoulement en aval d'une marche descendante, où  $U_0$  est la vitesse initiale de l'écoulement non perturbé et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. La figure 2.2 extraite de [2.1.4] est en parfait accord avec l'observation de Durst et Tropea. La figure 2.2.a met en évidence une variation linéaire de la longueur de recollement en fonction du nombre de Reynolds tant que le décollement ainsi que le recollement sont laminaires ( $Re_H < 800$ ). A des nombres de Reynolds plus élevés ( $800 < Re_H < 10^4$ ), la couche de cisaillement transitionne avant le recollement et la longueur de recollement diminue (figure 2.2.b). Pour  $Re_H > 10^4$ , la longueur de recollement est stable à  $6H$ .

- La couche limite incidente

Dès 1972, Bradshaw et Wong [2.1.1] utilisent le rapport  $\delta/H$  (rapport de l'épaisseur de la couche limite sur la hauteur de la marche) afin de caractériser la perturbation infligée à la couche limite initiale par la marche descendante. Si  $\delta/H \gg 1$  alors la perturbation est faible, si  $\delta/H \approx 1$ , la perturbation est moyenne et enfin si  $\delta/H \ll 1$ , la perturbation est forte. Eaton et Johnston [2.1.3] trouvent que l'influence de cette grandeur est plutôt importante en comparant divers résultats de la bibliographie.

Un autre paramètre important est l'état de la couche cisailée en aval de la marche qui peut engendrer différents types d'écoulements. On distingue trois grandes catégories: -le décollement et le recollement sont laminaires -le décollement est laminaire et le recollement turbulent -le décollement et le recollement sont turbulents. Pour Adams et Johnston [2.1.5], l'appartenance de l'écoulement à l'une de ces trois catégories dépend conjointement du nombre de Reynolds  $Re_H$  et de l'épaisseur de la couche limite représentée par  $\delta/H$ . Ils proposent de ce fait un tableau à deux entrées ( $Re_H$ ,  $\delta/H$ ) donnant la configuration de l'écoulement. La figure 2.3 en est une représentation graphique. La figure 2.4, extraite de [2.1.3] montre l'influence de l'état de la couche cisailée au décollement sur la longueur de recollement. Les effets sont significatifs. Cette courbe est à comparer à la figure 2.2. On remarque dans les deux cas, à nombre de Reynolds élevé, une stabilisation de la longueur de recollement. Néanmoins, la valeur de convergence n'est pas identique, preuve que l'écoulement dépend d'autres paramètres.

On note que certains auteurs utilisent une autre grandeur sans dimension pour tenir compte des caractéristiques de la couche limite en amont de la marche descendante. Ils définissent ainsi un nombre de Reynolds  $Re_\theta$  basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite à la séparation:  $Re_\theta = U_0 \theta / \nu$ .

- Le taux de turbulence dans l'écoulement initial

Grâce aux études de plusieurs auteurs caractérisées par un taux de turbulence élevé dans l'écoulement non perturbé, Eaton et Johnston [2.1.3] observent une variation de la longueur de recollement. Ils concluent à une diminution de la longueur de recollement avec l'augmentation



du taux de turbulence dans l'écoulement initial. Ce résultat est en accord avec les travaux réalisés sur la zone de mélange dont le taux de croissance augmente avec le taux de turbulence dans l'écoulement amont. Il a également été vérifié par Isomoto [2.1.6] grâce à une étude systématique de l'influence de ce paramètre.

#### *2.1.1.2. Influence du rapport d'expansion*

Il est égal au rapport de la hauteur du canal en aval de la marche sur la hauteur du canal en amont de la marche.

Malgré une très grande disparité des résultats, Eaton et Johnston [2.1.3] observent une tendance à l'augmentation de la longueur de recollement avec le rapport d'expansion dans le cas d'une couche limite initiale turbulente. Durst et Tropea [2.1.2] aboutissent à la même conclusion, également à partir de nombreuses mesures disponibles dans la bibliographie. Une étude systématique de ce facteur a été menée par Ötügen [2.1.7] pour des conditions initiales absolument identiques. Les résultats obtenus, plus fiables puisqu'aucun autre paramètre n'a été modifié, vont à l'encontre des observations de Eaton et Johnston [2.1.3]. On remarque ici les précautions qu'il faut prendre avec les articles de revue qui ont parfois tendance à vouloir extraire des lois trop simplistes d'articles divers. L'écoulement dépend d'un si grand nombre de paramètres qu'il est nécessaire de les faire varier indépendamment pour étudier leur influence. Cette étude systématique, certes laborieuse, est indispensable pour la compréhension des phénomènes.

#### *2.1.1.3. Influence du rapport d'aspect*

Il est défini par le rapport de la largeur de la veine sur la hauteur de la marche.

L'influence de ce paramètre a été très peu analysée dans la littérature. De Brederode et Bradshaw [2.1.8] ont constaté que pour un rapport inférieur à 10, la longueur de recollement diminue si la couche limite est turbulente au décollement et augmente si au contraire elle est laminaire. Au delà de 10, l'effet du rapport d'aspect est négligeable. Cette valeur est souvent citée dans les articles sur le sujet, elle permet de justifier la bidimensionnalité de l'écoulement. Berbee et Ellzey [2.1.9] se distinguent par une étude de l'écoulement de type marche descendante pour deux rapports d'aspects (4 et 10) dans des conditions identiques. Ils n'observent pas de changements dans l'écoulement moyen.

### **2.1.2. La couche limite après recollement**

Les mesures de Bradshaw et Wong [2.1.1], puis plus récemment celles de Yoo et Baik [2.1.10], montrent que la zone externe de la couche limite possède encore les caractéristiques de la zone de cisaillement en  $x/H=50$ . Ce n'est pas le cas de la zone interne qui, en  $x/H=25$ , satisfait à la loi universelle de paroi pour  $y^+ \leq 500$  [2.1.10].

### **2.1.3. La couche de cisaillement**

Elle a suscité beaucoup plus d'intérêt que la couche limite se développant en aval du point de recollement. Dans le cas de la zone de mélange, Brown et Roshko [1.2] ont mis en évidence par des visualisations la présence de structures tourbillonnaires transverses. Ils ont émis l'hypothèse que ces structures jouent un rôle primordial et que leur appariement successif

est responsable de l'épaississement de la zone de mélange. La similitude déjà évoquée entre zone de mélange et couche cisailée recollée tend bien évidemment à introduire l'existence de ce phénomène dans la zone de cisaillement se développant au bord d'une marche descendante. Chandrsuda [2.1.11] s'oppose à l'existence de telles structures en écoulement turbulent. Il pense que si elles existaient, elles seraient immédiatement détruites par les perturbations tridimensionnelles issues des fluctuations de la zone de recirculation. Ce point de vue est encore aujourd'hui très controversé. Néanmoins, de nombreux auteurs interprètent les résultats sur la couche de cisaillement recollée en terme de structures transverses et de leur appariement, même dans le cas d'une couche limite initiale turbulente. On citera à titre d'exemple Troutt [2.1.12].

De même, le comportement des tourbillons à grande échelle dans la zone de recollement est toujours sujet à caution. Si Bradshaw et Wong [2.1.1] pensent que ces structures se déchirent en deux au voisinage du recollement, Kim [2.1.13] suggère qu'elles se déplacent alternativement vers l'amont et vers l'aval. Troutt [2.1.12] observe dans la zone de recollement la cohérence des basses fréquences, déjà remarquée plus en amont et attribuée à une instationnarité globale de la zone de recirculation. Elle pourrait être associée au passage de structures à grande échelle à travers la zone de recollement. D'autre part, l'absence de décalage de fréquence dans cette même région indique l'inexistence d'appariement et tend à faire douter de l'hypothèse de Kim [2.1.13] précédemment décrite. Aucun des résultats de la bibliographie ne montre clairement l'existence de l'un ou l'autre des comportements.

Depuis quelques années, les auteurs présentent des analyses fréquentielles des signaux de vitesse. La présence dans le spectre d'une fréquence dominante  $f$  sert de base au calcul d'une grandeur sans dimension, le nombre de Strouhal, défini par la relation  $S_{th} = fH / U_0$ . L'ensemble des auteurs trouvent une fréquence dominante dans la zone décollée ([2.1.9],[2.1.14]). Cette fréquence apparaît à une distance d'autant plus réduite de la marche que le nombre de Reynolds est élevé. D'autre part, lorsqu'on s'éloigne de la marche, on observe des harmoniques d'ordre inférieur qui représentent l'appariement des structures initiales puis l'absence de toute fréquence dominante, en dehors de très basses fréquences toujours présentes. La fréquence dominante initiale est liée aux caractéristiques géométriques de la marche indépendamment des conditions de l'écoulement ([2.1.9],[2.1.14]). Par conséquent, la définition d'une fréquence unique est difficile, tout comme il paraît inconcevable de définir une longueur de recollement universelle.

#### **2.1.4. Les fluctuations de vitesse**

Les données disponibles dans la bibliographie en ce qui concerne les grandeurs fluctuantes sont à prendre avec précautions. On distingue notamment un grand nombre de mesures réalisées au fil chaud alors que cette méthode est inadaptée aux écoulements très turbulents [2.1.15] et décollés.

Les valeurs maximales de la fluctuation de vitesse longitudinale et de la contrainte de cisaillement ont une évolution identique avec la distance à la marche. La distribution possède un extremum au niveau du point de recollement et a une évolution monotone de part et d'autre [2.1.13]. Les résultats de Sinha [2.1.4] vont également en ce sens pour une couche limite laminaire au décollement. De plus, les points de taux de turbulence et de contrainte de cisaillement maximum appartiennent initialement à la ligne de séparation. Ils s'en écartent ensuite à l'approche de la zone de recollement pour s'éloigner de la paroi inférieure. On préfère souvent tracer la courbe de fluctuation maximale en fonction de  $(x-x_R)/H$  afin de rendre les résultats indépendants de la longueur de recollement et ce dans le but d'établir des comparaisons [2.1.3]. Eaton et Johnston [2.1.3] obtiennent une grande dispersion des résultats. Pour ces

auteurs, le taux de turbulence maximum se trouve un peu plus en amont, en  $x_R-H$ . D'autre part, certaines distributions présentent après le pic un plateau où le taux de turbulence stagne avant de reprendre son évolution normale. Adams et Eaton [2.1.16] utilisent  $x_R$  et non  $H$  pour rendre sans dimension l'axe des abscisses car les divers résultats concordent mieux (figure 2.5). Ils précisent cependant qu'il faut garder la complexité du phénomène à l'esprit et ne pas vouloir absolument tout expliquer avec seulement quelques paramètres.

## 2.2. Comportement tridimensionnel

Les premiers auteurs à avoir mis en évidence un comportement tridimensionnel de l'écoulement en aval d'une marche descendante en dépit de la bidimensionnalité de la géométrie sont De Brederode et Bradshaw [2.1.8]. C'est d'ailleurs à la suite de cette étude qu'ils ont défini un critère de bidimensionnalité de l'écoulement basé sur une valeur limite du rapport d'aspect (voir paragraphe 2.1.1.3). Cependant, n'étant concernés que par l'écoulement tridimensionnel sur un profil d'aile dans une veine, ils n'ont pas examiné en détail l'influence de ce facteur sur la couche de cisaillement.

La majorité des articles produits à ce jour sur le sujet se limite à l'étude de marches descendantes à fort rapport d'aspect pour lesquelles l'écoulement est analysé dans le plan médian. Il faut préciser que ces travaux étaient axés sur la compréhension du phénomène (qui est déjà bien complexe comme le montre le paragraphe 2.1) et sur l'établissement d'une base de données pour comparer résultats expérimentaux et numériques. Depuis quelques années, avec le développement des simulations numériques 3D et des moyens de mesure, on commence à s'intéresser au comportement tridimensionnel des écoulements complexes. C'est pourquoi, on rencontre quelques publications où l'influence du rapport d'aspect de la marche descendante est analysée [2.2.1], [2.2.2]. D'autre part, Shih et Ho [2.2.3] étudient par Vélocimétrie Laser à Franges (VLF) le comportement tridimensionnel de l'écoulement de type marche descendante avec un faible rapport d'aspect (égal à 3).

Berbee et Ellzey [2.2.1] analysent l'écoulement pour deux nombres de Reynolds ( $Re_H=5000$  et  $Re_H=11000$ ) et deux rapports d'aspect (4 et 10) dans les plans verticaux  $z/H=-1$ ,  $z/H=0$  et  $z/H=1$ . Les profils de vitesse moyenne obtenus par VLF ne révèlent aucune influence du rapport d'aspect. Il en est de même pour les profils de fluctuation de vitesse longitudinale dans la région proche de la marche. Par contre, pour  $x>3H$ , une diminution du rapport d'aspect entraîne une réduction du pic de turbulence. Les effets sont également significatifs sur la fréquence dominante des spectres de la zone de cisaillement dans la zone proche de la marche. Une diminution du rapport d'aspect provoque une augmentation de la fréquence dominante ainsi que l'élargissement du pic d'intensité correspondant. Cette étude est limitative puisqu'elle considère l'écoulement proche du plan médian pour deux rapports d'aspects distincts.

Papadopoulos [2.2.2] examine l'ensemble de l'écoulement grâce à des visualisations pariétales pour une gamme de rapports d'aspect beaucoup plus étendue comprise entre 1 et 27. Le rapport d'expansion vaut 2 et le nombre de Reynolds  $Re_H$  est égal à 26200. La couche limite incidente est turbulente, elle a une épaisseur de 1,8 mm au décollement. L'auteur montre, à partir de visualisations sur la paroi de la marche et en aval de celle-ci (figure 2.6.c), la présence de quatre zones et ce quelque soit la configuration. Immédiatement en aval de la marche, il observe une région de faible activité, puis il retrouve les trois zones décrites au paragraphe 2.1 : la zone de recirculation, la zone de recollement et la zone de l'écoulement redéveloppé.

La zone de recollement est instationnaire, c'est pourquoi la trace qu'elle engendre sur la paroi est épaisse. Pour des rapports d'aspect importants, la longueur de recollement est plus courte à l'approche des parois latérales -ce comportement corrobore les travaux d'Ötügen [2.1.7] qui, dans le cas d'une marche bidimensionnelle, obtient par VLF une tendance identique- néanmoins, la variation reste relativement faible. Avec la réduction du rapport d'aspect, les effets de parois interviennent au coeur de l'écoulement, la longueur de recollement diminue. Ce résultat confirme l'influence du rapport d'aspect sur la longueur de recollement présentée paragraphe 2.1.1.3. D'autre part, il est remarqué une absence de réelle zone de recollement dans les régions proches des parois latérales, où il régnerait plutôt des mouvements de fluide transversaux en direction de ces parois.

La zone de faible activité au pied de la marche dépend très légèrement du rapport d'aspect: une diminution du rapport d'aspect entraîne une augmentation de l'étendue de cette région. On y trouve à proximité des parois latérales des tourbillons dont l'axe est vertical et normal au plan de la marche. Ils génèrent des tourbillons secondaires dont le nombre dépend du rapport d'aspect. Pour un rapport d'aspect suffisamment faible, un seul tourbillon prédomine.

A partir des visualisations sur les parois latérales (figure 2.6.b), l'auteur met en évidence l'absence d'une zone de recirculation telle qu'on peut la rencontrer dans le plan médian de l'écoulement 2D. Par contre, les mouvements de fluide provenant de la zone de recollement et de la zone de cisaillement contribuent à la formation d'un fort écoulement de retour. De plus, il observe une nouvelle zone d'activité nulle qui sépare l'écoulement redéveloppé de l'écoulement de retour. Les mouvements de fluide transversaux précédemment décrits dans la zone de recollement deviennent ascendants à l'approche des parois latérales et ont tendance à soulever le point de recollement d'une hauteur comprise entre 0,5 et 0,75 hauteurs de marche.

La paroi opposée à la marche révèle l'existence d'une zone décollée en aval de la marche (figure 2.6.a). La largeur de cette zone diminue avec le rapport d'aspect pour finalement disparaître lorsqu'il est inférieur à 3,5. D'autre part, elle s'approche de la marche lorsque le rapport d'aspect augmente. En aval du décollement, l'écoulement pariétal est défléchi vers le centre de la veine.

La structure de l'écoulement complexe observé est pratiquement identique quelque soit le rapport d'aspect étudié.

Shih et Ho [2.2.3] étudient le comportement tridimensionnel de la zone de recirculation dans son ensemble pour  $Re_H=2300$  et un décollement laminaire. La couche limite incidente a une épaisseur de déplacement de 1,7 mm à la séparation. Le rapport d'aspect est égal à 3.

Tout comme Papadopoulos [2.2.2], ils observent dans le plan médian deux points de recollement. Cependant, la longueur de recollement mesurée,  $x_R=4,3 H$ , est particulièrement faible. D'autre part, la distribution de la zone de recollement dans la direction transversale est différente: l'abscisse  $x_R$  augmente à l'approche des parois latérales (figure 2.7). Armaly [2.2.4] remarque la même tendance pour un profil de vitesse parabolique en entrée. La raison invoquée est la présence d'une zone décollée sur la paroi opposée à la marche. Néanmoins, les mesures de Shih et Ho [2.2.3] montrent que cette région est inexistante.

Les sondages dans des plans verticaux montrent que la zone de recirculation hors du plan médian ressemble à celle d'une marche 2D, les vitesses de retour sont élevées. Par contre, dans le plan médian, l'activité est nettement plus réduite et surtout on observe un tourbillon dans le coin de la marche. Un sondage dans un plan horizontal à mi-marche révèle l'existence de deux tourbillons d'axes verticaux proches du centre de la veine et causés par le recollement prématuré de la couche de cisaillement. Une représentation topologique du phénomène, figure 2.8, a été

réalisée à partir de ces résultats complétés de visualisations.

### 2.3. Excitation des écoulements décollés-recollés

On trouve dans la bibliographie différentes méthodes permettant l'excitation des écoulements décollés-recollés. La plupart d'entre elles consiste à piloter une perturbation localisée au voisinage du décollement. Ce peut être un petit jet pulsé émis depuis une fente ([2.3.1], [2.3.2], [2.3.3], [2.3.4]), ou des trous [2.3.5]. D'autres auteurs appliquent une déformation géométrique à la zone de décollement [2.3.6]. Une toute autre technique consiste à introduire une onde acoustique sinusoïdale dans l'écoulement ([2.3.7] et [2.3.8]) ou encore à installer un volet oscillant dans la zone de recirculation [2.3.9]. On notera que les références [2.3.2], [2.3.3] et [2.3.8] ne concernent pas des écoulements de type marche descendante. On y analyse les écoulements décollés-recollés se développant sur les parois d'obstacles.

Le choix de la fréquence est primordial pour étudier l'influence de l'excitation. C'est ce que montre Bhattacharjee [2.3.7] en comparant l'influence de deux fréquences d'excitation sur le spectre de puissance obtenu par fil chaud en un point de la zone de cisaillement (figure 2.9). L'excitation par une fréquence caractéristique de l'écoulement naturel influence notablement le spectre, ce n'est par contre pas le cas pour une fréquence supérieure. Les conséquences sur la structure de l'écoulement sont diverses:

- au point où l'influence de l'excitation est la plus marquée, la bidimensionnalité de l'écoulement est accrue: l'excitation stimule le phénomène d'appariement. De plus, le taux de turbulence augmente notablement.

- l'écoulement moyen est affecté: la longueur de recollement diminue de 10 à 15 %.

Outre ces observations, Bhattacharjee constate que le nombre de Strouhal, construit sur la base de la fréquence d'excitation la plus efficace, reste dans la gamme 0,2-0,4 indépendamment du nombre de Reynolds de l'écoulement.

Ces résultats sont confirmés par les travaux de Roos [2.3.6] qui s'est intéressé dans une plus large mesure à l'influence du nombre de Reynolds pour une fréquence d'excitation donnée (figure 2.10). L'excitation entraîne également une réduction de la longueur de recollement. Cette variation est plus importante en régime turbulent qu'en régime laminaire au décollement. Néanmoins, les longueurs de recollement obtenues dans les deux cas sont identiques. Cette observation tend à montrer que lorsque les structures tourbillonnaires de la zone de cisaillement ont une grande cohérence, elles jouent un rôle capital dans le transfert de l'énergie, à un point tel que les différences naturelles entre écoulement laminaire et turbulent en l'absence d'excitation deviennent inexistantes. Les limitations imposées par le dispositif expérimental ont empêché Roos de confirmer cette hypothèse pour un nombre de Reynolds plus important. Dans la zone de transition, il existe plusieurs fréquences d'instabilité, c'est pourquoi l'influence de l'excitation est beaucoup moins marquée.

A la lumière de ces études, on peut faire deux remarques. La première concerne l'intérêt de l'excitation: les références [2.3.6] et [2.3.7] montrent que l'écoulement peut être profondément modifié sous certaines conditions. La diminution de la longueur de recollement obtenue est bénéfique pour certaines applications pratiques. La seconde remarque concerne les caractéristiques de la perturbation induite: comment quantifier ce qu'on nomme couramment la fréquence la plus efficace ainsi que l'intensité de la perturbation? Quelques travaux récents

tentent de répondre à ces questions.

Pour Chun [2.3.4], la grandeur représentative de l'efficacité de l'excitation est la longueur de recollement. Cet auteur est le seul à analyser l'influence de l'intensité de la petite perturbation à différents nombres de Reynolds. Il étudie également l'influence de la fréquence. Le décollement est turbulent dans toutes les configurations. En nommant  $x_{R0}$  la longueur de recollement en l'absence d'excitation, le rapport  $x_R/x_{R0}$  présente deux minima (figure 2.11): le plus marqué ne correspond pas à la fréquence de l'instabilité après décollement comme on pourrait le penser de prime abord. Il serait à relier à l'émission tourbillonnaire pseudo-périodique provenant de la zone de recollement [2.3.2]. Le second minimum, par contre, est directement lié à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans la zone de décollement. Le mécanisme qui prévaut alors est la formation et l'émission de structures tourbillonnaires plus cohérentes en raison de l'excitation. Elles entraînent un taux de croissance plus important de la couche de cisaillement et par conséquent une réduction de la longueur de recollement. La fréquence d'excitation la plus efficace est obtenue pour  $S_{t0} = f \theta / U_0 \approx 0,01$  ( $\theta$  est l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite incidente au décollement). La valeur déterminée à  $Re_H = 13000$  est cependant légèrement plus faible que dans les cas  $Re_H = 23000$  et  $33000$ . L'évolution du rapport  $x_R/x_{R0}$  montre également l'existence d'une zone  $S_{th} \geq 1$  pour laquelle  $x_R/x_{R0} \geq 1$ . L'intensité de l'excitation influence l'écoulement dans une moins large mesure. Si l'amplitude augmente, la longueur de recollement est globalement réduite quelque soit la fréquence.

Hasan [2.3.1] se base sur une analyse spectrale pour étudier l'influence de la fréquence d'excitation sur l'écoulement en aval d'une marche descendante avec une couche limite incidente laminaire. Le nombre de Reynolds vaut  $Re_H = 11000$ . L'auteur montre que les harmoniques  $f_{2i}$  de la fréquence d'excitation correspondant à l'appariement de structures sont présentes pour  $S_{th} = f_{2i} H / U_0 \geq 0,2$ . Cette observation signifierait que les tourbillons coalescent jusqu'à ce que l'instabilité de la zone de cisaillement atteigne un "mode de marche" défini par  $S_{th} = 0,2$ . Cela pourrait expliquer pourquoi Roos [2.3.6] et Bhattacharjee [2.3.7] ont employé cette valeur d'excitation, valeur pour laquelle ils constatent une très nette organisation des structures cohérentes. Hasan ne pense pas que la fréquence dominante remarquée par certains auteurs au delà de  $x/H = 6$  résulte d'un appariement, mais plutôt d'un mouvement intermittent de retour du fluide vers l'amont en provenance de la zone de recollement. Pour évaluer l'efficacité de l'excitation, il mesure l'intensité du spectre de vitesse longitudinale à la fréquence d'excitation pour différentes abscisses. Trois fréquences d'excitation se distinguent (figure 2.12). La plus importante est la fréquence représentative du "mode de marche"  $S_{th} = 0,18$ . On trouve ensuite le premier harmonique  $S_{th} = 0,36$  et enfin  $S_{th} = 0,55$  correspondant à la fréquence de l'instabilité au décollement soit  $S_{t0} = 0,012$ . Pour ce qui est du taux de turbulence, il est globalement plus important avec excitation, conformément aux observations de nombreux auteurs. En un point donné de la zone de cisaillement, il atteint sa valeur maximale à la fréquence d'excitation correspondant au "mode de marche". Ce mode semble être indépendant de l'état de la couche limite incidente au vu d'une étude menée parallèlement par Kahn en 1990 mais aussi des résultats de Roos [2.3.6] et Bhattacharjee [2.3.7].

## 2.4. Les traceurs

L'importance des écoulements décollés-recollés, tant du point de vue applicatif que numérique, montre la nécessité de disposer de données expérimentales fiables. Or, on constate

que cet écoulement est particulièrement sensible aux perturbations extérieures. De tels phénomènes justifient l'emploi de méthodes de mesure non intrusives. On trouve parmi elles des méthodes optiques quantitatives qui consistent à déterminer la vitesse dans les écoulements en mesurant la vitesse de traceurs dispersés dans le fluide. Elles supposent le suivi de l'écoulement par les particules. Le calcul qui suit a pour but de donner les tendances de l'erreur commise en fonction des caractéristiques des traceurs.

#### 2.4.1. Critère de suivi

L'équation générale régissant le mouvement d'une particule dans un fluide s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{4}{3}\pi a^3 \delta \frac{d\vec{v}_p}{dt} = & 3\pi \nu a (\vec{v} - \vec{v}_p) + \frac{2}{3}\pi a^3 \left( \frac{d\vec{v}}{dt} - \frac{d\vec{v}_p}{dt} \right) \\ & + 6a^2 \sqrt{\pi \nu} \int_{-\infty}^t \left( \frac{d\vec{v}}{d\tau} - \frac{d\vec{v}_p}{d\tau} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \\ & + \frac{4}{3}\pi a^3 \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{4}{3}\pi a^3 (\delta-1) \vec{g} \end{aligned} \quad (2.1)$$

avec  $-\delta = \rho_p / \rho =$  densité de la particule/densité du fluide  
 $-a =$  rayon de la particule  
 $-\vec{v}_p =$  vitesse de la particule  
 $-\vec{v} =$  vitesse du fluide au voisinage de la particule  
 $-\nu =$  viscosité du fluide  
 $-\vec{g} =$  accélération de la pesanteur.

Le membre de droite de l'équation (2.1) est la somme des forces agissant sur la particule. Le premier terme est la traînée visqueuse. Le second terme représente une masse induite. Le troisième terme, nommé force de Basset, représente l'histoire du mouvement jusqu'à l'instant présent  $t$ . Le quatrième terme est l'effet du gradient de pression de l'écoulement non perturbé. Le dernier terme représente la force de gravité.

Cette équation étant difficilement intégrable, on préfère généralement l'analyser en évaluant les ordres de grandeur de chacun des termes qui la constituent et ne conserver que les termes prépondérants [2.3.10]. L'équation (2.1) se met sous la forme :

$$(\delta-1) \left( \frac{d\vec{v}_p}{dt} - \vec{g} \right) = \underbrace{\frac{9\nu}{2a^2} (\vec{v} - \vec{v}_p)}_I + \underbrace{\frac{3}{2} \frac{d(\vec{v} - \vec{v}_p)}{dt}}_{II} + \underbrace{\frac{9}{2a} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} \int_{-\infty}^t \frac{d(\vec{v} - \vec{v}_p)}{d\tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}}}_{IV} \quad (2.2)$$

Ce qui, en ordre de grandeur, se traduit par :

$$\frac{III}{I} \sim \frac{\varepsilon}{\delta-1} \quad (2.3)$$

$$\frac{III}{II} \sim \left( \frac{a}{L} \right)^2 \frac{UL}{\nu} \quad (2.4)$$

$$\frac{IV}{II} \sim \frac{a}{L} \sqrt{\frac{UL}{\nu}} \quad (2.5)$$

où  $\varepsilon = \frac{\|\vec{v}_p - \vec{v}\|}{\|\vec{v}\|}$  représente la vitesse relative de la particule par rapport au fluide en grandeur sans dimension  
 - U et L sont respectivement la vitesse et la longueur caractéristique de l'écoulement étudié.

Dans l'air,  $\delta \gg 1$ , ce qui permet de simplifier grandement l'équation (2.2). Dans l'eau, on cherche à avoir  $\delta \sim 1$ , ce qui implique d'étudier l'ordre de grandeur des termes avec plus de précautions. Si les particules sont suffisamment petites et si le nombre de Reynolds est suffisamment grand, on peut négliger en première approximation les termes III et IV par rapport à II. Ainsi, seule la traînée visqueuse intervient dans l'équation:

$$(\delta-1) \left( \frac{d\vec{v}_p}{dt} - \vec{g} \right) = \frac{9\nu}{2a^2} (\vec{v} - \vec{v}_p) \quad (2.6)$$

De plus  $\frac{g}{\frac{dv}{dt}} \sim \frac{gL}{U^2}$  ne peut être négligé dans notre cas, il faut donc tenir compte de l'influence de la pesanteur. Ainsi,

$$\varepsilon \sim (\delta-1) \frac{UL}{\nu} \left( \frac{a}{L} \right)^2 \left( \frac{gL}{U^2} - 1 \right) \quad (2.7)$$

De manière générale, on obtient  $\varepsilon \sim f((\delta-1), a^2, \text{caractéristiques de l'écoulement})$ . L'écart de vitesse entre traceur et fluide environnant dépend bien évidemment des caractéristiques de l'écoulement. De plus, il est proportionnel au carré du rayon des particules et à l'écart de densité entre particule et fluide.

#### 2.4.2 Caractéristiques des traceurs

Dans la présente étude, on a utilisé trois méthodes optiques quantitatives que sont la Vélocimétrie Laser à Franges (VLF), la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et l'holographie, ainsi que deux types de traceurs (figure 2.13):

-pour la VLF et la PIV, des particules de Rilsan naturel de densité 1,04 et de diamètre moyen 30  $\mu\text{m}$  garanti par le fabricant

-pour l'holographie, des particules de polystyrène non expansé tamisées à 63  $\mu\text{m}$ , de densité 1,02.

Une analyse réalisée par granulométrie Laser montre une distribution sensiblement Gaussienne de la répartition volumique des particules de Rilsan. Le diamètre moyen et l'écart type valent respectivement 25  $\mu\text{m}$  et 12  $\mu\text{m}$ . Il est à noter qu'avant l'analyse, l'échantillon est passé aux ultrasons afin de supprimer les agglomérats. L'analyse granulométrique des particules de polystyrène non expansé n'a pas été effectuée.

#### 2.4.3 Application

On prendra pour vitesse caractéristique de l'écoulement la vitesse  $U_0$  et pour longueur caractéristique la hauteur de la marche H.

Les rapports III/II et IV/II, définis par les relations (2.4) et (2.5), sont majorés pour  $U_0$  maximum, soit  $U_0 = 0,444$  m/s. Il valent respectivement  $2 \cdot 10^{-3}$  et  $4 \cdot 10^{-2}$  pour les particules de



Rilsan naturel,  $7 \cdot 10^{-3}$  et  $8 \cdot 10^{-2}$  pour les particules de polystyrène non expansé. La simplification des termes III et IV devant II est donc justifiée.

On peut calculer, à partir de la relation (2.7), un ordre de grandeur de la vitesse relative des particules. Cette estimation est maximale pour la vitesse  $U_0$  la plus faible, soit  $U_0=0,111$  m/s. On obtient  $\varepsilon \sim 1 \cdot 10^{-4}$  pour les particules de Rilsan naturel et  $\varepsilon \sim 2 \cdot 10^{-4}$  pour les particules de polystyrène non expansé. Notons que dans ces conditions, les forces de pesanteur sont du même ordre de grandeur que la traînée visqueuse, voire même prépondérantes à nombre de Reynolds faible.

En hydrodynamique, on utilise des traceurs dont le poids spécifique est proche de celui de l'eau. C'est pourquoi, le suivi de l'écoulement par les particules n'est pas aussi critique dans l'eau que dans l'air [2.3.10]. Le calcul précédent montre que les particules utilisées suivent correctement l'écoulement hydrodynamique qui nous concerne.

## LISTE DES FIGURES DE LA 1<sup>ière</sup> PARTIE

- Figure 2.1 Zones caractéristiques de l'écoulement de type marche descendante
- Figure 2.2 Evolution de la longueur de recollement avec le nombre de Reynolds  $Re_H$  d'après [2.1.4]
- Figure 2.3 Etat de la couche cisailée à la séparation et au recollement d'après [2.1.5]
- Figure 2.4 Influence du nombre de Reynolds sur la longueur de recollement d'après [2.1.3]
- Figure 2.5 Fluctuation de vitesse longitudinale dans la zone de recollement d'après [2.1.16]
- Figure 2.6 Modèle de l'écoulement pariétal d'après [2.2.2]
- Figure 2.7 Distribution de la longueur de recollement suivant la profondeur  $z$  d'après [2.2.3]
- Figure 2.8 Topologie du décollement 3D d'après [2.2.3]
- Figure 2.9 Influence de la fréquence d'excitation sur le spectre en un point de la zone de cisaillement ( $x/H=2$ ,  $Re_H=32500$ ) d'après [2.3.7]
- Figure 2.10 Influence de l'excitation sur la longueur de recollement d'après [2.3.6]
- Figure 2.11 Evolution de la longueur de recollement avec la fréquence d'excitation et l'amplitude de l'excitation ( $A_0$ ) d'après [2.3.4]
- Figure 2.12 Intensité du spectre de vitesse longitudinale à la fréquence d'excitation pour  $U/U_0=0,75$ : évolution avec la distance à la marche d'après [2.3.1]
- Figure 2.13 Images de particules observées au microscope



## **FIGURES DE LA 1<sup>ière</sup> PARTIE**



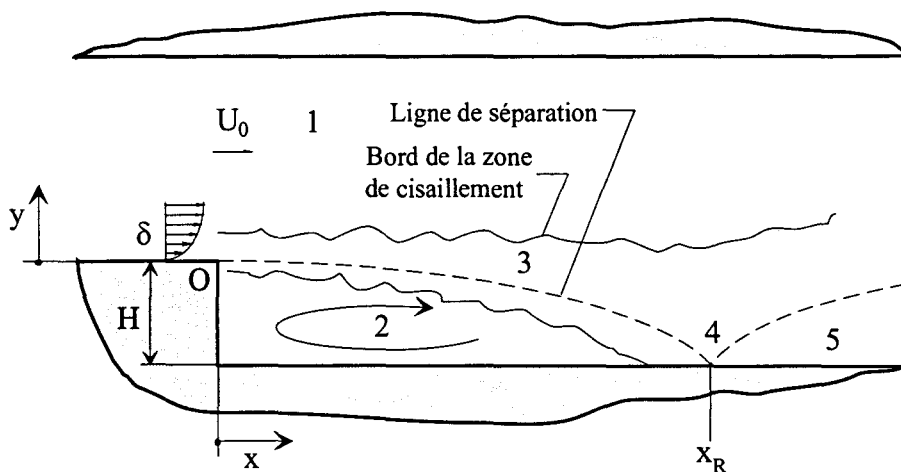
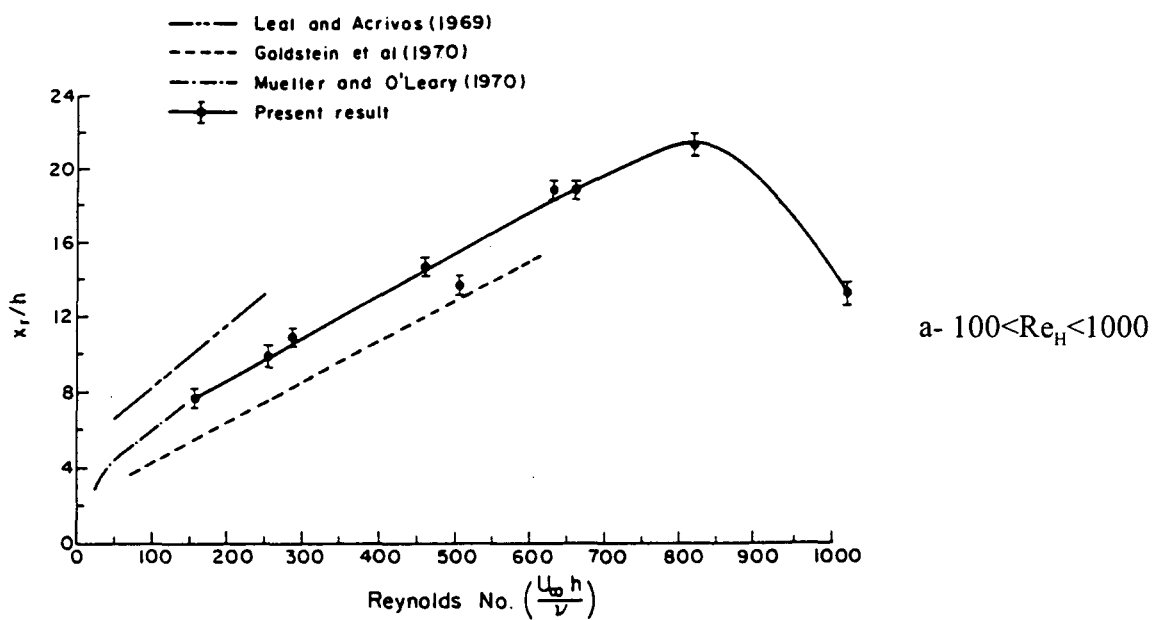
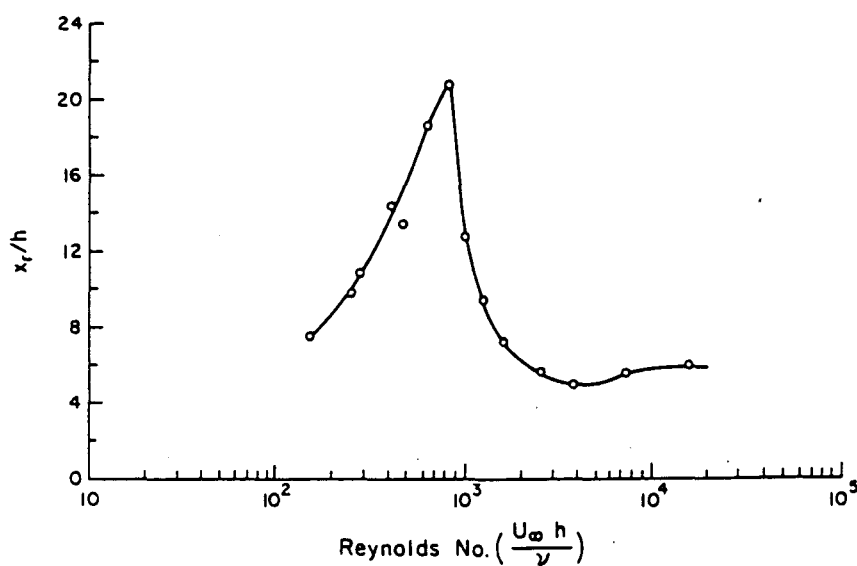


Figure 2.1 Zones caractéristiques de l'écoulement de type marche descendante



a-  $100 < Re_H < 1000$



b-  $100 < Re_H < 2.10^4$

Figure 2.2 Evolution de la longueur de recollement avec le nombre de Reynolds  $Re_H$  d'après [2.1.4]

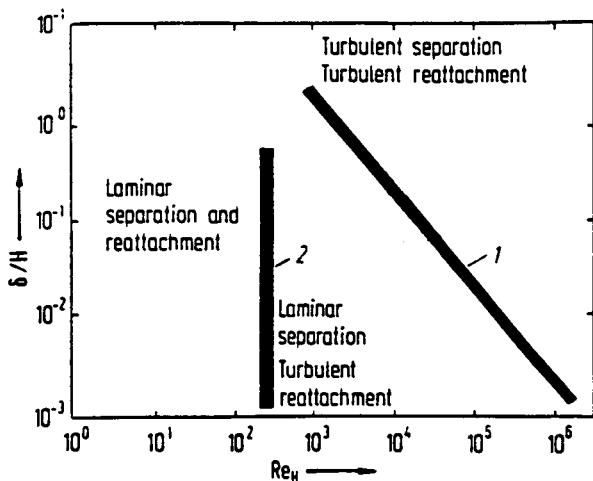


Figure 2.3 Etat de la couche cisailée à la séparation et au recollement d'après [2.1.5]

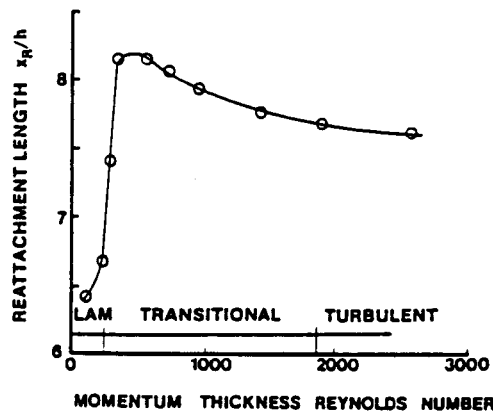


Figure 2.4 Influence du nombre de Reynolds sur la longueur de recollement (l'axe des abscisses dépend de l'expérience) d'après [2.1.3]

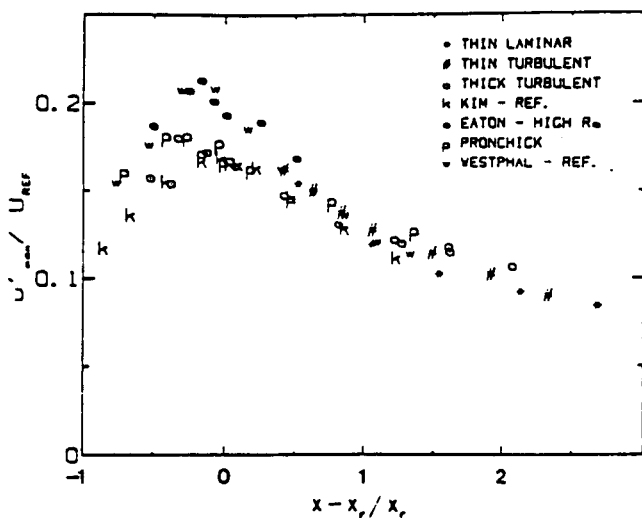


Figure 2.5 Fluctuation de vitesse longitudinale dans la zone de recollement d'après [2.1.16]

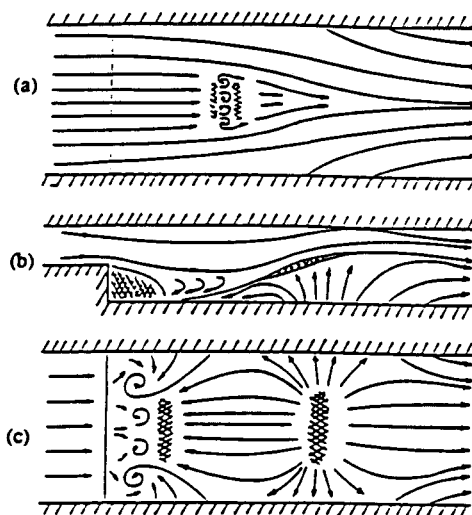


Figure 2.6 Modèle de l'écoulement pariétal d'après [2.2.2] (a) paroi opposée à la marche (b) paroi latérale (c) paroi de la marche

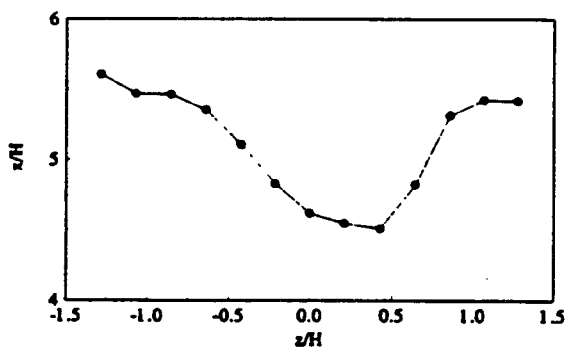


Figure 2.7 Distribution de la longueur de recollement suivant la profondeur z d'après [2.2.3]

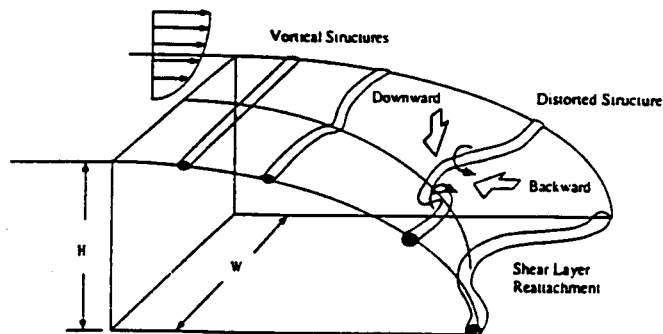


Figure 2.8 Topologie du décollement 3D d'après [2.2.3]

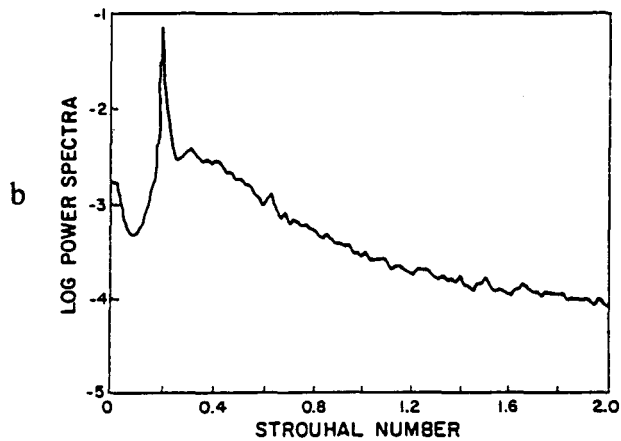
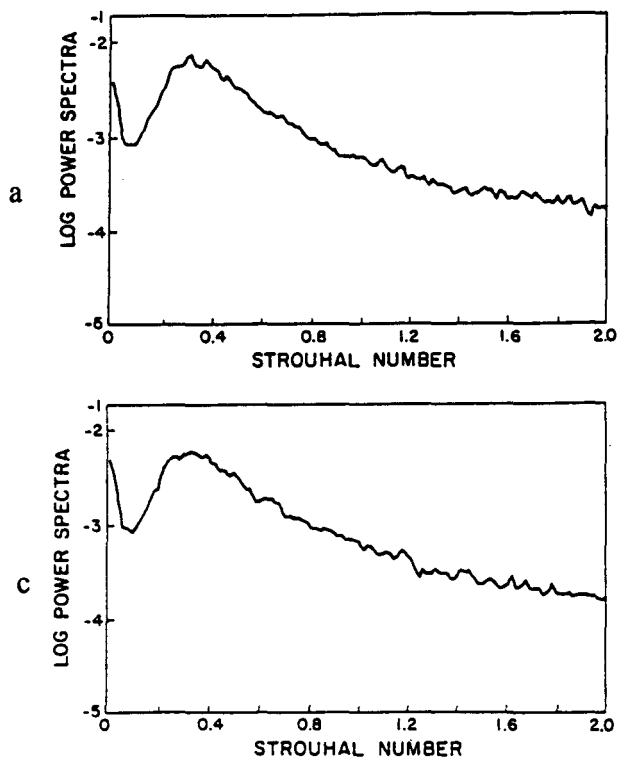


Figure 2.9 Influence de la fréquence d'excitation sur le spectre en un point de la zone de cisaillement d'après [2.3.7] ( $x/H=2, Re_H=32500$ )

- (a) Ecoulement naturel
- (b) Ecoulement excité ( $St_H=0,2$ )
- (c) Ecoulement excité ( $St_H=1,2$ )

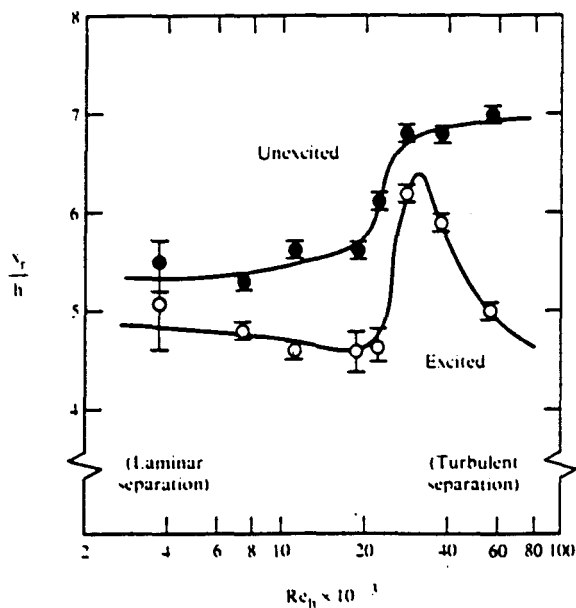


Figure 2.10 Influence de l'excitation sur la longueur de recollement d'après [2.3.6]

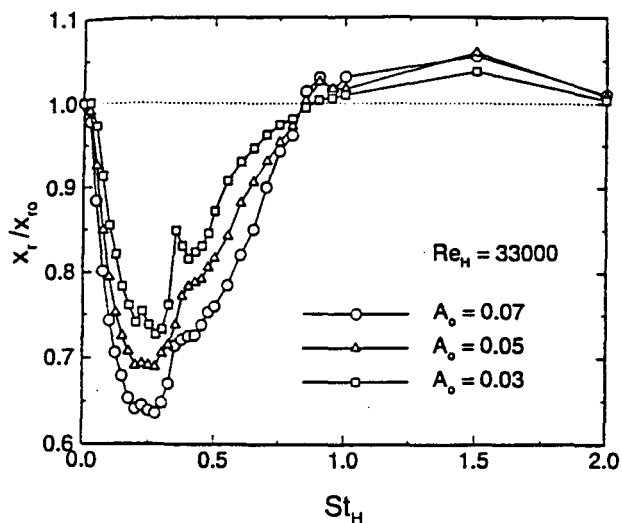


Figure 2.11 Evolution de la longueur de recollement avec la fréquence d'excitation et l'amplitude de l'excitation ( $A_0$ ) d'après [2.3.4]



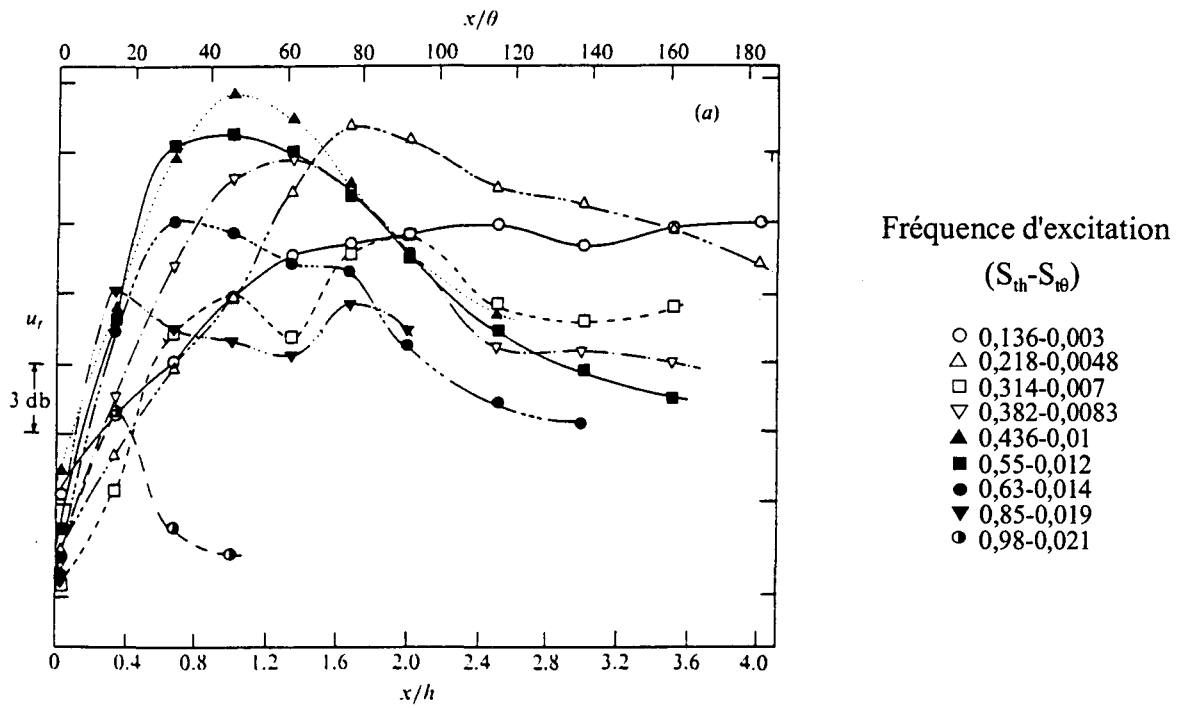
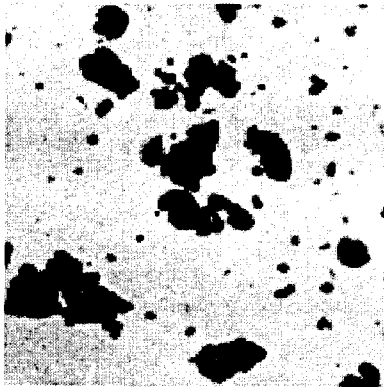
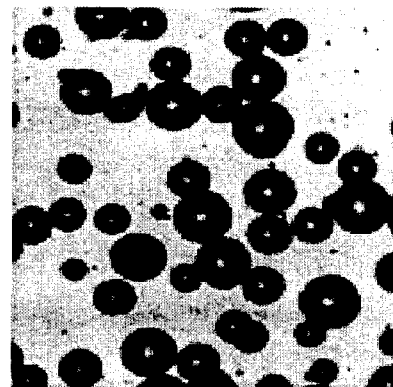


Figure 2.12 Intensité du spectre de vitesse longitudinale à la fréquence d'excitation pour  $U/U_0=0,75$ : évolution avec la distance à la marche d'après [2.3.1]



a Particules de Rilsan naturel



b Particules de polystyrène non expansé

Figure 2.13 Images de particules observées au microscope

## 2<sup>ème</sup> PARTIE

# CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT

### 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

#### 3.1. Choix de l'écoulement

L'écoulement étudié est présenté figure 3.1. Il s'agit d'une marche descendante en écoulement confiné. La marche est normale à l'écoulement. Ce choix a été guidé, en 1994, par des échanges avec l'équipe de simulation numérique directe de la direction OA de l'ONERA dans le but de comparer résultats expérimentaux et numériques. Afin de balayer une large gamme de nombre de Reynolds, le fluide utilisé est soit de l'eau, soit de l'air. En basant le calcul du nombre de Reynolds sur la vitesse en milieu de canal au niveau de la marche  $U_0$  et la hauteur de la marche  $H$ , la plage du nombre de Reynolds  $Re_H$  obtenue est:

$$5000 \leq Re_H \leq 50000 \quad \text{dans l'eau}$$

$$15000 \leq Re_H \leq 150000 \quad \text{dans l'air}$$

La marche a une longueur  $L$  de 120 mm et un rapport d'expansion  $ER=hs/he$  égal à 2. Le rapport d'aspect  $AR=l/H$  vaut 2. Ces caractéristiques confèrent à l'écoulement quelques particularités:

-la longueur de la marche est suffisamment faible pour obtenir un profil de vitesses uniforme en amont de celle-ci.

-les rapports d'aspect et d'expansion sont tels que l'écoulement en aval de la marche est tridimensionnel malgré une géométrie bidimensionnelle.

La veine confinant l'écoulement est constituée de parois transparentes dans le but d'appliquer les méthodes optiques développées à l'IMFL. Cette propriété ainsi que la section de la veine (100\*100 mm) rendent l'installation adaptée à une étude par holographie. En effet, les supports photosensibles utilisés dans ce domaine ont des dimensions sensiblement identiques.

#### 3.2. La veine d'expérience

Elle se compose de 4 tronçons (figure 3.2). Chacun d'entre eux comporte:

- un ensemble de 4 hublots (épaisseur 10 mm) assemblés par collage à l'aide d'un gabarit de montage prévu à cet effet. L'utilisation de ce gabarit de section carrée 100\*100mm permet d'obtenir 4 tronçons absolument identiques. Nous appellerons cet assemblage conduite.

Parmi les 4 tronçons, 3 conduites ont une longueur de 300 mm, la dernière est de 200 mm. Le verre utilisé est référencé B270, il est encore nommé verre extra blanc. Son indice de réfraction est  $n_{B270}=1,523$ . Pour deux des conduites les plus longues, les hublots sont de bonne qualité optique:

- une planéité de 1 frange sur un diamètre de 70 mm et un parallélisme de 3 franges sur un diamètre de 70 mm ont été obtenus par repolissage
- un traitement antireflets sur les faces externes pour le spectre du visible (400-700 nm).

- une bride en acier inoxydable à chaque extrémité: à l'exception de celles se trouvant à la jonction entre le convergent et la marche qui ont une entaille de 50,06\*100,06 mm, les brides possèdent une entaille de section carrée 100,06\*100,06 mm (Cette cote est la moyenne des mesures relevées sur les conduites par machine à mesurer tridimensionnelle). Elles sont collées sur les tranches de la conduite à l'aide du gabarit de montage qui permet un centrage parfait entre conduite et brides. Le joint de colle, en silicone, n'excède pas 0,2 mm.

Il est à noter que les brides ne sont pas identiques: l'une possède un alésage et la seconde un épaulement de même diamètre. On peut donc positionner les tronçons les uns par rapport aux autres grâce à un centrage court. Le positionnement en rotation est quant à lui assuré par une goupille cylindrique ajustée.

- quatre longerons qui assurent:

- un maintien de la conduite par l'intermédiaire de patins en caoutchouc.
- une liaison encastrement entre les 2 brides, les longerons étant vissés sur les brides.

Ils sont réalisés en titane car ce matériau possède un coefficient de dilatation linéaire proche de celui du verre ( $8,3 \mu\text{m}/^\circ\text{C}$  pour le titane contre  $8,2 \mu\text{m}/^\circ\text{C}$  pour le verre composant la conduite). Ainsi, une variation thermique ne peut entraîner une rupture de conduite.

La marche est un parallélépipède de 100\*100\*50 mm. Elle est mise en place dans une conduite de qualité optique supérieure. En raison de ses propriétés optiques, le matériau qui la constitue est du verre. La face inférieure ainsi que les faces en contact avec le fluide sont polies afin d'être en mesure d'observer l'écoulement à travers la marche. Néanmoins, la qualification de l'écoulement par visualisation nécessite l'émission de traceurs dans des zones précises. C'est pourquoi, on a également utilisé une marche en plexiglas (figure 3.3). Elle sera décrite au chapitre 4.

La veine complète a une longueur de 1,2 m, elle est portée par une structure parallélépipédique composée de rails Micro-Contrôle.

### 3.3. Le convergent

Il est en résine polyester. La surface en contact avec le fluide est recouverte d'un gel coat polyester résistant à l'eau et rendant les parois du convergent parfaitement lisses. Sa section de sortie est de 50 par 100 mm. On considère généralement pour une soufflerie à très faible taux de turbulence [3.1] que:

$$-l_c \approx 2d \text{ avec } \begin{array}{l} d \text{ diamètre de sortie du convergent} \\ l_c \text{ longueur du convergent} \end{array}$$

$$-r_c = \frac{S_0}{S_1} \approx 15 \text{ à } 20 \text{ avec } \begin{array}{l} S_0 \text{ section d'entrée} \\ S_1 \text{ section de sortie.} \end{array}$$

On a adopté:  $-I_c=250\text{mm}$   
 $-r_c=15$  de manière à ce que les sections d'entrée et de sortie soient homothétiques, soit une section d'entrée de 388 par 194 mm.

Le convergent est curviligne. Les génératrices sont des cubiques d'équation:

$$\begin{cases} y = 18,432 \cdot 10^{-6} x^3 - 6,912 \cdot 10^{-3} x^2 + 194 \text{ pour la largeur} \\ y = 9,216 \cdot 10^{-6} x^3 - 3,456 \cdot 10^{-3} x^2 + 97 \text{ pour la hauteur} \\ x \text{ et } y \text{ en mm} \end{cases}$$

Un bourrelet de section semi-circulaire (25 mm de rayon) est monté en entrée de convergent. Il permet d'éviter que le courant de fluide pénétrant dans le collecteur ne décolle. On y trouve également un filtre en nid d'abeille (épaisseur 15 mm, mailles 3,5 mm).

### 3.4. Le diffuseur

Un diffuseur en sortie de veine permet de transformer l'énergie cinétique de l'écoulement en pression. Si l'angle d'ouverture du diffuseur est trop important, il y a décollement de la couche limite aux parois et formation d'un fort tourbillon dont l'influence peut être visible jusque dans la veine d'étude. Néanmoins, un angle d'ouverture faible entraîne une longueur importante du diffuseur. C'est pourquoi, pour limiter l'encombrement, on a choisi d'utiliser un diffuseur curviligne de section carrée. L'accroissement de l'aire de la section se produit plus lentement au début qu'à la fin, de sorte que le changement de gradient de pression est plus continu. La cause principale du décollement est donc annihilée tout en ayant un angle d'ouverture important.

L'équation des génératrices donnée dans [3.2] est la suivante:

$$\begin{cases} y = \frac{194}{\sqrt[4]{1+0,4513x}} \\ x \text{ et } y \text{ en mm} \end{cases}$$

Le rapport d'expansion du diffuseur est identique au rapport de contraction du convergent.

### 3.5. Fonctionnement à l'eau

Dans le cadre de cette étude, seule cette configuration a été mise en oeuvre. Le dispositif complet est représenté figure 3.4.

Le convergent est fixé à un réservoir. Il s'agit d'une cuve en acier inoxydable de 1,4 m de haut ayant une surface au sol de 1 m par 1 m. Juste en amont du convergent on trouve une chambre de tranquillisation isolée du réservoir par une plaque en acier inoxydable dans le fond et par un filtre en nid d'abeille en amont de l'écoulement (épaisseur 80 mm, mailles de 6,5 mm). Cette chambre a une taille de 1m\*1m\*0,42m. Le rôle essentiel de la plaque inférieure est de "casser" le jet provenant des deux arrivées d'eau (diamètre 65 mm) du circuit de retour.

Un second réservoir parfaitement symétrique du premier est situé en aval du diffuseur.

Le circuit de retour comporte une pompe Jeumont Schneider de type Membloc 65-50-160/1.2-4. Sa vitesse de rotation est de 1450 trs/mn, elle a un débit nominal de 20 m<sup>3</sup>/h pour une

hauteur manométrique totale de 9 mCE. Elle permet un transfert du fluide depuis la cuve aval (à l'aval du diffuseur) jusque la cuve amont (en amont du convergent). Etant donné que le moteur entraînant cette pompe en rotation ne possède pas de variateur de vitesse, le réglage du débit est assuré par deux vannes situées respectivement :

- sur le circuit principal précédemment décrit
- sur le circuit "by-pass" renvoyant une partie du fluide vers la cuve aval.

Un débitmètre à flotteur Khrono de type H256/RR/M6DN50 permet la mesure du débit dans le circuit principal.

### 3.6. Dispositif d'excitation

Le mode d'excitation adopté dans la présente étude s'apparente au dispositif décrit en [2.3.7]. Néanmoins, les expériences étant réalisées dans l'eau, l'onde acoustique ne peut être engendrée directement par un haut-parleur. Un système mécanique (figure 3.5), introduit dans le réservoir amont de l'installation, émet une onde de pression qui se propage ensuite dans la veine. Il se compose d'une toile "anglaise" tendue sur un cadre carré de 260 mm de côté. Cet ensemble est fixé dans la chambre de tranquillisation en amont du convergent, 10 mm en dessous de la surface libre. Un excitateur mécanique déforme la toile par l'intermédiaire d'une plaque de 90 mm de côté.

Un générateur de signal PHILIPS PM5131 fournit, après amplification, un signal sinusoïdal à l'excitateur. Les oscillations engendrées sont réglables en fréquence et en amplitude. Un capteur de déplacement optique KEYENCE LB-72/LB-12 permet de visualiser le déplacement réel de la toile. La réponse de ce capteur, proportionnelle au déplacement, est présentée figure 3.6 pour une fréquence de 12,5 Hz et un déplacement d'amplitude 1 mm.

## 4. VISUALISATIONS

### 4.1. Méthode

#### 4.1.1. Sources lumineuses

On a utilisé trois types d'éclairage :

-deux lampes Halogènes de 1000 W et 2000 W placées respectivement au dessus et en dessous de la veine. La conduite étant éclairée dans son ensemble, on observe l'écoulement en perspective (figure 4.1).

-un Laser à Argon ionisé (Spectra 2017). Il a une puissance nominale de 5 W toutes raies confondues. On a sélectionné la raie verte la plus intense du spectre d'émission Laser ( $\lambda=514.5$  nm). Le faisceau issu de la source Laser traverse une fibre optique puis une lentille cylindrique de courte focale ( $f=5$  mm) qui permet de créer un plan de lumière étendu (environ 20 cm à 30 cm de la lentille) de 2 mm d'épaisseur. L'orientation et le positionnement du plan lumineux par rapport à la veine d'expérience sont notablement facilités par l'utilisation de la fibre optique. Le dispositif de visualisation est représenté figure 4.2.

-un éclairage stroboscopique (Energie Irem 500 W) afin d'observer la naissance de l'instabilité dans la zone de cisaillement et l'influence de l'excitation. Dans la gamme 0-50 Hz, il délivre une énergie de 10 J pour une durée des impulsions lumineuses de 120  $\mu$ s. Il est synchronisé sur le signal de l'excitation, le déphasage étant réglable par un potentiomètre. Une

fente de 3 cm de large, placée entre la source lumineuse et la veine d'expérience permet de visualiser le plan médian de l'écoulement (figure 4.3).

#### 4.1.2. Traceurs

Outre leur aptitude à "marquer" l'écoulement, les traceurs doivent avoir une densité proche de celle du milieu environnant -en l'occurrence l'eau- afin de suivre le plus parfaitement possible l'écoulement. C'est pourquoi on a utilisé un mélange homogène {Rhodorsil+ eau minérale+ encre pour aquarelle} à raison des proportions suivantes: 24% de Rhodorsil, 72% d'eau et 4% d'encre. Cette préparation a une densité très proche de 1.

Des nappes de colorant sont émises à l'aide de deux fentes: l'une se trouve sur la face verticale de la marche et permet d'ensemencer la zone de recirculation, la seconde se trouve à 50 mm en amont de l'arête etensemence la couche de cisaillement. La figure 4.4 présente une coupe de la marche dans son plan de symétrie. Réalisée en plexiglas, elle comporte deux cavités distinctes dont le rôle est de stabiliser les colorants provenant de réservoirs pressurisés avant leur émission dans l'écoulement. Les deux circuits aboutissants aux fentes d'injection sont complètement indépendants, ils permettent une coloration différente des traceurs.

#### 4.1.3. Matériel de prise de vues

Un film vidéo a été enregistré à l'aide d'une caméra CCD couleur SONY DXC 325K connectée à un magnétoscope UMATIC. On a également réalisé des prises de vues photographiques avec un appareil NIKON F4 muni d'un moteur MB21 dont la cadence est de 5 images par seconde. On a utilisé un film négatif noir et blanc TMAX 3200 ASA pour les visualisations par plan Laser et un film positif couleur FUJICHROME PROVIA 400 ASA pour les visualisations en lumière blanche.

### 4.2. Résultats

Sur l'ensemble des clichés, le fluide se déplace de la gauche vers la droite.

#### 4.2.1. Visualisations en lumière blanche

Les figures 4.5.a et 4.5.b-c présentent une visualisation en lumière blanche de l'écoulement en aval de la marche descendante respectivement pour  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . Dans les deux cas, il se forme peu après le décollement laminaire de la couche cisailée des structures tourbillonnaires transversales qui sont ensuite convectées vers l'aval. De telles structures sont également visibles dans les zones de mélange [1.2]. La zone de recirculation peut être divisée en deux parties. La première, la plus proche de la marche, est presque une zone d'eau morte à  $Re_H=5675$ . En effet, les mouvements de colorant y sont pratiquement inexistants. Pour  $Re_H=22230$ , on observe dans cette région un écoulement fortement tridimensionnel, particulièrement remarquable figure 4.5.c: un filet de colorant rouge, émis depuis la fente ensemencant la zone de recirculation, est soumis à un mouvement de rotation d'axe vertical. La seconde partie constitue la zone de recirculation telle qu'elle est classiquement définie. Elle est mise en évidence figure 4.5.b par une coloration blanchâtre provenant de la diffusion du colorant vert dans l'écoulement. Elle est alimentée par le fluide de recirculation provenant de la zone de recollement. A la jonction de ces deux régions, les structures tourbillonnaires de la couche de

cisaillement deviennent instables. Il est alors difficile d'observer des structures cohérentes.

Un colorant, émis depuis une canne d'injection dans la chambre de tranquillisation, n'a pas fait apparaître de zone de recirculation au niveau de la paroi opposée à la marche. Il est nécessaire de le vérifier car certaines expériences à faible nombre de Reynolds en détectent la présence [2.2.4].

#### 4.2.2. Visualisations par plan Laser

Ces visualisations permettent de compléter les observations obtenues en lumière blanche, voire même d'extraire quelques informations quantitatives.

Pour  $Re_H=5675$ , les figures 4.6 à 4.9 présentent des séquences enregistrées dans le plan médian de l'écoulement ( $z/H=0$ ) à l'aide de l'appareil photographique muni d'un moteur. La naissance de l'instabilité a lieu en  $x=1,2H$ . On extrait du film réalisé la fréquence de l'instabilité qui est d'environ 2 Hz. La vitesse de convection des structures juste après leur formation s'élève à  $0,5U_0$ . Elle est suffisamment faible pour pouvoir suivre sur les séquences l'évolution des tourbillons au cours du temps. La figure 4.6 montre l'enroulement des tourbillons en spirale par l'instabilité de la nappe tourbillonnaire. Il s'agit d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. On observe sur l'ensemble des clichés la présence de deux structures émises successivement. On note cependant à la fin de la séquence une déformation du tourbillon le plus éloigné de la marche. Elle se produit à la jonction des deux régions de la zone de recirculation précédemment décrites, parfaitement visible en raison de la différence de concentration en colorant. La zone qualifiée d'eau morte s'étend jusque  $x=2H$ . La figure 4.7, dont les conditions de prises de vues sont identiques, met en évidence la modification du processus d'enroulement. La désorganisation apportée par la zone de recirculation peut remonter jusqu'à la naissance de l'instabilité et provoquer l'amalgame de tourbillons dès leur formation (figure 4.7.d). En raison de cette désorganisation, les valeurs numériques citées jusqu'ici restent des grandeurs moyennes: le phénomène est pseudo-périodique.

La visualisation de l'écoulement à une distance plus importante de la marche (figure 4.8) ne montre pas uniquement la déformation, due à la zone de recirculation, des grosses structures. On y observe également l'appariement de tourbillons figures 4.8.k et l. L'historique de ce phénomène est présenté en détail figure 4.9. Sur le cliché c, deux structures cohérentes de la zone de cisaillement approchent de la zone d'influence liée à la recirculation. Alors qu'il y a naissance d'une troisième structure, la vitesse de convection de la première est considérablement ralentie sur le cliché d. Cliché e, la dernière structure formée s'enroule sur elle-même. La vitesse de convection du second tourbillon n'ayant pas changé, cette structure s'approche de la première. On assiste ensuite figure f et g à l'appariement des deux structures cohérentes. Ce comportement de l'écoulement n'est pas systématique.

Les enregistrements vidéo dans les plans décalés  $z/H=\pm 0,7$  montrent de grandes similitudes avec le comportement du fluide dans le plan médian, à la différence de la zone d'eau morte qui est moins étendue. Il est étonnant de constater que malgré ce phénomène, la couche cisailée est beaucoup plus stable. En effet, même si la perturbation naît à une abscisse quelque peu identique à celle du plan médian, l'enroulement des structures tourbillonnaires est retardé, voire parfois inhibé. Ainsi, à une distance donnée de la marche, la taille des tourbillons transversaux est plus réduite dans les plans proches des parois latérales que dans le plan médian. Le taux de croissance de la couche de cisaillement étant moins élevé, on peut a priori s'attendre à ce que la longueur de recollement soit plus importante près des parois latérales qu'au centre

de la veine.

Pour  $Re_H=22230$ , la fréquence de l'instabilité après le décollement est d'environ 12,5 Hz. Cette valeur est déterminée à partir du film. Une séquence photographique ne permet donc pas de suivre l'évolution du phénomène au cours du temps. La naissance de l'instabilité se produit beaucoup plus tôt qu'au nombre de Reynolds plus faible, soit à une distance de la marche égale à  $0,4H$ . De l'ensemble des clichés réalisés dans la zone de décollement (figure 4.10), on peut extraire trois grandes familles de comportement. La première est basée sur la grande stabilité des structures transverses. Dans ce cas, on note l'existence de deux structures cohérentes puis, plus en aval de la marche, de grosses structures plus désorganisées (figures 4.10.a, b, c, d et e). La seconde famille de clichés (figures 4.10.f, g, h et i) est caractérisée par l'appariement de la seconde structure avec une structure plus en aval, et enfin la dernière catégorie présente une désorganisation complète de l'écoulement dans la zone de cisaillement (figures 4.10.j, k et l). Dans les deux premières configurations, les structures cohérentes subissent une modification en  $x=H$ , point de jonction entre l'écoulement fortement tridimensionnel proche de la marche et l'écoulement de recirculation. A ce nombre de Reynolds, les phénomènes sont beaucoup plus fugitifs, il est donc plus difficile d'extraire des informations, notamment sur l'influence de la profondeur  $z$ . Par contre, le film met clairement en évidence, en liaison avec l'activité de la zone de recirculation, la formation de très grosses structures dont la fréquence d'apparition est réduite.

On remarquera que les trois familles de comportement observées à  $Re_H=22230$  existent aux deux nombres de Reynolds étudiés, néanmoins l'appariement de tourbillons est beaucoup moins fréquent pour  $Re_H=5675$ . De plus, la désorganisation des structures cohérentes a lieu à la jonction des deux régions de la zone de recirculation définies dans le paragraphe 4.2.1. Les deux écoulements analysés présentent donc des similitudes. On notera cependant la différence des grandeurs mesurées. Notamment, une comparaison des tailles de tourbillons montre que la structure cohérente la plus éloignée de la marche représente environ  $0,35H$  pour  $Re_H=5675$  (en  $x=2,2H$ ) contre  $0,25H$  pour  $Re_H=22230$  (en  $x=1,2H$ ).

Des prises de vues effectuées dans le plan horizontal de la marche  $y/H=0$  respectivement pour  $Re_H=5675$  (figure 4.11.a) et  $Re_H=22230$  (figure 4.11.b) confirment la position de la naissance de l'instabilité. De plus, elles permettent de vérifier l'existence d'au maximum deux structures transverses cohérentes dans la zone de cisaillement en aval de la marche. Au delà, l'écoulement devient turbulent. L'intérêt de ces visualisations est avant tout d'observer l'influence des parois latérales sur la couche de cisaillement. On remarque qu'au nombre de Reynolds le plus faible, l'instabilité, dès sa naissance, n'est pas parallèle au bord de fuite de la marche. Elle a tendance à s'incurver à mi-veine. D'autre part, les structures transverses sont soumises à une déformation identique. Dans la zone de cisaillement après la séparation, l'écoulement a globalement un comportement tridimensionnel beaucoup plus marqué pour  $Re_H=5675$ . Le film comporte également une séquence où le plan Laser est horizontal et positionné à mi-hauteur de marche ( $y/H=-0,5$ ). Comme le préconisaient les visualisations dans des plans verticaux, on observe effectivement pour  $Re_H=5675$  des déplacements de fluide pariétal vers l'amont. Pour  $Re_H=22230$ , ils sont plus intenses, on remarque alors des mouvements de rotation alternativement positifs et négatifs dans la zone près de la marche.

Dans la zone de recollement, Hasan [2.3.1] observe pour  $Re_H=11000$  avec une couche limite incidente laminaire une très forte instationnarité. Il constate à partir de visualisations que



lorsque le point de recollement se déplace brusquement vers l'amont, la zone de cisaillement se sépare en deux, confirmant ainsi l'hypothèse de Bradshaw et Wong [2.1.1] décrite au paragraphe 2.1.3. Dans la présente étude, il n'est pas concevable d'analyser le comportement des structures à grande échelle depuis les visualisations filmées dans le plan médian de l'écoulement. La turbulence provoque une forte diffusion du colorant qui rend toute interprétation impossible. Tout au plus observe-t-on des structures atteignant une hauteur de marche.

#### 4.2.3. Visualisations stroboscopiques

L'objectif de cette technique de visualisation est d'obtenir la fréquence d'accrochage du phénomène peu après l'émission tourbillonnaire en modifiant les paramètres de l'excitation que sont la fréquence et l'amplitude. On s'intéresse uniquement à cette zone de l'écoulement car la cohérence des structures transverses est relativement éphémère.

Le stroboscope est synchronisé sur la fréquence de l'excitation, le colorant est émis depuis une canne d'injection dans la chambre de tranquillisation.

Comme il était prévisible, l'effet stroboscopique est obtenu lorsque la fréquence de l'excitateur est approximativement égale à la fréquence de l'instabilité à sa naissance. L'influence de l'excitation est visible figure 4.12. Figure 4.12.a, quelques clichés réalisés sans excitation montrent les irrégularités de l'écoulement naturel. Le point le plus marquant est la taille de la structure transverse centrale qui varie d'une image à l'autre. Avec excitation (figure 4.12.b), on observe invariablement deux structures cohérentes dont on distingue parfaitement les enroulements. Leur position est sensiblement la même quelque soit le cliché. Plus en aval, la désorganisation engendrée par la zone de recirculation a une fréquence qui lui est propre. C'est pourquoi, la structure la plus éloignée de la marche est nettement plus instable. On notera que les images obtenues avec excitation (figure 4.12.b) sont comparables aux clichés a, b, c, d, e de la figure 4.10 enregistrés sans excitation. Avec excitation, l'appariement n'a pas lieu au niveau de la seconde structure cohérente visible et la désorganisation complète de l'instabilité est exclue. L'excitation régularise l'émission tourbillonnaire dans la zone de cisaillement après séparation et augmente la cohérence des structures formées.

L'amplitude minimale à laquelle l'accrochage a lieu vaut respectivement 0,5 mm et 1 mm pour  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . Ces valeurs fixent le déplacement de l'excitateur mais ne définissent en aucun cas l'intensité de l'onde de pression dans la veine. On a donc tenté de déterminer cette inconnue à  $Re_H=22230$ .

Afin de mesurer l'intensité de l'onde acoustique, on a placé un hydrophone à mi-veine, 55 mm en amont de la marche. Après amplification, le signal est transmis à un analyseur de spectre. On remarque un pic à 12,5 Hz en présence d'excitation. Néanmoins, il est pratiquement impossible de quantifier la contribution de cette fréquence à partir du signal brut (figure 4.13). C'est pourquoi, on pratique un filtrage des fréquences supérieures à 20 Hz. Les figures 4.14 a et b présentent les signaux filtrés respectivement sans et avec excitation. On observe, avec excitation, une oscillation marquée à 12,5 Hz d'amplitude 3,4 Pa, constituant 3,5 % de la pression cinétique  $\frac{1}{2}\rho U_0^2$ .

#### 4.3. Conclusion

La visualisation de l'écoulement en aval de la marche descendante a permis de définir deux nombres de Reynolds caractéristiques. Le plus faible,  $Re_H=5675$ , est nécessaire en vue

d'une comparaison avec une simulation numérique directe. Le plus élevé,  $Re_H=22230$ , présente un aspect tridimensionnel beaucoup plus marqué dans la région de la zone de recirculation proche de la marche. On observe dans les deux configurations la naissance puis le développement de structures tourbillonnaires transverses au niveau de la zone de cisaillement. On a pu quantifier la fréquence d'émission de ces structures ainsi que l'influence d'une excitation de faible intensité depuis la chambre de tranquillisation. L'écoulement, comme il était prévisible, est d'une manière générale fortement tridimensionnel et particulièrement instationnaire.

La visualisation des écoulements est une technique particulièrement intéressante à mettre en oeuvre car elle apporte des informations sur l'existence et le comportement des structures cohérentes. Elle doit être cependant utilisée en complément de techniques quantitatives. En effet, avec le temps et l'augmentation de la distance au point d'injection, la diffusion très rapide du traceur dans les écoulements turbulents entraîne une diminution à la fois de la concentration et de la netteté des fronts des filets émis. La compréhension de l'écoulement est donc fortement compromise à moins d'une injection de traceur localisée dans la zone d'étude. De plus, elle peut amener des interprétations sur l'écoulement fort discutables comme le montre Hussain [4.1]. C'est pourquoi on va désormais s'attacher à la quantification de l'écoulement d'un point de vue dynamique.

## 5. LA VELOCIMETRIE LASER A FRANGES (VLF)

### 5.1. Méthode

On se contentera ici d'une description succincte de la méthode. On pourra se reporter avec profit à la référence [5.1] pour en avoir une description plus complète.

#### 5.1.1. Principe

A l'intersection de deux faisceaux lumineux issus d'un même Laser, il se forme un réseau de franges alternativement sombres et claires parallèles à la bissectrice intérieure des deux faisceaux incidents. La distance interfrange est donnée par la relation:

$$(5.1) \quad itf = \frac{\lambda_n}{2 \sin(\alpha_n/2)}$$

$\lambda_n$  longueur d'onde de la lumière dans le milieu considéré  
 $n$  indice du milieu  
 $\alpha_n$  angle inter-faisceaux

Ce phénomène d'interférence est détaillé en annexe 1. Le volume d'intersection des deux faisceaux est appelé volume de mesure.

Lorsqu'une particule, entraînée par l'écoulement, traverse le volume de mesure, elle passe alternativement d'une frange sombre à une frange éclairée. Si  $dt$  est le temps mis par la particule pour se déplacer de l'interfrange, la lumière diffusée par la particule est modulée à la fréquence  $f_D = 1 / dt$ .  $f_D$  est appelée fréquence Doppler.

La connaissance de  $itf$  et la mesure de  $f_D$  permettent de déterminer la vitesse  $U_\alpha$ , projection de la vitesse de la particule sur la normale aux franges (figure 5.1):

$$(5.2) \quad U_\alpha = itf \cdot f_D$$

Dans le but de déterminer le sens de la vitesse, une cellule de Bragg crée une légère différence de fréquence  $f_B$  connue entre les deux faisceaux incidents. Cette différence provoque un défilement des franges. On obtient alors pour la fréquence  $f_D$  mesurée:

$$(5.3) \quad f_D = f_B + \frac{U_\alpha}{\lambda} \text{ soit } U_\alpha = (f_D - f_B) \lambda$$

La valeur de  $f_B$  est choisie de manière à ce que  $f_D$  soit toujours positive.

### 5.1.2. Description de la chaîne de mesure

La figure 5.2 présente le vélocimètre laser monocomposante de l'IMFL.

#### 5.1.2.1. L'émission

La source lumineuse est un Laser Argon ionisé (Spectra 2017) délivrant une puissance de 5 Watts toutes raies. On utilise uniquement la raie verte la plus intense du spectre d'émission (2 Watts à la longueur d'onde  $\lambda=514,5$  nm).

La tête d'émission de l'anémomètre (Dantec) génère à partir du faisceau Laser le volume de mesure. On peut la diviser en deux parties:

- un dispositif optique permettant de séparer le faisceau initial en deux faisceaux parallèles et symétriques par rapport à l'axe  $zz'$  de la tête (un agrandisseur de faisceau d'axe  $zz'$  augmente la distance interfaisceaux d'un facteur 1,95).
- une lentille frontale d'axe  $zz'$  au foyer de laquelle les deux faisceaux convergent pour former le volume de mesure. Sa focale est de 600 mm.

De plus, une cellule de Bragg placée sur le trajet optique de l'un des deux faisceaux (en amont de la lentille frontale) permet d'obtenir le sens de la composante de vitesse.

La tête d'émission est reliée au Laser par l'intermédiaire d'une fibre monomode.

#### 5.1.2.2. La réception

La lumière rétrodiffusée par les particules à la traversée du volume de mesure est recueillie par la lentille frontale de la tête d'émission. Cette dernière forme, par l'intermédiaire d'un miroir à 45°, une image du volume de mesure devant un photomultiplicateur qui convertit le signal lumineux reçu en signal électrique.

Le signal est analysé par un "Burst Spectrum Analyser" (BSA 57N10 de marque Dantec). Il réalise une analyse spectrale du signal Doppler provenant du photomultiplicateur dans le but d'en déterminer la fréquence Doppler. Cette opération est rendue possible par l'utilisation d'un processeur FFT. Le BSA permet la modification de nombreux paramètres afin d'optimiser: -la qualité du signal (gain, haute tension aux bornes du photomultiplicateur, ...), -le traitement du signal (filtres, nombre d'échantillons, ...), -les critères de validation d'une mesure. On détaillera certains d'entre eux dans le chapitre 5.2.2.

La tête de l'anémomètre est montée sur une table de déplacement 3 axes Micro-contrôle.

Les déplacements suivant X et Y sont motorisés, leurs courses maximales sont respectivement de 350 mm et 800 mm. Le déplacement minimum est de 0,01 mm. Il est également possible de réaliser une rotation de la tête autour de son axe  $zz'$ .

Le vélocimètre est piloté par un micro-ordinateur. Le logiciel utilisé a été développé à l'IMFL, il permet notamment la création d'un maillage de balayage, le paramétrage automatique du BSA, la gestion des tables de déplacement motorisées, le traitement des mesures validées par le BSA et leur stockage.

### **5.1.3. Configurations de mesure**

Le vélocimètre Laser précédemment décrit permet de mesurer uniquement une composante de vitesse. On mesure donc successivement les trois composantes de vitesse U, V, W en modifiant l'orientation du réseau de franges. On nommera P le plan défini par les deux faisceaux Laser émergeant de la tête d'émission.

#### **5.1.3.1. Mesure de la composante longitudinale de vitesse U (figure 5.3.a)**

Le plan P est horizontal. Les faisceaux Laser engendrant le volume de mesure traversent un hublot latéral de l'installation.

#### **5.1.3.2. Mesure de la composante verticale de vitesse V (figure 5.3.b)**

Le plan P est vertical. Les faisceaux Laser engendrant le volume de mesure traversent un hublot latéral de l'installation. Une rotation de la tête d'émission de  $90^\circ$  autour de son axe  $zz'$  permet de passer de la configuration *a* à la configuration *b*.

#### **5.1.3.3. Mesure de la composante transversale de vitesse W (figure 5.3.c)**

Le plan P est vertical. Les faisceaux Laser engendrant le volume de mesure sont déviés par un miroir positionné à  $45^\circ$  par rapport à la tête d'émission. Ils traversent un hublot supérieur de l'installation. Le miroir de renvoi est fixé sur la table support du vélocimètre, il est donc soumis aux mêmes déplacements que la tête optique.

### **5.1.4. Le volume de mesure**

#### **5.1.4.1 Position du volume de mesure**

La table de déplacement 3 axes est réglée de façon à ce que le référentiel de déplacement (X,Y,Z) soit identique au référentiel (x,y,z) de la veine d'expérience. En connaissant parfaitement la position d'un point de référence dans la veine, on fait coïncider ce point et le volume de mesure. La position du volume de mesure est ainsi connue dans le repère orthonormé (O,x,y,z) de la veine.

Il faut néanmoins prendre des précautions pour les translations suivant l'axe  $zz'$  de la tête optique car le volume de mesure se trouve dans un milieu d'indice différent de celui de l'air. Prenons le cas général de la figure 5.4 pour lequel le volume de mesure se trouve dans un milieu

d'indice  $n_n$ . Les faisceaux issus de la tête optique traversent une série de milieux d'indice  $n_i$  avant de converger dans le milieu d'indice  $n_n$ . Les dioptries séparant les milieux sont supposés plans et normaux à l'axe  $zz'$  de la tête optique.

Notation:

- $n_i$  = indice du milieu  $i$
- $l_i$  = épaisseur du milieu  $i$
- $l_0$  = distance tête optique / premier dioptre rencontré par les faisceaux
- $l_n$  = distance volume de mesure / dernier dioptre rencontré par les faisceaux
- $\beta_i$  = angle entre les faisceaux dans le milieu  $i$  et la normale aux dioptries
- $2R$  = distance interfaisceaux à la sortie de la tête optique

En appliquant la loi de Descartes au niveau du dioptre séparant les milieux d'indice  $i$  et  $i+1$ , on obtient la relation

$$n_i \sin\beta_i = n_{i+1} \sin\beta_{i+1}$$

De plus,  $\sum_{k=0}^n l_i \tan\beta_i = R$  par de simples relations géométriques.

En supposant les angles  $\beta_i$  suffisamment faibles, on a  $\beta_i \approx \tan\beta_i \approx \sin\beta_i$

$$\text{d'où } R = \beta_0 \left( l_0 + n_0 \sum_{k=0}^n \frac{l_i}{n_i} \right)$$

En prenant le cas où l'on déplace le volume de mesure dans le milieu d'indice  $n_n$ , la formule générale devient

$$(5.4) \quad \Delta(l_0) = -\frac{n_0}{n_n} \Delta(l_n)$$

Dans notre cas,  $n_0=1$  (air) et  $n_n=1,333$  (eau), par conséquent un déplacement  $d$  du volume de mesure suivant l'axe  $zz'$  de la tête optique entraîne une translation de la table  $d/1,333$ .

#### 5.1.4.2 Taille du volume de mesure

Le volume de mesure est une ellipsoïde de 0,11 mm de diamètre et de 3,74 mm de long suivant l'axe optique  $zz'$  de la tête d'émission-réception.

#### 5.1.5. Précision des mesures

##### 5.1.5.1. Position du volume de mesure

La position du volume de mesure dans le repère lié à la marche dépend de deux réglages importants:

- la définition de l'origine: La référence est un trou de quelques dixièmes de millimètres réalisé dans une plaque rectangulaire. Les coordonnées de la référence par rapport au bord de la plaque sont connues car elles ont été mesurées au cathétomètre. Après avoir positionné cette plaque contre la marche, on déplace le volume de mesure de manière à ce qu'il passe par la référence.

-le repère de déplacement des tables: Par construction, il est orthonormé. L'ensemble de la structure est positionné par rapport à la veine de manière à ce que le repère de déplacement (XY) soit confondu avec le repère (x,y) de la marche. Cette opération est réalisée à l'aide d'un comparateur par balayage d'un hublot latéral.

La précision sur la position du volume de mesure est évaluée à +/-0,1 mm par cette méthode dans le plan (X,Y). Par contre, la précision de position suivant l'axe optique zz' est nettement inférieure en raison de la forme oblongue du volume de mesure. Elle est évaluée à +/-0,75 mm.

Les déplacements motorisés suivant X et Y ont un pas de 0,01 mm. La mesure du déplacement manuel suivant Z est réalisée au pied de profondeur: la précision est de +/-0,01 mm.

### 5.1.5.2. Précision des mesures de vitesse

- Erreur sur la mesure de vitesse instantanée

En différenciant l'équation (5.3) exprimant la vitesse  $U_\alpha$  en fonction de la fréquence Doppler  $f_D$ , la fréquence de la cellule de Bragg  $f_B$  et l'interfrange itf, on obtient la relation suivante:

$$(5.5) \quad \delta U_\alpha = itf \delta f_D - itf \delta f_B + (f_D - f_B) \delta itf$$

L'incertitude globale peut être estimée à partir de la moyenne quadratique des différentes erreurs intervenant dans l'équation (5.5).

Elle s'écrit:

$$(5.6) \quad \frac{\delta U_\alpha}{U_0} = \sqrt{\left[ \left( \frac{f_D - f_B}{U_0} \right) \delta itf \right]^2 + \left( \frac{itf}{U_0} \delta f_D \right)^2 + \left( \frac{itf}{U_0} \delta f_B \right)^2}$$

On déduit également de l'équation (5.3) la relation:  $\left| \frac{f_D - f_B}{U_0} \right| = \frac{1}{itf} \left| \frac{U_\alpha}{U_0} \right|$

$U_0$  étant la vitesse en amont de la marche au milieu du canal, le rapport  $\left| \frac{U_\alpha}{U_0} \right|$  est majoré par 1.

Par conséquent, l'incertitude globale maximale  $\left| \frac{\delta U_\alpha}{U_0} \right|_{\max}$  est définie par la relation suivante:

$$(5.7) \quad \left| \frac{\delta U_\alpha}{U_0} \right|_{\max} = \sqrt{\left( \frac{\delta itf}{itf} \right)^2 + \left( \frac{itf}{U_0} \delta f_D \right)^2 + \left( \frac{itf}{U_0} \delta f_B \right)^2}$$

Le premier terme du second membre de l'équation représente l'erreur sur la mesure de l'interfrange itf.

**Nota:** L'interfrange dépend de la longueur d'onde de la lumière  $\lambda_n$  ainsi que de l'angle interfaisceaux  $\alpha_n$  dans le milieu considéré (d'indice n) par la relation:

$$(5.8) \quad itf = \frac{\lambda_n}{2 \sin(\alpha_n/2)}$$

Or, en reprenant les notations de la figure 5.4 avec  $\beta = \alpha/2$  et l'indice 0 correspondant à l'air:

$$-\lambda_n = \lambda_0/n$$

$$-\text{la loi de la réfraction entraîne } \sin(\alpha_n/2) = n_0/n_n \sin(\alpha_0/2)$$

Ainsi, l'interfrange peut s'écrire avec  $n_0 = 1$

$$(5.9) \quad itf = \frac{\lambda_0}{2 \sin(\alpha_0/2)}$$

L'interfrange dépend donc de l'angle interfaisceaux qui peut être mesuré indifféremment dans le milieu considéré ou dans l'air. Pour des raisons pratiques évidentes, on se placera dans la seconde configuration.

La valeur de l'angle  $\alpha_0$  est déterminée en disposant un écran P normalement à la bissectrice des deux faisceaux à une distance  $l$  importante du volume de mesure. La mesure de la distance  $d$  entre les faisceaux dans le plan P permet d'obtenir  $\alpha_0$  par la relation  $\tan(\alpha_0/2) = d/(2l)$ . En supposant  $\alpha_0$  suffisamment petit, on a  $\alpha_0 \approx \sin \alpha_0 \approx \tan \alpha_0$  soit

$$(5.10) \quad \left| \frac{\delta itf}{itf} \right| = \left| \frac{\delta \alpha_0}{\alpha_0} \right| = \left| \frac{\delta d}{d} \right| + \left| \frac{\delta l}{l} \right|$$

En considérant une erreur  $\delta l$  de  $\pm 1$  mm sur  $l = 3500$  mm, une précision de  $\pm 0,25$  mm sur le pointé du centre des impacts (20 mm de diamètre) dans le plan P et une précision de  $\pm 0,25$  mm sur la mesure de  $d = 275$  mm, on obtient

$$\left| \frac{\delta itf}{itf} \right| = 0,3 \cdot 10^{-2} \text{ avec } \alpha_0 = 4,5^\circ \text{ soit } itf = 6,55 \mu\text{m}$$

Cette erreur est une erreur de biais.

Le second terme représente l'erreur sur la mesure de la fréquence Doppler. Elle est fixée par la résolution du BSA. Si, lors de l'acquisition d'une bouffée Doppler,  $f_e$  est la fréquence d'échantillonnage et  $N$  le nombre d'échantillons, le spectre résultant de la transformée de Fourier est également échantillonné et le pas de fréquence vaut  $f_e/N$ . L'utilisateur programme la bande de fréquence (span) ainsi que le nombre d'échantillons  $N$  codé sur 6 bits. (Le nombre d'échantillons maximum est donc de 64). Le BSA fixe la fréquence d'échantillonnage à  $f_e = 1,5 \text{span}$ . La résolution spatiale vaut  $(1,5 \text{span})/2^n$  ( $3 \leq n \leq 6$ ). Or, la détermination de la fréquence Doppler ne découle pas directement de la mesure de la fréquence dominante du spectre: tout d'abord,  $N$  zéros sont ajoutés au signal initial, de sorte que le pas de fréquence du spectre est divisé par 2 sans ajouter d'information supplémentaire. Cette opération améliore la résolution de 1 bit. De plus, la fréquence Doppler résulte d'une interpolation sur 3 points autour de la fréquence dominante du spectre. L'interpolation apporte un gain de 3 bits sur la résolution. Finalement, lorsque le rapport signal/bruit est important, la précision sur la mesure de la fréquence Doppler est définie par la relation:

$$(5.11) \quad \delta f_D = \frac{1,5 \text{ span}}{2^{n+8}} \quad \text{où } 2^n \text{ est le nombre d'échantillons } (3 \leq n \leq 6) \\ \text{et span est la bande de fréquence} \\ \text{(paramètres programmés par l'utilisateur)}$$

En sélectionnant 32 échantillons ( $n=5$ ), l'erreur  $\delta f_D$  vaut respectivement 11Hz et 23Hz pour une bande de fréquence de 62,5 kHz ( $Re_H=5675$ ) et 125 kHz ( $Re_H=22230$ ), soit  $\delta f_D \cdot itf / U_0 = 6 \cdot 10^{-4}$  pour  $Re_H=5675$  et  $\delta f_D \cdot itf / U_0 = 3 \cdot 10^{-4}$  pour  $Re_H=22230$ . Par conséquent, l'erreur sur la mesure de la fréquence Doppler est négligeable.

En ce qui concerne la cellule de Bragg, la fréquence d'excitation du cristal est donnée par le constructeur à 40MHz +/-4kHz. Néanmoins, la précision sur  $f_B$  est fixée par l'électronique qui en gère le fonctionnement. Afin de déterminer l'erreur  $\delta u_B = \delta f_B \cdot itf$ , on place une cible diffusante immobile dans le volume de mesure et on acquiert un grand nombre de valeurs dans des conditions identiques à celles du sondage de l'écoulement. Notons, dans cette configuration un peu particulière, l'absence de bouffées Doppler: le signal Doppler est continu. Des 50 mesures de vitesse calculées à partir de 4096 valeurs, on extrait avec une probabilité de confiance de 99% respectivement la moyenne et l'écart type:

- moyenne:  $3 \cdot 10^{-5} \pm 7 \cdot 10^{-6}$  m/s dans la configuration  $Re_H=5675$   
 $4 \cdot 10^{-5} \pm 2 \cdot 10^{-5}$  m/s dans la configuration  $Re_H=22230$
- écart type:  $5,6 \cdot 10^{-4} \pm 4 \cdot 10^{-5}$  m/s dans la configuration  $Re_H=5675$   
 $2,2 \cdot 10^{-3} \pm 4 \cdot 10^{-4}$  m/s dans la configuration  $Re_H=22230$

La moyenne étant négligeable devant l'écart type, on se base sur l'écart type le plus défavorable pour déterminer l'erreur  $\delta f_B \cdot itf / U_0$  qui vaut dans les deux configurations  $0,6 \cdot 10^{-2}$ . On remarquera qu'en réalité, la mesure prend en compte à la fois l'erreur sur la fréquence Doppler et l'erreur sur la fréquence de décalage, mais cette dernière est prépondérante.

On obtient ainsi la précision sur la mesure de la vitesse instantanée en VLF:  $\left| \frac{\delta U_\alpha}{U_0} \right|_{\max} = 0,7 \cdot 10^{-2}$ .

- Vitesse moyenne et fluctuation de vitesse: erreur de biais

En réalisant l'acquisition d'un grand nombre de mesures en un point, on détermine avec le vélocimètre Laser monocomposante:
 

- la vitesse moyenne  $\bar{U}$
- la fluctuation de vitesse  $\sqrt{u^2}$ .

Ces grandeurs sont obtenues par des moyennes statistiques d'ensemble, les formules classiquement employées sont:

$$(5.12) \quad \bar{U} = \frac{\sum_{i=1}^n u_i}{n} \quad n \text{ étant le nombre d'échantillons.}$$

$$(5.13) \quad \overline{u^2} = \frac{\sum_{i=1}^n (u_i - \bar{U})^2}{n-1}$$

Cependant, McLaughlin et Tiederman [5.2] ont mis en évidence l'existence d'un biais de vitesse par la relation:

$$(5.14) \quad \frac{\Delta n}{\Delta t} = |\vec{V}| A_p M$$

- où
- $\Delta n / \Delta t$  = nombre d'échantillons par unité de temps
  - $|\vec{V}|$  = module de la vitesse instantanée
  - $M$  = concentration en particules
  - $A_p$  = aire projetée du volume de mesure dans un plan normal à la vitesse mesurée



en faisant l'hypothèse d'un ensemencement homogène et relativement faible.

Cette relation montre que le nombre de particules traversant le volume de mesure par unité de temps est proportionnel à la vitesse locale instantanée. Ainsi la probabilité de mesurer des vitesses rapides est plus importante que la probabilité de mesurer des vitesses lentes. La vitesse moyenne d'ensemble est donc supérieure à la vitesse moyenne temporelle:

$$(5.15) \quad \overline{U}_T = \int_0^T u(t) dt.$$

Cette surestimation est le biais de vitesse encore appelé biais d'échantillonnage. L'existence et la correction de ce biais sont très controversées. Il est par conséquent nécessaire de s'y intéresser afin de ne pas laisser sans réponse des questions concernant la qualité et la précision des résultats expérimentaux.

On trouve dans la bibliographie un certain nombre de méthodes dont le but est de corriger le biais d'échantillonnage. Elles sont pour la plupart basées sur une pondération des mesures de vitesse et de fluctuation:

$$(5.16) \quad \overline{U} = \frac{\sum_{i=1}^n \omega_i u_i}{\sum_{i=1}^n \omega_i}$$

$$(5.17) \quad \sqrt{\overline{u'^2}} = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^n \omega_i (u_i - \overline{U})^2}{\sum_{i=1}^n \omega_i} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \omega_i \text{ fonction de pondération}$$

#### Fonction de pondération basée sur la vitesse:

De la relation (5.14), on déduit une fonction de pondération  $\omega_i = \frac{1}{|\vec{V}_i|_{Ap}}$  qui devient, si le volume est ellipsoïdal:

$$(5.18) \quad \omega_i = \frac{1}{\sqrt{u_i^2 + v_i^2 + \left(\frac{d}{l}\right)^2 w_i^2}} \quad d/l \text{ est le rapport diamètre sur longueur du volume de mesure.}$$

Dans le cas d'un vélocimètre Laser deux composantes, la troisième composante dans la direction z n'est pas mesurée. En négligeant ce terme, on obtient la fonction de pondération 2D:

$$(5.19) \quad \omega_i = \frac{1}{\sqrt{u_i^2 + v_i^2}}$$

Nakayama [5.3] a proposé d'approximer  $w_i^2$  par  $w_i^2 = \overline{w_i'^2} = \frac{1}{2}(\overline{u_i'^2} + \overline{v_i'^2})$ . La fonction de pondération s'exprime alors de la manière suivante:

$$(5.20) \quad \omega_i = \frac{1}{\sqrt{u_i^2 + v_i^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{d}{l} \right)^2 (\overline{u_i^2} + \overline{v_i^2})}} \quad \begin{array}{l} \text{fonction de pondération} \\ \text{2D+} \end{array}$$

La prise en compte de la troisième composante permet de limiter la fonction de pondération et par conséquent d'éviter une surestimation du biais lorsque  $u_i$  et  $v_i$  s'annulent simultanément. En effet, puisque  $d/l \approx 1/25$ , ce terme n'intervient que dans ce cas.

Dans le cadre de notre étude où seule une composante est mesurée, on peut limiter la relation (5.19) à une fonction de pondération 1D  $\omega_i = 1/u_i$  (5.21) proposée par McLaughlin et Tiederman. Une comparaison entre fonction de pondération 1D et 2D dans le cas d'une couche de cisaillement [5.4] montre une correction sensiblement identique: l'écart maximum observé est de 2% avec un taux de turbulence de 35%. Si une telle correction est efficace dans ce type d'écoulement, elle est bien évidemment inappropriée pour les écoulements turbulents décollés-recollés en raison de la singularité  $u_i = 0$ .

#### Fonction de pondération basée sur le temps de transit:

On peut également baser la fonction de pondération sur le temps de transit de la particule à travers le volume de mesure [5.5]. Ce temps est inversement proportionnel à la vitesse et possède l'avantage de ne pas donner une fonction de pondération infiniment grande lorsque la vitesse est sensiblement nulle. Deux difficultés apparaissent néanmoins:

-la précision de mesure du temps de transit

-le temps de transit dépend de la taille de la particule (une grosse particule émet un signal lumineux intense dès son entrée dans le volume de mesure, contrairement à une particule plus petite) et de sa position dans le volume de mesure lors de la traversée.

Pour un grand nombre de valeurs, ces erreurs s'éliminent statistiquement. Il est donc théoriquement possible d'utiliser le temps de transit pour corriger de manière précise la vitesse. Néanmoins, Johnson et al. [5.4] insistent sur le fait que, d'une part, le nombre d'échantillons doit être accru afin d'en moyenniser les effets et que, d'autre part, aucune étude n'a été menée dans le but de quantifier cette augmentation qui pourrait être inacceptable dans de nombreuses applications.

#### Fonction de pondération basée sur la fréquence d'acquisition:

Lorsque le temps  $\tau_i$  entre deux échantillons successifs est court devant une échelle de temps caractéristique de l'écoulement, on peut écrire la fonction de pondération  $\omega_i = \tau_i$ . La vitesse moyenne ainsi calculée est une approximation de la moyenne temporelle de vitesse en supposant la vitesse constante entre deux échantillons successifs. Cette méthode a l'avantage d'être valide même si l'ensemencement est corrélé à la vitesse.

Il est également possible de réaliser un échantillonnage périodique pour supprimer le biais d'échantillonnage [5.5]. L'axe des temps est alors divisé en intervalles réguliers. Dans chacun d'entre eux, on réalise l'acquisition du premier signal Doppler apparaissant. Pour le BSA, il s'agit d'un mode de fonctionnement particulier appelé "controlled dead time". Il est à noter que le taux de comptage (correspondant au nombre de particules traversant le volume de mesure par unité de temps) doit être notablement supérieur à la fréquence d'échantillonnage de manière à ce que les intervalles de temps séparant l'arrivée des particules dans le volume de mesure

soient les plus proches possibles.

L'article de Stevenson et Thompson [5.6] cite en introduction un certain nombre d'articles où l'absence de biais a été vérifiée. Certains auteurs [5.7] ont émis l'hypothèse d'une compensation totale ou partielle du biais de vitesse par un biais d'amplitude du signal. Il a été démontré [5.8] que ce biais, basé sur la corrélation entre l'amplitude du signal et la vitesse des particules, est causé par le temps d'intégration du photomultiplicateur. Il faut donc prendre soin, avant toute correction prématurée, de vérifier l'existence du biais de vitesse.

Une méthode de détection, introduite par Adams [5.9], consiste à tracer un histogramme de la fréquence instantanée d'acquisition en fonction de la vitesse instantanée. Cette fréquence est définie par l'inverse du temps séparant l'acquisition de deux échantillons successifs. Si elle croît avec l'amplitude de la vitesse, l'histogramme met clairement en évidence l'existence du biais de vitesse.

D'autre part, diverses études analytiques ont été menées de manière à quantifier le biais de vitesse. Il a été évalué par Erdman et Tropea [5.10]:

$$(5.22) \quad \frac{\bar{U}_{\text{biaisée}} - \bar{U}_{\text{réelle}}}{\bar{U}_{\text{réelle}}} = \left( \frac{\sqrt{\bar{u}^2}}{\|\vec{V}_{\text{locale}}\|} \right)^2$$

où  $\vec{V}_{\text{locale}}$  est la vitesse moyenne au point considéré.

La validation expérimentale d'une telle relation est délicate pour de multiples raisons:

-le biais de vitesse est significatif dans les zones à fort taux de turbulence. Or, dans ces conditions, l'utilisation de méthodes de référence telles que le fil chaud est discutable. C'est pour cette raison que certains auteurs, pour étudier le biais de vitesse en vélocimétrie laser, utilisent la vélocimétrie laser comme méthode de référence mais sous certaines conditions. Ces conditions se résument à l'utilisation d'un échantillonnage périodique. L'ensemencement est suffisamment important pour avoir un taux de comptage 10 fois supérieur à la fréquence d'échantillonnage [5.6] voir même un signal continu [5.4].

-Il faut prendre de multiples précautions car de nombreux facteurs peuvent intervenir sur la précision des mesures en vélocimétrie laser: variation de l'ensemencement, gradient de vitesse dû à une résolution spatiale insuffisante, faible rapport signal/bruit,....

Adams et Eaton [2.1.16] ont étendu expérimentalement l'évaluation du biais de vitesse (5.22) au cas d'un écoulement décollé dont la vitesse de référence est  $U_{\text{réf}}$ :

$$(5.23) \quad \frac{\bar{U}_{\text{biaisée}} - \bar{U}_{\text{réelle}}}{U_{\text{réf}}} = \begin{cases} \frac{\bar{u}^2}{\bar{U}_{\text{biaisée}} U_{\text{réf}}} & \text{pour } \sqrt{\bar{u}^2} < \bar{U}_{\text{biaisée}} \text{ (a)} \\ \frac{\bar{U}_{\text{biaisée}}}{U_{\text{réf}}} & \text{pour } \sqrt{\bar{u}^2} > \bar{U}_{\text{biaisée}} \text{ (b)} \end{cases}$$

en insistant sur le fait que cette formulation n'est pas précise mais elle permet d'obtenir des tendances. Cette imperfection est confirmée par les travaux de Petry et al. [5.11] qui obtiennent tout de même une relativement bonne précision de la relation (5.23.a) jusqu'à un taux de turbulence local de 60%. De la relation (5.23.b), ils déduisent une surestimation du biais

effectivement mesuré.

L'analyse du biais menée dans le cadre d'une étude de marche descendante à  $Re_H=36000$  [2.1.16] met en évidence une surestimation maximale de la vitesse de  $0,04 U_0$ .

### 5.1.5.3. Points pariétaux

-L'erreur de mesure est importante pour les points qui sont proches des parois normales à la bissectrice des deux faisceaux laser incidents. En effet, malgré les traitements anti-reflets des hublots, des réflexions parasites détériorent le rapport signal sur bruit. C'est pourquoi, la distance minimale entre le volume de mesure et les parois normales à la bissectrices des deux faisceaux laser vaut: 5 mm pour la paroi la plus proche de la tête d'émission-réception et 10 mm pour la plus éloignée.

-On admet classiquement en VLF que le champ des vitesses est uniforme dans le volume de mesure. En réalité, cette hypothèse n'est pas vérifiée dans les zones à fort gradient de vitesse en raison du manque de résolution spatiale dû à la taille du volume de mesure. On peut donc émettre des réserves sur la mesure des composantes de vitesse longitudinale dans les couches limites pariétales. Le profil de vitesse d'une couche limite de type Blasius est approximativement linéaire près de la paroi. C'est également dans cette zone que le gradient de vitesse est maximum.

$$\text{On a } \frac{d\left(\frac{U}{U_0}\right)}{d\eta} = 0,3332 \text{ avec } \eta = y\sqrt{\frac{U_0}{\nu L}} \text{ soit } \frac{dU}{dy} = 0,332 \cdot U_0 \sqrt{\frac{U_0}{\nu L}}.$$

Application numérique:  $dU/dy=283,5 \text{ s}^{-1}$  à l'origine pour  $Re_H=22230$ .

Avec un diamètre de 0,11 mm, le gradient de vitesse dans le volume de mesure s'élève à  $0,07U_0$ . Ce calcul permet d'expliquer le fort taux de turbulence obtenu pour les points pariétaux en amont de la marche bien que la couche limite soit laminaire.

## 5.2. Résultats

### 5.2.1. Précision

A l'erreur sur la mesure de la vitesse instantanée, il faut ajouter l'incertitude globale sur la vitesse moyenne et la fluctuation de vitesse. On a quantifié à l'aide de valeurs expérimentales l'incertitude de mesure représentative de la répétabilité des expériences, ainsi que le biais d'échantillonnage. Les caractéristiques de l'écoulement sont les suivantes:  $Re_H=22230$  sans excitation dans le plan de symétrie de la marche.

#### 5.2.1.1. Vitesse moyenne et fluctuation de vitesse: incertitude de mesure

Afin d'évaluer l'incertitude, on a réalisé 50 mesures de vitesse moyenne et de fluctuation de vitesse en un point judicieusement choisi de l'écoulement se situant dans la zone de cisaillement en  $x/H=1,2$  et  $y/H=-0,034$ . La fluctuation de vitesse atteint en ce point près de  $0,21U_0$ , elle est l'une des plus élevées de l'écoulement. On a réalisé l'acquisition de 3072 échantillons par mesure conformément aux conditions de sondage.

L'incertitude de mesure sur la vitesse moyenne et la fluctuation de vitesse s'élève respectivement à  $\pm 0,5\% U_0$  et à  $\pm 0,3\% U_0$  avec un niveau de confiance de 99,9%.

### 5.2.1.2. Vitesse moyenne et fluctuation de vitesse: biais d'échantillonnage

On a choisi d'étudier l'existence et l'influence du biais de vitesse sur la qualité des mesures en quelques points tests de l'écoulement:

-point A:  $x/H=0$   
 $y/H=0,5$

A est caractérisé par un taux de turbulence très faible.

-point B:  $x/H=1,2$   
 $y/H=-0,034$

Le taux de turbulence en B est le plus élevé de la couche de cisaillement:

$$\sqrt{u^2}/U_0 = 20\% \text{ soit } \sqrt{u^2}/U_{locale} = 43\%$$

-point C:  $x/H=0,8$   
 $y/H=0,1$

Point de la couche de cisaillement où le taux de turbulence est plus faible qu'en B:

$$\sqrt{u^2}/U_0 = 8,3\% \text{ soit } \sqrt{u^2}/U_{locale} = 8,7\%$$

On a réalisé trois types de sondages en chacun de ces points: le premier avec un ensemencement naturel, le second avec une concentration en particules notablement accrue, le troisième avec une concentration également forcée et un échantillonnage périodique (mode "controlled dead time" du BSA). Pour chaque vitesse instantanée, le moment d'arrivée de la particule dans le volume de mesure ainsi que le temps de transit de cette même particule sont stockés. Le nombre d'échantillons retenu est important (10900 échantillons) afin de s'assurer qu'une modification de la fréquence d'acquisition n'induit pas une erreur supplémentaire.

Les figures 5.5, 5.6 et 5.7 présentent pour chaque point et chaque configuration un histogramme du temps écoulé dti (en ms) entre deux échantillons successifs en fonction de la vitesse instantanée  $U_i$  (en m/s). dti est égal à l'inverse de la fréquence d'acquisition instantanée. En l'absence d'échantillonnage périodique, la fréquence d'acquisition instantanée est d'autant plus élevée que le module de la vitesse instantanée augmente. Cette évolution est particulièrement marquée lorsque le taux de turbulence est important (point B). Par contre, en A où le taux de turbulence est très faible, l'histogramme est constant. Ce phénomène indique bien évidemment la présence d'un biais de vitesse dont l'importance croît avec le taux de turbulence comme le montre la relation (5.23. a).

L'échantillonnage périodique est réalisé à une fréquence  $\nu_c$  inférieure au taux de comptage  $\nu_p$  telle que  $\nu_p/\nu_c \neq 3$ . Ce rapport est inférieur aux valeurs couramment trouvées dans la bibliographie [5.6], néanmoins la figure 5.8 montre que la fréquence d'acquisition instantanée est nettement moins étendue autour de la fréquence moyenne en présence d'échantillonnage périodique. On peut également noter dans ce cas l'existence d'un pic secondaire faible, il se situe à une fréquence égale à la moitié de la fréquence d'échantillonnage et correspond à l'absence de particule dans le volume de mesure lors de l'intervalle de temps précédent une acquisition. Les figures 5.6 et 5.7 ne laissent aucun doute sur l'évolution du biais de vitesse en présence d'échantillonnage périodique. Il devient inexistant. C'est pourquoi il convient de prendre les valeurs calculées dans cette configuration comme valeurs de référence afin de quantifier le biais d'échantillonnage et de comparer l'efficacité des différents facteurs de correction.

Le tableau 5.0 ci-après récapitule pour les différentes configurations étudiées et les différentes corrections l'écart

$$\frac{\bar{U} - \bar{U}_{réelle}}{U_{réf}}$$

Notons que:  $-\bar{U}_{réelle}$  est la vitesse moyenne réelle au point considéré, c'est à dire la moyenne d'ensemble des vitesses acquises (sans fonction de pondération) dans le cas d'un échantillonnage périodique.

-  $U_{réf} = U_0$  est la vitesse moyenne réelle au point A.

-  $\bar{U}$  sans correction =  $\bar{U}_{biaisée}$ .

Les différentes fonctions de pondération donnent toutes des résultats satisfaisants à faible taux de turbulence (points A et C). On remarque néanmoins une surestimation de la vitesse au point A dans le cas d'un ensemencement naturel. Ce résultat est difficile à interpréter car le taux de turbulence en ce point est très réduit. D'autre part, l'erreur de mesure est insuffisante pour justifier un tel écart.

Au point B, où le taux de turbulence est particulièrement élevé, la fonction de pondération 1D de type MacLaughlin&Tiederman surestime notablement le biais de vitesse. Ceci confirme les résultats de Buchave [5.12] qui parvient à la même conclusion pour un taux de turbulence local supérieur à 10-20%. On constate de plus que quelques valeurs complètement erronées sont extraites du signal Doppler. Ces valeurs fausses affectent les statistiques, notamment la moyenne pondérée par la vitesse qui y est particulièrement sensible. Si on ne réalise pas de filtrage numérique afin d'écarter ces valeurs, on peut, en fait de correction, fausser complètement les résultats. L'inaptitude de la pondération 1D à corriger la vitesse moyenne en un point où:

-le taux de turbulence local est trop élevée

-la vitesse est sensiblement nulle

conduit à écarter cette méthode pour l'écoulement qui nous concerne.

La fonction de pondération basée sur le temps de transit de la particule dans le volume de mesure conduit aux mêmes effets mais dans une moins large mesure. Une étude complémentaire serait nécessaire pour vérifier l'influence du nombre d'échantillons comme le proposent Johnson [5.4].

La fonction de pondération basée sur la fréquence d'acquisition instantanée semble la plus performante, même avec un taux de turbulence local de 43%. Adams et Eaton [2.1.16] sont arrivés aux mêmes conclusions et ont adopté cette fonction de pondération pour une étude de l'écoulement en aval d'une marche descendante.

<b>Ensemencement forcé échantillonnage périodique</b>	<b>Point A</b>	<b>Point B</b>	<b>Point C</b>
$\bar{U}$ réelle (m/s)	0,4428	0,2117	0,4282
Pondération basée sur le temps de transit	0%	-3,4%	-0,4%
Pondération basée sur la fréquence d'acquisition	0%	-0,1%	-0,1%
Pondération basée sur la vitesse	0%	-13%	-0,6%
<b>Ensemencement forcé</b>			
Sans correction		+1,5%	+0,5%
Pondération basée sur le temps de transit		-1,7%	-0,1%
Pondération basée sur la fréquence d'acquisition		+0,3%	+0,1%
Pondération basée sur la vitesse		-11%	-0,2%
<b>Ensemencement naturel</b>			
Sans correction	+1,2%	+2,5%	+0,7%
Pondération basée sur le temps de transit	+1,2%	-1,3%	+0,1%
Pondération basée sur la fréquence d'acquisition	+1,2%	+0,5%	+0,4%
Pondération basée sur la vitesse	+1,2%	-10%	+0,1%

Tableau 5.0 Corrections apportées à la composante moyenne de vitesse longitudinale par les différentes fonction de pondération.

Ces quelques points caractéristiques sont insuffisants pour quantifier le biais dans l'écoulement étudié. C'est pourquoi, on a réalisé une cartographie (composantes longitudinales et verticales de vitesse) dans le plan de symétrie de la marche  $z/H=0$  pour  $0 < x/H < 3,6$ . Rappelons que les paramètres sont les suivants:  $Re_H=22230$ , sans excitation. On a déterminé, à partir des mêmes données expérimentales, la vitesse biaisée résultant d'une moyenne d'ensemble et la vitesse exacte pondérée avec la fréquence d'acquisition. Les figures 5.9 et 5.10 présentent en grandeur sans dimension le biais respectivement pour la composante longitudinale et la composante verticale de vitesse. Elles sont à comparer aux figures 5.11 et 5.12 montrant les fluctuations de vitesse correspondantes. On note que dans les zones de l'écoulement où les composantes moyennes de vitesse sont biaisées, les fluctuations de vitesse sont élevées. Par contre, on n'a pas nécessairement une relation de cause à effet entre taux de turbulence et biais d'échantillonnage. La zone de cisaillement en est une illustration :

-en  $y=0$ , la fluctuation de vitesse longitudinale dépasse  $0,2U_0$  pour  $0,6 < x/H < 3,6$ . Pourtant, on remarque une très nette augmentation du biais avec les abscisses croissantes. On notera un comportement identique du biais dans l'écoulement cisailé d'un jet libre (buse de diamètre  $d=50$  mm, vitesse  $U_0=40$  m/s) étudié à l'IMFL dans le cadre du contrat européen EUROPIV (figure 5.13).

-dans la zone où la vitesse longitudinale moyenne est nulle (la ligne  $U=0$  est tracée en gras sur les figures 5.9 à 5.12), le biais de vitesse est sensiblement nul en dépit du taux de turbulence élevé qui caractérise la limite inférieure de la couche de cisaillement.

On a tracé figure 5.14, pour la composante longitudinale, le biais calculé par la relation (5.23) à partir des mêmes données expérimentales que précédemment. Si, qualitativement, on retrouve les tendances de la figure 5.9, on note une très nette surestimation du biais. On n'attachera pas plus d'importance à cette prédiction définie comme quantitativement imprécise par Adams et Eaton [2.1.16].

En conclusion, l'existence du biais d'échantillonnage a été démontrée. Ce biais surestime la vitesse moyenne dans certaines zones de l'écoulement où le taux de turbulence est élevé. De plus, on a montré expérimentalement l'efficacité de la fonction de pondération basée sur la fréquence d'acquisition. Elle permet de corriger le biais lorsqu'il est présent et n'apporte aucune correction en son absence.

Néanmoins, cette étude sur l'existence et la correction du biais d'échantillonnage a été menée à posteriori, c'est pourquoi les résultats présentés en VLF sur la marche descendante n'ont pas tenu compte. On peut donc s'attendre, dans la zone de cisaillement, à une surestimation de la vitesse moyenne d'une valeur maximale de  $0,04U_0$ . Par contre, la ligne de courant  $U=0$  se trouve dans une zone non sujette à caution car le biais  $y$  est inexistant. On n'apportera donc aucune correction à la longueur de recollement  $x_R$ .

### 5.2.2. Mesures

On a mesuré les trois composantes de vitesse  $U$ ,  $V$ ,  $W$  ainsi que les trois fluctuations de vitesse  $\sqrt{u'^2}$ ,  $\sqrt{v'^2}$ ,  $\sqrt{w'^2}$  dans les plans  $P_m$ ,  $P_a$ ,  $P_h$  (figure 5.15) dont les équations respectives sont  $z/H=0$ ,  $z/H=-0,7$  et  $y/H=0$  pour  $-2H < x < 3,6H$  (section 1). On a vérifié la symétrie de l'écoulement par rapport au plan médian grâce à quelques sondages transversaux, ce qui explique qu'on n'ait pas analysé le plan  $z/H=0,7$ .

Dans la section 2 pour laquelle  $4,4H < x < 10,4H$ , on s'est limité à la mesure des deux composantes de vitesse  $U$  et  $V$  dans les plans verticaux  $P_m$  et  $P_a$  afin d'aller au delà du point de recollement. Ce sondage a été complété par la mesure de la composante longitudinale de vitesse dans la zone de recollement  $y=-0,96H$  dans le but de déterminer l'évolution de la longueur de recollement  $x_R$  en fonction de la profondeur  $z$ .

L'écoulement a été étudié pour deux nombres de Reynolds différents:  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . Quelques mesures préliminaires dans la zone d'émission tourbillonnaire de la couche de cisaillement ont montré une nette modification de l'écoulement en présence d'excitation à  $Re_H=22230$  (les conditions d'excitation sont celles du paragraphe 4.2.3). Ce n'est pas le cas à  $Re_H=5675$ . C'est pourquoi on a également analysé l'écoulement à  $Re_H=22230$  avec excitation.

On a au préalable réalisé quelques essais afin de quantifier certains paramètres d'initialisation du BSA tels que:

- Le gain: il est fixé à sa valeur maximale.
- Les différents filtres.
- La bande de fréquence: Elle est définie par une fréquence basse de  $f_c=0,5*\text{span}$



et une fréquence haute de  $f_c + 0,5 * \text{span}$ . La valeur de span est fixée pour l'ensemble du sondage. Elle est par conséquent déterminée par le taux de turbulence maximum  $\sigma$  de l'écoulement qui, exprimé en Hz, s'élève respectivement à 13600 et 4600 Hz pour  $Re_H = 22230$  et  $Re_H = 5675$ . On a choisi la valeur de span directement supérieure à  $6\sigma$  soit 125 kHz et 62,5 kHz. La fréquence centrale  $f_c$  est déterminée par le calcul de la moyenne sur un certain nombre d'échantillons en début d'acquisition.

-Le nombre d'échantillons par bouffée Doppler: en complément de la valeur du span, il permet au BSA de calculer le temps d'enregistrement par bouffée Doppler. Ce temps doit être sensiblement égal au temps de transit minimum pour empêcher l'enregistrement du bruit suivant l'acquisition d'une bouffée Doppler et donc une réduction du taux de validation.

On a constaté que le taux de comptage varie notablement dans le domaine à caractériser. A  $Re_H = 22230$ , il vaut 100 Hz dans l'écoulement non perturbé et décroît dans la couche de cisaillement et la zone de recirculation pour atteindre une valeur comprise entre 30 et 50 Hz. A  $Re_H = 5675$ , il vaut 50 Hz dans l'écoulement principal et décroît pour atteindre une valeur comprise entre 25 et 40 Hz dans la couche de cisaillement et 20 Hz dans la zone de recirculation. Pour avoir un temps de mesure relativement constant en chaque point de l'écoulement (à nombre d'échantillons égal), il serait souhaitable de réaliser un échantillonnage pseudo-périodique en utilisant le mode de fonctionnement "controlled dead time" du BSA (chapitre 5.1.1.1): on limiterait ainsi la fréquence d'acquisition à une valeur inférieure au taux de comptage minimum. Cela aurait également l'avantage de réduire le biais de vitesse. Pratiquement, c'est impossible si on tient à obtenir un nombre de points de mesure suffisant pour qualifier l'écoulement: le temps de sondage serait prohibitif.

Par conséquent, on utilise uniquement le mode "controlled dead time" du BSA pour limiter la vitesse maximale d'acquisition à 150 Hz. De telles fréquences sont atteintes lorsqu'on ajoute des particules dans le réservoir amont en cours d'expérimentation.

Pour limiter le temps de mesure à faible taux de comptage, on a choisi de diminuer le nombre d'échantillons  $N$ . Il est bien évident qu'on impose un nombre minimum d'échantillons afin que les moyennes statistiques soient convergées. On a adopté 4 intervalles de fréquences en fonctions desquels on réalise respectivement l'acquisition de 1,2,3 ou 4 paquets de 1024 échantillons:

- taux de comptage moyen < 10 Hz
- 10 Hz < taux de comptage moyen < 25 Hz
- 25 < taux de comptage moyen < 79 Hz
- 79 Hz < taux de comptage moyen.

Ainsi, à  $Re_H = 22230$ , on acquiert 4096 valeurs aux points de l'écoulement principal et 3072 valeurs aux points de la couche de cisaillement et de la zone de recirculation. A  $Re_H = 5675$ , on acquiert 3072 valeurs aux points de l'écoulement principal et de la couche de cisaillement, entre 2048 et 3072 valeurs aux points et de la zone de recirculation. On acquiert aux points pariétaux 2048 valeurs, voir 1024 valeurs si une réflexion parasite dégrade le rapport signal sur bruit. Dans la couche de cisaillement et la zone de recirculation, le temps d'acquisition par point est alors approximativement compris entre 60s et 100s à  $Re_H = 22230$  et entre 80s et 120s à  $Re_H = 5675$ .

Le maillage adopté est représenté figure 5.16 pour les différents plans étudiés. Il est raffiné dans les zones pariétales en amont de la marche et dans la zone de cisaillement au niveau de l'émission tourbillonnaire. Les sondages dans le plan horizontal  $y/H = 0$  sont uniquement

limités par les réflexions parasites des parois latérales, malgré le traitement anti-reflets des hublots. C'est pourquoi  $-0,8 \leq z/H \leq 0,7$ . On retrouve les mêmes difficultés pour la composante W dans les plans verticaux  $z/H=\text{constante}$ , limitant le domaine à  $-0,7 \leq y/H \leq 0,9$ . Il est également impossible de s'approcher très près des parois lors de la mesure de la composante normale V, au risque d'occulter un des faisceaux initiaux. Cette restriction se traduit par une distance pariétale minimale de 5 mm. Par contre, la mesure de la composante tangentielle U n'est pas affectée par ce type de problème. La vitesse peut encore être évaluée à 0,5 mm des parois. On notera que la zone d'eau morte observée par visualisation à  $Re_H=5675$  n'a pas été sondée. D'autre part, la course des tables de déplacement étant limitée à 350 mm suivant  $\vec{x}$ , les sondages dans les plans verticaux  $z/H=\text{constante}$  ont été réalisés en deux temps, la section 1 d'abord puis la section 2.

Les tableaux 5.1 à 5.5 récapitulent le nombre de points de mesure ainsi que le temps de sondage pour chaque configuration étudiée.

		Pm $z/H=0$	Pa $z/H=-0,7$	Ph $y/H=0$
$Re_H=5675$	Nbre points	265	265	282
	Temps	7h 40mn	9h 20mn	9h 30mn
$Re_H=22230$	Nbre points	426	336	346
	Temps	8h 50mn	9h 50mn	9h 10mn
$Re_H=22230$ avec excitation	Nbre points	366	336	308
	Temps	9h 10mn	8h 40mn	6h 30mn

Tableau 5.1 Mesure de la composante U section 1

		Pm $z/H=0$	Pa $z/H=-0,7$	Ph $y/H=0$
$Re_H=5675$	Nbre points	193	193	255
	Temps	4h 10mn	5h 30mn	6h 30mn
$Re_H=22230$	Nbre points	387	282	336
	Temps	7h 30mn	6h 50mn	7h 40mn
$Re_H=22230$ avec excitation	Nbre points	312	282	282
	Temps	8h 50mn	8h 30mn	7h 30mn

Tableau 5.2 Mesure de la composante V section 1

		Pm z/H=0	Pa z/H=-0,7	Ph y/H=0
Re <sub>H</sub> =5675	Nbre points	169	169	310
	Temps	4h 40mn	4h 20mn	6h 30mn
Re <sub>H</sub> =22230	Nbre points	270	240	364
	Temps	8h 30mn	7h 10mn	6h 50mn
Re <sub>H</sub> =22230 avec excitation	Nbre points	270	240	337
	Temps	6h 50mn	6h 40mn	9h 10mn

Tableau 5.3 Mesure de la composante W section 1

		Pm z/H=0	Pa z/H=-0,7
Re <sub>H</sub> =5675	Nbre points	210	210
	Temps	5h 50mn	8h 20mn
Re <sub>H</sub> =22230	Nbre points	210	190
	Temps	4h 30mn	6h 50mn
Re <sub>H</sub> =22230 avec excitation	Nbre points	210	190
	Temps	6h 10mn	5h 50mn

Tableau 5.4 Mesure de la composante U section 2

		Pm z/H=0	Pa z/H=-0,7
Re <sub>H</sub> =5675	Nbre points	190	190
	Temps	5h 40mn	6h 20mn
Re <sub>H</sub> =22230	Nbre points	190	170
	Temps	4h 20mn	5h 10mn
Re <sub>H</sub> =22230 avec excitation	Nbre points	190	170
	Temps	4h 20mn	5h 40mn

Tableau 5.5 Mesure de la composante V section 2

Les durées mises en jeu imposent une bonne stabilité du débit au cours de l'expérience. Cependant, puisque la veine fonctionne en circuit fermé, la température du fluide augmente (au maximum de 2°C pour les sondages les plus longs). En l'absence de régulation, cet échauffement entraîne une diminution du débit. La vitesse débitante en amont de la marche décroît respectivement de 1,5% et 5% à Re<sub>H</sub>=22230 et Re<sub>H</sub>=5675 pour les sondages les plus longs. Cette

dérive est à prendre en considération pour la précision des mesures.

### 5.2.3. Profils de vitesses

#### 5.2.3.1. Caractérisation de la couche limite en amont de la marche descendante

On a vu en introduction que l'état de la couche limite au décollement est l'un des paramètres principaux influençant la longueur de recollement. C'est pourquoi, dans l'optique d'une comparaison entre résultats expérimentaux et numériques, il est nécessaire de parfaitement connaître les conditions d'entrée de l'écoulement.

Les figures 5.17, 5.18, 5.19 présentent pour chaque cas étudié les profils de vitesse longitudinale des couches limites se développant sur les parois en amont de la marche descendante. Ils sont comparés au profil de couche limite de plaque plane calculé par la solution de Blasius. Précisons que  $\eta$  est une grandeur sans dimension basée sur la distance pariétale  $y_1$ :

$$\eta = y_1 \sqrt{\frac{U_{\max}}{\nu x_1}}$$

Dans le cas d'une couche limite de plaque plane,  $U_{\max}$  est la vitesse au loin et  $x_1$  la distance au bord d'attaque. On prendra pour  $x_1$  la distance à la jonction convergent/veine (soit  $x_1=L+x$ ) et pour  $U_{\max}$  la vitesse en milieu de canal à l'abscisse  $x$ . Notons que l'épaississement de la couche limite entraîne un gradient de pression favorable responsable d'une légère augmentation de la vitesse  $U_{\max}$  à l'approche de la marche.

La configuration de mesure des figures a, b, c et d a déjà été décrite au chapitre 5.1.3.1. Elle n'est cependant pas envisageable pour obtenir les profils de couche limite se développant sur les parois latérales  $z=-H$  et  $z=H$  (respectivement figures e et f) en raison des réflexions parasites. C'est pourquoi, on place sur le trajet optique des faisceaux laser incidents un miroir à  $45^\circ$ , exactement comme pour la mesure de la composante  $W$  (figure 5.3.c). Cette configuration offre également la possibilité de mesurer la composante  $U$ . Néanmoins, on se limite à l'utilisation de cette méthode dans l'étude de l'écoulement en amont de la marche et en milieu de canal car le gradient de vitesse dans le volume de mesure le long de l'axe optique est très faible. La configuration de la figure 5.3.a est notablement plus précise pour la mesure de la composante longitudinale de vitesse dans la couche de cisaillement. Dans cette zone, le gradient de vitesse suivant  $y$  est important. Il est donc préférable que le volume de mesure soit le plus réduit possible dans cette direction.

La solution de Blasius est vérifiée par l'expérience pour  $Re_x=U_{\max}x_1/\nu > 10^5$ . Bien que les conditions d'entrée de l'écoulement étudié imposent un nombre de Reynolds  $Re_x$  inférieur à cette valeur, l'ensemble des profils de couche limite dans le plan vertical de la marche  $x/H=0$  s'apparente au profil de Blasius. On note néanmoins un écart relativement significatif sur la paroi opposée à la marche, notamment à  $Re_H=5675$ . Il est probablement dû à un léger défaut du convergent.

Pour  $Re_H=22230$ , l'excitation n'entraîne aucune modification significative de l'écoulement en amont de la marche. Le champ des vitesses longitudinales est identique. Cet état de fait est confirmé par de nombreux auteurs, que la couche limite initiale soit laminaire [2.3.1] ou turbulente [2.3.4]. La taille du volume de mesure en VLF nous empêche de tirer des conclusions quand au taux de turbulence près des parois. Hasan [2.3.1] et Chun [2.3.4] s'accordent, grâce à des mesures au fil chaud, à dire que le taux de turbulence dans la couche limite un peu en amont du décollement est plus important en présence d'une perturbation. Ceci

peut être justifié par le mode d'excitation qui dans les deux cas est réalisé par un petit jet oscillant au voisinage du point de décollement. Du point de vue fréquentiel, des spectres issus de mesures dans la couche limite amont et dans l'écoulement uniforme ne présentent aucune différence.

Les tableaux 5.6, 5.7, 5.8 récapitulent en  $x/H=0$  les paramètres de la couche limite se développant sur les parois en amont de la marche pour les différents sondages réalisés. Y sont répertoriés: les nombres de Reynolds basés sur -la longueur  $x_1$  ( $Re_x$ ), -l'épaisseur de couche limite  $\delta$  ( $Re_\delta$ ), -l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  ( $Re_{\delta_1}$ ), -l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  ( $Re_\theta$ ). La vitesse utilisée pour construire ces divers nombres de Reynolds est  $U_{max}$ . Elle varie légèrement d'un sondage à l'autre en raison de la précision de réglage du débit. On trouve également dans ces tableaux le facteur de forme  $h=\delta_1/\theta$ . A titre de comparaison, le tableau 5.9 présente ces mêmes paramètres dans le cas d'une couche limite laminaire théorique de type Blasius.

On a vérifié que les composantes V et W sont négligeables en amont de la marche. Elles sont inférieures à  $0,015U_0$ .

	z/H=0		z/H=-0,7		y/H=0,5	
	paroi y/H=0	paroi y/H=1	paroi y/H=0	paroi y/H=1	paroi z/H=-1	paroi z/H=1
$U_{max}/U_0$ en %	101,67	100	92,07	94,36	104,58	104,85
$Re_x$	13848	13620	12540	12852	14244	14280
$Re_\delta$	557	553	506	949	1072	868
$Re_{\delta_1}$	177	223	168	239	233	205
$Re_\theta$	71	58	66	84	102	89
h	2,47	3,89	2,54	2,85	2,29	2,31

Tableau 5.6 Caractéristiques de la couche limite laminaire amont en  $x/H=0$  pour  $Re_H=5675$  sans excitation

	z/H=0		z/H=-0,7		y/H=0,5	
	paroi y/H=0	paroi y/H=1	paroi y/H=0	paroi y/H=1	paroi z/H=-1	paroi z/H=1
$U_{\max}/U_0$ en %	99,71	99,86	99,89	99,91	102,4	102,5
$Re_x$	53196	53280	53292	53304	54636	54684
$Re_\delta$	1192	1370	1193	1830	1606	1383
$Re_{\delta 1}$	392	362	391	407	392	416
$Re_\theta$	149	158	147	168	165	167
h	2,64	2,28	2,65	2,42	2,38	2,49

Tableau 5.7 Caractéristiques de la couche limite laminaire amont en  $x/H=0$   
pour  $Re_H=22230$  sans excitation

	z/H=0		z/H=-0,7		y/H=0,5	
	paroi y/H=0	paroi y/H=1	paroi y/H=0	paroi y/H=1	paroi z/H=-1	paroi z/H=1
$U_{\max}/U_0$ en %	99,48	98,7	97,44	97,12	100	100,43
$Re_x$	53076	52656	51984	51816	53352	53580
$Re_\delta$	1185	1186	1356	1147	1261	1432
$Re_{\delta 1}$	354	388	491	315	418	421
$Re_\theta$	145	158	164	134	169	164
h	2,68	2,7	3	2,35	2,84	2,57

Tableau 5.8 Caractéristiques de la couche limite laminaire amont en  $x/H=0$   
pour  $Re_H=22230$  avec excitation

	$Re_H=22230$	$Re_H=5675$
$U_{max}/U_0$ en %	100	100
$Re_x$	53352	13620
$Re_\delta$	1155	584
$Re_{\delta 1}$	397	201
$Re_\theta$	153	77
h	2,59	2,59

Tableau 5.9 Caractéristiques d'une couche limite laminaire théorique (profil de Blasius)

### 5.2.3.2. Caractérisation de l'écoulement en aval de la marche descendante

Les figures 5.20 à 5.31 présentent alternativement les cartes de vitesses ( $\vec{U}, \vec{V}$ ) et les lignes de courant dans les plans verticaux  $z/H=0$  (figures 5.20 à 5.25) puis  $z/H=-0,7$  (figures 5.26 à 5.31). On trouve successivement les trois configurations  $Re_H=5675$ ,  $Re_H=22230$  sans excitation et  $Re_H=22230$  avec excitation.

La cartographie de l'écoulement montre, quelque soit la configuration et le plan étudié, l'existence des zones caractéristiques de la marche descendante 2D. La couche cisillée (zone (3) sur la figure 2.1) est caractérisée par un fort gradient de vitesse. Elle interagit avec la paroi inférieure au niveau de la zone de recollement (zone (4) sur la figure 2.1) où la vitesse longitudinale près de la paroi est nulle. Dans la région limitée par la couche de cisaillement, la zone de recollement et les parois  $x/H=0$  et  $y/H=0$ , les lignes de courant s'enroulent sur elle-même pour former la zone de recirculation principale (zone (2) sur la figure 2.1). Le redéveloppement de l'écoulement en aval du recollement n'étant pas l'objet de cette étude, on a peu de points de mesure dans cette zone.

L'influence de la position du plan de sondage, du nombre de Reynolds et de l'excitation sont significatives dans la zone de recirculation. Les lignes de courant tracées en facilitent l'interprétation. Globalement, le centre du tourbillon principal s'éloigne de la marche et se soulève lorsqu'on translate le plan de sondage depuis le centre de l'écoulement vers les parois latérales. Le déplacement longitudinal atteint environ une longueur de marche. Logiquement, cette évolution laisse présager d'une longueur de recollement supérieure et d'une courbure plus faible de la ligne de séparation initiale. Ces paramètres seront étudiés en détail par la suite.

Pour  $Re_H=5675$ , la zone proche de la marche n'a pas été sondée. Cependant, les lignes de courant montrent que dans le plan médian, le fluide de cette région a plutôt tendance à être entraîné par la couche de cisaillement et la zone de recirculation. L'activité est très réduite, elle est plus importante dans le plan latéral où le diamètre du tourbillon principal de la zone de recirculation est plus élevé (figure 5.32.a).

Pour  $Re_H=22230$  sans excitation, le coeur du tourbillon principal est beaucoup plus près de la marche (dans le plan médian,  $x/H=2,5$  contre  $x/H=3,5$  à  $Re_H=5675$ ). Cela peut expliquer, conformément aux visualisations, pourquoi la zone près de la marche est animée de mouvements importants alors qu'au nombre de Reynolds le plus faible, elle ne l'est pas. Dans le plan médian, on observe la présence d'un tourbillon au pied de la marche. Il est alimenté par l'écoulement de

retour. Dans le plan latéral, il est pratiquement inexistant, le fluide proche de la marche est entraîné par la couche de cisaillement. Le diamètre du tourbillon principal est sensiblement le même dans les deux plans verticaux. La figure 5.32.b présente la topologie de l'écoulement.

Pour  $Re_H=22230$ , l'excitation modifie considérablement la structure de l'écoulement dans le plan médian. Le tourbillon principal est beaucoup moins intense (figure 5.32.c). Son centre se déplace verticalement pour s'approcher de la paroi inférieure (dans le plan médian,  $y/H=-0,65$  contre  $y/H=-0,5$  sans excitation). Son diamètre s'est considérablement réduit, de sorte que le tourbillon secondaire en pied de marche n'existe plus: on observe une région  $x/H < 1$  où l'ensemble du fluide est entraîné dans la couche de cisaillement et la zone de recirculation. La longueur de recollement est également plus courte. L'écoulement est littéralement dominé par la couche de cisaillement. L'ampleur de son influence se mesure sur la figure 5.33 qui représente l'épaisseur de vorticité en fonction de la distance à la marche.

L'épaisseur de vorticité [2.1.14] est donnée par la relation  $\delta_w = U_0 / \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{\max}$

où  $\left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{\max}$  est la valeur absolue du cisaillement maximum obtenu pour chaque abscisse  $x$ .

Elle croît plus rapidement en présence d'excitation.

Dans le plan latéral, les effets de l'excitation sont beaucoup moins visibles. La position du tourbillon principal est sensiblement la même. Par contre, le tourbillon secondaire en pied de marche est parfaitement formé.

#### ● Ecoulement principal

Pour  $Re_H=5675$  dans le plan médian (figure 5.20), on observe un point à 5 mm de la paroi opposée à la marche et situé environ à l'abscisse  $x/H=6$  pour lequel la vitesse longitudinale est nulle. Dans le plan latéral, ce phénomène est moins prononcé, mais on note une diminution puis une augmentation de la vitesse longitudinale de part et d'autre du point d'abscisse  $x/H=5,2$ . On se propose donc d'examiner en détail le comportement du fluide dans l'écoulement à proximité de la paroi opposée à la marche. Les figures 5.34 et 5.35 présentent la composante longitudinale de la vitesse (figure a) ainsi que la composante normale à la paroi  $y/H=1$  (figure b) respectivement dans le plan médian ( $z/H=0$ ) et dans le plan latéral ( $z/H=-0,7$ ). On remarquera que les profils de vitesse longitudinale s'approchent plus près de la paroi: la distance pariétale peut atteindre 3mm ( $y/H=0,94$ ) voire 1,7mm ( $y/H=0,966$  figure 5.35.a). Néanmoins, ils ne mettent pas en évidence l'existence d'une zone de recirculation. On détecte dans les deux plans à la paroi  $y/H=1$  un point singulier où  $U=V=0$ . Il se trouve respectivement aux abscisses  $x/H=6$  et  $x/H=5$  dans les plans  $z/H=0$  et  $z/H=-0,7$ . Pour le plan médian, il est plus adéquate de parler de zone singulière car la vitesse longitudinale en  $x/H=6$  est toujours nulle à 5 mm de la paroi. Par contre, l'influence du point singulier est plus importante dans le plan latéral pour lequel, en  $y/H=0,8$  (soit à 10 mm de la paroi  $y/H=1$ ), on observe d j à une subite diminution de la vitesse longitudinale. L'évolution de la composante verticale de vitesse est identique dans les deux plans. En amont du point singulier, cette composante est négative, en aval elle est positive puis s'annule. L'influence du point singulier est encore plus marquée sur ces courbes car en  $y/H=0,5$ , la composante verticale de vitesse change encore de signe.

Pour  $Re_H=22230$ , l'écoulement principal (zone (1) sur la figure 2.1) ne subit pas de telles modifications. La figure 5.36 présente la composante longitudinale de la vitesse (figure 5.36.a) ainsi que la composante normale à la paroi  $y/H=1$  (figure 5.36.b) en  $y/H=0,9$  dans le plan



médian. La vitesse longitudinale est d'abord égale à  $U_0$ , elle décroît ensuite progressivement dès  $x/H=3$  en raison du gradient de pression défavorable. La vitesse normale à la paroi est négative. Sa norme croît depuis  $x/H=2$ . A l'approche de l'abscisse  $x_R$  du point de recollement, elle diminue pour s'annuler en  $x_R-H$ . Elle se stabilise ensuite. Notons que l'influence du recollement précédemment décrite est très faible car l'intensité maximale de cette composante représente 1,5% de  $U_0$ . On n'observe pas de décollement au niveau de la paroi opposée à la marche. Les résultats de Papadopoulos [2.2.2] et Shih et Ho [2.2.3] vont en ce sens pour un faible rapport d'aspect.

Les figures 5.34.a et 5.35.a montrent également la présence d'une soudaine augmentation de la vitesse longitudinale dans l'axe de l'écoulement amont en  $x/H=2$ . Elle est encore présente en  $y/H=0,7$  puis disparaît à proximité de la paroi  $y/H=1$ . Cette tendance laisse présager que l'origine du phénomène devrait se situer dans la zone de cisaillement. C'est pourquoi, on a représenté figure 5.37 a et b les profils de vitesse longitudinale dans l'écoulement non perturbé  $0,1 \leq y/H \leq 0,7$  respectivement pour  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . On remarque très nettement que l'ensemble de ces courbes, à  $y/H$  fixé, a une forme identique. Au fur et à mesure de l'éloignement de la marche, la vitesse longitudinale est d'abord stable, puis elle augmente légèrement pour atteindre un maximum dont l'écart à la valeur initiale vaut  $0,015U_0$  et enfin elle diminue. La phase de croissance débute en  $x/H=2$  pour  $Re_H=5675$  et en  $x/H=1$  pour  $Re_H=22230$ . Elle se poursuit sur une distance d'autant plus grande que l'ordonnée est importante. Cependant elle ne dépasse pas l'abscisse  $x/H=3$ . Les plages  $2 \leq x/H \leq 3$  et  $1 \leq x/H \leq 3$ , respectivement pour  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ , sont également caractéristiques de l'épaisseur de vorticité (figure 5.33). Ce paramètre, qui représente le taux de croissance de la couche de cisaillement, augmente notablement dans cette gamme et peu en dehors. Par conséquent, la sur-vitesse détectée au sein de l'écoulement principal peu après le décollement peut s'expliquer par l'épaississement très prononcé de la couche de cisaillement qui entraîne, localement, un gradient de pression favorable.

#### • Longueur de recollement $x_R$

Cette grandeur est considérée comme le paramètre statistique important des écoulements décollés-recollés.

On trouve dans la bibliographie deux méthodes permettant de déterminer le point de recollement moyen. La première est basée sur la recherche du point où la vitesse surfacique est nulle. Pour cela, on mesure la composante moyenne de vitesse longitudinale très près de la paroi, en l'occurrence à 2 mm de celle-ci (soit  $y/H=-0,96$ ). La seconde technique consiste à rechercher le point où l'écoulement à la surface de la paroi se déplace vers l'amont 50% du temps. Dans les deux cas, le point obtenu peut être considéré, en moyenne dans le temps, comme le point de rencontre des lignes de courant avec la paroi. Les deux méthodes donnent un résultat sensiblement identique [2.2.3], c'est pourquoi on a uniquement appliqué la première citée.

En pratique, on obtient une zone de recollement plutôt qu'un point. En effet, si on mesure, à  $z/H=$  constante, une vitesse positive pour une distance à la marche élevée et au contraire une vitesse négative pour les abscisses les plus faibles, on trouve au centre une zone où la vitesse oscille autour de zéro. Le point de recollement est le résultat d'une interpolation sur cette zone. Les tableaux 5.10 et 5.11 récapitulent les caractéristiques de la zone de recirculation mesurées pour chaque configuration respectivement dans le plan  $z/H=0$  et  $z/H=-0,7$ .

	$Re_H=5675$ sans excitateur	$Re_H=22230$ sans excitateur	$Re_H=22230$ avec excitateur
$\frac{x_R}{H}$	6,8	7,2	6,5
$\frac{U_{max\ retour}}{U_0}$	15 %	27,7 %	18,6 %

Tableau 5.10 Caractéristiques de la zone de recirculation dans le plan de symétrie  $z/H=0$ 

	$Re_H=5675$ sans excitateur	$Re_H=22230$ sans excitateur	$Re_H=22230$ avec excitateur
$\frac{x_R}{H}$	8	7,8	7,4
$\frac{U_{max\ retour}}{U_0}$	19,2 %	28,4 %	28,5 %

Tableau 5.11 Caractéristiques de la zone de recirculation dans le plan  $z/H=-0,7$ 

Dans le plan médian, on détermine expérimentalement une longueur de recollement  $x_R$  de  $6,8H$  pour  $Re_H=5675$  et de  $7,2H$  pour  $Re_H=22230$ . La comparaison avec des résultats expérimentaux existants est particulièrement délicate car un grand nombre de paramètres influencent l'écoulement: même sans tenir compte du faible rapport d'aspect caractérisant la présente expérience, il est pratiquement impossible de trouver dans la bibliographie des conditions similaires tant pour la géométrie que pour les conditions initiales. A titre d'exemple, on citera néanmoins Eaton et Johnston [5.13] qui pour  $Re_H=11000$  en décollement laminaire et  $Re_H=23000$  en décollement transitionnel obtiennent respectivement  $x_R=6,97H$  et  $8,2H$ . On remarquera que le rapport d'aspect de l'installation est de 12 et que la couche limite initiale est plus épaisse ( $\delta \approx 0,2H$  contre  $0,052H$  dans la présente expérience). On peut également citer Denham [5.14] et Smyth [5.15] qui mesurent un longueur de recollement égale à  $6H$  pour les nombres de Reynolds respectifs  $Re_H=3000$  et  $Re_H=7000$ . Pour le premier cas, l'écoulement initial est transitionnel, pour le second il est pleinement turbulent et dans les deux cas, le rapport d'aspect est supérieur à 20. Ces références sont extraites de l'article de revue [2.1.3]. De manière générale, la longueur de recollement varie entre  $4,9H$  et  $8H$  pour des rapports d'aspect importants [2.1.3]. Bien que la configuration soit tridimensionnelle, les longueurs de recollement mesurées dans la présente étude sont, d'un point de vue général, conformes aux résultats de la bibliographie.

Dans le plan  $z/H=-0,7$ , la longueur de recollement vaut  $8H$  et  $7,8H$  respectivement pour

$Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . Les valeurs atteintes sont donc nettement supérieures à celles mesurées dans le plan médian. La figure 5.38 représente l'évolution de la longueur de recollement en fonction de la profondeur  $z$  (voir paragraphe 5.2.2): elle confirme et complète l'information extraite des plans verticaux. La longueur de recollement augmente de manière significative à l'approche des parois latérales. L'influence est la plus marquée pour le nombre de Reynolds le plus faible où l'écart maximum atteint 25 % de la longueur de recollement dans le plan médian. On observe d'autre part une dissymétrie de cette zone. La distribution de la zone de recollement mesurée par Shih et Ho [2.2.3] dans le cas d'une marche descendante à faible rapport d'aspect est identique (figure 2.7).

Ötügen [2.1.7] montre qu'une augmentation du rapport d'expansion entraîne une augmentation du taux de croissance de la couche de cisaillement. Néanmoins, la diminution de la longueur de recollement engendrée est faible, c'est pourquoi l'auteur suggère qu'elle est une conséquence et non une cause de l'augmentation de l'activité turbulente dans la zone de cisaillement. En constatant une réduction de la longueur de recollement à l'approche des parois latérales, il tient un discours équivalent car l'intensité de turbulence dans cette zone augmente probablement en raison de fortes interactions tridimensionnelles. Les résultats obtenus dans la présente étude rendent cette argumentation, sinon fausse, tout du moins incomplète.

L'excitation réduit la longueur de recollement conformément aux résultats de la bibliographie (tableaux 5.10 et 5.11). Cette diminution est surtout prononcée dans le plan médian de l'écoulement où elle représente environ 10% de la longueur de recollement. On constate également que l'excitation ne renforce pas le caractère bidimensionnel de l'écoulement dans cette région, elle va même à l'encontre de cette tendance (figure 5.38).

#### ● Vitesse maximale de retour

Ce paramètre est classiquement cité dans les expériences de type marche descendante. Il permet d'estimer l'activité de la zone de recirculation. L'ensemble des valeurs sont répertoriées dans les tableaux 5.10 et 5.11 respectivement pour  $z/H=0$  et  $z/H=-0,7$ . A  $Re_H=5675$ , la vitesse maximale de retour s'élève dans le plan médian à 15% de la vitesse amont  $U_0$ , et à 19,2% de  $U_0$  dans le plan  $z/H=-0,7$ . Les résultats de Shih et Ho [2.2.3] sont du même ordre de grandeur bien que le nombre de Reynolds soit un peu plus faible. A  $Re_H=22230$ , la vitesse maximale de retour est indépendante de la profondeur  $z$  et vaut environ  $0,28U_0$ . L'excitation n'influence pratiquement pas la longueur de recollement dans le plan  $z/H=-0,7$ , par conséquent la vitesse maximale de retour n'est pas modifiée. Par contre, dans le plan médian, la longueur de recollement est raccourcie, la vitesse maximale de retour change considérablement et passe alors à  $0,19U_0$ .

On remarque que la longueur de recollement est directement liée à l'activité de la zone de recirculation: que ce soit en raison de l'excitation (pour  $Re_H=22230$ ) ou des effets de parois (pour  $Re_H=5675$  dans le plan médian), une diminution de la longueur de recollement correspond à une réduction de la vitesse maximale de retour. Cette relation peut s'expliquer simplement par une cohérence accrue des structures transverses de la zone de cisaillement qui est favorisée dans les deux situations précédemment décrites. Le taux de croissance de la zone de cisaillement augmente en raison de la taille des tourbillons, provoquant une diminution de la longueur de recollement. Le taux d'entraînement de ces grosses structures tourbillonnaires augmente également, ce qui réduit l'intensité de la zone de recirculation.

La vitesse maximale de retour représente habituellement 20% de la vitesse amont dans le cas de l'écoulement 2D se développant en aval d'une marche descendante [2.1.3]. Nos mesures sont conformes à cette valeur pour  $Re_H=5675$ . On note cependant une activité supérieure dans la zone de recirculation pour  $Re_H=22230$ . Sinha [2.1.4] obtient également une vitesse de retour atteignant  $0,28U_0$  avec une couche limite initiale très épaisse et laminaire au décollement.

● Ecoulement dans le plan  $y/H=0$

Les figures 5.39 et 5.40 représentent respectivement le champ de vitesse ( $\vec{U}-0,6\vec{U}_0, \vec{W}$ ) et les lignes de courant dans le plan  $y/H=0$ . Une échelle de couleur représente la composante  $\vec{V}$  sur la figure 5.39. On trouve successivement les trois configurations  $Re_H=5675$ ,  $Re_H=22230$  sans excitation et  $Re_H=22230$  avec excitation.

La composante de vitesse verticale  $\vec{V}$  est sensiblement nulle, en aval de la marche et sur toute la largeur de la veine, jusqu'à l'abscisse  $x_0=1,8H$  pour  $Re_H=5675$  et  $x_0=0,6H$  pour  $Re_H=22230$ , signe que la ligne de séparation est parallèle à la marche après le décollement. Ensuite, il faut distinguer deux régions. La première se situe au coeur de l'écoulement: la composante de vitesse verticale, négative, augmente en norme. La ligne de séparation s'incurve vers la paroi de la marche. La seconde, proche des parois latérales, est caractérisée par une vitesse verticale égale à 0 jusqu'à une nouvelle abscisse  $x_1$ . Elle prolonge la zone  $x < x_0$  précédemment décrite, la ligne de séparation commence donc à s'incurver plus rapidement au centre de l'écoulement que sur les bords. Ce résultat est en conformité avec la forme de la ligne de recollement.

On a ôté une valeur arbitraire à la composante  $\vec{U}$ , de façon à mettre en évidence une légère composante  $\vec{W}$  près des parois latérales pour  $x_0 < x < x_1$ . L'intensité de cette composante croît avec le nombre de Reynolds mais également avec l'excitation. Elle est particulièrement visible sur les lignes de courant (figure 5.40) et montre que le fluide pariétal a tendance à s'engouffrer au coeur de l'écoulement. De plus, on remarque pour  $Re_H=5675$ , que l'influence des parois est significative sur la composante  $\vec{U}$  dès le décollement.

● Composante transversale de vitesse  $\vec{W}$

Sur l'ensemble des cartes de vitesses dans les plans verticaux figurent les composantes  $\vec{U}$  et  $\vec{V}$  de vitesse. Une échelle de couleur représente la composante  $\vec{W}$ . Seules sont colorées les zones où la norme de cette composante est supérieure à  $0,02U_0$  afin d'éviter de surcharger les figures d'une part, mais également parce que l'interprétation de valeurs inférieures à  $0,02U_0$  est douteuse en raison de la précision des mesures. Quelque soit la configuration, on notera dans le plan médian  $z/H=0$  l'absence de composante transversale significative. Rappelons également que la composante transversale de vitesse n'a été déterminée que dans la section 1 ( $x/H \leq 3,6$ ).

Les cartes dans le plan  $z/H=-0,7$  (figures 5.26, 5.28 et 5.30) révèlent la présence d'une composante transversale de vitesse positive, non négligeable dans la zone de cisaillement. Les régions concernées sont

$$-2,3 < x/H < 3,3 \text{ pour } Re_H=5675$$

$$-0,9 < x/H < 1,8 \text{ pour } Re_H=22230$$

$$-0,6 < x/H < 2,4 \text{ pour } Re_H=22230 \text{ avec excitation.}$$

Elles correspondent, sur les visualisations, à la désorganisation des structures cohérentes

transverses et, sur les lignes de courant, au point où les lignes de séparation des plans  $z/H=0$  et  $z/H=-0,7$  s'écartent l'une de l'autre. Ce phénomène corrobore les données extraites de l'analyse dans le plan  $y/H=0$ .

La figure 5.41 représente la nappe de séparation résultant des différents comportements observés. Dans la couche de cisaillement, l'écoulement pariétal est défléchi vers la paroi de la marche et vers le coeur de l'écoulement.

La composante transversale de vitesse est également importante dans la zone de recirculation à  $Re_H=22230$  pour  $z/H=-0,7$ . Dans cette partie de l'écoulement, elle est négative. Avec excitation, elle est présente dans l'ensemble du tourbillon principal où elle atteint  $-0,8U_0$ . En l'absence d'excitation, elle apparaît uniquement au coeur du tourbillon principal. On va tenter d'expliquer ce phénomène à partir des équations générales de la turbulence.

*Notations:*

les indices 1, 2 et 3 correspondent respectivement aux axes  $x$ ,  $y$  et  $z$

$u_i$  ( $1 \leq i \leq 3$ ): composante de la vitesse instantanée suivant  $i$

$\omega_i$  ( $1 \leq i \leq 3$ ): composante de la vorticité instantanée suivant  $i$

L'équation pour la vorticité s'écrit:

$$(5.24) \quad \frac{\partial \omega_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} = \omega_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j^2}$$

On adopte les hypothèses suivantes:

- l'écoulement est stationnaire:  $\frac{\partial \omega_i}{\partial t} = 0$

- le tourbillon a une vitesse angulaire constante d'axe ( $Ox_3$ ), ne dépendant que de  $x_3$ :  
 $\omega_3 = f(x_3)$

- on ne tient pas compte des effets visqueux:  $\nu \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j^2} = 0$

Ainsi, pour  $i=3$ , l'équation s'écrit:

$$(5.25) \quad u_3 \frac{d\omega_3}{dx_3} = \omega_1 \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \omega_2 \frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \omega_3 \frac{\partial u_3}{\partial x_3}$$

Si on suppose également que la composante de vitesse  $u_3$  ne dépend que de  $x_3$ , la relation (5.25) devient:

$$(5.26) \quad u_3 \frac{d\omega_3}{dx_3} = \omega_3 \frac{du_3}{dx_3}$$

L'équation (5.26) s'intègre alors très facilement pour donner:

$$(5.27) \quad \ln(\omega_3) = \ln(u_3) + \text{constante} \quad (\text{avec } \omega_3 > 0 \text{ et } u_3 > 0)$$

soit (5.28)  $\omega_3 = A.u_3$  (avec  $\omega_3 > 0$ ,  $u_3 > 0$  et A constante positive).

La figure 5.42 illustre le résultat obtenu qui peut être directement appliqué au tourbillon principal de la zone de recirculation. Dans le plan médian de l'écoulement, on peut s'attendre à ce que la composante transversale de vitesse soit nulle pour des raisons de symétrie. Par contre, dans les plans les plus proches des parois latérales où on a vu, paragraphe 5.2.3.2, que la vitesse de retour est plus importante, la vorticité est également plus élevée. D'après la relation (5.28), une conséquence directe est l'augmentation de la composante transversale de vitesse en norme. Elle est surtout visible avec excitation en raison des différences significatives entre l'écoulement dans le plan médian et l'écoulement dans le plan latéral. D'autre part, la relation (5.28) montre que la vitesse transversale est orientée dans le sens de la vorticité croissante, ce qui est parfaitement vérifié par l'expérience.

#### 5.2.4. Fluctuations de vitesses

Les figures 5.43 à 5.51 présentent les fluctuations de vitesses dans les plans  $z/H=0$  (figures 5.43 à 5.45),  $z/H=-0,7$  (figures 5.46 à 5.48), et enfin  $y/H=0$  (figures 5.49 à 5.51). On trouve successivement les trois configurations  $Re_H=5675$ ,  $Re_H=22230$  sans excitation et  $Re_H=22230$  avec excitation. Une première observation des résultats montre une qualité réduite

des mesures de  $\sqrt{u'^2}$  et  $\sqrt{v'^2}$  dans le plan  $z/H=-0,7$ . Cette dégradation est due aux réflexions des faisceaux laser sur la paroi latérale la plus proche  $z/H=-1$  du plan de sondage.

##### 5.2.4.1. Caractéristiques générales dans les plans $z/H=0$ et $z/H=-0,7$

Les fluctuations de vitesse sont maximales dans la zone de cisaillement. Pour chacune d'elles, la forme de la distribution est sensiblement la même dans toutes les configurations.

##### ● Fluctuation $\sqrt{u'^2}$

La région de l'espace où il règne une forte intensité turbulente est très étendue. Afin d'en faciliter l'interprétation et de faire des comparaisons avec des résultats existants, on présente figure 5.52 l'intensité de turbulence maximale en fonction de l'abscisse  $x$  respectivement pour  $Re_H=5675$  (figure a),  $Re_H=22230-z/H=0$  (figure b) et  $Re_H=22230-z/H=-0,7$  (figure c). La recherche du maximum se limite   la zone de cisaillement. On observe quelques similitudes entre les profils. Tout d'abord, le taux de turbulence croît rapidement depuis  $x/H=0$  jusque  $x/H=3$  pour  $Re_H=5675$  et  $x/H=1$  pour  $Re_H=22230$  où il présente un extremum. On note un second extremum en  $x/H=5$  pour  $Re_H=5675$  et  $x/H=4$  pour  $Re_H=22230$ . En aval de cette abscisse, la fluctuation maximale de vitesse longitudinale décroît lentement. Conformément à la bibliographie, le point de fluctuation maximale dans le plan médian se trouve sur la ligne de séparation après le décollement puis s'en écarte. Par contre, l'abscisse de l'extremum situé à proximité du point de recollement ne correspond pas à la longueur de recollement: il ne semble y avoir aucune corrélation entre ces deux grandeurs contrairement à ce qu'indiquent Eaton et Johnston [2.1.3] ainsi que Adams et Eaton [2.1.16].

L'intensité de turbulence aux extrema est plus élevée à  $Re_H=5675$  où elle atteint  $0,27U_0$  contre  $0,22U_0$     $Re_H=22230$  dans le plan médian. A proximité des parois latérales, l'extremum le plus proche de la marche est moins intense que dans le plan médian de l'écoulement. Cette information est à relier aux visualisations. On a en effet remarqué que la taille des structures

cohérentes est plus réduite dans les plans latéraux. On note également un taux de turbulence globalement plus élevé en aval de l'extremum le plus proche du point de recollement. La translation du plan d'analyse a aussi une influence sur la position des points de fluctuation maximale qui, dans le plan latéral, restent concentrés dans la région  $y/H=0$ . A cette observation, il faut ajouter le fait que, dans le plan latéral, la fluctuation de vitesse longitudinale augmente dans la région ( $y/H>0$ ,  $x/H>4$ ). Il existe même, pour  $Re_H=5675$ , une zone ( $4 \leq x/H \leq 7,2$ ) à la paroi  $y/H=1$  pour laquelle le taux de turbulence est plus élevé que dans la zone de cisaillement. Cette configuration, un peu particulière, biaise le graphique précédemment tracé. Le taux de turbulence atteint près de  $0,4U_0$  aux environs du point singulier décrit dans le chapitre 5.2.3.2.

L'influence de l'excitation sera examinée en détail plus loin.

● Fluctuation  $\sqrt{v'^2}$

Dans le plan médian, l'intensité maximale est de  $0,18U_0$  pour  $Re_H=5675$  et de  $0,22U_0$  pour  $Re_H=22230$ . Elle est concentrée dans la région  $2 < x/H < 4$  pour le nombre de Reynolds le plus faible, et  $0,4 < x/H < 2$  pour le plus élevé. La hauteur de la zone de fluctuation maximale croît avec la distance à la marche pour atteindre environ  $0,25H$ . L'influence de l'excitation est quasi négligeable.

L'intensité maximale est légèrement réduite à l'approche de la paroi latérale.

● Fluctuation  $\sqrt{w'^2}$

L'intensité maximale est de  $0,16U_0$  dans le plan médian. Elle augmente à l'approche de la paroi latérale pour atteindre  $0,17U_0$  pour  $Re_H=5675$ ,  $0,18U_0$  pour  $Re_H=22230$  et  $0,19U_0$  pour  $Re_H=22230$  avec excitation. Elle est concentrée dans la région  $x/H > 2,4$  pour le nombre de Reynolds le plus faible, et  $x/H > 1$  pour le plus élevé. On observe une légère diminution de cette abscisse à l'approche de la paroi latérale. La hauteur de la zone de fluctuation maximale croît avec la distance à la marche pour atteindre, en  $x/H=3,6$ , environ  $0,5H$  à  $Re_H=5675$  et  $0,75H$  à  $Re_H=22230$  sans excitation. L'excitation réduit l'épaisseur de l'ensemble de cette région à  $0,5H$ .

#### 5.2.4.2. Fluctuations de vitesse dans le plan $y/H=0$

Les figures 5.49 et 5.50 présentent les fluctuations de vitesse respectivement pour  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$  sans excitation.

Les fluctuations  $\sqrt{u'^2}$  et  $\sqrt{v'^2}$  sont sensiblement nulles à proximité de la marche jusque  $x/H=1,2$  pour  $Re_H=5675$  et  $x/H=0,4$  pour  $Re_H=22230$ . Cette abscisse correspond sur les visualisations à la naissance de l'émission tourbillonnaire. Au delà, on distingue deux zones. Au coeur de l'écoulement, on retrouve le comportement décrit dans le paragraphe 5.2.4.1. Dans la région proche des parois latérales, les fluctuations de vitesse longitudinale sont nettement supérieures

et augmentent plus en amont, alors qu'au contraire, les fluctuations  $\sqrt{v'^2}$  restent faibles. On remarque également une forte dissymétrie de ces fluctuations pour  $Re_H=5675$ .

La fluctuation de vitesse transversale est plus uniforme sur toute la largeur de la veine. Elle est sensiblement nulle sur une distance plus importante correspondant à  $0,2H$ , puis elle croît. Une nouvelle fois, l'augmentation apparaît plus en amont près des parois latérales. Ce phénomène est particulièrement visible figure 5.50.c. Le maximum est atteint en  $x/H=3$  pour  $Re_H=5675$  et en  $x/H=1$  pour  $Re_H=22230$ . C'est à cette distance de la marche que les structures cohérentes se désorganisent.

### 5.2.4.3. Influence de l'excitation sur les intensités de turbulence

Les figures 5.52 b et c montrent la fluctuation de vitesse longitudinale maximale pour chaque section  $x/H=\text{constante}$  sondée dans les plans verticaux respectifs  $z/H=0$  et  $z/H=-0,7$ . La figure 5.52.b est à comparer de la figure 5.53 qui présente les résultats de Hasan [2.3.1] dans la zone de cisaillement à différentes fréquences d'excitation. Les conditions expérimentales sont décrites au chapitre 2.3. Hasan constate que le taux de turbulence est supérieur avec excitation pour  $x/H < 4$ , quelle qu'en soit la fréquence. De plus, lorsque la fréquence d'excitation est ajustée à la fréquence de l'émission tourbillonnaire (soit  $S_{t0}=0,012$ ), un extremum apparaît à l'abscisse où l'appariement a lieu. Dans la présente étude, cet extremum existe avec et sans excitation. D'autre part, l'influence de l'excitation sur le taux de turbulence maximum est inégale: dans le plan latéral, les valeurs atteintes sont globalement plus importantes dès la ligne de décollement, par contre, dans le plan médian, on observe une tendance opposée. Dans le plan horizontal  $y/H=0$ , on remarque que l'excitation rend, juste après le décollement, l'écoulement nettement

plus symétrique du point de vue de  $\sqrt{u'^2}$  et  $\sqrt{v'^2}$  (figures 5.51 a et b). Plus en aval, pour  $x/H > 2$ , on observe au coeur de l'écoulement une nette diminution de ces fluctuations en raison de la courbure accrue de la nappe de séparation. Les différences les plus significatives apparaissent

sur les profils de  $\sqrt{w'^2}$ . Les fluctuations de vitesse transversale, en présence d'excitation, augmente près des parois latérales: elles passent de  $0,16U_0$  à  $0,2U_0$  (figure 5.51.c). De plus, la région où cette fluctuation est maximale change de forme. Son épaisseur diminue (figures 5.45 et 5.48) et elle s'étend sur  $0,7H$  suivant  $z$  à l'abscisse  $x/H=1,5$  où elle est maximale.

### 5.2.5. Analyse spectrale

Afin de confirmer les résultats des visualisations et de connaître les fréquences caractéristiques de l'écoulement, on a réalisé une analyse spectrale du signal temporel de vitesse longitudinale en quelques points de l'écoulement aval.

#### 5.2.5.1. Fréquence de l'instabilité naturelle de la couche de cisaillement

Cette fréquence est déterminée à partir du spectre des vitesses au point de la zone de cisaillement où l'instabilité apparaît. Elle correspond à la fréquence dominante  $f$  du spectre et permet de définir le nombre de Strouhal  $S_{th}=f.H/U_0$ . En  $x/H=2$ , Roos [2.3.6] observe une fréquence dominante pour  $S_{th}=0,41$ , la couche limite au décollement étant laminaire ( $Re_H=7500$ ). Le spectre montre également la présence d'un pic étendu de moindre intensité à  $S_{th}=0,8$  dont l'existence est attribuée à la fréquence de l'instabilité. Néanmoins, des mesures réalisées à une plus faible distance de la marche ne révèlent pas de fréquence dominante correspondant à ce nombre de Strouhal. Une étude menée par Otugen [2.1.14] pour un décollement turbulent met l'accent sur la disparité des fréquences dominantes de la zone de cisaillement. En  $x/H=0,5$ , pour  $Re_H=16600$  et  $Re_H=14000$ , le pic d'intensité spectrale est atteint pour un nombre de Strouhal  $S_{th}$  de l'ordre de  $0,6$  contre  $0,3$  pour  $Re_H=6000$  et  $Re_H=11400$ . Par conséquent, la hauteur de la marche  $H$  n'est pas une grandeur caractérisant la fréquence de l'instabilité dans la zone de cisaillement. Hasan [2.3.1] est parvenu aux mêmes conclusions. D'autre part, il remarque que la fréquence de l'instabilité dans les couches de cisaillement libre telles que les jets et les zones de mélange est définie par un nombre de Strouhal  $S_{t0}$  dont la valeur est d'environ  $0,012$ .  $S_{t0}$  est



calculé par la relation  $S_{t\theta} = f \theta / U_0$  où  $\theta$  est l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite incidente. La détermination de ce nombre de Strouhal pour différentes configurations amène Hasan à penser que cette grandeur est plus adaptée pour caractériser la fréquence de l'instabilité dans la zone de cisaillement en aval d'une marche descendante. Il obtient en effet  $S_{t\theta} = 0,012$  pour une couche limite incidente laminaire à  $Re_H = 11000$ , soit  $S_{th} = 0,55$ . Le comportement de l'instabilité dans une couche de cisaillement libre ou recollée serait donc identique.

Dans la présente étude, les figures 5.54.a et 5.55.a montrent les spectres de vitesse longitudinale au niveau de l'instabilité en l'absence d'excitation respectivement pour  $Re_H = 5675$  et  $Re_H = 22230$ . Le spectre associé au nombre de Reynolds le plus faible possède un pic d'intensité pour  $S_{th} = 0,9$ , soit  $S_{t\theta} = 0.0125$ . On observe également un pic très fin à  $Re_H = 22230$  pour  $S_{th} = 1,4$ , soit  $S_{t\theta} = 0.0097$ . L'universalité de la grandeur  $S_{t\theta}$  constaté par Hasan [2.3.1] est donc à considérer avec précaution. La quantité de mouvement de la couche limite incidente n'étant pas spécifiée dans de nombreux articles, on ne peut guère aller plus avant dans l'étude de l'instabilité initiale de la couche de cisaillement, sinon conclure que de ce point de vue, la couche de cisaillement étudiée à  $Re_H = 5675$  a un comportement analogue à une couche cisailée libre.

#### 5.2.5.2. Evolution du spectre dans la couche de cisaillement

La figure 5.56 présente une série de spectres à différentes abscisses dans le plan médian de l'écoulement pour  $Re_H = 22230$ . Lorsqu'on s'éloigne de la marche, le pic d'intensité initial correspondant à la fréquence de l'émission tourbillonnaire est remplacé par un pic plus étendu et de fréquence inférieure. Cette évolution a été remarquée par de nombreux auteurs (Roos et Kegelmann [2.3.6], Berbee et Ellzey [2.1.9], Otugen et Muckenthaler [2.1.14]), que la couche limite au décollement soit laminaire ou turbulente. De plus, l'existence d'harmoniques d'ordre inférieur suggère la présence d'une, voire de deux phases d'appariement au cours desquelles les tourbillons adjacents coalescent ([2.3.6], [2.1.14]). En  $x/H = 1$  (figure 5.56.b), le spectre possède un pic étendu pour un nombre de Strouhal égal à 0,7. Cette valeur représente la moitié du nombre de Strouhal initial. Cela confirme les résultats de la bibliographie précédemment cités d'une part, et les observations faites à partir des visualisations d'autre part. En effet, on note la présence d'un phénomène d'appariement en  $x/H = 1$  (figure 4.10). Il est irrégulier, ce qui peut expliquer l'élargissement du pic. En outre, les visualisations montrent que plus en aval, l'écoulement de la zone de cisaillement devient transitionnel puis turbulent, d'où la difficulté d'extraire des fréquences dominantes caractéristiques.

Dans la présente étude, les structures cohérentes de la couche de cisaillement s'apparient une seule fois et de manière irrégulière. Les expériences précédemment menées par d'autres auteurs montrent en général deux appariements successifs, ce qui implique l'existence d'une fréquence dominante à une distance importante de la marche. On soupçonne ici que le faible rapport d'aspect de l'installation est la cause de cette désorganisation prématurée de l'écoulement. Dans le cas d'une couche limite turbulente au décollement, Otugen et Muckenthaler [2.1.14] observent certaines configurations pour lesquelles ils ne détectent aucune fréquence dominante. L'influence combinée du faible rapport d'expansion (inférieur à 2) et du nombre de Reynolds limité (inférieur à 11400 pour un rapport d'expansion de 2 et 16600 pour un rapport d'expansion de 1,5) en serait la cause. Cette hypothèse est également recevable dans l'expérience menée ici mais demande à être confirmée.

### 5.2.5.3. Influence de l'excitation sur les spectres

Rappelons que l'écoulement est excité à la fréquence de l'émission tourbillonnaire au décollement.

Les figures 5.54.b et 5.55.b montrent la répartition spectrale des fluctuations de vitesse longitudinale respectivement pour  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$  à la naissance de l'instabilité. Le pic déjà présent pour  $f_{ex}$  dans l'écoulement non perturbé (figures 5.54.a et 5.55.a) est notablement plus intense dans le cas excité, signe que l'excitation régularise l'émission tourbillonnaire. On remarque de plus pour les deux nombres de Reynolds étudiés la présence d'un harmonique à  $f_{ex}/2$ . Il caractérise l'appariement de structures, ce qui suppose que l'instabilité de Kelvin-Helmholtz apparaît à une distance plus réduite de la marche. Ces résultats sont en accord avec les travaux de Hasan [2.3.1].

On observe également un pic pour une fréquence supérieure à la fréquence d'excitation dans la configuration  $Re_H=22230$ . Le nombre de Strouhal correspondant ( $S_{th}=2,8$ ) est le double du nombre de Strouhal dominant. L'interprétation de ce phénomène ne réside bien évidemment pas dans le comportement des structures à grande échelle dont la fréquence de passage diminue lorsque l'abscisse augmente.

Les spectres réalisés à différentes abscisses pour  $Re_H=22230$  avec excitation (figure 5.57) montrent une influence relativement localisée de l'excitation. En effet, au delà de  $x/H=1,5$ , il est difficile de faire une distinction avec le spectre réalisé en l'absence d'excitation (figure 5.56). En  $x/H=1$ , on note que l'excitation entraîne un pic lié à l'appariement plus intense alors que le pic correspondant à la fréquence d'émission tourbillonnaire  $f_{ex}$  est toujours présent. En  $x/H=1,5$ , alors que le spectre en l'absence de perturbation est bruité, son homologue avec excitation possède un pic dominant à  $f_{ex}/2$ .

### 5.2.5.4. Les basses fréquences

L'analyse des spectres figures 5.54 à 5.57 montre également l'existence d'une fréquence très basse dont la contribution à l'écoulement est importante. On en vient alors à s'interroger sur l'écoulement incident. En effet, Roos et Kegelmann [2.3.6] montrent que l'apparition des grosses structures dans la zone de cisaillement peut être forcée à une fréquence présente dans l'écoulement amont et qui diffère de la fréquence d'émission naturelle.

Les spectres dans l'écoulement en amont de la marche possèdent en effet un pic basse fréquence relativement indépendant du nombre de Reynolds (figure 5.58.c). La fréquence dominante vaut respectivement 0,05 Hz pour  $Re_H=5675$  et 0,06 Hz pour  $Re_H=22230$ . Les figures 5.58 a et b présentent l'évolution temporelle de la vitesse instantanée: on retrouve très clairement une oscillation basse fréquence dont la période est comprise entre 17 et 20 secondes. On remarque cependant que l'intensité des pics basse fréquence correspondant à  $S_{th}=2.10^{-2}$  pour  $Re_H=5675$  et  $S_{th}=6.10^{-3}$  pour  $Re_H=22230$  est très faible par rapport à la contribution des basses fréquences en aval de la marche.

Un spectre réalisé dans la zone de recirculation à  $Re_H=22230$  montre également l'existence de basses fréquences dont l'intensité est plus importante avec excitation (figure 5.59).

Une échelle de temps correspondant à des fréquences très basses est observée dans de nombreux travaux sur les écoulements décollés-recollés. On peut citer Kiya [2.3.2] et pour les études de marche descendante Driver [5.17] et plus récemment Shih et Ho [2.2.3]. Elle est détectable dans l'ensemble de la zone décollée. Kiya [2.3.2] et Driver [5.17] suggèrent qu'elle

serait due à un battement de la couche de cisaillement. Shih et Ho [2.2.3] n'approuvent pas cette hypothèse et tente de relier cette lente oscillation à la fréquence de rotation du tourbillon principal dans la zone de recirculation. Ils n'apportent aucun résultat tangible. Par contre, pour  $Re_H=22230$  et une couche limite incidente laminaire, Hasan [2.3.1] constate par des visualisations que la couche de cisaillement n'est pas constamment défléchie vers la paroi inférieure. Il observe aussi des mouvements de fluide contraires qu'il interprète comme un battement basse fréquence de la zone cisailée. En réalité, la cause exacte des basses fréquences détectables dans l'ensemble de la zone décollée n'a pas été déterminée à ce jour.

### 5.3. Synthèse

A ce niveau de l'étude, on se propose de faire une synthèse des caractéristiques générales de l'écoulement en tenant compte des mesures effectuées par VLF mais aussi des visualisations. Etant donné que la dynamique des structures cohérentes dans la couche de cisaillement est, pour un grand nombre d'auteurs, le phénomène primordial des écoulements de type marche descendante, on récapitule en premier lieu les spécificités de cette région. Puis, on caractérise la zone de recirculation et l'écoulement principal en aval de la marche.

Deux nombres de Reynolds sont analysés:  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . Enfin, on rappelle l'influence de l'excitation.

#### 5.3.1. La couche de cisaillement

Dans le plan médian  $z/H=0$ , après décollement, la couche de cisaillement devient instable à l'abscisse  $x_0$ . La fréquence de l'instabilité est  $f_0$ . Des structures transversales cohérentes se

développent (les fluctuations  $\sqrt{u'^2}$  et  $\sqrt{v'^2}$ , initialement nulles, augmentent) puis s'apparient ou se désorganisent à l'abscisse  $x_1$  (la fluctuation de vitesse transverse, initialement nulle, augmente). L'épaisseur de vorticité croît notablement dans l'intervalle  $x_0 < x < 3H$ , entraînant localement un gradient de pression favorable et une légère sur-vitesse dans l'écoulement non perturbé. A proximité des parois latérales ( $z/H=-0,7$ ), le comportement du fluide est identique.

On remarque cependant que la fluctuation  $\sqrt{u'^2}$  est plus importante, elle apparaît un peu plus

en amont que dans le plan médian (en raison des effets de paroi). De plus, la fluctuation  $\sqrt{v'^2}$  est plus faible, elle apparaît plus en aval que dans le plan médian: les visualisations montrent que les structures cohérentes ont une taille plus réduite dans les plan latéraux. L'ensemble des fluctuations près des parois est maximum pour  $y/H \neq 0$ . L'abscisse  $x_1$  marque également le début d'une région où la composante de vitesse transverse est non négligeable dans le plan latéral, indiquant que le fluide pariétal a tendance à s'engouffrer au coeur de l'écoulement. Cette région s'étend sur une longueur de marche.

Les fluctuations de vitesse peuvent atteindre  $0,25U_0$  dans la couche de cisaillement.

#### • $Re_H=5675$

On observe une dissymétrie de l'écoulement.

	$x_0/H$	$f_0 \cdot H/U_0$	$x_1/H$
$z/H=0$	1,2	0,9	2

●  $Re_H = 22230$

A l'approche des parois latérales, la fluctuation  $\sqrt{w'^2}$  apparaît plus en amont: les effets de paroi font que les structures cohérentes se désorganisent plus rapidement.

	$x_0/H$	$f_0 \cdot H/U_0$	$x_1/H$
$z/H=0$	0,4	1,4	1

### 5.3.2. La zone de recirculation

Elle est caractérisée par la longueur de recollement  $x_R$  et la vitesse maximale de retour. La longueur de recollement augmente à l'approche des parois latérales, tout comme la vitesse maximale de retour. A proximité de la marche, on remarque une zone non atteinte par le tourbillon principal dans laquelle les fluctuations de vitesse sont très faibles. Le centre du tourbillon principal se déplace vers l'aval et se soulève à l'approche des parois latérales.

●  $Re_H = 5675$

L'écoulement à proximité de la marche ( $x < x_1$ ) présente une très faible activité.

	$z/H=0$	$z/H=-0,7$
$x_R/H$	6,8	8
$(U_{\max \text{ retour}})/U_0$	15 %	19,2 %

●  $Re_H = 22230$

On observe un tourbillon contra-rotatif en pied de marche. D'autre part, le coeur du tourbillon principal présente une composante transversale de vitesse dans le plan  $z/H=-0,7$  indiquant un mouvement de fluide en direction des parois latérales.

	$z/H=0$	$z/H=-0,7$
$x_R/H$	7,2	7,8
$(U_{\max \text{ retour}})/U_0$	27,7 %	28,4 %

### 5.3.3. L'écoulement principal

●  $Re_H = 5675$

On observe un point singulier  $U=V=0$  sur la paroi opposée à la marche. A priori, l'abscisse  $x_3$  de ce point diminue à l'approche des parois latérales. Ce point induit une fluctuation de vitesse longitudinale importante, surtout à proximité des parois latérales.

	$z/H=0$	$z/H=-0,7$
$x_3/H$	6	4

●  $Re_H=22230$

L'écoulement principal n'est pas perturbé.

**5.3.4. Influence de l'excitation à  $Re_H=22230$**

● Influence sur la zone de cisaillement

Les spectres et les visualisations montrent très clairement la régularisation de l'émission tourbillonnaire ainsi que l'existence d'une fréquence dominante jusque  $x/H=1,5$ , indiquant une persistance de la cohérence des structures émises. On peut d'ailleurs remarquer que c'est à partir de cette abscisse que l'épaisseur de vorticité croît plus rapidement en présence d'excitation.

D'autre part, à la naissance de l'instabilité, les fluctuations  $\sqrt{u'^2}$  et  $\sqrt{v'^2}$  augmentent subitement à une abscisse  $x_0$  indépendante de la profondeur  $z$ : on ne distingue aucune influence des effets de paroi. Par conséquent, l'excitation rend les structures cohérentes bidimensionnelles

  leur création. Dans le plan  $y/H=0$ , l'atténuation des fluctuations  $\sqrt{u'^2}$  et  $\sqrt{v'^2}$  au coeur de l'écoulement en raison de la courbure de la nappe de séparation révèle une parfaite symétrie dont on peut douter de l'existence sans excitation. Ainsi, l'excitation symétrise l'écoulement.

De plus, l'excitation provoque une légère diminution du taux de turbulence dans le plan médian. A l'approche des parois latérales, on observe au contraire une augmentation du taux de turbulence dès le décollement, particulièrement visible jusque  $x/H=3$ .

Enfin, la fluctuation de vitesse transversale augmente notablement près des parois latérales, tout comme la composante transversale de vitesse dans la zone  $1 < x/H < 2$ . L'écoulement pariétal s'engouffre vers le plan de symétrie de manière plus prononcée avec excitation.

● Influence sur la zone de recirculation

Les effets de l'excitation sur les composantes de vitesse  $U$  et  $V$  dans le plan proche d'une des parois latérales ( $z/H=-0,7$ ) sont négligeables. Par contre, l'influence de l'excitation est significative dans le plan médian ( $z/H=0$ ) de l'écoulement où l'activité et la longueur de recollement sont réduites, mais également dans le plan  $z/H=-0,7$  dans lequel on observe une composante transversale de vitesse remarquable. En présence d'excitation, le fluide de la zone de recirculation se déplace en moyenne transversalement vers les parois latérales. Ce mouvement est régulier car la fluctuation de vitesse transversale qui, sans excitation, est élevée dans la zone de cisaillement et dans la zone de recirculation, diminue notablement dans la zone de recirculation.

	$z/H=0$	$z/H=-0,7$
$x_R/H$	6,5	7,4
$(U_{\max \text{ retour}})/U_0$	18,6 %	28,5 %

Les informations obtenues par VLF sont intéressantes pour la compréhension de l'écoulement moyen. On a notamment mis en évidence la zone de cisaillement qui est

caractérisée par des taux de turbulence importants (jusqu'à 25% de  $U_0$ ). Cela est le signe d'un écoulement particulièrement instationnaire, comme on a pu le constater par les visualisations. Il se développe dans cette région des structures cohérentes de taille importante qui ne sont absolument pas quantifiées par l'écoulement moyen. C'est pourquoi, on s'intéresse désormais à des méthodes non intrusives permettant de mesurer des vitesses instantanées.

## 6. LA VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES

La vélocimétrie par images de particules communément notée PIV (Particle Image Velocimetry) est une méthode optique non intrusive permettant d'obtenir, dans un plan de l'écoulement étudié, un champ de vitesses instantanées.

### 6.1. Méthode

#### 6.1.1 Principe

La PIV se décompose en deux phases bien distinctes: l'enregistrement du ou des clichés puis l'analyse.

##### 6.1.1.1. Enregistrement

Le dispositif d'enregistrement est présenté figure 6.1 dans son principe. Des particules en suspension dans l'écoulement sont éclairées par un plan de lumière provenant d'un laser pulsé. Un système de prise de vues (représenté par une lentille figure 6.1) est positionné à  $90^\circ$  par rapport au plan, de sorte que la tranche de fluide éclairée et le plan de mise au point soient confondus. Ce système permet d'enregistrer sur un support photosensible (film photographique ou capteur CCD) deux expositions séparées par un intervalle de temps connu. On observe alors sur le support d'enregistrement pour chacune des particules éclairées une paire d'images. Si l'intervalle de temps  $dt$  entre ces deux expositions est suffisamment court par rapport aux échelles caractéristiques de l'écoulement, la distance  $\|\vec{D}_i\|$  entre les doublets d'une particule  $i$  donne la vitesse locale  $\vec{v}_i$  dans le plan par la relation

$$(6.1) \quad \vec{v}_i = \frac{1}{M} \left( \frac{\vec{D}_i}{dt} \right)$$

avec  $M$  grandissement du système de prise de vues.

On adoptera une notation majuscule pour les mesures dans l'espace image et une notation minuscule pour les mesures dans l'espace objet. C'est pourquoi, la vitesse de l'écoulement au niveau de la marche en milieu de canal est notée ici  $u_0$ .

##### 6.1.1.2. Analyse

Il existe plusieurs techniques d'analyse des clichés:

Une première méthode consiste à observer le cliché à fort grandissement par l'intermédiaire d'une caméra puis, par traitement d'images, à repérer la position des doublets de

particules: cette méthode est communément appelée "tracking". La principale difficulté est l'appariement des images associées à une même particule qui ne peut être réalisé qu'à faible concentration. Une conséquence irrémédiable est la diminution de la résolution spatiale. De plus, cette opération est particulièrement longue. Les limitations précédemment évoquées font que cette méthode est à ce jour très peu utilisée.

On lui préfère une analyse statistique lorsque les concentrations mises en jeu sont importantes. Si les deux expositions sont enregistrées sur un même support, il existe deux approches possibles: la première est optique et porte le nom de méthode des franges, la seconde est numérique et consiste à calculer la fonction d'autocorrélation 2D. Si, par contre, à chaque exposition correspond une image, on cherche à corréliser les deux clichés par une technique d'intercorrélation.

- La méthode des franges (figure 6.2)

Elle est applicable lorsque le support d'enregistrement est photographique. Un faisceau de lumière cohérente éclaire le cliché sur une zone de petite taille. En supposant que les particules ont un mouvement uniforme dans la zone d'analyse, la lumière diffractée par leurs images interfère pour former un réseau de franges. Observé par transformée de Fourier optique dans le plan focal d'une lentille  $f$ , l'intensité de ce réseau de franges n'est autre que le spectre de puissance 2D de l'image. Son orientation est perpendiculaire au déplacement des particules et l'interfrange "itf" est inversement proportionnel au déplacement. Notons  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau laser incident, le déplacement  $D$  des traceurs dans l'image est donné par la relation:  $D = \lambda \cdot f / \text{itf}$  (6.2).

Meynard [6.1] a très largement contribué au développement de cette méthode.

L'analyse de la figure d'interférence a été notablement facilitée par l'imagerie numérique et le développement de procédures automatiques. Néanmoins, la technique la plus élégante consiste à réaliser optiquement une seconde transformée de Fourier 2D. En pratique, un dispositif optique permet d'obtenir un faisceau de lumière cohérente dont l'amplitude est proportionnelle à l'intensité des franges. On observe alors dans le plan de Fourier d'une seconde lentille la fonction de corrélation de l'image initiale. La détermination du déplacement des traceurs dans la zone d'analyse se résume alors à une recherche de pics de corrélation.

Bien que quelques améliorations sont encore apportées à cette méthode afin d'augmenter le contraste des franges [6.2], elle n'apparaît pratiquement plus dans les articles scientifiques et ce au profit d'une approche plus numérique. On peut citer plusieurs raisons à cela: -les difficultés associées aux réglages optiques -le temps de traitement plus long par la méthode des franges à cause du balayage nécessaire à l'analyse (typiquement le diamètre du faisceau d'analyse est de l'ordre de 1 mm)-la précision sur la position du point d'analyse.

- Analyse numérique

Les clichés initiaux sont stockés sous forme d'images numériques. On notera que si le support d'enregistrement est photographique, une opération supplémentaire de numérisation est nécessaire. Les images sont divisées en sous-domaines de taille identique appelés fenêtres d'analyse, dans lesquelles on suppose la vitesse de l'écoulement sensiblement uniforme. La

méthode permettant l'évaluation du déplacement moyen (dX,dY) des traceurs dans une fenêtre d'analyse  $\Delta S$  est basée sur le calcul de la corrélation spatiale 2D. Dans le cas général de deux fonctions  $g(\vec{D})$  et  $h(\vec{D})$  où  $\vec{D} = X_d \vec{X} + Y_d \vec{Y}$ , le produit de corrélation  $C_{gh}(\vec{D})$  s'écrit

$$(6.3) \quad C_{gh}(\vec{D}) = \int_{\Delta S} g(\vec{u}) h^*(\vec{u}-\vec{D}) d\vec{u} \text{ avec } h^* \text{ complexe conjugué de } h.$$

C'est un produit de convolution particulier car  $C_{gh}(\vec{D}) = g(\vec{D}) \otimes h^*(-\vec{D})$ . L'estimation de cette intégrale est très coûteuse en temps de calcul. C'est pourquoi, il est commode de passer dans l'espace de Fourier où le produit de convolution devient un simple produit. En notant TF la transformée de Fourier,  $G(\vec{T}) = TF\{g(\vec{D})\}$  et  $H(\vec{T}) = TF\{h(\vec{D})\}$ , la transformée de Fourier du produit de corrélation devient:

$$\begin{aligned} TF\{C_{gh}(\vec{D})\} &= TF\{g(\vec{D}) \otimes h^*(-\vec{D})\} \\ &= TF\{g(\vec{D})\} \cdot TF\{h^*(-\vec{D})\} \end{aligned}$$

$$(6.4) \quad TF\{C_{gh}(\vec{D})\} = G(\vec{T}) \cdot H^*(\vec{T})$$

On obtient le produit de corrélation en appliquant une transformation de Fourier inverse.

Lorsque les paires d'images des traceurs sont enregistrées sur un même support, on corrèle une fenêtre d'analyse avec elle-même. Il s'agit d'une autocorrélation pour laquelle  $g(\vec{D}) = h(\vec{D})$ . La figure 6.3 récapitule dans ce cas le traitement effectué. La fonction d'autocorrélation présente trois termes prépondérants: on observe un pic principal au centre de la fenêtre et deux pics secondaires symétriques de moindre intensité situés en (-dX,-dY) et (dX,dY). On remarquera dans le spectre de puissance un réseau de franges équivalent au réseau de franges d'Young.

Dans le cas où les deux enregistrements sont séparés (figure 6.4), on corrèle une fenêtre d'analyse du cliché de la première exposition avec une fenêtre d'analyse du cliché de la seconde exposition. L'intervalle de temps entre les expositions ainsi que la position de la fenêtre dans le cliché n°2 sont ajustés de manière à préserver l'information sur les particules. En d'autres termes, on adapte les paramètres afin qu'au moins une partie des images de particules de la fenêtre n°1 soit présente dans la fenêtre n°2. La fonction d'intercorrélation présente alors un pic unique situé en (dX,dY) sur la figure 6.4.

Les avantages et les inconvénients de l'une ou l'autre des méthodes d'analyse apparaissent clairement à l'observation des corrélogrammes des figures 6.3 et 6.4.

### 6.1.1.3. La question de l'ambiguïté sur le sens des vecteurs vitesse en PIV classique

On désignera par PIV classique l'enregistrement sur un même support des doublets de particules et par conséquent la réalisation d'un cliché susceptible d'être analysé par la méthode des franges ou par autocorrélation.

On distingue deux grandes classes de méthodes permettant de lever l'ambiguïté sur le sens des vecteurs vitesses.

L'une consiste à effectuer un marquage différent sur la première puis sur la seconde image de particule. Cela peut être un changement de couleur de l'onde lumineuse incidente [6.3]



ou la superposition d'un réseau de franges modulant les images et dont l'orientation change entre les deux expositions [6.4].

La seconde technique, décrite par Adrian [6.5], est plus connue sous le nom de "shifting". Beaucoup plus répandue, elle consiste à réaliser une translation  $\vec{D}_s$  de l'image entre les deux expositions.  $M$  étant le grandissement du système de prise de vues,  $\vec{D}_s$  est choisie de manière à ce que les composantes du déplacement  $d\vec{D}$  soient toujours positives:

$$(6.5) \quad d\vec{D} = \vec{D}_s + M\vec{v}_i dt$$

Après analyse, il suffit d'ôter  $\vec{D}_s$  au déplacement mesuré pour obtenir le déplacement réel des traceurs dans l'espace image. En réalité, on effectue une translation  $X_s$  suivant l'axe des abscisses uniquement (figure 6.5). La recherche des pics secondaires d'autocorrélation est alors limité au demi-plan  $X_i > 0$  (figure 6.3), ce qui est suffisant pour lever l'ambiguïté sur le sens.

Pratiquement, le décalage  $X_s$  peut être obtenu directement par translation du support d'enregistrement:

- en déplaçant un appareil photographique parallèlement au plan de lumière à l'aide d'une table motorisée.

- en utilisant une caméra à tambour.

Cette solution est limitée à des vitesses de retour dans l'écoulement très faibles. On lui préfère le système à miroir tournant pour lequel le dispositif d'enregistrement est décrit figure 6.6 - L'axe optique de l'appareil photographique est parallèle au plan de lumière qu'il observe par l'intermédiaire d'un miroir tournant. La rotation du miroir entre les deux expositions entraîne un déplacement de l'image  $X_s$  sensiblement uniforme [6.5] défini par la relation  $X_s = 2 M R \omega dt$  (6.6) où  $R$  est la distance entre le plan de lumière et l'axe du miroir et  $\omega$  la vitesse de rotation du miroir. La fréquence de rotation maximale atteinte vaut 50Hz - Mieux encore, l'absence de tout système mécanique n'offre plus aucune limitation de vitesse. Cette voie a été explorée par Landreth et Adrian [6.6]. Le principe, décrit figure 6.7, est le suivant: lorsque les traceurs sont sub-microniques, la polarisation de la lumière diffusée par les particules a une direction privilégiée. Il est possible d'obtenir une orientation différente entre les deux impulsions en pilotant la polarisation du Laser d'émission ou en utilisant deux lasers polarisés orthogonalement. Une lame biréfringente est mise en position entre le plan lumineux et le système de prise de vues. Les directions de polarisation respectives des deux expositions étant correctement orientées, elle permet un décalage  $X_s$  de la seconde image.

### 6.1.2. Dispositif expérimental

La source de lumière est un Laser BMI PVL400 de type YAG pulsé double cavités. Chacune d'elle est capable de fournir 380 mJ avec un taux de répétition de 10 Hz. Un générateur d'impulsions Stanford DG535 permet d'ajuster les différents retards nécessaires au fonctionnement du Laser, notamment le déphasage entre les deux cavités. Les faisceaux émis par les deux lasers sont superposés. Ils traversent un dispositif optique composé d'une lentille cylindrique de 200 mm de focale suivie d'une lentille sphérique. Cette combinaison optique génère un plan de lumière d'environ 1 mm d'épaisseur dont l'étendue dépend de la focale de la lentille sphérique.

Le système de prise de vues est un appareil photographique numérique Kodak DCS460 dont le capteur CCD possède 2048 lignes et 3072 colonnes (soit une largeur de 27,6 mm et une hauteur de 18,4 mm). Son boîtier comporte un lecteur de disque PCMCIA pour le stockage des images. La cadence d'acquisition est limitée à 4 images/s.

Un dispositif de décalage à miroir tournant a été réalisé spécifiquement. Un dessin d'ensemble est représenté figure 6.8. Il se compose d'une semelle sur laquelle sont fixés le support de l'appareil photographique ainsi que le système de miroir tournant proprement dit. La distance entre l'axe du miroir et l'appareil photographique est réglable afin de permettre un changement de focale de l'objectif. Le miroir, elliptique, a une longueur de 65 mm, une hauteur de 47 mm et une épaisseur de 9 mm assurant une planéité de  $\lambda/6$ . Il est entraîné en rotation par un moteur d'asservissement à courant continu de type mdp RE035G, une courroie crantée réalisant la transmission. La position angulaire du miroir est connue en permanence grâce à un codeur incrémental 3600 points Ifm Electronic. Les vitesses de rotation minimale et maximale valent respectivement 1 et 67 tr/s. Une électronique de commande spécifique gère: -la programmation de certains paramètres tels que la vitesse et le sens de rotation, la position du miroir à la première impulsion Laser -l'asservissement en vitesse et en position du miroir tournant. Elle synchronise également l'appareil photographique, le miroir tournant et le Laser.

On a étudié par cette méthode l'écoulement en aval de la marche descendante dans le plan  $y/H=-0,957$  au niveau de la zone de recollement et dans le plan  $z/H=0$  juste en aval de l'obstacle. Les figures 6.9 et 6.10 présentent pour chaque configuration le dispositif expérimental à l'enregistrement. Afin de réaliser un plan de lumière vertical (figure 6.10), il est nécessaire d'introduire un miroir de renvoi. La taille de ce miroir oblige, pour un champ de visualisation et une distance scène/lentille sphérique donnés, à utiliser une focale plus courte. C'est pourquoi, la lentille sphérique possède une puissance de -25 dans cette configuration contre 4,25 lorsque le plan est horizontal.

L'analyse des clichés est réalisée par un logiciel développé à l'IMFL. Il peut être indifféremment exécuté depuis un PC ou un station de travail. Il permet un grand nombre de fonctionnalités qui vont du choix des différents paramètres d'analyse (taille des fenêtres d'analyse, algorithme sub-pixel, ... etc) au choix du mode de fonctionnement ( nom des images spécifié par l'utilisateur ou stocké dans un fichier relu par le programme). La transformée de Fourier est calculée par un algorithme de transformée de Fourier rapide. C'est cette opération qui est la plus coûteuse en temps: l'analyse par intercorrélation de fenêtres  $64*64\text{pixels}^2$  depuis une station Ultra-Sparc 2/2200 (fréquence 200Mhz) comportant deux processeurs permet la détermination de 40 vecteurs/seconde. Il est possible de réaliser la corrélation d'une fenêtre d'analyse avec: - elle-même (autocorrélation) - une fenêtre d'analyse issue d'un cliché différent (intercorrélation) - une fenêtre d'analyse issue du même cliché mais décalée par rapport à la première (valeurs de la translation définies par l'utilisateur).

### **6.1.3. Précision des mesures**

#### **6.1.3.1. Incertitude globale**

Les équations (6.1) et (6.5) permettent de déterminer les composantes de la vitesse suivant  $x$  et  $y$  à partir de la mesure du déplacement des particules ( $dX$ ,  $dY$ ) sur le cliché. Rappelons que  $M$  et  $dt$  sont respectivement le grandissement du système de prise de vues et l'intervalle de temps entre les deux expositions, et qu'on réalise un décalage d'image  $X_s$  suivant l'axe des abscisses uniquement.

$$\begin{cases} u = -\frac{1}{M} \left( \frac{dX - X_s}{dt} \right) & \text{suivant } \vec{x} \quad (6.7) \\ v = -\frac{1}{M} \left( \frac{dY}{dt} \right) & \text{suivant } \vec{y} \quad (6.8) \end{cases}$$

En différenciant les équations (6.7) et (6.8), on obtient les relations suivantes:

$$\begin{cases} \delta u = -u \frac{\delta M}{M} - u \frac{\delta(dt)}{dt} - \frac{1}{M dt} [\delta(dX) - \delta X_s] & \text{suivant } \vec{x} \quad (6.9) \\ \delta v = -v \frac{\delta M}{M} - v \frac{\delta(dt)}{dt} - \frac{1}{M dt} [\delta(dY)] & \text{suivant } \vec{y} \quad (6.10) \end{cases}$$

L'incertitude globale peut être estimée à partir de la moyenne quadratique des différentes erreurs intervenant respectivement dans les équations (6.9) et (6.10). On préfère l'exprimer par rapport à la vitesse de référence de l'écoulement, en l'occurrence  $u_0$ :

$$\begin{cases} \left| \frac{\delta u}{u_0} \right| = \sqrt{\left( \frac{u}{u_0} \right)^2 \left[ \left( \frac{\delta M}{M} \right)^2 + \left( \frac{\delta(dt)}{dt} \right)^2 \right] + \frac{[\delta(dX)]^2 + [\delta X_s]^2}{(M dt u_0)^2}} & \text{suivant } \vec{x} \quad (6.11) \\ \left| \frac{\delta v}{u_0} \right| = \sqrt{\left( \frac{v}{u_0} \right)^2 \left[ \left( \frac{\delta M}{M} \right)^2 + \left( \frac{\delta(dt)}{dt} \right)^2 \right] + \left[ \frac{\delta(dY)}{M dt u_0} \right]^2} & \text{suivant } \vec{y} \quad (6.12) \end{cases}$$

$u_0$  étant la vitesse en amont de la marche au milieu du canal, les rapports  $\left| \frac{u}{u_0} \right|$  et  $\left| \frac{v}{u_0} \right|$  sont majorés par 1. Par conséquent, l'incertitude globale maximale sur chaque composante de vitesse  $\left| \frac{\delta u}{u_0} \right|_{\max}$  et  $\left| \frac{\delta v}{u_0} \right|_{\max}$  est définie par les relations suivantes:

$$\begin{cases} \left| \frac{\delta u}{u_0} \right|_{\max} = \sqrt{\left( \frac{\delta M}{M} \right)^2 + \left( \frac{\delta(dt)}{dt} \right)^2 + \frac{[\delta(dX)]^2 + [\delta X_s]^2}{(M dt u_0)^2}} & \text{suivant } \vec{x} \quad (6.13) \\ \left| \frac{\delta v}{u_0} \right|_{\max} = \sqrt{\left( \frac{\delta M}{M} \right)^2 + \left( \frac{\delta(dt)}{dt} \right)^2 + \left[ \frac{\delta(dY)}{M dt u_0} \right]^2} & \text{suivant } \vec{y} \quad (6.14) \end{cases}$$

L'incertitude globale sur la composante de vitesse suivant  $\vec{y}$  est la somme de trois termes qui représentent l'erreur liée à

- la mesure du grandissement
- l'intervalle de temps programmé
- la mesure de la position du pic de corrélation.

Pour la composante longitudinale de vitesse, il faut ajouter la précision sur la détermination du décalage d'image.

On mesure le grandissement à partir du cliché d'une mire en connaissant la définition du

capteur CCD. On estime une erreur de +/- 1 pixel sur le repérage de points séparés d'une distance connue représentant dans l'espace image environ 1000 pixels. Le grandissement est donc évalué avec une précision de 0,2 %.

L'intervalle de temps est donné par le constructeur du Stanford avec une erreur absolue de +/- 25 ns pour 1ms, soit une précision de 0,0025 %.

En PIV, la mesure du déplacement dans une fenêtre d'analyse se résume à la détermination du maximum du pic de corrélation. Si on conserve l'échantillonnage du capteur CCD, la position peut être évalué au pixel près. Il est cependant possible d'augmenter la précision à l'aide d'un algorithme sub-pixel. Il existe principalement deux techniques: la première consiste à déterminer le barycentre de la fonction de corrélation au voisinage du pic. La seconde résulte de l'interpolation de la fonction de corrélation au voisinage du pic par une fonction continue de type parabolique ou gaussien. L'algorithme sub-pixel basé sur l'interpolation gaussienne est le plus employé car cette approximation est bien souvent la plus proche de la réalité. La précision couramment citée est le dixième de pixel. Cette valeur sera vérifiée au chapitre 6.2.1.1.

Le décalage d'image lié au miroir est obtenu par autocorrélation de fenêtres contenant des points fixes de l'écoulement. La précision est donc celle de l'algorithme sub-pixel.

En supposant que la vitesse  $u_0$  entraîne dans l'image un déplacement des particules de 8 pixels pour une fenêtre d'analyse de  $64 \times 64$  pixels<sup>2</sup>, la précision liée à l'algorithme sub-pixel (0,1 pixel) représente 1,2% de la vitesse amont. L'incertitude globale est alors principalement fixée par cette erreur et représente respectivement 1,7% et 1,22% de la vitesse de référence pour les composantes de vitesse suivant x et y.

### 6.1.3.2. Influence de la composante de vitesse normale au plan

L'influence de la composante de vitesse normale au plan est décrite dans [6.8].

On adopte les notations de la figure 6.11. Le système de prise de vues est symbolisé par une lentille L de focale f.  $P_1$  et  $P_2$  sont les positions respectives d'une particule dans le plan de lumière à la première puis à la seconde exposition. On suppose que  $P_1$  appartient au plan objet de la lentille L. L'image conjuguée de  $P_1$  est  $P'_1$ . En raison de la présence d'une composante de vitesse normale au plan,  $P_2$  n'appartient pas au plan objet de L. Néanmoins, la distance  $|z_2|$  étant en deçà de la profondeur de champ, il se forme, dans le plan image, une image nette  $P'_2$  de la particule à la seconde exposition. On se limitera dans le calcul qui suit à la détermination du déplacement suivant les abscisses X.

Par de simples relations géométriques, on obtient:

$$(6.15) \quad \frac{X_1}{A} = -\frac{x_1}{B} \quad \text{et} \quad (6.12) \quad \frac{X_2}{A} = -\frac{x_2}{B - z_2}$$

$$\text{soit} \quad (6.16) \quad X_2 - X_1 = \frac{A}{B} \left[ \left( 1 - \frac{z_2}{B} \right)^{-1} x_2 + x_1 \right]$$

En admettant  $|z_2| \ll B$ , hypothèse toujours vérifiée en pratique en raison de la faible épaisseur du plan, le déplacement de la particule dans l'espace image est donné au premier ordre par l'équation:

$$(6.17) \quad X_2 - X_1 \approx \frac{A}{B}(x_2 - x_1) - \frac{A}{B} \left( \frac{z_2}{B} \right) x_2$$

La relation de conjugaison pour la lentille L est la suivante:

$$(6.18) \quad \frac{1}{A} + \frac{1}{B} = \frac{1}{f} \quad \text{avec } M = \frac{A}{B} \text{ grandissement}$$

Si  $dt$  est l'intervalle de temps entre les deux expositions, (6.17) peut s'écrire:

$$(6.19) \quad \frac{\Delta X}{M dt} \# \frac{\Delta x}{M dt} - \left[ \frac{M}{(M+1)f} \right] \frac{\Delta z}{dt} x$$

En conclusion, la vitesse instantanée mesurée par la relation (6.1) est biaisée lorsqu'il existe une composante de vitesse  $w$  normale au plan de lumière. L'erreur  $u_w$  sur la composante de vitesse suivant  $x$  vaut au premier ordre:

$$(6.20) \quad u_w \# \left[ \frac{M}{(M+1)f} \right] w x$$

La formulation de l'erreur  $v_w$  sur la composante de vitesse suivant  $y$  est absolument identique:

$$(6.21) \quad v_w \# \left[ \frac{M}{(M+1)f} \right] w y$$

Pour une focale de 105 mm classiquement employée en PIV et un grandissement  $M$  de 0,3, l'erreur sur la mesure de la vitesse dans le plan Laser représente sur les bords d'un cliché 24\*36 environ 4% de la composante de vitesse normale au plan.

### 6.1.3.3. Influence du miroir tournant

Une étude théorique menée par Raffel [6.9] sur le dispositif à miroir tournant montre que le décalage n'est pas uniforme sur toute l'image. La figure 6.12 présente la géométrie du montage à la prise de vue. On considère un point P dans le plan objet d'une lentille. L'image conjuguée de P par l'intermédiaire du miroir à 45° (position 1) est  $Pb_1$ . Après une rotation ( $\omega dt$ ) du miroir (position 2), l'image conjuguée du même point P est  $Pb_2$ .  $Pv_1$  et  $Pv_2$  sont les images virtuelles de P par le miroir respectivement pour les positions 1 et 2. On peut également construire un plan virtuel objet de la lentille par le miroir. On note que  $Pv_2$  n'appartient pas au plan virtuel objet, cette configuration est donc très proche de celle évoquée dans le paragraphe 6.1.3.2. Les relations classiques d'optique géométrique permettent de calculer, dans l'espace image, le décalage ( $\Delta X, \Delta Y$ ) induit par la rotation du miroir. Les équations extraites de [6.9] sont de la forme:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta X = \frac{X \cos(2\omega dt) - MC [1 - \cos(2\omega dt)] - MR \sin(2\omega dt)}{(1/A)X \sin(2\omega dt) + (C/B) \sin(2\omega dt) - (R/B) [1 - \cos(2\omega dt)] + 1} - X \quad (6.22) \\ \Delta Y = \frac{Y}{(1/A)X \sin(2\omega dt) + (C/B) \sin(2\omega dt) - (R/B) [1 - \cos(2\omega dt)] + 1} - Y \quad (6.23) \end{array} \right.$$

où  $dt$  est l'intervalle de temps entre les deux expositions

$\omega$  est la vitesse de rotation du miroir

$M$  est le grandissement

$A$  est la distance entre la lentille équivalente du système de prise de vues et l'image

B est la distance entre la lentille équivalente du système de prise de vues et l'objet

R est la distance entre l'axe de rotation du miroir et l'objet

C est la distance entre l'axe de rotation du miroir et l'axe optique du système de prise de vues.

En supposant  $C \neq 0$  et  $2\omega dt$  faible, la linéarisation de (6.22) et (6.23) donne au premier ordre:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta X = \frac{X - 2MR\omega dt}{(1/A)2X\omega dt + 1} - X \quad (6.24) \\ \Delta Y = \frac{Y}{(1/A)2X\omega dt + 1} - Y \quad (6.25) \end{array} \right.$$

soit

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\Delta X}{Mdt} = 2R\omega \left[ 1 + \frac{1}{RB} \left( \frac{X}{M} \right)^2 \right] \left( \frac{1}{1 + 2X\omega dt/A} \right) \quad (6.26) \\ -\frac{\Delta Y}{Mdt} = 2R\omega \frac{1}{RB} \frac{XY}{M^2} \left( \frac{1}{1 + 2X\omega dt/A} \right) \quad (6.27) \end{array} \right.$$

Si on suppose que l'angle de rotation du miroir est petit devant l'angle de champ du système de prise de vues, soit  $2X\omega dt/A \ll 1$  (condition habituellement vérifiée), l'utilisation du miroir tournant revient, dans l'espace objet, à superposer au champ des vitesses instantanées un champ connu ( $\Delta u, \Delta v$ ) défini par:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta u = 2R\omega \left[ 1 + \frac{1}{RB} x^2 \right] \quad (6.28) \\ \Delta v = 2R\omega \frac{1}{RB} xy \quad (6.29) \end{array} \right.$$

On retrouve la formulation de Zhang [6.10]. Le champ de vitesse artificiel induit par le miroir tournant est donc le résultat de la superposition d'un champ uniforme ( $u_s, 0$ ) et d'un champ que l'on nommera champ de déformation ( $\delta u, \delta v$ ) pour lesquels:

$$\left\{ \begin{array}{l} u_s = 2R\omega \quad (6.30) \\ \delta u = \frac{2M\omega}{f(M+1)} x^2 \quad (6.31) \\ \delta v = \frac{2M\omega}{f(M+1)} xy \quad (6.32) \end{array} \right.$$

Une application numérique avec  $M=0,14$ ,  $f=50$  mm,  $\omega=1$  tr/s et  $x_{\max}=100$  mm donne  $\delta u/u_0=0,7$ . Il est donc indispensable de tenir compte de la déformation due au miroir tournant dans cette configuration.

#### 6.1.3.4. Influence du gradient de vitesse dans une fenêtre d'analyse

Keane [6.11] a démontré qu'en autocorrélation par la méthode des franges, un fort

gradient de vitesse entraîne:

- une diminution de l'intensité maximale des pics de corrélation
- un élargissement des pics de corrélation
- un déplacement du centre des pics de corrélation vers les basses vitesses.

Il constate que le critère ( $|M \cdot du \cdot dt|/d_p < 1$ ) doit être respecté pour obtenir une forte probabilité de détection,  $d_p$  étant le diamètre des images de particules. Cette relation signifie que, dans l'espace objet, l'écart maximum sur le déplacement des particules au sein d'une même fenêtre d'analyse doit être inférieur au diamètre des traceurs. En se plaçant dans des conditions représentatives de la présente expérience, l'écart maximum de vitesse dans une fenêtre d'analyse ne doit pas dépasser 0,37m/s (soit 84% de la vitesse amont) avec  $M=0,14$ ,  $dt=1,2$  ms et  $d_p$  de l'ordre d'un pixel dans l'image.

## 6.2. Résultats

### 6.2.1. Précision des mesures

#### 6.2.1.1. Qualification de l'algorithme sub-pixel

Afin de quantifier la précision de l'algorithme sub-pixel, on a construit une image théorique à partir d'un champ de déplacement connu. Il est alors possible de comparer le résultat de l'analyse par autocorrélation de l'image à la solution mathématique.

On a choisi un champ de vitesse parabolique défini par les équations suivantes:

$$\begin{cases} u = 3,98 + 22 x^2 & \forall y \\ v = 0 & \forall (x,y) \\ u \text{ et } v \text{ en m/s, } x \text{ en m} \end{cases}$$

sur le domaine  $\begin{cases} 0 \leq x \leq 0,1 \text{ m} \\ 0 \leq y \leq 0,017 \text{ m} \end{cases}$

Des doublets de particules sont répartis aléatoirement dans l'image numérique de 1536\*256 pixels. La distance qui sépare les paires est proportionnelle à la vitesse au point considéré. On respecte une concentration moyenne de 50 particules par fenêtre d'analyse de 64\*64 pixels. Les particules ont une surface de l'ordre d'un pixel<sup>2</sup> et une répartition en intensité Gaussienne. On préserve un rapport 1:5 entre le niveau de gris moyen du bruit de fond et le niveau maximum des particules. Les caractéristiques de l'image théorique sont représentatives des clichés enregistrés, autant du point de vue de la taille des traceurs que de la qualité du rapport signal sur bruit. Le champ de vitesse sélectionné a été retenu pour deux raisons:

-l'évolution de la vitesse longitudinale  $u$  est identique à celle que l'on peut trouver dans une carte de décalage due au miroir tournant. On a de plus conservé les ordres de grandeur tant pour la taille du champ en  $x$  que pour le rapport d'intensité des vitesses.

-le gradient de vitesse croît linéairement depuis une valeur nulle. On peut donc observer son influence sur la précision.

Les déplacements dans l'espace image s'échelonnent entre 74 et 78 pixels. On a effectué une analyse par corrélation de fenêtres 64\*64 pixels séparées de 76 pixels. La figure 6.13 présente le résultat de l'analyse en comparaison avec la courbe théorique: la figure 6.13.a résulte d'une interpolation par une Gaussienne, la figure 6.13.b d'une recherche de barycentre. On note figure 6.13.a des oscillations de part et d'autre de la solution mathématique. Les points de recoupement

correspondent à des déplacements d'un nombre entier de pixels (représentés par des traits horizontaux). Cette observation met l'accent sur l'importance du rôle joué par l'algorithme sub-pixel. Bien que plus couramment utilisé, l'interpolation est nettement moins efficace que la méthode du barycentre (figure 6.13.b) dans le cas présent. Ce résultat est confirmé par les figures 6.14.a et 6.14.b montrant la moyenne et l'écart type de l'erreur en fonction de l'abscisse  $x$ . On ne peut mettre en cause ici la répartition en énergie des images de particules. Par contre, il est facilement compréhensible qu'en raison de la petite taille des images, l'interpolation -réalisée sur 3 pixels dans les 2 directions  $x$  et  $y$ - soit biaisée.

D'autre part, on ne remarque aucune corrélation entre erreur et gradient de vitesse dans la gamme étudiée.

Un histogramme de l'ensemble des écarts par rapport à la courbe théorique est présenté figure 6.15.a et 6.15.b respectivement pour l'interpolation et le barycentre. L'écart type est plus faible dans le second cas. Il s'élève à 0,5% de  $U_0$  soit 0,05 pixels et définit la précision de l'algorithme sub-pixel dans le cas présent.

### 6.2.1.2. Influence d'une composante normale au plan

La figure 6.16 présente l'erreur sur la vitesse longitudinale due à une composante normale au plan non nulle. Elle résulte d'une application numérique de la relation (6.17). Les conditions expérimentales sont les plus défavorables possibles. Elles correspondent à l'enregistrement d'un cliché de PIV dans le plan médian de l'écoulement au niveau de la zone décollée ( $Re_H=22230$  sans excitation). La focale de l'objectif de prise de vues est de 50 mm, le grandissement  $M$  vaut 0,14. Les résultats de VLF montrent que la composante transversale de vitesse est négligeable, néanmoins, il règne dans cette région une fluctuation de vitesse

transversale significative. On se base donc sur la valeur de  $\sqrt{w'^2}$  obtenue par VLF pour déterminer l'erreur. On remarque qu'elle est maximale en aval de la marche sur le bord du cliché, dans la zone où la fluctuation de vitesse transversale est importante. Elle atteint, dans le cas le plus défavorable  $0,04 U_0$ .

### 6.2.1.3. Influence du gradient de vitesse dans une fenêtre d'analyse

En se basant sur les valeurs moyennes de vitesse longitudinale, on détermine les vitesses minimales  $U_{\min}$  et maximales  $U_{\max}$  régnant dans chaque fenêtre d'analyse  $4*4 \text{ mm}^2$  située dans la zone de décollement pour  $Re_H=22230$  sans excitation. Les conditions expérimentales sont les suivantes: le grandissement  $M$  est égal à 0,14, l'intervalle de temps ( $dt$ ) vaut 1,2 ms, les particules ont un diamètre  $d_p$  de  $64\mu\text{m}$  dans l'espace image. Nous verrons dans le chapitre suivant qu'elles correspondent aux prises de vues avec un cadrage large. On rappelle que le critère de détectabilité défini par Keane [6.11] s'écrit ( $|M \cdot du \cdot dt|/d_p < 1$ ), avec  $|du|=|U_{\max}-U_{\min}|$ . La figure 6.17.a résulte du calcul de  $|M \cdot du \cdot dt|/d_p$  sur l'ensemble du champ observé. On constate fort logiquement des difficultés de détection dans la zone de cisaillement proche de la marche ( $x/H < 1$ ) où le gradient de vitesse est le plus important. Néanmoins le même calcul pratiqué pour une carte instantanée filtrée dans le cas d'un cadrage plus restreint montre des difficultés de détection plus en aval, en raison des structures cohérentes transversales se développant dans la couche de cisaillement. En pratique, le champ moyen de l'écoulement permet d'estimer la taille maximale des fenêtres. Cependant, il est nécessaire de réaliser quelques clichés préliminaires afin de vérifier que le nombre de vecteurs faux résultant du gradient de vitesse trop important



n'est pas prohibitif. Bien évidemment, on cherche à obtenir des fenêtres d'analyse qui soient les plus petites possibles. Outre les raisons précédemment indiquées, il est également intéressant d'augmenter la résolution spatiale ou, à résolution égale, d'augmenter la taille du champ. Il reste à établir un compromis entre résolution et précision.

### 6.2.2. Mesures

On a étudié l'écoulement en aval de la marche descendante pour  $ReH=22230$  sans excitation. L'ensemencement est réalisé avec des particules de Rilsan naturel dont le diamètre moyen est de  $30 \mu\text{m}$ . La diffusion de ces traceurs est telle qu'une énergie de  $250 \text{ mJ}$  par cavité est suffisante. Les faibles vitesses de l'écoulement imposent un intervalle de temps de l'ordre de la milliseconde afin d'avoir un déplacement des traceurs satisfaisant entre les deux expositions. Il est donc nécessaire de limiter la vitesse de rotation du miroir qui est fixée à son minimum soit  $\omega=1 \text{ tr/s}$ .

On a effectué des prises de vue avec un objectif de  $50 \text{ mm}$  de focale à ouverture  $f/4$ . Le cadrage est large, le champ observé a une surface d'environ  $190*100 \text{ mm}^2$ . 100 clichés ont été enregistrés dans la zone de recollement, 200 dans la zone de cisaillement au niveau de l'émission tourbillonnaire. On a également enregistré 100 clichés juste en aval de la marche descendante avec un cadrage restreint grâce à un objectif de  $105 \text{ mm}$  de focale à une ouverture numérique comprise entre  $f/4$  et  $f/5,6$ . Un exemple de cliché de PIV est présenté figure 6.18.a dans le cas d'un cadrage large au niveau de l'écoulement décollé.

L'ensemble des images a été analysé avec des fenêtres  $64*64$  pixels et 50% de chevauchement. Bien que la vitesse de rotation du miroir soit réduite au minimum, le décalage  $X_s$  dans l'espace image est assez important. En effet, il excède la largeur d'une fenêtre d'analyse. Il n'est donc pas envisageable de corrélater une fenêtre avec elle-même. Par conséquent, on réalise la corrélation de deux fenêtres séparées du décalage  $X_s$ . On a extrait de l'image initiale une fenêtre  $64*64$  pixels ainsi que sa jumelle (figure 6.18.b). La majorité des particules ont, dans l'espace image, un diamètre légèrement supérieur à un pixel. La concentration en traceurs est particulièrement élevée: on observe plus de 100 images de particules par fenêtre. La technique d'analyse proposée offre en partie les avantages de l'intercorrélation. On observe notamment un seul pic de corrélation dont la position par rapport au centre de la fenêtre donne le déplacement (voir figure 6.18.c). Le tableau 6.1 récapitule les paramètres d'enregistrement et d'analyse.

<b>ENREGISTREMENT</b>			
Capteur CCD 3072*2048 pixels (9 $\mu\text{m}$ par pixel)			
Vitesse de rotation du miroir $\omega=1$ tr/s			
Energie Laser 2*250 mJ à 10 Hz			
Zone étudiée	$y/H=-0,96$ $5,96 \leq x/H \leq 9,72$ $-1 \leq z/H \leq 1$ Recollement	$z/H=0$ $-0,16 \leq x/H \leq 3,8$ $-1 \leq y/H \leq 1$ Décollement	$z/H=0$ $-0,14 \leq x/H \leq 1,72$ $-0,66 \leq y/H \leq 0,58$ Décollement
Focale de l'objectif en mm	50	50	105
Ouverture numérique de l'objectif	4	4	4~5,6
Grandissement M	0,147	0,139	0,297
Cadrage	large	large	restreint
Intervalle de temps dt en ms	2,2	1,2	0,5
x*y champ (espace objet) en mm <sup>2</sup>	188*100	198*100	93*62
Nombre de clichés enregistrés	100	200	100
<b>ANALYSE</b>			
fenêtres d'analyse 64*64 pixels avec chevauchement de 50%			
Décalage entre fenêtres en pixels	151	77	69
Nombre de vecteurs par carte	4320	3922	5558
Taille d'une fenêtre (espace objet) en mm <sup>2</sup>	3,9*3,9	4,1*4,1	1,9*1,9

Tableau 6.1 Récapitulatif des paramètres d'enregistrement et d'analyse

Afin de valider les formules donnant le décalage de vitesse dû au miroir tournant, on a enregistré un cliché pour une vitesse d'écoulement nulle. Les figures 6.19.a et 6.19.b présentent dans l'espace objet, pour un cadrage large, le champ de vitesses artificiel induit par le système de décalage d'image. On a ôté la vitesse de décalage  $u_{\text{shift}}$  au centre du champ, origine du repère. La figure 6.19.a est la représentation des formules théoriques (6.28) et (6.29), la figure 6.19.b résulte de l'expérience. Les cartes de vitesses obtenues sont comparables. La composante longitudinale de vitesse  $u$  est parabolique (figure 6.19.c) et la composante de vitesse verticale  $v$  varie linéairement avec l'abscisse (figure 6.19.d). On remarque néanmoins une dispersion des résultats, notamment sur la composante  $v$  pour laquelle on retrouve les problèmes liés à la précision de l'algorithme sub-pixel. D'autre part, on observe une légère dissymétrie du profil parabolique de la composante  $u$ . Les déformations atteignent sur les bords du cliché environ

$0,5 U_0$  pour  $u$  et  $0,25 U_0$  pour  $v$ . De telles valeurs imposent une parfaite connaissance du décalage dû au miroir tournant. C'est pourquoi, on a préféré utiliser les cartes de correction expérimentales réalisées dans des conditions identiques aux clichés de l'écoulement. De plus, la détermination dans l'image du décalage de la marche descendante montre une dispersion due à une légère fluctuation de la vitesse de rotation du miroir. On a donc enregistré des clichés sans écoulement pour différents intervalles de temps de façon à obtenir un ensemble de cartes de correction à différents décalages. A chaque carte instantanée de l'écoulement, on ôte la carte de correction interpolée en fonction du décalage de la marche descendante déterminé par autocorrélation.

La figure 6.20.a représente une carte de vitesses issue de l'analyse par autocorrélation d'un cliché enregistré sans système de décalage. Elle est réalisée avec un cadrage restreint au niveau de la zone d'émission tourbillonnaire. On peut lui associer figure 6.20.b une carte de vitesses corrigée du décalage dû au miroir tournant. L'absence de miroir tournant permet l'utilisation d'un intervalle de temps plus important soit 1,2 ms. Ce fait mis à part, les grandissements ainsi que les paramètres d'analyse sont identiques. La comparaison des deux figures met clairement en évidence l'intérêt du système de décalage d'image. Le logiciel d'analyse rencontre d'énormes difficultés pour détecter des déplacements cohérents dans la zone de recirculation figure 6.20.a. Les raisons ont déjà été exposées chapitre 6.1.1: cette zone est caractérisée par des vitesses faibles et opposées à l'écoulement principal.

Les cartes de vitesses découlant directement de l'analyse des clichés avec miroir tournant montrent la présence de quelques vecteurs dont la validité est discutable (vecteurs rouges sur la figure 6.20b). Les causes de cette imperfection sont multiples:

- défaut de concentration en traceurs
- défaut d'éclairage
- composante de vitesse normale au plan trop importante
- gradients de vitesse trop élevés dans une fenêtre d'analyse (la figure 6.20.b est

à comparer au critère de détectabilité présenté figure 6.17.b pour la même carte instantanée).

Afin de remédier à ce problème, on accomplit un post-traitement automatique sur les cartes brutes de vitesses instantanées.

La première étape consiste à ne retenir que les vecteurs  $(u,v)$  du domaine

$$\begin{cases} u_{\min} \leq u \leq u_{\max} \\ v_{\min} \leq v \leq v_{\max} \end{cases}$$

Les paramètres  $u_{\min}$ ,  $v_{\min}$ ,  $u_{\max}$ ,  $v_{\max}$  sont définis à partir d'un échantillon de quelques cartes de vitesses instantanées.

La seconde étape est basée sur la continuité de l'écoulement. En chaque point d'une carte, on détermine le vecteur résultant de l'interpolation des vitesses voisines. On ne conserve que les vecteurs dont l'écart par rapport au vecteur interpolé est inférieur à  $0,2 U_0$ .

Précisons que suite à l'analyse, les positions des trois pics les plus intenses de la fenêtre de corrélation sont stockées. Les algorithmes précédemment décrits permettent de choisir automatiquement le déplacement le plus probable.

### **6.2.3. Comparaison des résultats de Vélocimétrie par Images de Particules et de Vélocimétrie Laser à Franges**

La compréhension des phénomènes instationnaires nécessite l'enregistrement d'un grand nombre de clichés instantanés. On est alors tenté de calculer les grandeurs statistiques moyennes

et de les comparer à celles obtenues par des méthodes classiques telle que la VLF.

On peut cependant remarquer un certain nombre de différences intrinsèques à ces méthodes:

-la fréquence d'acquisition et le nombre d'échantillons: en VLF, ces paramètres sont liés. La fréquence d'acquisition dépend de l'ensemencement et de l'échelle caractéristique des petites structures de l'écoulement. Le nombre d'échantillons fixe alors le temps d'acquisition en un point de l'écoulement. Il doit être suffisant pour que les moyennes soient convergées. En PIV, la fréquence d'acquisition est nettement inférieure aux fréquences caractéristiques de l'écoulement. Etant donné que le signal est sous échantillonné, les événements participant au calcul de la moyenne sont statistiquement indépendants. Le nombre d'échantillons nécessaire à la convergence des valeurs moyennes est donc moins important qu'en VLF.

-le volume de mesure: en VLF, la longueur caractéristique du volume de mesure vaut 0,1 mm dans les directions normales aux vitesses mesurées. En PIV, cette valeur est classiquement supérieure d'un ordre de grandeur, la résolution spatiale est donc moindre. Une conséquence directe est que, dans une carte instantanée de PIV, un vecteur est en réalité le résultat d'une moyenne spatiale de l'ensemble des vecteurs d'une fenêtre d'analyse. Cette forme de moyennage peut également contribuer au fait que la convergence des valeurs moyennées à partir des cartes instantanées est obtenue avec un nombre d'échantillons plus réduit qu'en VLF.

-le nombre de points de mesure: la VLF est plutôt une méthode de mesure temporelle car on détermine en un point la vitesse dont on a l'évolution au cours du temps. La PIV est plutôt une méthode de mesure spatiale car on détermine, à un instant donné, la vitesse sur l'ensemble des fenêtres d'analyse d'un cliché. C'est pourquoi les défauts de l'un deviennent les avantages de l'autre. En effet, si la PIV a l'inconvénient d'avoir une fréquence d'acquisition insuffisante, elle possède par contre l'avantage de déterminer la vitesse en un grand nombre de points simultanément.

Il se pose alors le problème du nombre d'échantillons nécessaire pour obtenir en PIV des grandeurs statistiques précises. Quelques années auparavant, les limitations de la PIV photographique faisaient qu'on moyennait sur une dizaine de cartes. Monnier [6.12] constate qu'en sélectionnant 10 clichés statistiquement représentatifs des différents types d'écoulements observés, la carte moyenne obtenue est en accord avec les résultats de VLF. On est capable actuellement de moyenner sur une centaine de cartes instantanées. Les résultats obtenus par Kähler, et présenté en introduction au colloque de visualisation 1997 par Kompenhans, sont de ce point de vue encourageants [6.13]. Les profils de vitesse longitudinale dans une couche limite turbulente suivent correctement la théorie. Néanmoins, il est spécifié que pour réaliser une analyse statistique fiable, le nombre de clichés de PIV doit être supérieur à 1000.

### 6.2.3.1. Zone de recollement

Les figures 6.21 a, b, c, d présentent les cartes de vitesse moyennées respectivement à partir de 25, 50, 75 et 100 cartes instantanées dans la zone de recollement. On vérifie ainsi de manière qualitative la convergence du champ des vitesses moyennes qui sera plus amplement étudiée dans le paragraphe suivant. On observe figure 6.21.c, sur toute la largeur de la veine et de part et d'autre du champ, des vitesses négatives pour  $x/H < 6$  et des vitesses positives pour  $x/H > 9$ . La zone centrale  $6 < x/H < 9$  est ce qu'on peut définir comme étant la zone de recollement.

La ligne continue brisée symbolise la ligne de recollement obtenue par VLF à la même ordonnée. On retrouve une évolution identique en fonction de la profondeur: la longueur de recollement augmente à l'approche des parois latérales. De plus, la dissymétrie de l'écoulement

est vérifiée dans cette zone.

On remarque une légère surestimation de la longueur de recollement par la Vélocimétrie Laser à franges, de l'ordre de  $0,2H$ . La précision sur la position verticale du plan Laser en PIV peut expliquer cet écart. En effet, la ligne de vitesse longitudinale nulle a une pente très faible par rapport à la paroi  $y/H=-1$ , ce qui peut entraîner une forte dispersion sur la mesure du point de recollement en fonction de la distance à la paroi. Il est également possible que la vitesse moyenne dans cette zone soit légèrement biaisée en raison de la distribution des valeurs instantanées en VLF. Ce problème a été évoqué par Adams et Eaton [2.1.16] lors de mesures en aval d'une marche descendante. Ils observent, en un point, une déficience du nombre de valeurs nulles dans l'histogramme des vitesses instantanées. L'histogramme n'étant plus Gaussien, ils obtiennent une distribution bimodale dont l'influence sur la vitesse moyenne et l'écart type est respectivement évaluée à  $0,5\%$  de  $U_0$  et  $1\%$  de  $U_0$ . Une raison invoquée est que les particules fixes ne traversent pas suffisamment de franges pour donner une mesure acceptable, néanmoins cette hypothèse n'a pas été validée par les auteurs. De plus, ce phénomène n'est pas reproductible, il apparaît environ  $40\%$  du temps.

La carte de vitesses obtenue par moyennage des clichés de PIV montre la structure complexe de la zone de recollement. On remarque un point selle proche de l'axe médian de la veine pour  $x/H=7$ . On note également la présence de trois points nodaux pour  $z/H<0$  dont les coordonnées  $(x/H, z/H)$  respectives sont  $(7,6, -0,9)$ ,  $(7,2, -0,8)$ ,  $(6,9, -0,5)$ , et d'un unique point nodal pour  $z/H>0$  en  $(7,4, 0,8)$  qui mettent en évidence la dissymétrie de l'écoulement. Plus en amont, la zone de recirculation est symétrique. L'écoulement de retour a tendance à converger vers l'axe médian de la veine. En aval, l'écoulement pariétal oscille, surtout à proximité de la paroi  $z/H=1$ .

Les fluctuations de vitesse présentées figure 6.22 sont à analyser avec précautions car le nombre d'échantillons est faible pour obtenir une estimation fiable de ces grandeurs. On peut néanmoins observer quelques tendances. Comme il était prévisible, les fluctuations de vitesse sont élevées dans cette zone particulièrement instationnaire. On confirme également la présence d'une dissymétrie. En effet, il existe une région proche de la paroi  $z/H=1$  ( $7<x/H<9$ ) pour

laquelle l'écoulement est moins turbulent. La fluctuation de vitesse  $\sqrt{w'^2}$  y est même quasiment nulle.

### 6.2.3.2. Ecoulement décollé

La figure 6.23 présente le champ de vitesse moyenne ainsi que les fluctuations de vitesse  $\sqrt{u'^2}$  et  $\sqrt{v'^2}$  dans la zone décollée. Ces grandeurs statistiques ont été calculées à partir des 200 clichés de PIV à cadrage large. On retrouve les caractéristiques générales de l'écoulement obtenu par VLF (figures 5.21 et 5.22), notamment la zone de recirculation ainsi que le tourbillon contra-rotatif au pied de la marche. On note cependant une légère inflexion vers la marche de l'écoulement principal. De plus, le coeur du tourbillon principal dans la zone de recirculation est situé plus en aval. Les contraintes normales issues de la PIV corroborent les résultats de la VLF

à l'exception de la contrainte  $\sqrt{v'^2}$  dont la valeur maximale est légèrement inférieure en PIV.

Une comparaison directe des résultats pour les composantes de vitesse ainsi que pour les fluctuations est représentée respectivement figure 6.24 et figure 6.25. Pour des raisons de clarté, on a supprimé quelques abscisses. La composante moyenne de vitesse longitudinale (figure 6.24.a) est identique pour les deux méthodes de mesure. Les fluctuations de vitesse longitudinale

(figure 6.25.a) sont également en accord avec les résultats de la VLF. On remarque pourtant un écart non négligeable au niveau de l'émission tourbillonnaire. Ce dernier point peut être expliqué par la variation spatiale du nombre d'échantillons utilisé pour déterminer les grandeurs statistiques (figure 6.28). La zone d'émission tourbillonnaire est caractérisée par de forts gradients de vitesse susceptibles d'engendrer des vecteurs faux. Ces vecteurs sont supprimés par le post-traitement et ne sont pas pris en considération par le calcul. Il semble donc que 170 échantillons soient insuffisants pour estimer de manière précise le taux de turbulence. On tentera d'éclaircir ce point dans la chapitre suivant. La composante moyenne de vitesse verticale issue de la PIV diffère notablement de celle obtenue par VLF. Outre les petits accidents de forme du profil qui semble indiquer un problème de convergence, on note une vitesse négative plus marquée dans l'écoulement principal. Cette observation confirme la tendance à l'inflexion des lignes de courant dans l'écoulement principal figure 6.23.a. On constate figures 6.26 et 6.27 un comportement tout à fait semblable avec un cadrage restreint. Etant donné que les moyennes sont déterminées sur la base de 100 cartes instantanées, le manque de convergence est plus prononcé mais l'estimation des grandeurs statistiques reste correcte.

Il est difficile d'interpréter l'inflexion de l'écoulement principal qui est inexistante dans les mesures de VLF. Même si elle est physiquement acceptable, il est surprenant qu'elle apparaisse dès l'écoulement amont.

En VLF, l'acquisition des grandeurs statistiques pour  $u$  et  $v$  est réalisée en deux temps car le vélocimètre est monocomposante. On ne peut donc pas calculer la contrainte de Reynolds  $\overline{u'v'}$ . Ce n'est pas le cas en PIV car, à un instant donné, on connaît en chaque point de l'écoulement à la fois la vitesse longitudinale et la vitesse verticale. La contrainte  $\overline{u'v'}$  est représentée figure 6.29, moyennée sur 200 cartes instantanées réalisées à cadrage large. Elle est bien évidemment maximale dans la zone de cisaillement.

### 6.2.3.3. Influence du nombre d'échantillons pour le calcul des grandeurs statistiques

Les grandeurs statistiques moyennes obtenues à partir de 200 échantillons font office de référence. Les figures 6.30 et 6.31 présentent l'évolution de l'écart par rapport à la référence en fonction du nombre d'échantillons, respectivement pour la vitesse longitudinale et la fluctuation de vitesse longitudinale. 200 cartes instantanées suffisent pour obtenir une moyenne convergée de la vitesse longitudinale. On remarque que pour 100 cartes instantanées, la vitesse moyenne est déterminée à  $0,05U_0$  près, c'est la précision obtenue dans la zone de recollement. Par contre, le nombre d'échantillons est à peine suffisant pour que l'écart type soit convergé. La figure 6.32 montre que la fluctuation de vitesse longitudinale, en un point où elle est élevée, augmente lentement avec le nombre de cartes instantanées sans se stabiliser. Si on prend l'hypothèse d'une évolution parabolique (voir figure 6.32), l'extrapolation de la courbe de tendance donne un

extremum à  $\sqrt{\overline{u'^2}} = 0,213U_0$  pour 230 échantillons. Cette valeur, bien qu'approximative et locale, donne un ordre de grandeur du nombre d'échantillons nécessaire pour que la prédiction de la fluctuation de vitesse soit fiable. Pour 100 cartes instantanées, la fluctuation de vitesse longitudinale est quantifiée avec une précision de  $0,02U_0$  soit environ 10% du taux de turbulence maximum.

#### 6.2.3.4. Temps d'acquisition et de traitement

En PIV, le système de prise de vues utilisé permet d'enregistrer une image toutes les 15 secondes. Les disques PCMCIA ont une capacité de 360 Mo, il est donc nécessaire de permuter le disque après le stockage de 56 clichés. Le temps de transfert d'une image de 6,32 Mo depuis le disque PCMCIA vers un disque dur n'est pas à prendre en compte car cette opération peut être effectuée parallèlement à l'enregistrement. L'analyse et le post-traitement sont réalisés depuis une station Sun Ultra-Sparc 2200. Un cliché est analysé en 3 mn et traité en quelques secondes. On obtient donc une carte instantanée de 5500 vecteurs en approximativement 4 mn. L'obtention de 200 cartes de vitesses instantanées nécessite environ 14 heures et monopolise l'installation une cinquantaine de minutes.

Les données statistiques calculées à partir de 200 cartes instantanées montrent un assez bon accord entre résultats de PIV et VLF. Le champ de PIV correspond à la section 1 de sondage en VLF. Le sondage par cette méthode a duré entre 8 et 9 heures pour une composante de vitesse et environ 350 points. La quantité de données est telle que le traitement est effectué juste après l'acquisition en chaque point: on ne stocke que les grandeurs statistiques. Néanmoins, le temps de calcul ne représente que quelques pour cents de la durée d'acquisition.

Toutes réserves mises à part concernant les avantages de la VLF (décrits en introduction de ce chapitre), on constate une mobilisation de l'installation nettement moins importante en PIV qu'en VLF. Le coût de fonctionnement de certaines souffleries est tel que la PIV devient un moyen peu onéreux de mesure des grandeurs statistiques moyennes d'un écoulement.

#### 6.2.4. Champs de vitesses instantanées

##### 6.2.4.1. Zone de recollement

Les figures 6.33 a, b, c, d présentent quelques cartes instantanées au niveau de la zone de recollement moyenne pour  $6 < x/H < 9,4$ . On remarque sur les figures 6.33.a et 6.33.b que la vitesse longitudinale garde le même signe sur la presque totalité du champ. Elle est négative figure 6.33.a, la carte représente la zone de recirculation en amont de la zone de recollement. Elle est au contraire positive figure 6.33.b, la carte représente l'écoulement redéveloppé après le recollement. Cet exemple est caractéristique de la très forte instationnarité de la zone de recollement. On observe également de forts mouvements transversaux de fluide figure 6.33.c. A l'opposé, la figure 6.33.d montre une relative symétrie de l'écoulement: la zone de recirculation apparaît sur toute la largeur de la veine en  $x/H=6$ , l'écoulement vers l'aval est concentré dans le plan médian. A proximité des parois latérales, il règne une activité très faible. En fait, il est pratiquement impossible de définir une véritable zone de recollement à partir des cartes instantanées. On note également l'existence de régions où la vitesse augmente brutalement, signe de l'importance de la composante normale au plan.

##### 6.2.4.2. Ecoulement décollé

Les figures 6.34 a à h présentent quelques cartes instantanées dans le plan médian de l'écoulement. Le cadrage est large. La ligne continue rouge représente la ligne de courant séparant l'écoulement principal de la zone de recirculation pour l'écoulement moyen. On retrouve les différentes zones décrites au chapitre 2, à savoir l'écoulement principal non

perturbé, la zone de recirculation avec une vitesse de retour non négligeable, et la zone de cisaillement où se développent les structures cohérentes transversales de grande échelle. On ne s'intéresse pas dans un premier temps à la formation de l'émission tourbillonnaire dans la zone de cisaillement car la résolution spatiale est insuffisante. La taille des fenêtres d'analyse ( $4 \times 4 \text{ mm}^2$  dans cette configuration) est trop importante par rapport aux échelles du phénomène. C'est d'ailleurs essentiellement pour cette raison que cette région comporte un grand nombre de vecteurs faux. Plus en aval, on observe des structures de plus grande taille (figure 6.34.a) qui peuvent localement perturber l'écoulement principal jusque la mi-hauteur de canal (figure 6.34.b) ou au contraire la zone de recirculation (figure 6.34.c). Il arrive également que la couche de cisaillement soit défléchie vers la paroi inférieure de l'installation (figures 6.34.d et e), engendrant probablement une longueur de recollement plus courte. Ce phénomène pourrait être le résultat du battement basse fréquence de la couche de cisaillement observé par de nombreux auteurs. Cependant la fréquence d'acquisition est ici trop lente et empêche de tirer des conclusions à ce sujet. La zone de recirculation est marquée par un écoulement de retour qui peut persister jusqu'à la marche (figures 6.34.b et c), ou rencontrer une zone d'eau morte ( $x/H < 2$ ) et former de grosses structures cohérentes transverses (figure 6.34.f et g). L'intensité et la position du tourbillon contra-rotatif au pied de la marche est très variable. La figure 6.34.h est à l'image de l'écoulement moyen de ce point de vue. On observe également un petit tourbillon juste sous la zone décollée à proximité de la marche. Le tourbillon de pied de marche est parfois inexistant (figure 6.34.f), de diamètre plus important (figure 6.34.c). Il est parfois présent à mi-marche (figure 6.34.b). Ces caractéristiques générales montrent une nouvelle fois combien l'écoulement est instationnaire et de structure complexe.

Dans le cas des clichés à cadrage restreint, on s'intéresse beaucoup plus à l'émission tourbillonnaire et à la dynamique des structures cohérentes dans la zone de cisaillement. Cela est rendu possible par une résolution spatiale plus importante. Pour ces cartes de vitesse, on soustrait la vitesse de convection des structures sur lesquelles on désire porter l'attention. Elle est sensiblement égale à la moitié de la vitesse amont.

Une grandeur caractéristique importante des structures cohérentes est la vorticité. Quelle que soit la méthode de mesure utilisée, son estimation est difficile car elle est définie par des gradients de vitesse. Elle consiste donc à mesurer simultanément les vitesses en plusieurs points très rapprochés, desquels on extrait les dérivés spatiales à l'aide d'un schéma aux différences finies. En PIV, on ne peut déterminer que la composante  $\omega_z$  de la vorticité normale au plan. Elle est définie par la relation suivante:

$$\omega_z = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

Néanmoins, la PIV est à ce jour la méthode la plus adaptée à la détermination de cette grandeur, car elle est capable de donner la vitesse dans un plan de l'écoulement avec une haute résolution spatiale et une grande précision. Dans la présente étude, elle est calculée par un schéma aux différences centrées. Elle est rendue sans dimensions par la hauteur de la marche  $H$  et la vitesse amont  $U_0$ . Précisons qu'aux points où le vecteur vitesse n'a pas été déterminé, on réalise au préalable une interpolation bilinéaire de la vitesse avec les points alentours, si bien sûr elle est possible. Dans le cas contraire, la vorticité n'est pas calculée: elle est fixée à une valeur nulle, ce qui peut parfois expliquer l'absence soudaine de vorticité en quelques points épars.

Les figures 6.35 à 6.42 présentent quelques exemples de cartes instantanées ainsi que du champ de vorticité associé. La vorticité instantanée est à comparer à la vorticité moyenne figure



6.43.a. On observe une région où la vorticité est élevée de manière permanente (donc également en moyenne):  $|(\omega H)/U_0| \approx 20$ . Elle correspond au tout début de la zone de cisaillement, dans le domaine  $0 \leq x/H \leq 0,5$ . Elle est principalement due au fort gradient de vitesse longitudinale juste en aval de la marche, qui a tendance à provoquer naturellement une déflexion du fluide vers les vitesses les plus faibles. Cela explique le signe négatif de la vorticité. Dans la région de la couche cisailée  $0,5 \leq x/H \leq 1$ , la vorticité moyenne décroît tout en gardant une valeur  $|(\omega H)/U_0|$  supérieure à 2. On remarque en effet dans cette zone, sur les cartes instantanées, la quasi omniprésence de structures cohérentes à forte vorticité dont la position varie. Ces structures peuvent rester stables jusqu'en  $x/H=1,5$ . On remarque cependant que leur taille est très aléatoire (figures 6.35 et 6.36): la grosse structure transverse visible à cette abscisse figure 6.35 résulte probablement d'un appariement alors que la zone cisailée figure 6.36 n'a pas été perturbée par l'écoulement de retour. Conformément aux visualisations, l'appariement de structures, lorsqu'il a lieu, se produit approximativement à l'abscisse  $x/H=1$  (figures 6.37 et 6.38). Les cartes de vorticité montrent très nettement le rapprochement des deux coeurs des tourbillons coalesçant. Les cartes de vitesses instantanées illustrent également la désorganisation prématurée des structures cohérentes de la zone de cisaillement (figure 6.39). Figure 6.40, la désorganisation chaotique se produit en  $x/H=1,5$ . En fait de désorganisation, on observe aussi des "irrégularités" dans le processus d'émission tourbillonnaire et d'appariement. En effet, il arrive que les émissions soient très rapprochées (figure 6.41) et par voie de fait que les structures croissent très rapidement: on remarque figure 6.42 l'existence d'un tourbillon de taille importante en  $x/H=1$  dont les dimensions caractéristiques sont comparables à des structures plus éloignées de la marche (figure 6.35).

On ne s'intéresse pas à la vorticité pour les cadrages larges et ce pour deux raisons: la première est le manque de résolution spatiale qui engendre des vecteurs faux dans les zones où la vorticité est la plus élevée. La seconde est liée à la précision des mesures et à l'information qu'on peut extraire: on remarque en effet que les cartes de vorticité sont bruitées et que les structures cohérentes, bien que visibles sur les cartes instantanées de vitesse, perdent très vite de leur intensité. Par conséquent, au fur et à mesure de l'augmentation de l'abscisse  $x$ , l'information est "noyée" dans le bruit de fond. On a cependant tracé, figure 6.43.b, la vorticité moyenne pour le cadrage large afin de montrer les précautions à prendre avec l'intensité de la vorticité. On retrouve sur cette carte les différentes régions susceptibles d'induire une vorticité moyenne non négligeable, à savoir: - la zone de cisaillement pour laquelle la vorticité moyenne, négative, s'atténue très rapidement (pour  $x/H > 1$ ) - les zones pariétales qui engendrent une vorticité moyenne positive en raison d'une vitesse nulle à la paroi - le tourbillon contra-rotatif en pied de marche dont la vorticité est positive ( $(\omega H)/U_0 = 0,6$ ). On peut néanmoins faire deux remarques: - la première concerne le tourbillon principal de la zone de recirculation dont l'existence n'est pas confirmée à partir des cartes de vorticité moyenne.

- la seconde concerne la précision des mesures: la vorticité moyenne maximale dans la couche de cisaillement initiale est inférieure en valeur absolue pour le cadrage large ( $(\omega H)/U_0$  vaut -20 en cadrage restreint contre -15 en cadrage large). Cet écart met l'accent sur la difficulté de mesure de la vorticité décrite dans [6.8].

## 6.2.5. Corrélations spatiales

### 6.2.5.1. Définition générale: la covariance

La covariance entre deux variables aléatoires  $A_1$  et  $A_2$  est définie par la relation suivante:

$$\overline{A_1 A_2} = \int \int_{-\infty}^{+\infty} a_1 a_2 P(a_1, a_2) da_1 da_2 \text{ où } P(a_1, a_2) \text{ est la densité de probabilité}$$

On peut lui appliquer l'inégalité de Schwarz qui s'écrit:  $\overline{A_1 A_2} \leq \sqrt{\overline{A_1^2}} \sqrt{\overline{A_2^2}}$  et donc définir le coefficient de corrélation R vérifiant:

$$R = \frac{\overline{A_1 A_2}}{\sqrt{\overline{A_1^2}} \sqrt{\overline{A_2^2}}} \text{ avec } -1 \leq R \leq 1$$

### 6.2.5.2. Signification physique de la covariance

Il est avant tout nécessaire de revenir à des considérations statistiques élémentaires. Dans le cas de deux variables aléatoires  $A_1$  et  $A_2$ , la densité de probabilité  $P(a_1, a_2)$  représente la probabilité pour que  $a_1 \leq A_1 < a_1 + da_1$  et  $a_2 \leq A_2 < a_2 + da_2$  lorsque  $da_1$  et  $da_2$  tendent vers 0. L'expression de la covariance est analogue, en mécanique du solide, au produit d'inertie d'une distribution de masses. Elle donne donc une mesure de l'asymétrie de la densité de probabilité. On introduit le coefficient de corrélation R pour que, quelle que soit l'amplitude des variables aléatoires, une valeur donnée de R soit représentative d'un même niveau de corrélation.

Si  $R = \pm 1$ , il existe une relation linéaire entre les variables  $A_1$  et  $A_2$ .

Si  $R = 0$ , on peut conclure à l'indépendance de  $A_1$  et  $A_2$  lorsque la densité de probabilité est Gaussienne. Sinon, seule l'implication  $\{A_1 \text{ et } A_2 \text{ indépendants} \Rightarrow R = 0\}$  est valide.

En turbulence, on applique abusivement la réciproque  $\{R = 0 \Rightarrow A_1 \text{ et } A_2 \text{ indépendants}\}$ . De plus, si  $0 < |R| < 1$ , le coefficient de corrélation est d'autant plus important que le degré de corrélation entre  $A_1$  et  $A_2$  est élevé.

### 6.2.5.3. Les corrélations spatiales: définition

La corrélation spatiale entre deux points  $M_1(\vec{x}_1)$  et  $M_2(\vec{x}_2)$  est la covariance entre les fluctuations de vitesse en  $M_1$  et  $M_2$ . On préfère utiliser le coefficient de corrélation spatiale qui s'écrit :

$$R_{ij} = \frac{\overline{u_i'(\vec{x}_1, t_0) u_j'(\vec{x}_2, t_0)}}{\sqrt{\overline{u_i'^2(\vec{x}_1, t_0)}} \sqrt{\overline{u_j'^2(\vec{x}_2, t_0)}}} \text{ avec } -1 \leq R_{ij} \leq 1$$

les indices (i, j) 1, 2 et 3 correspondent respectivement aux axes x, y et z  
 $u'_k$  ( $k \in [1, 3]$ ) représente la fluctuation de la  $k^{\text{ième}}$  composante de vitesse dans la décomposition de Reynolds

$R_{ij}$  est un tenseur du deuxième ordre.

En PIV, on mesure les composantes de vitesse  $u_i$  ( $i \in [1, 2]$ ) suivant x et y dans un plan

$z$ =constante à un instant donné. De plus, à partir d'un grand nombre d'échantillons, on détermine

la vitesse moyenne  $\bar{u}_i$  et le taux de turbulence  $\sqrt{u_i'^2}$  en tout point M du plan (chapitre 6.2.3). On connaît donc, à un instant donné, la fluctuation  $u_i' = u_i - \bar{u}_i$  issue de la décomposition de Reynolds en tout point M du plan pour  $i \in [1,2]$ . Par conséquent, en moyennant sur l'ensemble des cartes instantanées, on peut calculer les coefficients de corrélation  $R_{11}$ ,  $R_{22}$ ,  $R_{12}$  et  $R_{21}$  entre deux points du plan.

Dans le cas présent, les coefficients de corrélation sont déterminés à partir des 100 cartes instantanées à cadrage restreint obtenues par PIV ( $Re_H = 22230$  sans excitation). En effet, on a vu que la résolution spatiale pour le cadrage large est nettement inférieure. De plus, l'information apportée par les corrélations spatiales au delà de  $x/H = 1,5$  est très certainement inexploitable en raison de la désorganisation chaotique des structures initialement cohérentes. Ce point sera vérifié par la suite. On réalise, pour quelques points caractéristiques de la zone de cisaillement, la corrélation entre un point de référence et l'ensemble des points de l'écoulement.

#### 6.2.5.4. Interprétation des résultats

On adopte les notations suivantes: l'indice  $i$  ( $i \in [1,2]$ ) du coefficient de corrélation  $R_{ij}$  correspond à la fluctuation de la  $i^{\text{ème}}$  composante de vitesse pour un point de référence  $M_1$  fixé. L'indice  $j$  ( $j \in [1,2]$ ) correspond à la fluctuation de la  $j^{\text{ème}}$  composante de vitesse en un point  $M_2$  balayant le plan d'analyse.

##### • Quelques observations préliminaires

Dans l'étude des structures cohérentes des écoulements cisailés, on utilise une décomposition, qui peut être double ou triple, d'une grandeur instantanée  $f$  de l'écoulement (Hussain [6.14]). Dans le cas de la décomposition double, un écoulement cisailé est vu comme la superposition de structures cohérentes et d'une turbulence incohérente:

$f(\vec{x},t) = f_c(\vec{x},t) + f_r(\vec{x},t)$  où  $f_c$  et  $f_r$  sont respectivement les composantes cohérentes et incohérentes.

Dans le cas de la décomposition triple, l'écoulement est la somme d'un écoulement moyen permanent et d'un écoulement instationnaire, ce dernier étant décomposé en une perturbation cohérente et une turbulence incohérente:

$f(\vec{x},t) = \bar{f}(\vec{x}) + f_c(\vec{x},t) + f_r(\vec{x},t)$  où  $\bar{f}$ ,  $f_c$  et  $f_r$  sont respectivement les composantes moyennes, cohérentes et incohérentes.

Ainsi  $\langle f \rangle = \bar{f} + f_c$ ,  $f_r = f - \langle f \rangle$  avec  $\langle \rangle$  moyenne de phase, c'est à dire moyenne d'ensemble de toutes les structures à la même phase de leur évolution.

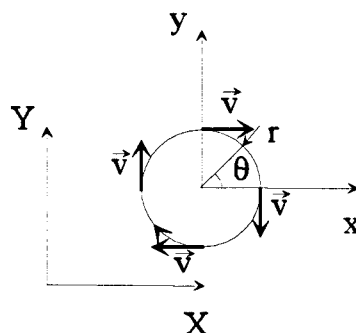
La décomposition double, même si elle ne met pas en évidence la croissance des mouvements turbulents, est plus réaliste car elle ne présuppose pas l'existence d'un écoulement moyen [6.14]. En effet, dans de nombreux cas, les structures cohérentes sont prépondérantes, c'est pourquoi elles ne représentent pas une perturbation de l'écoulement moyen, elles sont l'écoulement.

On préfère néanmoins travailler ici avec la décomposition triple car la fluctuation instantanée de vitesse intervenant dans le calcul des coefficients de corrélation résulte de la différence entre la vitesse instantanée et la vitesse moyenne au même point. Par décomposition triple de la vitesse instantanée, on obtient  $u_i(\vec{x},t) = u_i(\vec{x}) + u_{ci}'(\vec{x},t) + u_{ri}'(\vec{x},t)$ . Dans la zone de cisaillement, on peut considérer en première approximation que  $u_i(\vec{x})$  est la vitesse de convection des structures cohérentes.  $u_{ci}'(\vec{x},t)$  est, dans un tourbillon, la vitesse de rotation du fluide autour



de son axe et  $u_{ri}'(\vec{x}, t)$  est la fluctuation incohérente de vitesse.

Fort de cette représentation, on peut s'intéresser aux divers coefficients de corrélation spatiale dans la zone décollée en aval de la marche. L'interprétation qui va suivre repose sur les schémas de la figure 6.44. Ils présentent, à deux instants donnés  $t_1$  et  $t_1 + dt$ , trois tourbillons émis successivement et dont la taille croît avec la distance à la marche. Ils sont convectés par l'écoulement depuis la gauche vers la droite de la figure, suivant l'axe  $OO'$ . La croix noire représente le point fixe que l'on tente de corrélater avec l'ensemble des points de l'écoulement, on le nomme point de référence. Les points de couleur rouge et noire sont les pics de corrélation respectivement positifs et négatifs que l'on peut s'attendre à trouver en théorie. On s'intéresse essentiellement à deux points de référence: le premier,  $M_a$ , se trouve sur l'axe  $OO'$ , le second,  $M_{ah}$  se trouve à une distance  $R$  de l'axe  $OO'$  correspondant au rayon moyen des structures en ce point. L'analyse suppose que dans le repère lié à un tourbillon convecté (en coordonnées polaires  $(r, \theta)$ ), pour une distance  $r$  à l'origine donnée, la vitesse est identique en norme et qu'elle est tangente au cercle de rayon  $r$  quel que soit l'angle  $\theta$ : c'est l'hypothèse 0 (voir figure ci jointe).



- Coefficient de corrélation  $R_{11}$ : pour un point  $M_a$  de l'axe  $OO'$ , la fluctuation cohérente  $u_{c1}'(\vec{x}, t)$  est nulle car la vitesse dans le repère  $(x, y)$  associé à un tourbillon est normale aux axes. Par contre, les cartes de PIV montrent que la fluctuation totale de vitesse longitudinale est loin d'être nulle. Il règne donc en un point de l'axe  $OO'$  une fluctuation incohérente qui ne peut engendrer un quelconque degré de liaison avec un autre point de l'écoulement. Si au contraire, on se place en  $M_{ah}$ , ce point est soumis à une fluctuation cohérente  $u_{c1}'(\vec{x}, t)$  non nulle que l'on suppose nettement supérieure à la fluctuation incohérente. D'après l'hypothèse 0, il règne au point symétrique de  $M_{ah}$  par rapport à l'axe  $OO'$  une fluctuation cohérente  $u_{c1}'(\vec{x}', t)$  opposée. Dans ce cas, on s'attend à la présence de deux pics de corrélations (figure 6.44): le premier se trouve au point de référence  $M_{ah}$ . Il est positif et vaut 1 par définition. Le second est situé au point symétrique de  $M_{ah}$  par rapport à l'axe  $OO'$ . Il est négatif.

- Coefficient de corrélation  $R_{22}$ : si on se place en  $M_{ah}$ , on peut tenir le même raisonnement pour la fluctuation cohérente  $u_{c2}'(\vec{x}, t)$  que pour  $u_{c1}'(\vec{x}, t)$  en  $M_a$ . Par contre, si on se place en  $M_a$ , ce point est soumis à une fluctuation cohérente  $u_{c2}'(\vec{x}, t)$  non nulle que l'on suppose nettement supérieure à la fluctuation incohérente. D'après l'hypothèse 0, il règne aux points de l'axe  $OO'$  dont la distance au point de référence vaut  $2R$  (diamètre des structures cohérentes en ce point) une fluctuation cohérente  $u_{c2}'(\vec{x}', t)$  opposée. Dans ce cas, on s'attend à la présence de trois pics de corrélations (figure 6.44): le premier, positif, se trouve au point de référence  $M_a$  (il vaut 1 par définition), le second et le troisième sont négatifs et sont situés aux points de l'axe  $OO'$  dont la distance au point de référence vaut  $2R$ .

- Coefficient de corrélation  $R_{12}$ : pour un point  $M_a$  de l'axe  $OO'$ , la fluctuation cohérente  $u_{c1}'(\vec{x}, t)$  est nulle car la vitesse dans le repère  $(x, y)$  associé à un tourbillon est normale aux axes. La fluctuation incohérente dont l'existence a déjà été démontrée ne peut engendrer un quelconque degré de liaison avec un point de l'écoulement. Si, au contraire, on se place en  $M_{ah}$  ce point est soumis à une fluctuation cohérente  $u_{c1}'(\vec{x}, t)$  non nulle que l'on suppose nettement supérieure à la fluctuation incohérente. D'après l'hypothèse 0, il règne aux points de l'axe  $OO'$

distants de  $2R$  répartis symétriquement de part et d'autre du point de référence une fluctuation cohérente  $u_{c2}'(\vec{x}, t)$  de même signe pour le point le plus en amont, et opposée pour le point le plus en aval. Dans ce cas, on s'attend à la présence de deux pics de corrélations (figure 6.44) sur l'axe  $OO'$ : le premier, positif, se trouve à l'abscisse  $x(M_{ah})-R$ , le second, négatif, est situé à l'abscisse  $x(M_{ah})+R$ .

- Coefficient de corrélation  $R_{21}$ : si on se place en  $M_{ah}$ , on peut tenir le même raisonnement pour la fluctuation cohérente  $u_{c2}'(\vec{x}, t)$  que pour  $u_{c1}'(\vec{x}, t)$  en  $M_a$ . Par contre, si on se place en  $M_a$ , ce point est soumis à une fluctuation cohérente  $u_{c2}'(\vec{x}, t)$  non nulle que l'on suppose nettement supérieure à la fluctuation incohérente. D'après l'hypothèse 0, il règne aux points d'abscisses  $x(M_a)-R$  et  $x(M_a)+R$ , et d'ordonnées  $\pm R$  une fluctuation cohérente  $u_{c1}'(\vec{x}, t)$  de même norme que  $u_{c2}'(\vec{x}, t)$ . Dans ce cas, on s'attend à la présence de quatre pics de corrélations (figure 6.44).

- Vérification expérimentale

Les figures 6.45 a et b présentent, pour les quatre coefficients que l'on peut déterminer en PIV en l'occurrence  $R_{11}$ ,  $R_{22}$ ,  $R_{12}$  et  $R_{21}$ , les cartes de corrélation aux points de référence respectifs ( $x/H=0,4$ ;  $y/H=-0,02$ ) correspondant à  $M_a$  et ( $x/H=0,4$ ;  $y/H=0,06$ ) correspondant à  $M_{ah}$ .

En  $M_a$  (figure 6.45.a), les coefficients de corrélation  $R_{11}$  et  $R_{12}$  ne présentent aucune particularité sinon que le pic de corrélation au point de référence pour  $R_{11}$  est très étroit. Ce pic n'apporte aucune information car, par définition, si la fluctuation de vitesse longitudinale est non nulle en ce point, le coefficient de corrélation vaut 1. L'ensemble de ces observations sont conformes aux prévisions. En ce qui concerne les cartes de corrélation associées à  $R_{22}$  et  $R_{21}$ , elles possèdent un certain nombre de pics représentatifs d'une forte corrélation entre le point de référence  $M_a$  et différents points de l'écoulement. La position relative des pics observés corrobore les résultats de la figure 6.44, à l'exception du pic indiqué par une flèche figure 6.45.a dont l'existence n'est pas justifiée (concernant  $R_{21}$ ). On peut émettre l'hypothèse (hypothèse 1) d'une corrélation spatiale entre deux structures successives, selon la figure 6.46. Néanmoins, la distance  $D$  mesurée entre les deux pics d'intensité minimale pour  $y/H>0$  vaut  $0,23H$ . Si on considère une émission tourbillonnaire à une fréquence  $ft$  ( $ft=12,5\text{Hz}$ ) et une vitesse de convection des structures de  $u_0/2$ , cette distance devrait être égale au produit  $(u_0 \cdot ft)/2$  soit  $0,36H$ . L'hypothèse émise est donc discutable ce qui sera confirmé un peu plus loin.

Afin de valider les hypothèses de la figure 6.44 pour les pics de corrélation associés au point  $M_{ah}$ , on présente, figure 6.45.b, les cartes de corrélation au point de référence ( $x/H=0,4$ ;  $y/H=0,06$ ). L'abscisse de ce point est la même que pour la figure 6.45.a, l'ordonnée correspond au pic le plus intense du coefficient de corrélation  $R_{21}$  (figure 6.45.a). Ainsi, les cartes des figures 6.45 a et b sont directement comparables. On constate, conformément aux prévisions, que les cartes de corrélation  $R_{11}$  et  $R_{12}$  présentent des pics. On peut néanmoins remarquer, comme dans le cas précédent, la présence de pics supplémentaires dont l'existence n'est pas justifiée comparativement à la figure 6.44. De plus, les cartes de corrélation  $R_{22}$  et  $R_{21}$  sont sensiblement identiques à celles de la figure 6.45. L'hypothèse 1 déjà discutée ne peut toujours pas s'appliquer. Cependant, on note un fait pour le moins surprenant pour  $R_{11}$  (figure 6.45.b): le signe des pics de corrélation alterne dans les demi-plans  $y/H>0$  et  $y/H<0$ . Cela signifie la présence de tourbillons contra-rotatifs dans la zone de cisaillement, en supposant toujours que

la fluctuation cohérente représente la vitesse de rotation du fluide dans les tourbillons. En réalité, la fluctuation instantanée de vitesse intervenant dans le calcul des coefficients de corrélation est la différence entre la vitesse instantanée et la moyenne locale. Par conséquent, la vitesse moyenne dans la zone de cisaillement ne correspond pas à la vitesse de convection des tourbillons, elle varie d'un point à l'autre dans un même tourbillon. La figure 6.47 illustre les différentes interprétations possibles de la dynamique des structures cohérentes dans la zone de cisaillement. La figure 6.47.a est une carte instantanée obtenue par PIV. On a soustrait figure 6.47.b la vitesse de convection des structures, approximativement égale à  $u_0/2$ . Cette carte peut être directement comparée aux visualisations puisqu'on se place dans un repère lié aux structures. La figure 6.47.c résulte de la différence entre la carte instantanée de vitesses et la carte de vitesse moyenne. Elle représente, à un instant donné, la fluctuation de vitesse dans la décomposition de Reynolds, terme participant au calcul des divers coefficients de corrélation. On observe effectivement, en terme de fluctuation instantanée, une succession de "tourbillons" dont le sens de rotation est alternativement positif et négatif. On nommera ces "mouvements contra-rotatifs" pseudo-structures. L'un d'entre eux est mis en évidence par une flèche figure 6.47.c: la transformation induite par le retrait de la carte moyenne de vitesse influence notablement l'interprétation du point selle ( $x=1,1H$ ,  $y=-0,05H$  sur figure 6.47.b) présent entre deux structures cohérentes qui devient un point nodal. En tenant un raisonnement tout à fait identique au schémas de la figure 6.44, on obtient, figure 6.48, les pics supplémentaires dont l'existence n'était jusqu'alors pas justifiée (les cercles noirs en pointillés représentent des pseudo-structures situées entre les structures cohérentes réellement existantes). On remarquera qu'on obtient une information supplémentaire qui ne s'oppose pas à la première tentative d'interprétation. Ces schémas sont symboliques, le coeur des pseudo-structures (représentées en pointillés) n'appartient pas tout le temps à l'axe  $OO'$ , ce qui peut expliquer que les coefficients de corrélations  $R_{22}$  et  $R_{21}$  ne soient que peu modifiés en prenant comme point de référence  $M_{ah}$ .

- Evolution des corrélations spatiales avec la distance à la marche

La figure 6.49 présente la carte de corrélation au point de référence ( $x/H=0,2$ ;  $y/H=-0,02$ ) situé dans la zone de cisaillement (point  $M_a$ ) en amont de l'émission tourbillonnaire. En raison de l'absence de structures cohérentes (la naissance de l'émission tourbillonnaire a lieu  $0,4H$  en aval de la marche d'après les visualisations), on pourrait s'attendre à un coefficient de corrélation uniformément égal à zéro mis à part, pour  $R_{11}$  et  $R_{22}$ , au point de référence où, par définition, il est maximum et vaut 1. Même si les cartes sont bruitées, c'est ce qu'on observe pour  $R_{21}$  et  $R_{22}$ . Pour  $R_{11}$ , on remarque une zone étendue autour du point de référence pour laquelle le coefficient de corrélation est nettement positif. Pour  $R_{12}$ , on note deux pics opposés dans le demi plan  $y/H < 0$  ainsi qu'une zone près de la marche où globalement le coefficient de corrélation est positif. Par conséquent, la fluctuation de vitesse verticale dans cette région est liée à la fluctuation de vitesse longitudinale dans la zone de cisaillement, la limite étant fixée par l'écoulement de retour. Cela montre l'étendue de l'influence de la couche de cisaillement. Les pics sont représentatifs du phénomène d'entraînement selon le schéma de la figure 6.49.

Les figures 6.50 a, b, c, d présentent les cartes de corrélation dont l'ordonnée du point de référence est fixée à  $y/H=-0,02$  et dont les abscisses respectives valent  $x/H=0,4$ ,  $x/H=0,6$ ,  $x/H=0,94$  et  $x/H=1,3$ . Le point de référence est proche de l'axe  $OO'$ , on considère pour des raisons de notation  $y/H=0$  dans cette configuration. Pour les figures 6.51 a, b, c, d, les abscisses

du point de référence sont identiques, les ordonnées respectives correspondent au maximum de la corrélation  $R_{21}$  de la figure 6.50 ( $y/H > 0$ ) soit  $y/H=0,06$ ,  $y/H=0,08$ ,  $y/H=0,14$ ,  $y/H=0,2$ . Pour les figures 6.52 a, b, c, d, les abscisses du point de référence sont également identiques, les ordonnées respectives correspondent au maximum de la corrélation  $R_{21}$  de la figure 6.50 ( $y/H < 0$ ) soit  $y/H=-0,04$ ,  $y/H=-0,08$ ,  $y/H=-0,14$ ,  $y/H=-0,2$ .

D'une manière générale, on remarque, en  $x/H=0,4$  et en  $x/H=0,6$  (figures 6.50 a et b, 6.51 a et b, 6.52 a et b), que les cartes de corrélation spatiale pour  $R_{22}$  sont pratiquement identiques, à abscisse fixée, quelle que soit l'ordonnée du point de référence. On peut formuler une remarque similaire pour  $R_{21}$ ,  $R_{11}$  et  $R_{12}$  (dans la mesure où l'ordonnée du point de référence n'est pas nulle pour  $R_{11}$  et  $R_{12}$ ). Au delà de  $x/H=0,6$ , soit  $x/H=0,94$  et  $x/H=1,3$  (figures 6.50 b et c, 6.51 b et c, 6.52 b et c), les pics de corrélation sont beaucoup plus intenses pour  $y/H > 0$ . Ce résultat concorde parfaitement avec les visualisations et les cartes instantanées de vitesse qui montrent que les structures cohérentes les plus intenses ont tendance à s'éloigner de la zone de recirculation avec l'appariement et l'influence de l'écoulement de retour.

Il est intéressant avant tout d'observer l'évolution des corrélations spatiales pour  $y/H=0$  au passage du point de référence  $x/H=0,4$ , abscisse marquée par l'enroulement des nappes tourbillonnaires. C'est la comparaison des figures 6.49 et 6.50.a. La petite instabilité linéaire s'est amplifiée pour donner naissance à des structures très cohérentes dont l'axe appartient désormais au plan de séparation. Ce point est crucial car il permet de justifier l'absence de tout pic de corrélation pour  $R_{12}$  et la présence d'un unique pic très étroit au point de référence pour  $R_{11}$  en  $x/H=0,4$ . Au contraire, les cartes de corrélation associées à  $R_{22}$  et  $R_{21}$  possèdent des pics en  $x/H=0,4$  qu'elles n'avaient pas en  $x/H=0,2$ . Les différences rencontrées sont tout à fait analogues à celles déjà discutées entre les figures 6.45.a et 6.45.b, selon que le point de référence se trouve sur l'axe  $OO'$  ou à la frontière des structures cohérentes.

Avec l'augmentation de la distance à la marche, on constate que les pics de corrélation s'étendent et s'éloignent les uns des autres. Cette évolution est particulièrement visible sur les cartes de corrélation de type  $R_{22}$  (figure 6.50). La croissance de la distance inter-pics peut se justifier par l'augmentation de la taille des structures. En effet, si on considère les coefficients de corrélation  $R_{22}$  et  $R_{21}$  au point de référence  $M_a$  (appartenant à l'axe  $OO'$ ), on remarque par définition (figure 6.44), que les pics de corrélations sont représentatifs de la taille des structures cohérentes. On a ainsi représenté, figure 6.53, la taille des structures cohérentes extraite des cartes de corrélation par mesure de la distance inter-pics. On note que les longueurs caractéristiques  $l_c$  des structures transversales (suivant  $x$  et  $y$ ) augmentent linéairement en fonction de la distance à la marche jusque  $x/H=1,2$ . Cette abscisse correspond à la désorganisation chaotique des tourbillons de la zone de cisaillement. On remarque également que le taux de croissance est plus grand dans la direction normale à l'écoulement principal.

### 6.3. Conclusions sur la méthode

On a montré que la détermination de grandeurs statistiques moyennes à partir des 200 cartes instantanées réalisées en cadrage large dans la zone décollée donne des résultats satisfaisants tant du point de vue des vitesses moyennes que des contraintes normales. Selon Grant et al. [6.15], le grand nombre d'échantillons nécessaire pour obtenir des grandeurs moyennes fiables peut rendre les mesures de PIV particulièrement coûteuses en temps. S'il est évident que le degré de confiance est d'autant plus élevé que le nombre d'échantillons est important, il faut préciser les conditions expérimentales de [6.15]: ils s'agit d'une étude

comparative PIV-VLF de l'écoulement hydrodynamique en aval d'une marche descendante ( $Re_H=45000$ ). L'enregistrement photographique et l'analyse par "tracking" font que les valeurs moyennes sont calculées à partir de 20 cartes instantanées. Les progrès réalisés dans le domaine de la PIV tant du point de vue des méthodes d'analyse, que des supports d'enregistrement et du matériel informatique utilisé font que de telles considérations sont de nos jours obsolètes. Certes, on remarque dans la présente étude un écart sur les mesures de vitesse verticale entre PIV et VLF, néanmoins, on peut trouver deux raisons à cet écart. Tout d'abord, les images de particules sont légèrement trop petites. Une défocalisation aurait été souhaitable à l'enregistrement, dans la mesure des possibilités du Laser puisque les images défocalisées sont moins lumineuses. Ensuite, le système de décalage d'image est utilisé à ses limites, de sorte que l'écart entre les vitesses de décalage au centre et sur les bords du cliché est du même ordre de grandeur que la vitesse maximale de l'écoulement. Une caméra d'intercorrélation aurait été plus adaptée aux mesures basse vitesse effectuées. Il faut néanmoins noter que ce type de matériel est équipé d'un capteur CCD  $1000*1000\text{pixels}^2$  obligeant à réduire le champ par rapport au capteur  $3072*2048\text{pixels}^2$  de l'appareil photographique numérique utilisé. L'ensemble de ces remarques permettent d'aborder le problème de la précision des mesures trop souvent éludé dans de nombreux articles. Elle dépend essentiellement de la précision de l'algorithme sub-pixel et de l'intervalle de temps entre les deux expositions qui fixe le déplacement des particules. On a montré dans le cas présent que la détermination de la position du pic à partir d'une interpolation par une courbe Gaussienne n'apporte pas nécessairement la meilleure précision. De plus, les conditions d'enregistrement, obligeant à utiliser une distance scène/système de prise de vues courte, entraînent un effet de perspective néfaste à la précision sur les composantes de vitesse dans le plan (si une composante de vitesse normale au plan de visualisation est présente). Une nouvelle fois, c'est le système de décalage qui est à mettre en cause car il n'est pas adapté aux mesures basse vitesse qui nécessitent une fréquence de rotation du miroir très réduite.

Dans la zone de recollement, où les sondages de vélocimétrie Laser à Franges présentent quelques difficultés en raison de la proximité de la paroi, le champ des vitesses moyennes obtenue à partir de 100 cartes instantanées de PIV montre l'existence d'une zone de recollement plutôt que d'une ligne de recollement. Dans cette région de l'écoulement, en dépit de la limitation imposée par la taille des fenêtres d'analyse, l'information obtenue par PIV est pertinente et nettement plus fiable que celle obtenue par VLF.

Même s'il est intéressant, dans un écoulement, d'extraire des grandeurs moyennes fiables très rapidement, l'objectif originel de la PIV est l'étude des instationarités. Des cartes de vitesses instantanées, on détermine dans le plan de visualisation la vorticité instantanée, grandeur importante en turbulence puisqu'elle permet de quantifier l'intensité des structures cohérentes.

Enfin, l'acquisition d'un grand nombre de cartes instantanées permet également de calculer les corrélations spatiales. La mesure de cette grandeur nécessite classiquement l'utilisation de deux appareils de mesure séparés d'une distance connue et dont on extrait simultanément le signal (par exemple deux sondes fil chaud). La PIV présente l'avantage de pouvoir calculer la corrélation spatiale entre deux points quelconques du plan de visualisation à partir des mêmes données.



## 7. DISCUSSION

On a caractérisé l'écoulement hydrodynamique en aval d'une marche descendante de hauteur  $H$  pour deux nombres de Reynolds (basés sur la hauteur de marche),  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . Les rapports d'aspect et d'expansion sont identiques et s'élèvent à 2.

Dans les deux cas, l'écoulement en amont de la marche est laminaire et uniforme. Au vu des profils de vitesse moyenne obtenus par VLF, la couche limite incidente aux parois s'apparente à une couche limite de Blasius.

Conformément à la bibliographie, on observe après le décollement de la couche cisailée des structures cohérentes transverses qui sont ensuite convectées vers l'aval. Les visualisations montrent qu'elles apparaissent aux abscisses  $x=1,2H$  et  $x=0,4H$  respectivement pour  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . La couche cisailée devient donc instable à une distance d'autant plus réduite de la marche que le nombre de Reynolds est élevé. Cela est vérifié notamment par Otugen et al. [2.1.14]. L'émission tourbillonnaire n'est pas parfaitement régulière, tout comme le phénomène d'appariement qui se produit plus en aval. Par contre, on remarque une désorganisation marquée des structures cohérentes à une abscisse fixe  $x=2H$  pour  $Re_H=5675$  et  $x=H$  pour  $Re_H=22230$ . On montre également par VLF (Vélocimétrie Laser à franges) que cette abscisse est caractérisée par une composante moyenne transversale de vitesse importante à proximité des parois latérales, indiquant qu'en moyenne le fluide a tendance à se diriger vers le plan médian de l'écoulement. On précisera plus loin la signification de ce point critique qui est caractéristique de la zone de recirculation. Au delà de cette distance, il est difficile d'interpréter les visualisations en raison de la diffusion du colorant. Néanmoins, les sondages de Vélocimétrie Laser à franges montrent que l'épaisseur de vortacité de la couche cisailée, qui augmentait notablement depuis la formation des grosses structures, se poursuit jusque  $x=3H$  dans les deux configurations. Par analogie avec la zone de mélange (Brown et Roshko [1.2]), de nombreux auteurs tels que Troutt [2.1.12] pensent que l'appariement des structures cohérentes est responsable de l'épaississement de la zone de cisaillement. En effet, l'analyse spectrale du signal de VLF à différentes abscisses met en évidence l'existence d'une fréquence harmonique d'ordre inférieure à la fréquence d'émission tourbillonnaire. Cela suggère la présence d'un appariement en amont de la désorganisation tridimensionnelle de la zone de cisaillement, confirmant ainsi les résultats des visualisations. Par contre, au delà de ce point critique, le spectre est bruité, on n'observe aucune fréquence dominante alors que la couche de cisaillement s'épaissit au même rythme. On est donc en droit de se demander si l'appariement est le seul responsable de l'épaississement de la couche de cisaillement. C'est également le point de vue de Chandrsuda [2.1.11] qui va jusqu'à douter de l'existence de telles structures en écoulement turbulent. Il pense que si elles existaient, elles seraient immédiatement détruites par les perturbations tridimensionnelles issues des fluctuations de la zone de cisaillement. Dans la présente étude, les clichés de PIV (Vélocimétrie par images de particules) dans le plan médian de l'écoulement pour  $Re_H=22230$  montrent qu'elles existent jusqu'à ce que l'écoulement devienne tridimensionnel. Leur vortacité est du même ordre de grandeur que la vortacité moyenne de la couche de cisaillement initiale, soit  $\omega H/U_0 \sim 20$ . La zone de cisaillement est remarquable en VLF car elle est soumise à des taux de turbulence élevés. Dans la bibliographie, des tentatives ont été menées afin de corrélérer les courbes donnant la fluctuation de vitesse longitudinale maximale en fonction des abscisses pour différentes expériences. Ces courbes possèdent un extremum situé à environ une longueur de marche en amont du point de recollement, et décroissent de part et d'autre [2.1.3]. Les résultats de la

bibliographie sont très dispersés et peu concluants. On remarque en effet dans le cas présent que la position de l'extremum n'est à priori pas corrélée avec l'abscisse du point de recollement. De plus, il existe un second maximum à proximité du point où les structures cohérentes se désorganisent.

Les cartes de vitesses moyennes montrent que la couche de cisaillement s'incurve à l'approche de la zone de recollement. La longueur de recollement  $x_R$  est un paramètre statistique essentiel de ce type d'écoulement. Dans le plan médian, elle s'élève à  $x_R=6,8H$  pour  $Re_H=5675$  et  $x_R=7,2H$  pour  $Re_H=22230$ . Conformément aux travaux de Eaton et Johnston [2.1.3] et de Sinha et al. [2.1.4] pour une couche limite incidente laminaire, la longueur de recollement augmente légèrement lorsque le nombre de Reynolds croît. De plus, bien que l'écoulement soit tridimensionnel, les valeurs mesurées dans la présente étude sont en accord avec les résultats de la bibliographie sur les marches 2D. En effet, la longueur de recollement varie entre  $4,9H$  et  $8H$  pour des rapports d'aspect importants [2.1.3]. Il se pose alors la question de l'influence du rapport d'aspect. Pour Berbee et Ellzey [2.1.9] qui étudient l'écoulement en aval d'une marche descendante pour deux rapports d'aspect (4 et 10) et deux nombres de Reynolds ( $Re_H=5000$  et  $Re_H=11000$ ), avec une couche limite incidente laminaire, le rapport d'aspect n'a que peu d'influence sur l'écoulement moyen. Par contre, Shih et Ho [2.2.3] obtiennent, pour un nombre de Reynolds de 2300 et un rapport d'aspect de 3, une longueur de recollement égale à  $4,3H$ , qui est particulièrement faible. Il est donc difficile de tirer des conclusions sur l'influence du rapport d'aspect.

Le champ des vitesses moyennes obtenu par PIV montre l'existence d'une zone de recollement plutôt que d'une ligne de recollement. Les cartes instantanées démontrent la très forte instationnarité de l'écoulement dans cette région. Les visualisations pariétales de Papadopoulos [2.2.2] vont en ce sens. Une autre caractéristique de cette zone est l'évolution de la longueur de recollement en fonction de la distance aux parois latérales. La longueur de recollement augmente à l'approche des parois latérales conformément aux mesure de Shih et Ho [2.2.3]. Ce phénomène est d'autant plus marqué que le nombre de Reynolds est faible. Papadopoulos et al. [2.2.2] et Otugen et al. [2.1.14] observent une tendance opposée pour une marche bidimensionnelle.

L'écoulement principal est très légèrement modifié par l'épaississement de la couche de cisaillement qui entraîne un gradient de pression favorable et par conséquent une sur-vitesse locale représentant 1,5% de la vitesse amont  $U_0$ . Il ne présente aucune autre particularité pour le nombre de Reynolds le plus élevé. Par contre, pour  $Re_H=5675$ , l'écoulement principal est très nettement influencé par le gradient de pression défavorable imposé par la marche descendante. Il en résulte une zone singulière proche de la paroi opposée à la marche à l'abscisse  $x=6H$  pour laquelle la vitesse longitudinale est nulle et la fluctuation de vitesse longitudinale est élevée. Cette zone décollée est en général inexistante dans la bibliographie mis à part dans l'article de Papadopoulos et al. [2.2.2], et celui d'Armaly et al. [2.2.4] qui sont caractérisés par un rapport d'expansion important, approximativement égal à 2. Pour Papadopoulos et al. [2.2.2], les visualisations pariétales pour différents rapports d'aspect montrent que ce décollement apparaît lorsque le rapport d'aspect est supérieur à 3,5, la couche limite incidente étant turbulente ( $Re_H=26200$ ). Pour Armaly et al. [2.2.4] qui étudient une marche bidimensionnelle ( $AR=18$ ), l'écoulement décolle sur la paroi opposée à la marche tant que la couche limite incidente est laminaire ou transitionnelle ( $Re_H < 6600$ ). On retrouve un certain nombre de points communs

avec la présente étude, qui sont le rapport d'aspect égal à 2 et la faible valeur du nombre de Reynolds. L'absence de cette zone dans l'article de Shih et al. [2.2.3] est probablement due à un rapport d'expansion trop faible: cela reste une hypothèse car il n'est pas spécifié.

La zone de recirculation est caractérisée par des vitesses moyennes de retour élevées qui atteignent dans le plan médian respectivement 15% et 27,7% de la vitesse amont pour  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . Ces valeurs sont conformes à la bibliographie [2.1.3]. La tridimensionnalité de la zone de recollement se retrouve dans la zone de recirculation car la vitesse de retour est, à proximité des parois latérales, plus élevée que dans le plan médian pour  $Re_H=5675$  (19,2% de  $U_0$ ). Elle est par contre sensiblement identique dans le plan médian et à proximité des parois latérales pour  $Re_H=22230$  (28,4 % de  $U_0$ ). Les visualisations mettent en évidence deux régions dans la zone de recirculation: - la première est la zone de recirculation proprement dit telle qu'elle est définie dans la bibliographie - la seconde est la région proche de la marche. A la jonction de ces deux régions, on trouve l'abscisse déjà discutée du point où les structures cohérentes de la zone de cisaillement se désorganisent. Au nombre de Reynolds le plus faible, la dernière région décrite est sensiblement une zone d'eau morte. Ce n'est pas le cas pour  $Re_H=22230$  en raison des mouvements fortement tridimensionnels qui la caractérisent. Des visualisations pariétales réalisées par Papadopoulos et al. [2.2.2] vont en ce sens (figure 2.6). L'écoulement moyen dans cette région révèle l'existence d'un tourbillon contra-rotatif en pied de marche qui disparaît à l'approche des parois latérales.

D'un point de vue fréquentiel, on a mis en évidence l'existence d'une large gamme de fréquences caractéristiques au sein de l'écoulement de type marche descendante. Cela va de la fréquence de l'instabilité à la naissance de l'émission tourbillonnaire dans la zone de cisaillement (2Hz pour  $Re_H=5675$  contre 12,5Hz pour  $Re_H=22230$ ) aux basses fréquences dans l'ensemble de la zone de recirculation. Le phénomène d'appariement de deux structures cohérentes adjacentes engendre quant à lui une fréquence sub-harmonique de la fréquence d'émission tourbillonnaire. Il n'est pas parfaitement régulier. Les fréquences les plus difficiles à justifier sont les basses fréquences qui sont déjà présentes dans l'écoulement en amont de la marche. Certains auteurs [5.17] les interprètent comme un phénomène de "battement" de la couche de cisaillement qui se manifeste par une modification de l'inflexion des lignes de courant dans l'écoulement moyen, corrélée au changement de direction du fluide pariétal dans la zone de recollement. Si on observe un tel comportement de la couche de cisaillement sur les cartes de vitesses instantanées, la cadence de prise de vues est insuffisante pour avoir une idée de la fréquence de ce phénomène, dans le cas où il serait périodique. Il reste que le battement pourrait être dû à une désorganisation momentanée de la couche cisailée dans le processus d'enroulement et d'appariement des tourbillons, mais quelle qu'en soit la cause, il ne semble pas contribuer de manière notable à la fluctuation d'énergie [5.17]. Il vaut mieux porter l'attention sur la dynamique des structures cohérentes de la zone de cisaillement qui jouent un rôle primordial.

On en vient à l'influence de l'excitation sur l'écoulement. Dans le but d'obtenir la fréquence d'accrochage du phénomène d'émission tourbillonnaire tout en minimisant la perturbation, l'amplitude de déplacement de l'excitateur mécanique est fixée à 0,5mm et à 1mm, respectivement pour  $Re_H=5675$  et  $Re_H=22230$ . La fréquence de l'excitateur correspond à la fréquence de l'instabilité à sa naissance. Il ressort de l'étude que l'écoulement est modifié pour

$Re_H=22230$ , cette configuration fait donc l'objet des commentaires qui vont suivre. L'excitation, aussi infime soit elle, régularise l'émission tourbillonnaire qui apparaît légèrement plus en amont. De plus, le phénomène d'appariement est également plus répétitif, de sorte que la couche de cisaillement a un taux de croissance plus important qu'en l'absence d'excitation. Une conséquence directe est une réduction de la longueur de recollement surtout visible dans le plan médian de l'écoulement où elle représente 10% de la longueur de recollement. Cette valeur est conforme aux résultats de Hasan [2.3.1] et de Roos et al. [2.3.6] pour une couche limite incidente laminaire et une marche 2D. Ce point est très largement mis en évidence dans l'ensemble des études sur le contrôle actif des écoulements décollés-recollés ([2.3.1], [2.3.4], [2.3.6], [2.3.7]). Une autre conséquence est une réduction significative de l'activité dans la zone de recirculation, en raison de la force d'entraînement associée à la couche de cisaillement. Ce phénomène apparaît uniquement dans le plan médian de l'écoulement où la vitesse maximale de retour passe de  $0,28U_0$  sans excitation à  $0,19U_0$  avec excitation. Roos et al. [2.3.6] observent une tendance identique, mais ils jugent les effets de l'excitation sur les profils de vitesse moyenne peu significatifs comparativement à l'influence de l'excitation sur le taux de turbulence (le cas d'un décollement turbulent fait exception car la longueur de recollement diminue d'environ 30%). Dans la présente étude, une augmentation du taux de turbulence est perceptible dans les plans proches des parois latérales tant que  $x/H < 3$ . Dans le plan médian, au contraire, on remarque une très légère diminution du niveau de turbulence. Ce point est en contradiction avec un certain nombre de travaux dans le domaine: on peut citer Bhattacharjee et al. [2.3.7] - bien que le mode d'excitation soit, dans le principe, analogue à celui utilisé dans le cadre de cette étude - ou encore Chun et al. [2.3.4] et Hasan [2.3.1]. Dans les deux premiers cas, la couche limite incidente est turbulente, ce qui peut expliquer une différence de comportement des fluctuations turbulentes. Cela est en effet vérifié par Roos et al. [2.3.6] qui montrent que, pour un décollement turbulent ( $Re_H=39000$ ), le taux de turbulence augmente en présence d'excitation alors que pour un décollement laminaire ( $Re_H=9500$ ), le taux de turbulence est inférieur en présence d'excitation dans la région proche de la marche. De plus, Chun et al. [2.3.4] constatent que l'augmentation du taux de turbulence est particulièrement marquée à l'abscisse où les structures cohérentes coalescent avec excitation. Ce point ne présente aucune fréquence dominante sans excitation. Ce n'est pas le cas dans la présente étude: le processus d'appariement est accentué et non induit par l'excitation. Par contre, Hasan [2.3.1] observe une augmentation du taux de turbulence dans l'ensemble de la couche cisillée tant que  $x/H < 4$  pour une couche limite incidente laminaire. Une raison de cette nouvelle différence peut être le mode d'excitation. En effet, la perturbation est induite à proximité du point de décollement pour les références [2.3.1], [2.3.4] et [2.3.6]. Aussi minime soit elle, il est concevable qu'elle contribue directement à l'augmentation du taux de turbulence dans une région proche de la marche. Dans le plan de la marche, la soudaine augmentation de la fluctuation de vitesse verticale est liée à l'enroulement des nappes tourbillonnaires. Ce phénomène, qui apparaît plus tardivement à proximité des parois latérales en l'absence d'excitation, est notablement modifié avec excitation, de sorte que les effets de parois ne sont plus visibles: l'excitation rend les structures cohérentes bidimensionnelles à leur naissance et de plus symétrise l'écoulement (cela justifie dans la présente étude l'augmentation du taux de turbulence en aval de la marche à proximité des parois latérales). Les observations de Bhattacharjee et al. [2.3.7] vont en ce sens, ils mesurent un haut degré de bidimensionalité en  $x/H=4$  pour une marche 2D. Il faut cependant préciser un certain nombre de points caractéristiques de l'excitation dans le cas de la marche 3D étudiée. Si les effets de parois disparaissent en présence d'excitation à la naissance de l'instabilité, ils apparaissent sous la forme d'une composante transversale de vitesse à proximité des parois latérales. L'origine du

phénomène est l'augmentation du taux de croissance de la zone de cisaillement dans le plan médian en raison de l'excitation. L'entraînement est tel que l'activité de la zone de recirculation est réduite dans le plan médian, alors que le tourbillon principal garde ses caractéristiques dans les plans latéraux. Cet écart induit une composante transversale moyenne de vitesse dans le tourbillon principal en direction des parois latérales. De plus, avec l'augmentation du taux de croissance dans le plan médian, la ligne de séparation est plus incurvée qu'à proximité des parois latérales, de sorte que le fluide a tendance à s'engouffrer de manière prononcée dans la région centrale de l'écoulement. L'excitation a également une influence sur le tourbillon contra-rotatif moyen au pied de la marche qui sans excitation, est présent dans le plan médian de l'écoulement et disparaît à l'approche des parois latérales. A proximité des parois latérales et en présence d'excitation, la zone de recirculation est sensiblement analogue à celle qu'on trouve dans le plan médian de l'écoulement sans excitation. Il n'est donc pas surprenant qu'un tourbillon contra-rotatif se forme. Par contre, l'excitation renforce la cohérence des structures à grande échelle dans le plan médian de l'écoulement, donc l'entraînement qui cause la disparition du tourbillon de pied de marche.

Les informations obtenues sur l'écoulement sont difficilement comparables à la bibliographie en raison des caractéristiques géométriques de la marche descendante. La seule configuration qui s'apparente à la présente expérience est celle de Shih et Ho [2.2.3]: la couche limite incidente est laminaire et le rapport d'aspect est faible ( $AR=3$ ). On retrouve quelques points communs au niveau de la topologie de l'écoulement mais le nombre de Reynolds particulièrement faible (2300) empêche toute comparaison directe des résultats. On mesure notamment une longueur de recollement plus élevée. Cela montre la complexité des écoulements décollés-recollés.

## LISTE DES FIGURES DE LA 2<sup>ème</sup> PARTIE

- Figure 3.1 Marche descendante: repère et paramètres
- Figure 3.2 Veine d'expérience
- Figure 3.3 Marche descendante
- Figure 3.4 Schéma de l'installation
- Figure 3.5 Dispositif d'excitation
- Figure 3.6 Signal d'excitation issu du capteur de déplacement
- 
- Figure 4.1 Visualisations en lumière blanche: dispositif expérimental
- Figure 4.2 Visualisations par plan Laser: dispositif expérimental
- Figure 4.3 Visualisations en lumière stroboscopique: dispositif expérimental
- Figure 4.4 Marche descendante utilisée pour les visualisations
- Figure 4.5 Visualisations en lumière blanche
- Figure 4.6 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=5675$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation
- Figure 4.7 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=5675$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation
- Figure 4.8 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=5675$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation
- Figure 4.9 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=5675$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation
- Figure 4.10 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=22230$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation
- Figure 4.11 Exemples caractéristiques de visualisations par plan Laser dans le plan  $y/H=0$
- Figure 4.12 Exemples caractéristiques de visualisations au stroboscope dans le plan médian ( $Re_H=22230$ )
- Figure 4.13 Signal brut de l'hydrophone
- Figure 4.14 Signal filtré de l'hydrophone
- 
- Figure 5.1 Vélocimétrie Laser à Franges: principe
- Figure 5.2 Schéma du Vélocimètre Laser à Franges
- Figure 5.3 Configurations de mesure en Vélocimétrie Laser à Franges
- Figure 5.4 Prise en compte du milieu étudié pour la position du volume de mesure
- Figure 5.5 Indicateurs du biais de vitesse en  $x/H=0$   $y/H=0,5$   $z/H=0$

- Figure 5.6 Indicateurs du biais de vitesse en  $x/H=1,2$   $y/H=-0,034$   $z/H=0$
- Figure 5.7 Indicateurs du biais de vitesse en  $x/H=0,8$   $y/H=0,1$   $z/H=0$
- Figure 5.8 Influence de la fréquence d'échantillonnage sur la fréquence d'acquisition instantanée
- Figure 5.9 Biais sur la composante moyenne longitudinale de vitesse
- Figure 5.10 Biais sur la composante moyenne verticale de vitesse
- Figure 5.11 Fluctuation de vitesse longitudinale
- Figure 5.12 Fluctuation de vitesse verticale
- Figure 5.13 VLF sur un jet libre
- Figure 5.14 Biais théorique sur la composante moyenne longitudinale de vitesse
- Figure 5.15 Plans étudiés par Vélocimétrie Laser à Franges
- Figure 5.16 Maillages des sondages de VLF
- Figure 5.17 Couche limite en amont de la marche pour  $Re_H=5675$  sans excitation
- Figure 5.18 Couche limite en amont de la marche pour  $Re_H=22230$  sans excitation
- Figure 5.19 Couche limite en amont de la marche pour  $Re_H=22230$  avec excitation
- Figure 5.20 Champ de vitesses pour  $Re_H=5675$  sans excitation dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.21 Lignes de courant pour  $Re_H=5675$  sans excitation dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.22 Champ de vitesses pour  $Re_H=22230$  sans excitation dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.23 Lignes de courant pour  $Re_H=22230$  sans excitation dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.24 Champ de vitesses pour  $Re_H=22230$  avec excitation dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.25 Lignes de courant pour  $Re_H=22230$  avec excitation dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.26 Champ de vitesses pour  $Re_H=5675$  sans excitation dans le plan  $z/H=-0,7$
- Figure 5.27 Lignes de courant pour  $Re_H=5675$  sans excitation dans le plan  $z/H=-0,7$
- Figure 5.28 Champ de vitesses pour  $Re_H=22230$  sans excitation dans le plan  $z/H=-0,7$
- Figure 5.29 Lignes de courant pour  $Re_H=22230$  sans excitation dans le plan  $z/H=-0,7$
- Figure 5.30 Champ de vitesses pour  $Re_H=22230$  avec excitation dans le plan  $z/H=-0,7$
- Figure 5.31 Lignes de courant pour  $Re_H=22230$  avec excitation dans le plan  $z/H=-0,7$
- Figure 5.32 Topologie de l'écoulement
- Figure 5.33 Epaisseur de vorticité dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.34 Vitesse proche de la paroi  $y/H=1$  dans le plan  $z/H=0$  pour  $Re_H=5675$
- Figure 5.35 Vitesse proche de la paroi  $y/H=1$  dans le plan  $z/H=-0,7$  pour  $Re_H=5675$
- Figure 5.36 Vitesse proche de la paroi  $y/H=1$  dans le plan  $z/H=0$  pour  $Re_H=22230$
- Figure 5.37 Influence de l'épaississement de la couche de cisaillement dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.38 Evolution de la longueur de recollement suivant  $z$
- Figure 5.39 Champ de vitesses dans le plan  $y/H=0$
- Figure 5.40 Lignes de courant dans le plan  $y/H=0$
- Figure 5.41 Topologie de l'écoulement dans la zone de cisaillement
- Figure 5.42 Topologie de l'écoulement dans la zone de recirculation ( $Re_H=22230$ )

- Figure 5.43 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H=5675$  sans excitation dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.44 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H=22230$  sans excitation dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.45 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H=22230$  avec excitation dans le plan  $z/H=0$
- Figure 5.46 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H=5675$  sans excitation dans le plan  $z/H=-0,7$
- Figure 5.47 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H=22230$  sans excitation dans le plan  $z/H=-0,7$
- Figure 5.48 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H=22230$  avec excitation dans le plan  $z/H=-0,7$
- Figure 5.49 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H=5675$  sans excitation dans le plan  $y/H=0$
- Figure 5.50 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H=22230$  sans excitation dans le plan  $y/H=0$
- Figure 5.51 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H=22230$  avec excitation dans le plan  $y/H=0$
- Figure 5.52 Fluctuation de vitesse longitudinale maximale en fonction de  $x/H$
- Figure 5.53 Fluctuation de vitesse longitudinale: évolution avec la distance à la marche d'après [2.3.1]
- Figure 5.54 Analyse fréquentielle en  $x/H=1,2$  et  $y/H=z/H=0$  à  $Re_H=5675$
- Figure 5.55 Analyse fréquentielle en  $x/H=0,5$  et  $y/H=z/H=0$  à  $Re_H=22230$
- Figure 5.56 Analyse fréquentielle en  $y/H=0$  et  $z/H=0$  à  $Re_H=22230$  sans excitation
- Figure 5.57 Analyse fréquentielle en  $y/H=0$  et  $z/H=0$  à  $Re_H=22230$  avec excitation
- Figure 5.58 Analyse fréquentielle de la vitesse longitudinale en amont de la marche
- Figure 5.59 Analyse fréquentielle en  $x/H=3$ ,  $y/H=-0,8$  et  $z/H=0$  à  $Re_H=22230$
- 
- Figure 6.1 Enregistrement d'un cliché de PIV: schéma de principe
- Figure 6.2 Analyse d'un cliché de PIV par la méthode des franges
- Figure 6.3 Principe de l'analyse par autocorrélation
- Figure 6.4 Principe de l'analyse par intercorrélation
- Figure 6.5 Principe du décalage d'image
- Figure 6.6 Dispositif de décalage à miroir tournant
- Figure 6.7 Dispositif de décalage optique d'après [6.5]
- Figure 6.8 Dispositif de décalage d'image à miroir tournant
- Figure 6.9 PIV dans la zone de recollement: dispositif expérimental
- Figure 6.10 PIV dans la zone de décollement: dispositif expérimental
- Figure 6.11 Influence de la composante de vitesse hors plan en PIV
- Figure 6.12 Influence du miroir tournant en PIV
- Figure 6.13 Analyse d'une image théorique: champ de vitesse parabolique
- Figure 6.14 Moyenne et écart type de l'erreur entre courbe théorique et résultat de l'analyse d'une image théorique
- Figure 6.15 Histogramme de l'erreur sur le résultat de l'analyse d'un cliché théorique
- Figure 6.16 Estimation de l'erreur sur la vitesse longitudinale en PIV en raison d'une composante de vitesse normale au plan
- Figure 6.17 Influence du gradient de vitesse dans une fenêtre d'analyse sur la détectabilité en PIV



- Figure 6.18 Exemple d'images obtenues par PIV
- Figure 6.19 Influence du miroir tournant
- Figure 6.20 Intérêt du miroir tournant
- Figure 6.21 Champ moyen de vitesses dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $Re_H=22230$
- Figure 6.22 Fluctuations de vitesses dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $Re_H=22230$
- Figure 6.23 Résultats obtenus par moyennage de 200 cartes instantanées dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $Re_H=22230$
- Figure 6.24 Composantes moyennes de vitesse dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $Re_H=22230$ : comparaison entre VLF et PIV (moyenne sur environ 200 cartes instantanées avec cadrage large)
- Figure 6.25 Fluctuations de vitesse moyenne dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $Re_H=22230$ : comparaison entre VLF et PIV (moyenne sur environ 200 cartes instantanées avec cadrage large)
- Figure 6.26 Composantes moyennes de vitesse dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $Re_H=22230$ : comparaison entre VLF et PIV (moyenne sur environ 100 cartes instantanées avec cadrage restreint)
- Figure 6.27 Fluctuations de vitesse moyenne dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $Re_H=22230$ : comparaison entre VLF et PIV (moyenne sur environ 100 cartes instantanées avec cadrage restreint)
- Figure 6.28 Distribution du nombre d'échantillons pour le calcul des grandeurs moyennes
- Figure 6.29 Contrainte de Reynolds
- Figure 6.30 Ecart sur la vitesse longitudinale par rapport à la moyenne sur 200 cartes instantanées
- Figure 6.31 Ecart sur la fluctuation de vitesse longitudinale par rapport à la moyenne sur 200 cartes instantanées
- Figure 6.32 Convergence de la fluctuation de vitesse longitudinale en  $x/H=3,1$  et  $y/H=-0,41$
- Figure 6.33 Cartes instantanées dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $Re_H=22230$
- Figure 6.34 Cartes instantanées dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $Re_H=22230$  (cadrage large)
- Figures 6.35 à 6.42  
Cartes instantanées dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $Re_H=22230$  (cadrage restreint)
- Figure 6.43 Champ de vorticité dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $Re_H=22230$
- Figure 6.44 Interprétation des pics de corrélation à l'aide des structures cohérentes
- Figure 6.45 Exemple de cartes de corrélation spatiale
- Figure 6.46 Tentative d'interprétation du pic supplémentaire pour  $R_{21}$
- Figure 6.47 Dynamique des structures cohérentes: divers points de vue
- Figure 6.48 Interprétation des pics de corrélation à l'aide des pseudo-structures

- Figure 6.49 Cartes de corrélation spatiale au point de référence  $x/H=0,2$   $y/H=-0,02$   
Figure 6.50 Cartes de corrélation spatiale (ordonnée du point de référence #0)  
Figure 6.51 Cartes de corrélation spatiale (ordonnée du point de référence  $>0$ )  
Figure 6.52 Cartes de corrélation spatiale (ordonnée du point de référence  $<0$ )  
Figure 6.53 Taille des structures cohérentes obtenue à partir des pics de corrélation



## **FIGURES DE LA 2<sup>ième</sup> PARTIE**



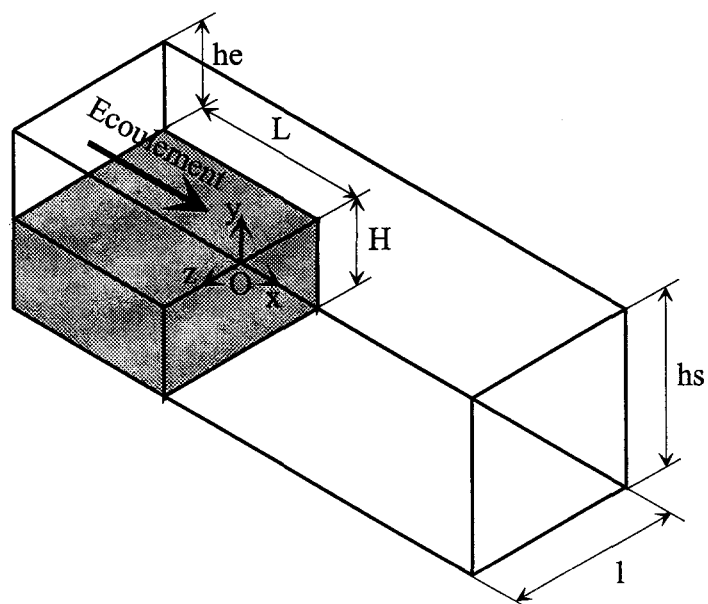


Figure 3.1 Marche descendante: repère et paramètres



Figure 3.2 Veine d'expérience

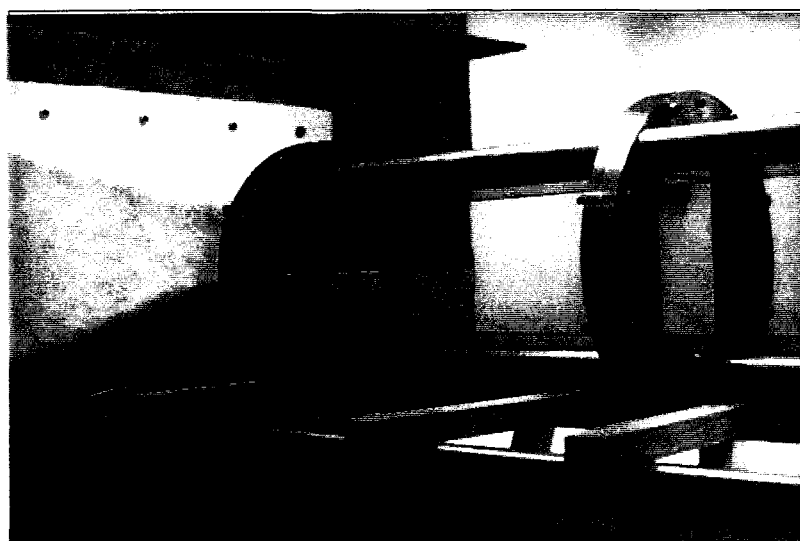


Figure 3.3 Marche descendante

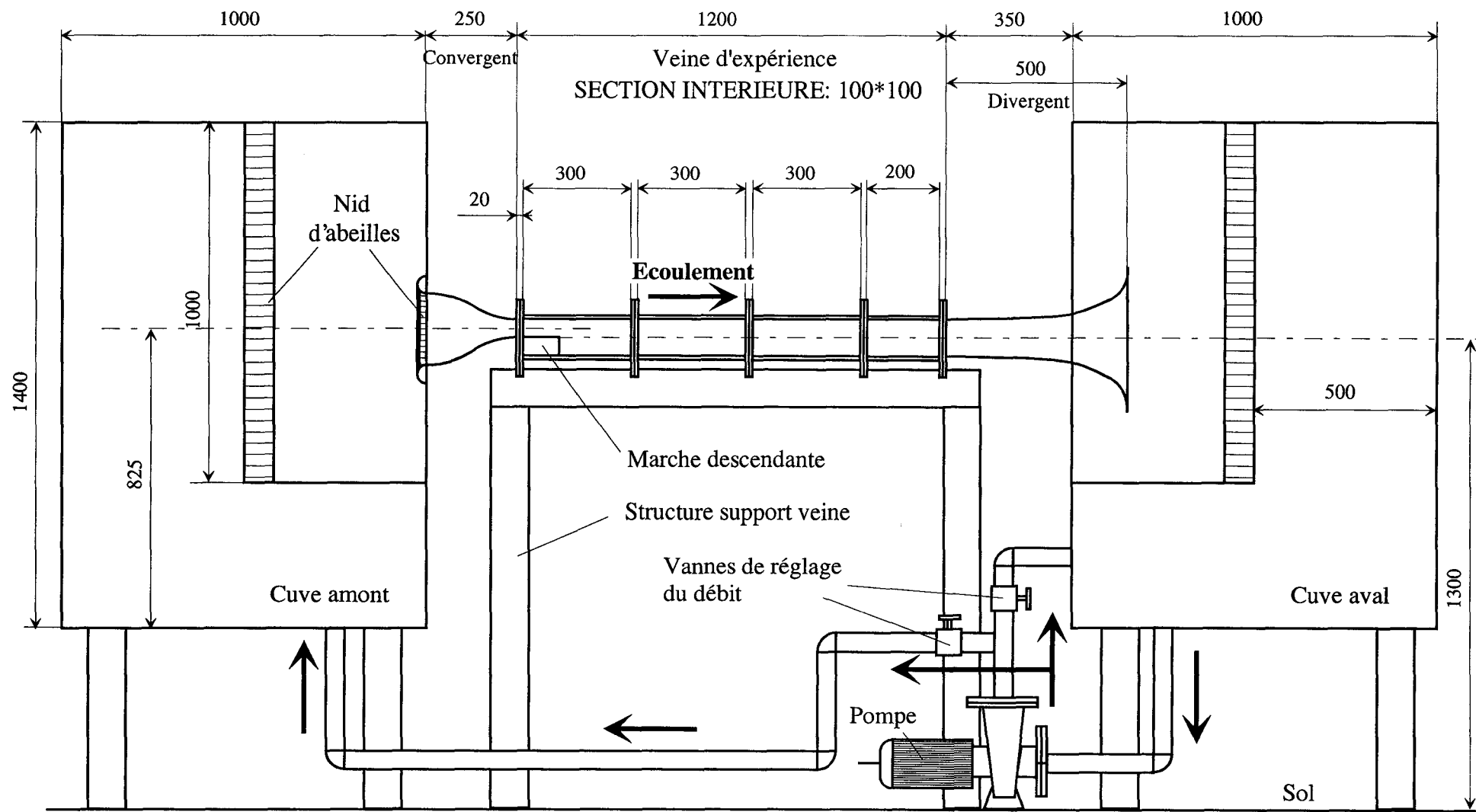


Figure 3.4 Schéma de l'installation (cotation en mm)

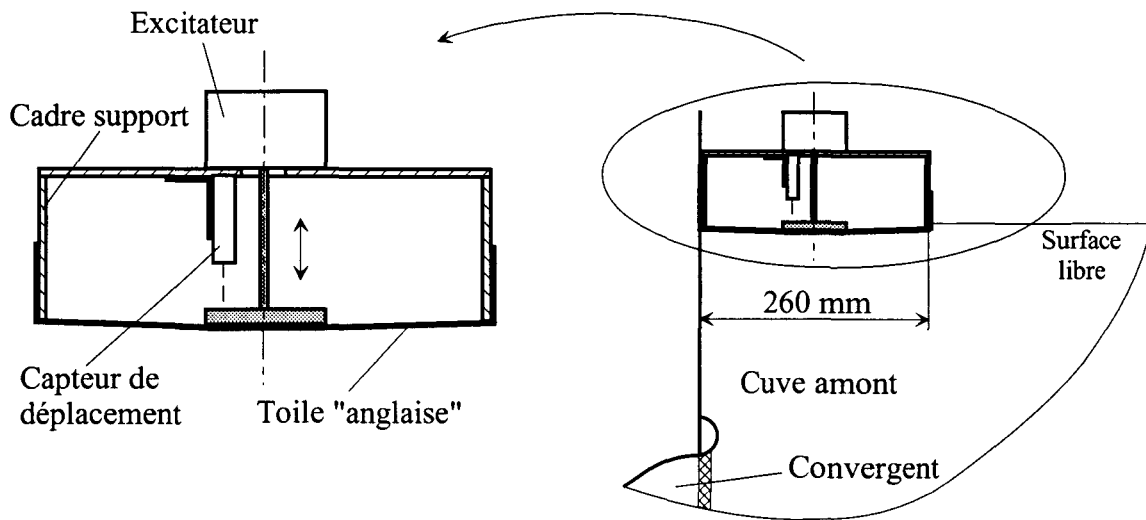


Figure 3.5 Dispositif d'excitation

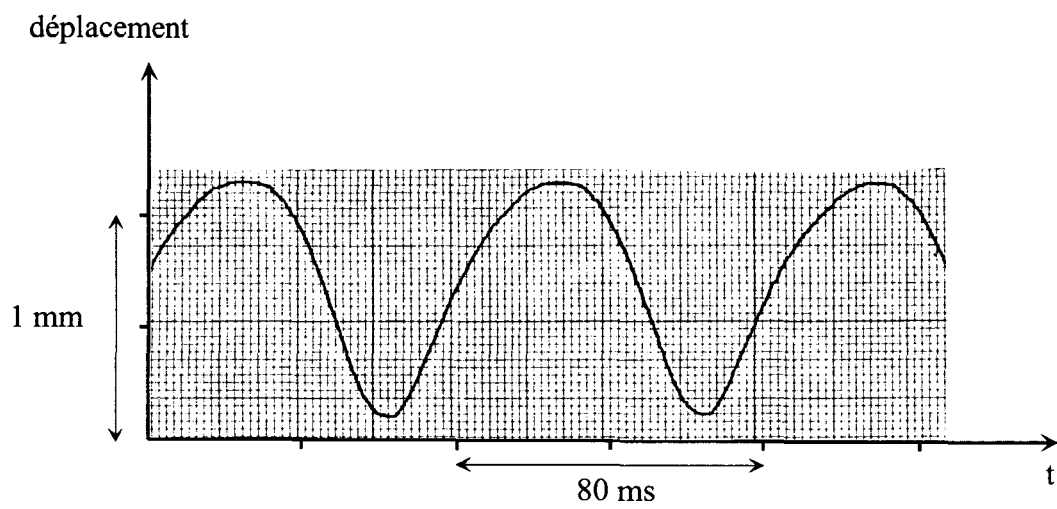


Figure 3.6 Signal d'excitation issu du capteur de déplacement



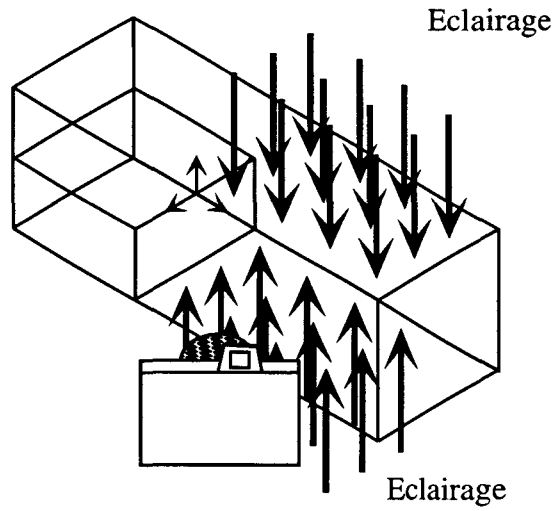


Figure 4.1 Visualisations en lumière blanche: dispositif expérimental

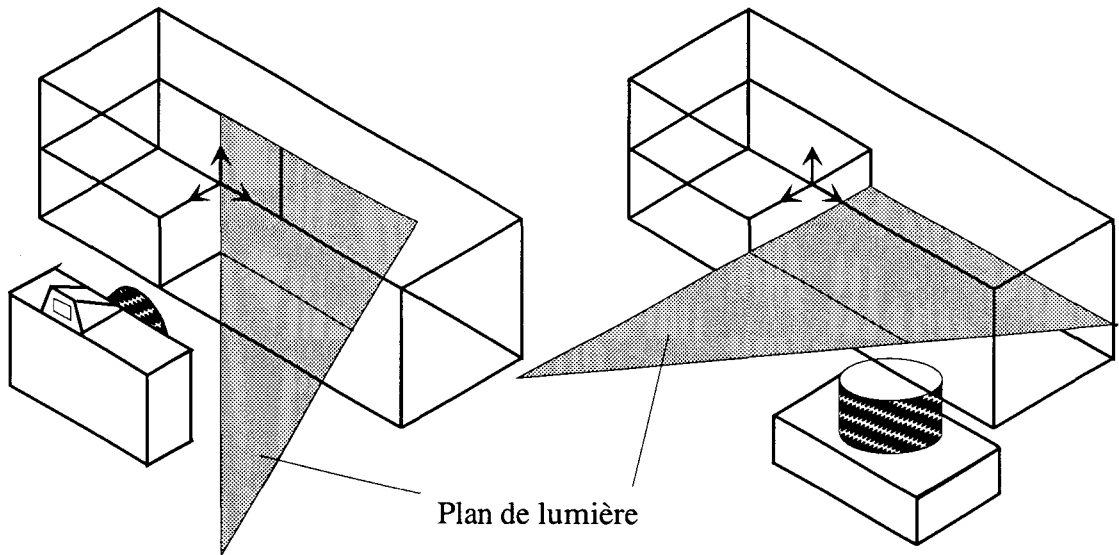


Figure 4.2 Visualisations par plan Laser: dispositif expérimental

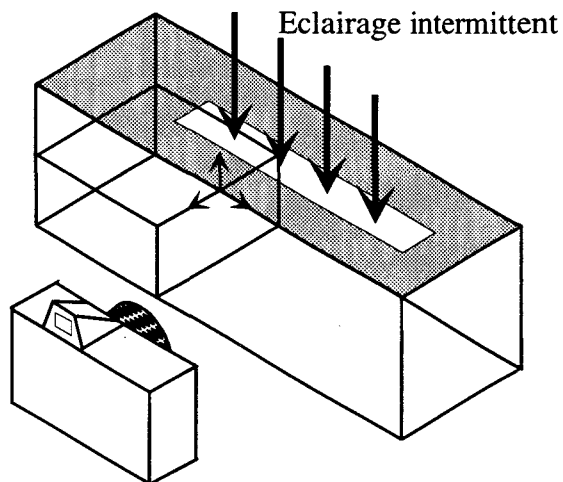


Figure 4.3 Visualisations en lumière stroboscopique: dispositif expérimental

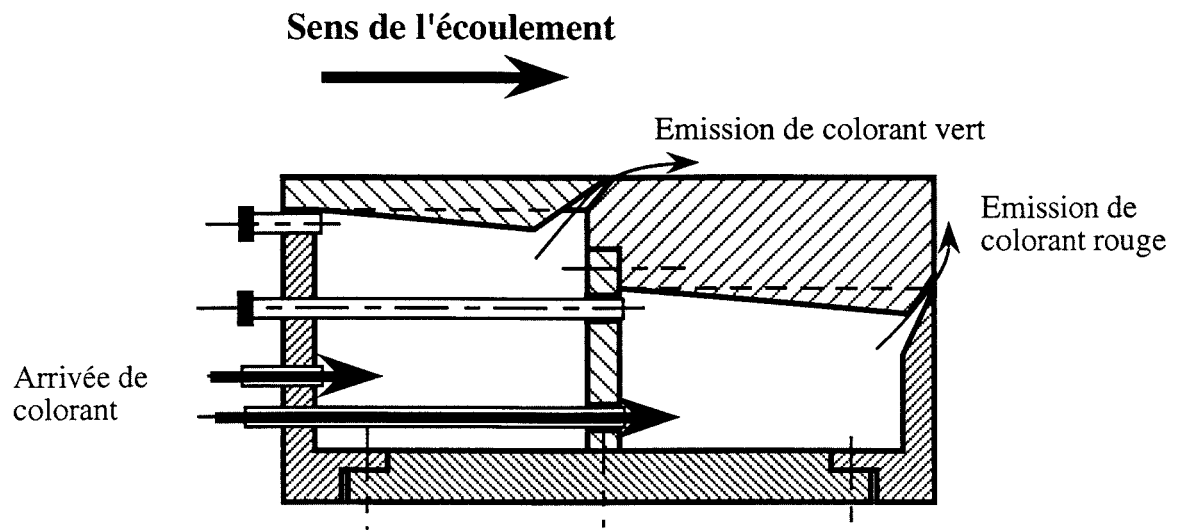
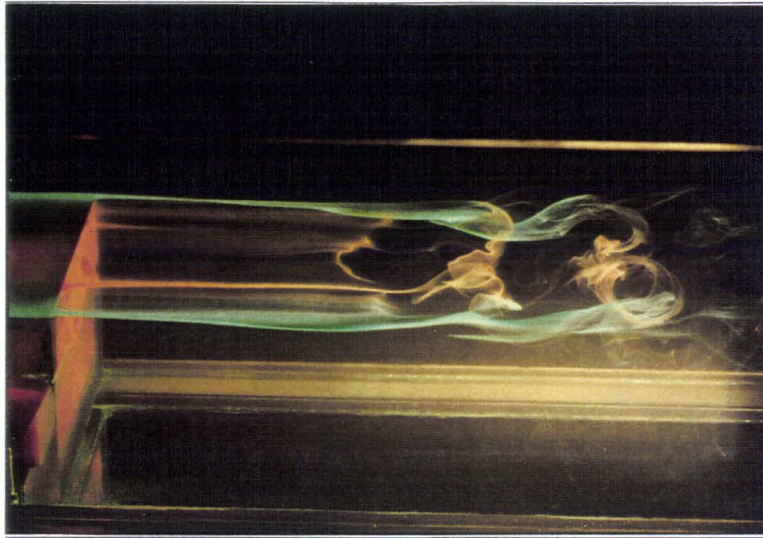
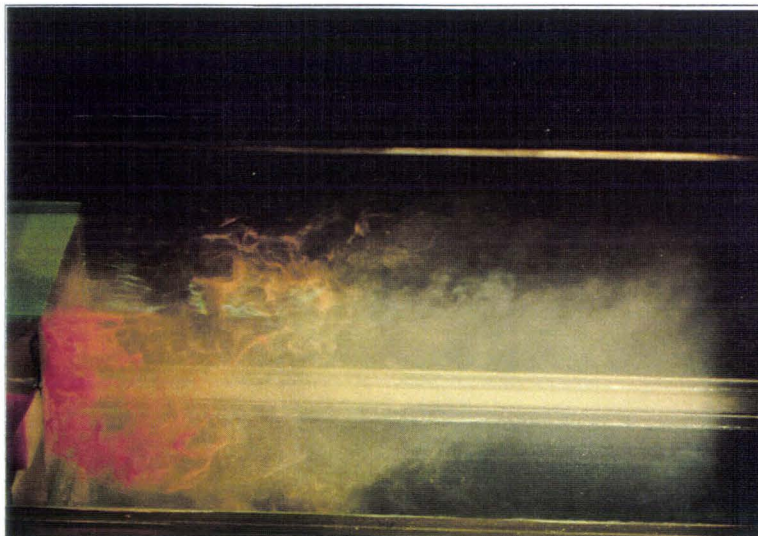
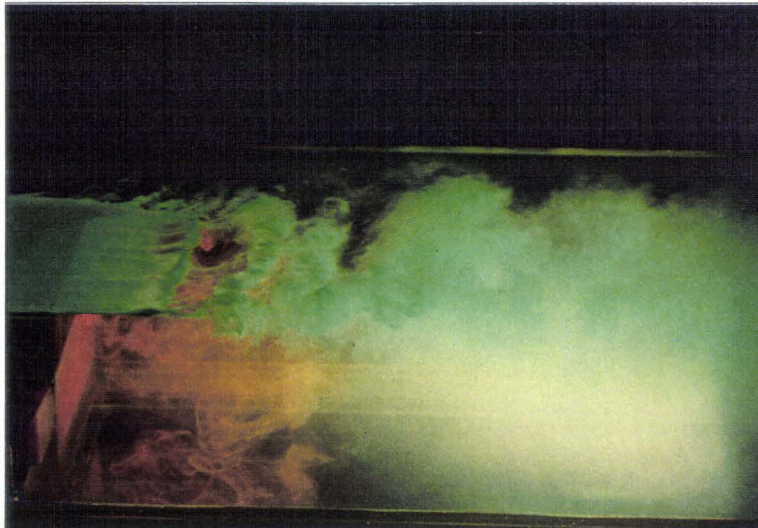


Figure 4.4 Marche descendante utilisée pour les visualisations



a-  $Re_H=5675$  sans excitation



b et c-  $Re_H=22230$  sans excitation

Figure 4.5 Visualisations en lumière blanche

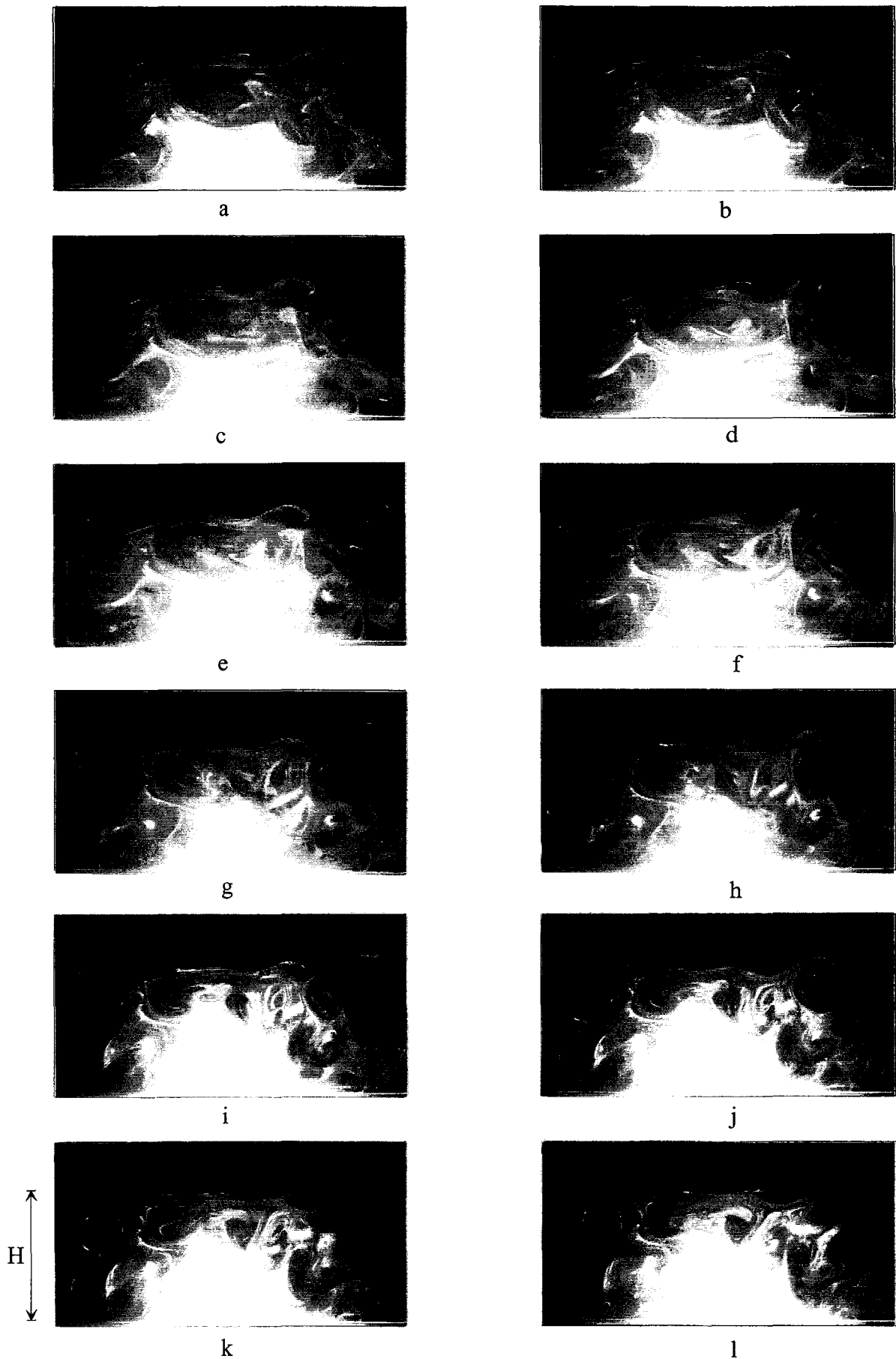


Figure 4.6 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=5675$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation (intervalle de temps entre clichés successifs 0,2s)

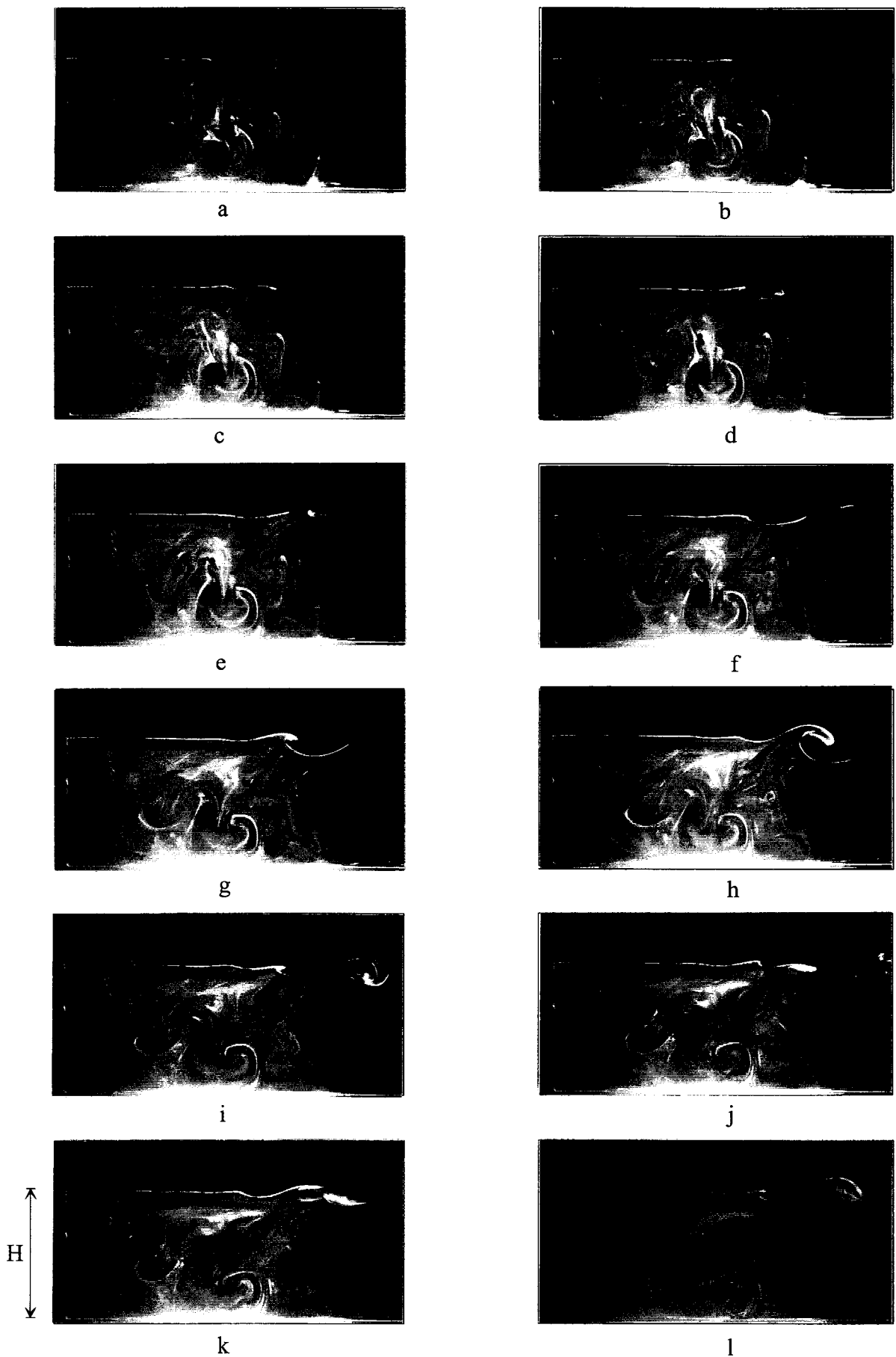


Figure 4.7 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=5675$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation (intervalle de temps entre clichés successifs 0,2s)

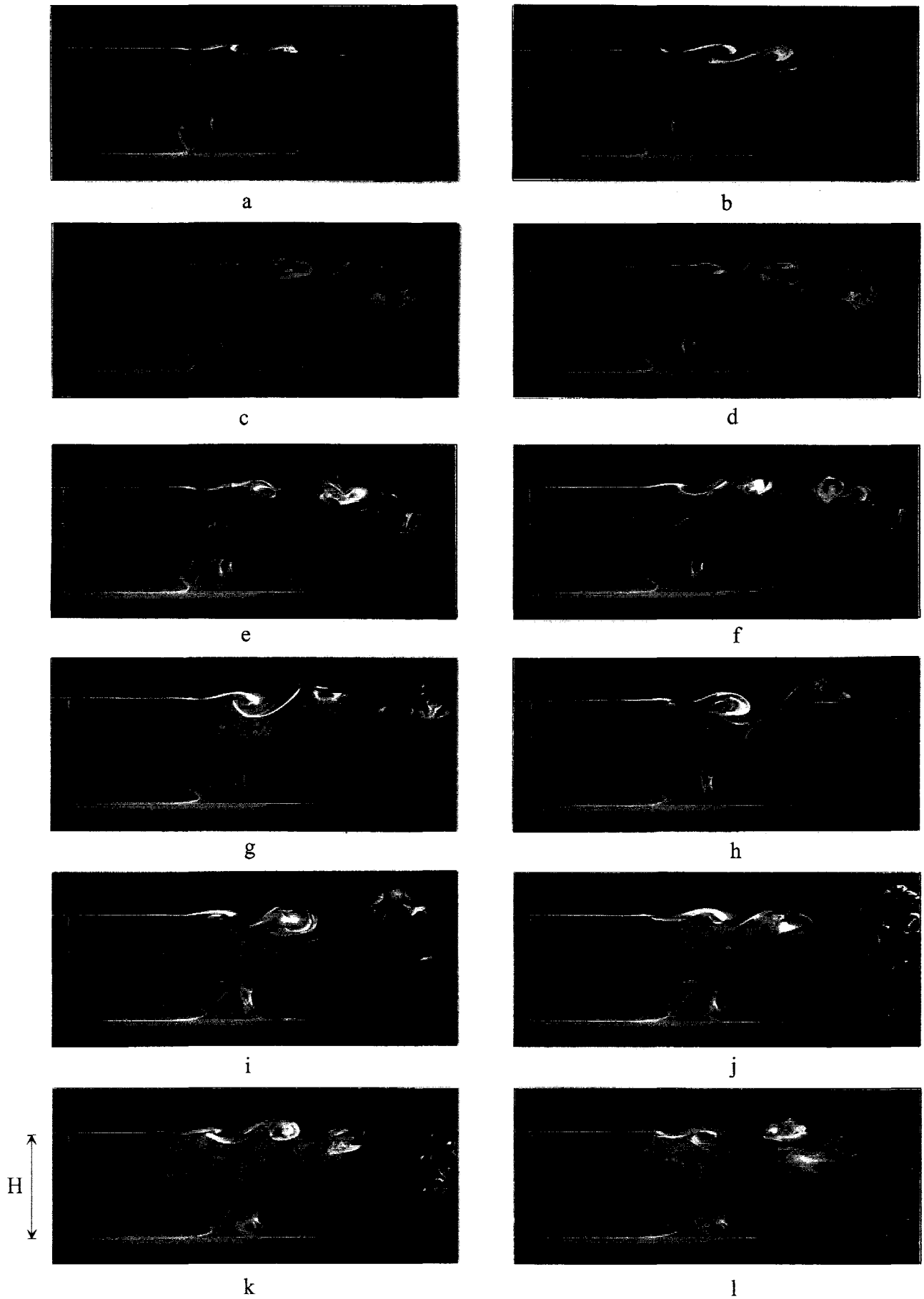


Figure 4.8 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=5675$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation (intervalle de temps entre clichés successifs 0,2s)

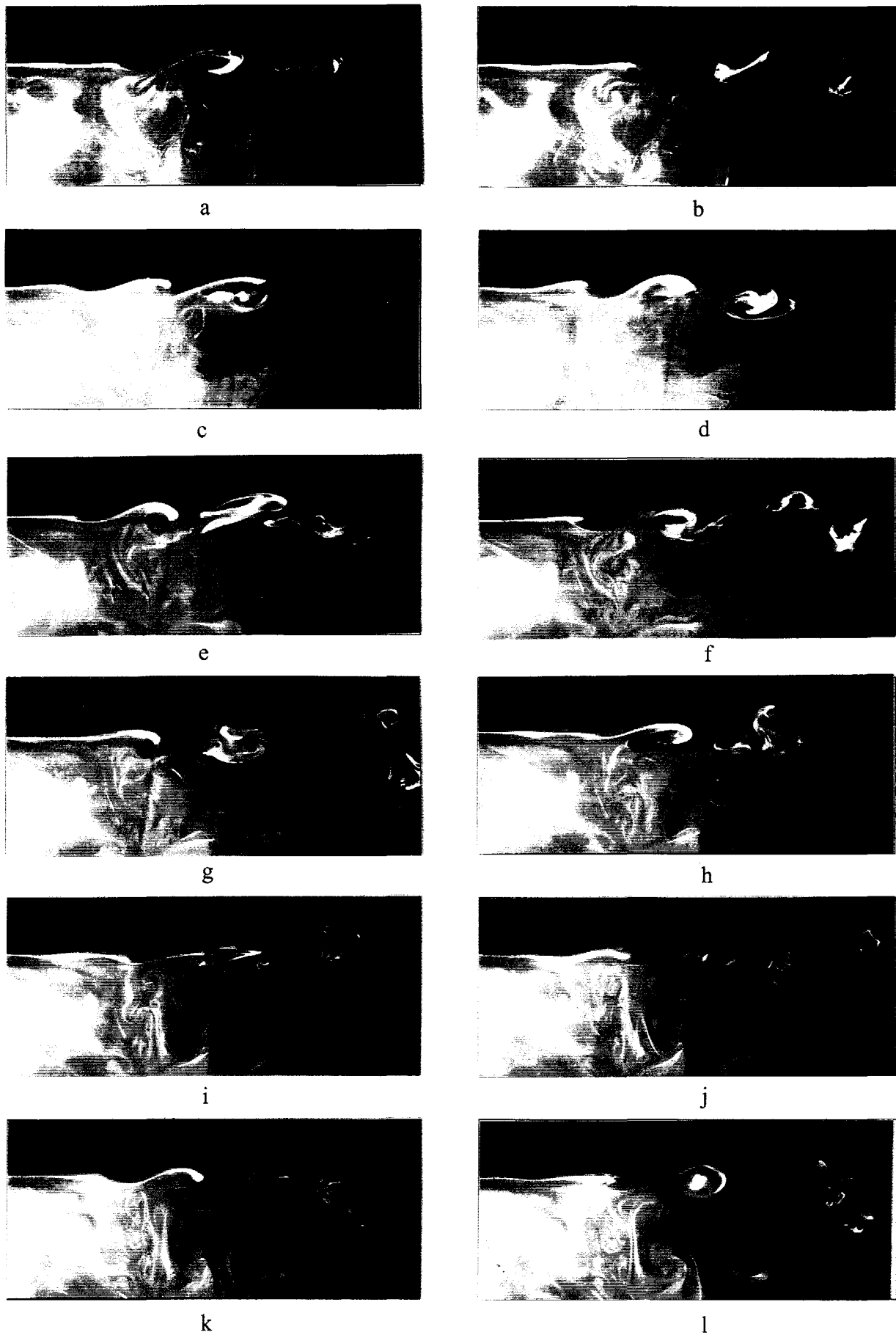


Figure 4.9 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=5675$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation (intervalle de temps entre clichés successifs 0,2s)

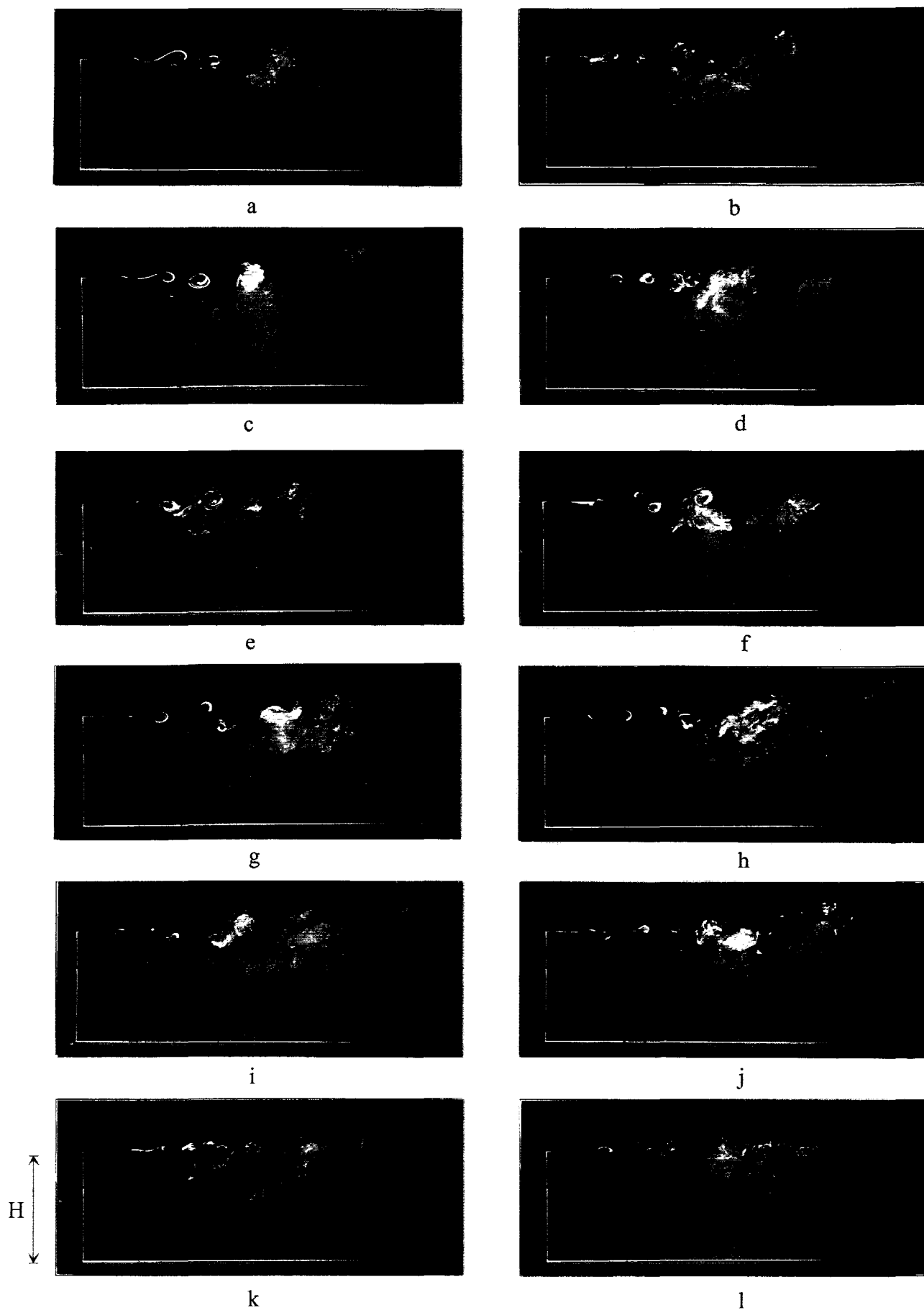
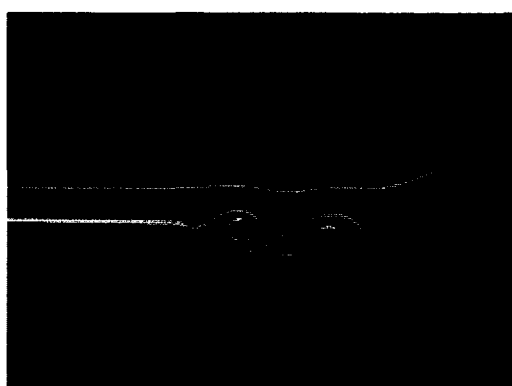
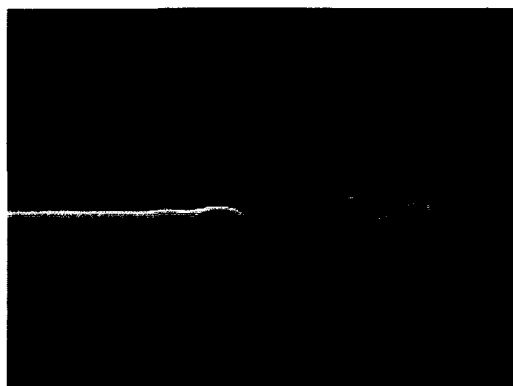
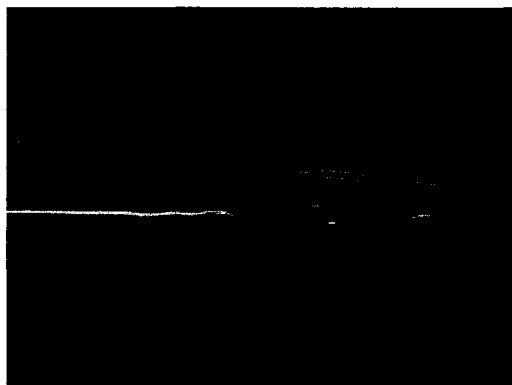
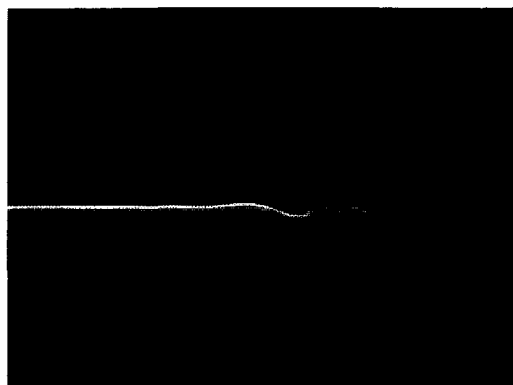
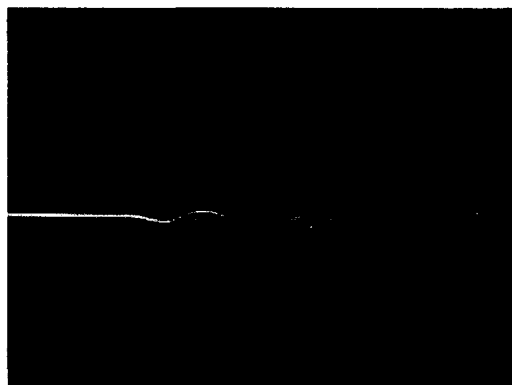
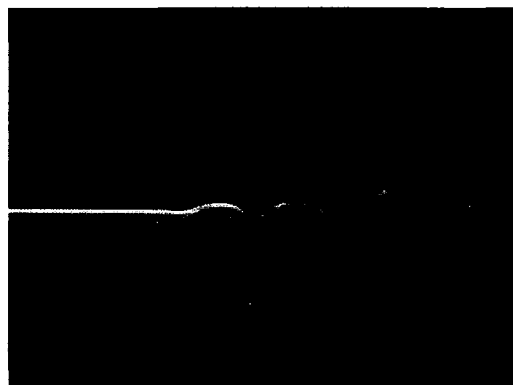


Figure 4.10 Visualisations par plan Laser pour  $Re_H=22230$  dans le plan  $z/H=0$  sans excitation



a-  $Re_H=5675$  sans excitationb-  $Re_H=22230$  sans excitationFigure 4.11 Exemples caractéristiques de visualisations par plan Laser dans le plan  $y/H=0$ 

a Sans excitation

b Avec excitation à 12,5 Hz

Figure 4.12 Exemples caractéristiques de visualisations au stroboscope dans le plan médian ( $Re_H=22230$ )

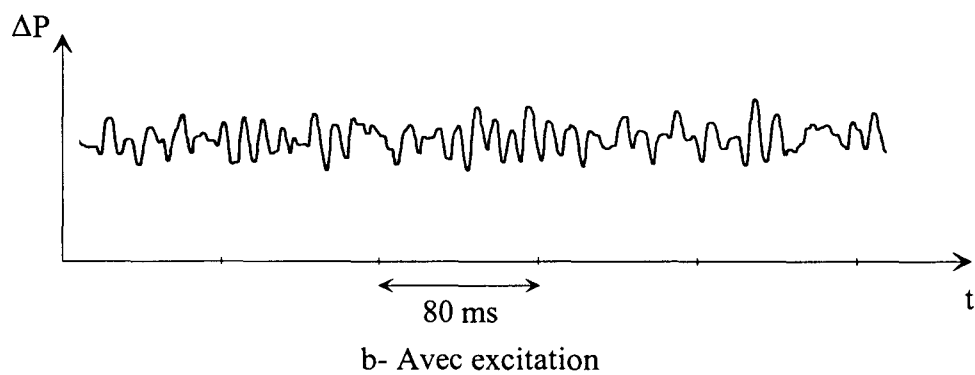
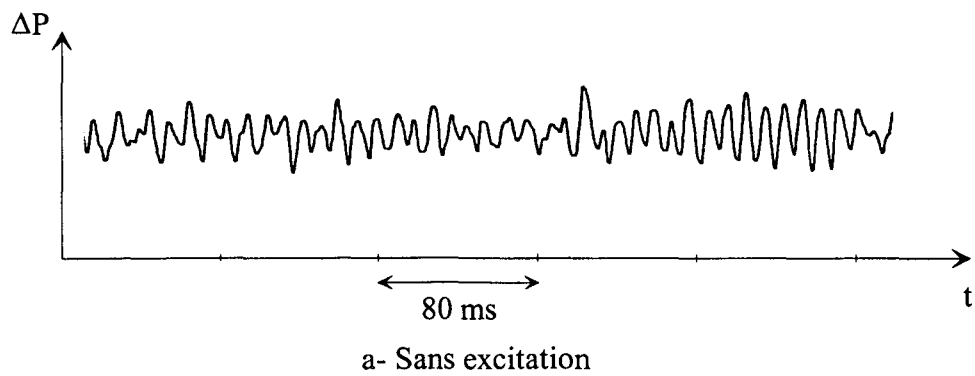


Figure 4.13 Signal brut de l'hydrophone

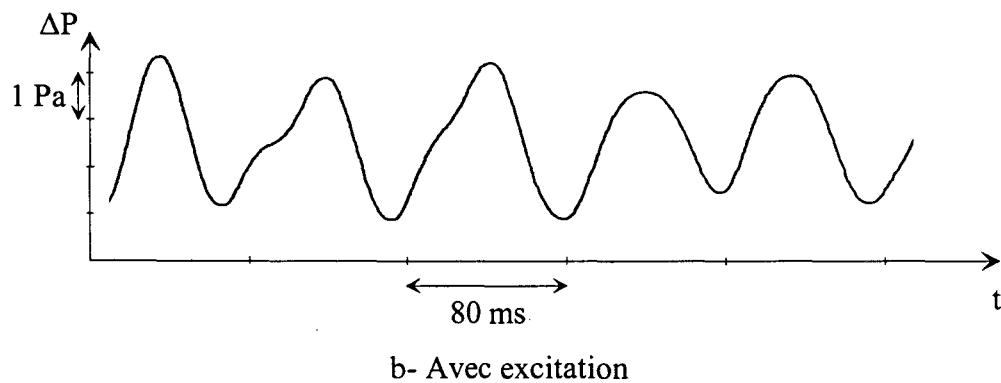
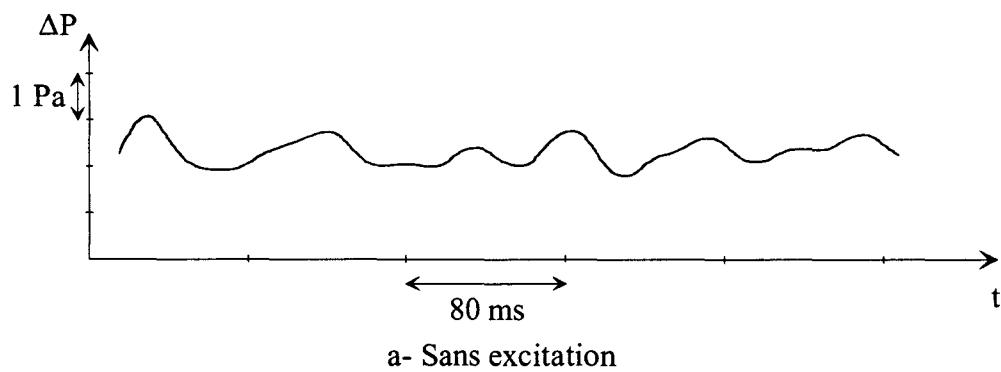


Figure 4.14 Signal filtré de l'hydrophone

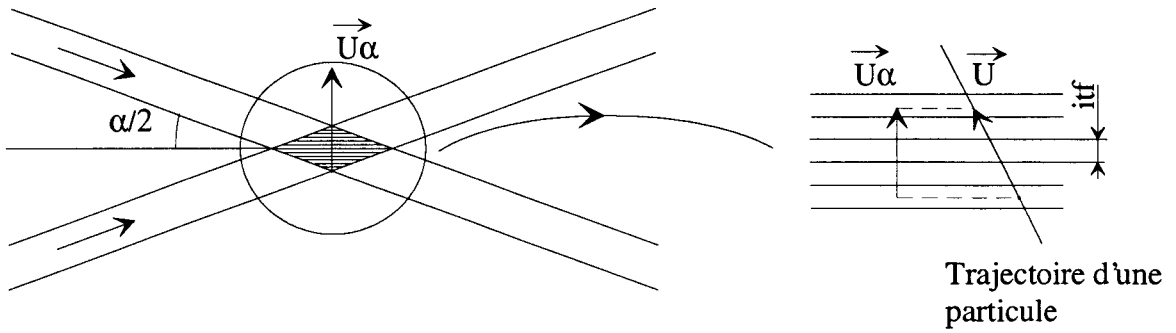


Figure 5.1 Vélométrie Laser à Franges: principe

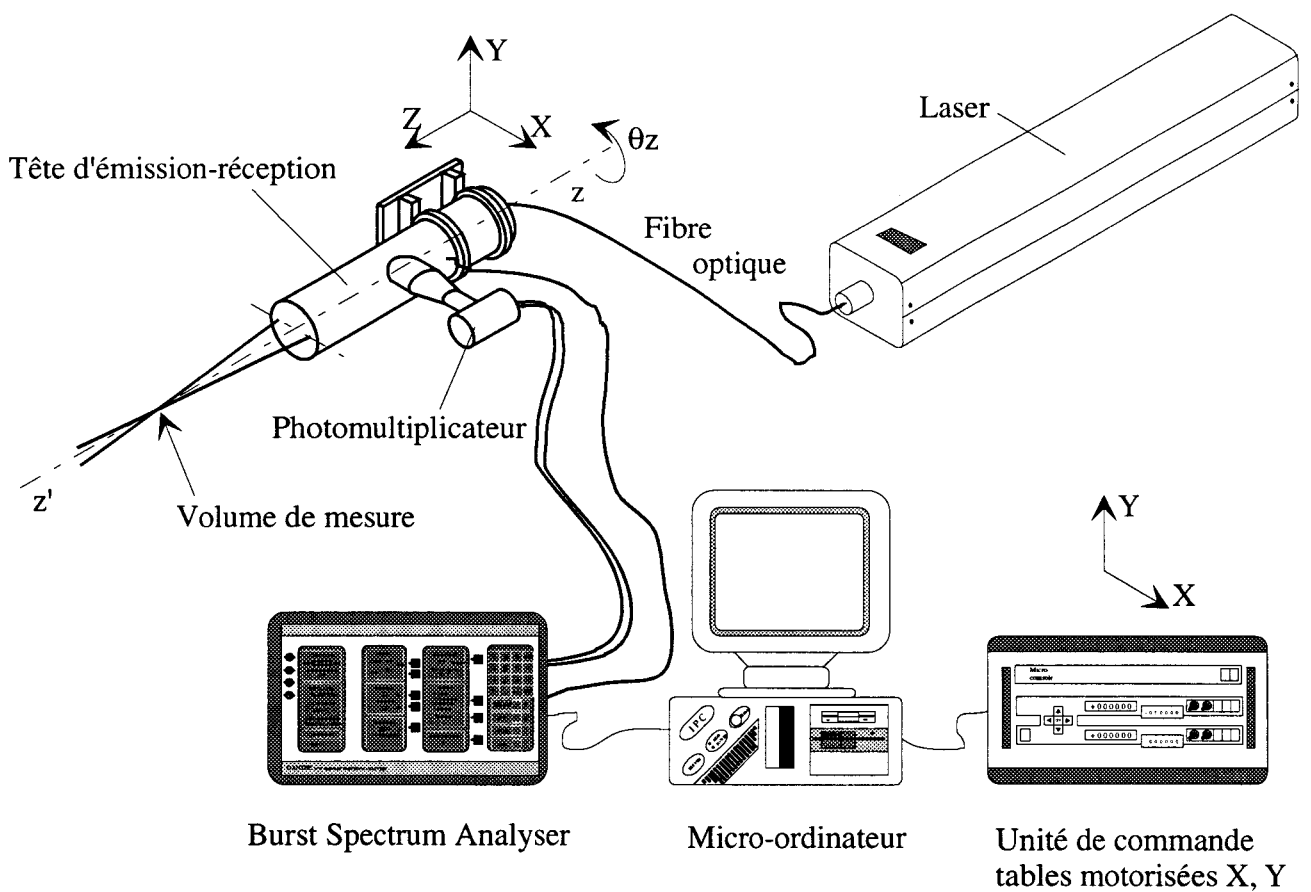
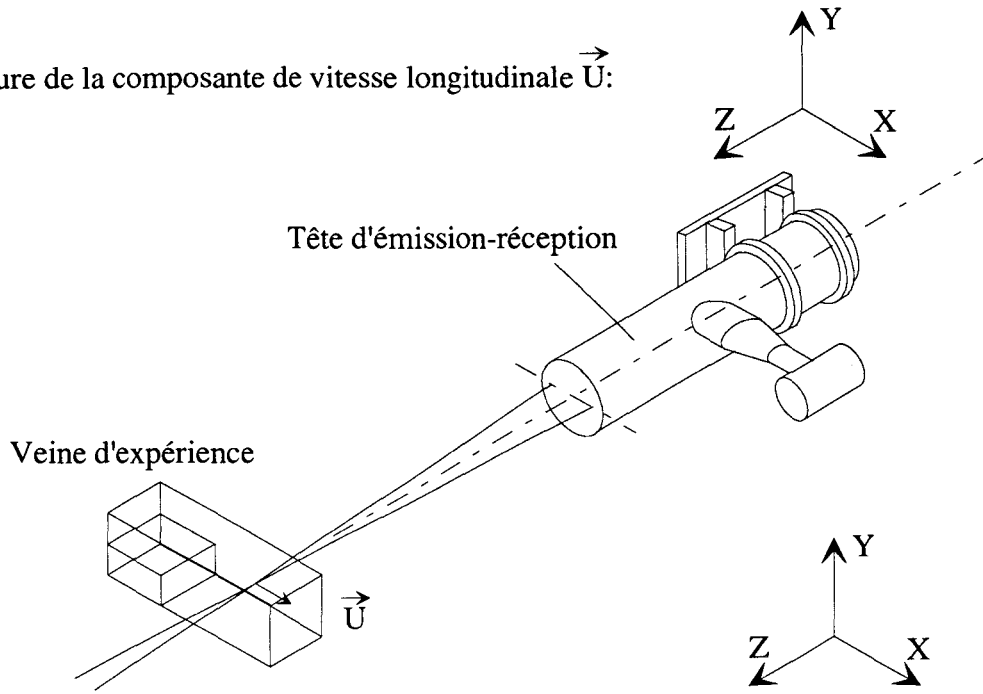
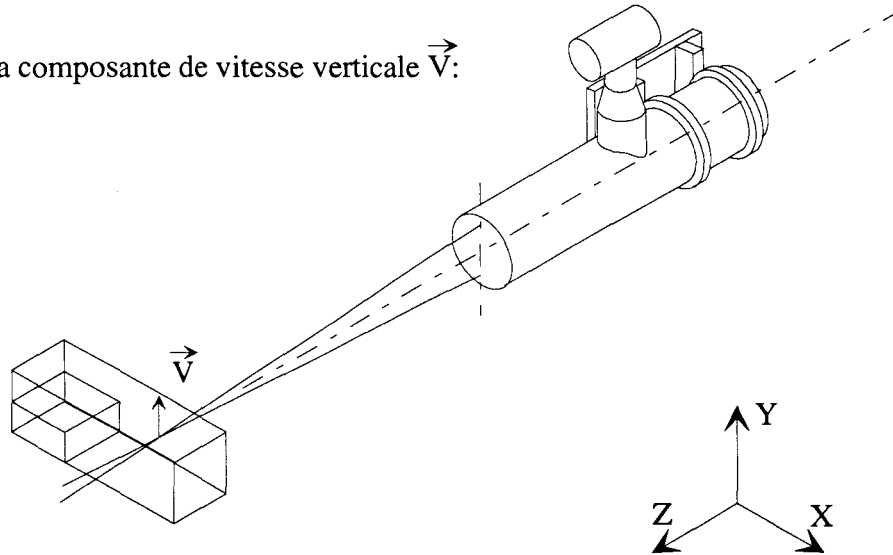


Figure 5.2 Schéma du Vélomètre Laser à Franges

5.3.a Mesure de la composante de vitesse longitudinale  $\vec{U}$ :



5.3.b Mesure de la composante de vitesse verticale  $\vec{V}$ :



5.3.c Mesure de la composante de vitesse transversale  $\vec{W}$ :

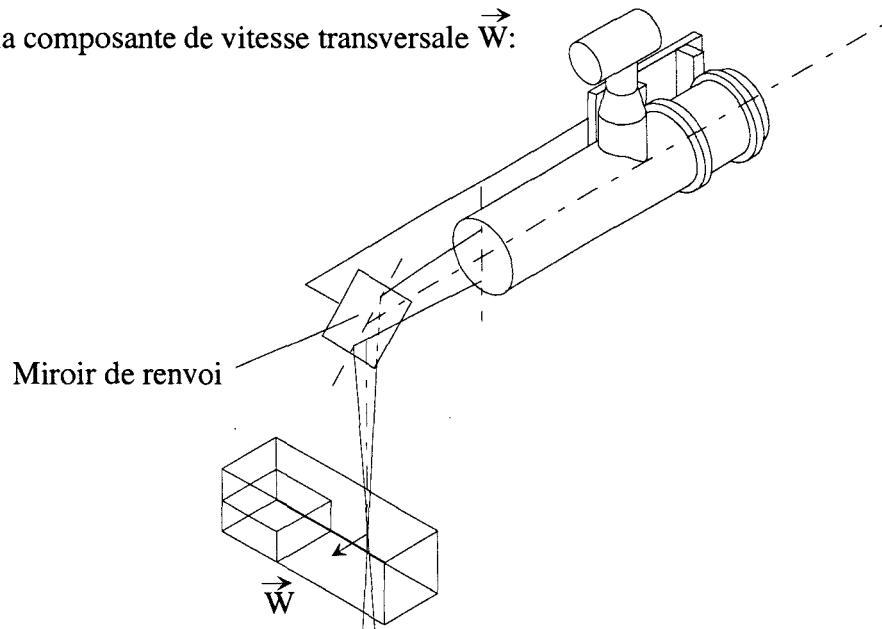


Figure 5.3 Configurations de mesure en Vélocimétrie Laser à Franges

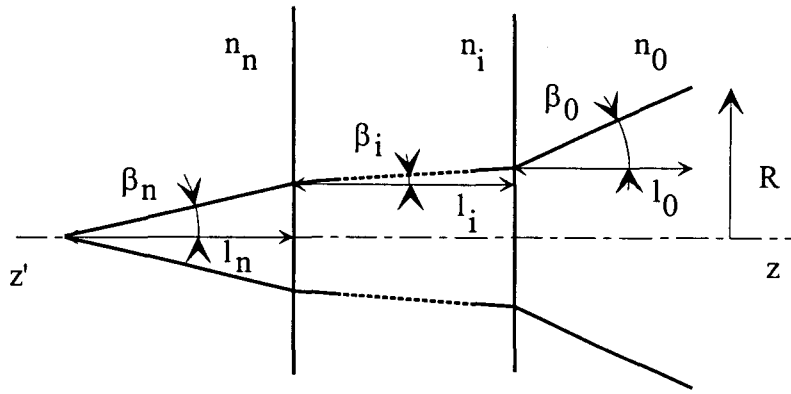
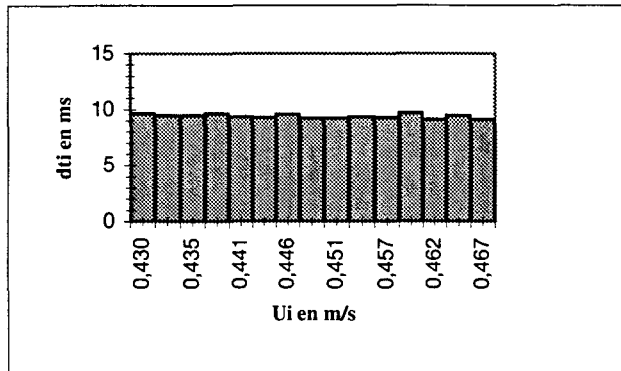
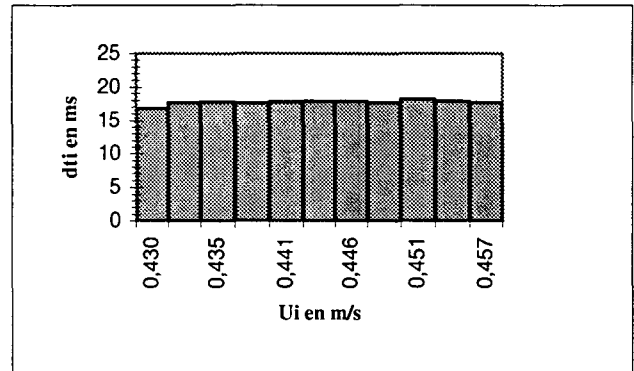


Figure 5.4 Prise en compte du milieu étudié pour la position du volume de mesure



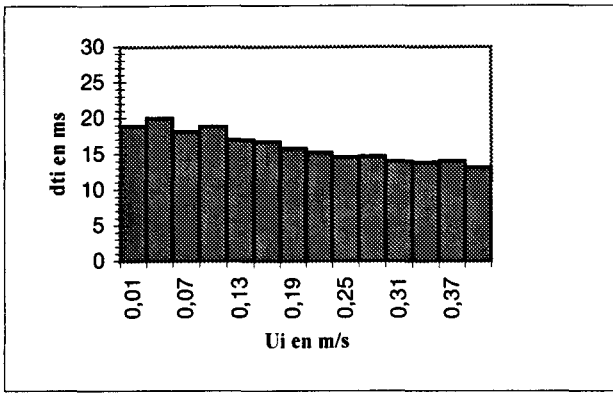
Taux de comptage moyen: 106 Hz



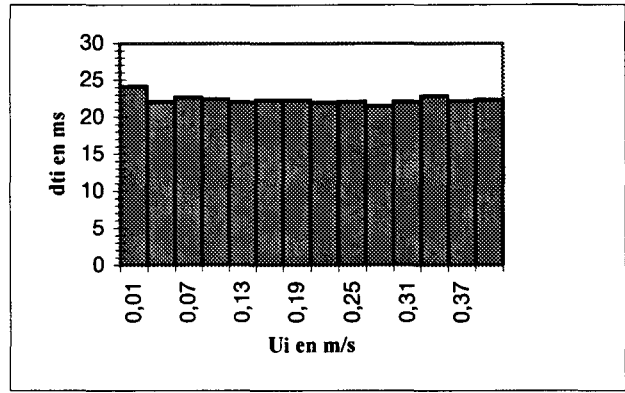
Fréquence d'échantillonnage: 56 Hz

Taux de comptage moyen: 106 Hz

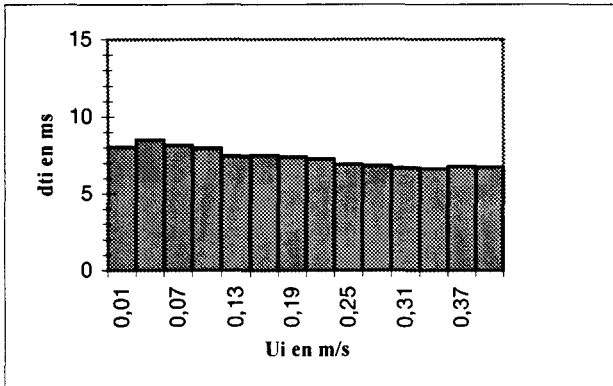
Figure 5.5 Indicateurs du biais de vitesse en  $x/H=0$   $y/H=0,5$   $z/H=0$  (point A)



Taux de comptage moyen: 64 Hz

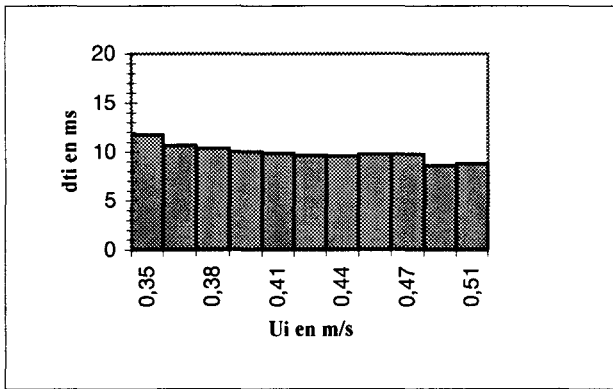


Fréquence d'échantillonnage: 45 Hz  
Taux de comptage moyen: 138 Hz

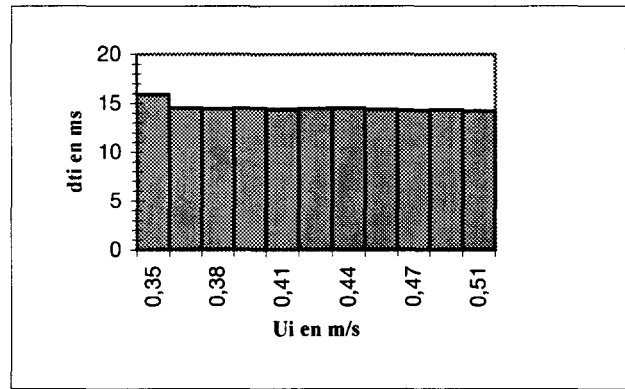


Taux de comptage moyen: 138 Hz

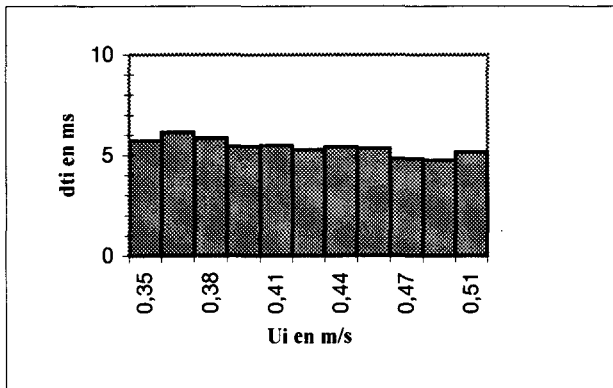
Figure 5.6 Indicateurs du biais de vitesse en  $x/H=1,2$   $y/H=-0,034$   $z/H=0$  (point B)



Taux de comptage moyen: 102 Hz



Fréquence d'échantillonnage: 69 Hz  
Taux de comptage moyen: 187 Hz



Taux de comptage moyen: 187 Hz

Figure 5.7 Indicateurs du biais de vitesse en  $x/H=0,8$   $y/H=0,1$   $z/H=0$  (point C)

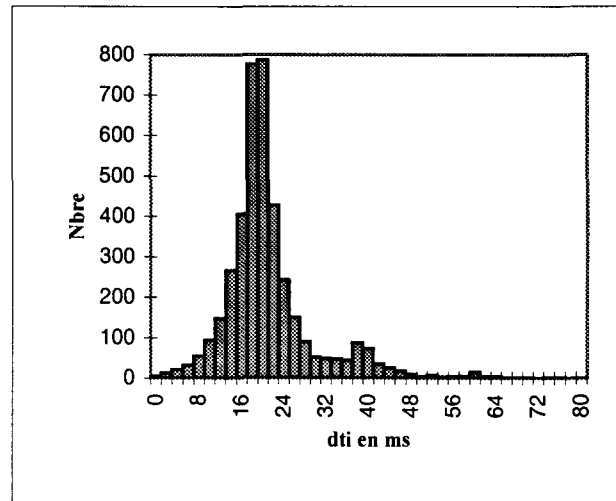
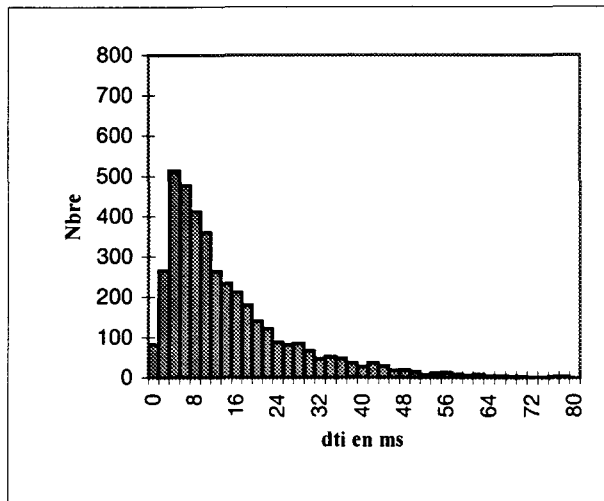


Figure 5.8 Influence de la fréquence d'échantillonnage sur la fréquence d'acquisition instantanée

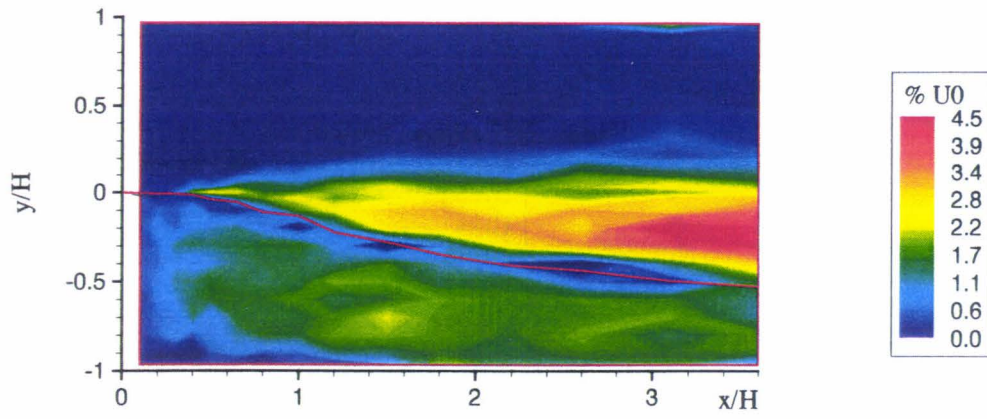


Figure 5.9 Biais sur la composante moyenne longitudinale de vitesse

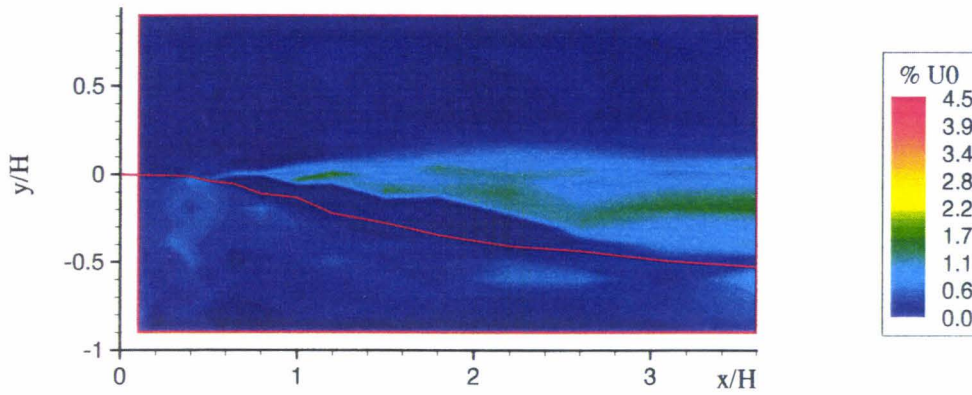


Figure 5.10 Biais sur la composante moyenne verticale de vitesse

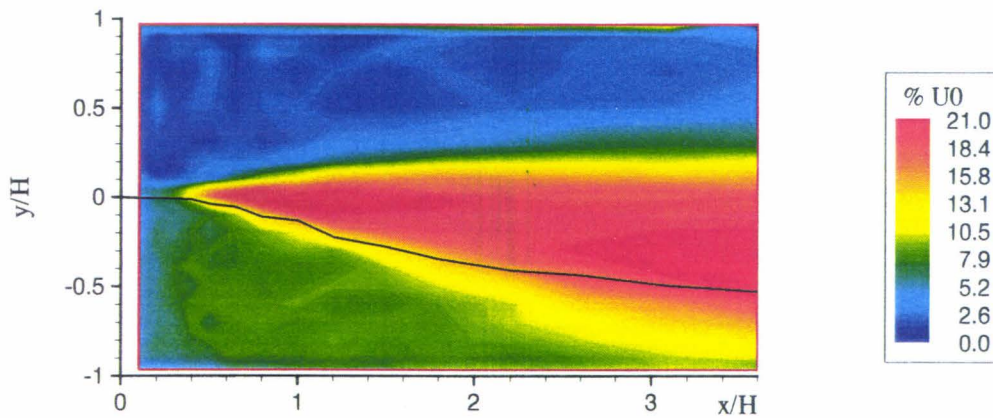


Figure 5.11 Fluctuation de vitesse longitudinale

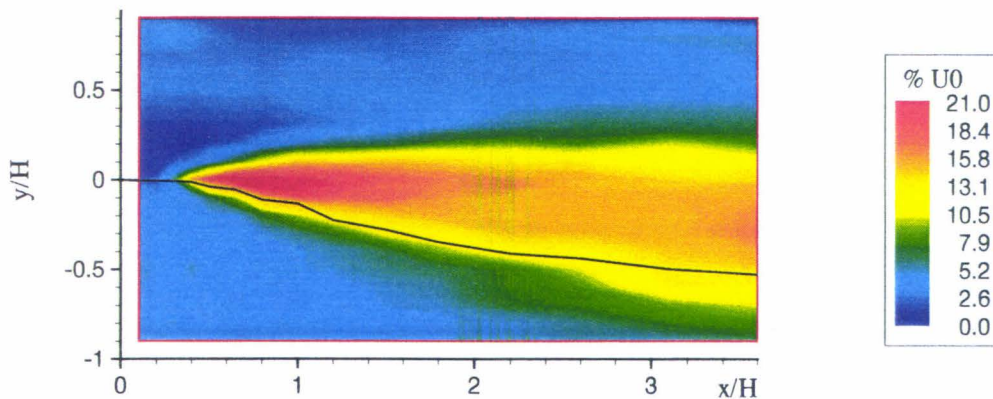
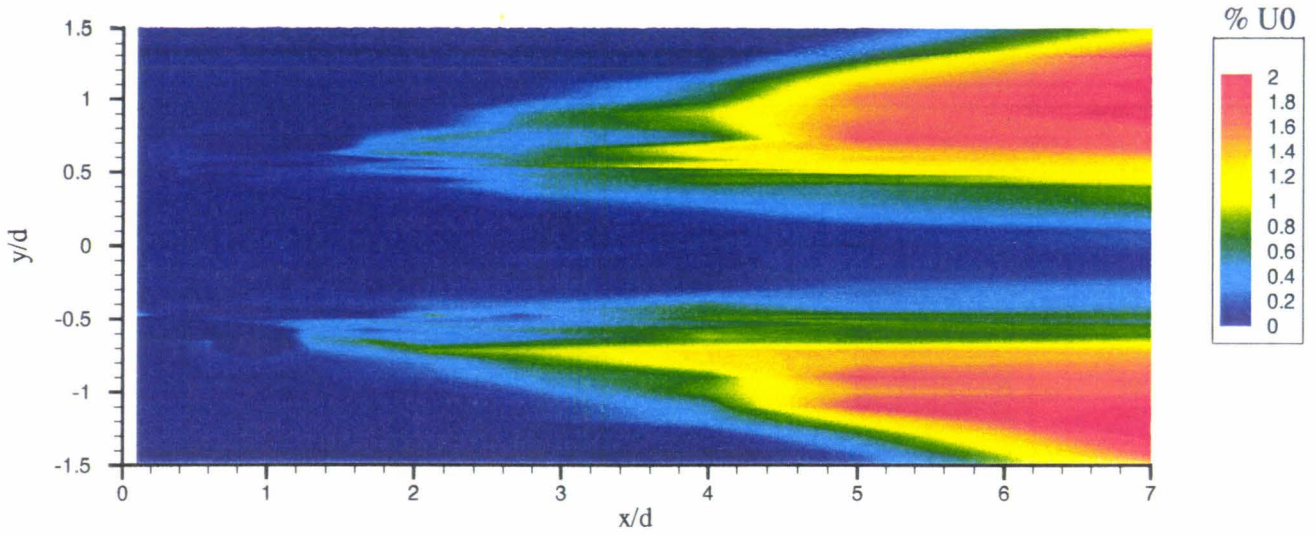
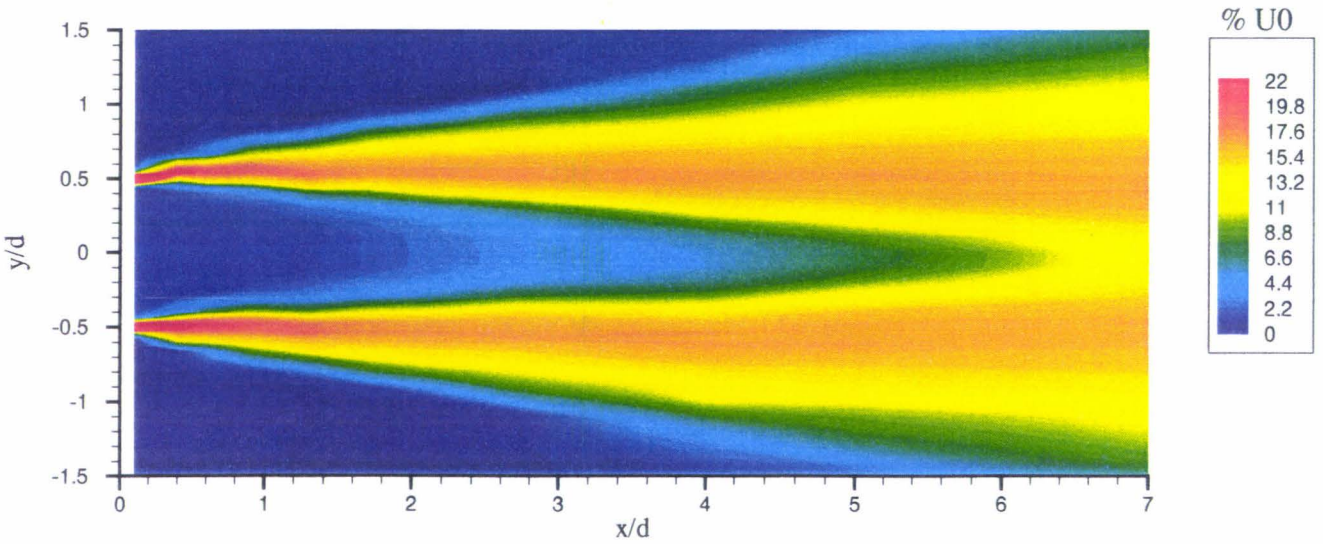


Figure 5.12 Fluctuation de vitesse verticale





5.13.a Biais sur la composante moyenne longitudinale de vitesse



5.13.b Fluctuation de vitesse longitudinale

Figure 5.13 VLF sur un jet libre ( $U_0=40$  m/s,  $d=50$  mm)

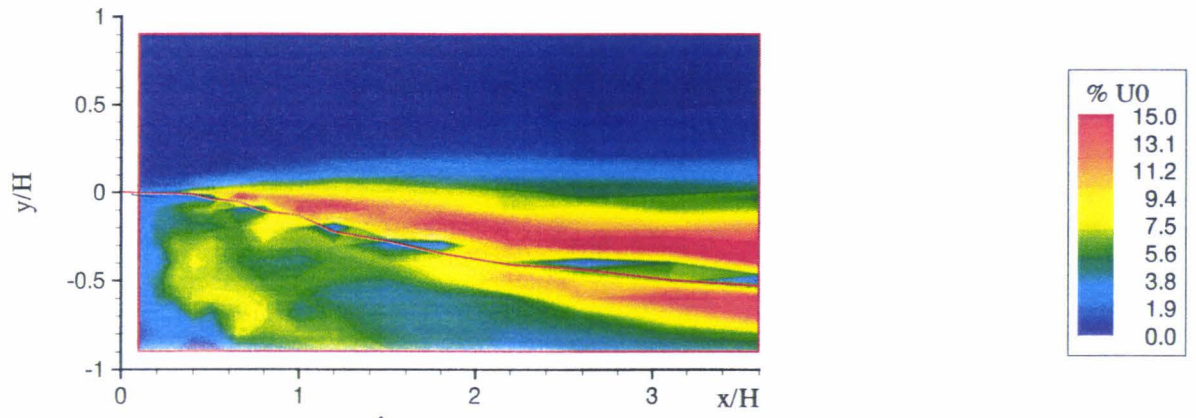


Figure 5.14 Biais théorique sur la composante moyenne longitudinale de vitesse

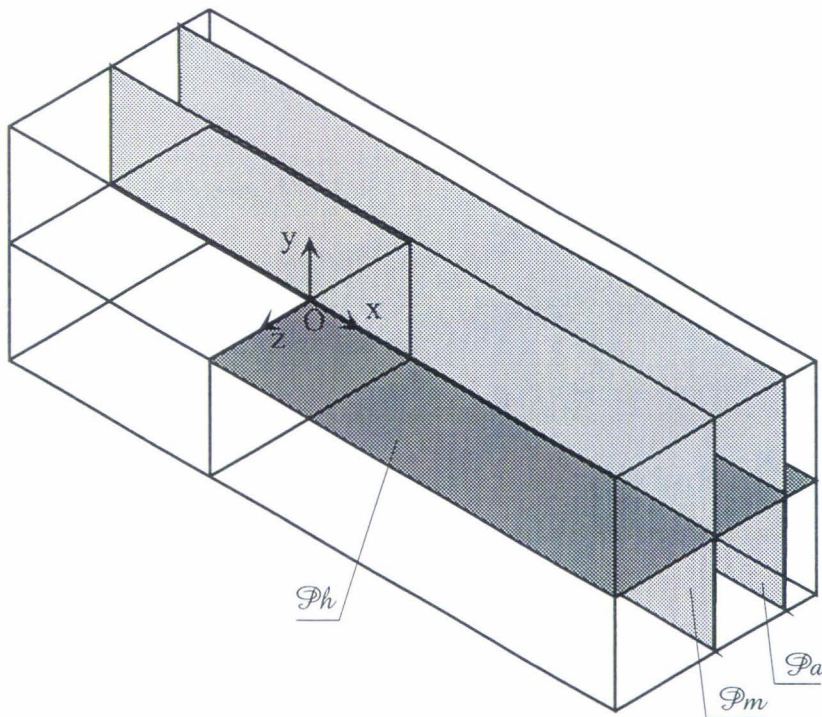
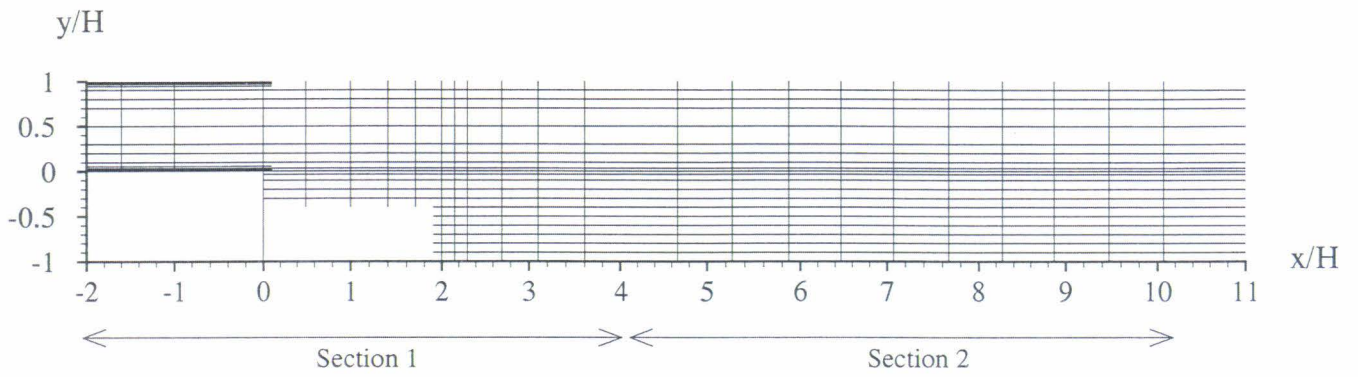
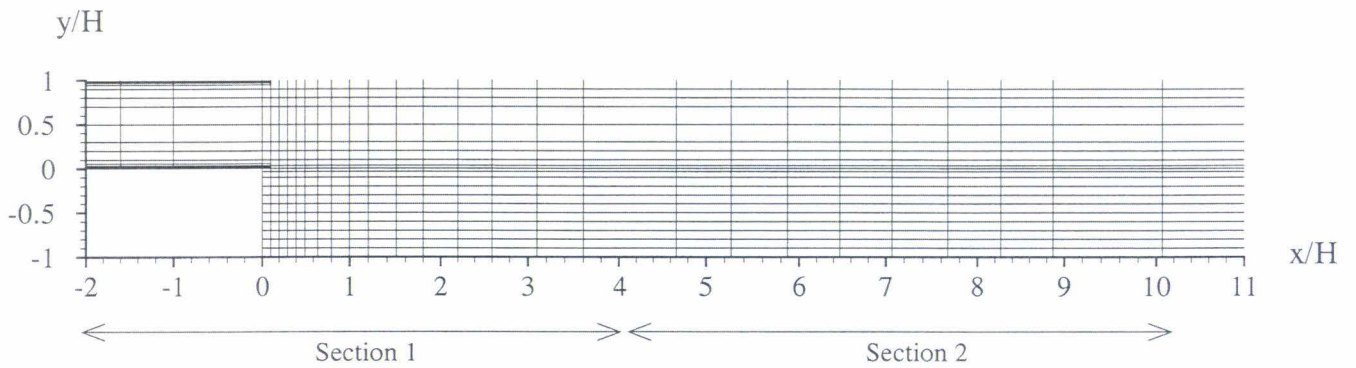


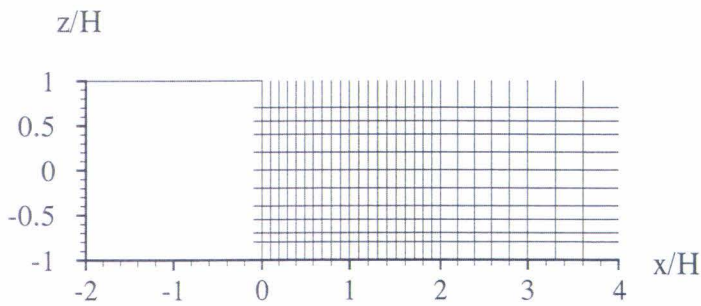
Figure 5.15 Plans étudiés par vélocimétrie Laser à Franges



a- Maillage pour  $ReH=5675$  dans les plans  $z/H=cte$

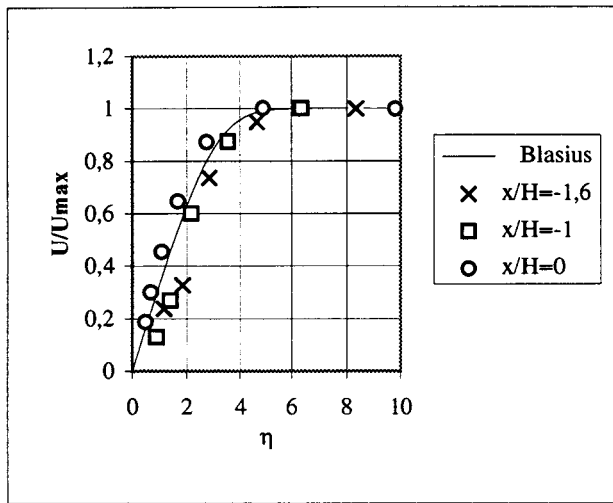
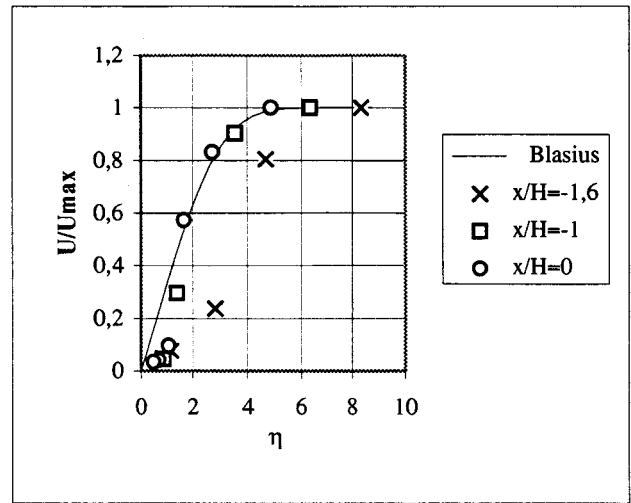
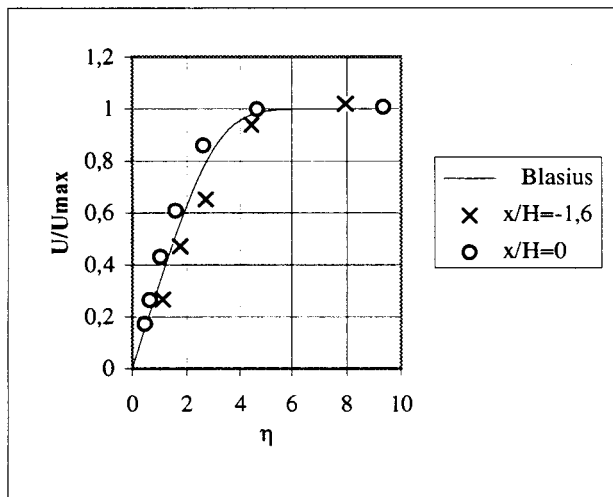
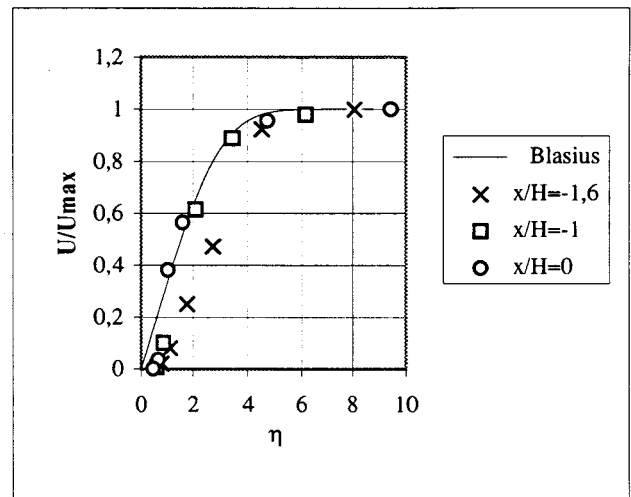
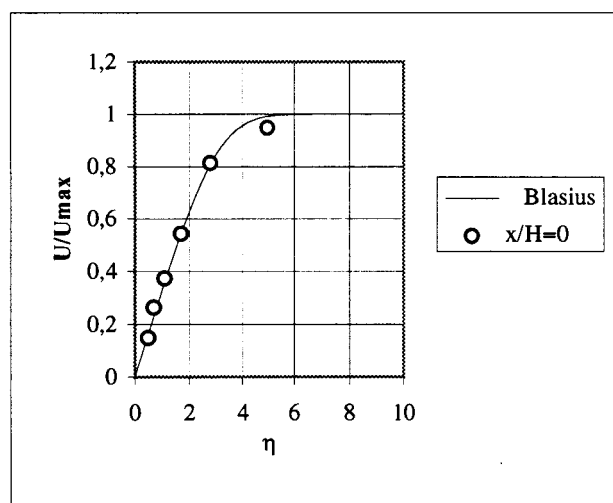
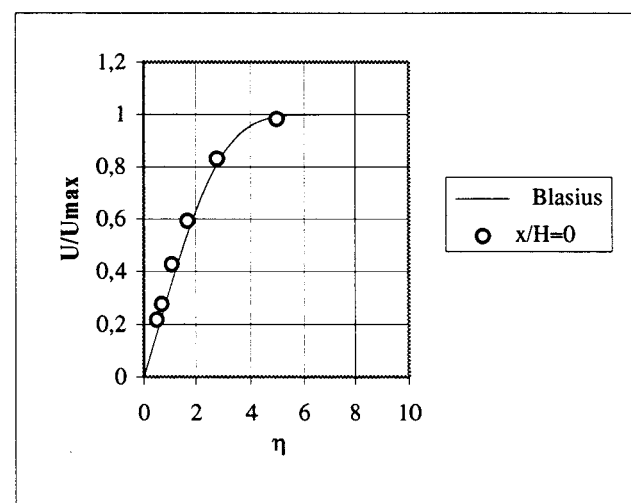


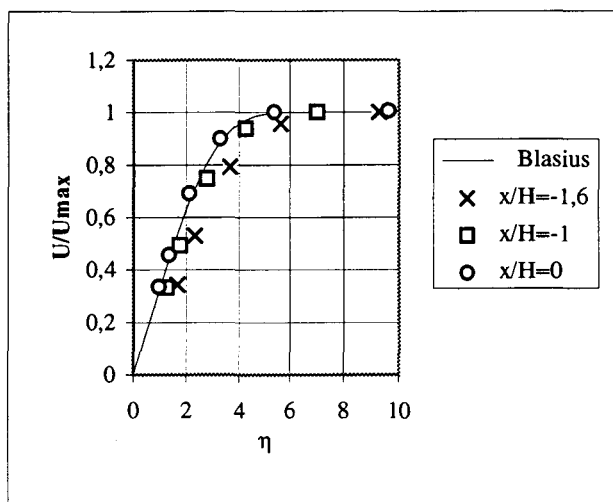
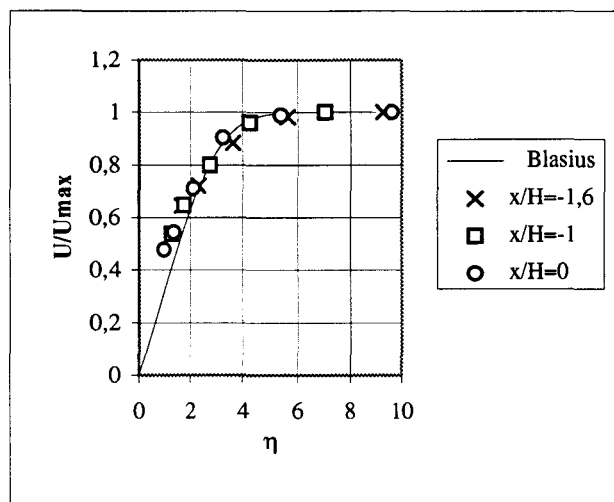
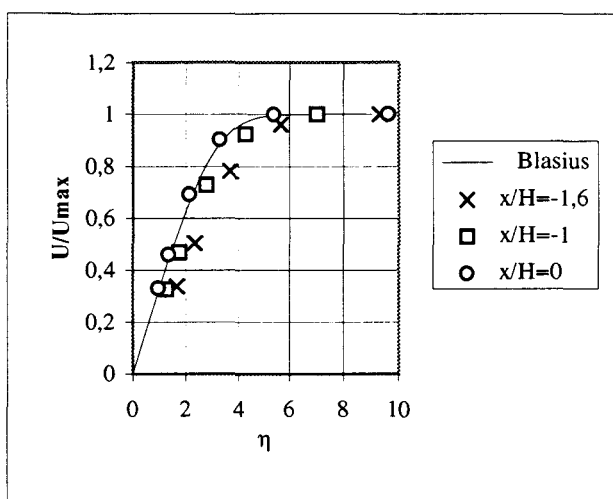
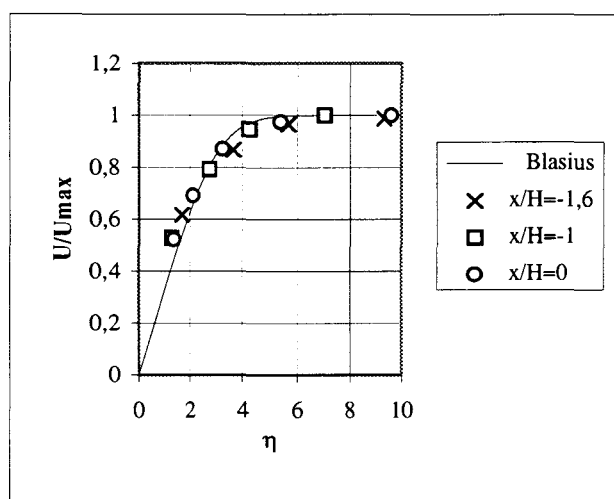
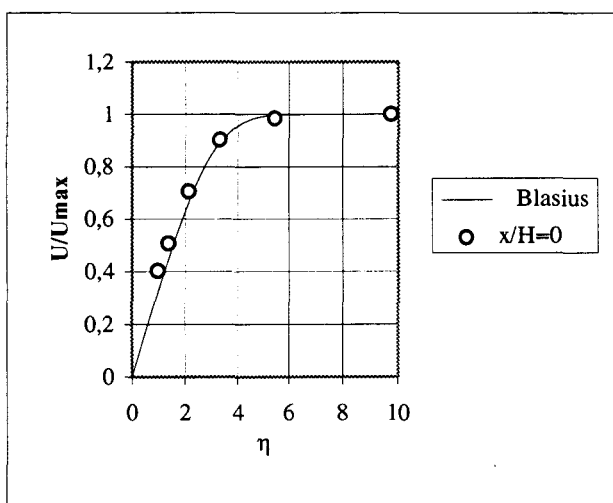
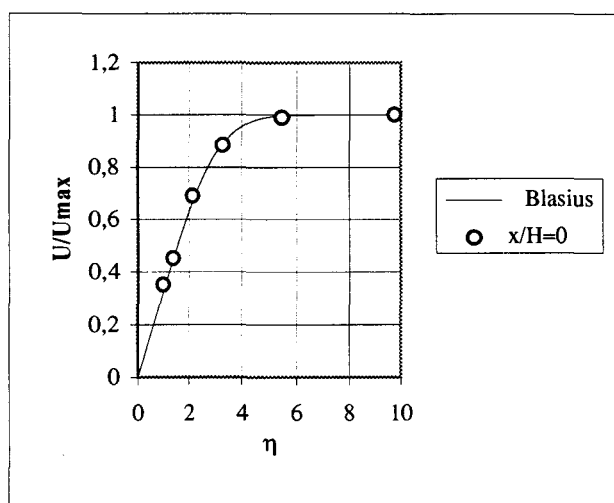
b- Maillage pour  $ReH=22230$  dans les plans  $z/H=cte$

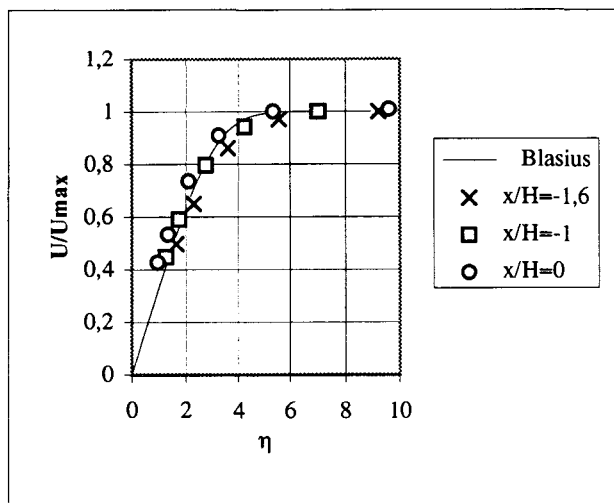
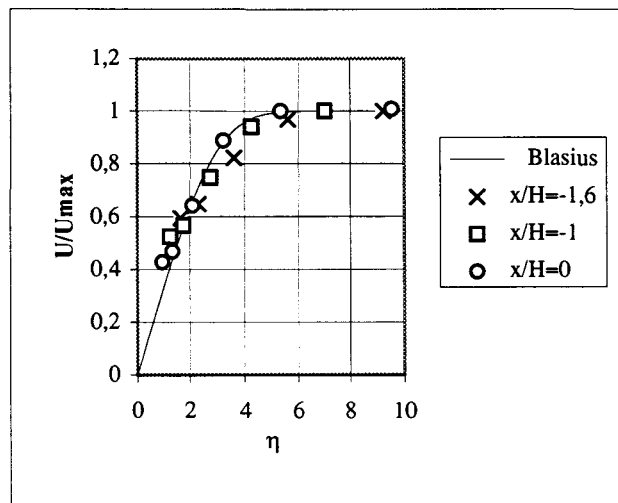
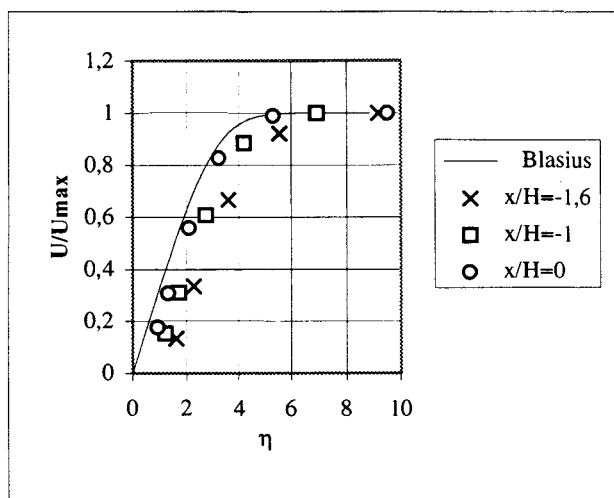
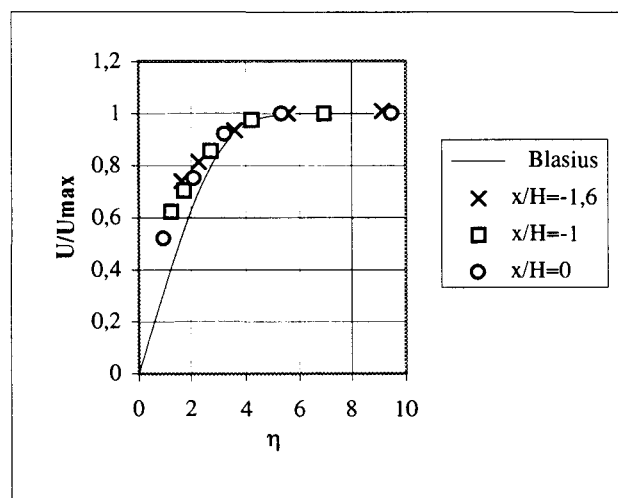
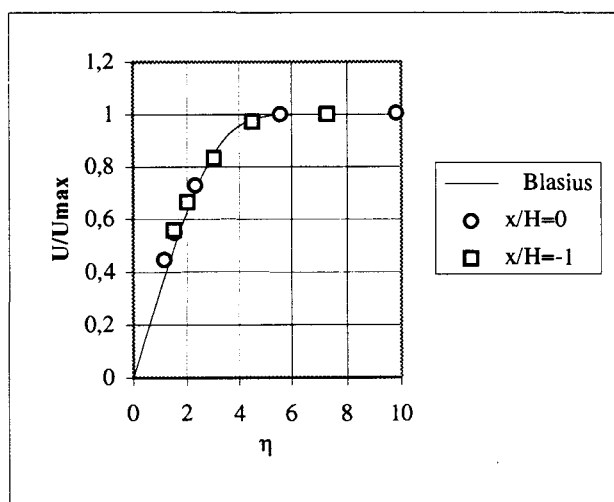
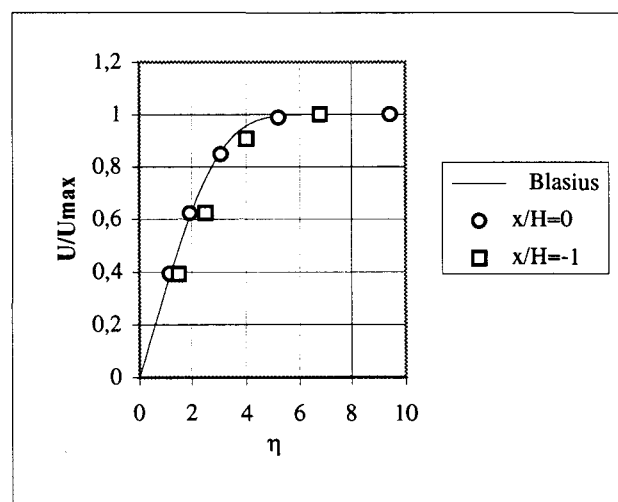


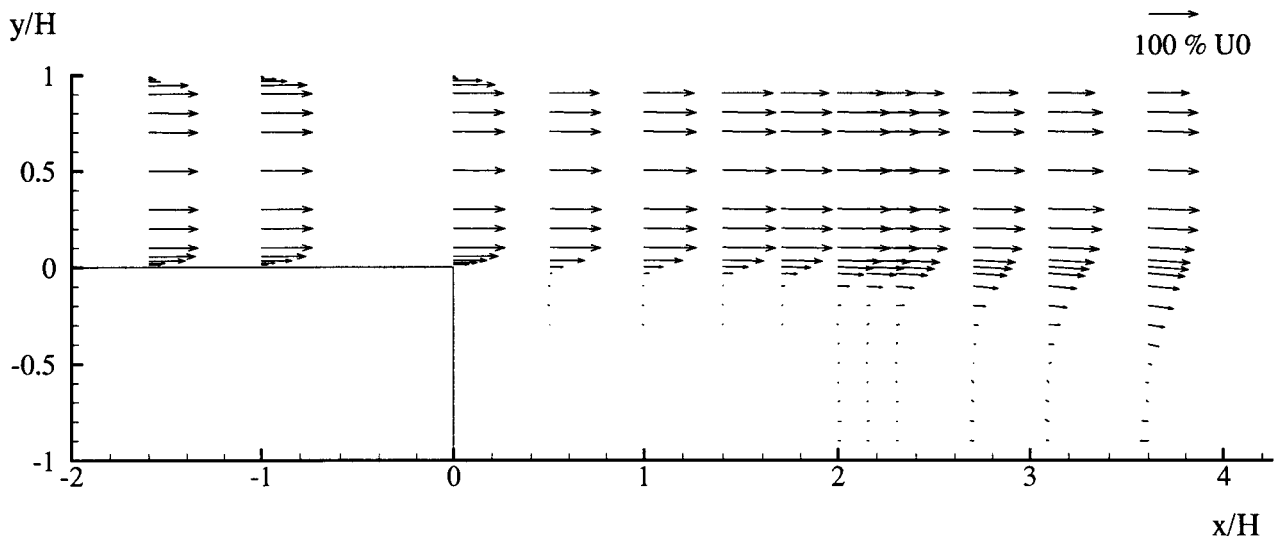
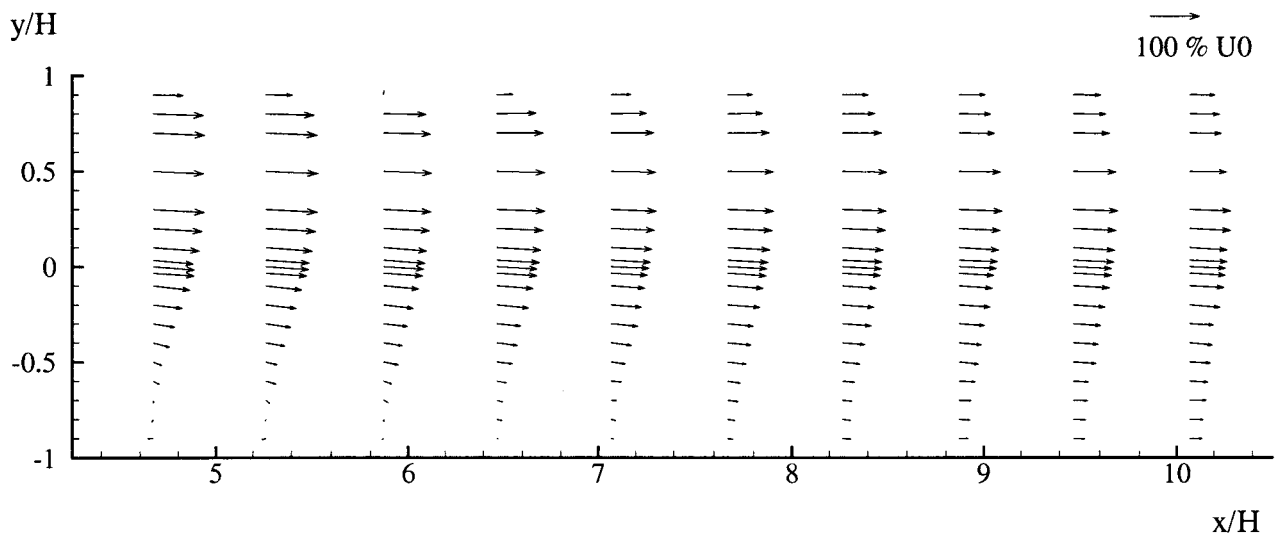
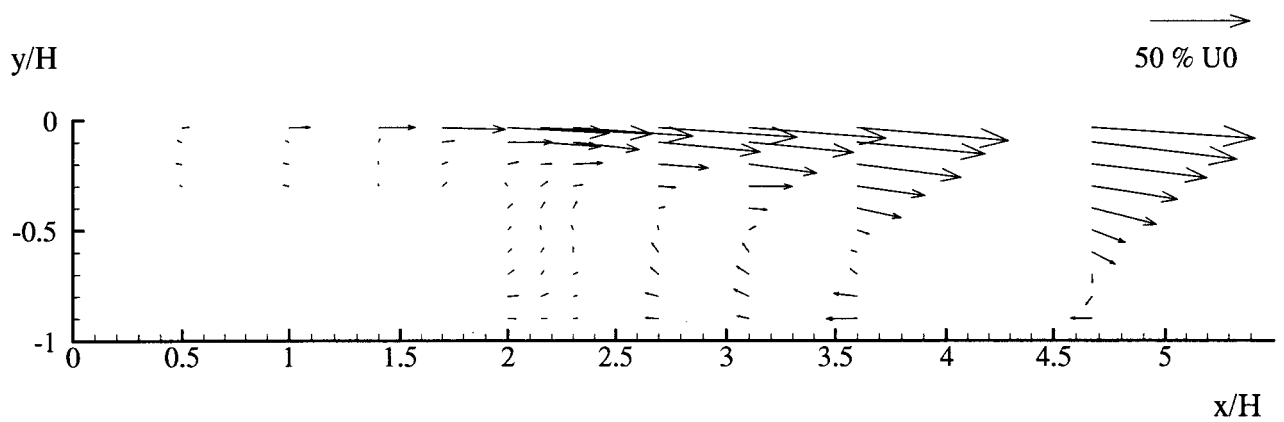
c- Maillage dans le plan  $y/H=0$

Figure 5.16 Maillages des sondages de VLF

a-  $z/H=0$  - paroi  $y/H=0$ b-  $z/H=0$  - paroi  $y/H=1$ c-  $z/H=-0,7$  - paroi  $y/H=0$ d-  $z/H=-0,7$  - paroi  $y/H=1$ e-  $y/H=0,5$  - paroi  $z/H=-1$ f-  $y/H=0,5$  - paroi  $z/H=1$ Figure 5.17 Couche limite en amont de la marche pour  $Re_H=5675$  sans excitation

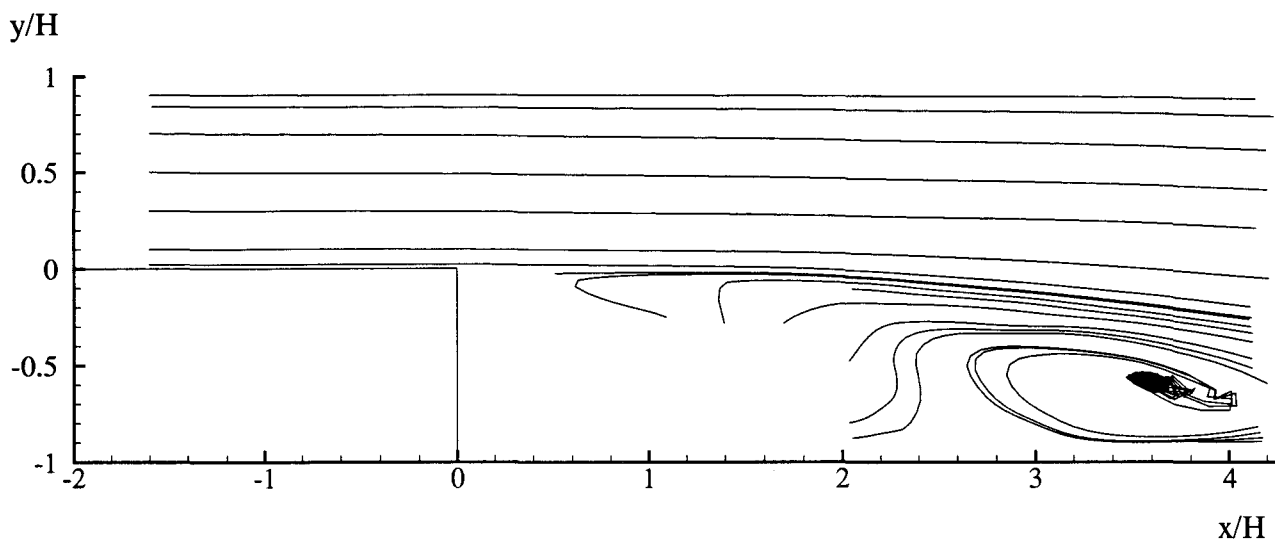
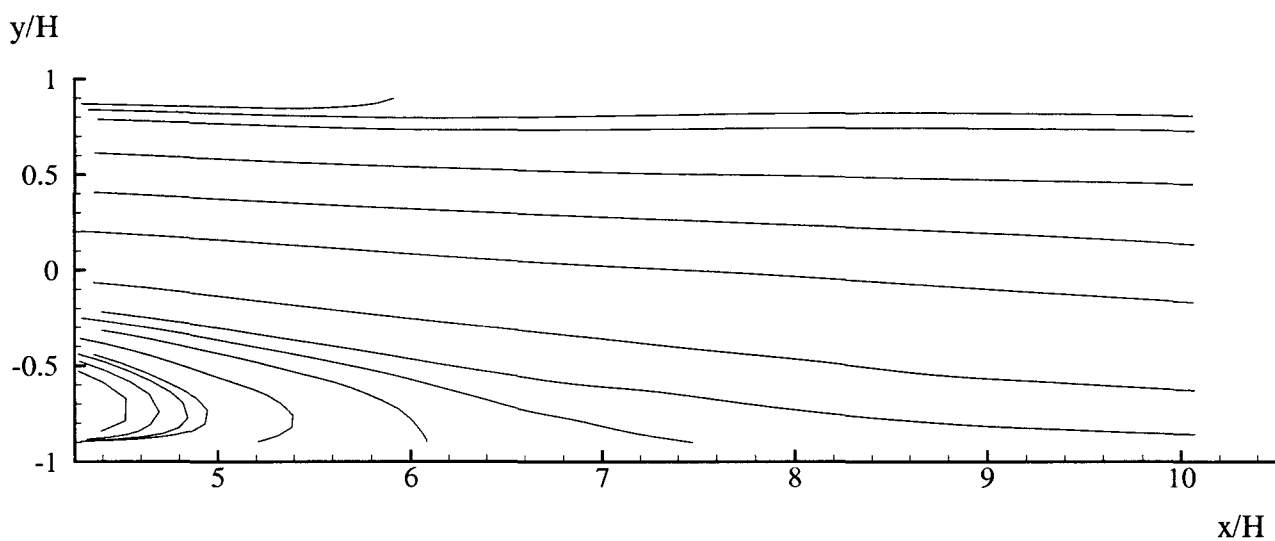
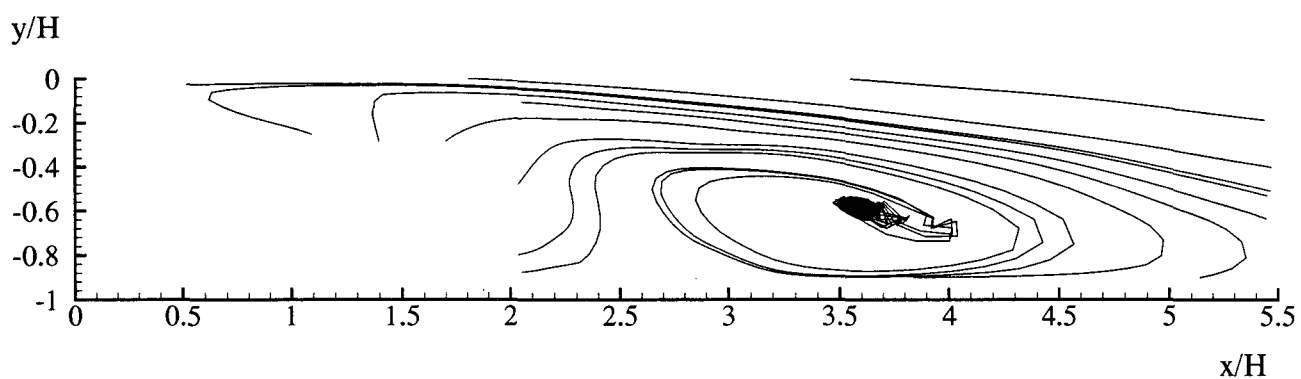
a-  $z/H=0$  - paroi  $y/H=0$ b-  $z/H=0$  - paroi  $y/H=1$ c-  $z/H=0,7$  - paroi  $y/H=0$ d-  $z/H=0,7$  - paroi  $y/H=1$ e-  $y/H=0,5$  - paroi  $z/H=-1$ f-  $y/H=0,5$  - paroi  $z/H=1$ Figure 5.18 Couche limite en amont de la marche pour  $Re_H=22230$  sans excitation

a-  $z/H=0$  - paroi  $y/H=0$ b-  $z/H=0$  - paroi  $y/H=1$ c-  $z/H=0,7$  - paroi  $y/H=0$ d-  $z/H=0,7$  - paroi  $y/H=1$ e-  $y/H=0,5$  - paroi  $z/H=-1$ f-  $y/H=0,5$  - paroi  $z/H=1$ Figure 5.19 Couche limite en amont de la marche pour  $Re_H=22230$  avec excitation

a-  $-2 < x/H < 4,25$ b-  $4,25 < x/H < 10,5$ 

c- Zone de recirculation

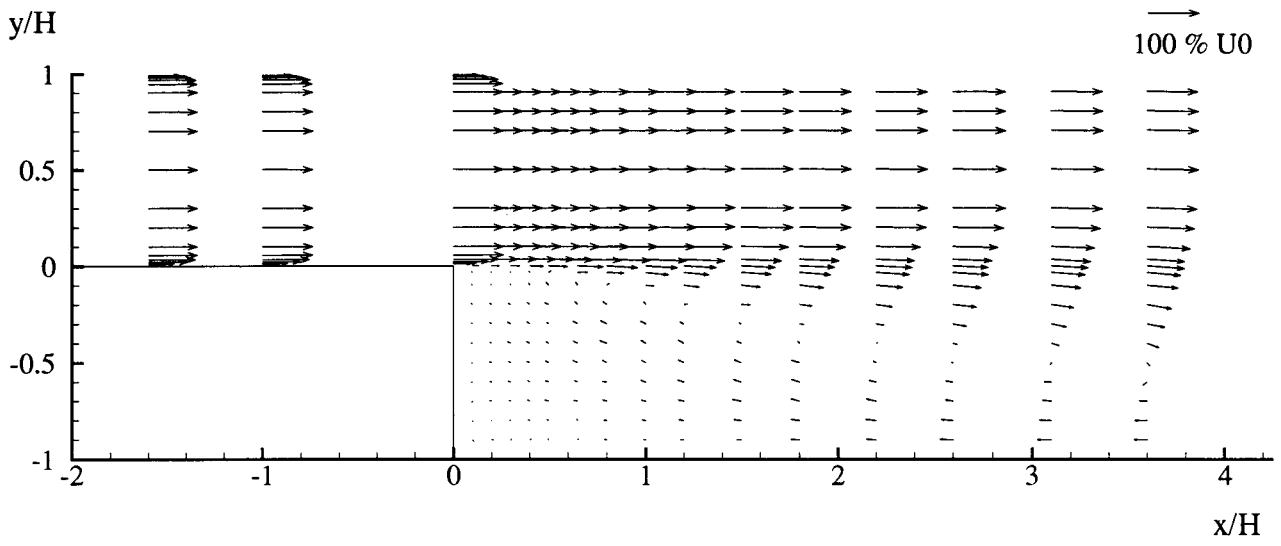
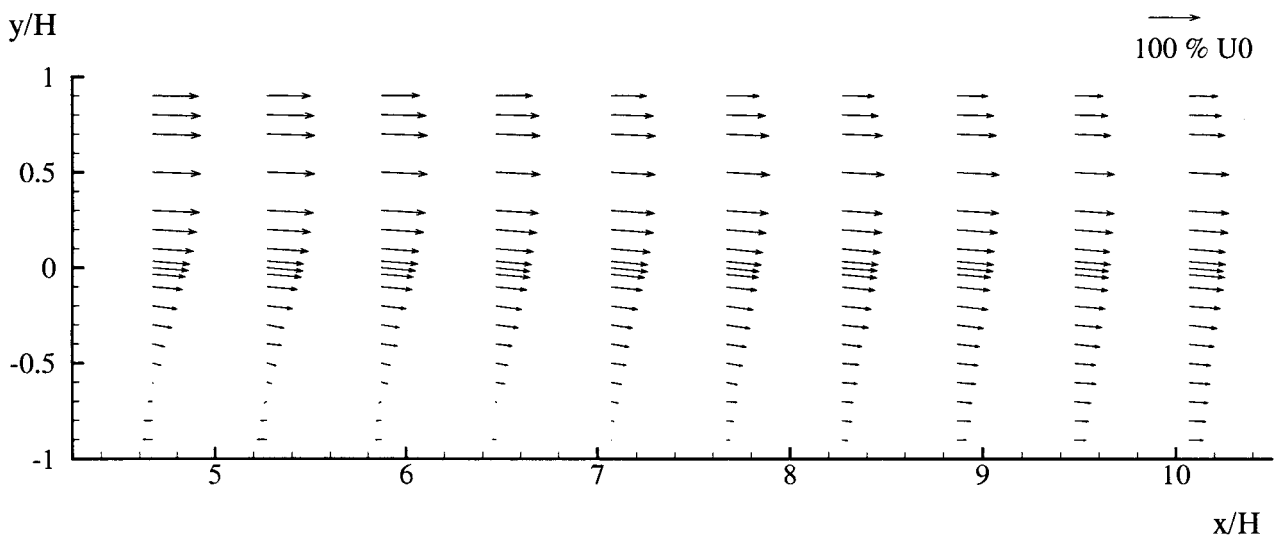
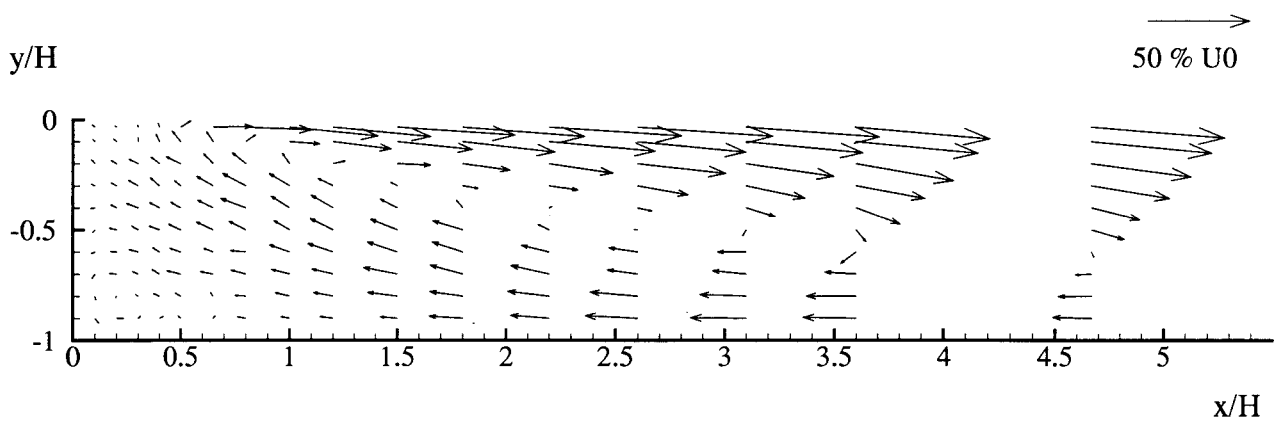
Figure 5.20 Champ de vitesses pour  $Re_H = 5675$  sans excitation dans le plan  $z/H = 0$

a-  $-2 < x/H < 4,25$ b-  $4,25 < x/H < 10,5$ 

c- Zone de recirculation

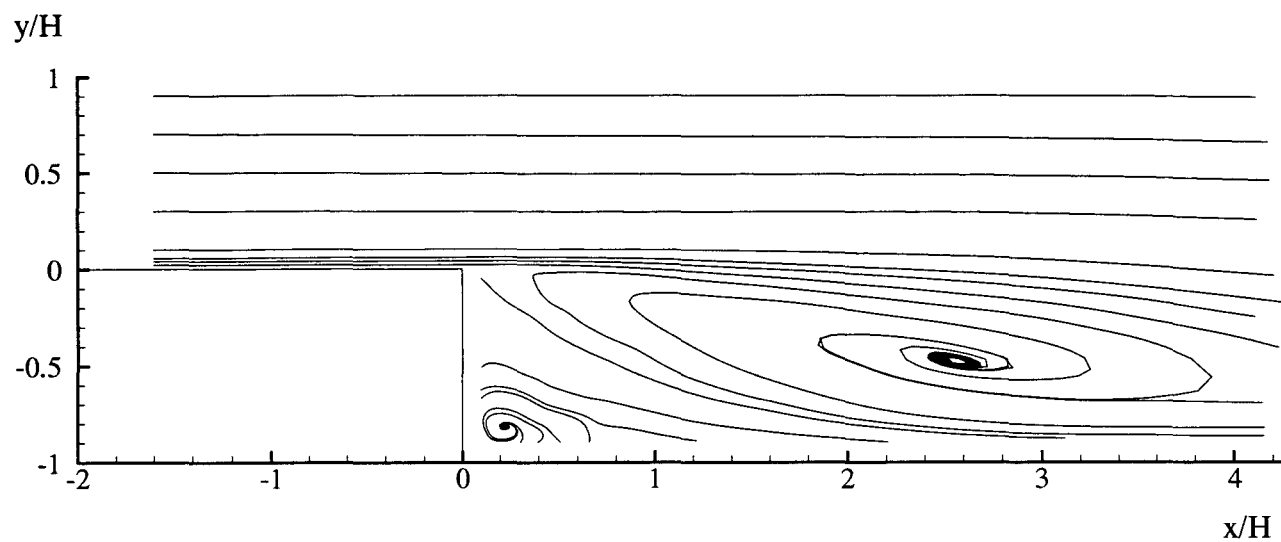
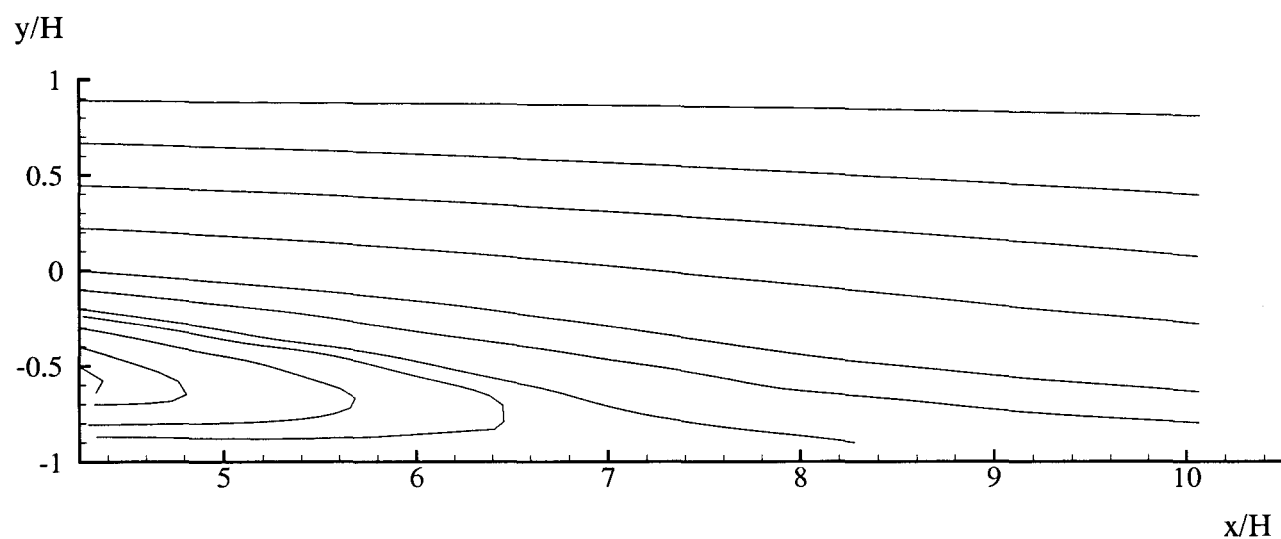
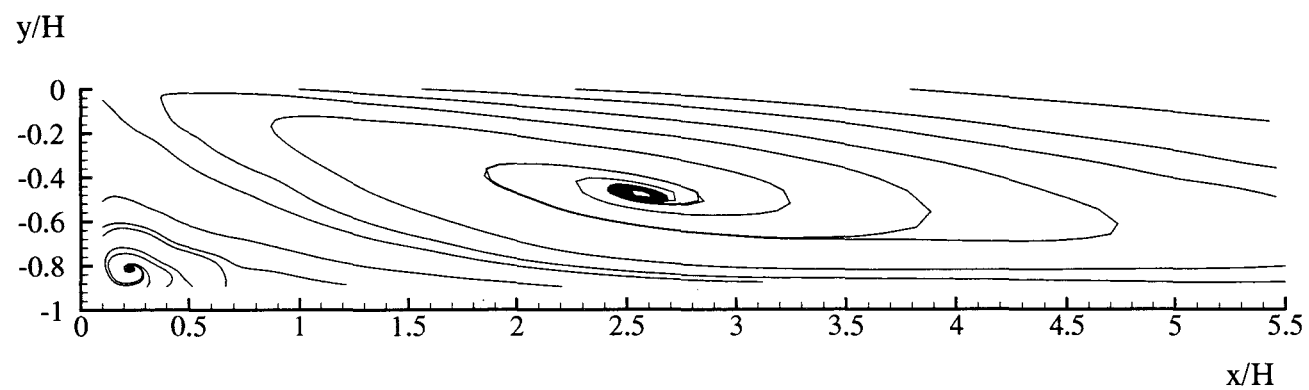
Figure 5.21 Lignes de courant pour  $Re_H = 5675$  sans excitation dans le plan  $z/H = 0$



a-  $-2 < x/H < 4,25$ b-  $4,25 < x/H < 10,5$ 

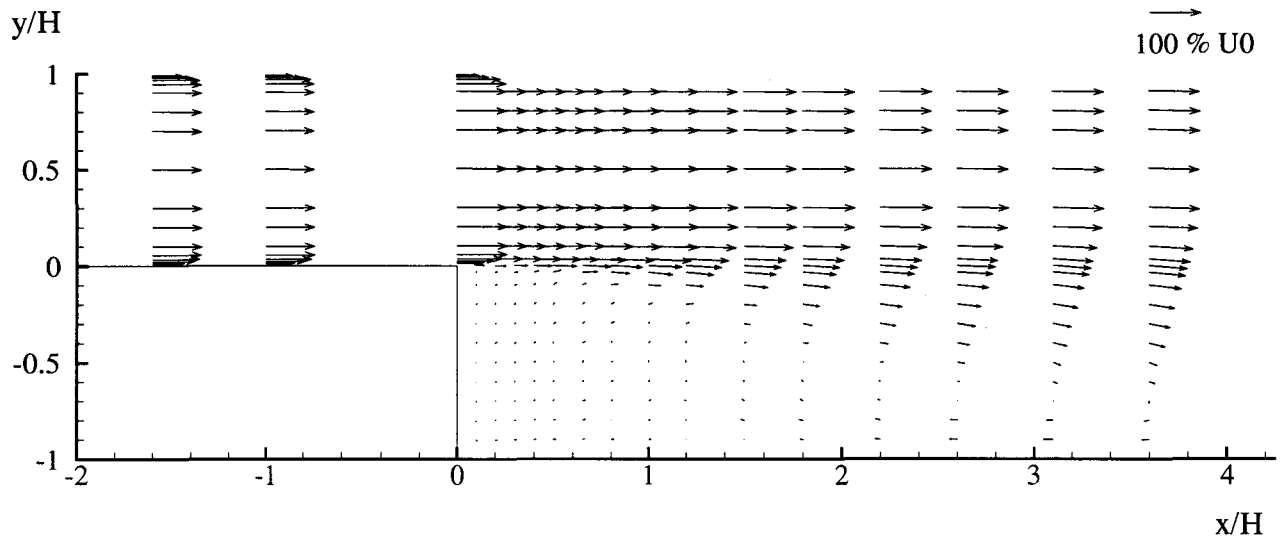
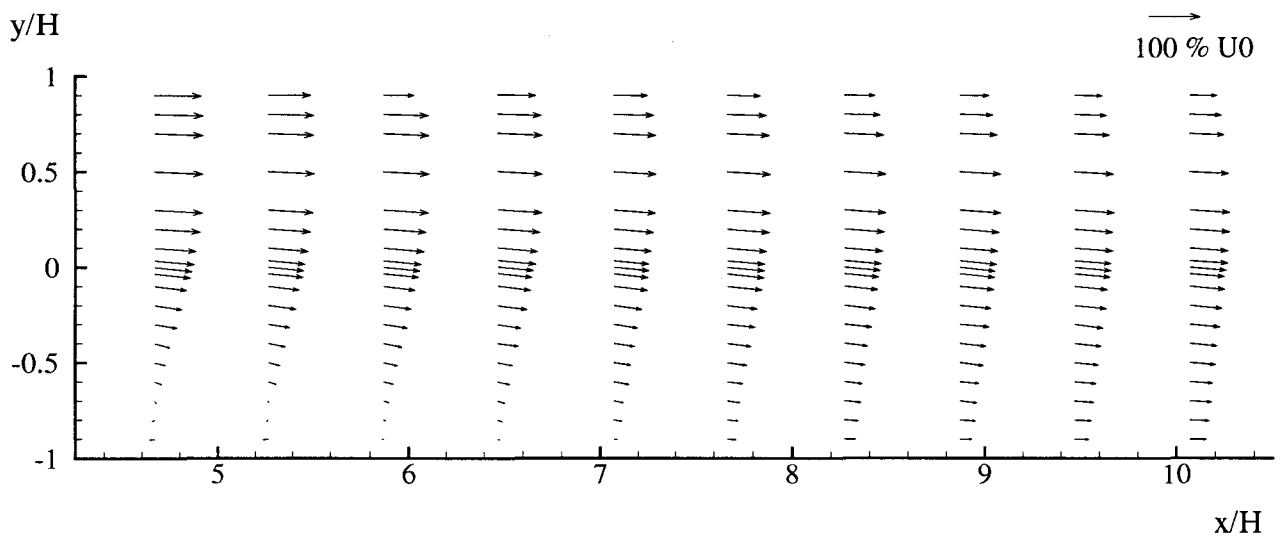
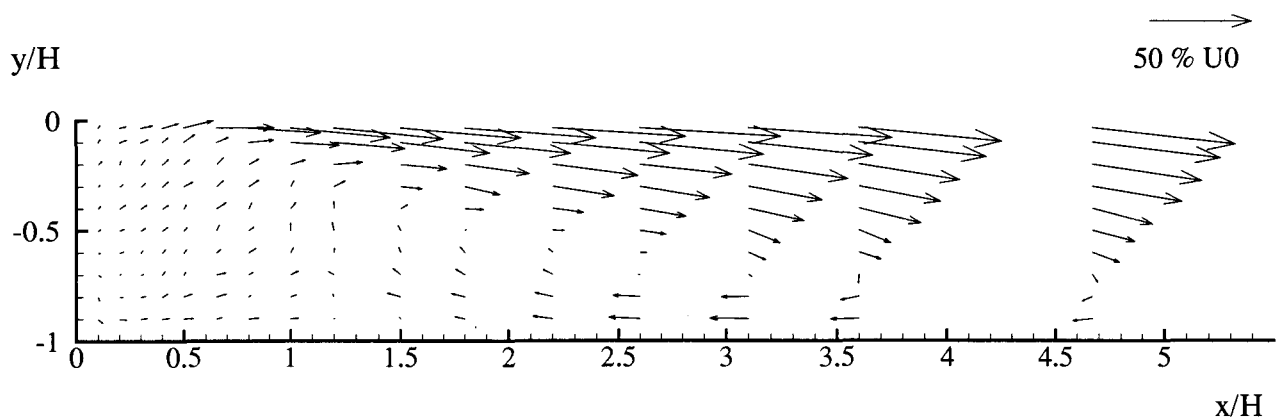
c- Zone de recirculation

Figure 5.22 Champ de vitesses pour  $Re_H = 22230$  sans excitation dans le plan  $z/H = 0$

a-  $-2 < x/H < 4,25$ b-  $4,25 < x/H < 10,5$ 

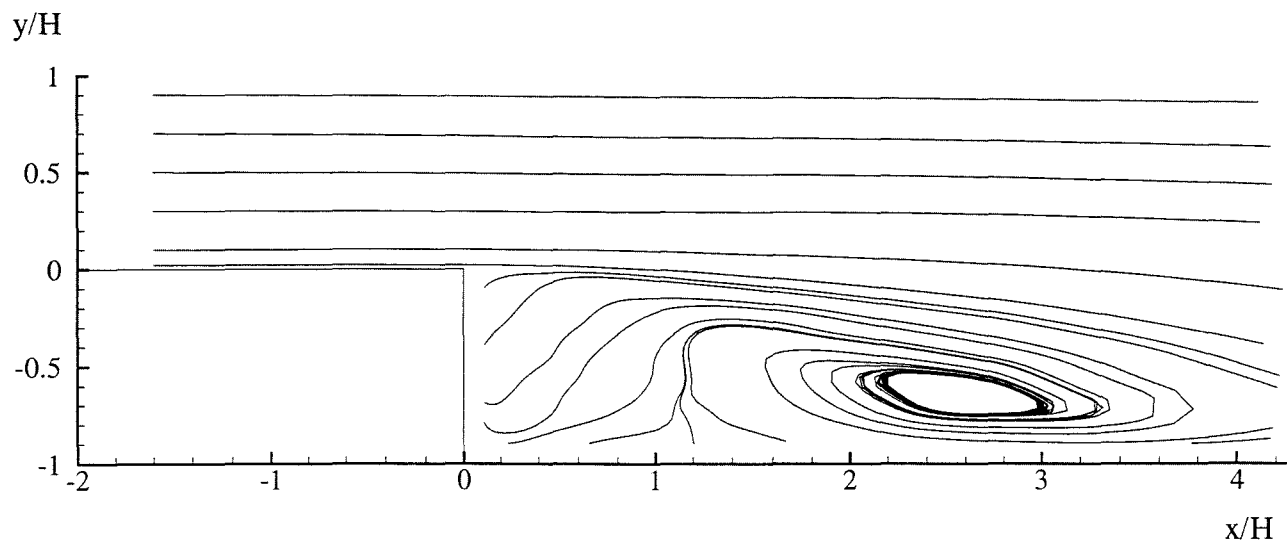
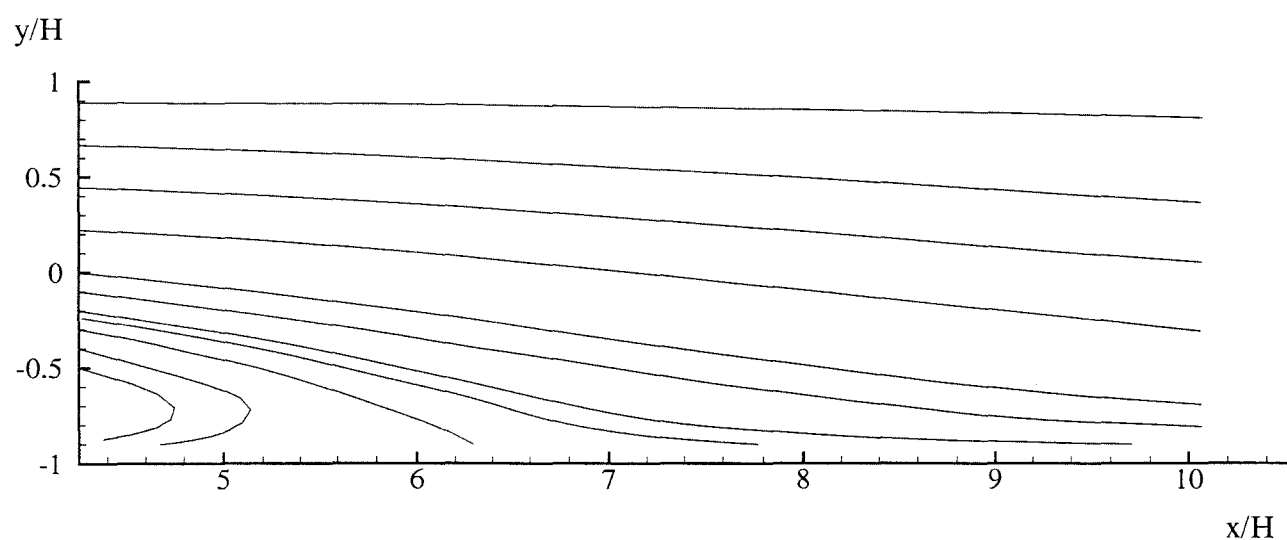
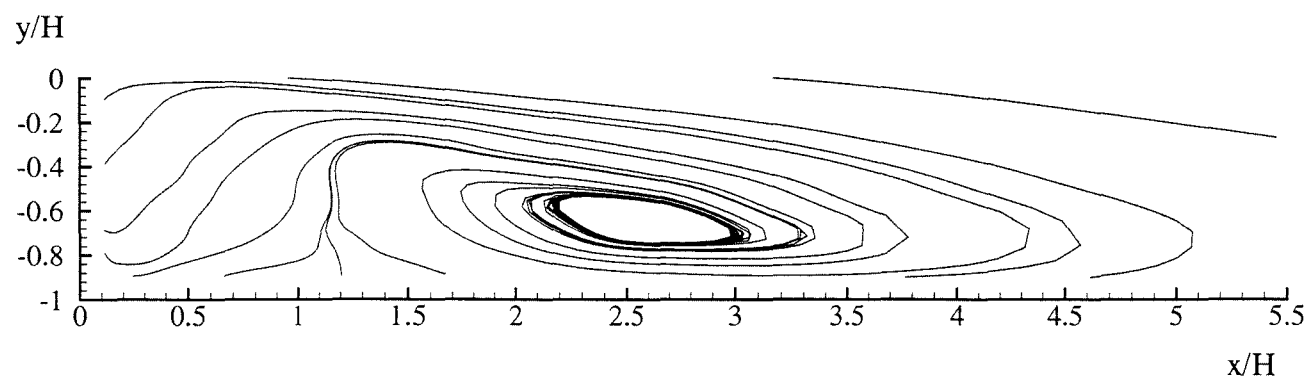
c- Zone de recirculation

Figure 5.23 Lignes de courant pour  $ReH = 22230$  sans excitation dans le plan  $z/H = 0$

a-  $-2 < x/H < 4,25$ b-  $4,25 < x/H < 10,5$ 

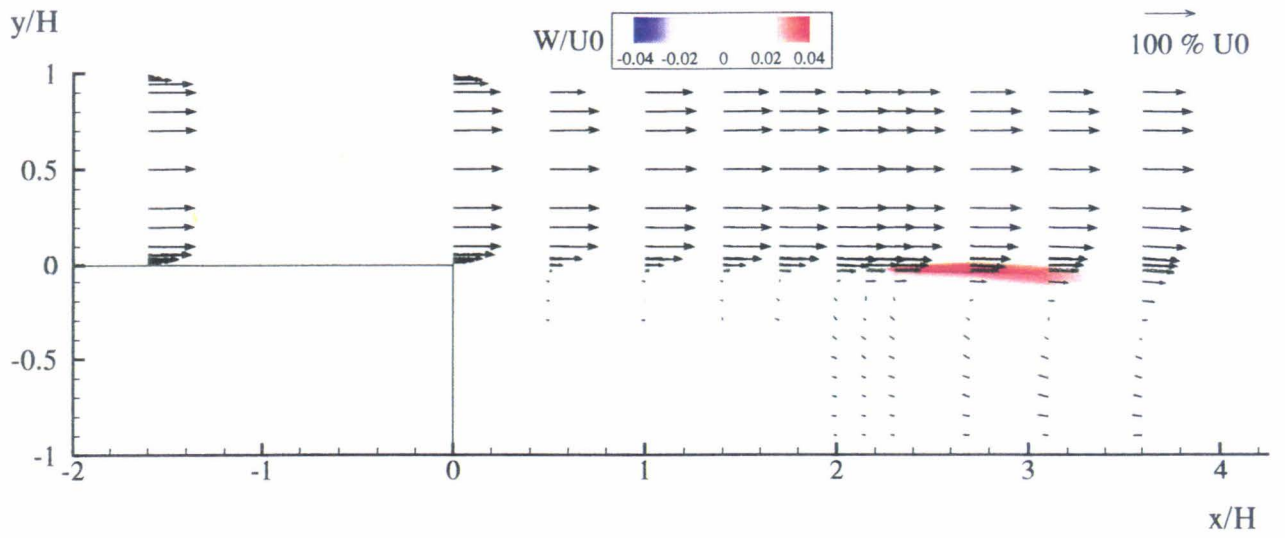
c- Zone de recirculation

Figure 5.24 Champ de vitesses pour  $Re_H = 22230$  avec excitation dans le plan  $z/H = 0$

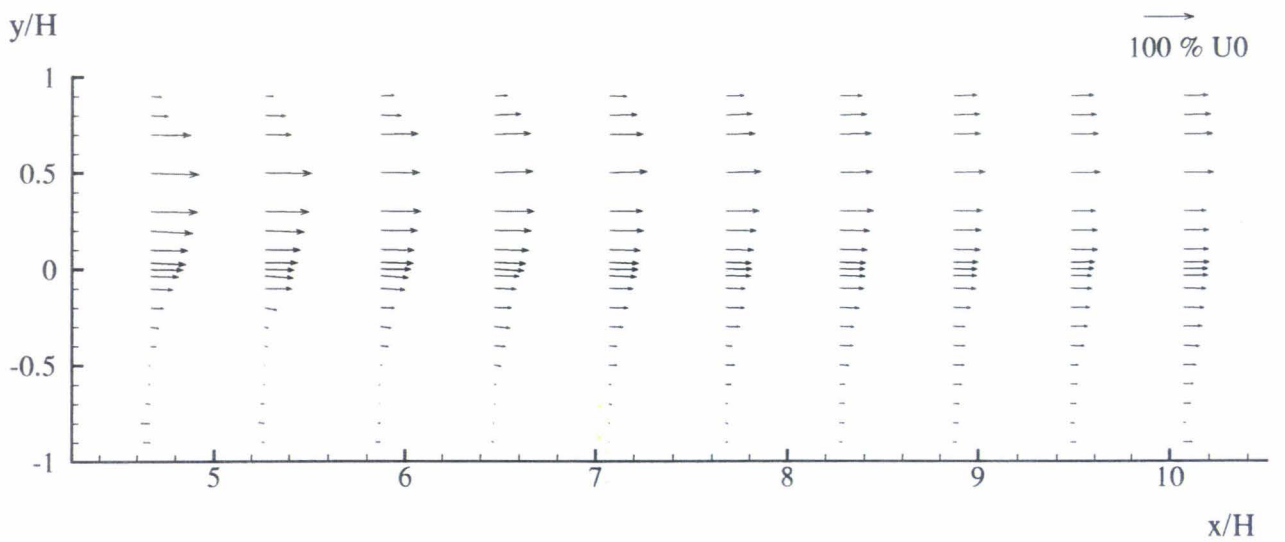
a-  $-2 < x/H < 4,25$ b-  $4,25 < x/H < 10,5$ 

c- Zone de recirculation

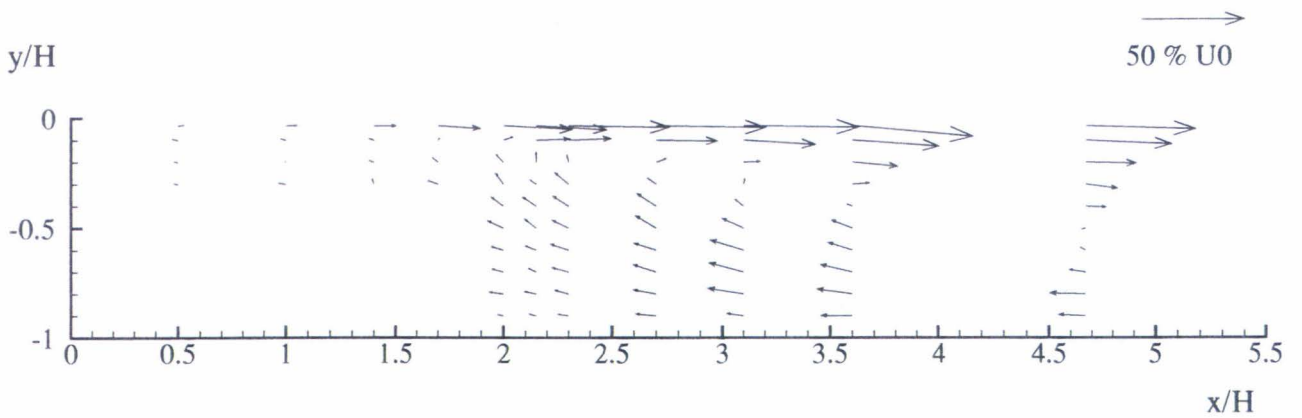
Figure 5.25 Lignes de courant pour  $ReH = 22230$  avec excitation dans le plan  $z/H = 0$



a-  $-2 < x/H < 4,25$

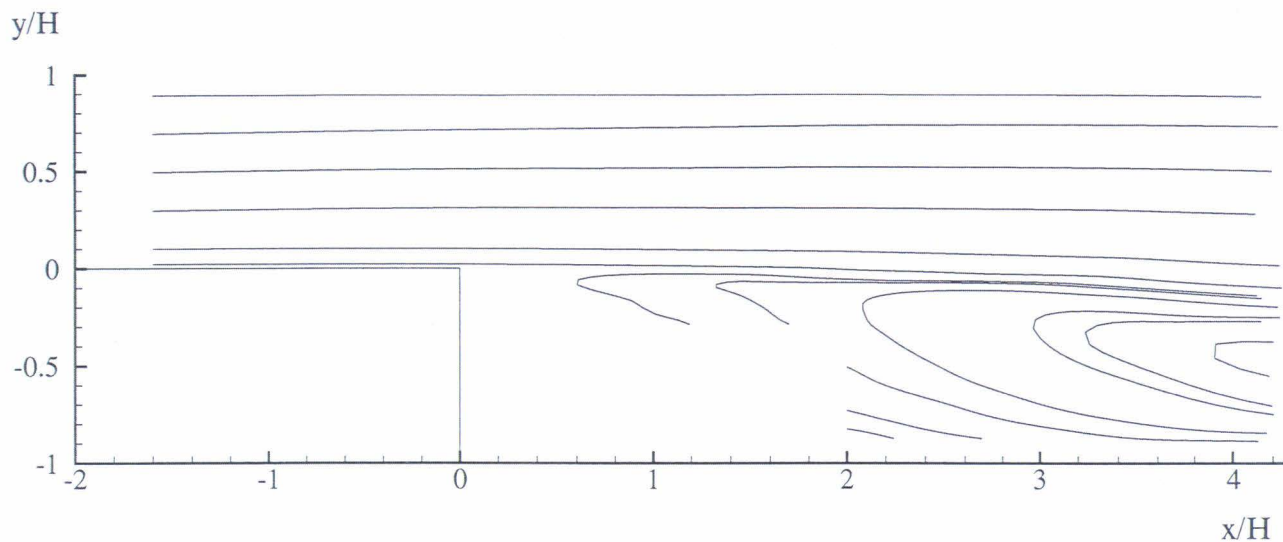
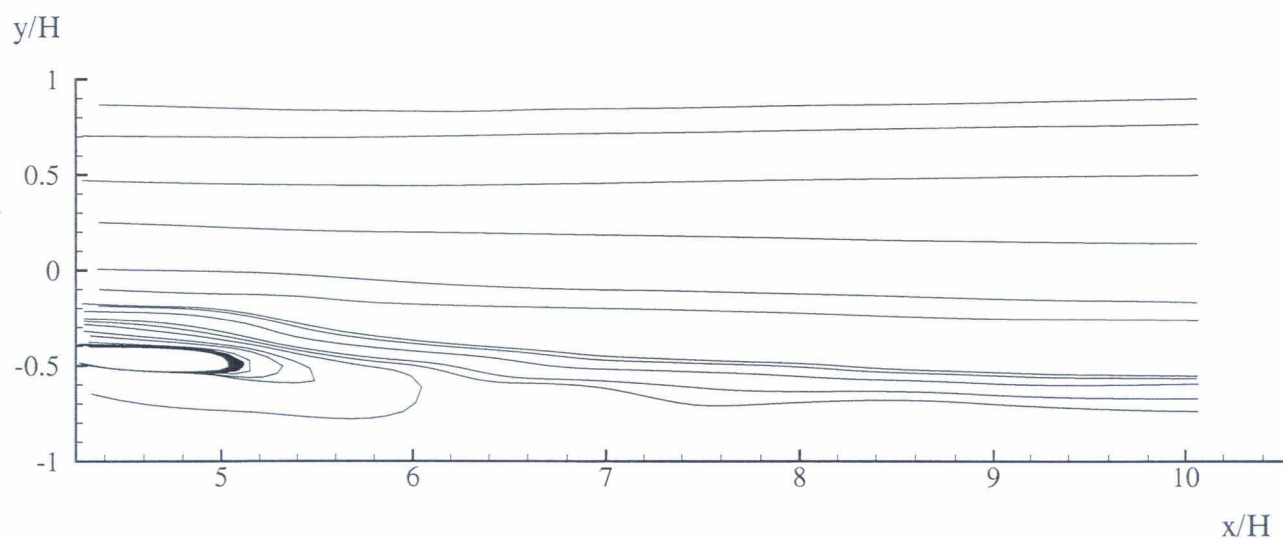
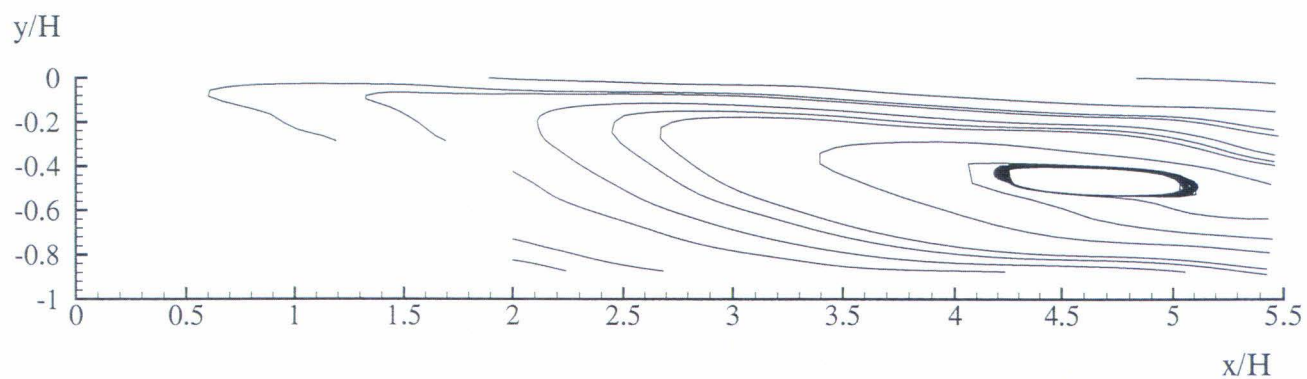


b-  $4,25 < x/H < 10,5$



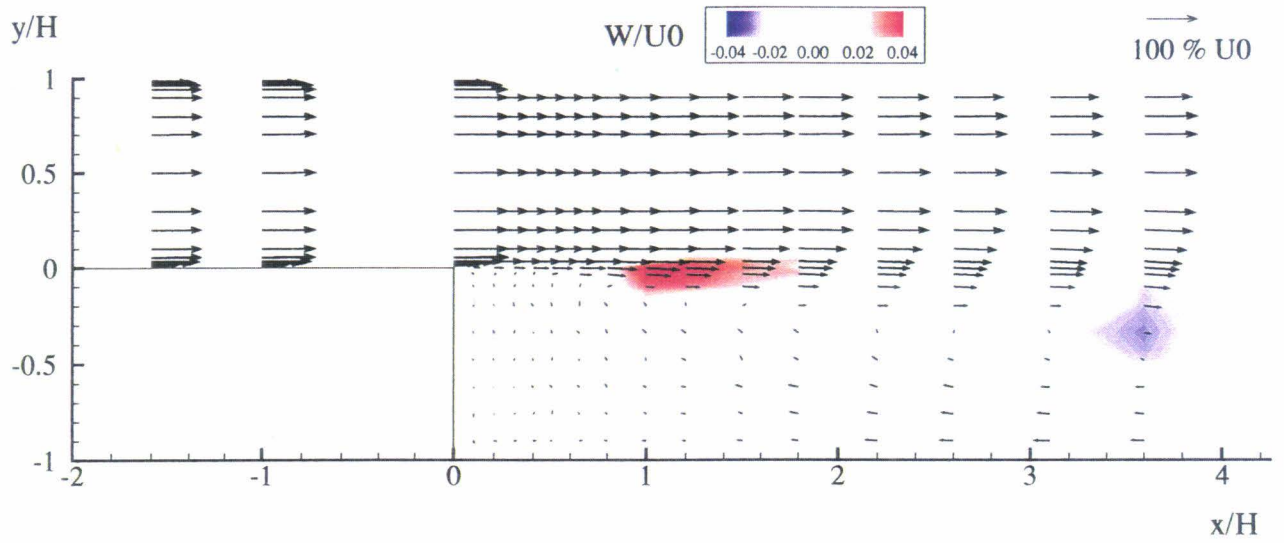
c- Zone de recirculation

Figure 5.26 Champ de vitesses pour  $Re_H = 5675$  sans excitation dans le plan  $z/H = -0,7$

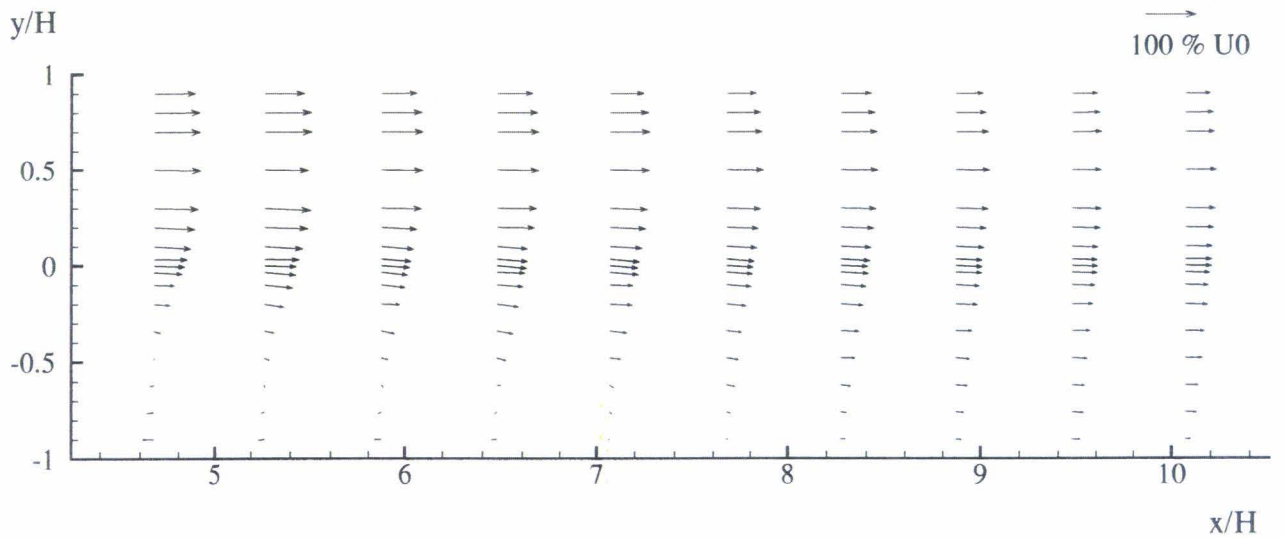
a-  $-2 < x/H < 4,25$ b-  $4,25 < x/H < 10,5$ 

c- Zone de recirculation

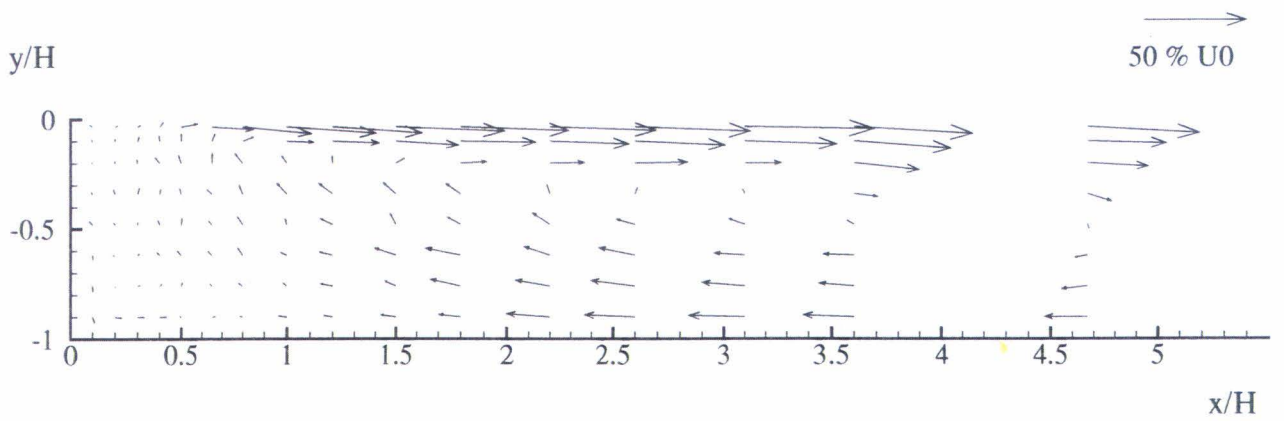
Figure 5.27 Lignes de courant pour  $ReH = 5675$  sans excitation dans le plan  $z/H = -0,7$



a-  $-2 < x/H < 4,25$

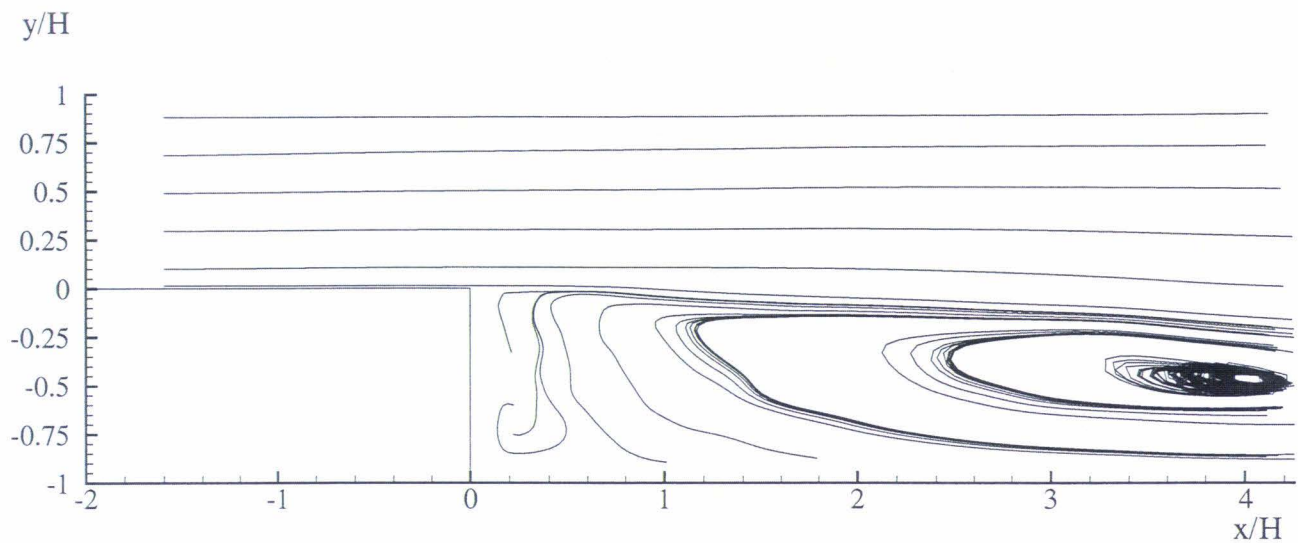
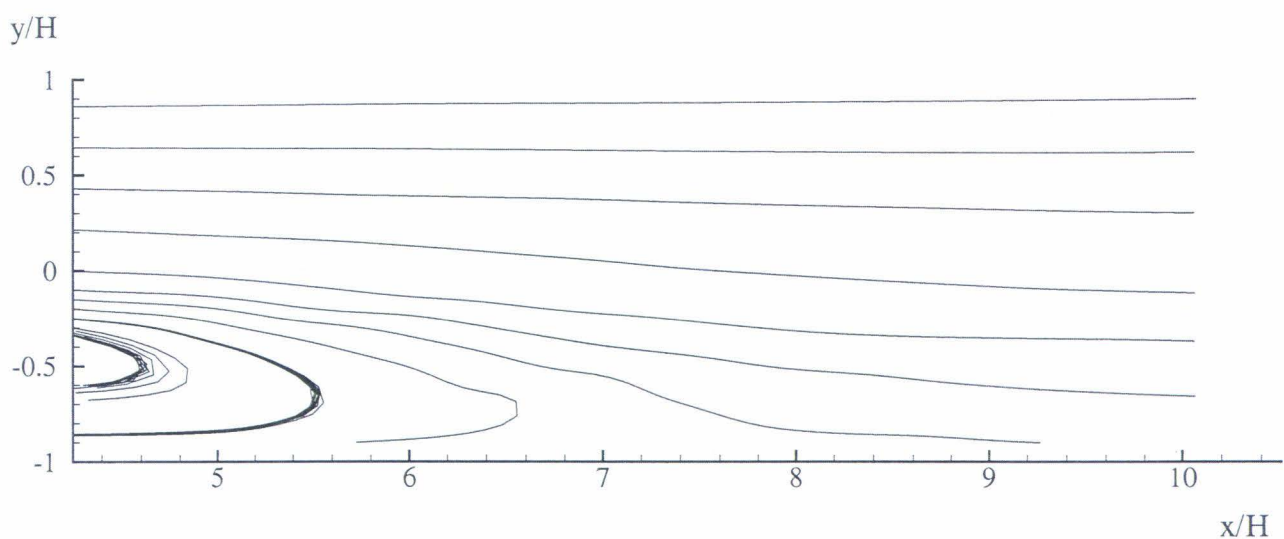
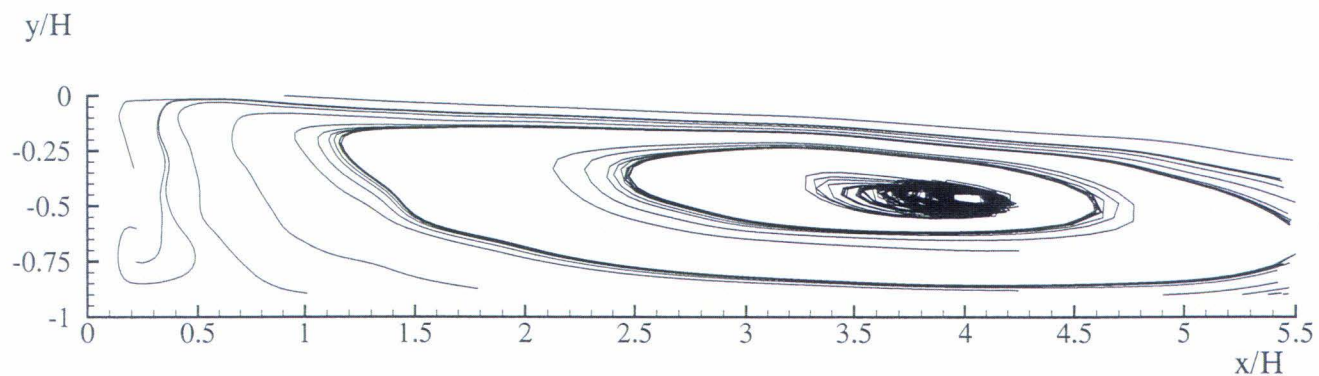


b-  $4,25 < x/H < 10,5$



c- Zone de recirculation

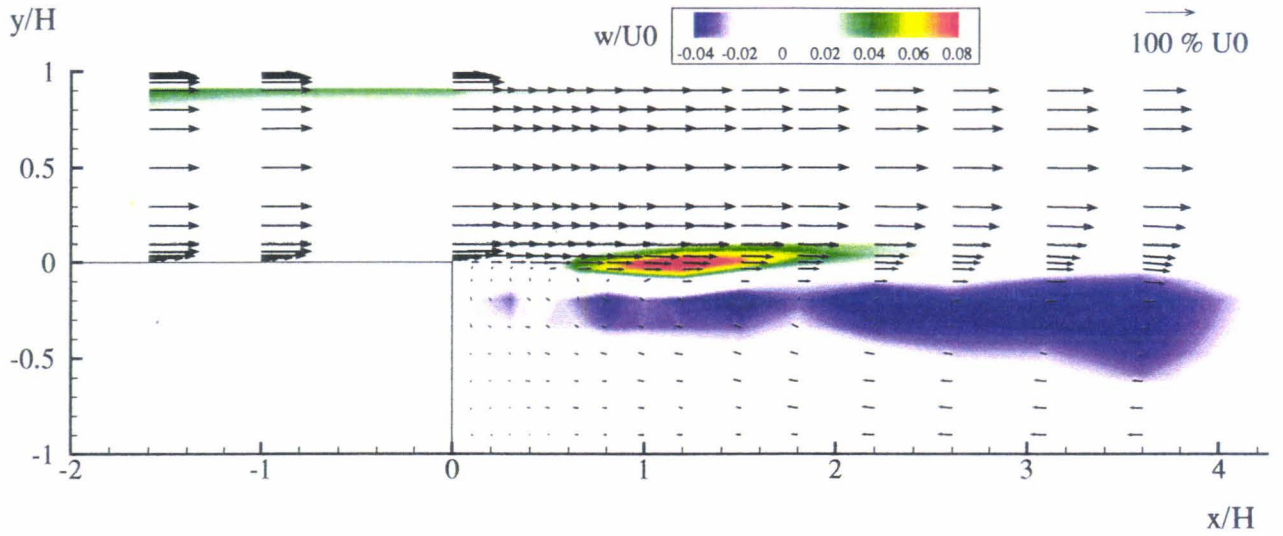
Figure 5.28 Champ de vitesses pour  $Re_H = 22230$  sans excitation dans le plan  $z/H = -0,7$

a-  $-2 < x/H < 4,25$ b-  $4,25 < x/H < 10,5$ 

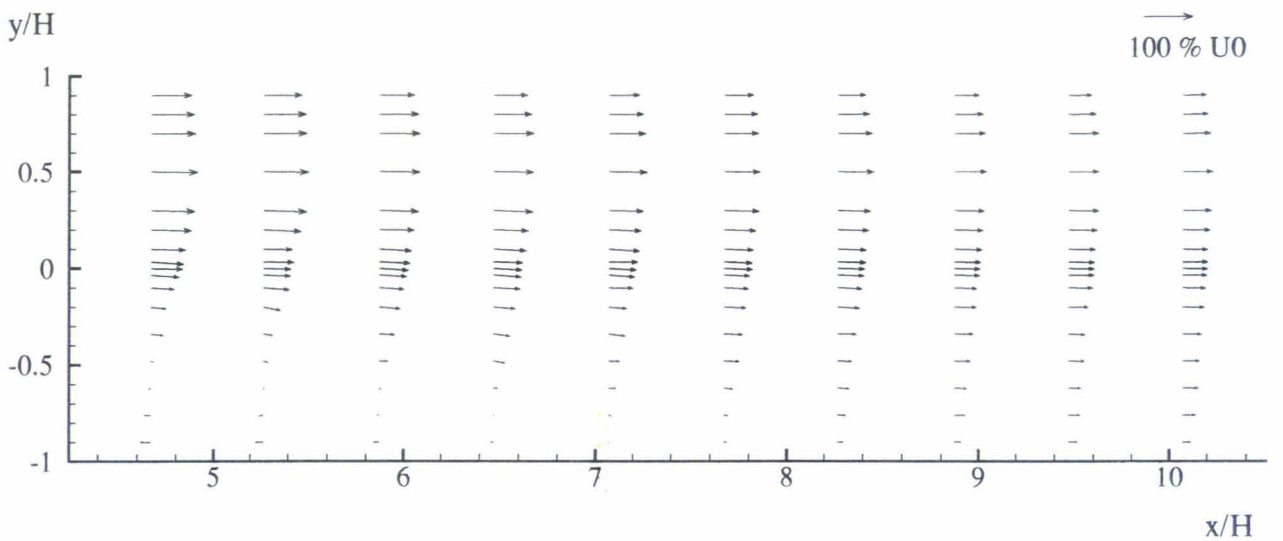
c- Zone de recirculation

Figure 5.29 Lignes de courant pour  $ReH = 22230$  sans excitation dans le plan  $z/H = -0,7$

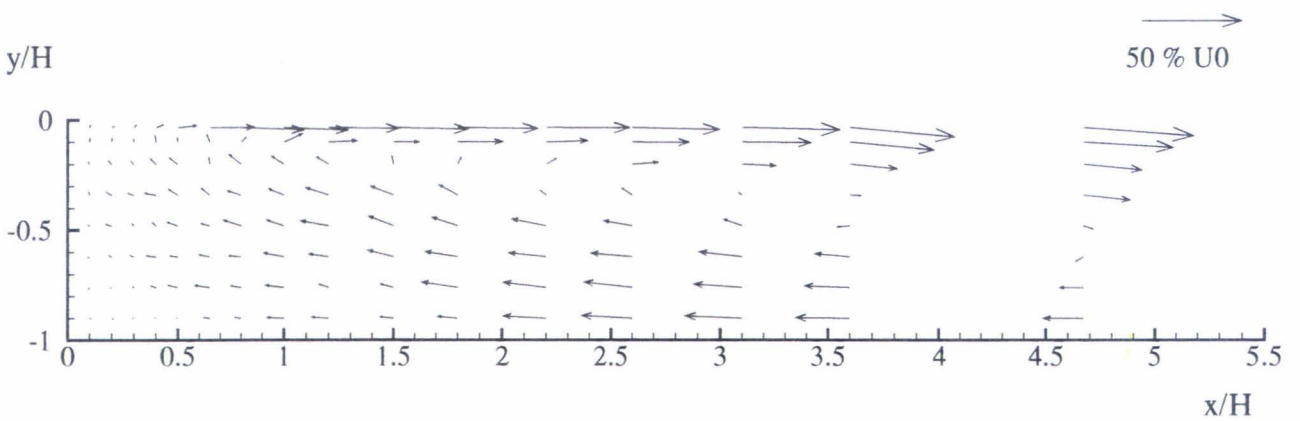




a-  $-2 < x/H < 4,25$

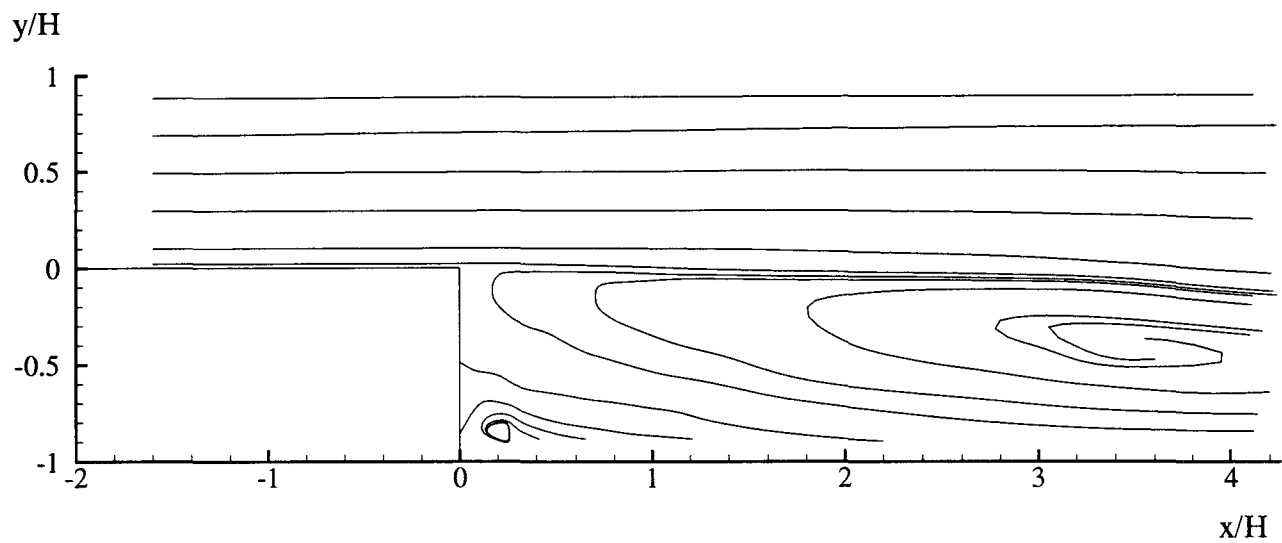
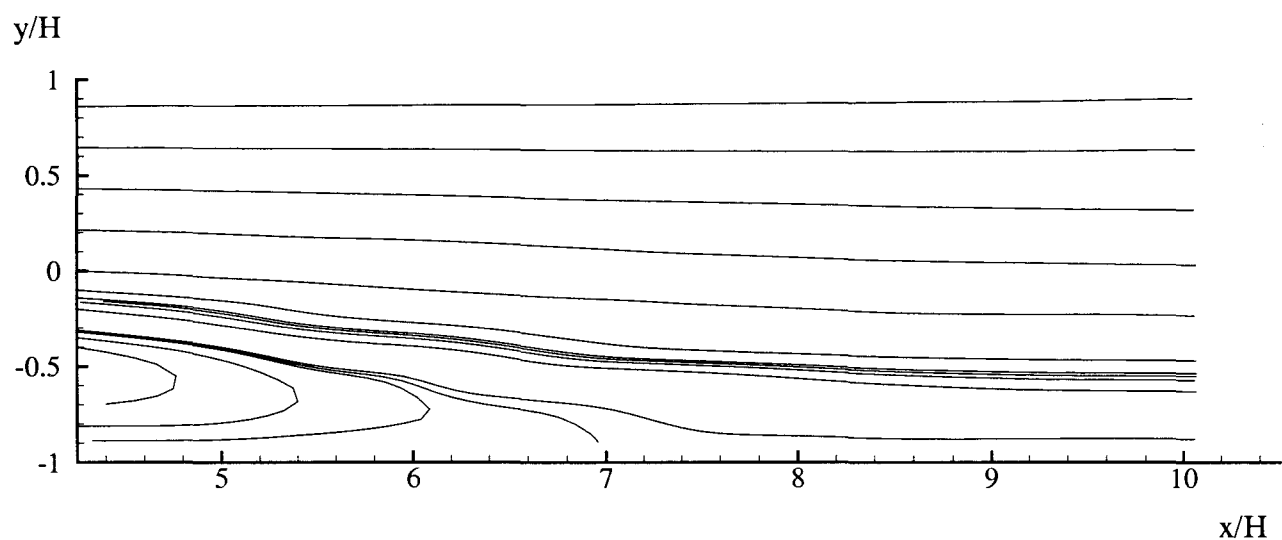
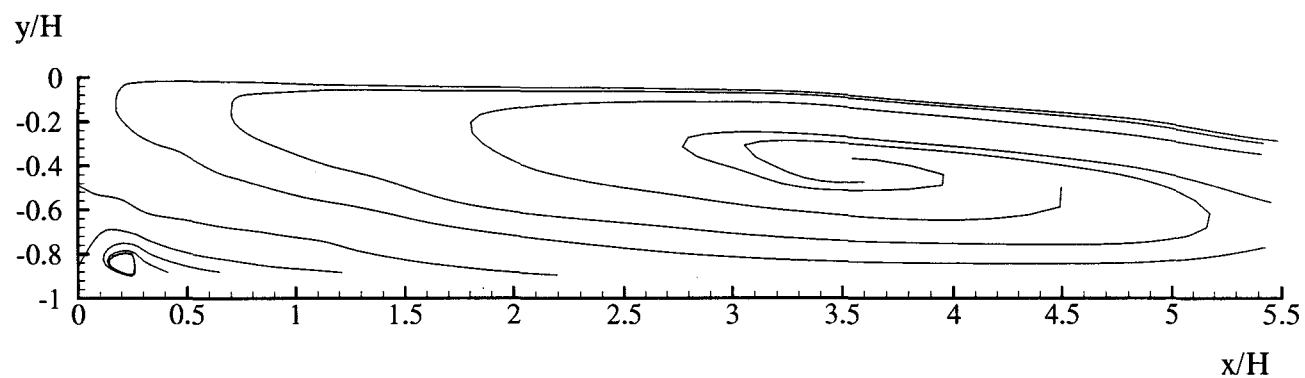


b-  $4,25 < x/H < 10,5$



c- Zone de recirculation

Figure 5.30 Champ de vitesses pour  $Re_H = 22230$  avec excitation dans le plan  $z/H = -0,7$

a-  $-2 < x/H < 4,25$ b-  $4,25 < x/H < 10,5$ 

c- Zone de recirculation

Figure 5.31 Lignes de courant pour  $ReH = 22230$  avec excitation dans le plan  $z/H = -0,7$

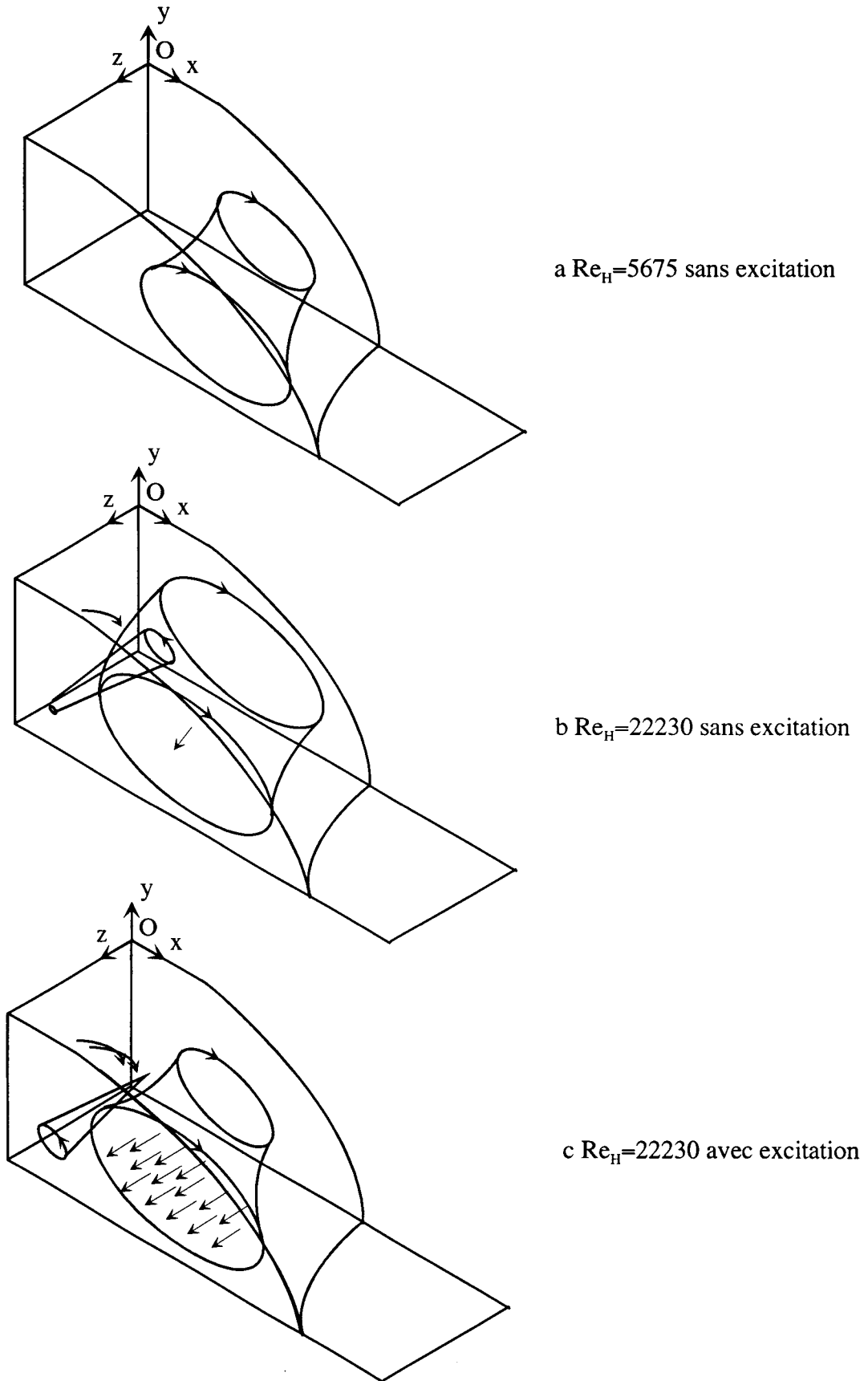


Figure 5.32 Topologie de l'écoulement

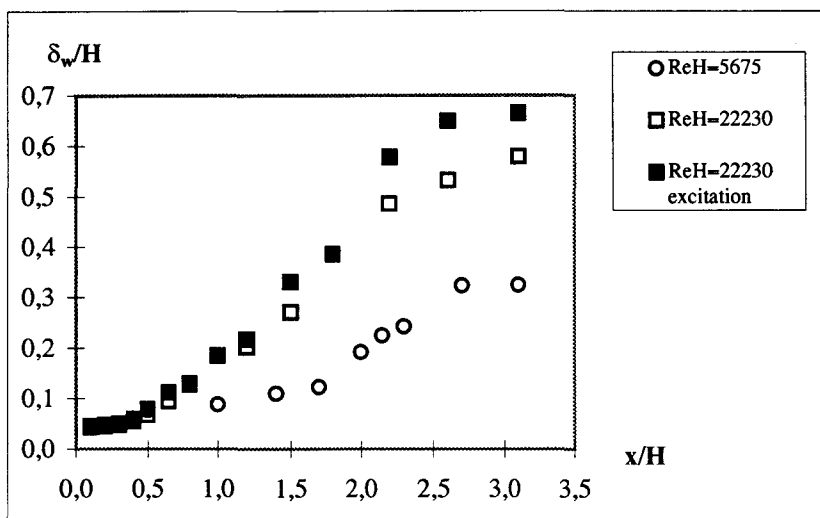
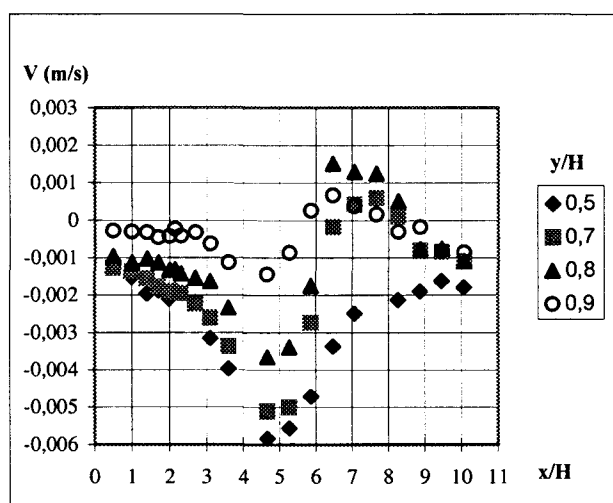
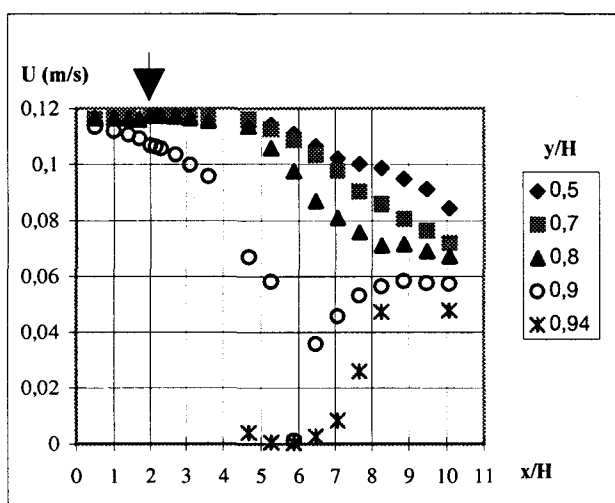


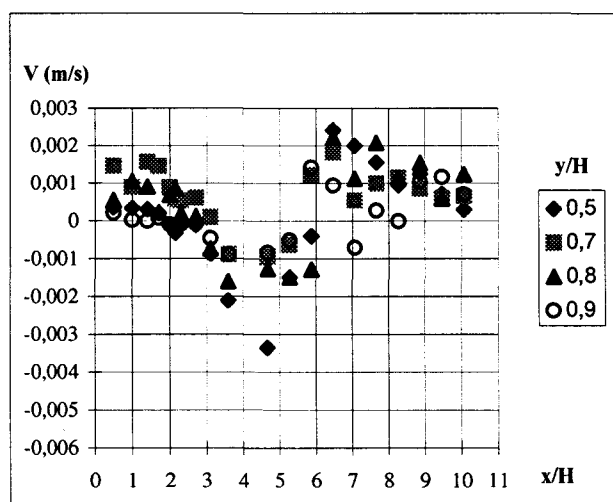
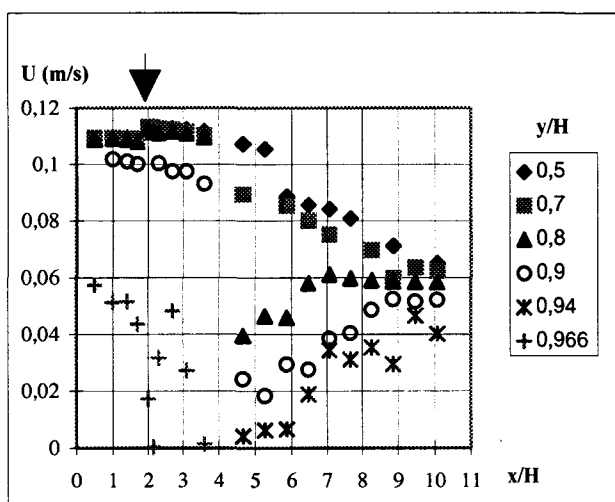
Figure 5.33 Epaisseur de vorticité dans le plan  $z/H=0$



a Composante longitudinale

b Composante verticale

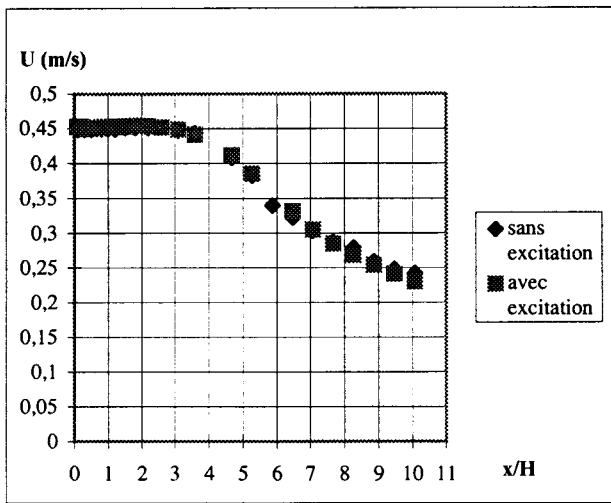
Figure 5.34 Vitesse proche de la paroi  $y/H=1$  dans le plan  $z/H=0$  pour  $ReH= 5675$



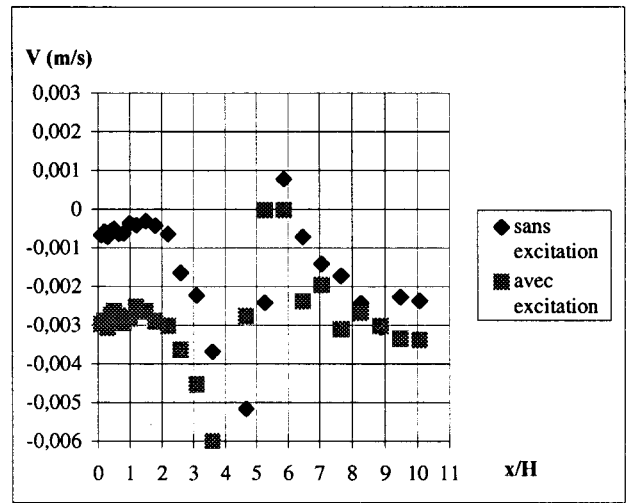
a Composante longitudinale

b Composante verticale

Figure 5.35 Vitesse proche de la paroi  $y/H=1$  dans le plan  $z/H=-0,7$  pour  $ReH= 5675$

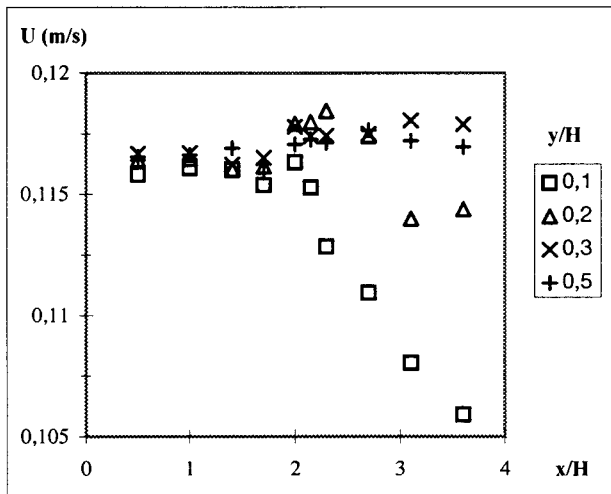


a Composante longitudinale

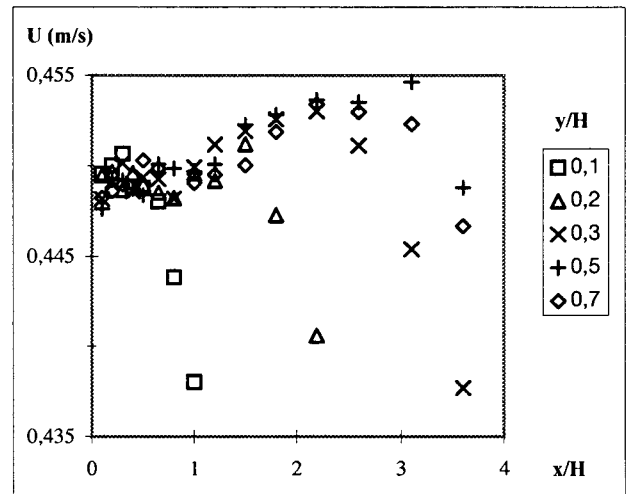


b Composante verticale

Figure 5.36 Vitesse proche de la paroi  $y/H=1$  dans le plan  $z/H=0$  pour  $ReH=22230$  ( $y/H=0,9$ )



a Vitesse longitudinale pour  $ReH=5675$



b Vitesse longitudinale pour  $ReH=22230$  sans excitation

Figure 5.37 Influence de l'épaisseur de la couche de cisaillement dans le plan  $z/H=0$

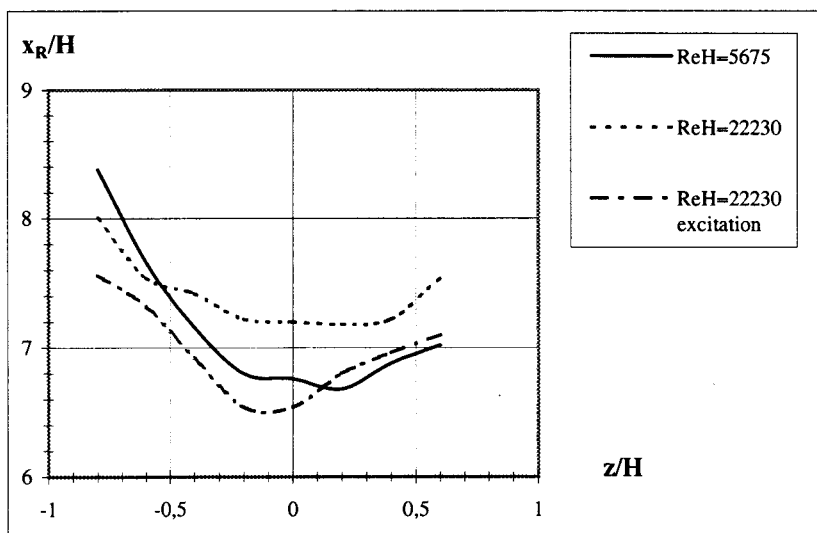
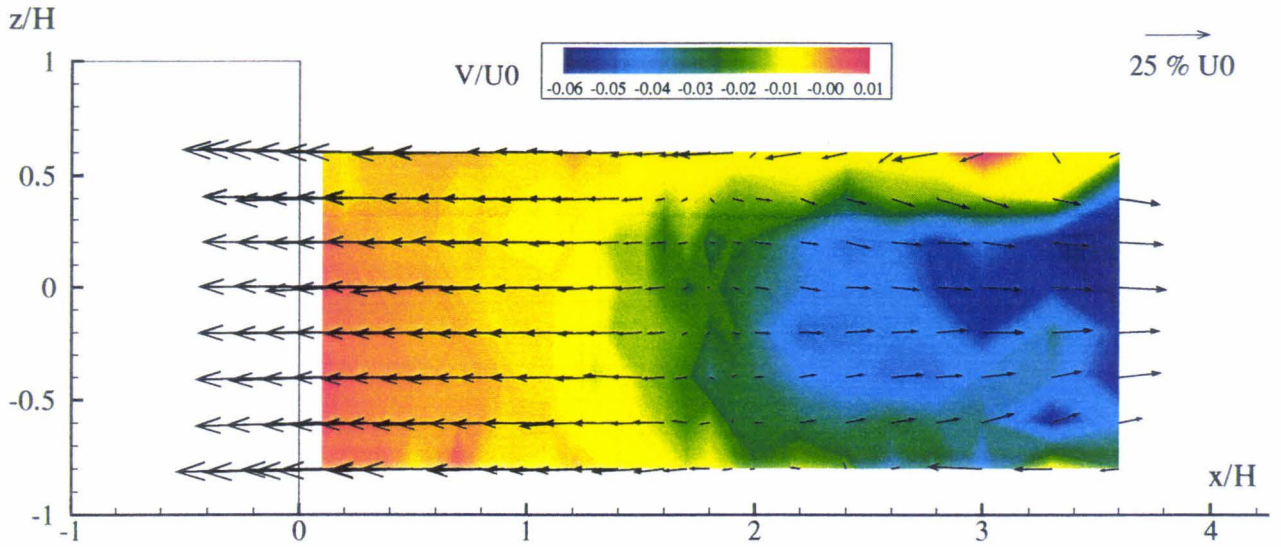
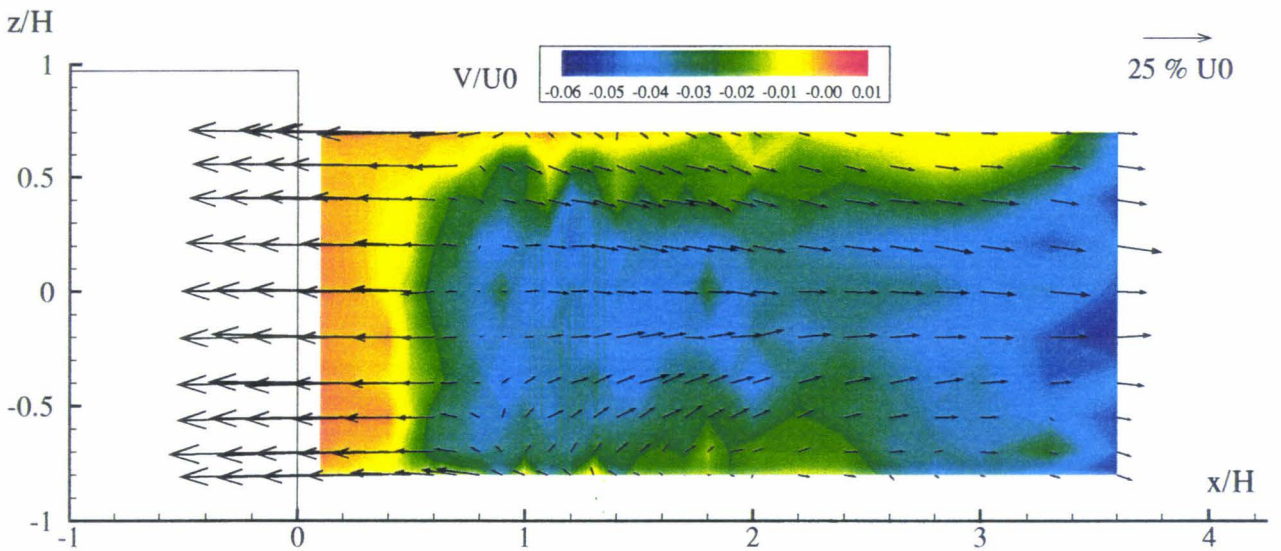
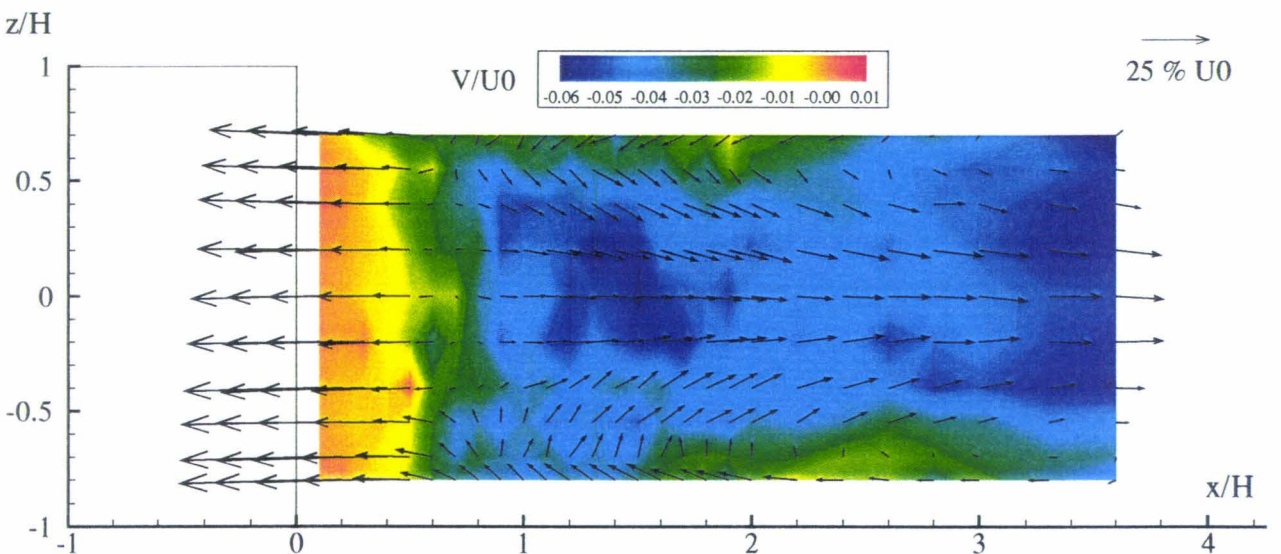
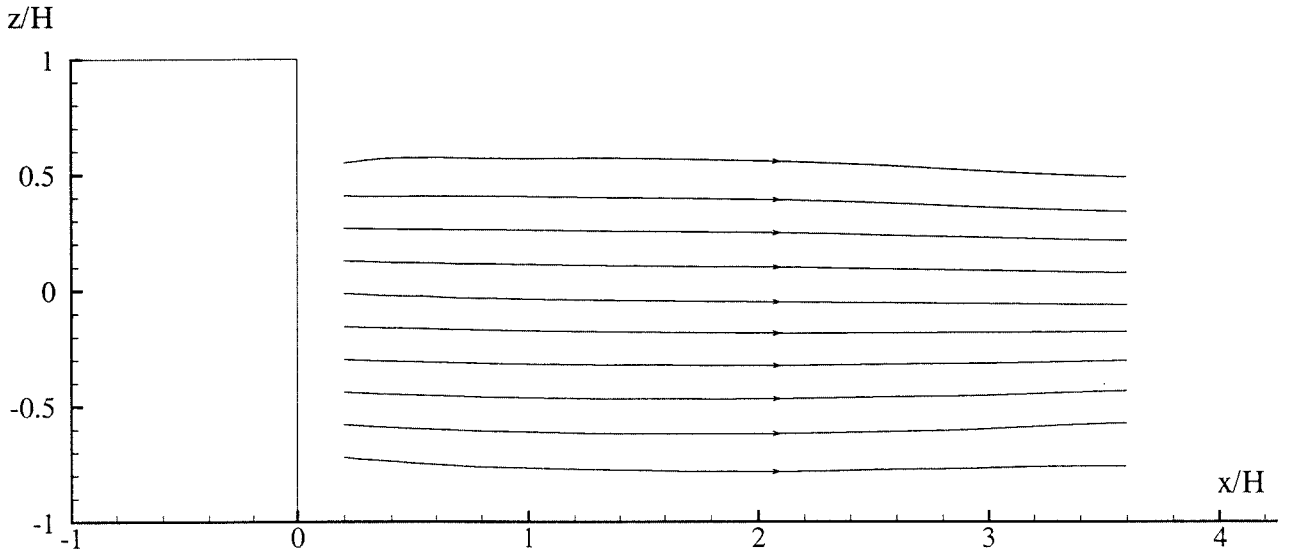
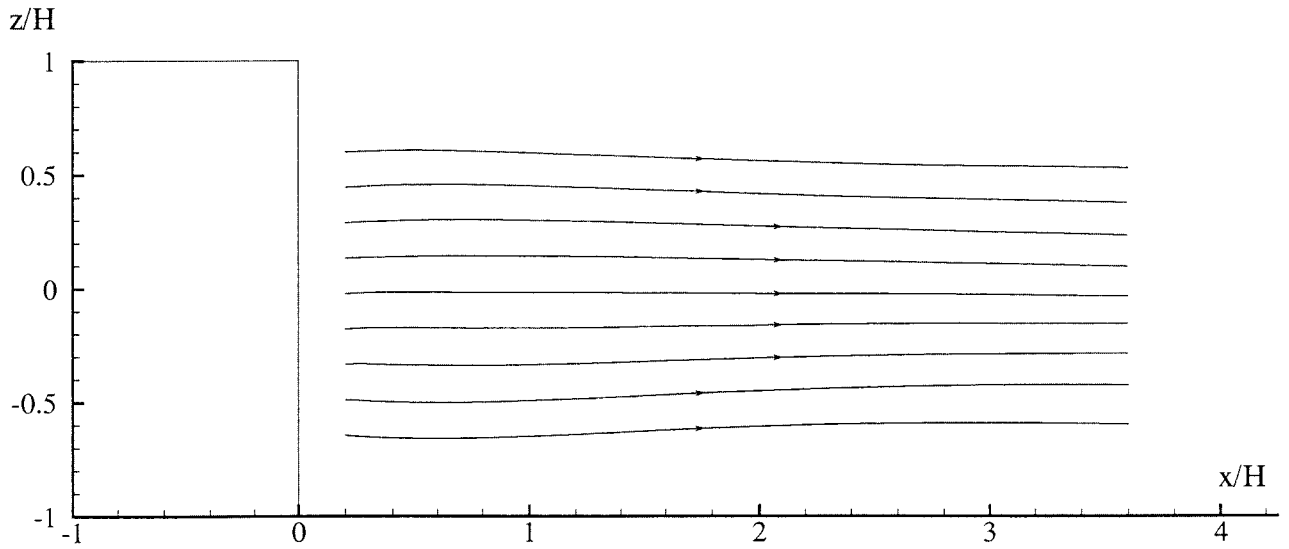


Figure 5.38 Evolution de la longueur de recollement suivant  $z$

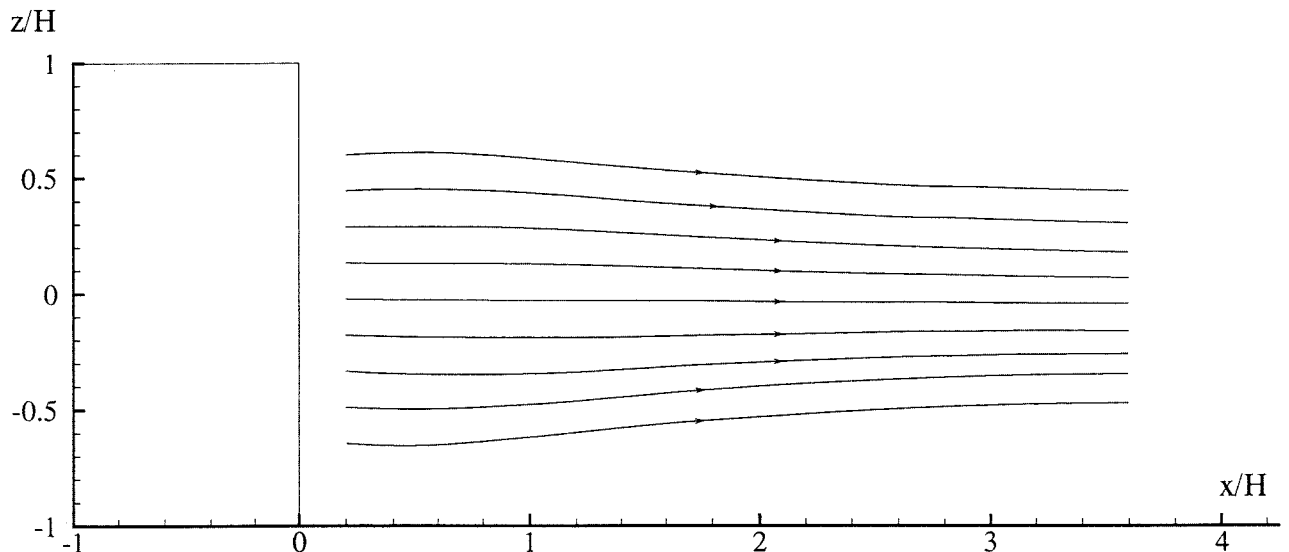
a-  $ReH=5675$  sans excitationb-  $ReH=22230$  sans excitationc-  $ReH=22230$  avec excitationFigure 5.39 Champ de vitesses dans le plan  $y/H=0$  ( $U=0,6 U_0$ )



a-  $ReH=5675$  sans excitation



b-  $ReH=22230$  sans excitation



c-  $ReH=22230$  avec excitation

Figure 5.40 Lignes de courant dans le plan  $y/H=0$

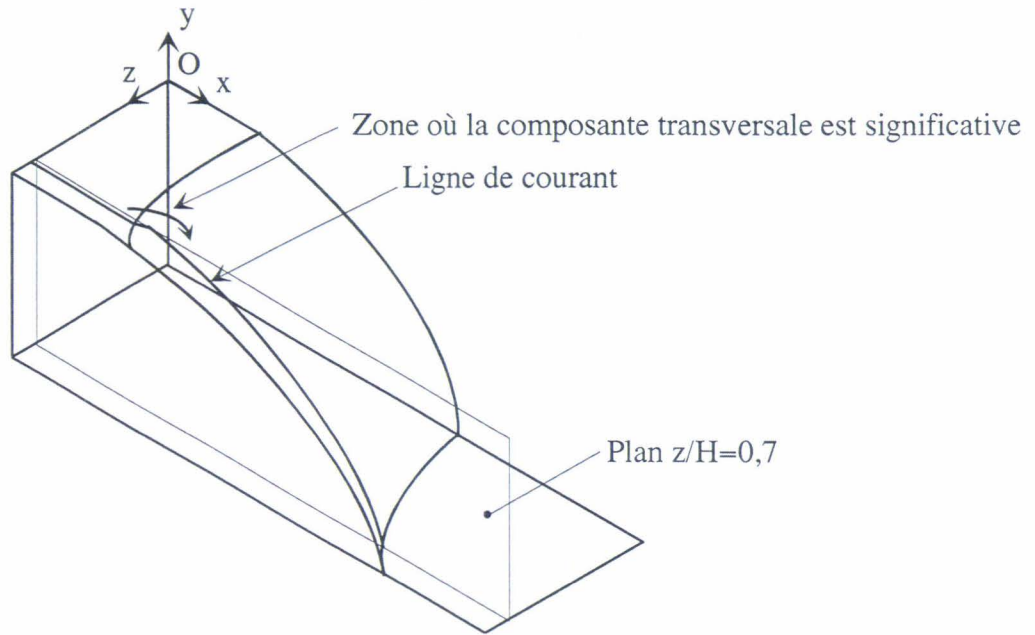


Figure 5.41 Topologie de l'écoulement dans la zone de cisaillement

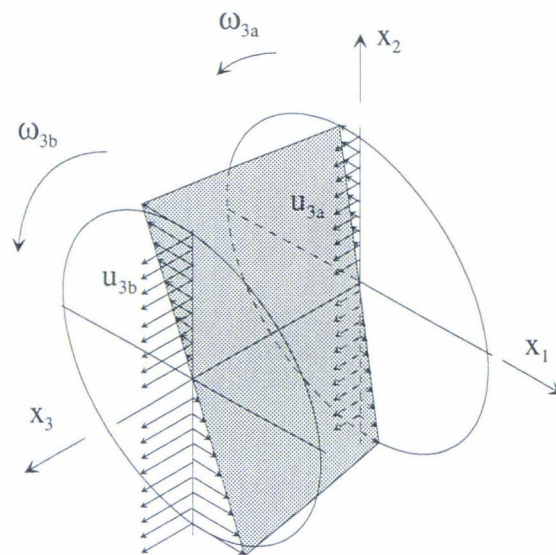
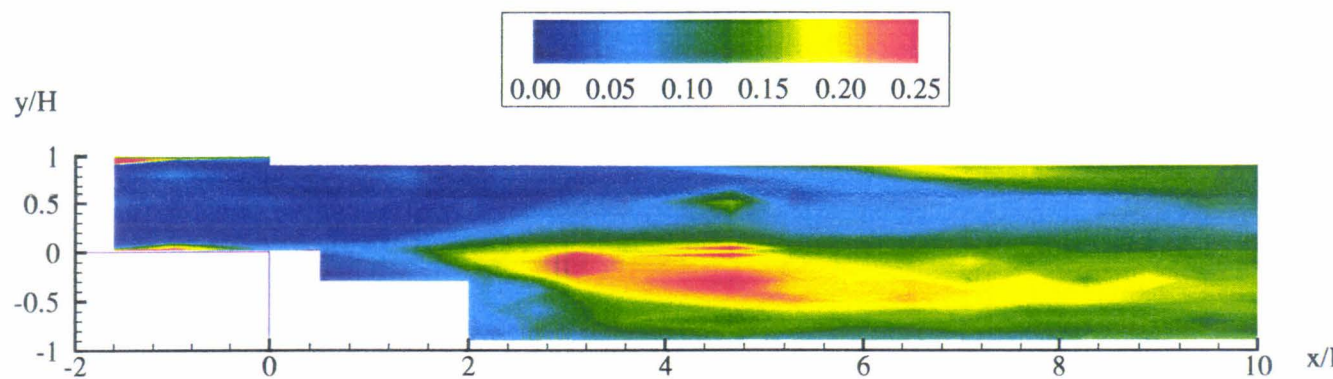
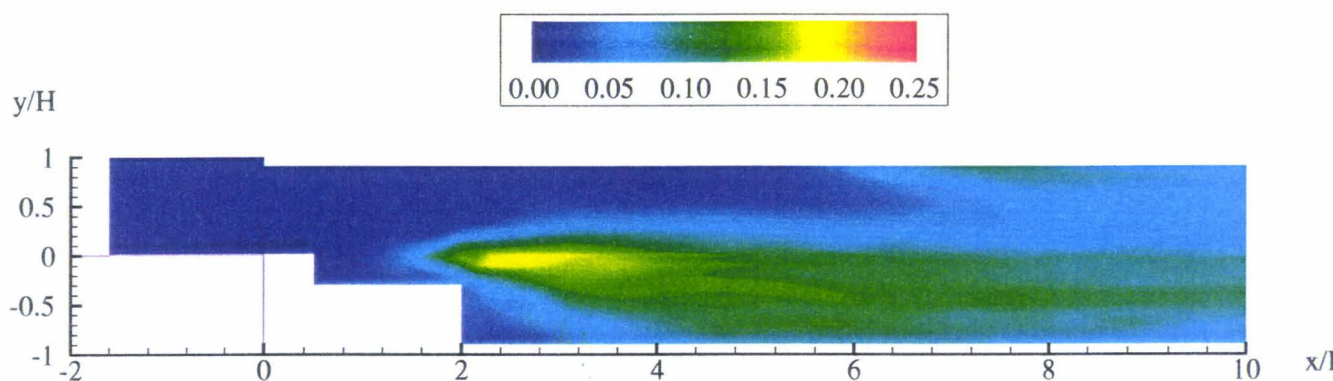
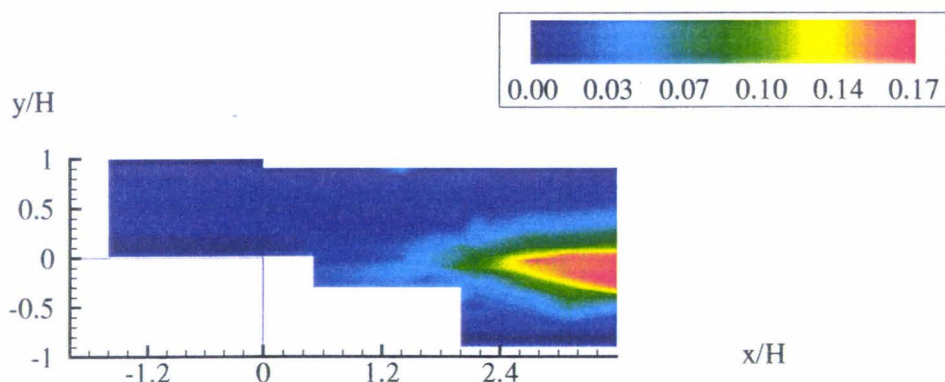
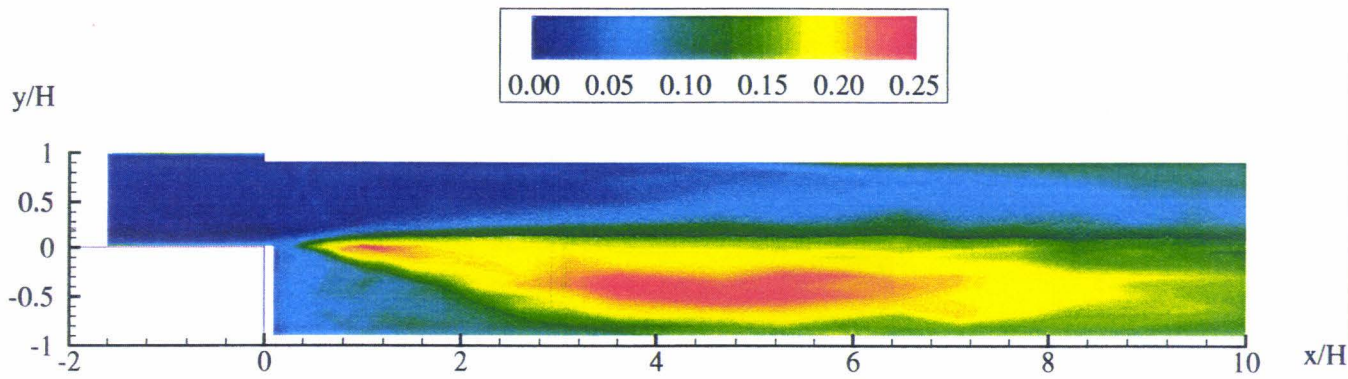
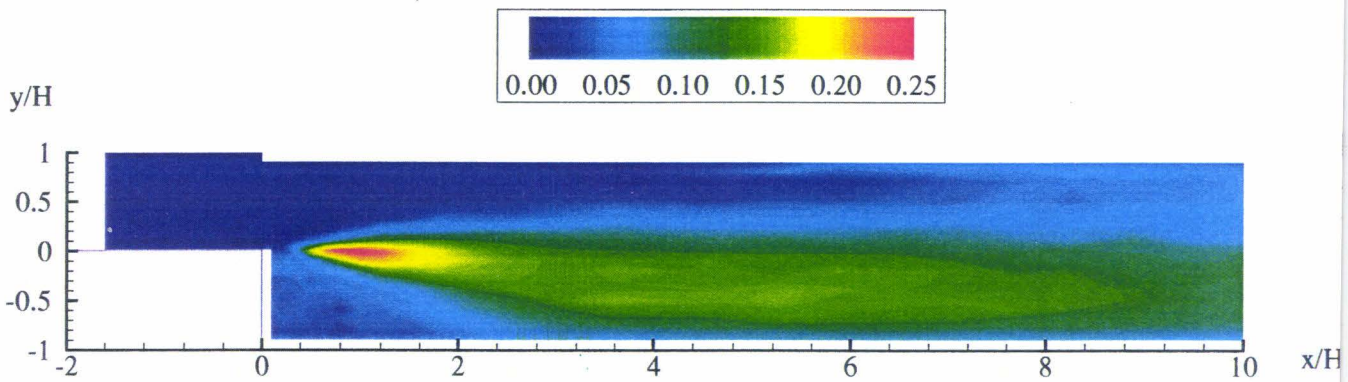
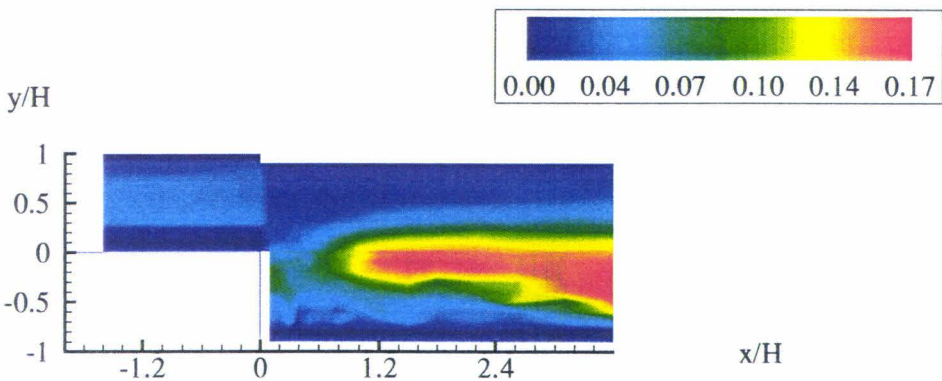
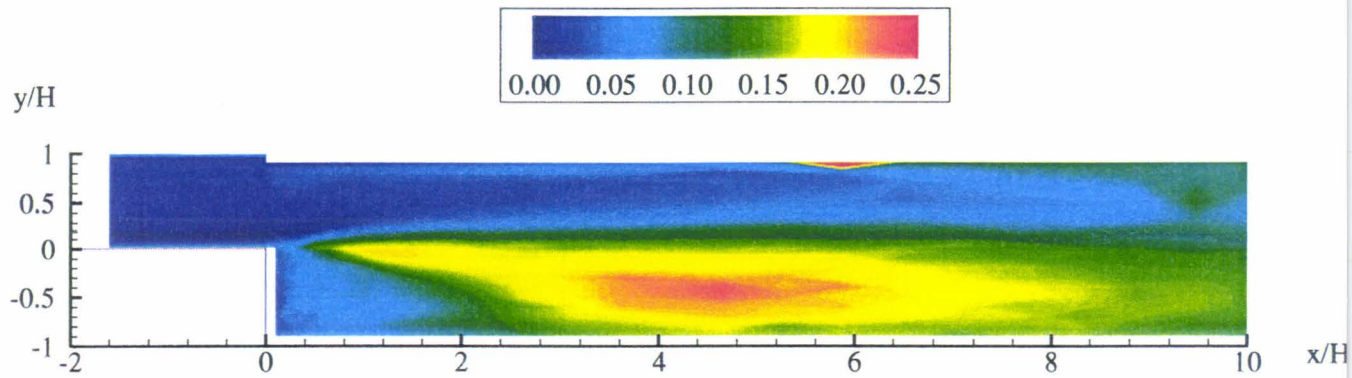
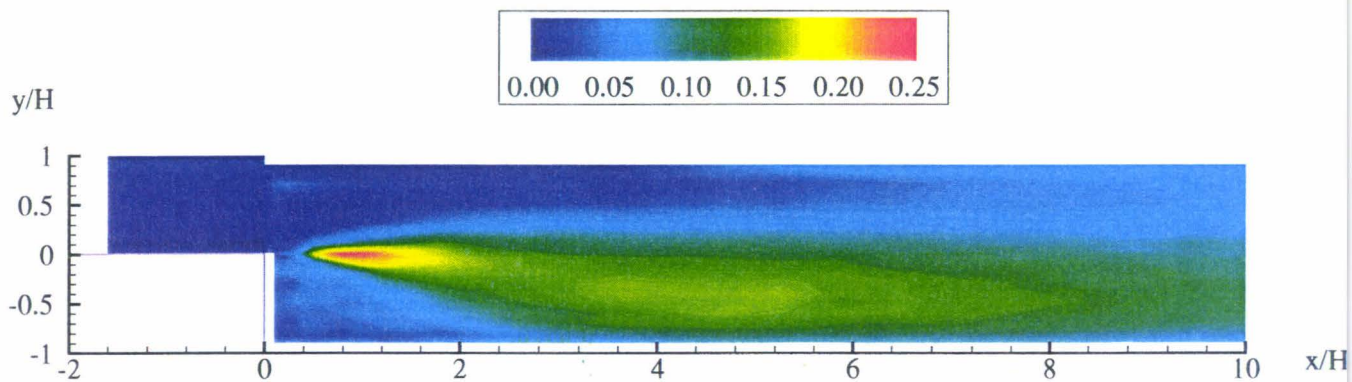
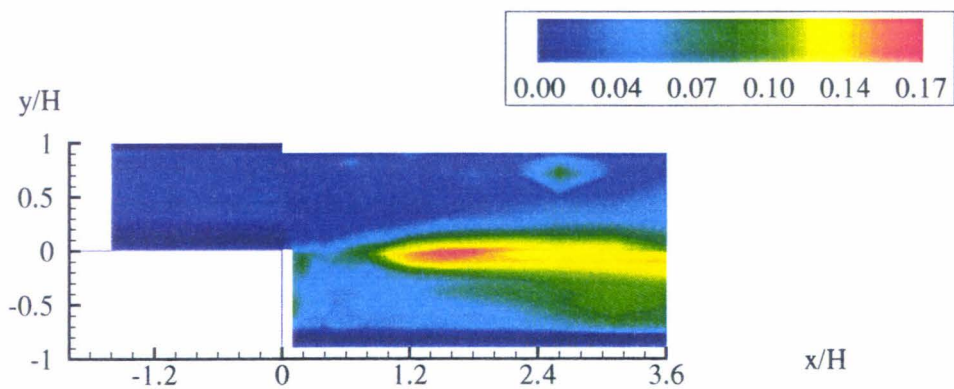


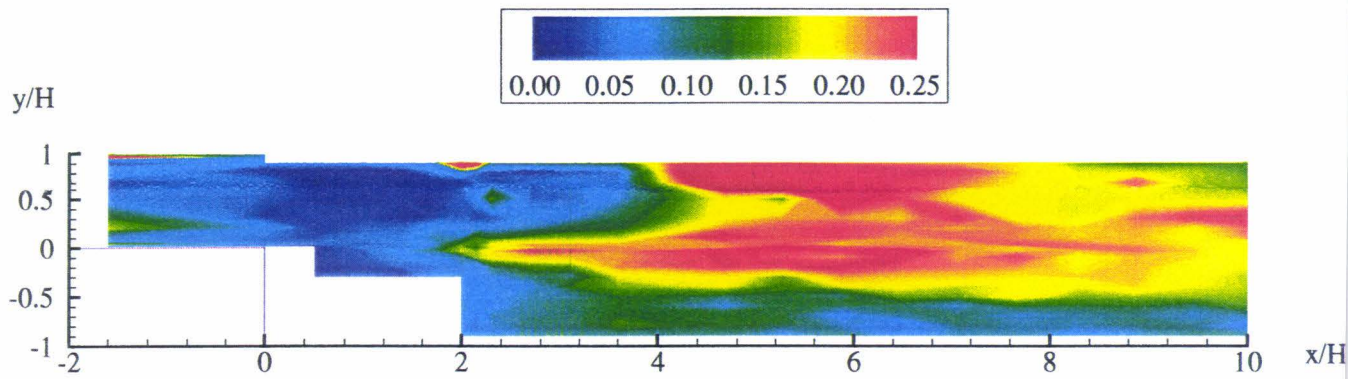
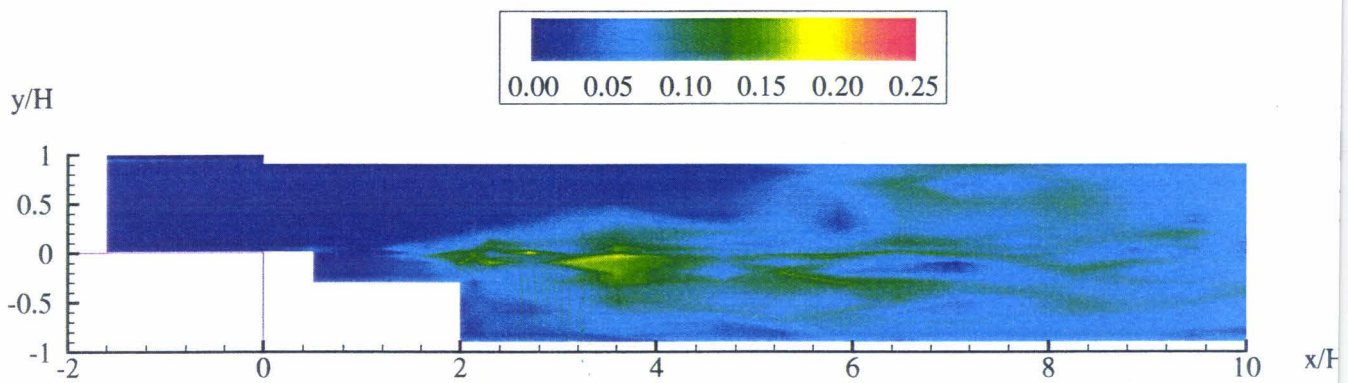
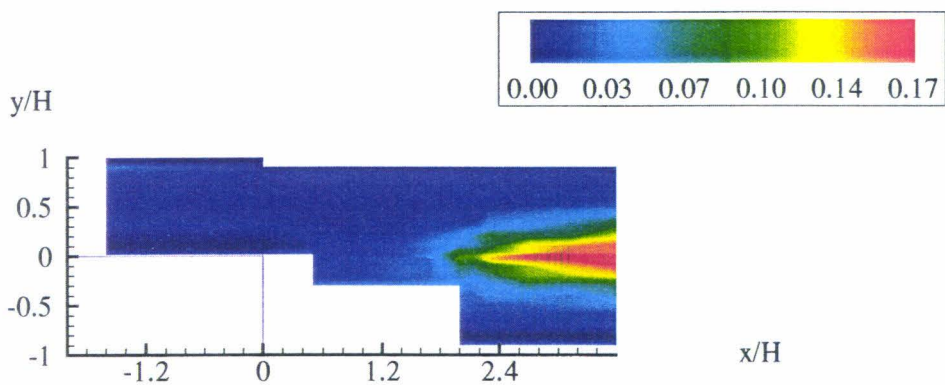
Figure 5.42 Topologie de l'écoulement dans la zone de recirculation ( $Re_H=22230$ )

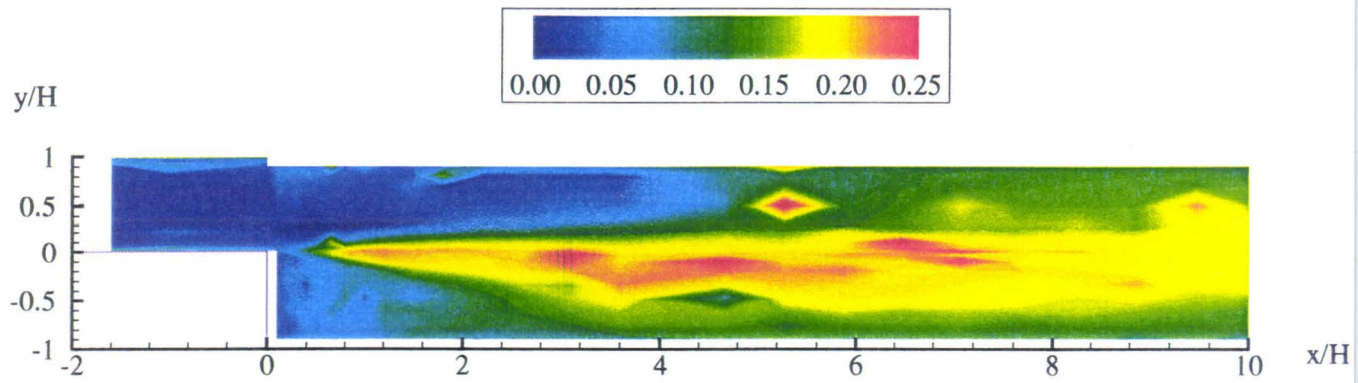
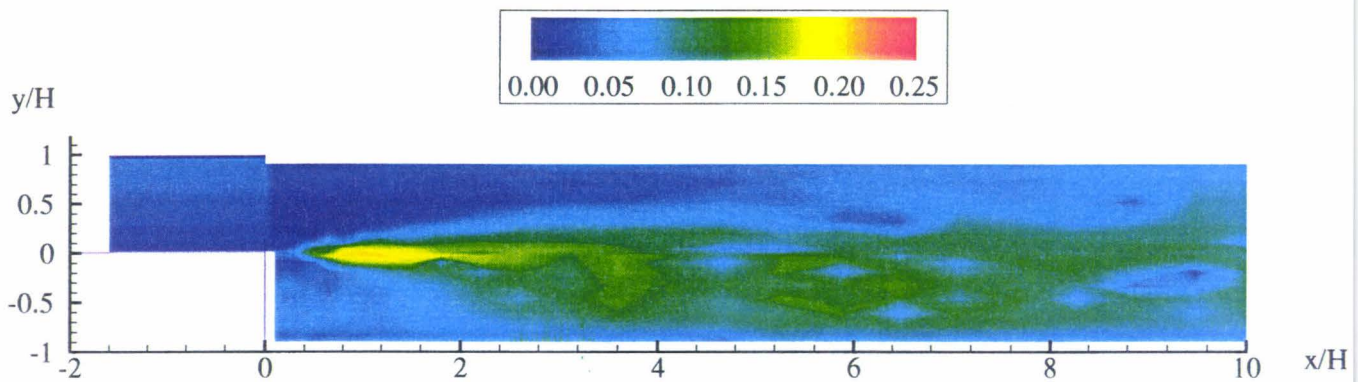
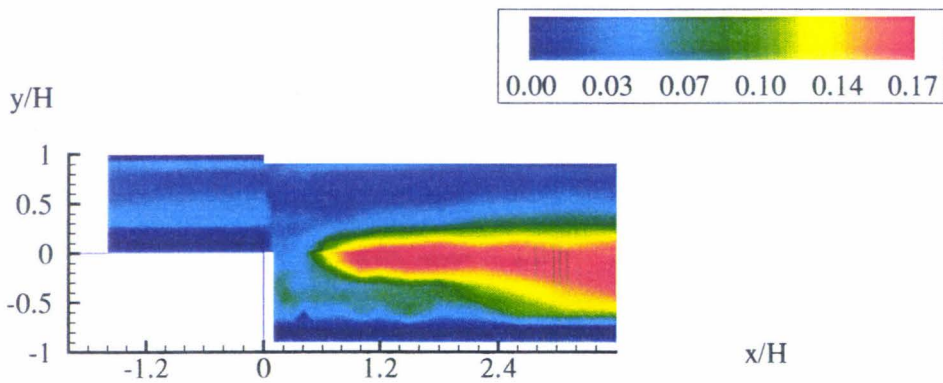


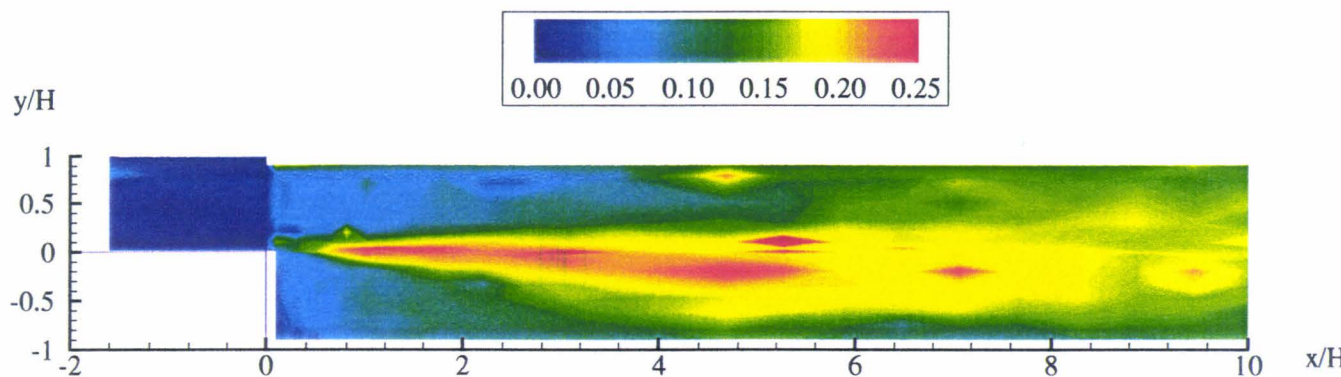
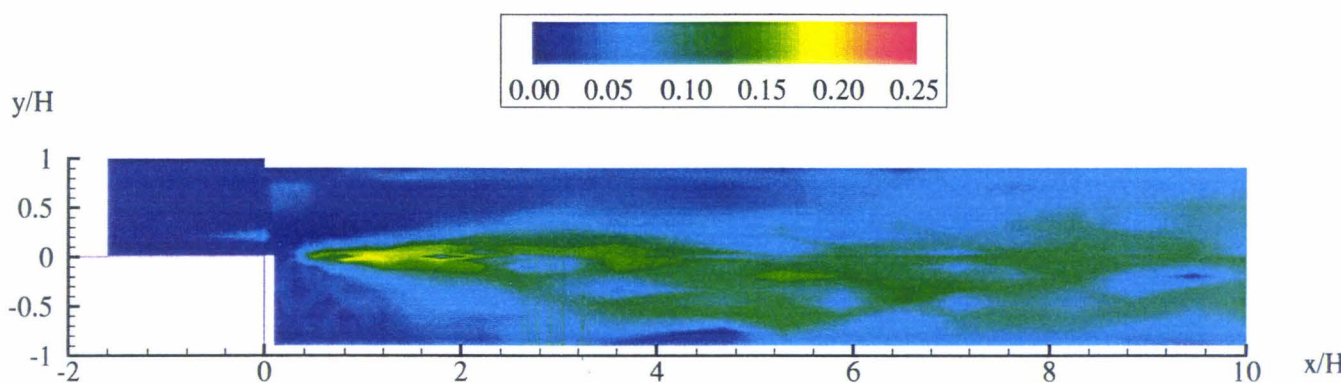
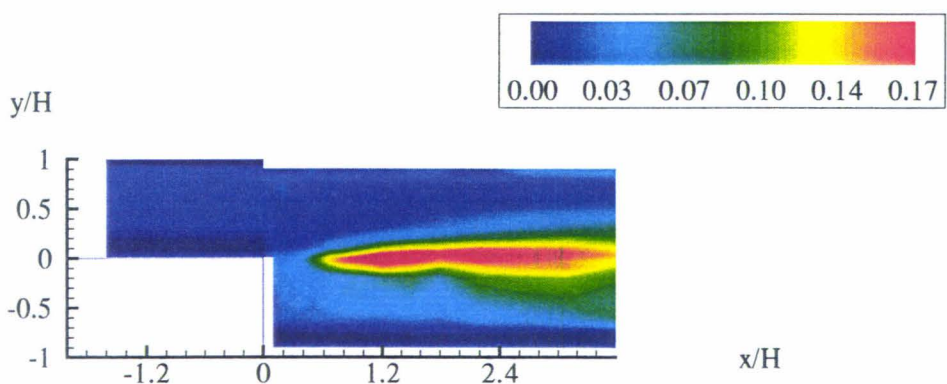
a-  $u'/U_0$ b-  $v'/U_0$ c-  $w'/U_0$ Figure 5.43 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H = 5675$  sans excitation dans le plan  $z/H = 0$

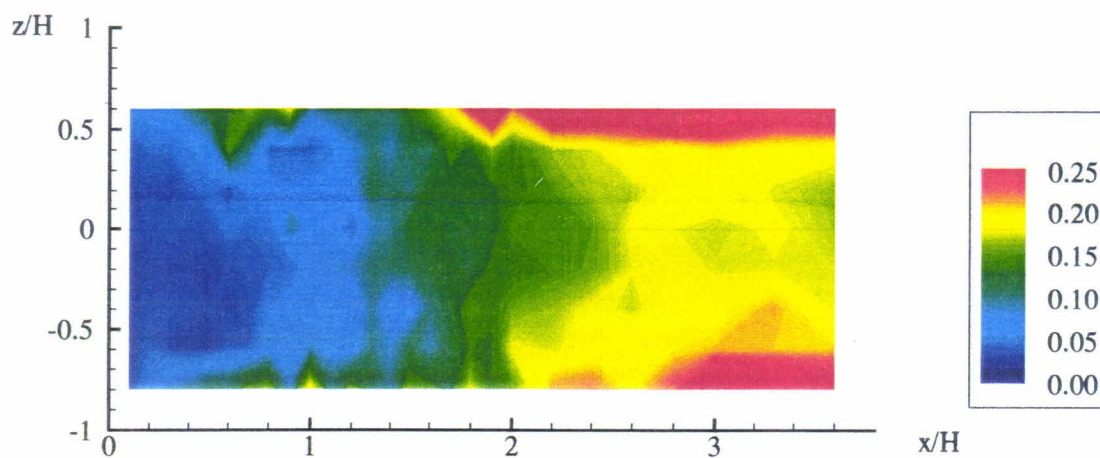
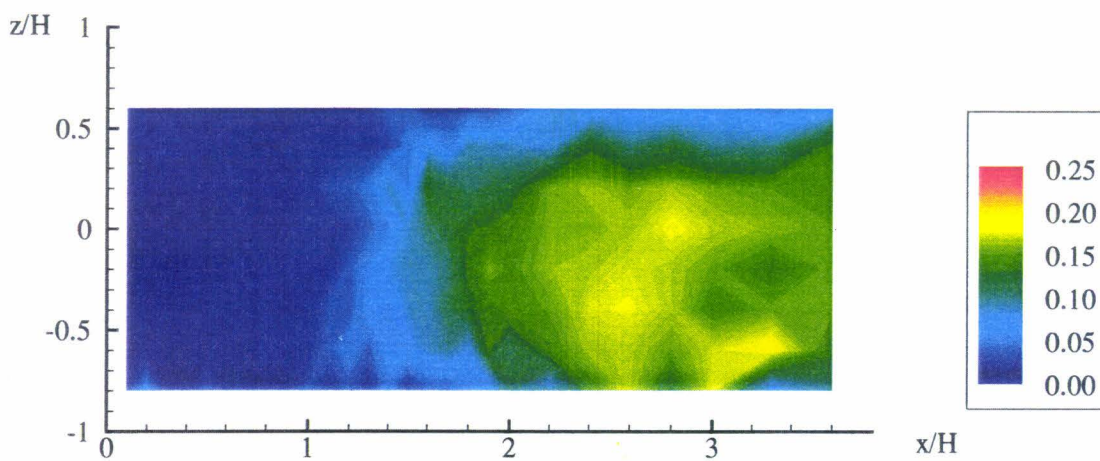
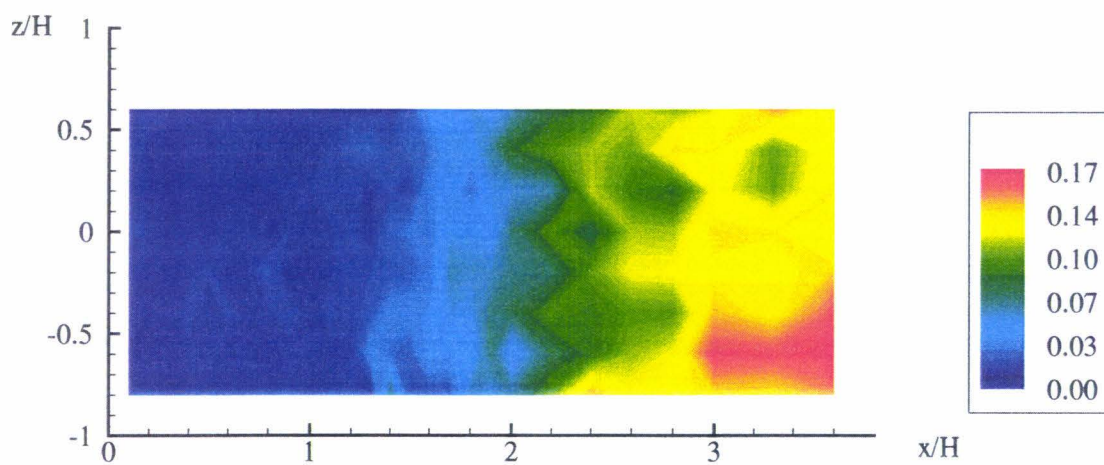
a-  $u'/U_0$ b-  $v'/U_0$ c-  $w'/U_0$ Figure 5.44 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H = 22230$  sans excitation dans le plan  $z/H = 0$

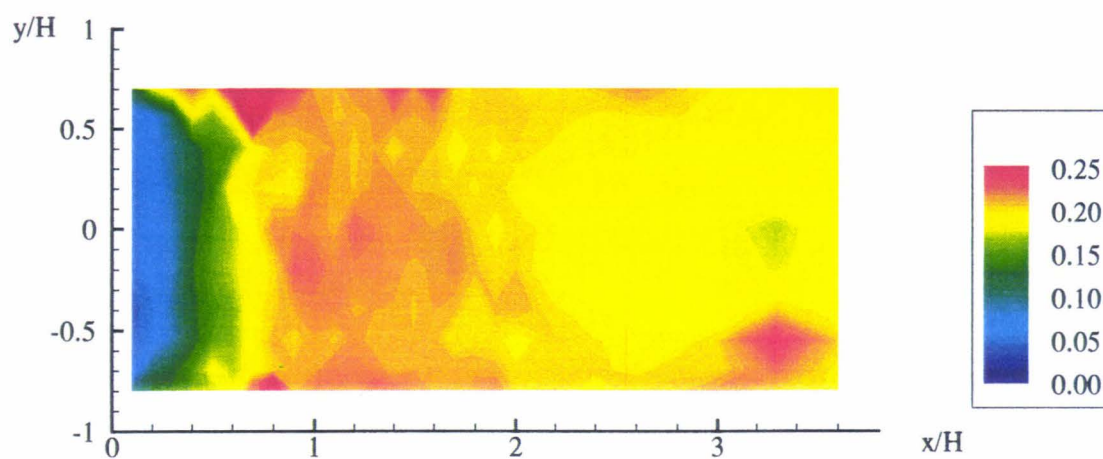
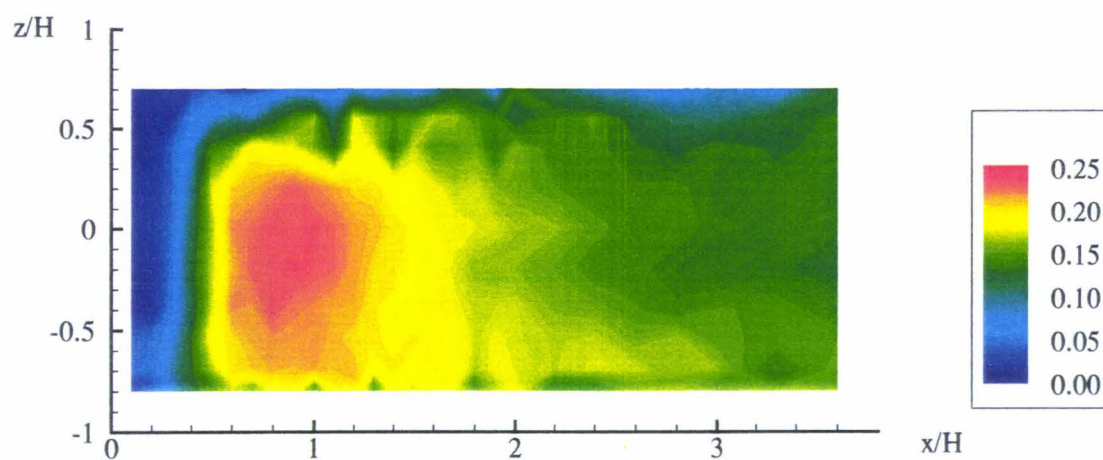
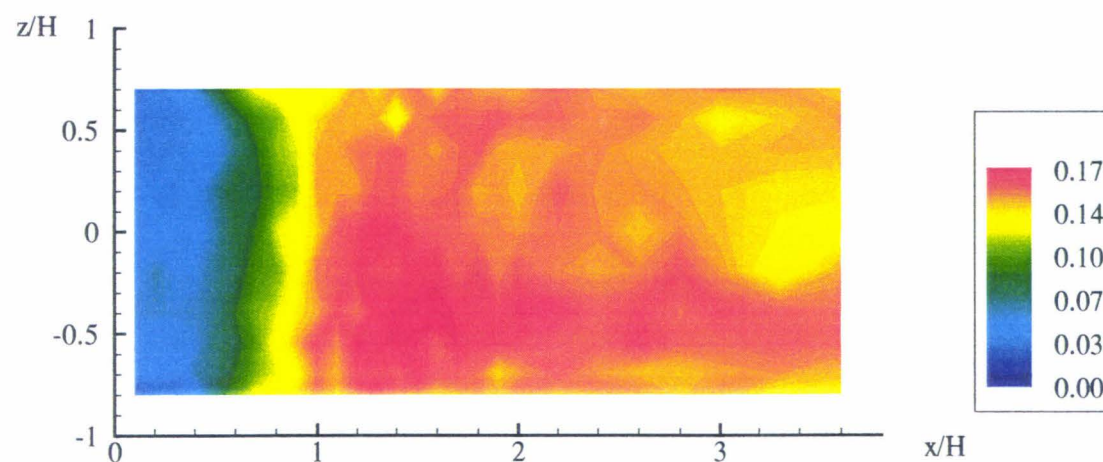
a-  $u'/U_0$ b-  $v'/U_0$ c-  $w'/U_0$ Figure 5.45 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H = 22230$  avec excitation dans le plan  $z/H = 0$

a-  $u'/U_0$ b-  $v'/U_0$ c-  $w'/U_0$ Figure 5.46 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H = 5675$  sans excitation dans le plan  $z/H = -0,7$

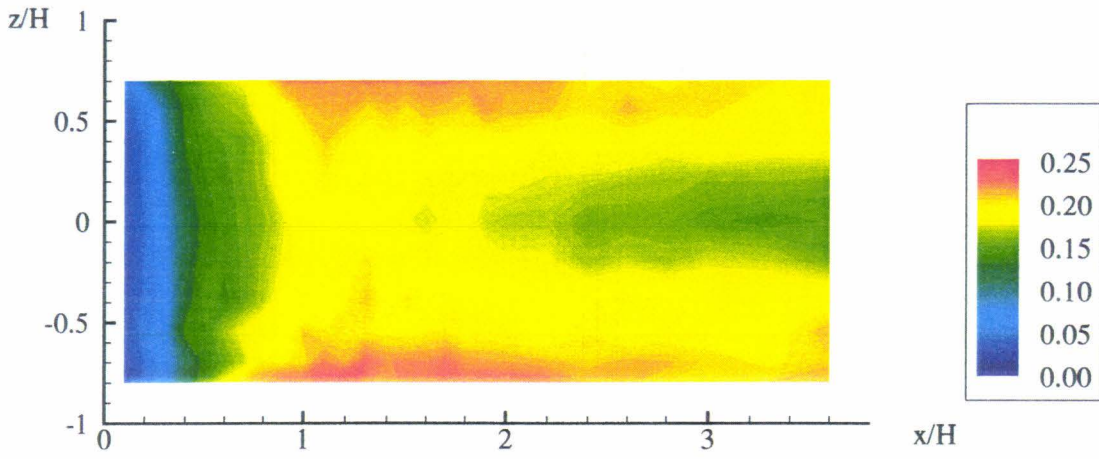
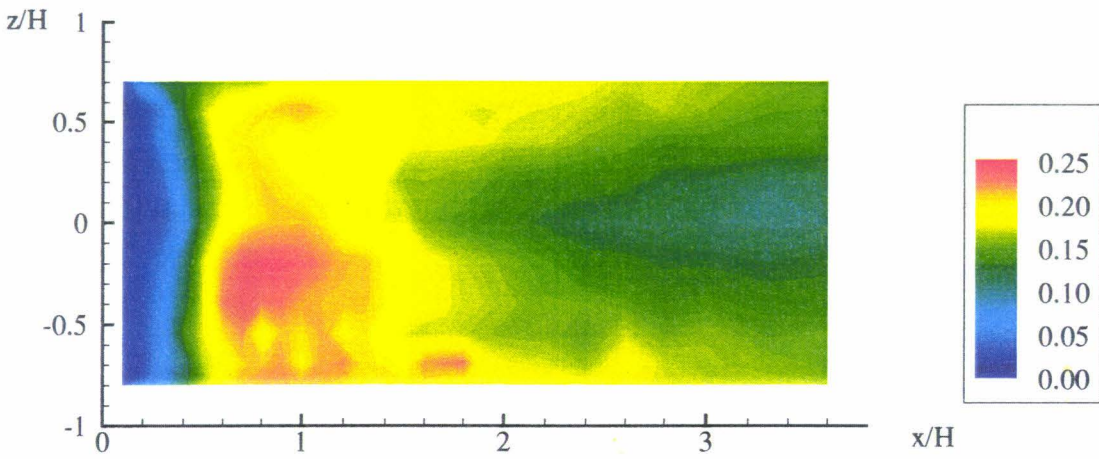
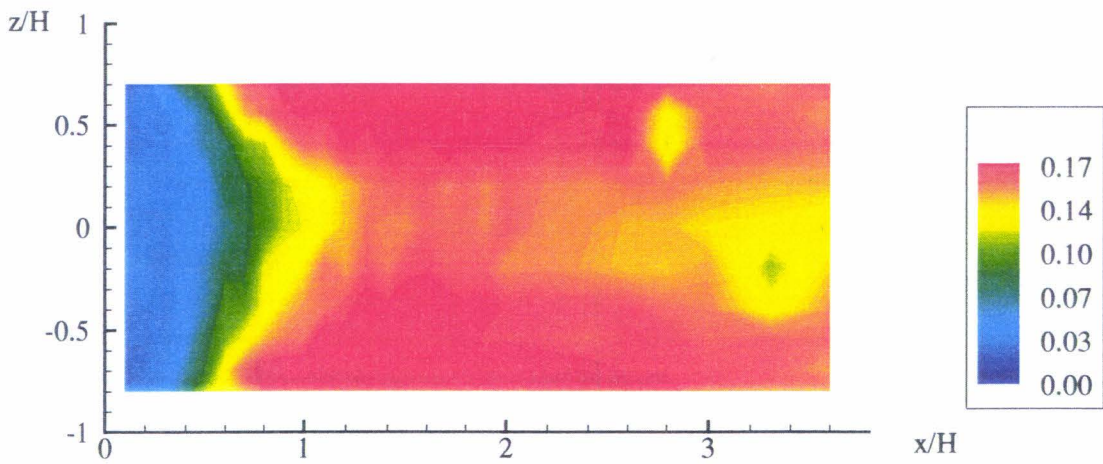
a-  $u'/U_0$ b-  $v'/U_0$ c-  $w'/U_0$ Figure 5.47 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H = 22230$  sans excitation dans le plan  $z/H = -0,7$

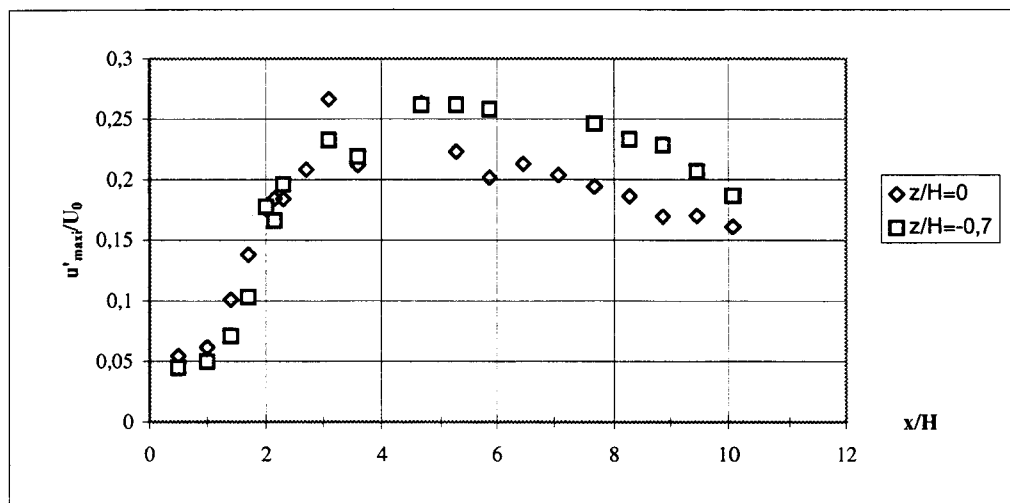
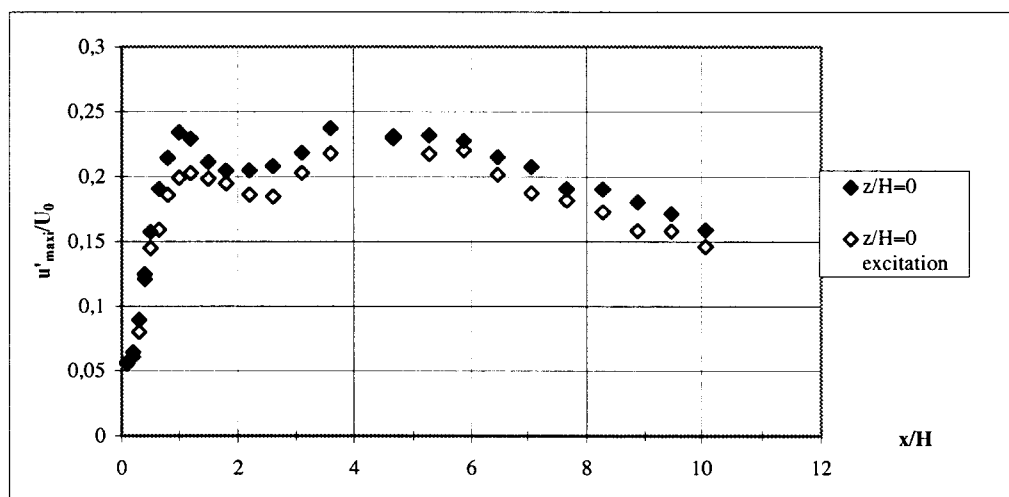
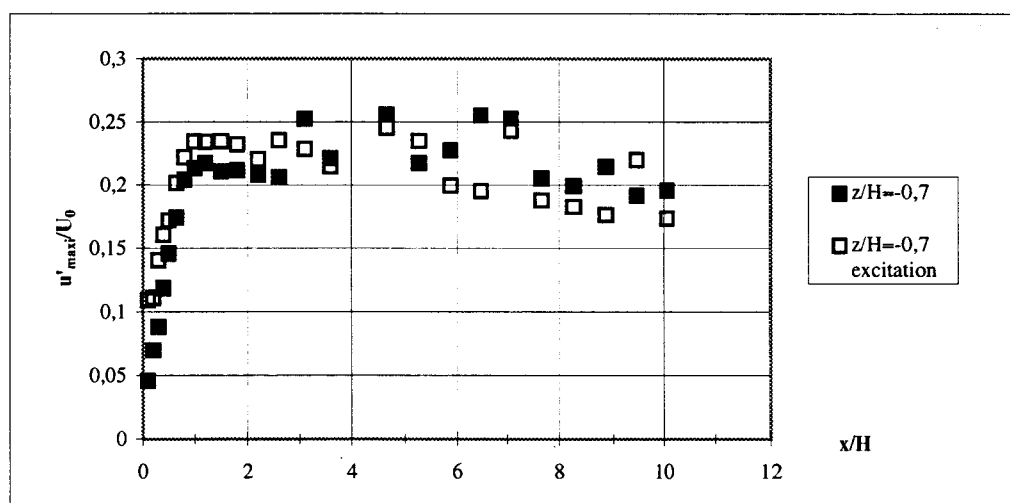
a-  $u'/U_0$ b-  $v'/U_0$ c-  $w'/U_0$ Figure 5.48 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H = 22230$  avec excitation dans le plan  $z/H = -0,7$

a-  $u'/U_0$ b-  $v'/U_0$ c-  $w'/U_0$ Figure 5.49 Fluctuations de vitesses pour  $ReH=5675$  sans excitation dans le plan  $y/H=0$

a-  $u'/U_0$ b-  $v'/U_0$ c-  $w'/U_0$ Figure 5.50 Fluctuations de vitesses pour  $Re_H = 22230$  sans excitation dans le plan  $y/H=0$



a-  $u'/U_0$ b-  $v'/U_0$ c-  $w'/U_0$ Figure 5.51 Fluctuations de vitesses pour  $ReH=22230$  avec excitation dans le plan  $y/H=0$

a- Fluctuation de vitesse longitudinale maximale pour  $ReH=5675$ b- Fluctuation de vitesse longitudinale maximale pour  $ReH=22230$  dans le plan  $z/H=0$ c- Fluctuation de vitesse longitudinale maximale pour  $ReH=22230$  dans le plan  $z/H=-0,7$ Figure 5.52 Fluctuation de vitesse longitudinale maximale en fonction de  $x/H$

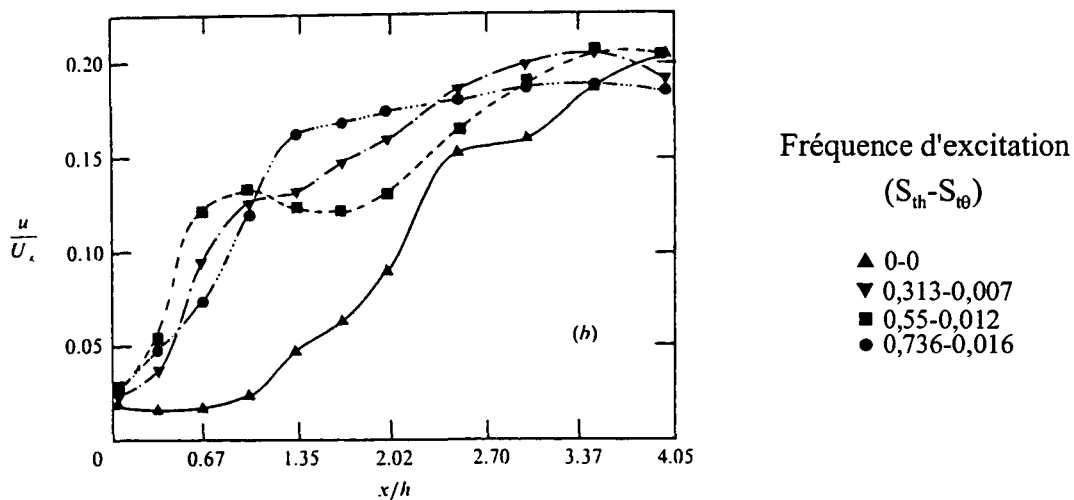
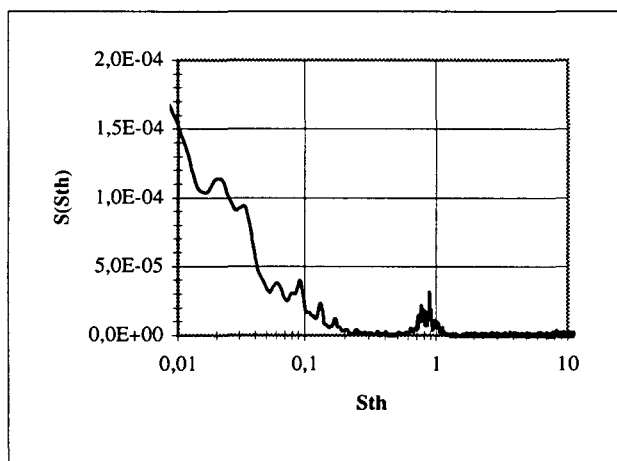
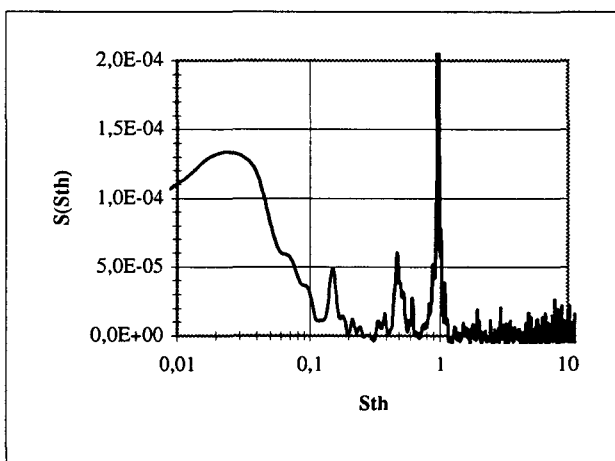


Figure 5.53 Fluctuation de vitesse longitudinale pour  $U/U_0=0,75$ : évolution avec la distance à la marche [2.3.1]

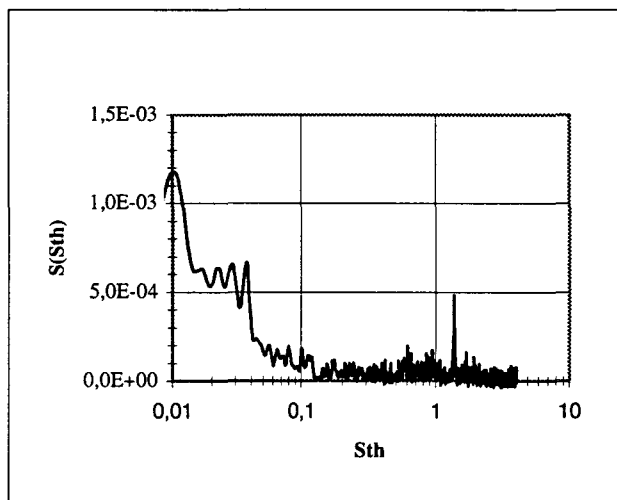


a- Sans excitation

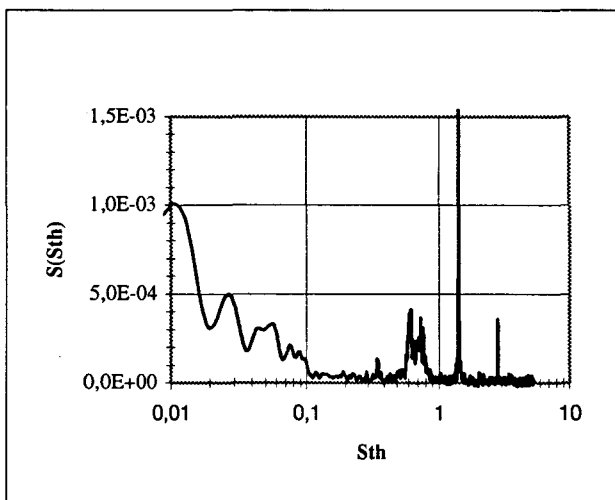


b-Avec excitation

Figure 5.54 Analyse fréquentielle en  $x/H=1,2$  et  $y/H=z/H=0$  à  $ReH=5675$

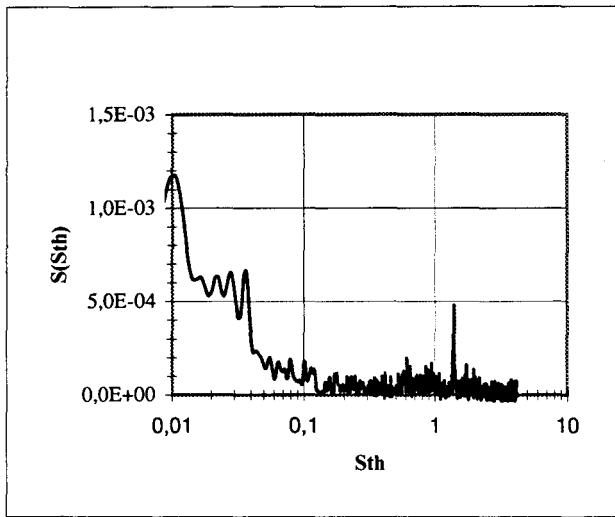
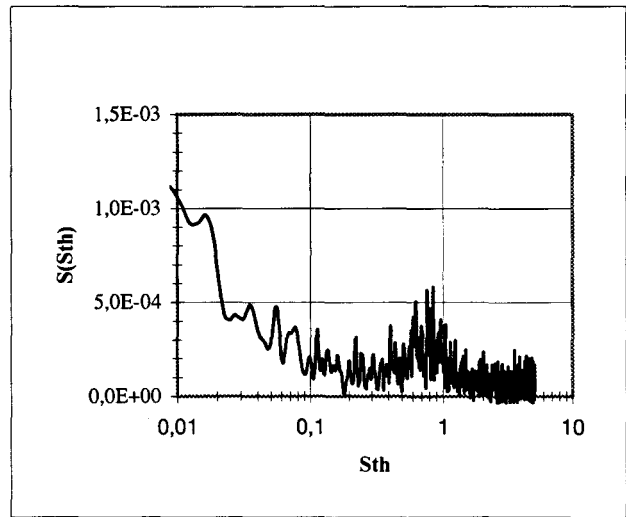
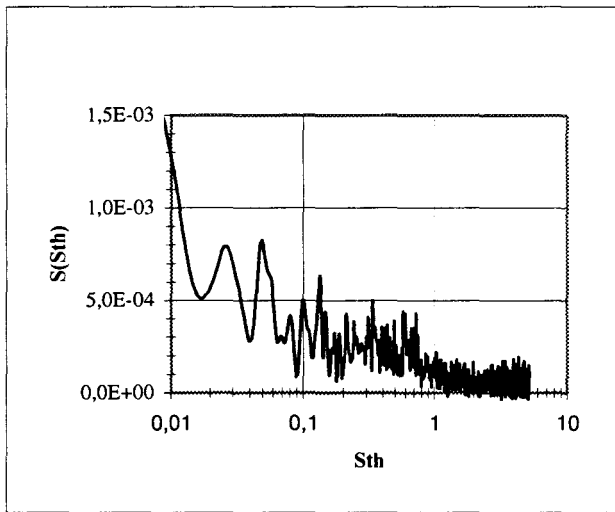
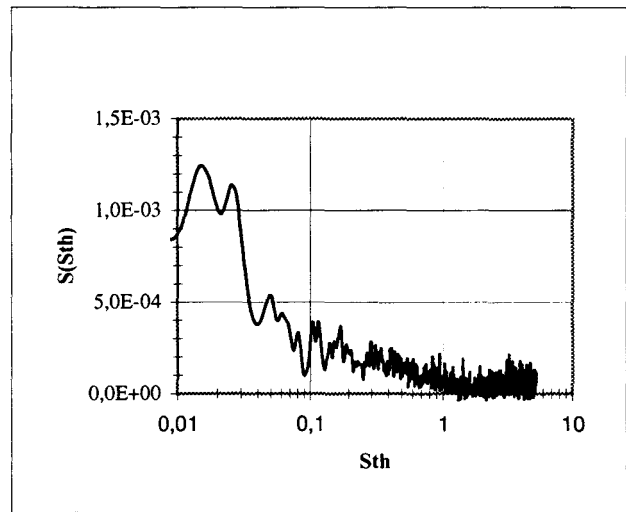
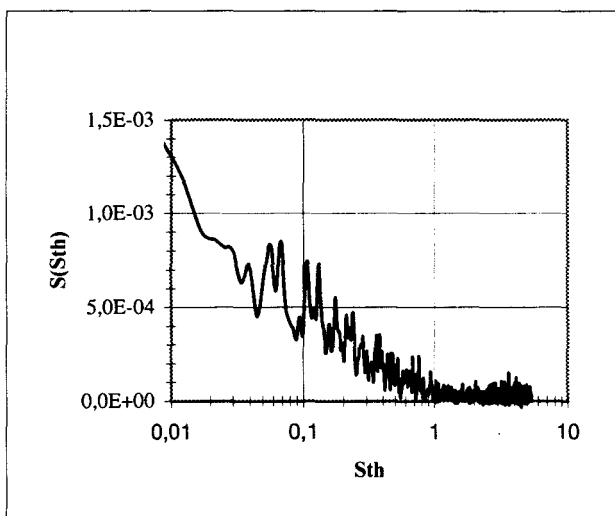


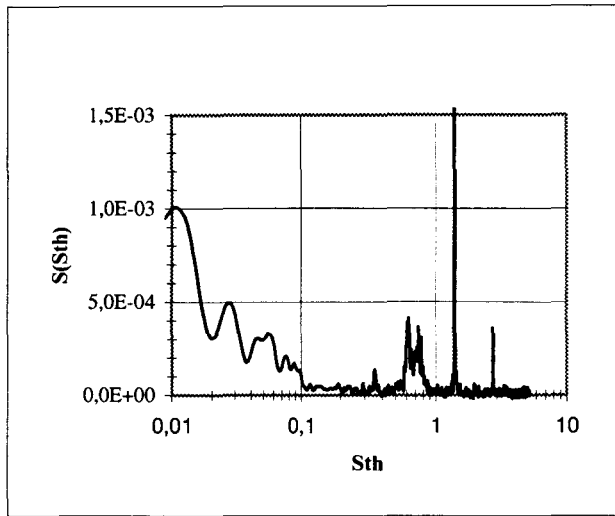
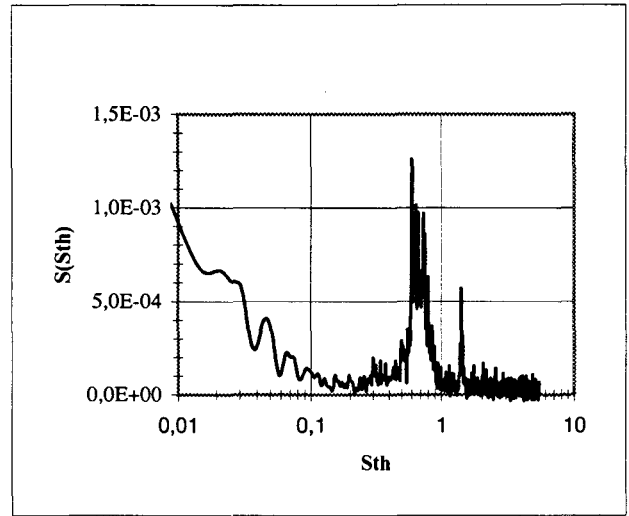
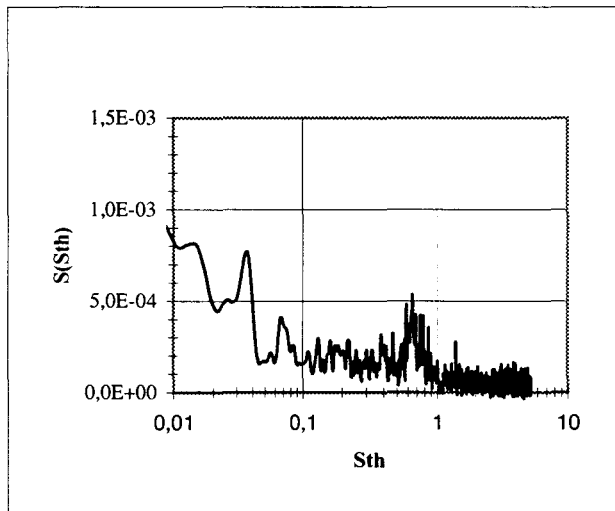
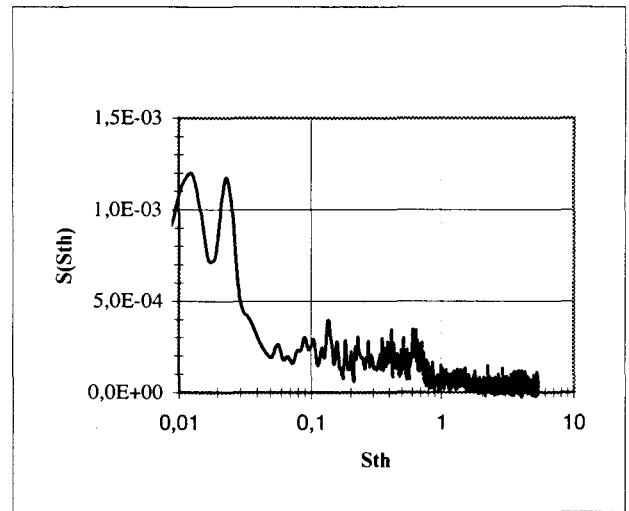
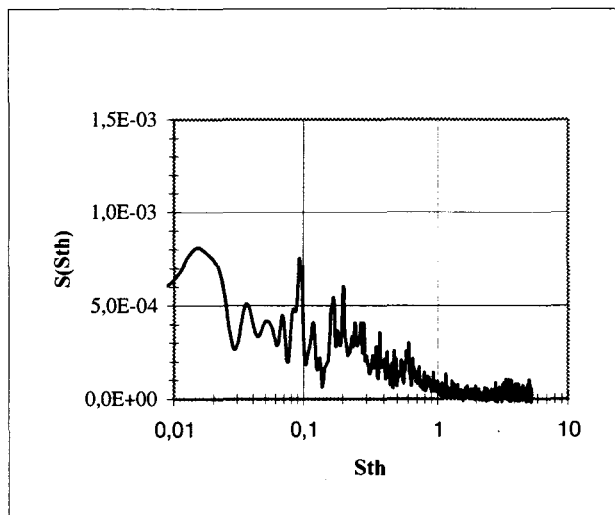
a- Sans excitation

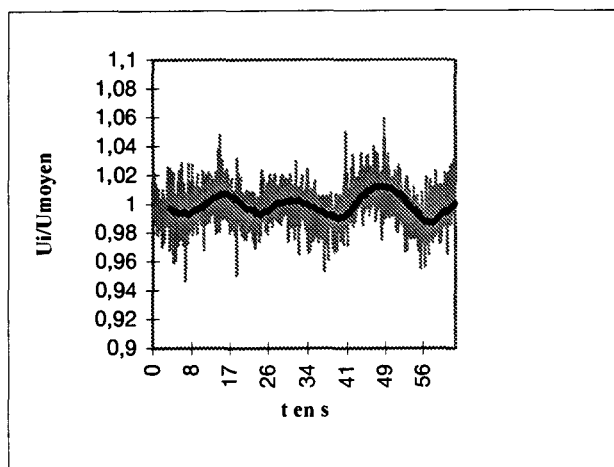
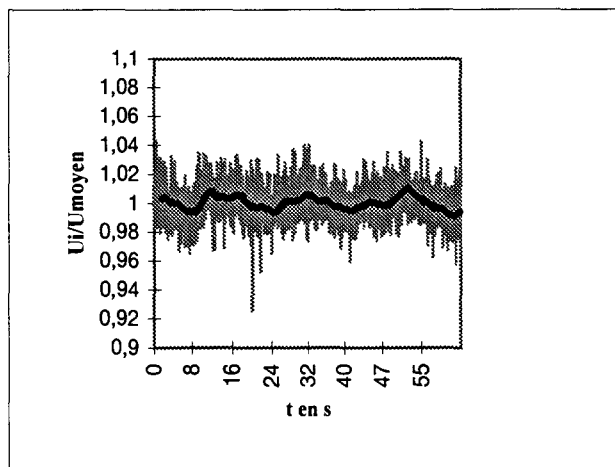
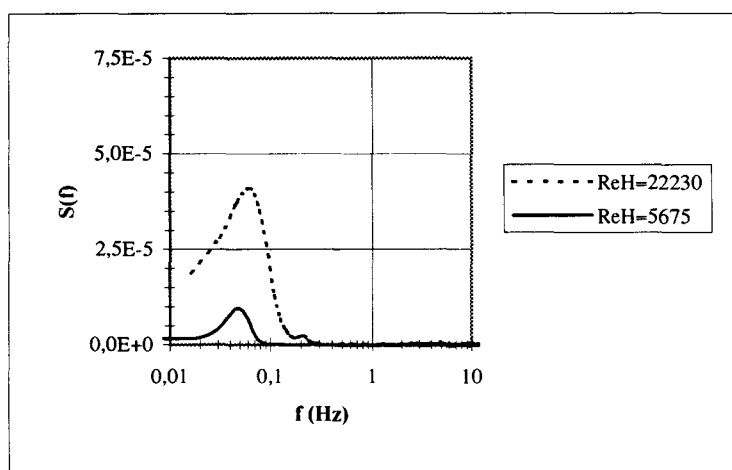


b-Avec excitation

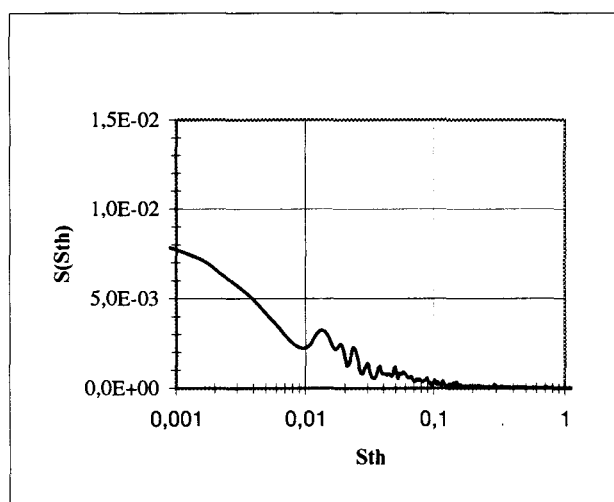
Figure 5.55 Analyse fréquentielle en  $x/H=0,5$  et  $y/H=z/H=0$  à  $ReH=22230$

a-  $x/H=0,5$ b-  $x/H=1$ c-  $x/H=1,5$ d-  $x/H=2$ e-  $x/H=3$ Figure 5.56 Analyse fréquentielle en  $y/H=0$  et  $z/H=0$  à  $ReH=22230$  sans excitation

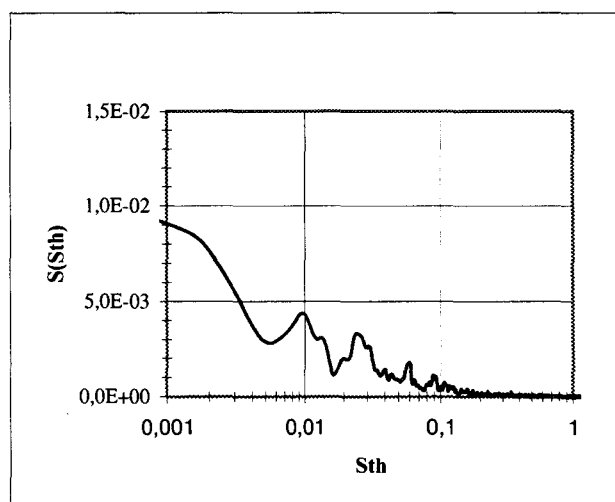
a-  $x/H=0,5$ b-  $x/H=1$ c-  $x/H=1,5$ d-  $x/H=2$ e-  $x/H=3$ Figure 5.57 Analyse fréquentielle en  $y/H=0$  et  $z/H=0$  à  $ReH=22230$  avec excitation

a- Signal de vitesse à  $ReH=5675$ b- Signal de vitesse à  $ReH=22230$ 

c - Spectre

Figure 5.58 Analyse fréquentielle de la vitesse longitudinale en amont de la marche ( $x/H=-1$ ,  $y/H=0,5$  et  $z/H=0$ )

a- Sans excitation



b- Avec excitation

Figure 5.59 Analyse fréquentielle en  $x/H=3$ ,  $y/H=-0,8$  et  $z/H=0$  à  $ReH=22230$

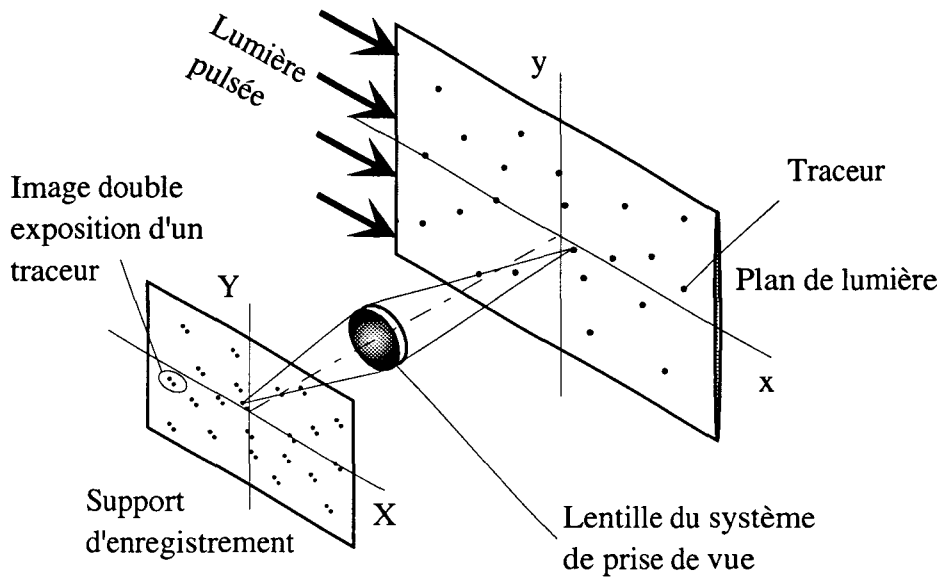


Figure 6.1 Enregistrement d'un cliché de PIV: schéma de principe

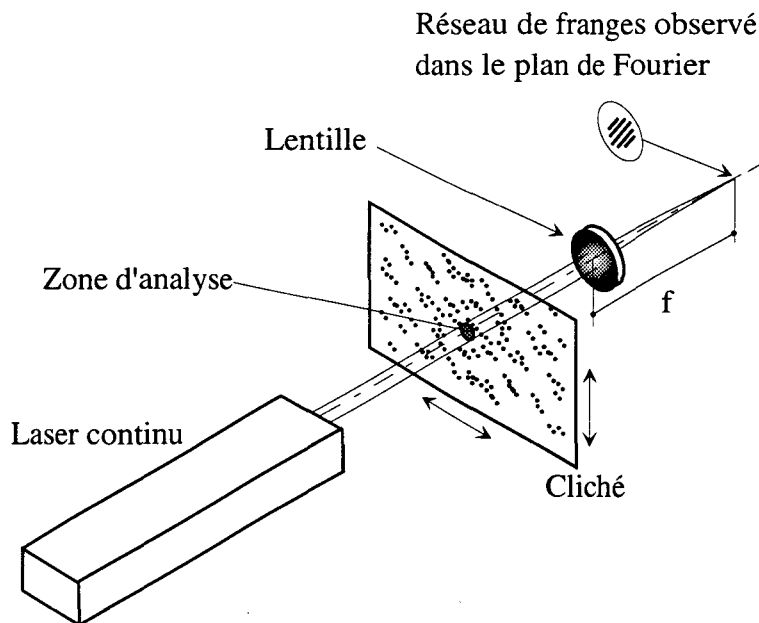


Figure 6.2 Analyse d'un cliché de PIV par la méthode des franges

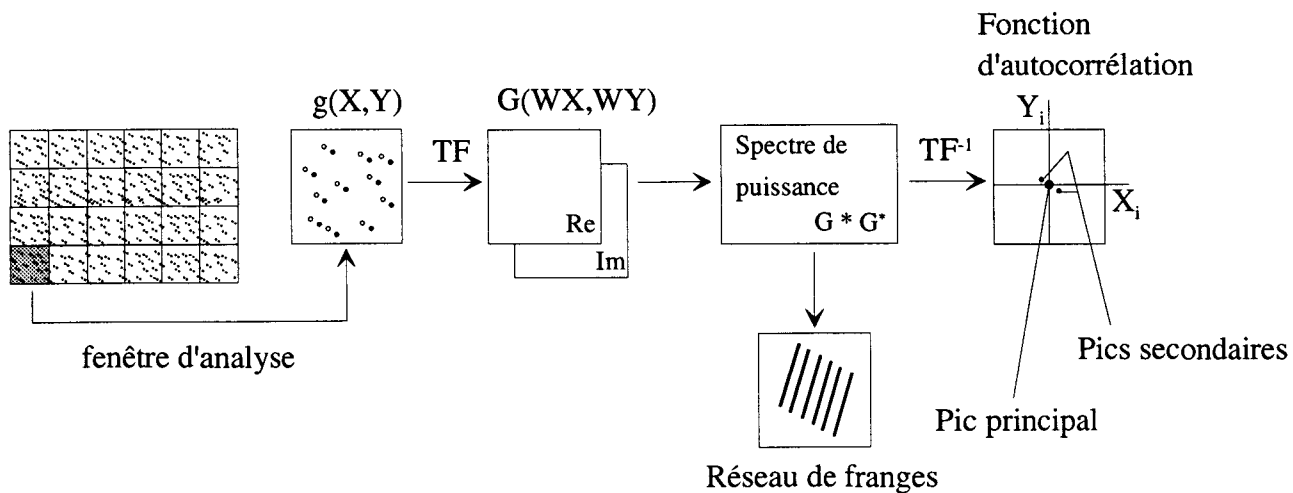


figure 6.3 Principe de l'analyse par autocorrélation

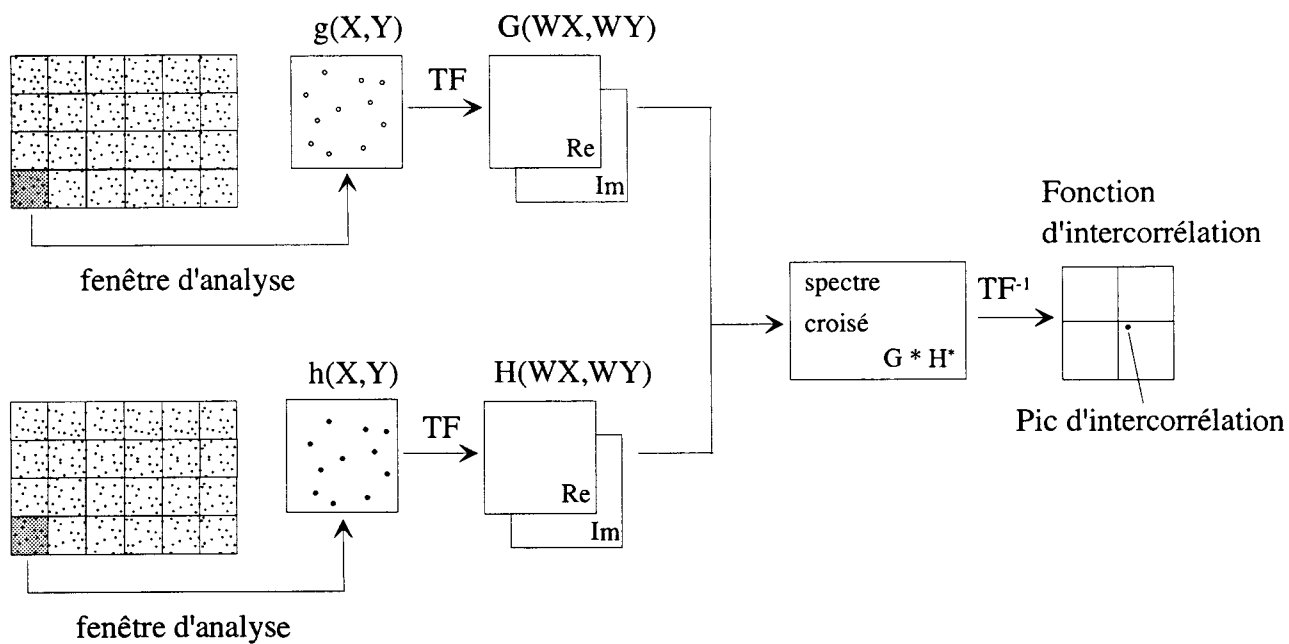


figure 6.4 Principe de l'analyse par intercorrélation



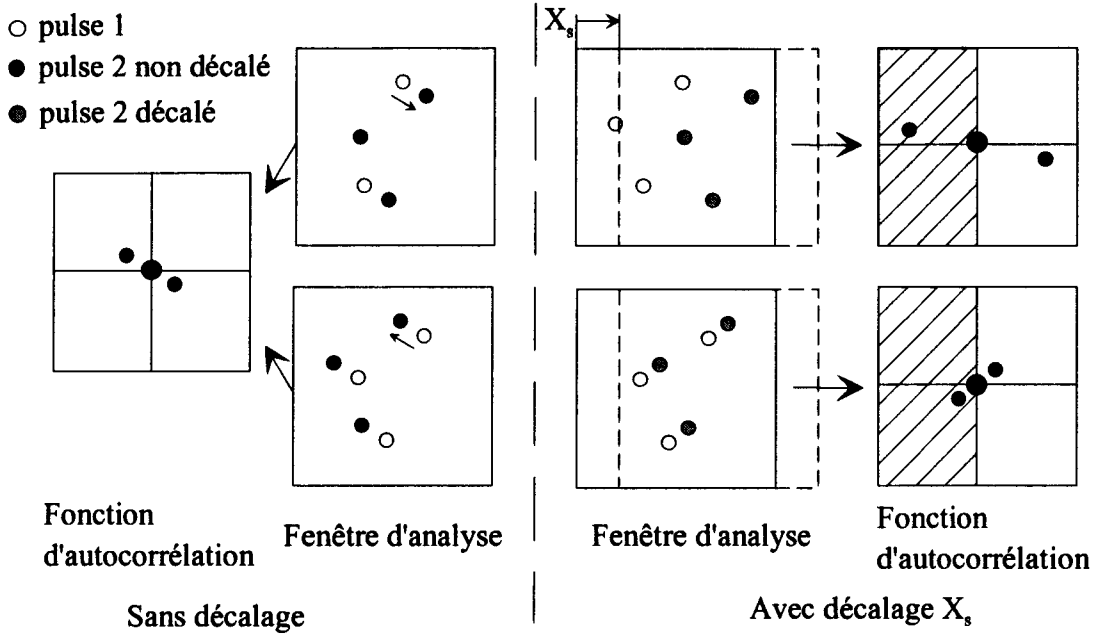


Figure 6.5 Principe du décalage d'image

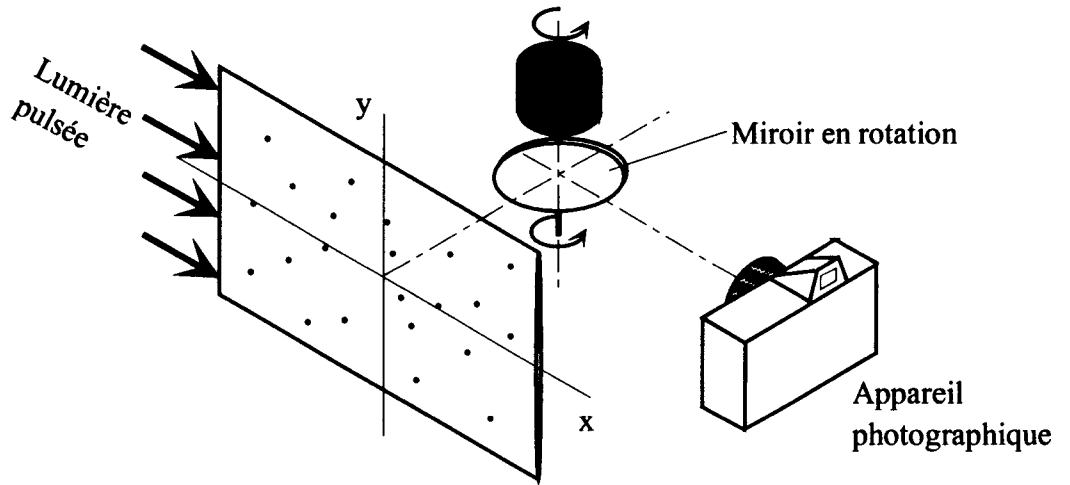


Figure 6.6 Dispositif de décalage à miroir tournant

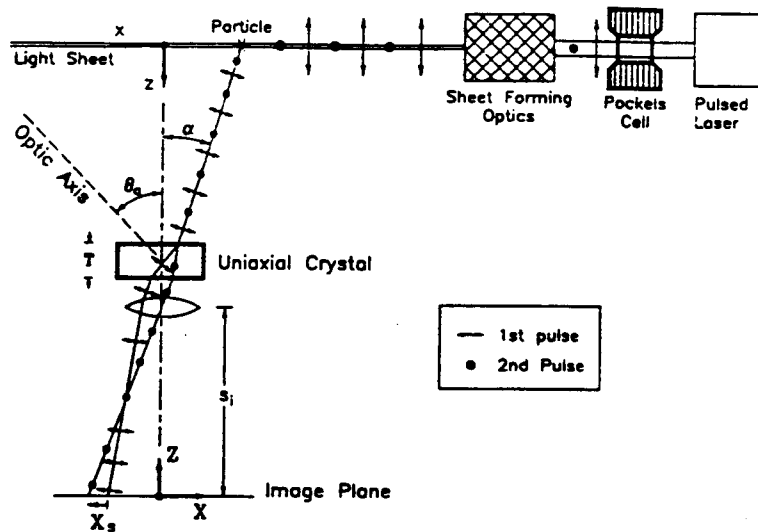


Figure 6.7 Dispositif de décalage optique (extrait de [6.5])

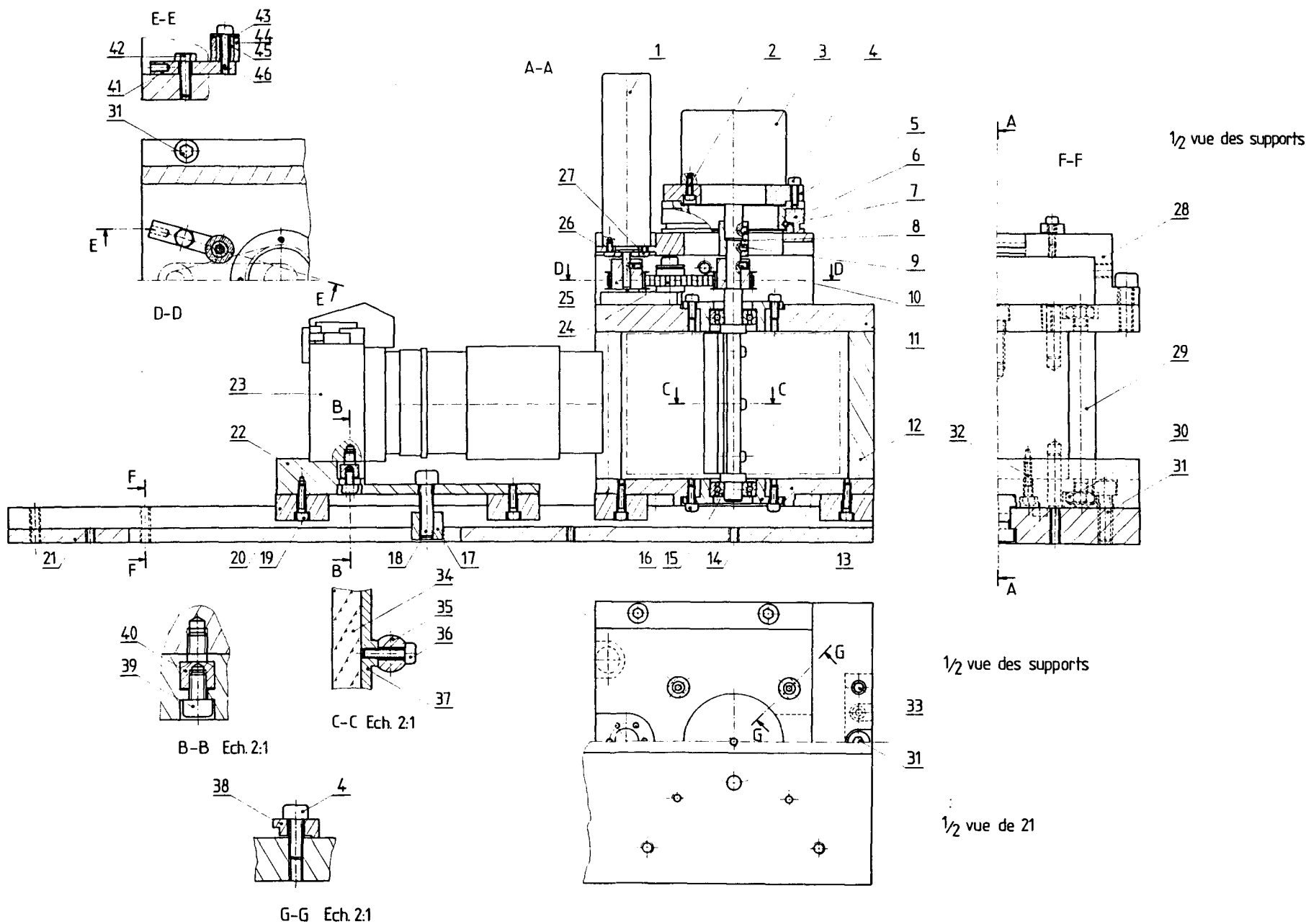


Figure 6.8 Dispositif de décalage d'image à miroir tournant

CROISIER G / MONNIER JC / MAYOLLE A		IMFL
Echelle 1/2	DISPOSITIF	26/09/94
POUR SHIFTING EN PM		

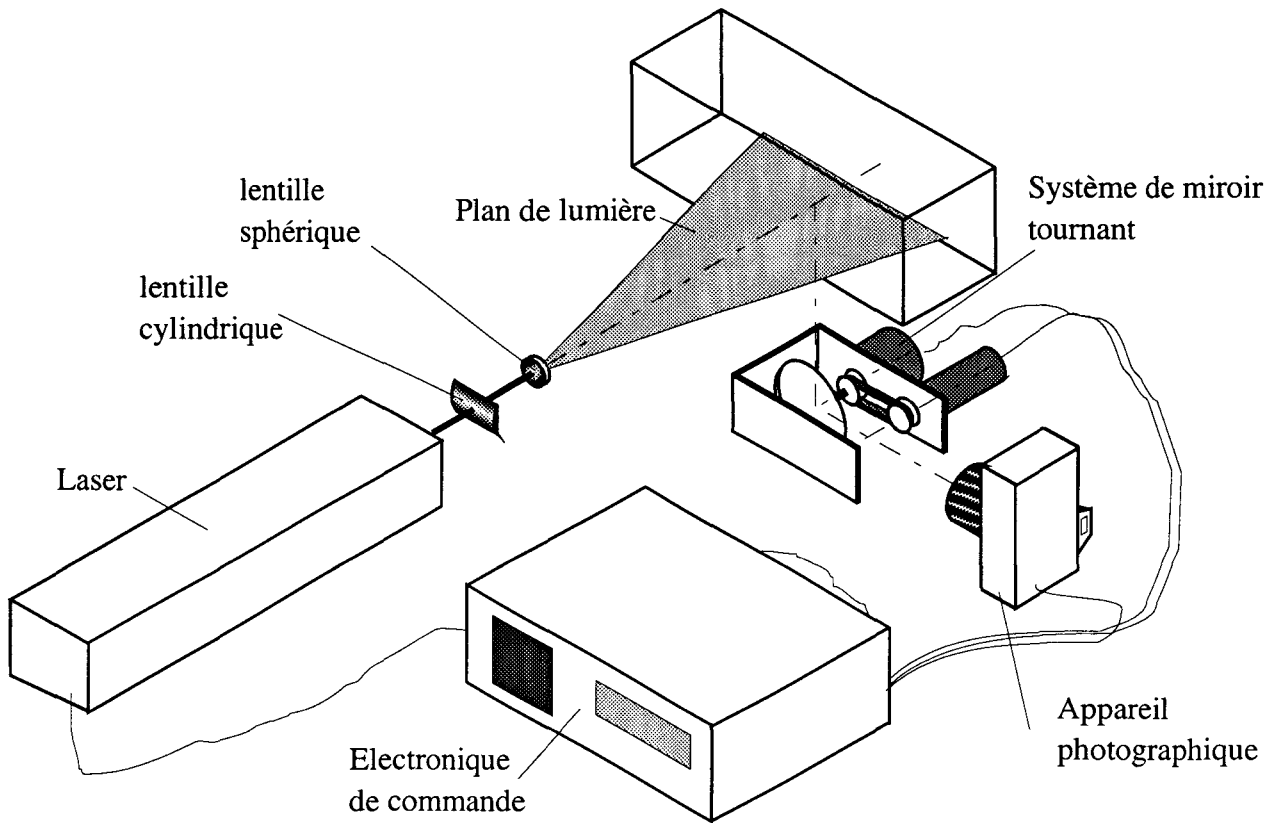


Figure 6.9 PIV dans la zone de recollement: dispositif expérimental

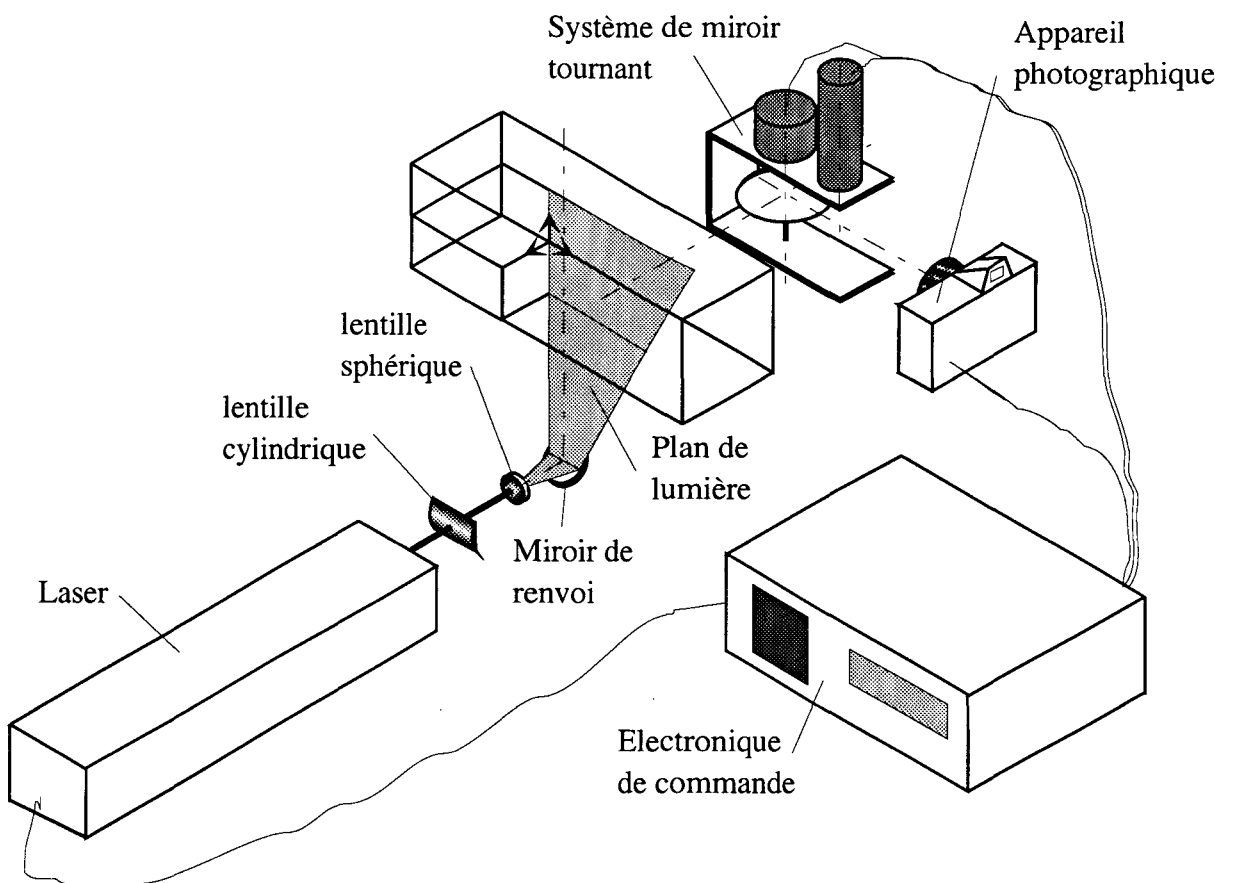
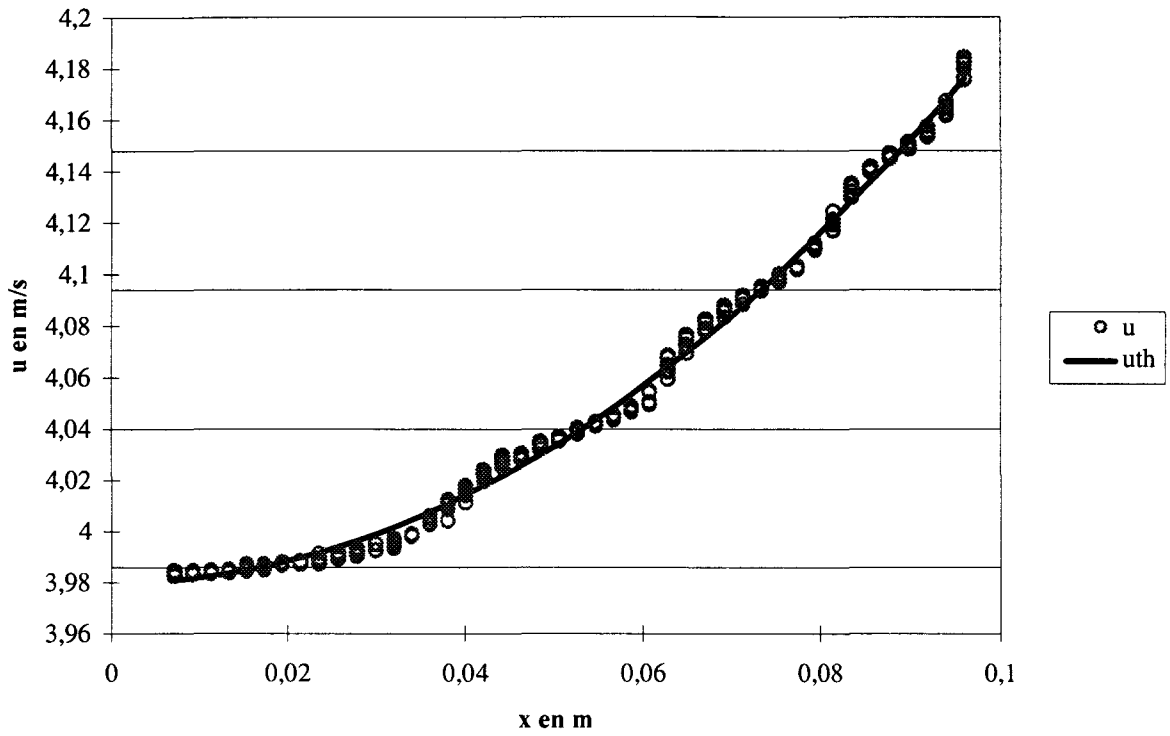
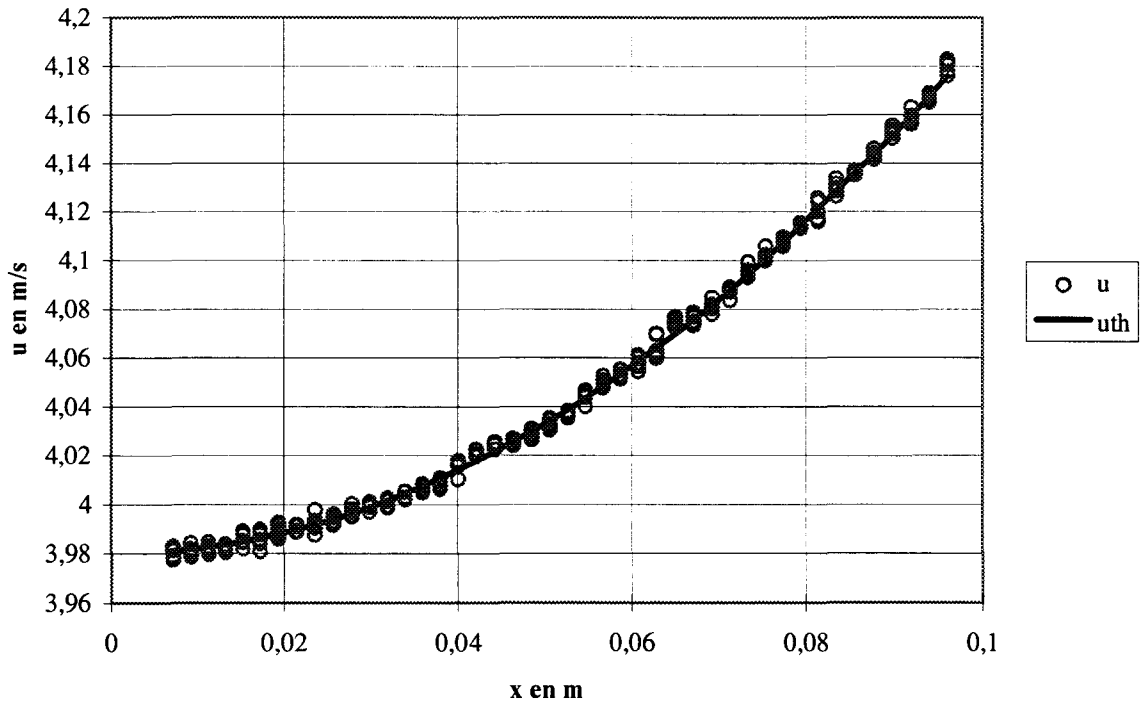


Figure 6.10 PIV dans la zone de décollement: dispositif expérimental



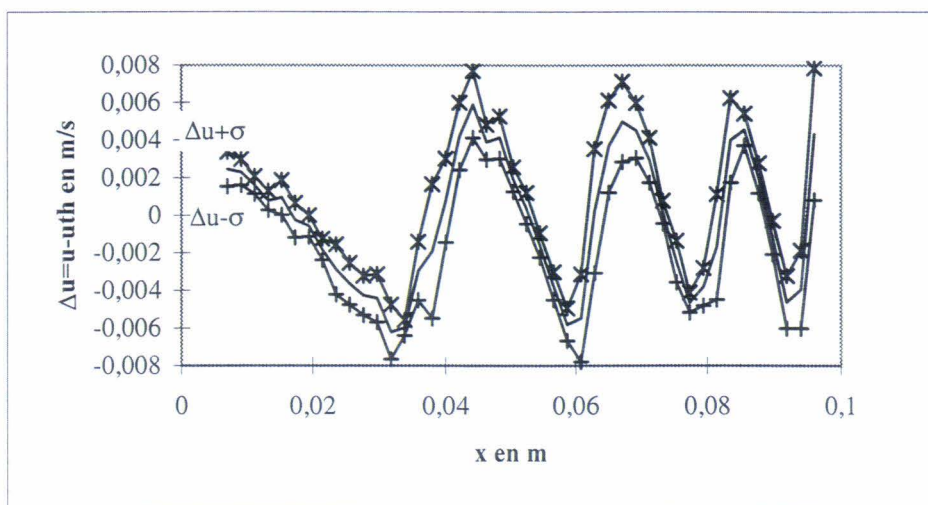


a- Algorithme sub-pixel basé sur une interpolation Gaussienne

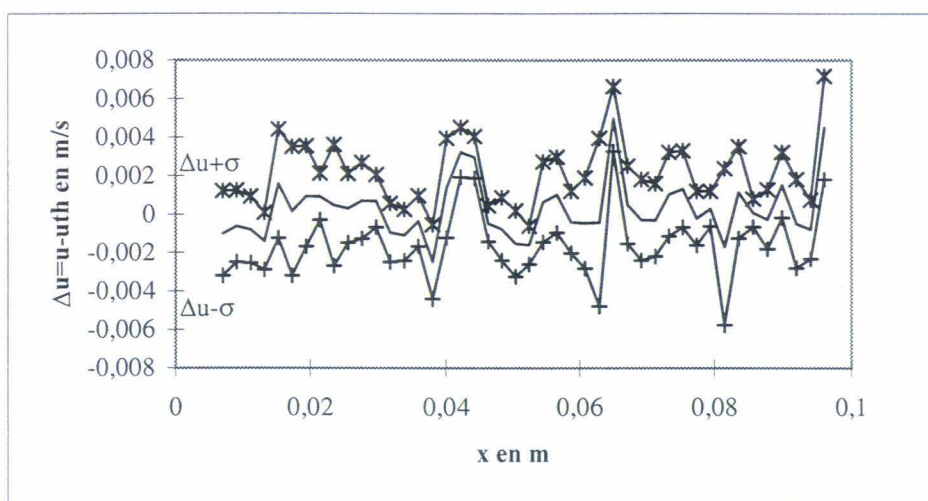


b- Algorithme sub-pixel basé sur la méthode du barycentre

Figure 6.13 Analyse d'une image théorique: champ de vitesse parabolique

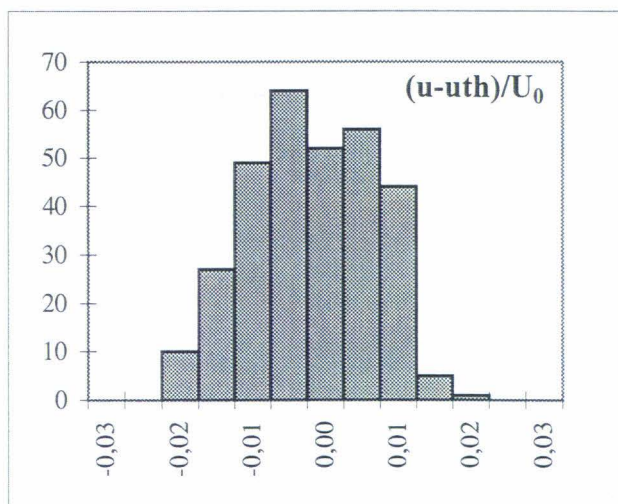


a- Interpolation Gaussienne

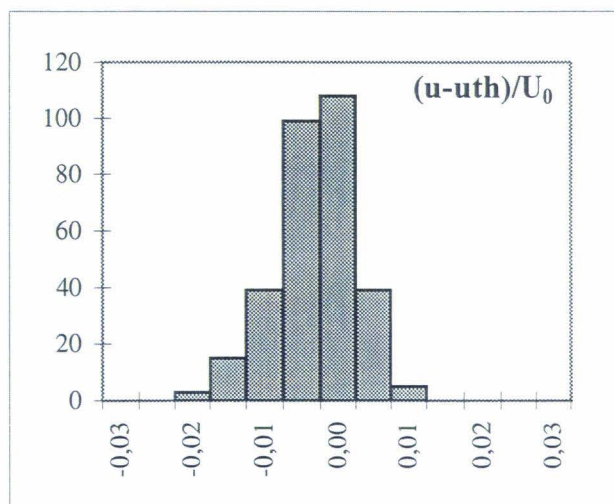


b- Méthode du barycentre

Figure 6.14 Moyenne et écart type de l'erreur entre courbe théorique et résultat de l'analyse d'une image théorique



a- Interpolation Gaussienne



b- Méthode du barycentre

Figure 6.15 Histogramme de l'erreur sur le résultat de l'analyse d'un cliché théorique

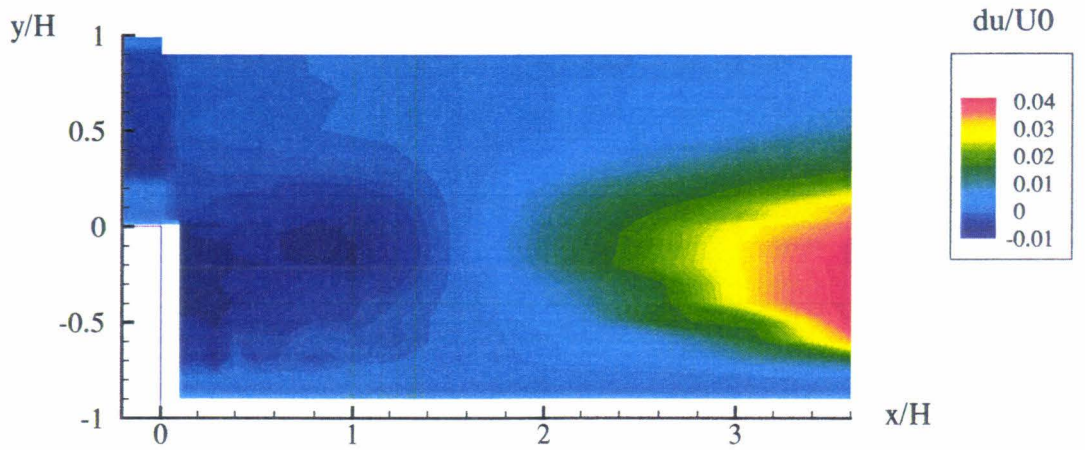


Figure 6.16 Estimation de l'erreur ( $du$ ) sur la vitesse longitudinale en PIV en raison d'une composante de vitesse normale au plan ( $ReH=22230$  sans excitation, cadrage large)

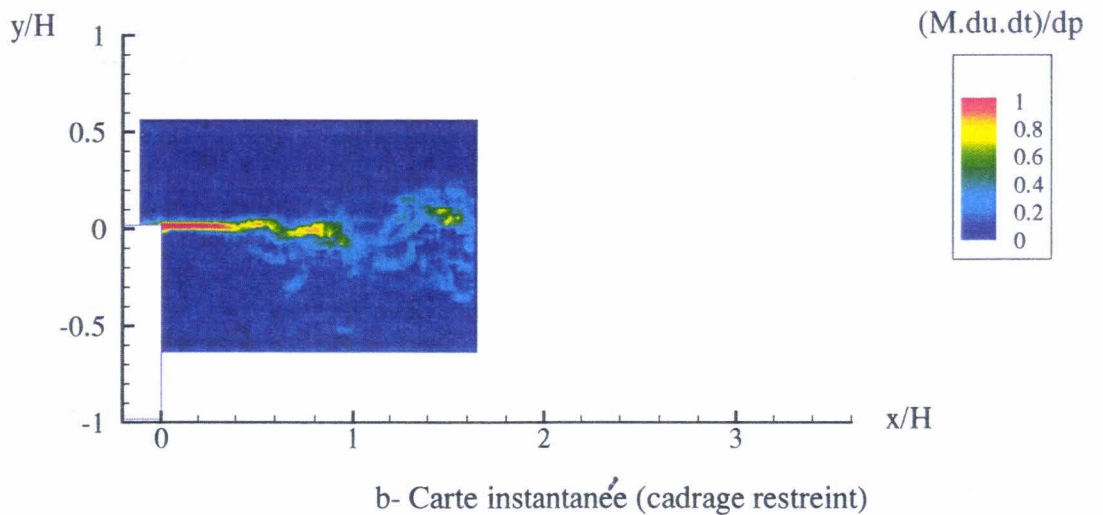
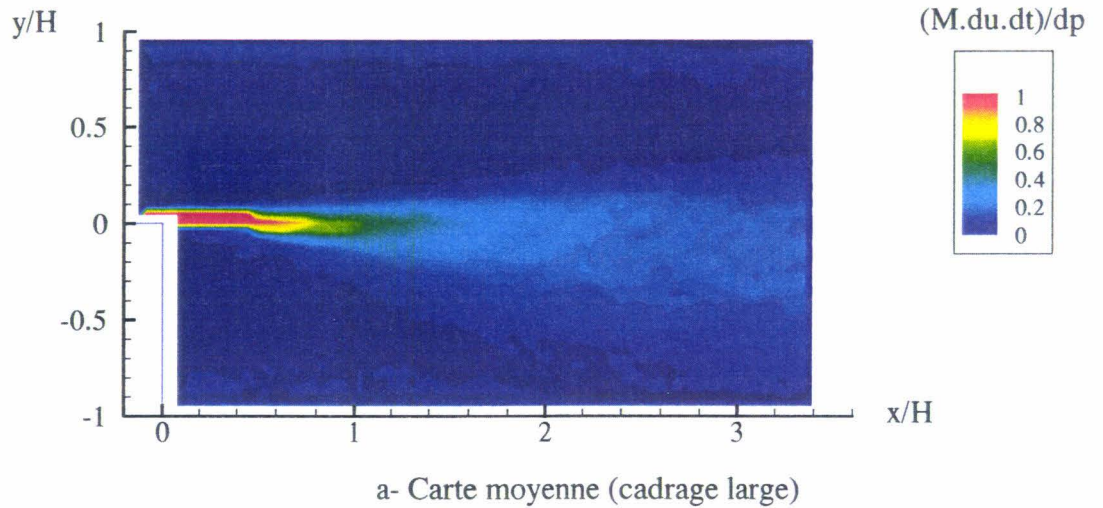
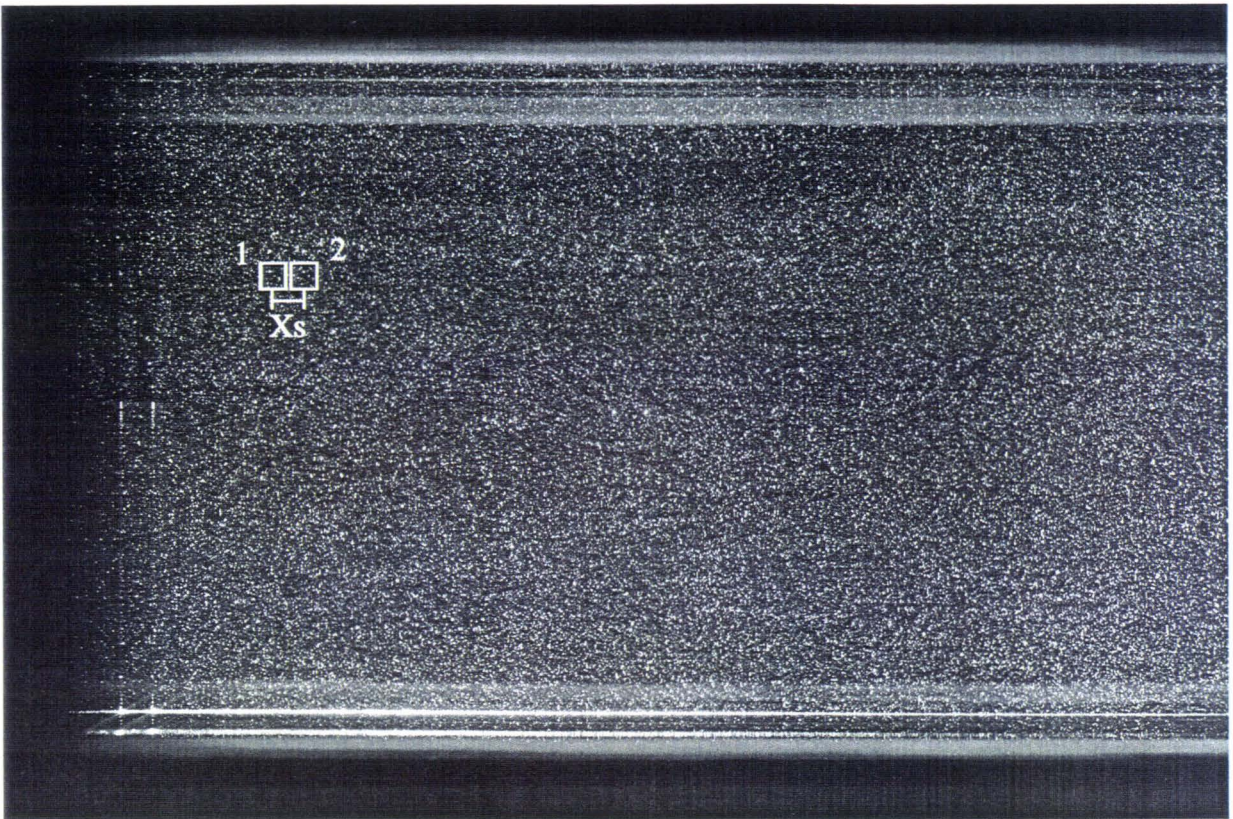
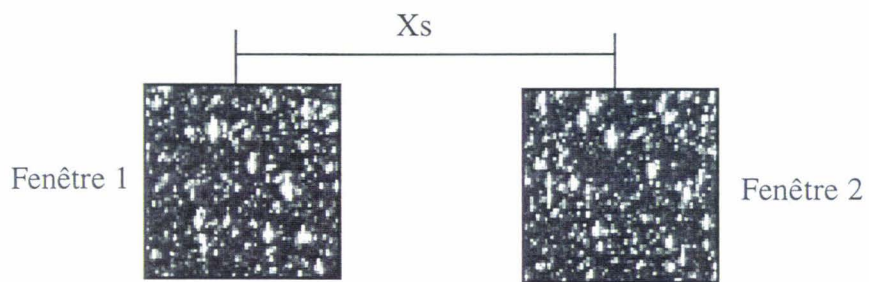


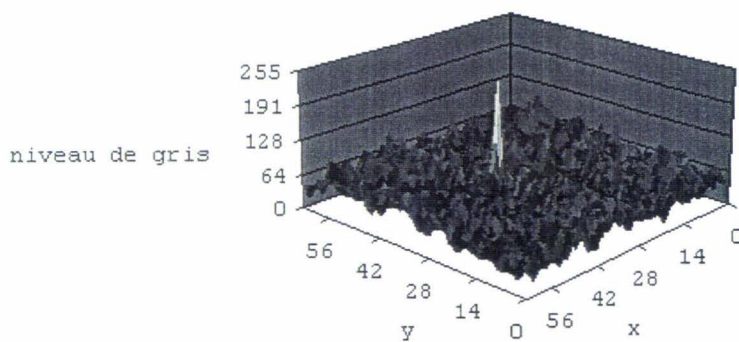
Figure 6.17 Influence du gradient de vitesse ( $du$ ) dans une fenêtre d'analyse sur la détectabilité en PIV ( $ReH=22230$  sans excitation)



a- Image initiale 3072\*2048 pixels



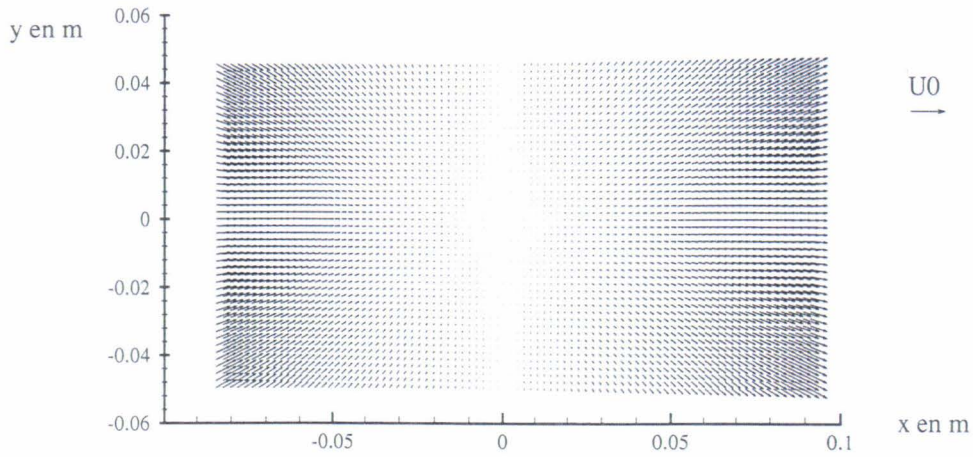
b- Images 64\*64 pixels extraites de l'image initiale



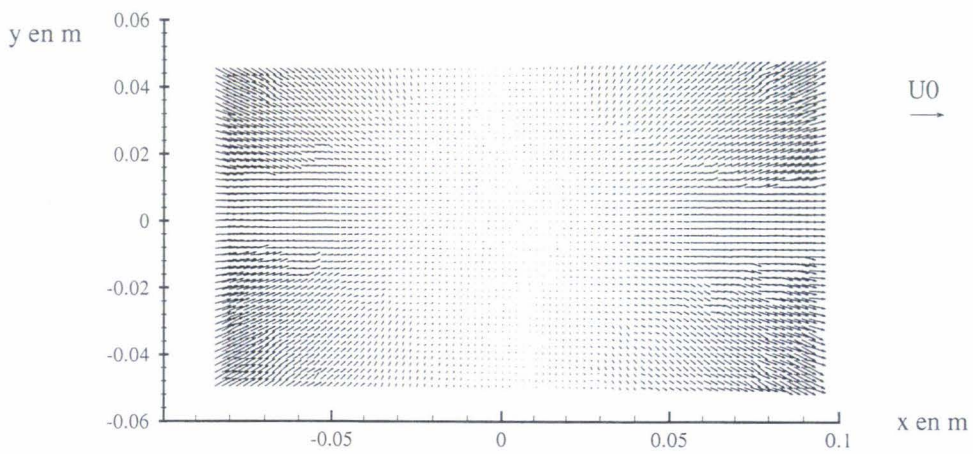
c- Pic résultant de la corrélation des fenêtres 1 et 2

Figure 6.18 Exemple d'images obtenues par PIV

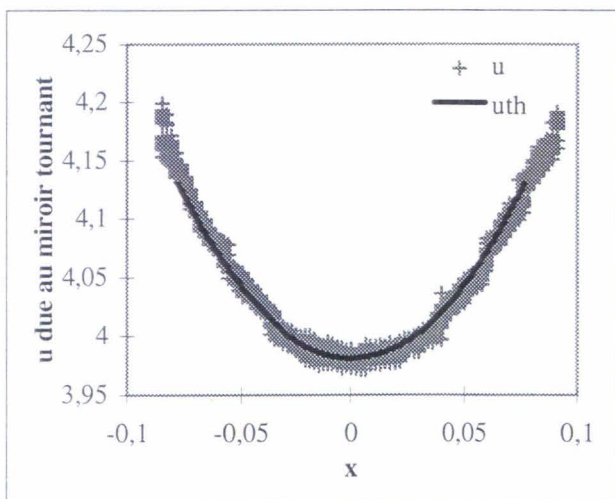




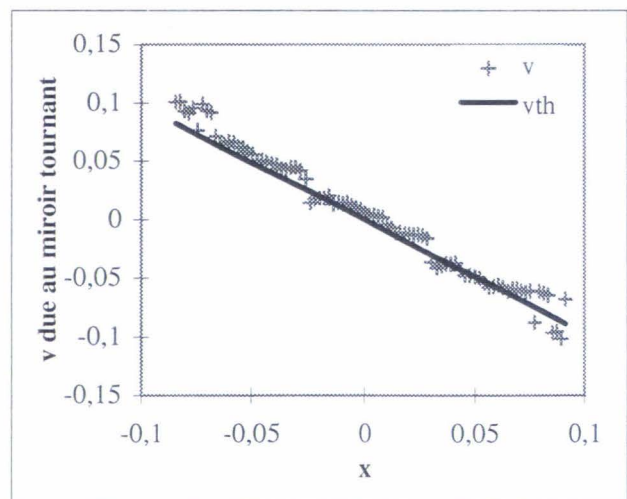
a- Décalage théorique dû au miroir tournant ( $u=3,98$  m/s)



b- Décalage expérimental dû au miroir tournant ( $u=3,98$  m/s)

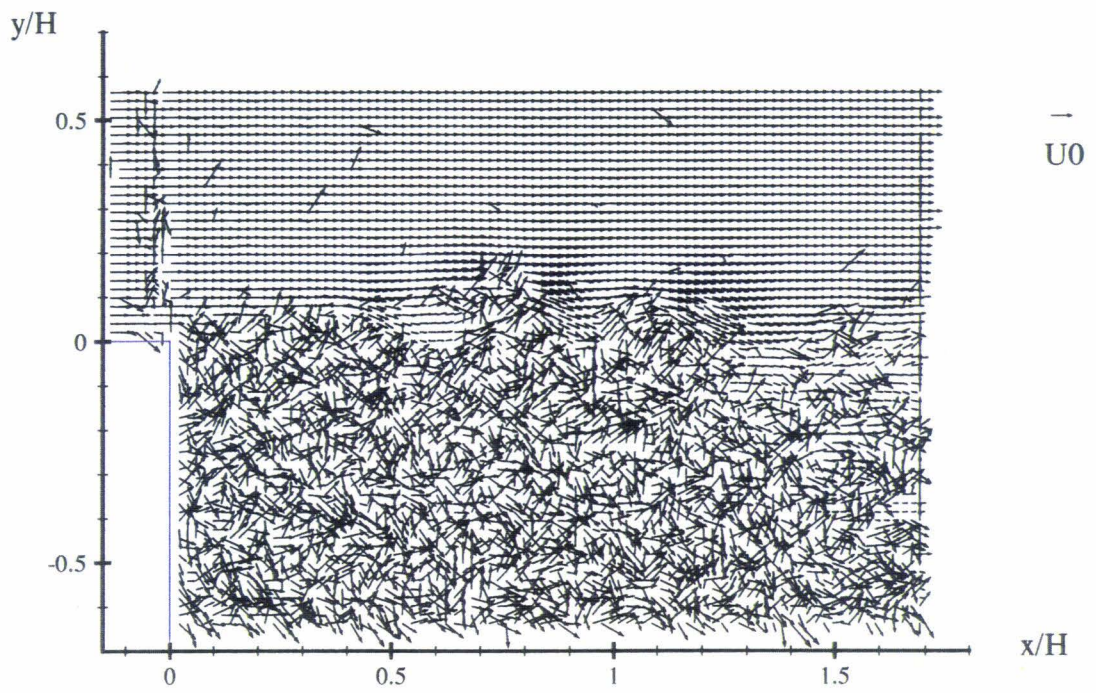


c- Vitesses longitudinales induites par le miroir tournant ( $-0,05\text{m} < y < 0,05\text{m}$ )

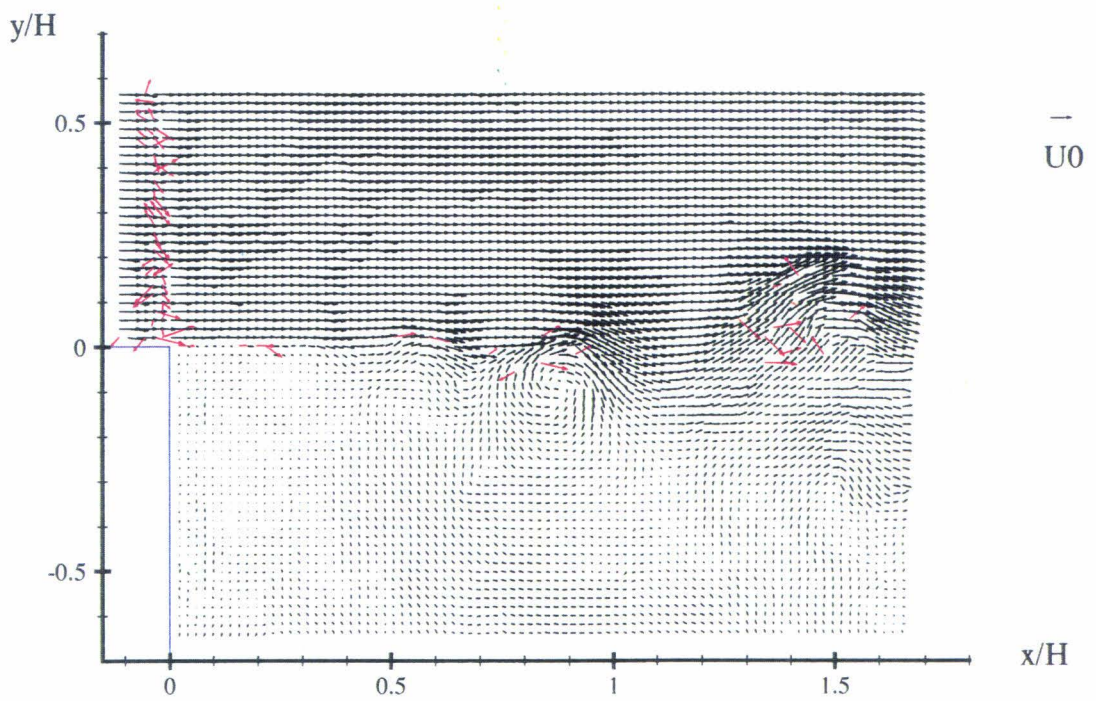


d- Vitesses verticales induites par le miroir tournant pour  $y=-0,39$  m

Figure 6.19 Influence du miroir tournant



a Carte brute résultant d'un enregistrement sans miroir tournant



b Carte brute résultant d'un enregistrement avec miroir tournant

Figure 6.20 Intérêt du miroir tournant

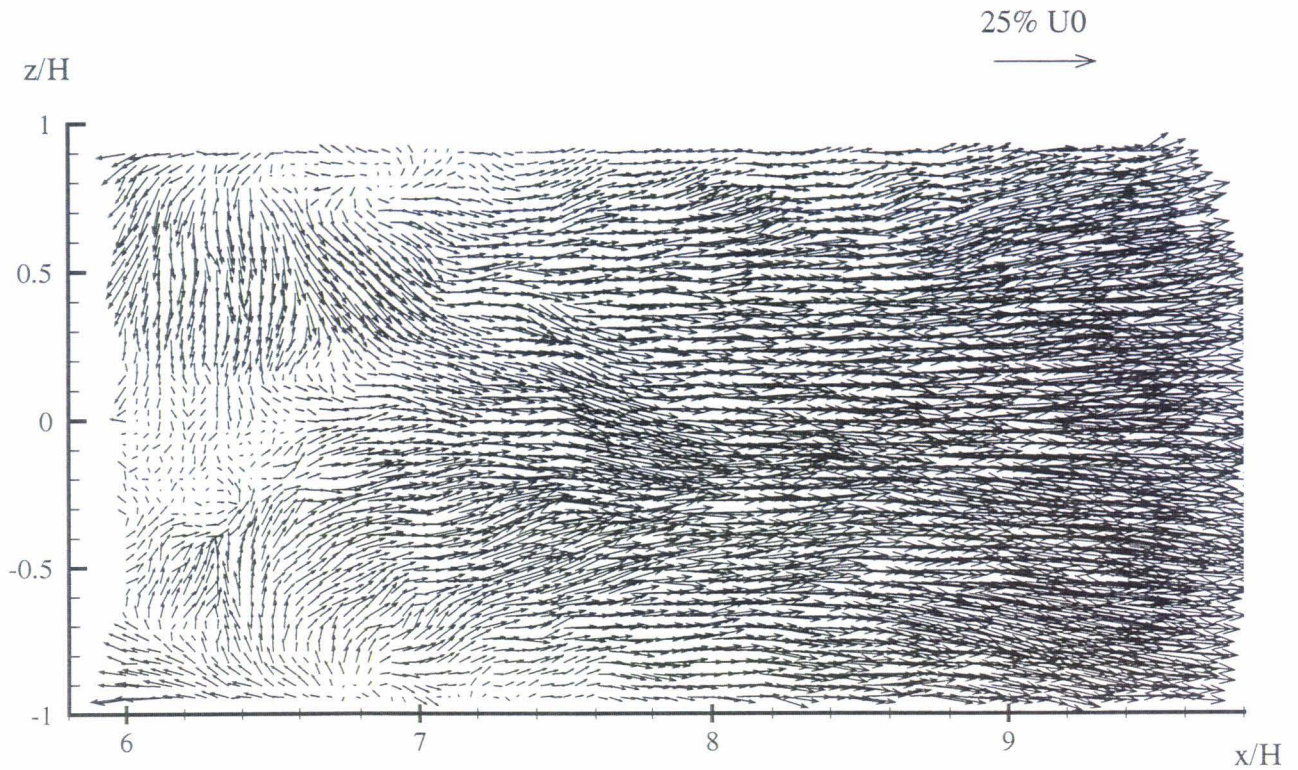


Figure 6.21.a Champ moyen de vitesses dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $\text{Re}H=22230$ : moyenne sur 25 cartes instantanées de PIV avec cadrage large

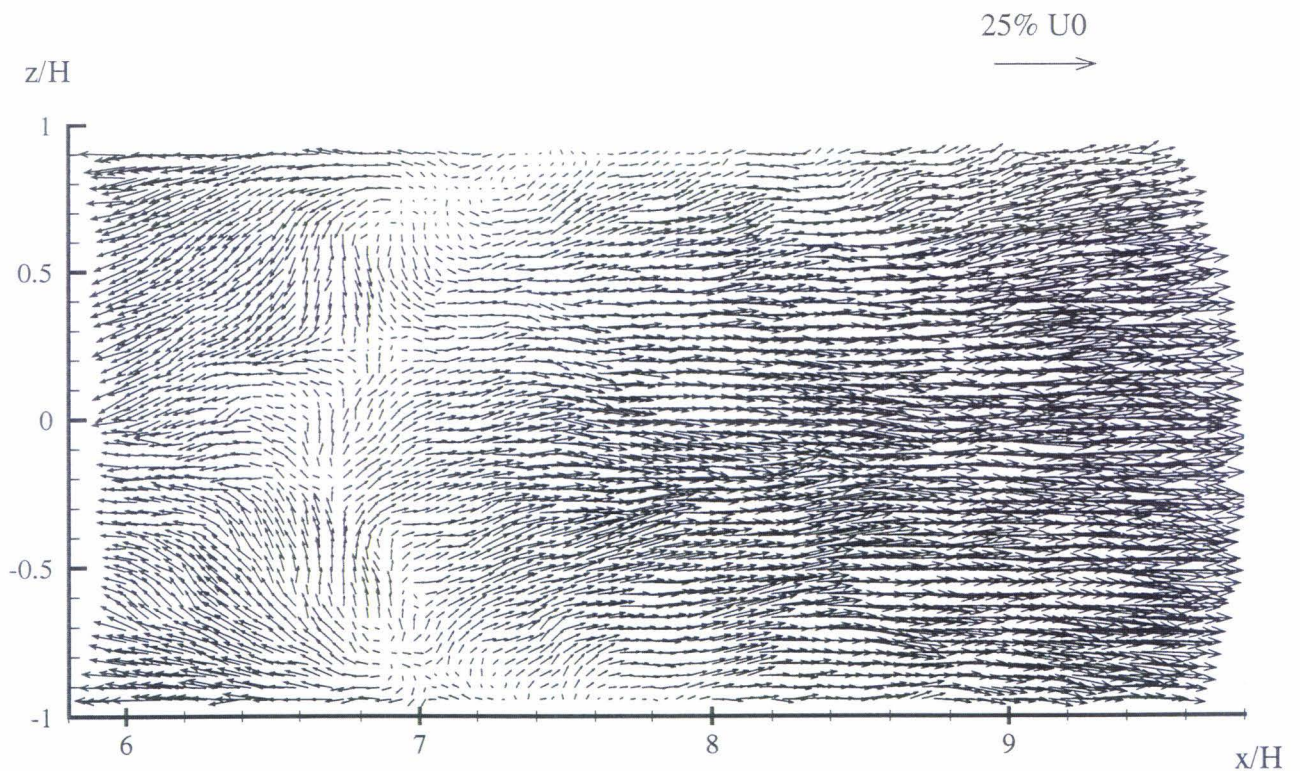


Figure 6.21.b Champ moyen de vitesses dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $\text{Re}H=22230$ : moyenne sur 50 cartes instantanées de PIV avec cadrage large

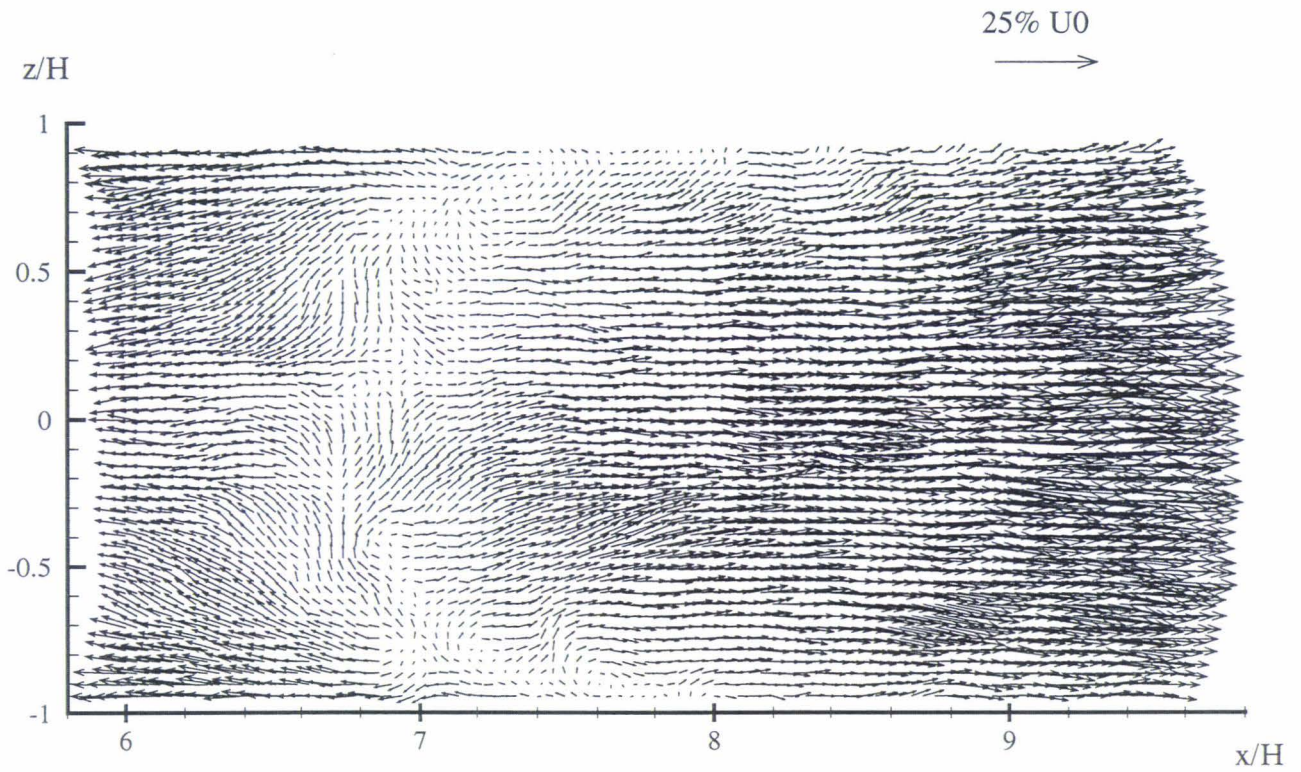


Figure 6.21.c Champ moyen de vitesses dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $ReH=22230$ : moyenne sur 75 cartes instantanées de PIV avec cadrage large

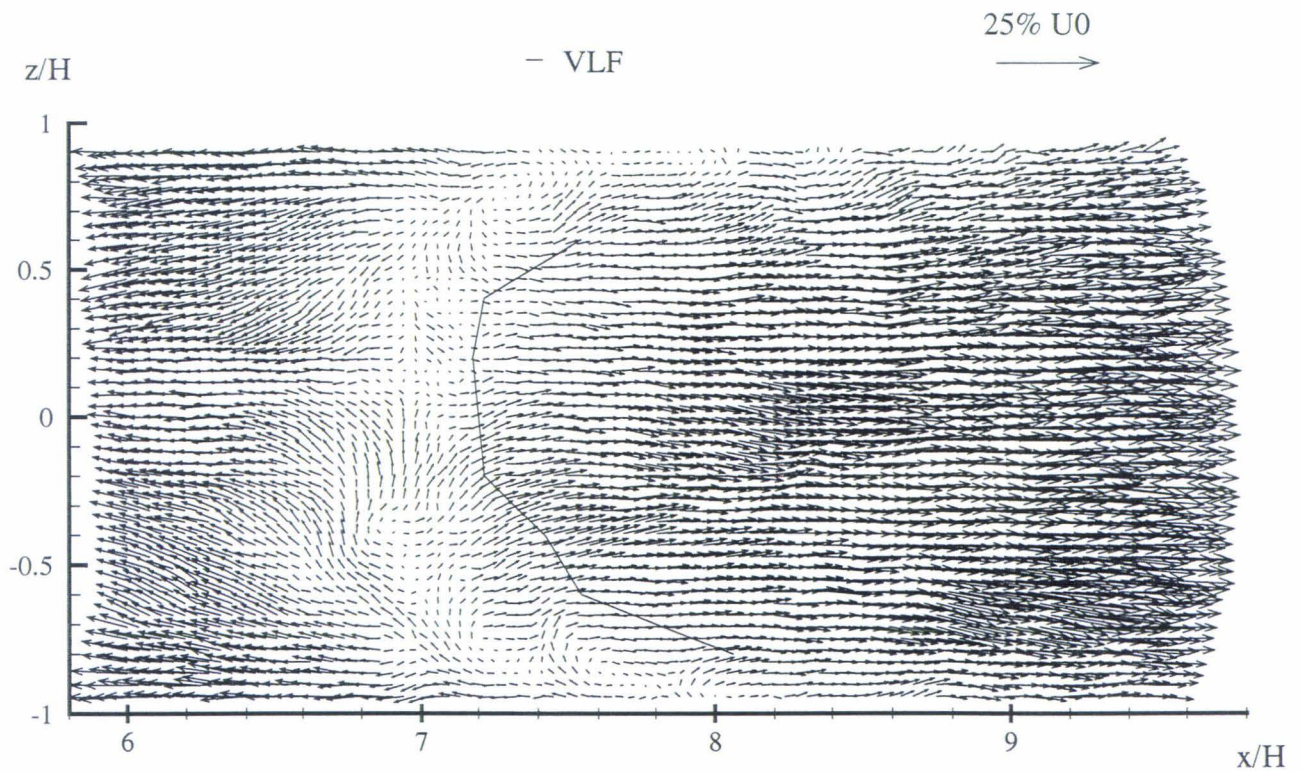
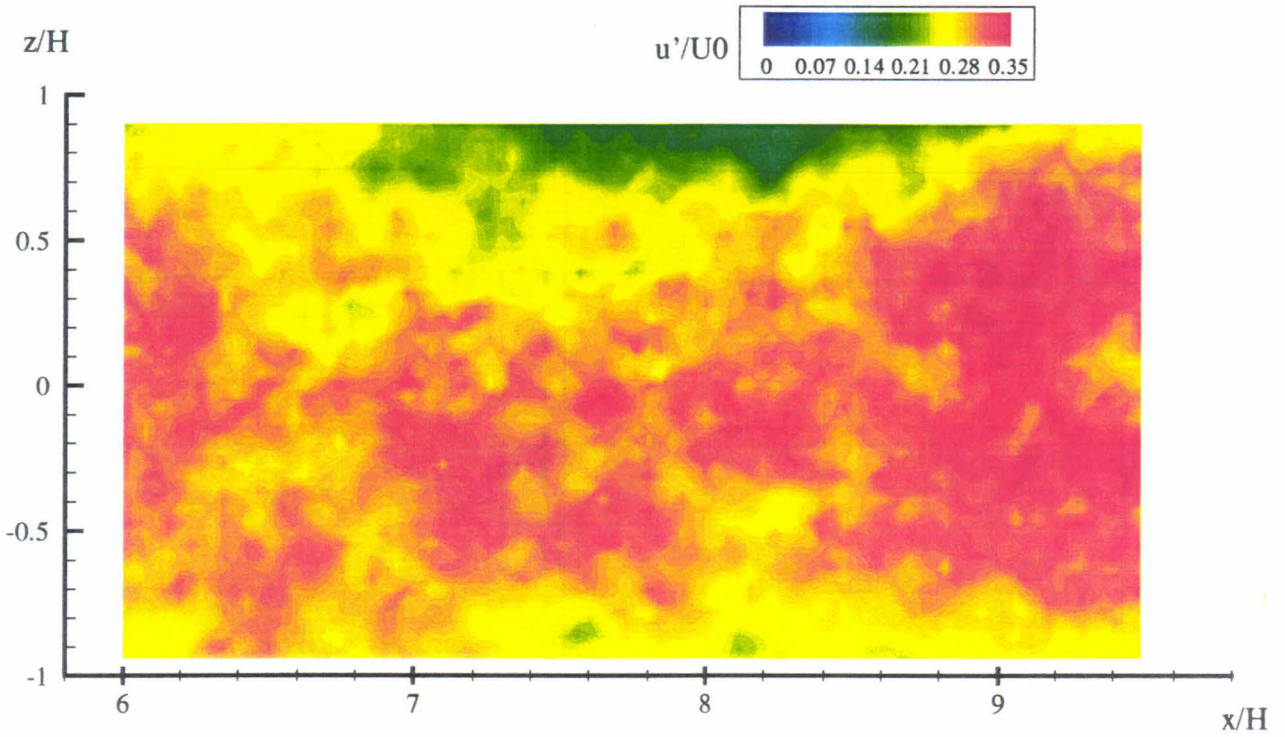
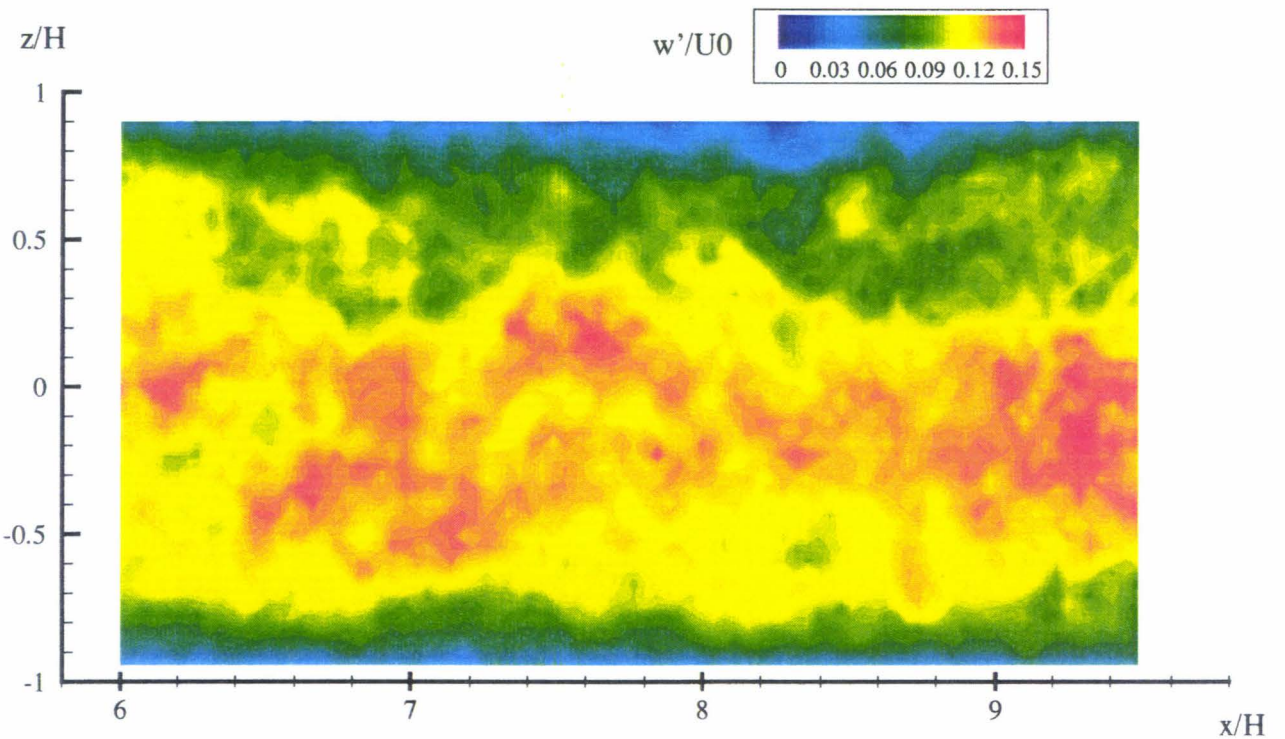


Figure 6.21.d Champ moyen de vitesses dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $ReH=22230$ : moyenne sur 100 cartes instantanées de PIV avec cadrage large

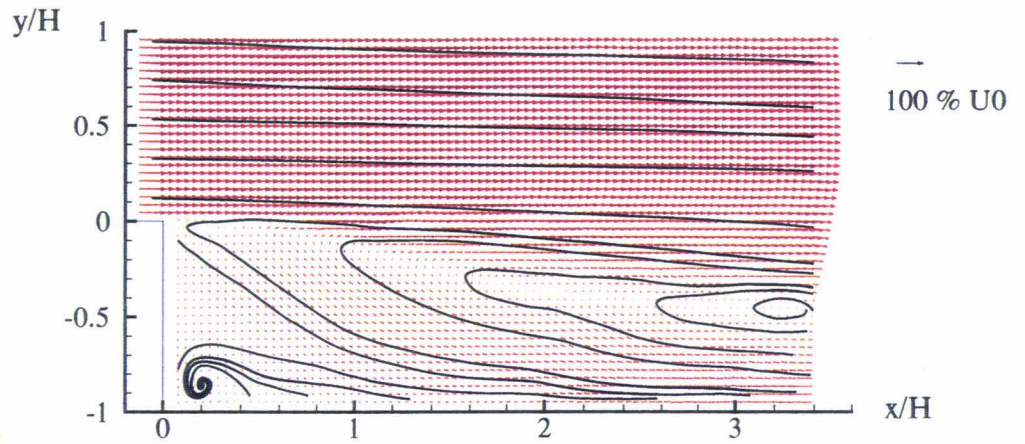


a- Fluctuation de vitesse longitudinale



b- Fluctuation de vitesse transversale

Figure 6.22 Fluctuations de vitesses dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $ReH=22230$ : moyenne sur 100 cartes instantanées de PIV avec cadrage large



a- Champ moyen de vitesses

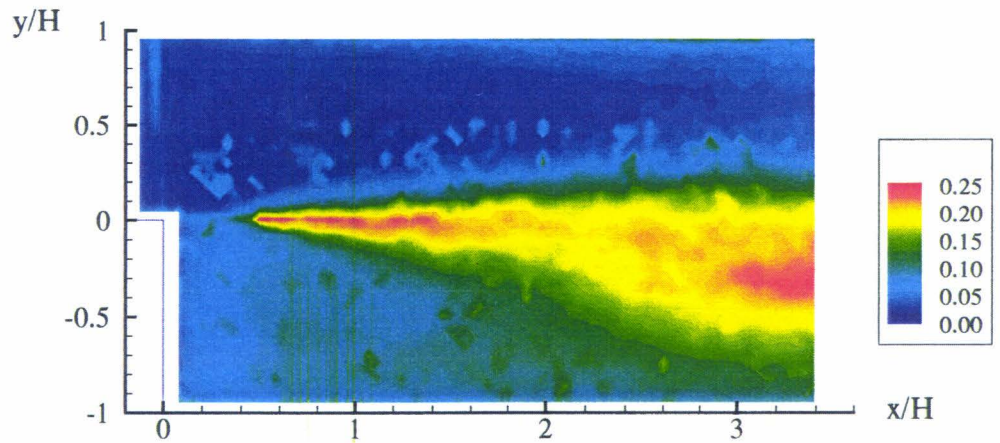
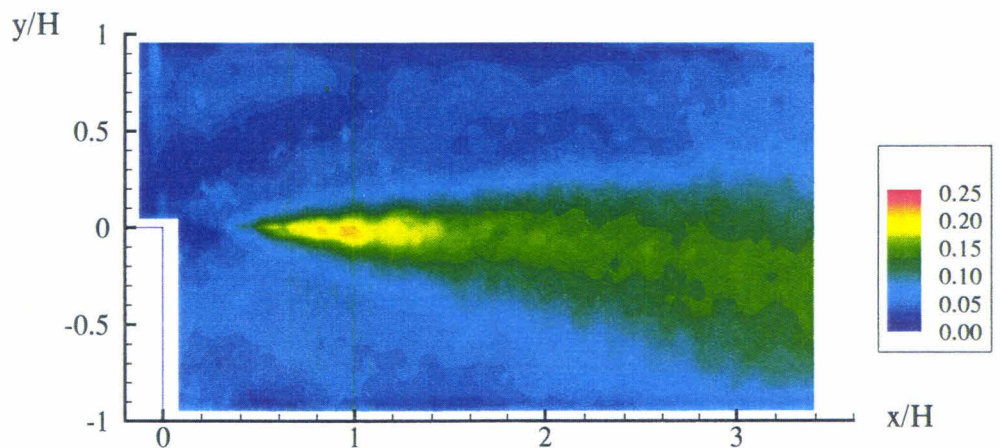
b- Fluctuations de vitesse longitudinale  $u'/U_0$ c- Fluctuations de vitesse verticale  $v'/U_0$ 

Figure 6.23 Résultats obtenus par moyennage de 200 cartes instantanées dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadrage large)

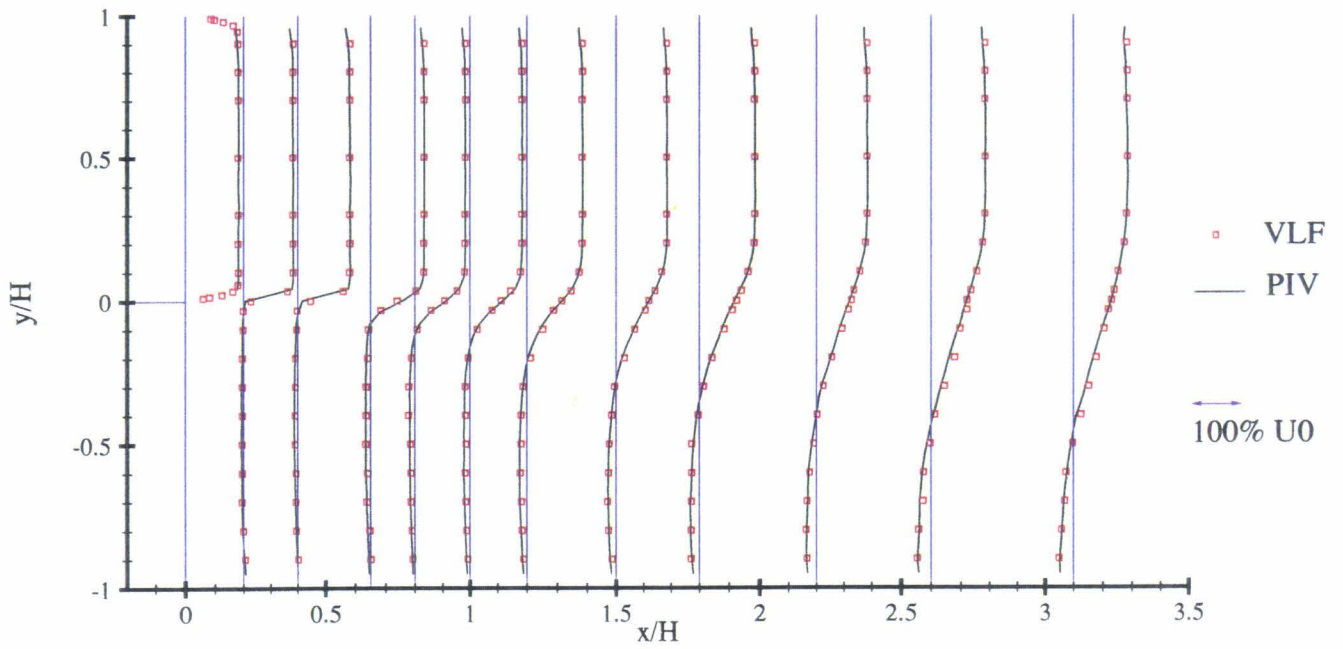
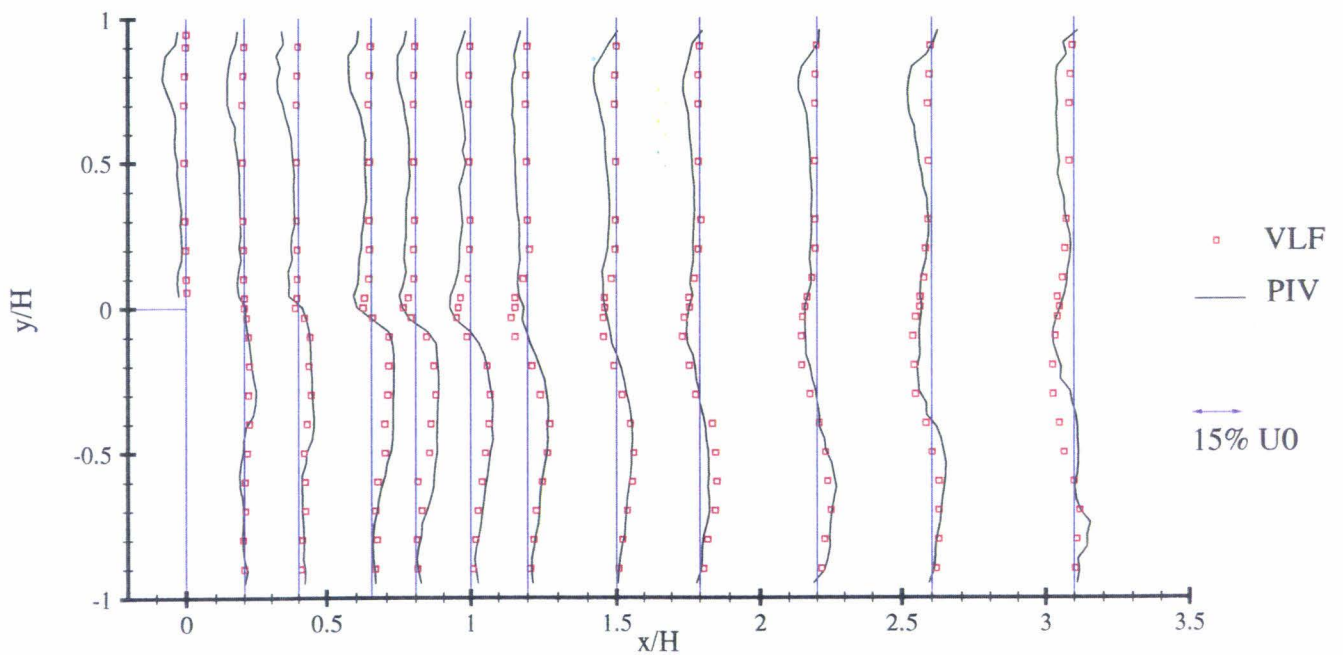
a- Vitesse longitudinale  $U$ b- Vitesse verticale  $V$ 

Figure 6.24 Composantes moyennes de vitesse dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$ : comparaison entre VLF et PIV (moyenne sur environ 200 cartes instantanées avec cadrage large)

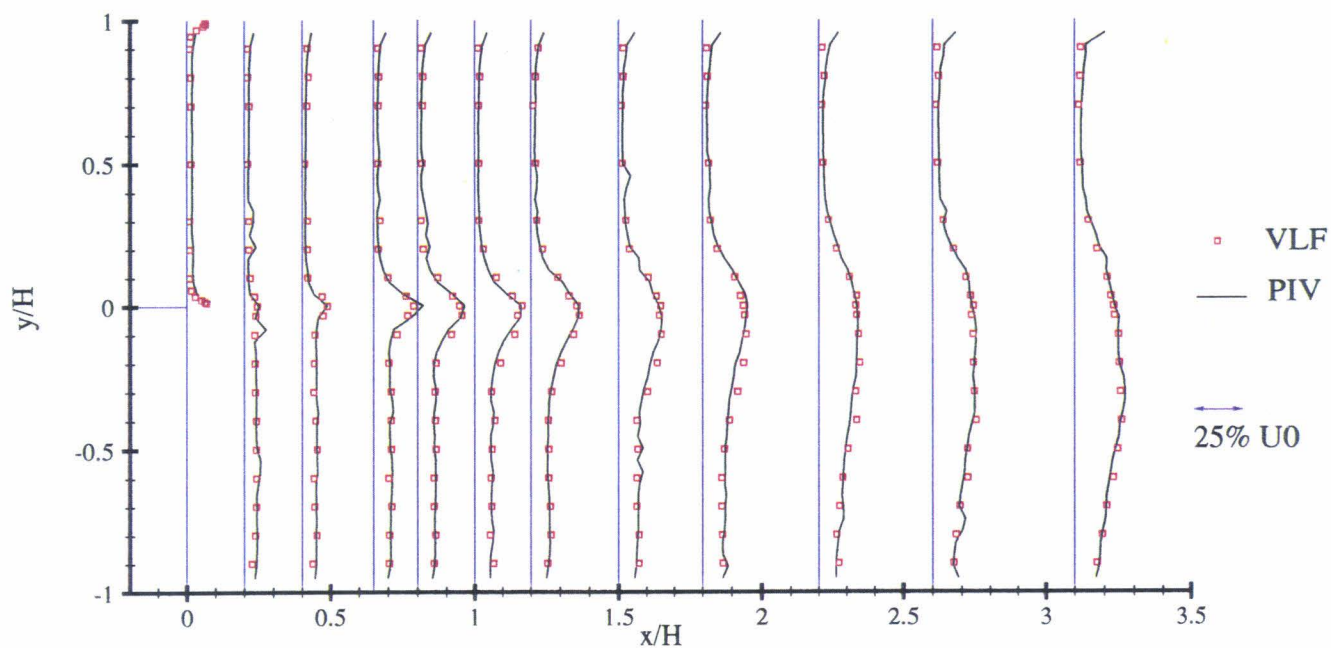
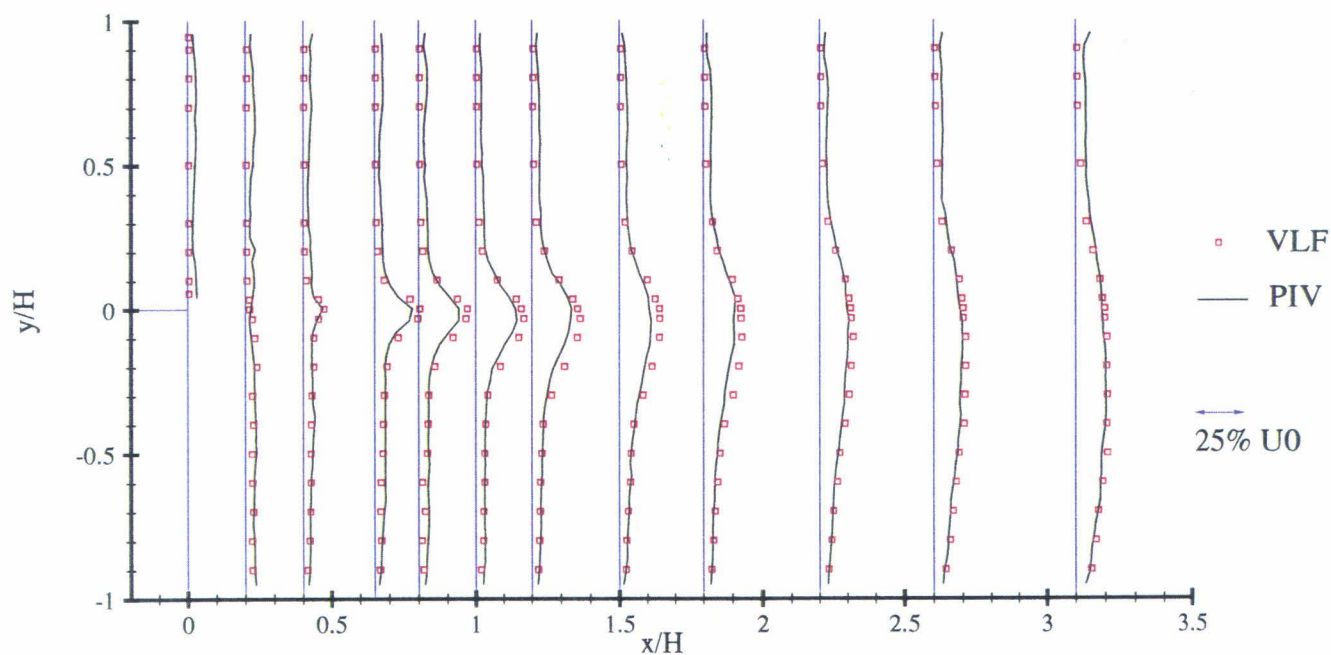
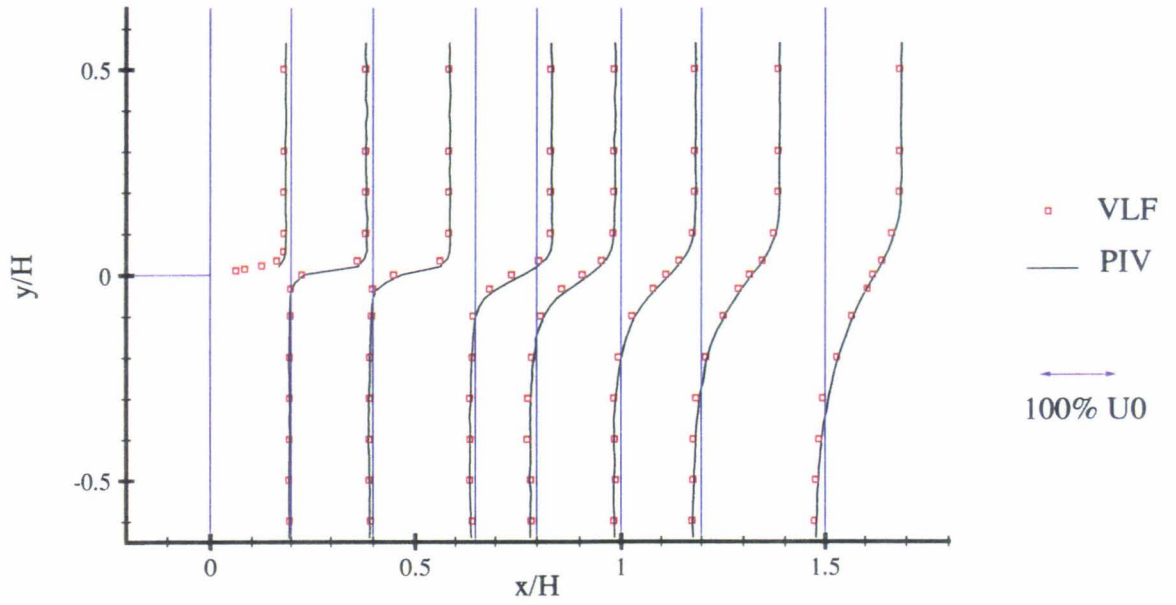
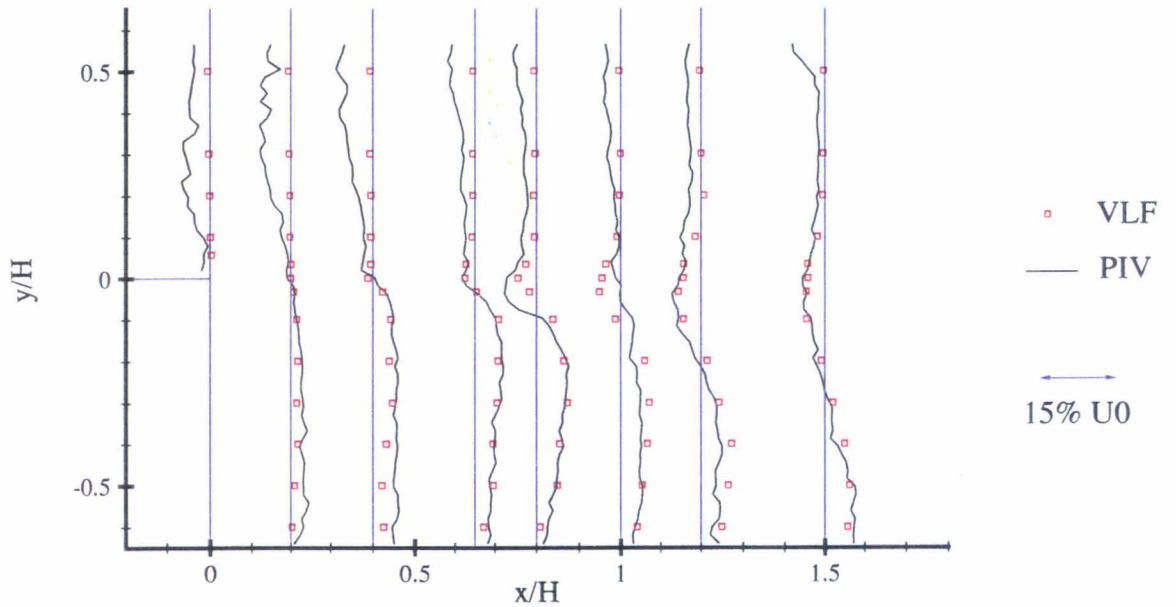
a- Fluctuations de vitesse longitudinale  $u'$ b- Fluctuations de vitesse verticale  $v'$ 

Figure 6.25 Fluctuations de vitesse moyenne dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$ : comparaison entre VLF et PIV (moyenne sur environ 200 cartes instantanées avec cadrage large)





a- Vitesse longitudinale U



b- Vitesse verticale V

Figure 6.26 Composantes moyennes de vitesse dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$ : comparaison entre VLF et PIV (moyenne sur environ 100 cartes instantanées avec cadrage restreint)

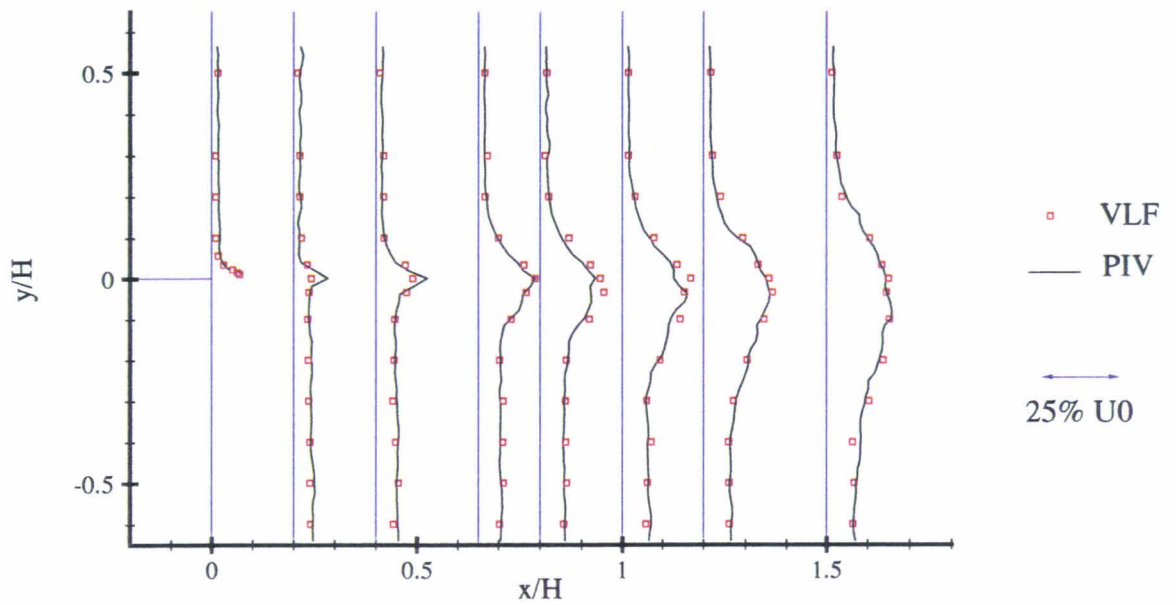
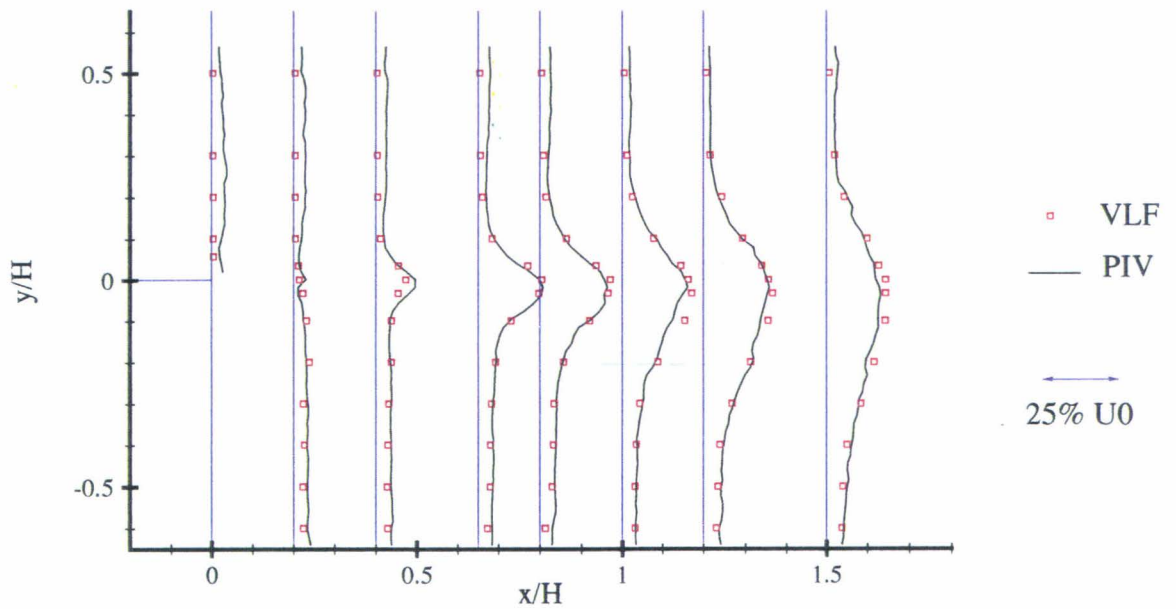
a- Fluctuations de vitesse longitudinale  $u'$ b- Fluctuations de vitesse verticale  $v'$ 

Figure 6.27 Fluctuations de vitesse moyenne dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$ : comparaison entre VLF et PIV (moyenne sur environ 100 cartes instantanées avec cadrage restreint)

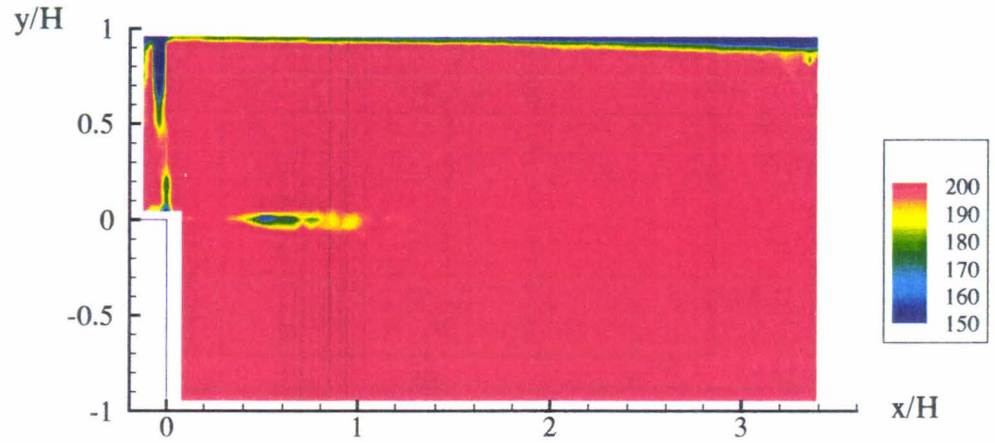


Figure 6.28 Distribution du nombre d'échantillons pour le calcul des grandeurs moyennes (cadrage large)

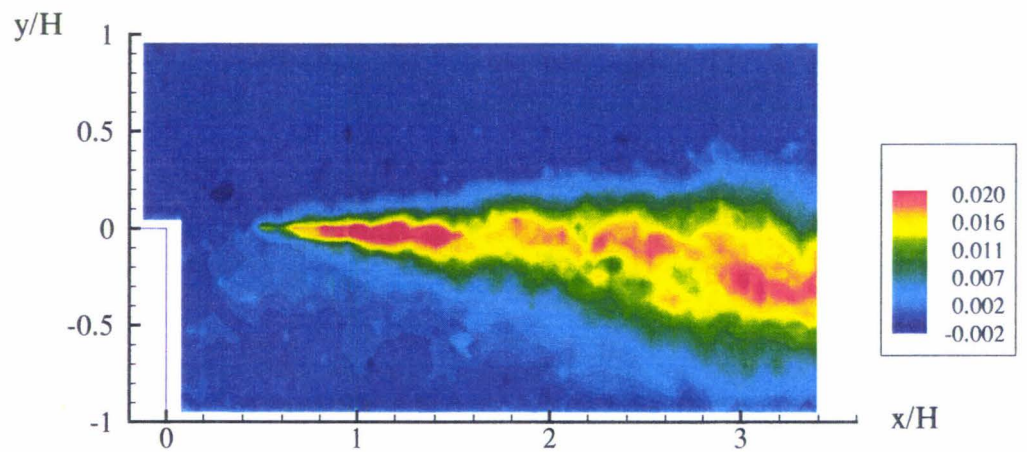
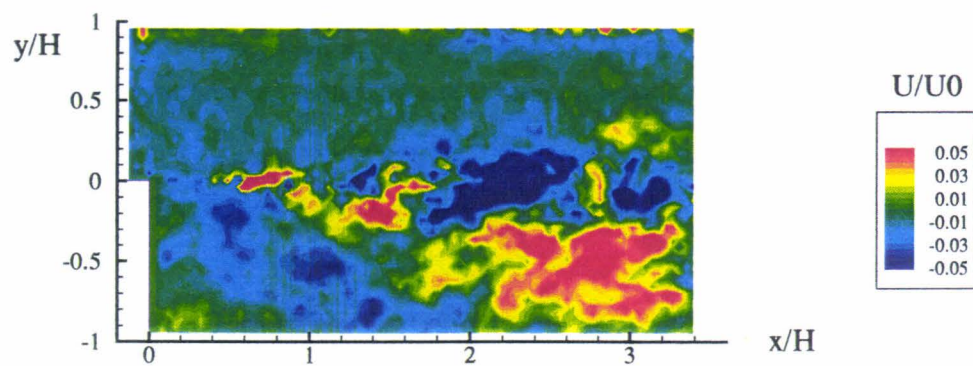
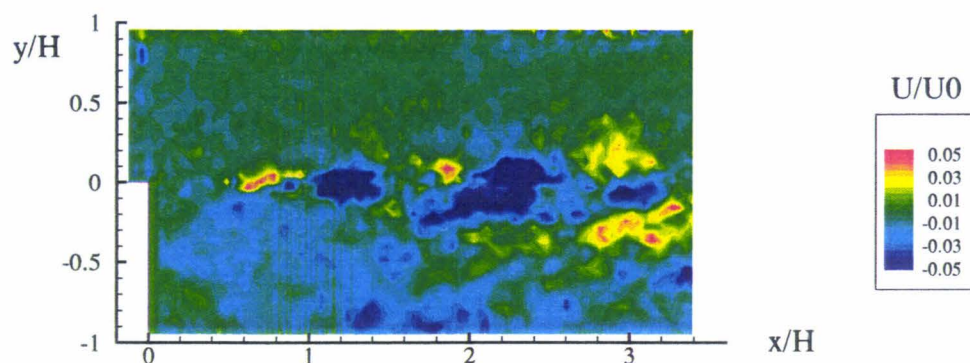


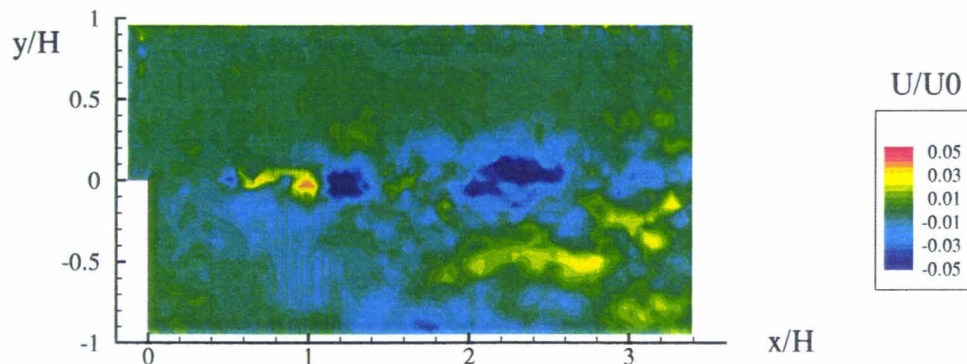
Figure 6.29 Contrainte de Reynolds  $-u'v'/U_0^2$



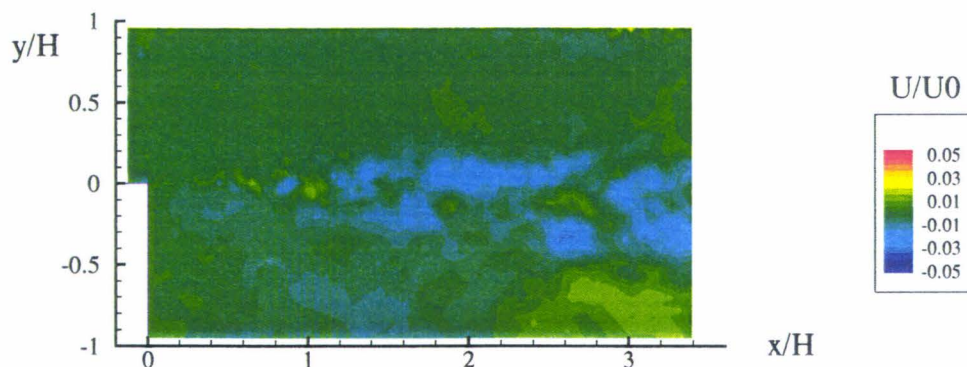
a- Moyenne sur 60 cartes instantanées



b- Moyenne sur 100 cartes instantanées

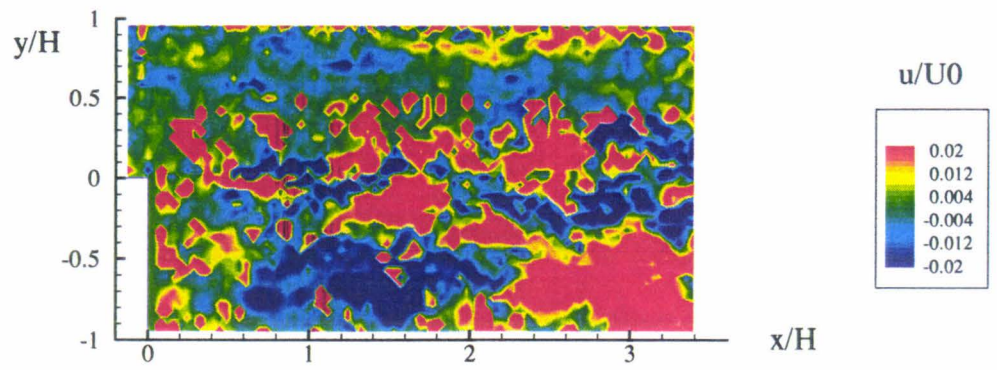


c- Moyenne sur 140 cartes instantanées

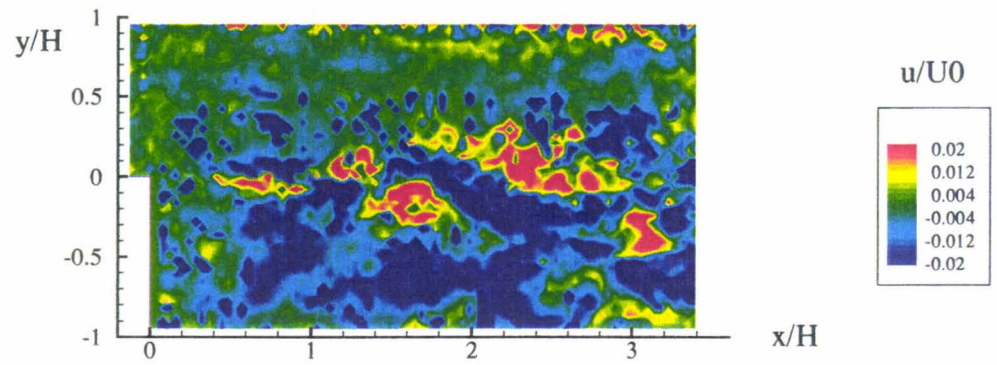


d- Moyenne sur 180 cartes instantanées

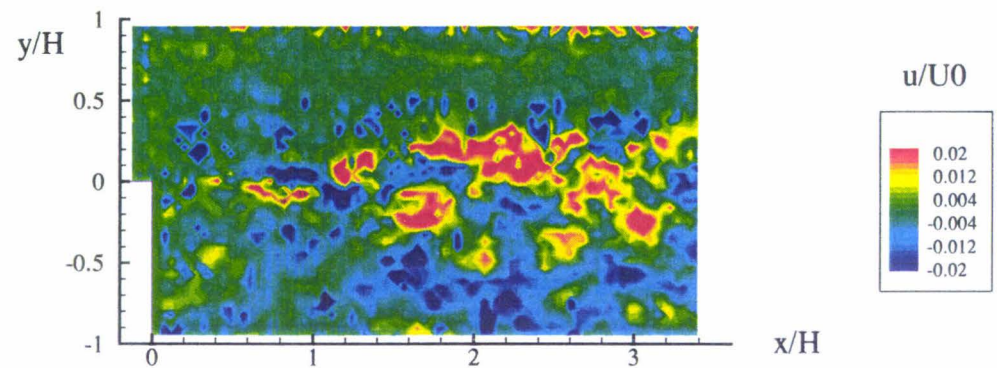
Figure 6.30 Ecart sur la vitesse longitudinale par rapport à la moyenne sur 200 cartes instantanées



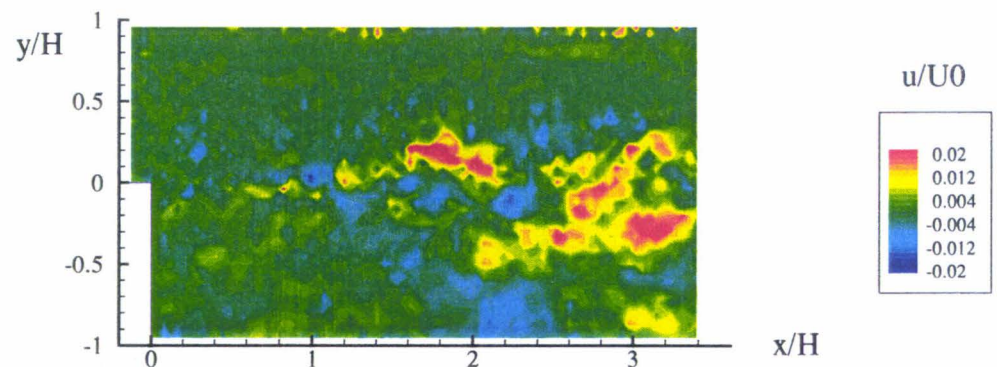
a- Moyenne sur 60 cartes instantanées



b- Moyenne sur 100 cartes instantanées



c- Moyenne sur 140 cartes instantanées



d- Moyenne sur 180 cartes instantanées

Figure 6.31 Ecart sur la fluctuation de vitesse longitudinale par rapport à la moyenne sur 200 cartes instantanées

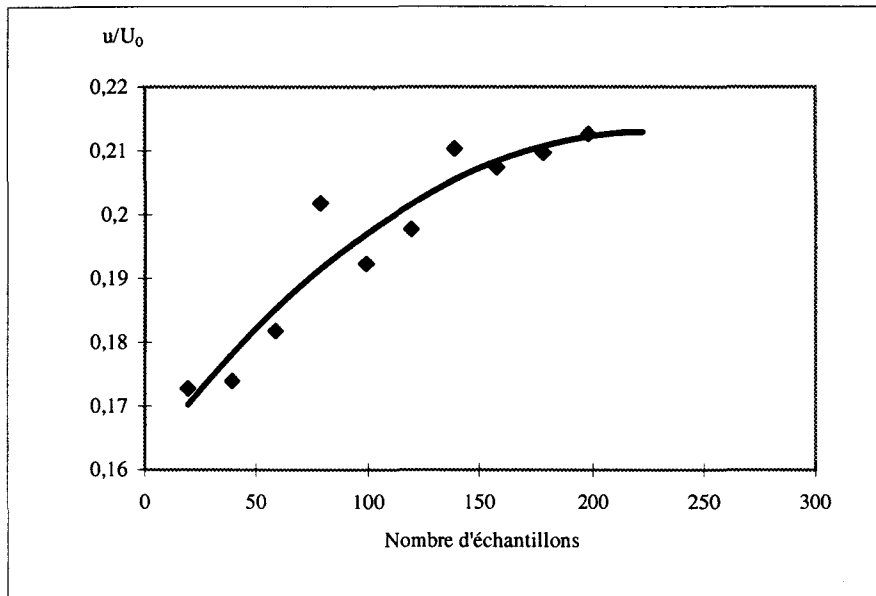


Figure 6.32 Convergence de la fluctuation de vitesse longitudinale en  $x/H=3,1$  et  $y/H=-0,41$

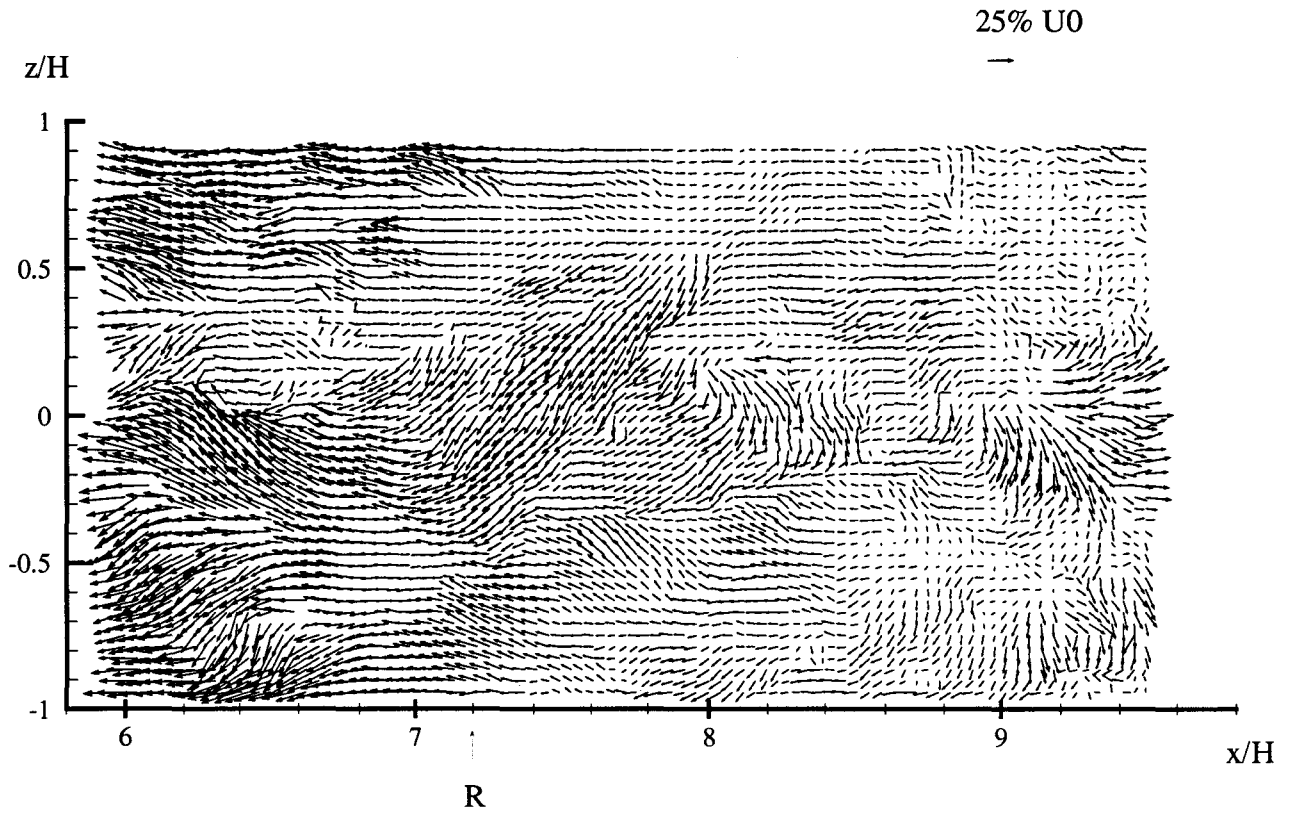


Figure 6.33.a Carte instantanée dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadrage large)

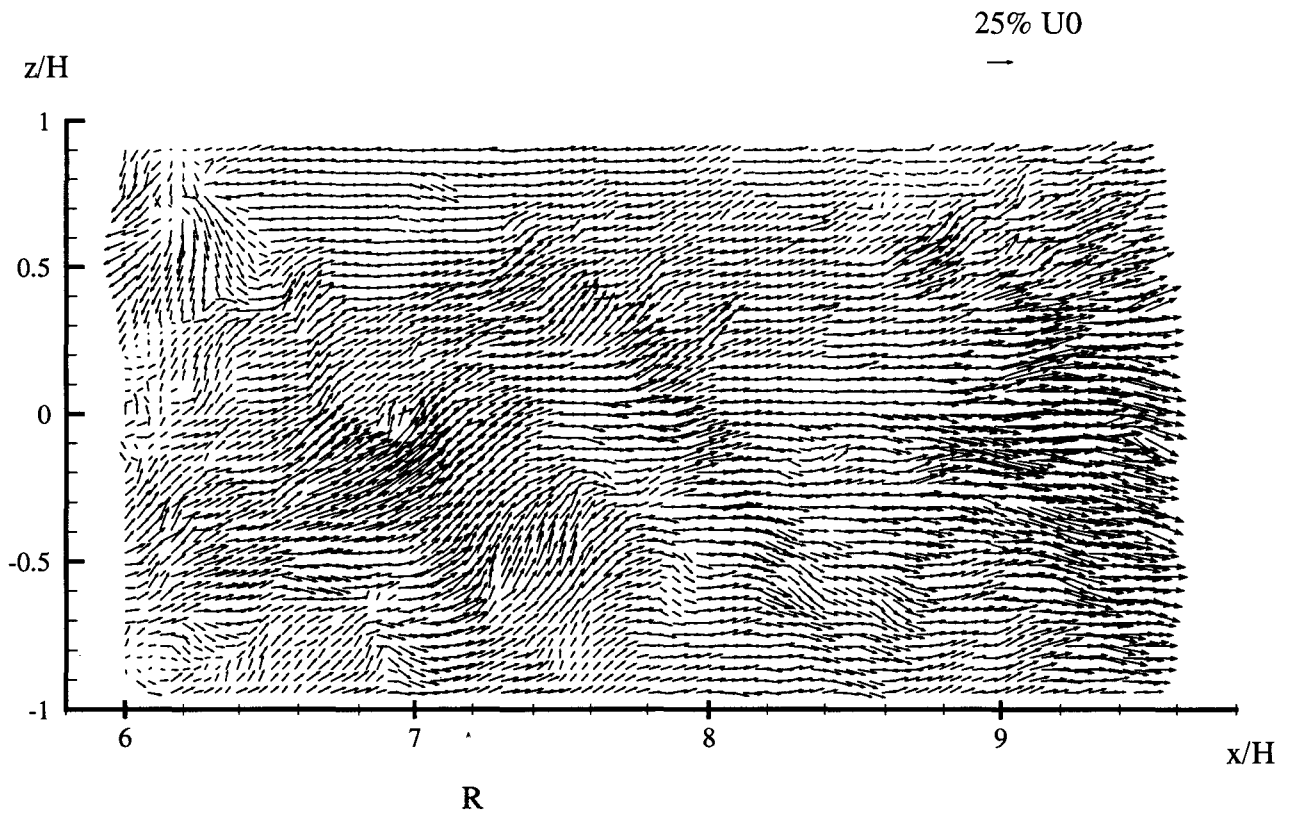


Figure 6.33.b Carte instantanée dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadrage large)

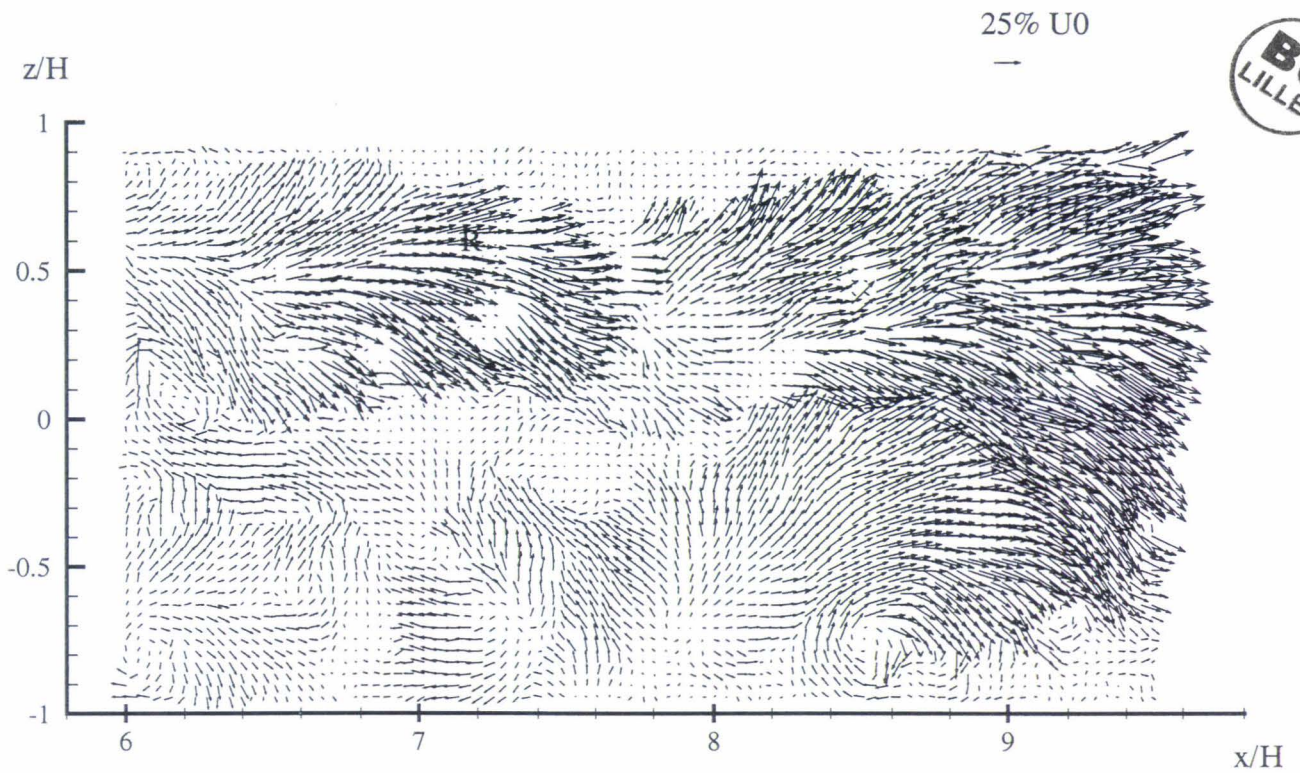


Figure 6.33.c Carte instantanée dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadrage large)

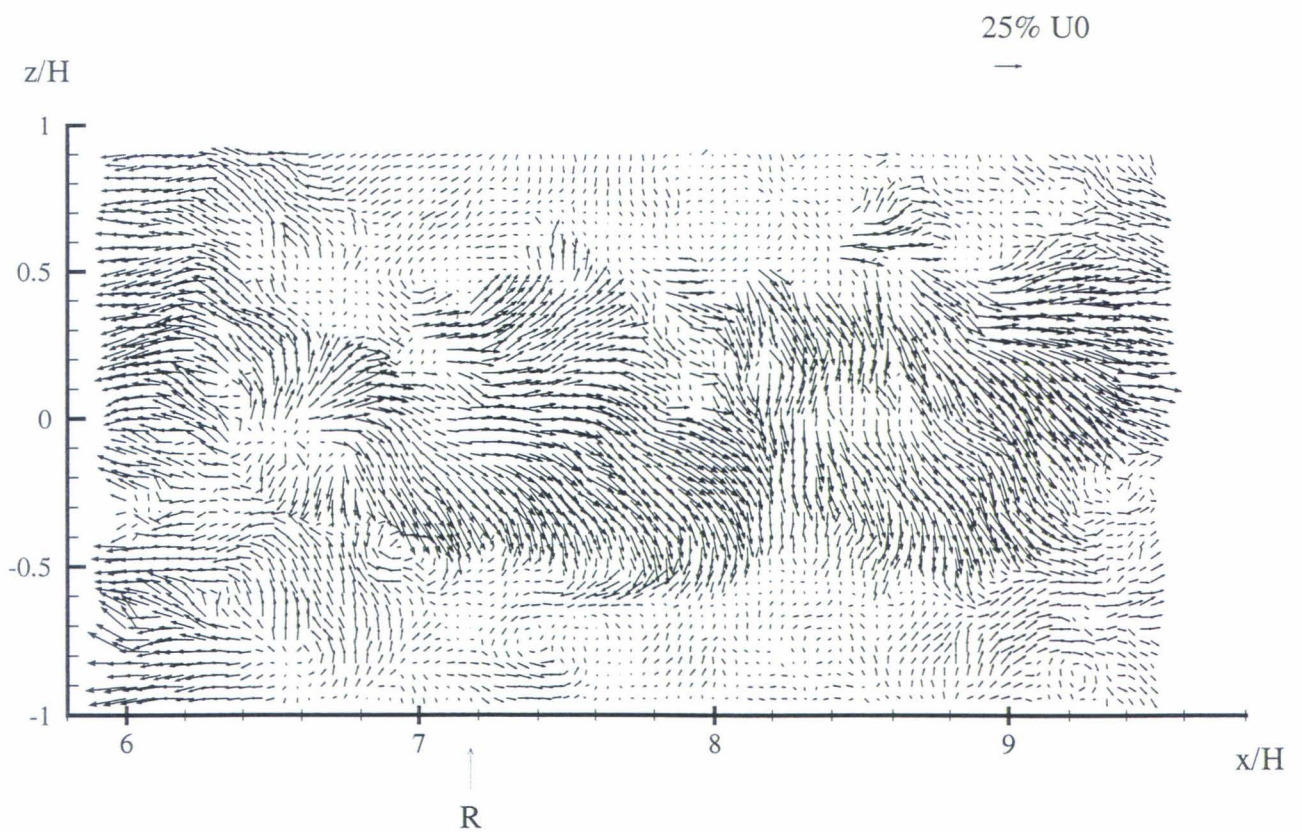
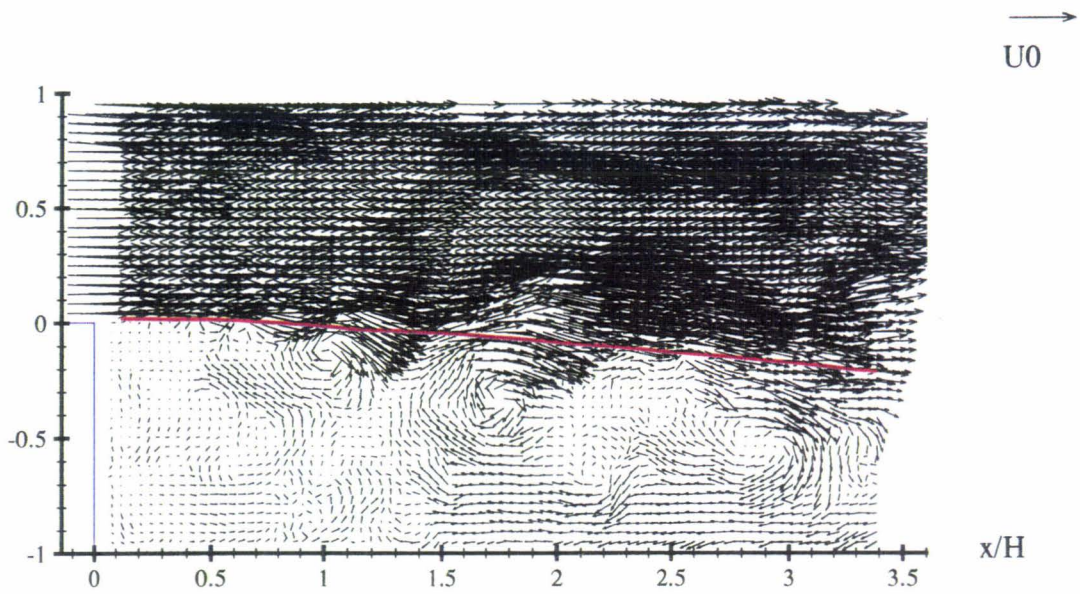
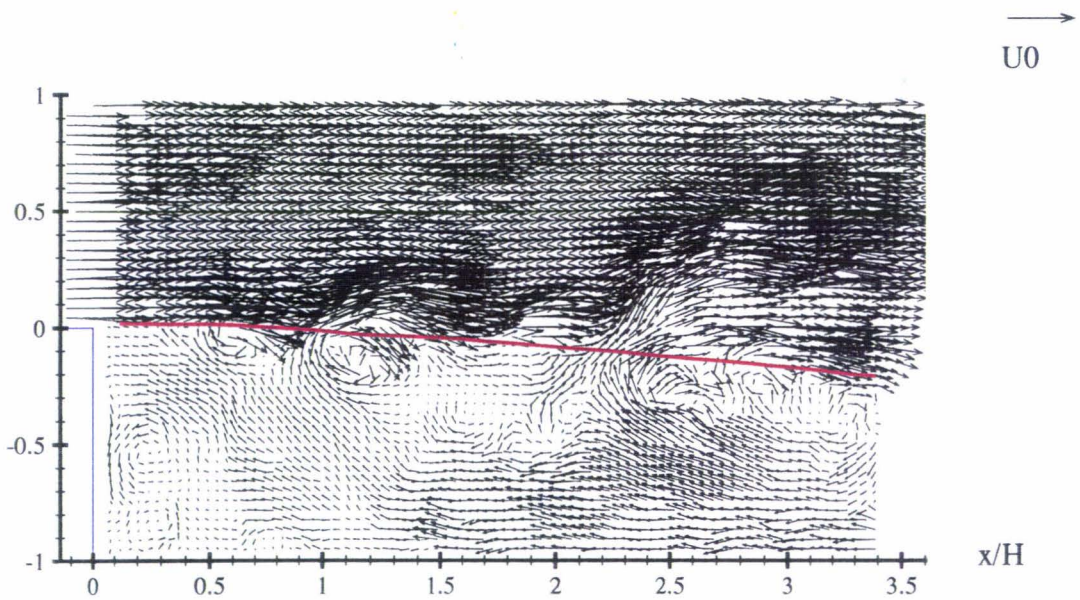


Figure 6.33.d Carte instantanée dans le plan  $y/H=-0,96$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadrage large)



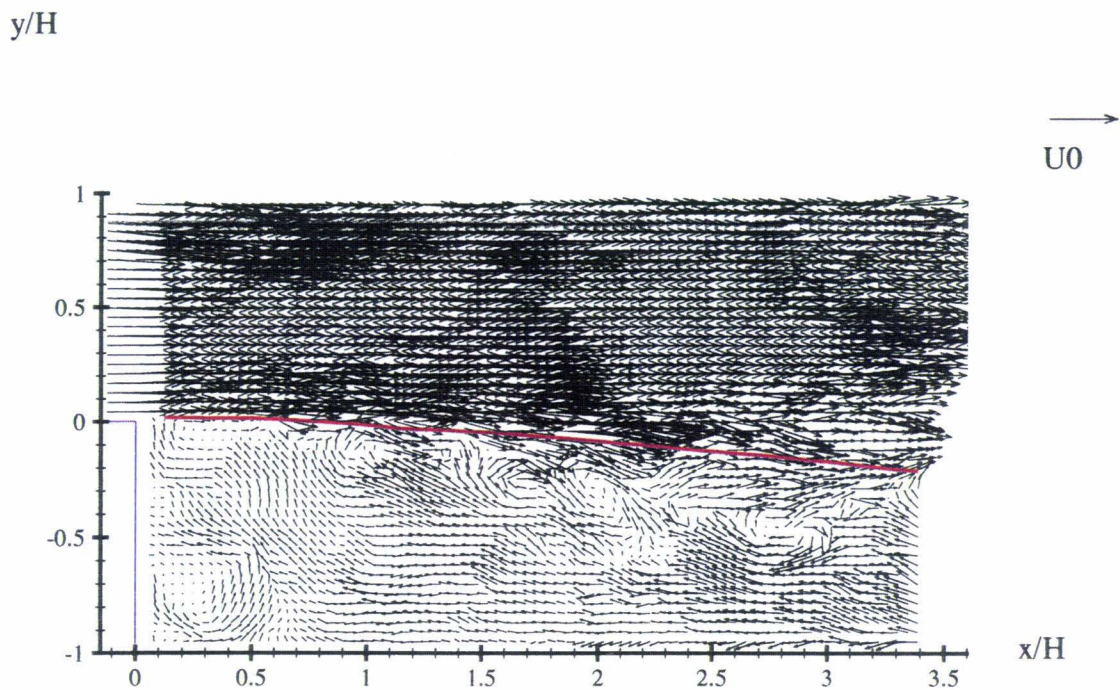
$y/H$ 

a

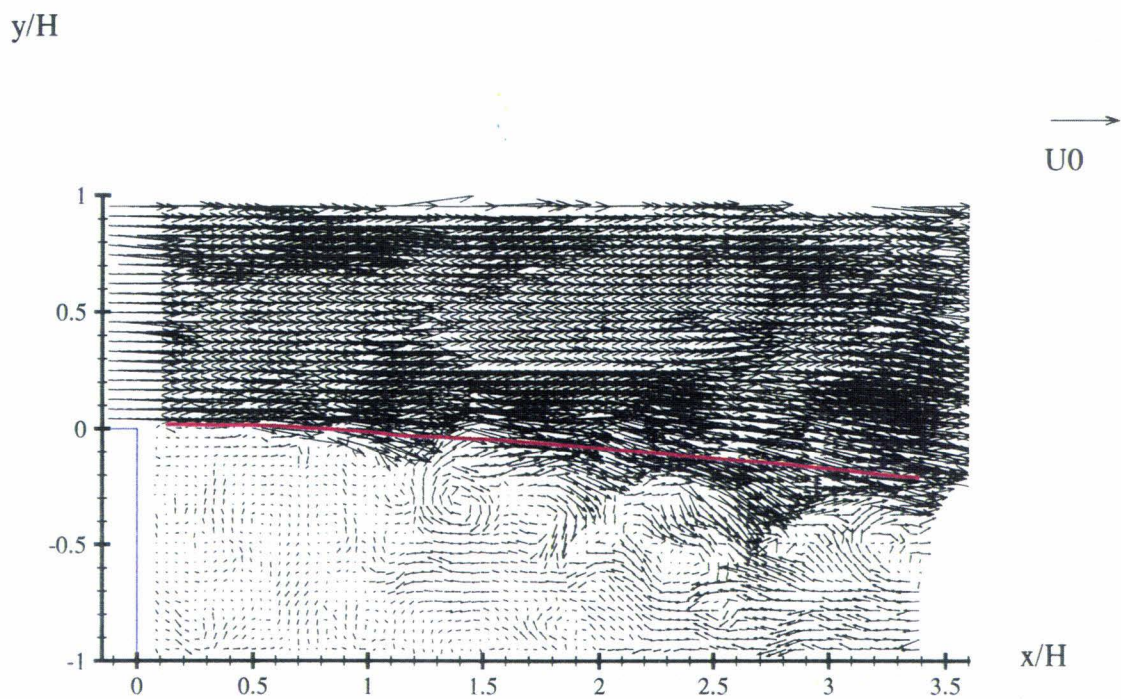
 $y/H$ 

b

Figure 6.34 Cartes instantanées dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadre large)

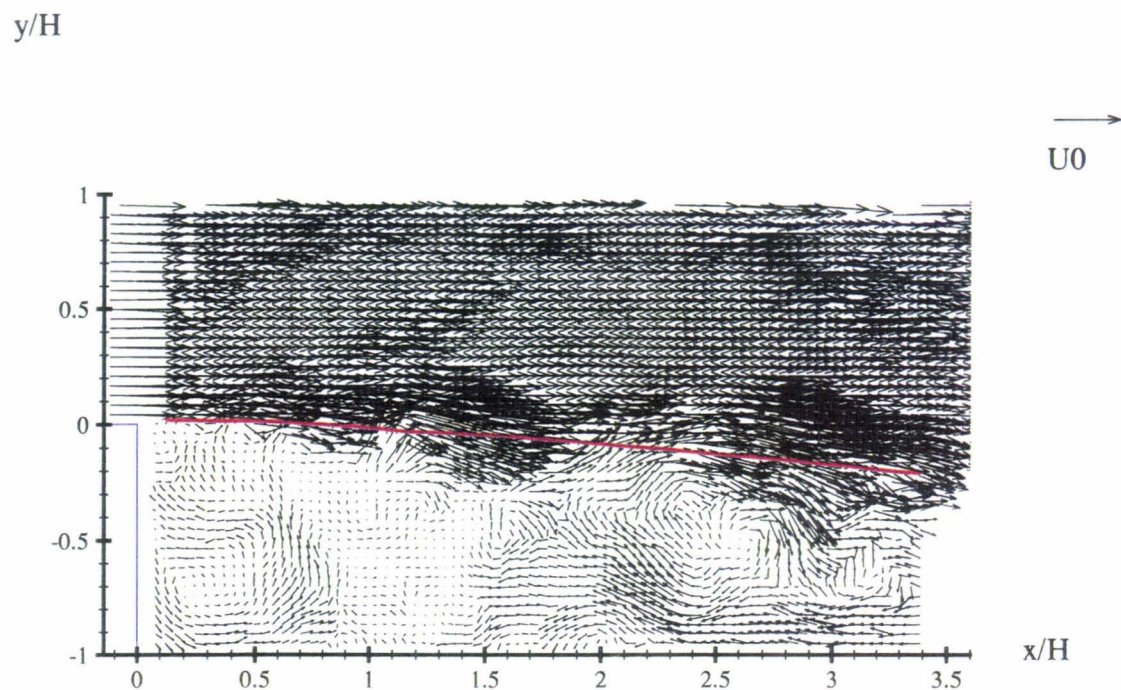


c

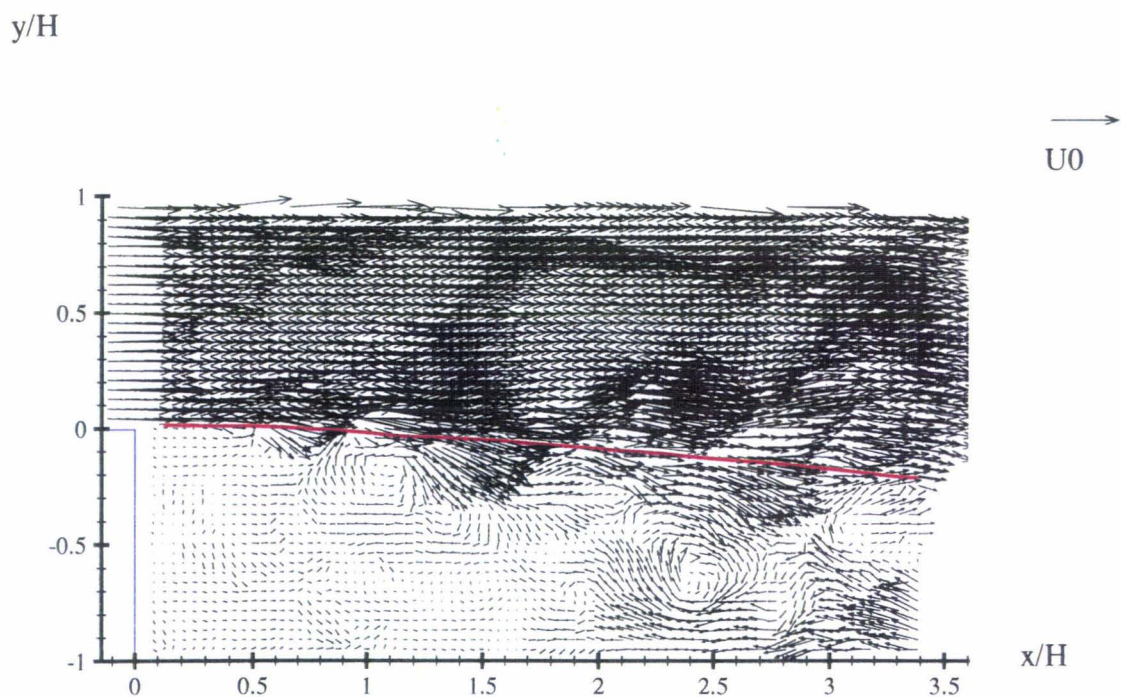


d

Figure 6.34 Cartes instantanées dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadre large)



e



f

Figure 6.34 Cartes instantanées dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadre large)

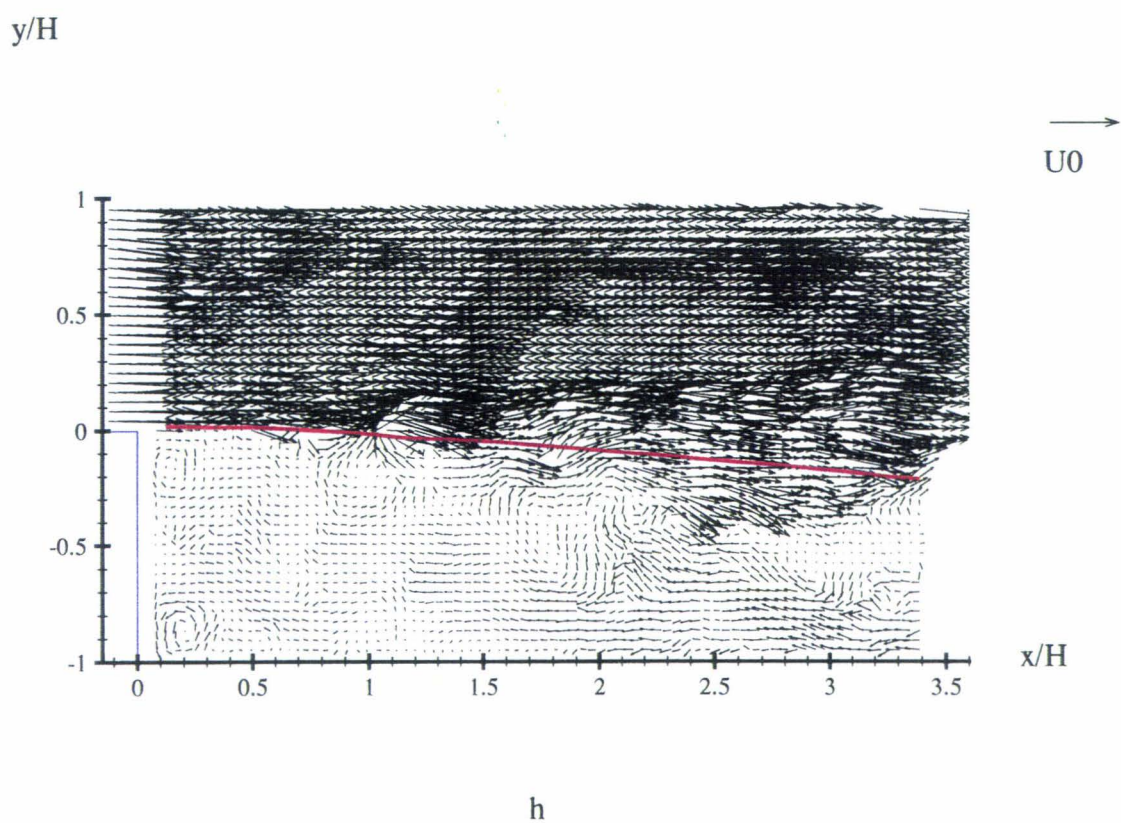
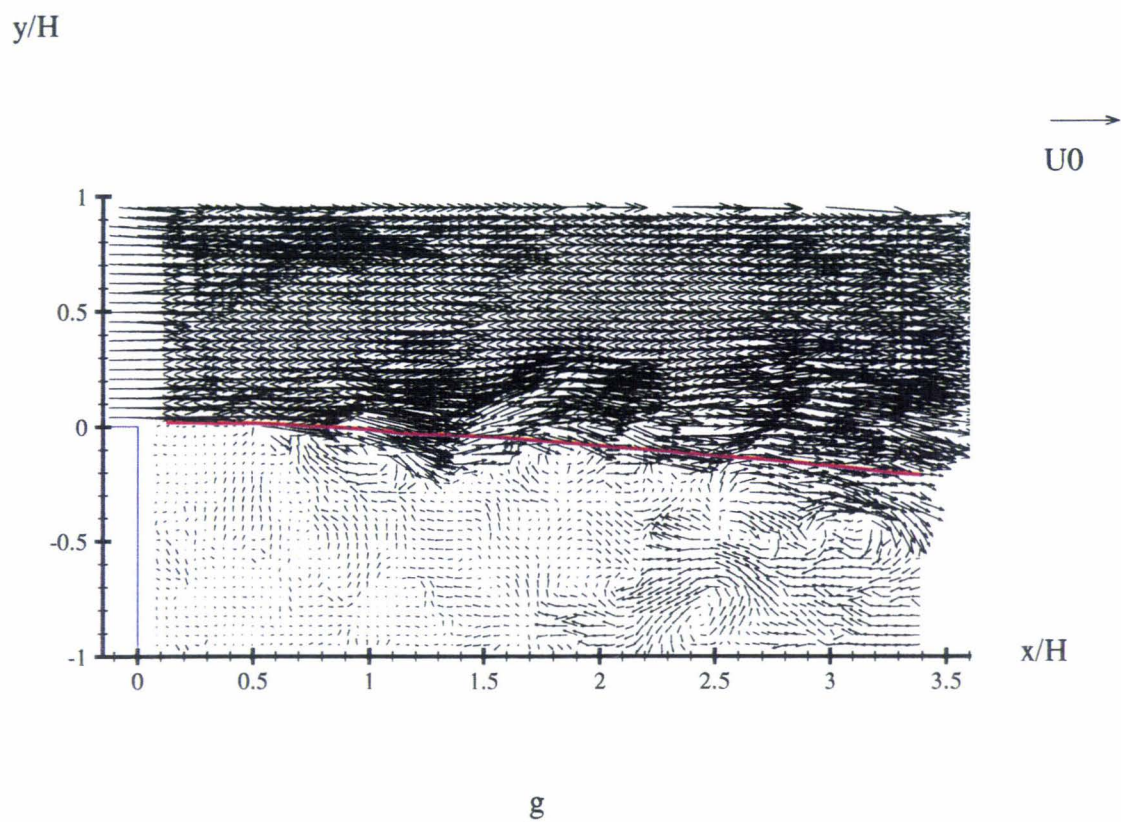
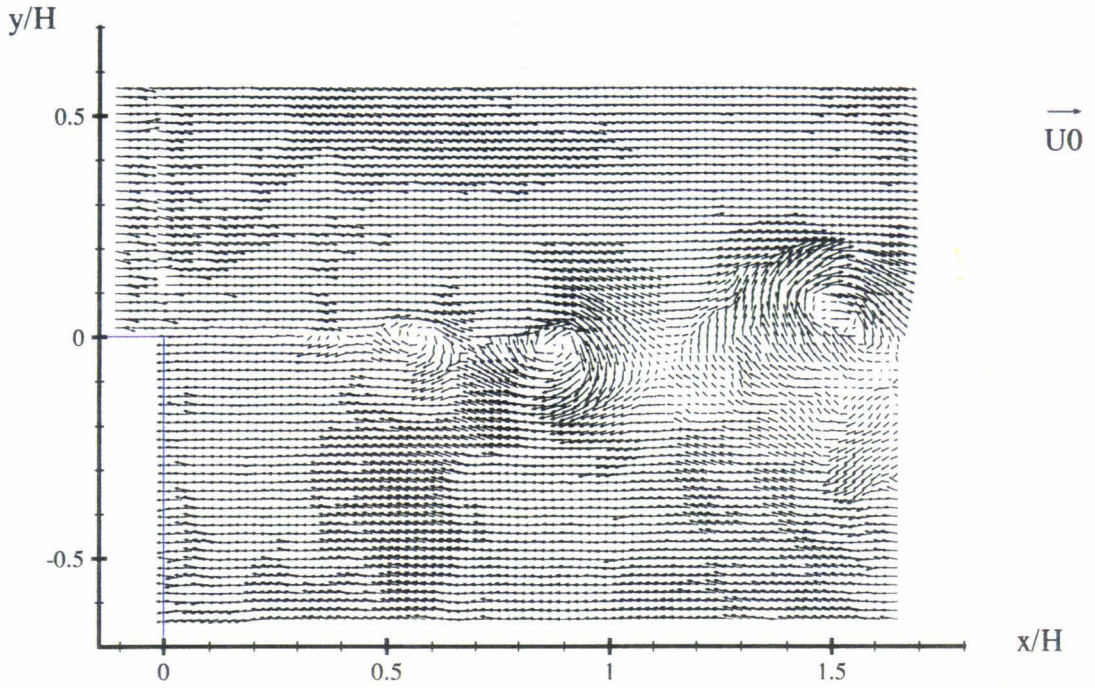
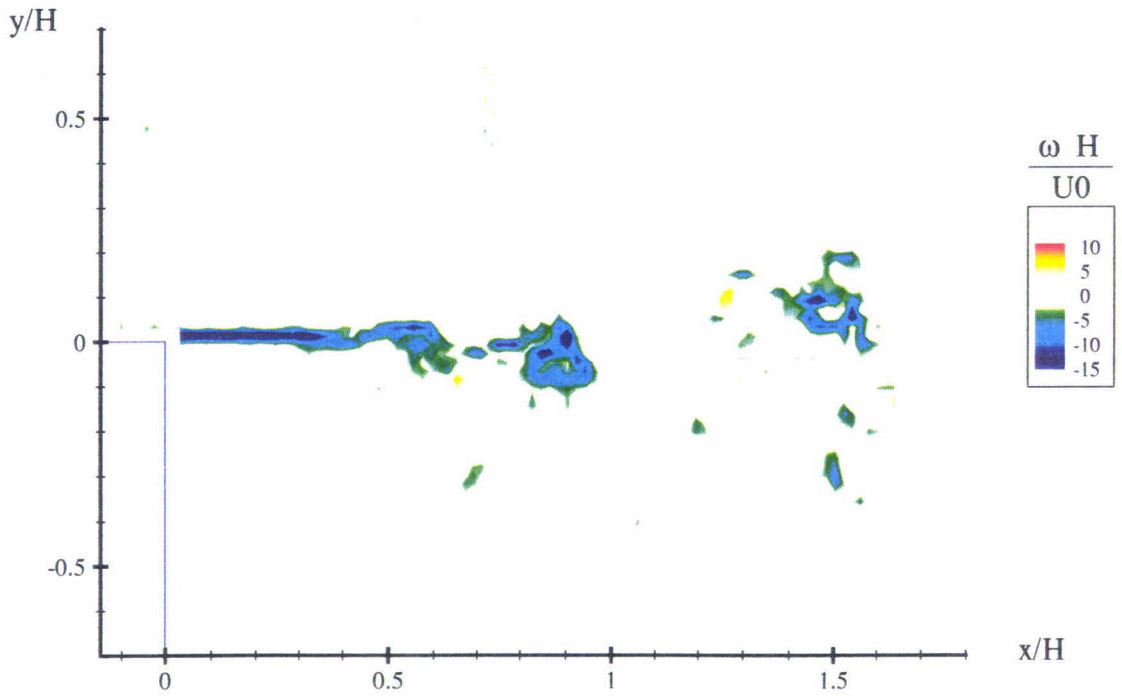


Figure 6.34 Cartes instantanées dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadre large)

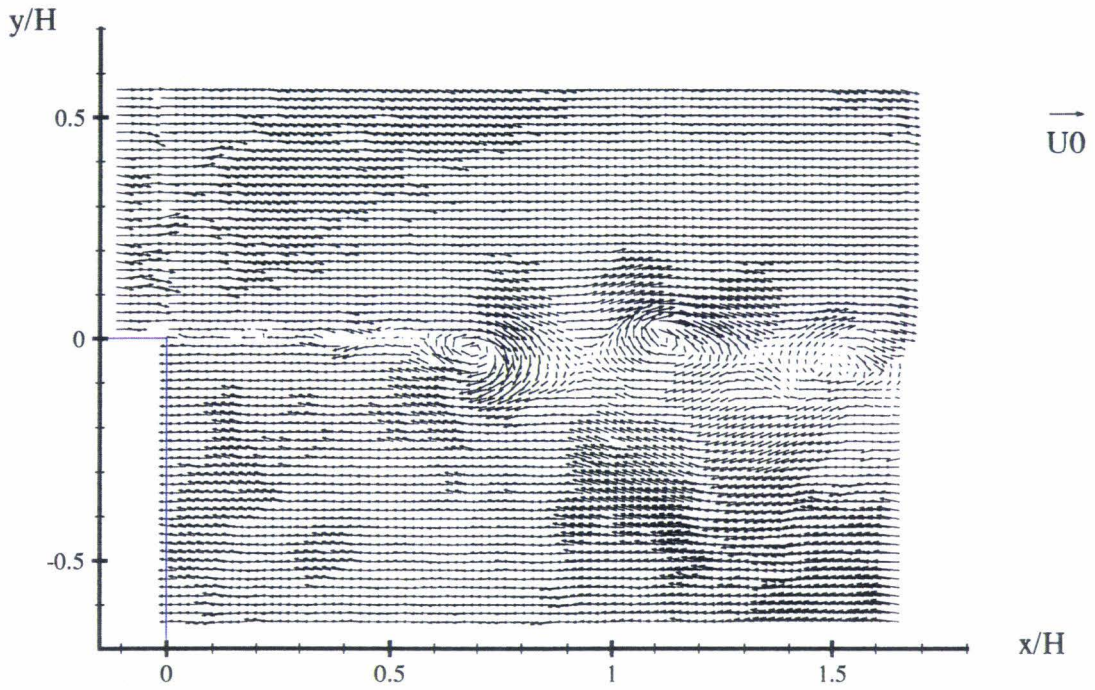
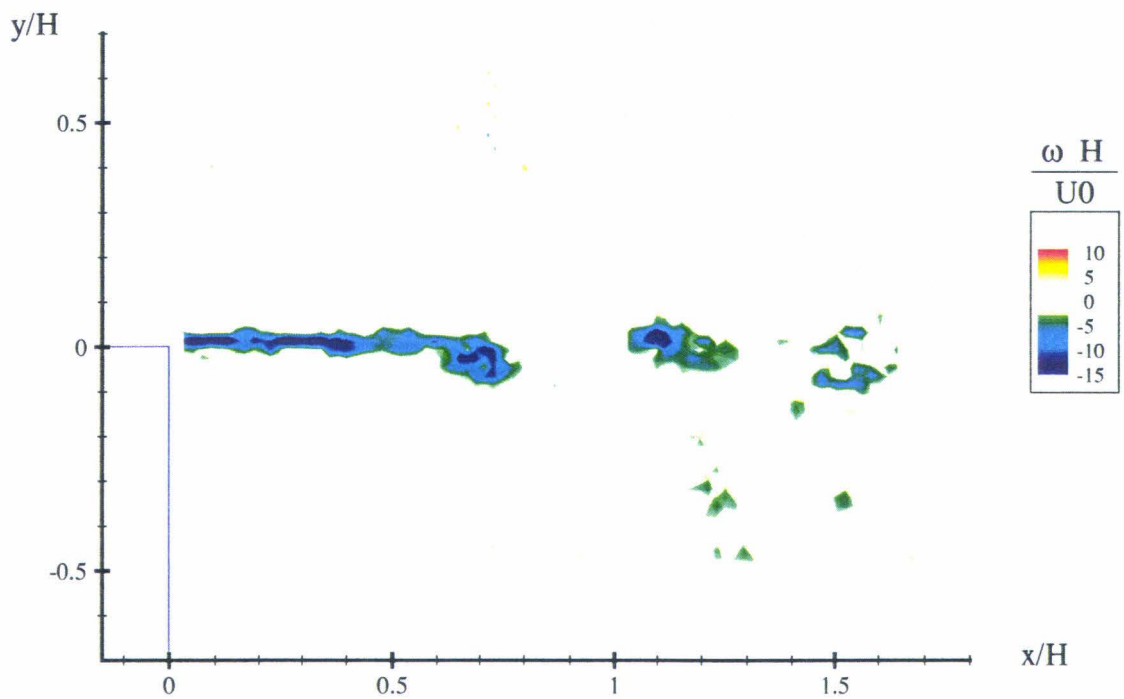


a- Carte instantanee de vitesse ( $u-0,5U_0$ )



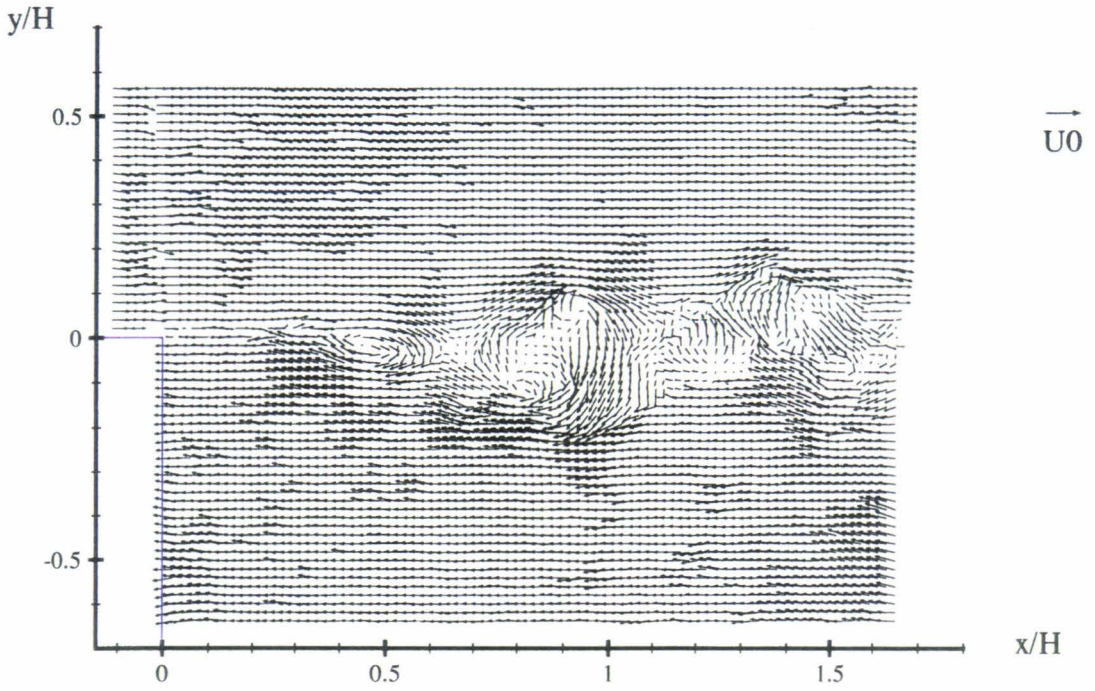
b- Champ de vorticite

Figure 6.35 Carte instantanee dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadrage restreint)

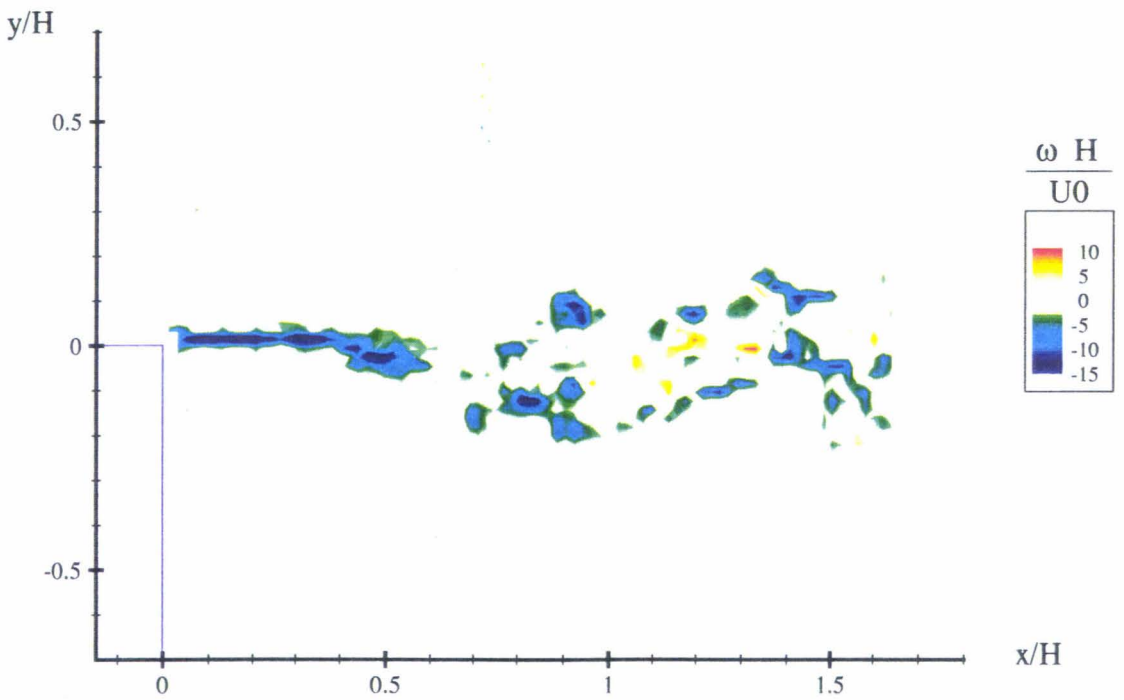
a- Carte instantanee de vitesse ( $u=0,5U_0$ )

b- Champ de vorticite

Figure 6.36 Carte instantanée dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadre restreint)

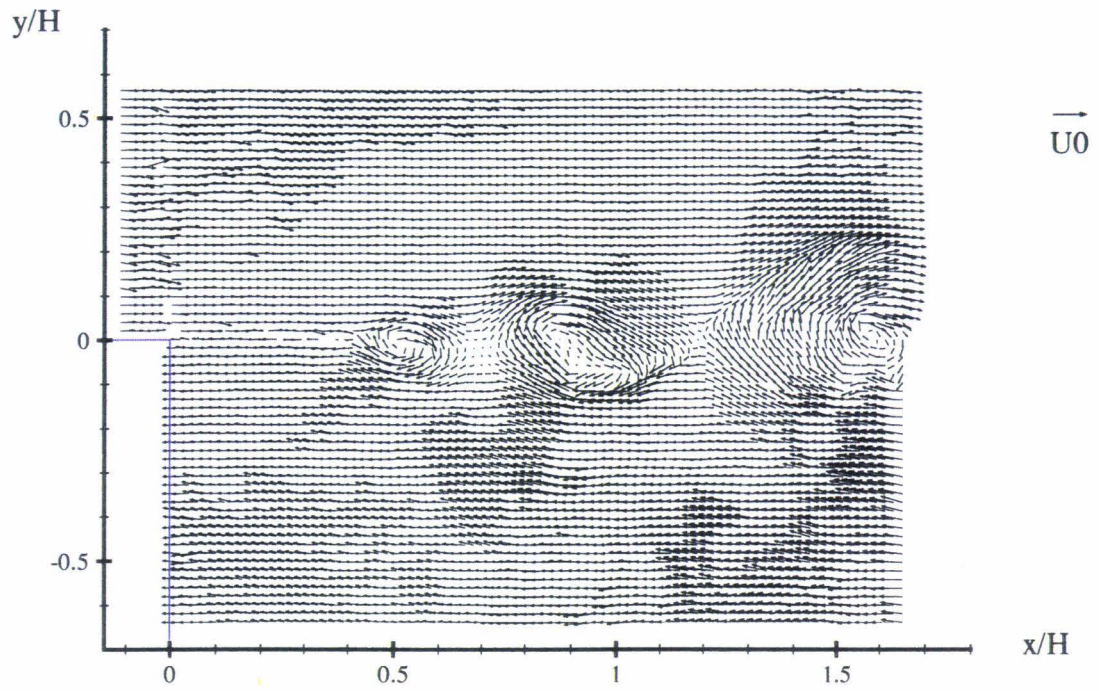
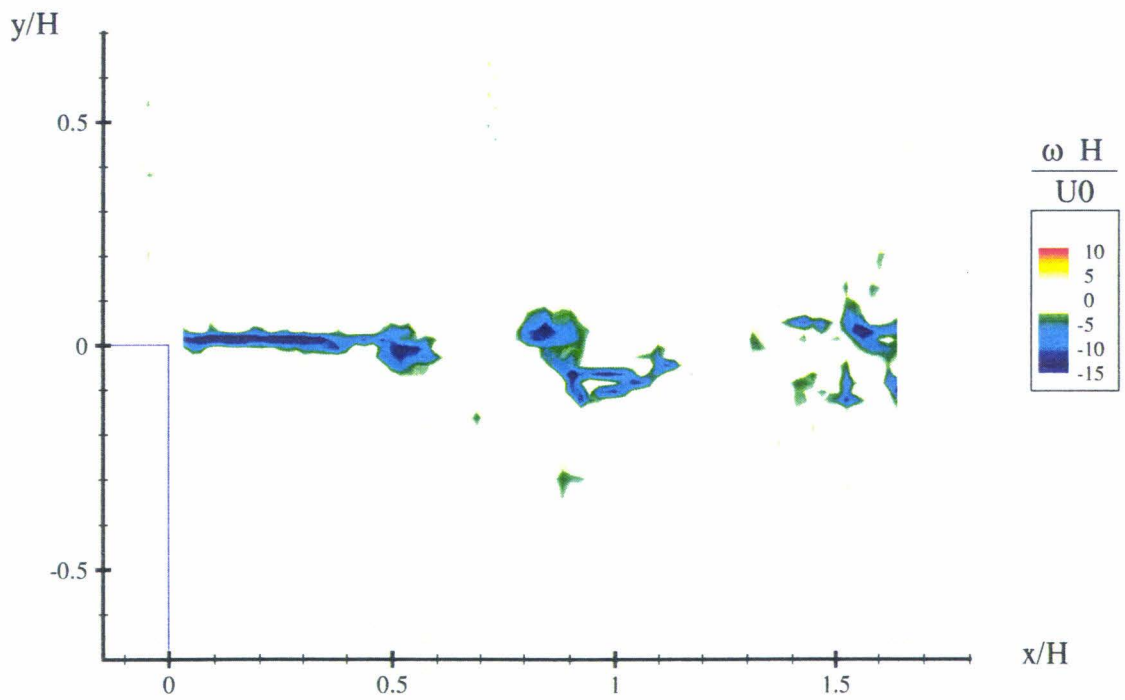


a- Carte instantanée de vitesse ( $u-0,5U_0$ )



b- Champ de vorticité

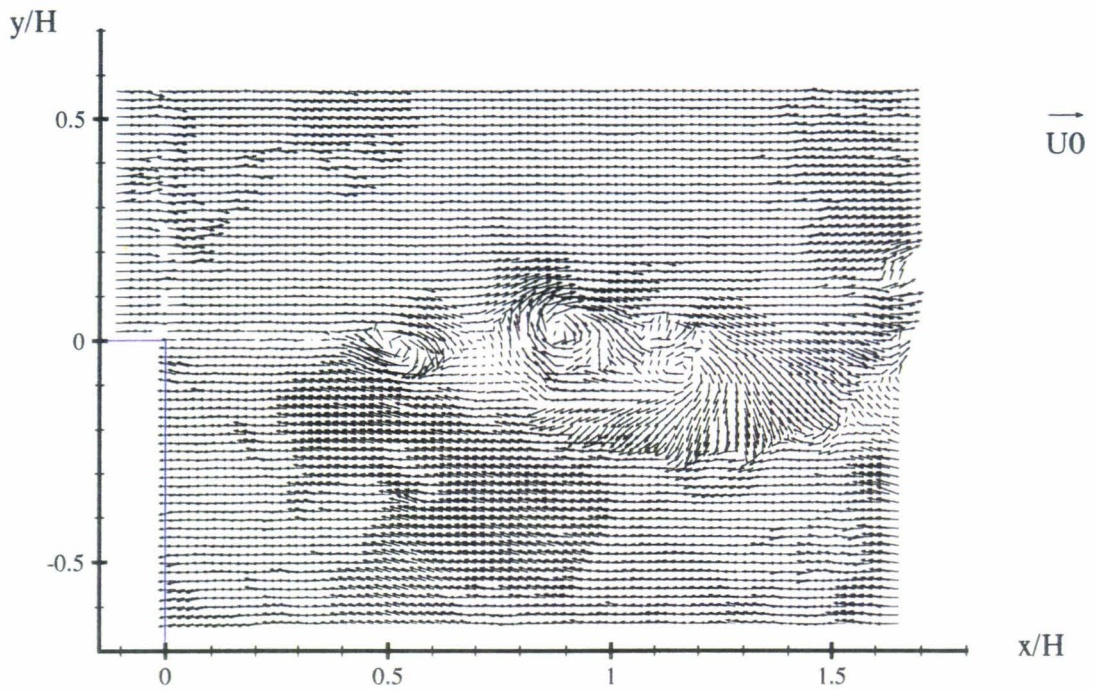
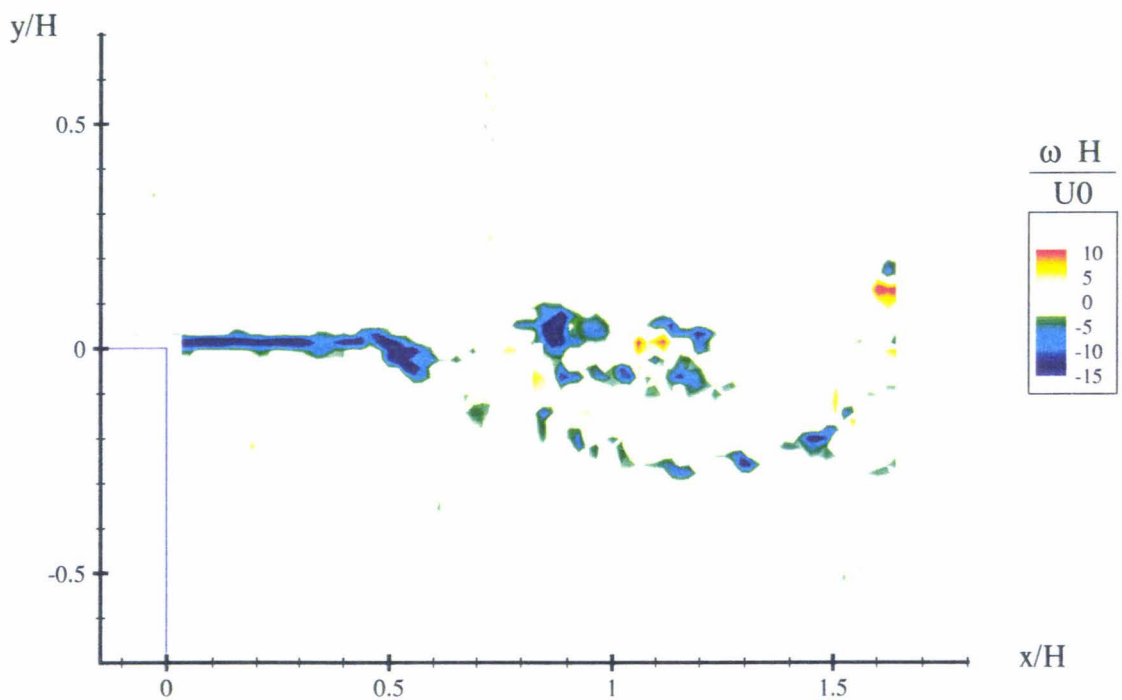
Figure 6.37 Carte instantanée dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadre restreint)

a- Carte instantanée de vitesse ( $u-0,5U_0$ )

b- Champ de vorticité

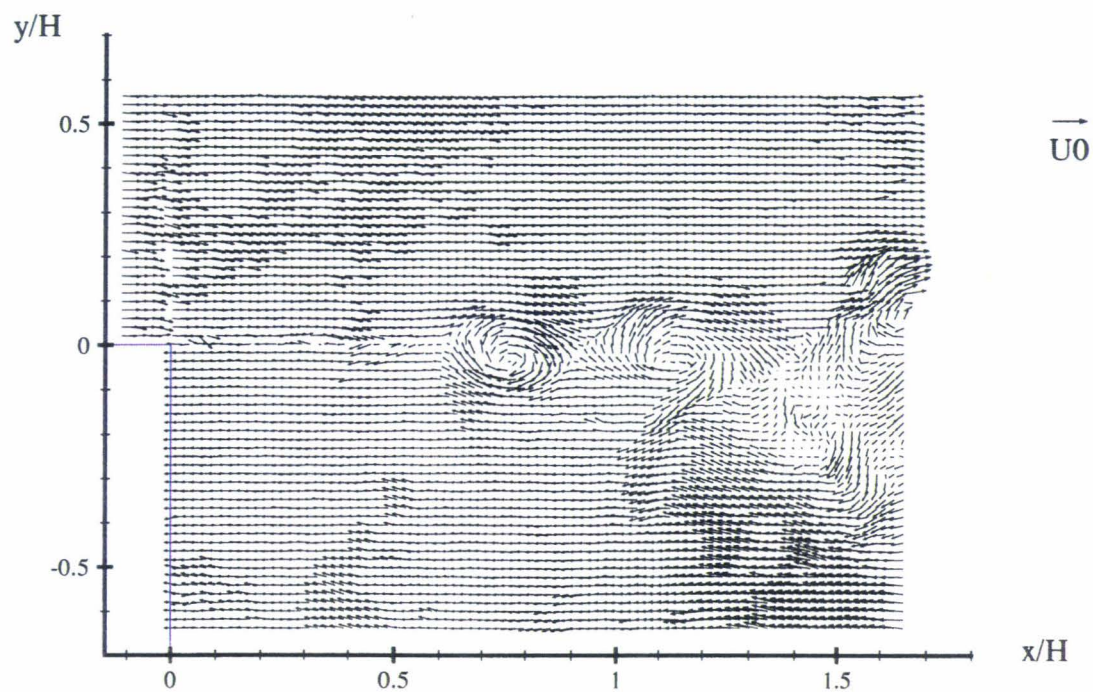
Figure 6.38 Carte instantanée dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadre restreint)



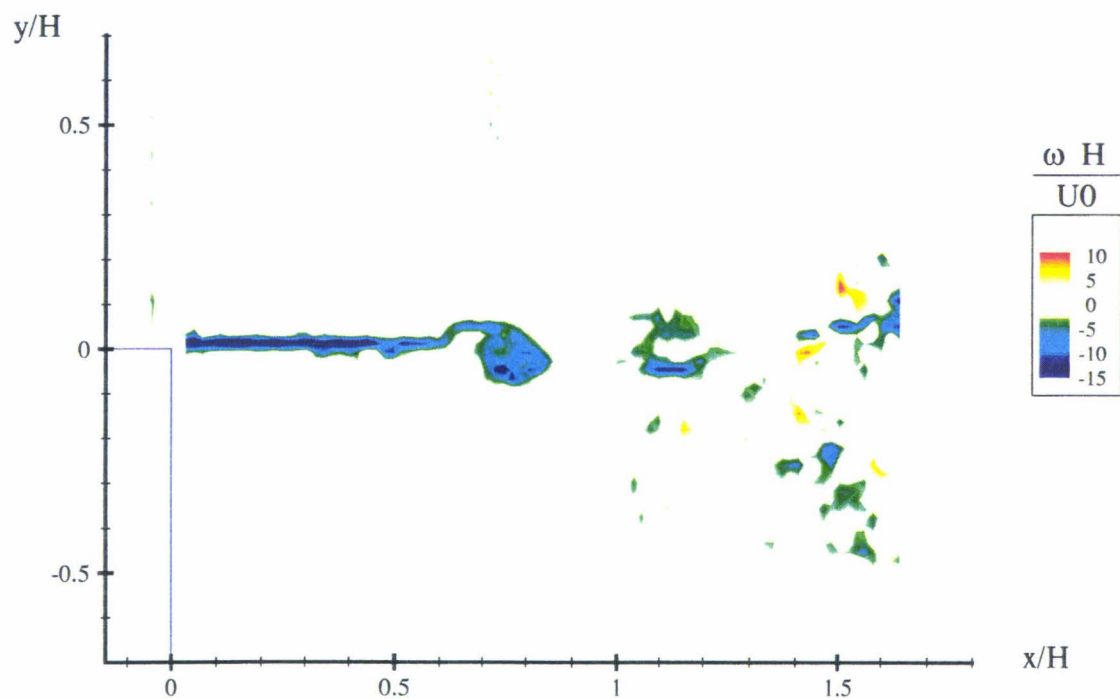
a- Carte instantanée de vitesse ( $u=0,5U_0$ )

b- Champ de vorticité

Figure 6.39 Carte instantanée dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadrage restreint)

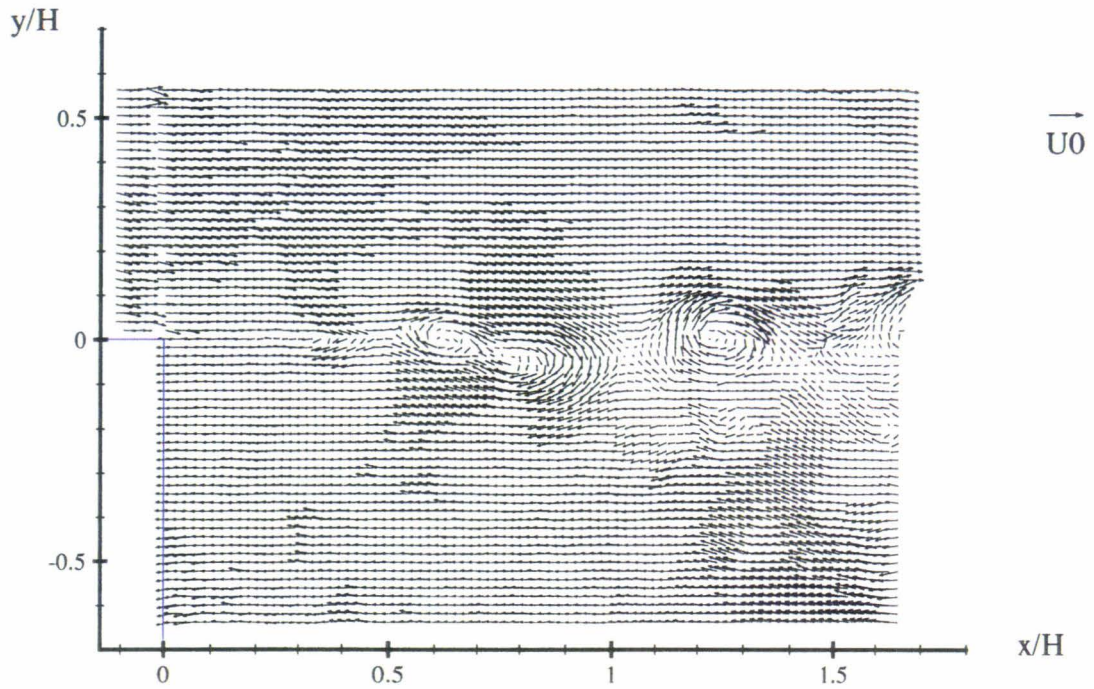


a- Carte instantanée de vitesse ( $u-0,5U_0$ )

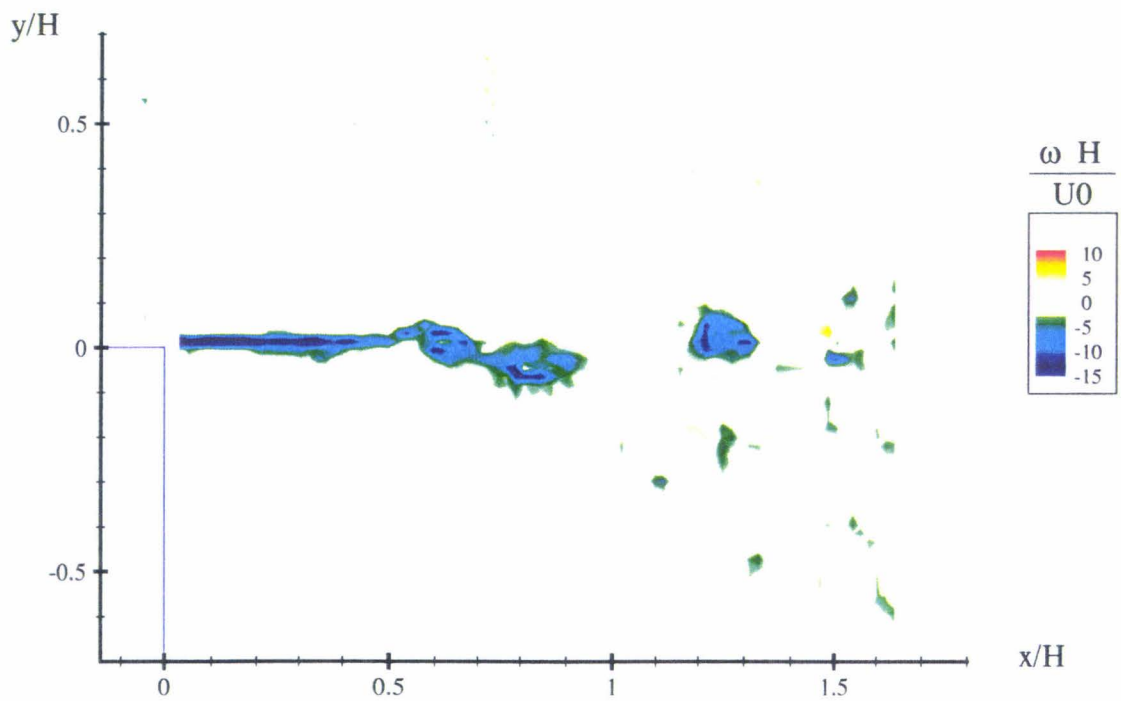


b- Champ de vorticité

Figure 6.40 Carte instantanée dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadrage restreint)

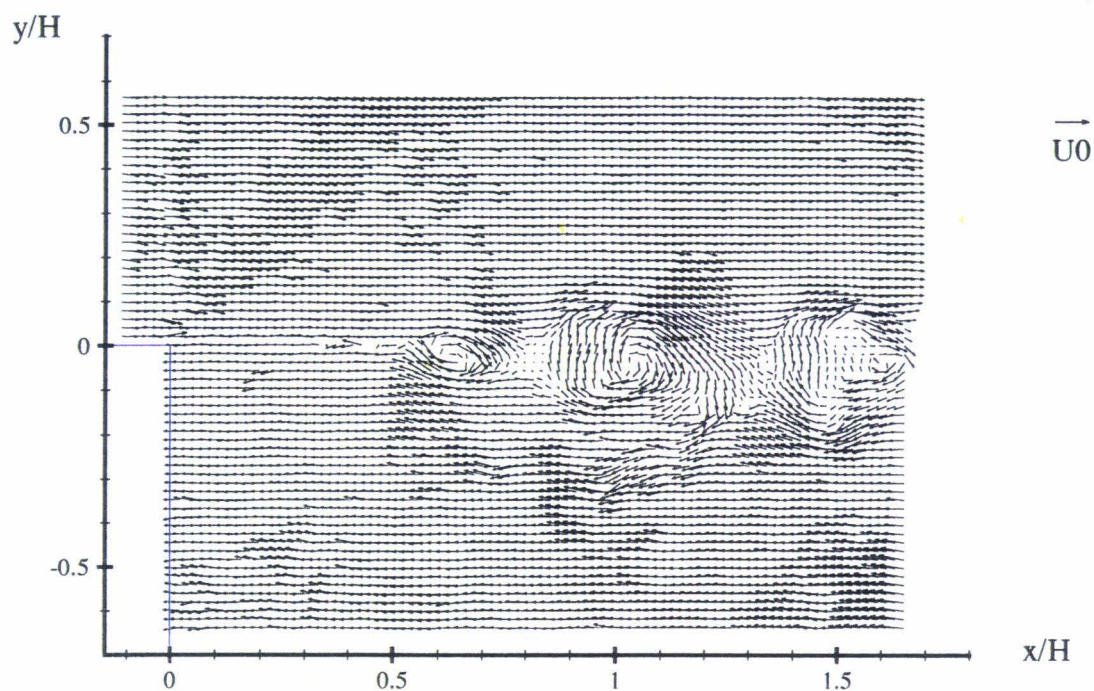


a- Carte instantanée de vitesse ( $u-0,5U_0$ )

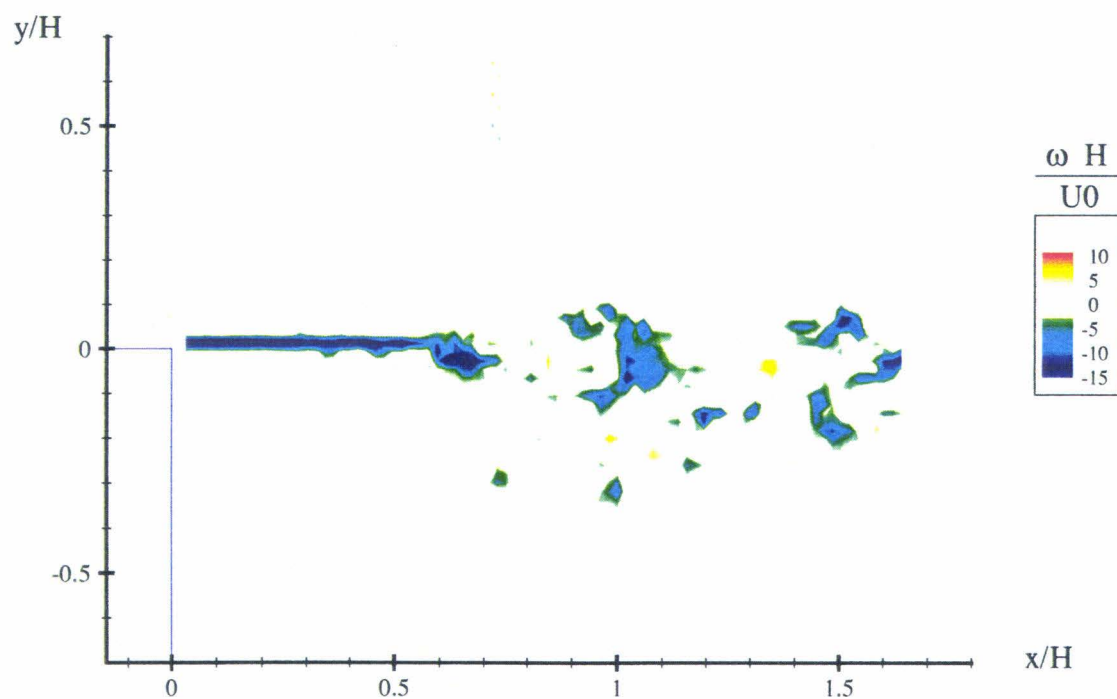


b- Champ de vorticité

Figure 6.41 Carte instantanée dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadre restreint)

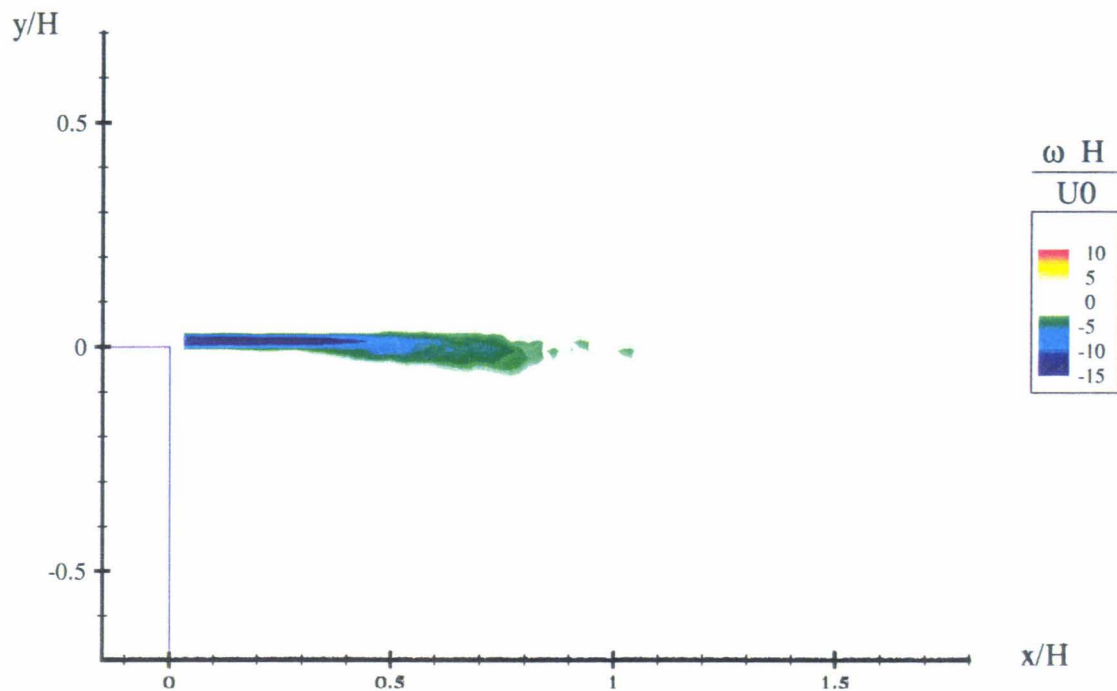


a- Carte instantanée de vitesse ( $u-0,5U_0$ )

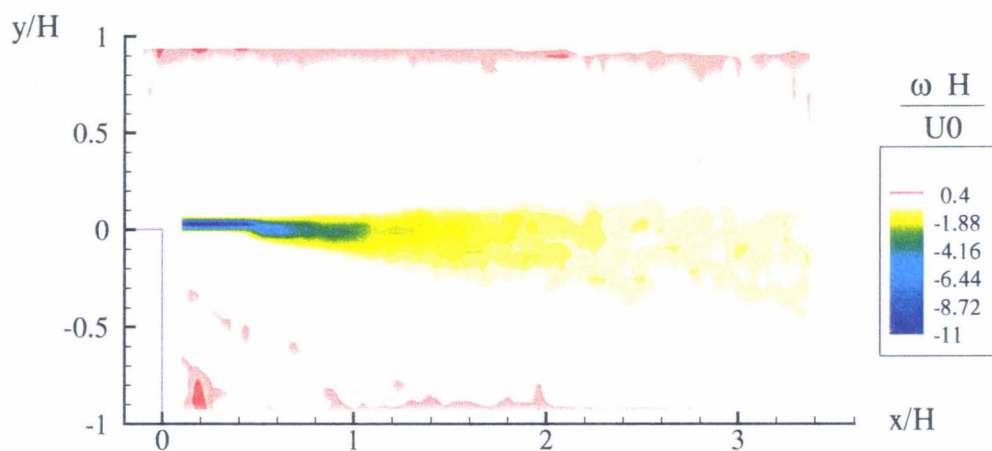


b- Champ de vorticité

Figure 6.42 Carte instantanée dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$  (cadrage restreint)



a- Champ de vorticité moyenne (cadrage restreint)



b- Champ de vorticité moyenne (cadrage large)

Figure 6.43 Champ de vorticité moyenne dans le plan  $z/H=0$  sans excitation pour  $ReH=22230$

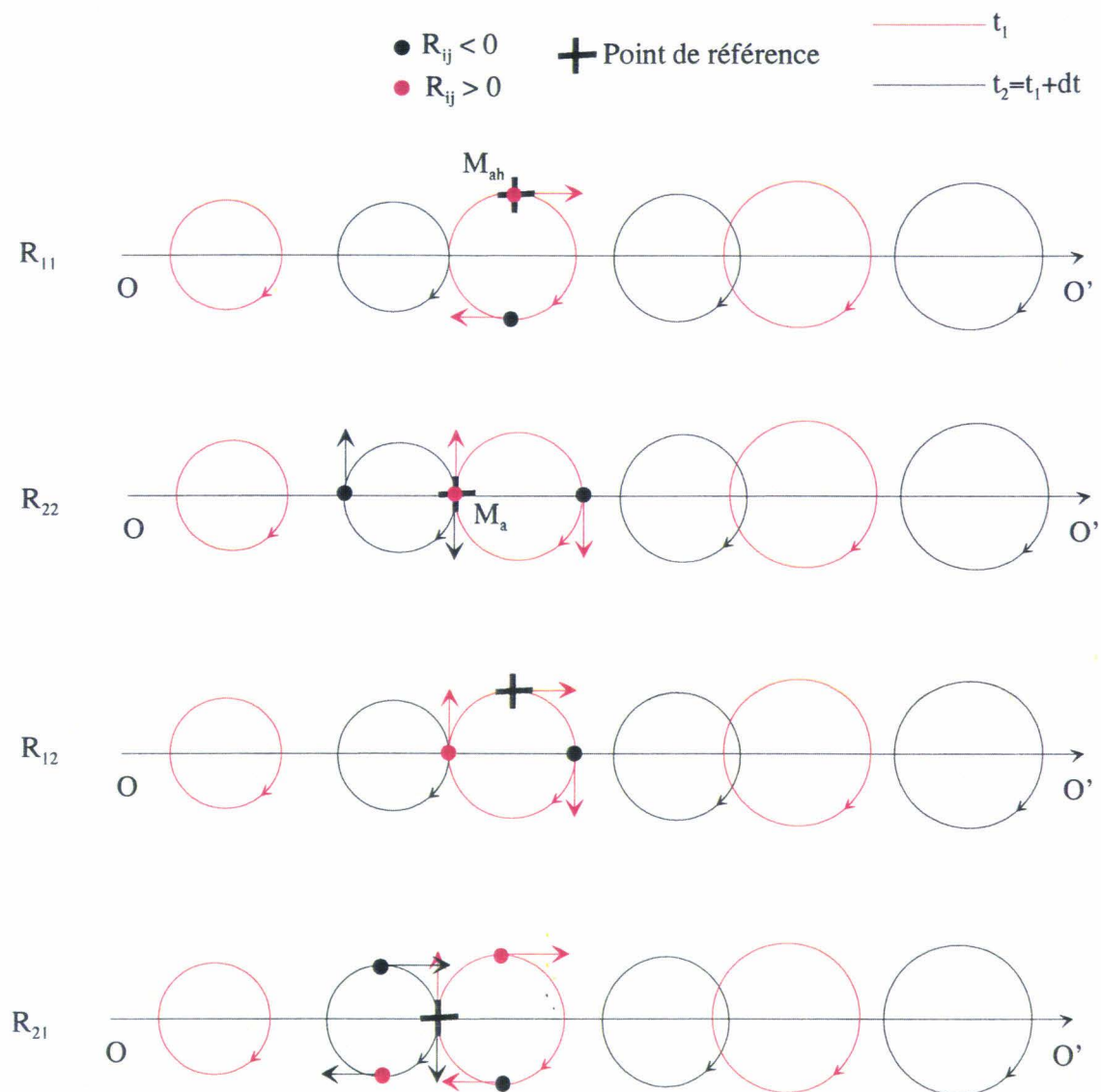
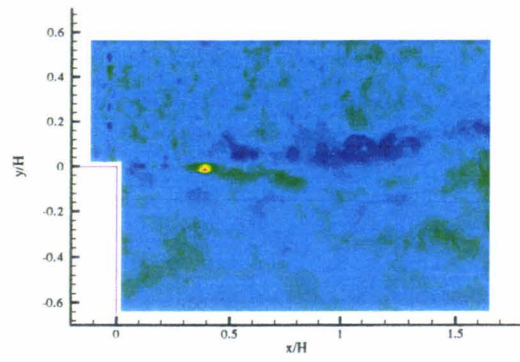
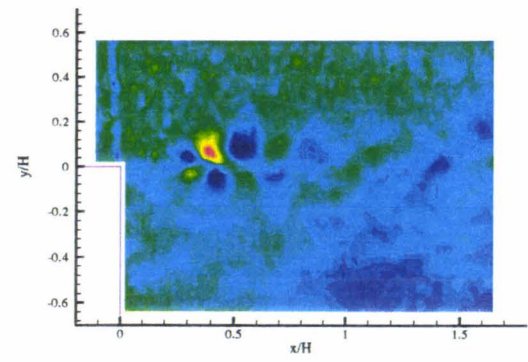


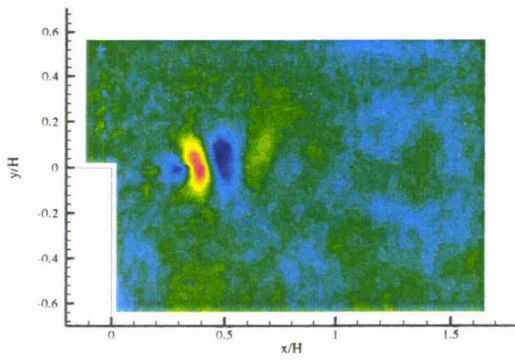
Figure 6.44 Interprétation des pics de corrélation à l'aide des structures cohérentes



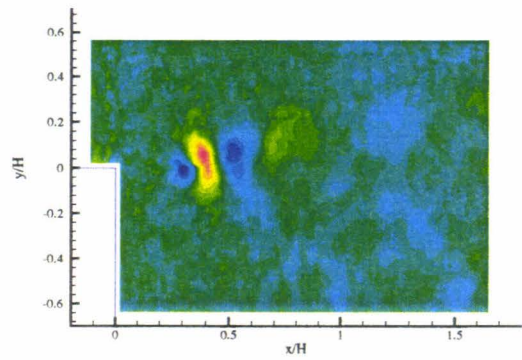
R11



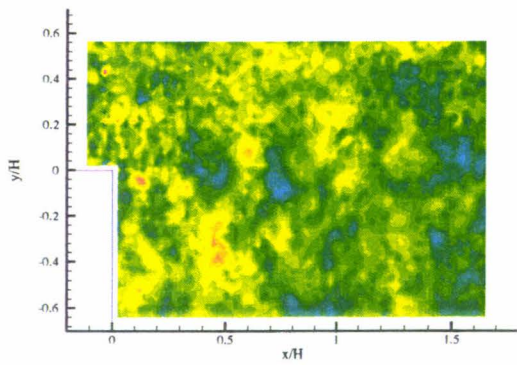
R11



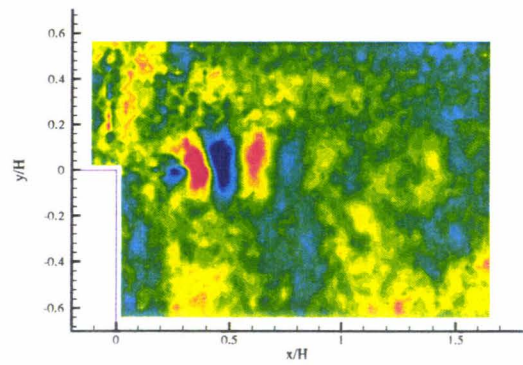
R22



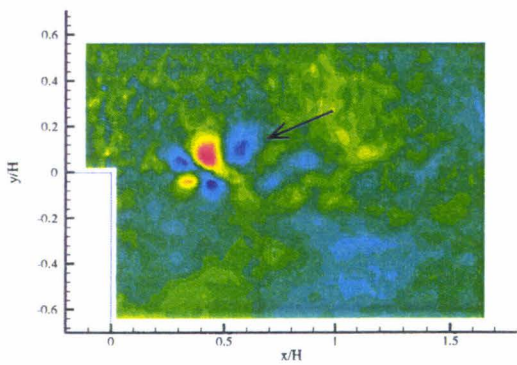
R22



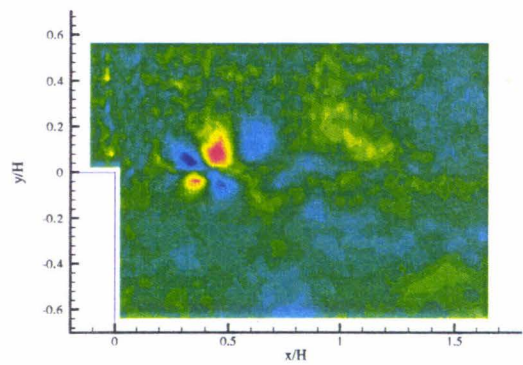
R12



R12



R21



R21

a- Point de référence  
 $x/H=0,4$   $y/H=-0,02$  (Ma)

b- Point de référence  
 $x/H=0,4$   $y/H=0,06$  (Mah)

Figure 6.45 Exemple de cartes de corrélation spatiale

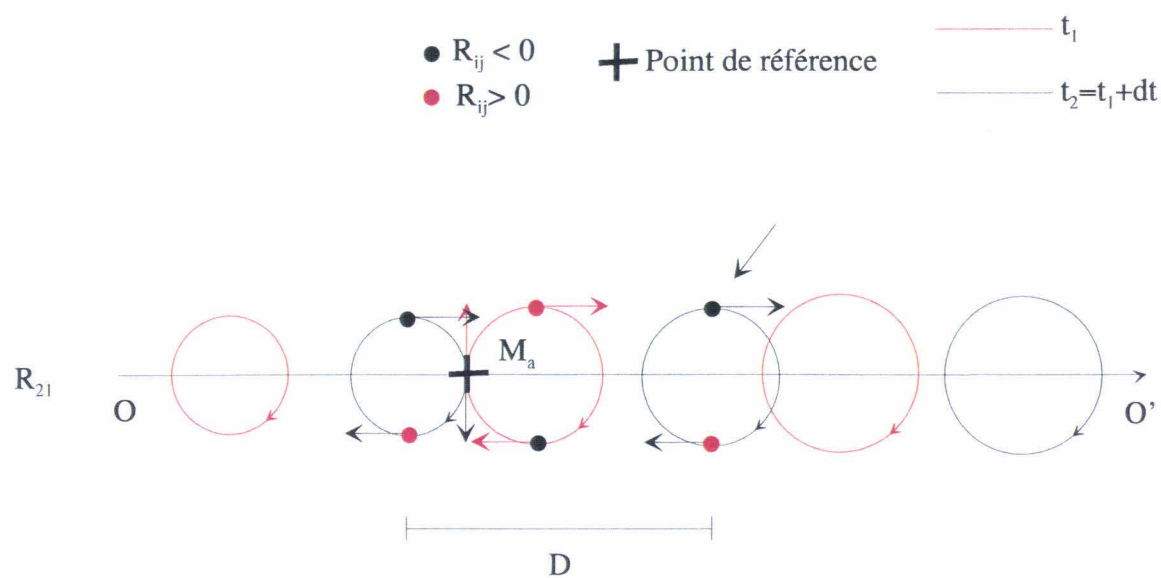


Figure 6.46 Tentative d'interprétation du pic supplémentaire pour  $R_{21}$



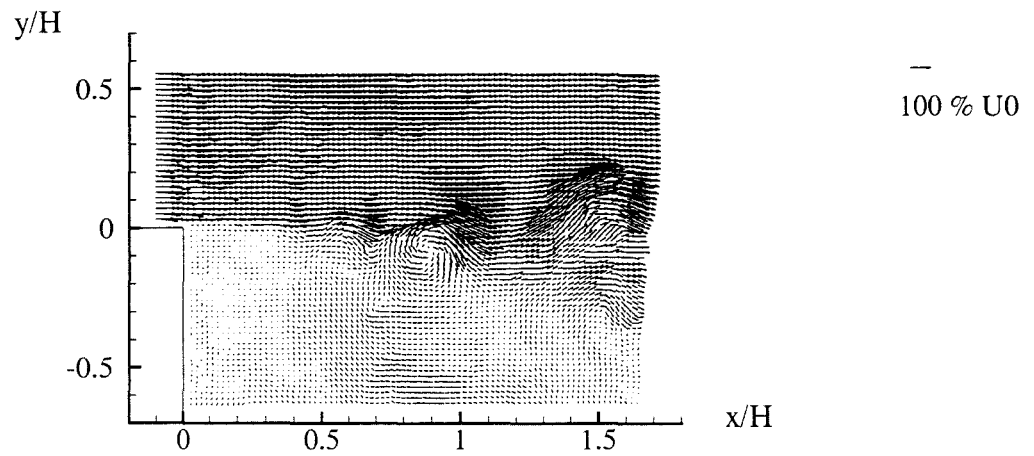
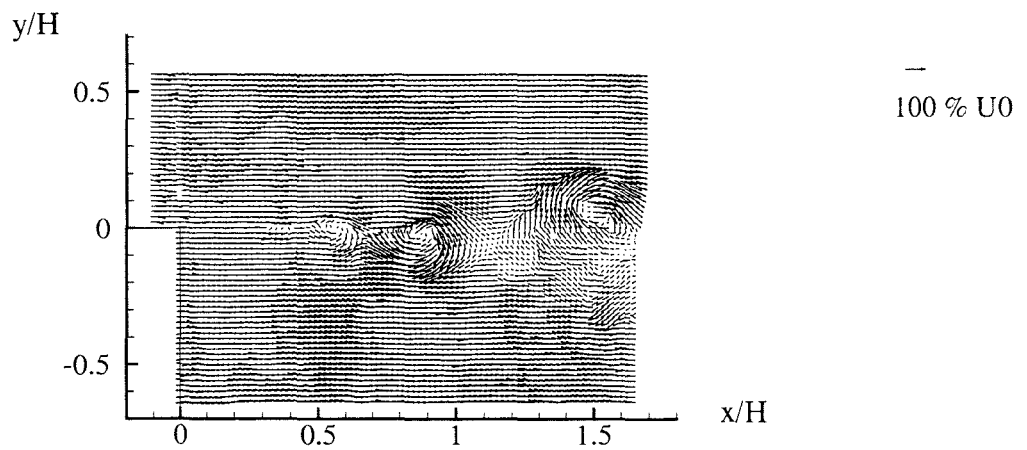
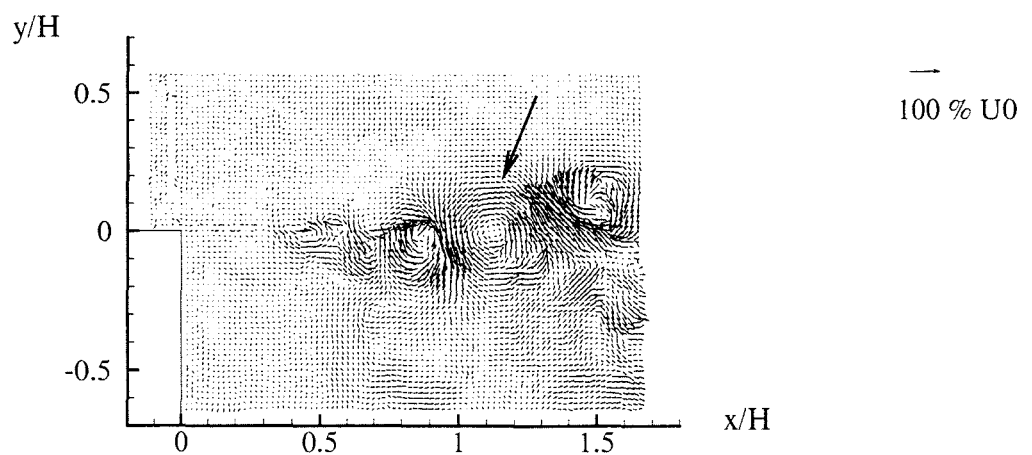
a- Carte instantanée  $(u, v)$ b- Carte instantanée  $(u - 50\%U_0, v)$ c- Carte instantanée  $(u', v')$ 

Figure 6.47 Dynamique des structures cohérentes: divers points de vue

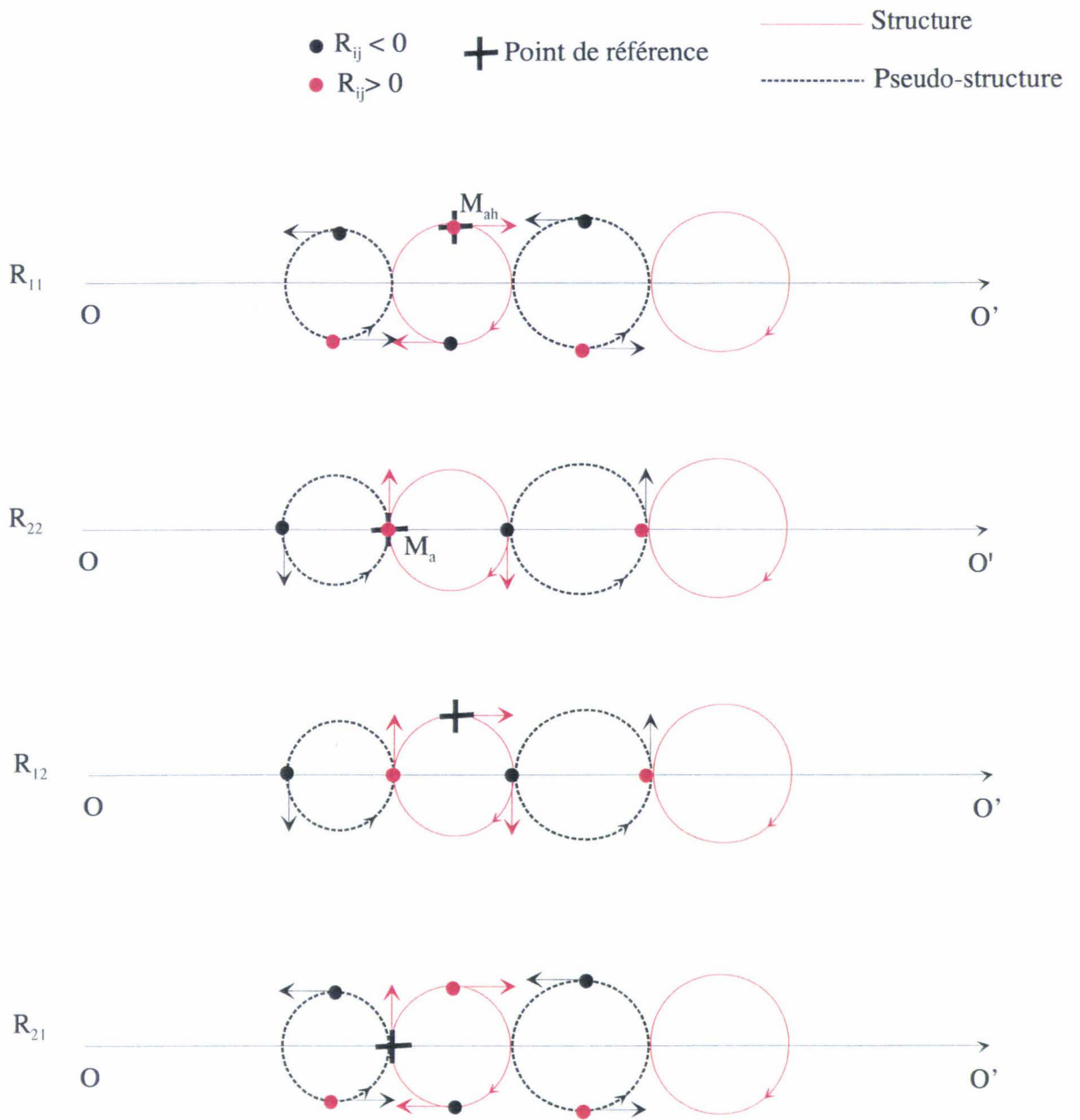
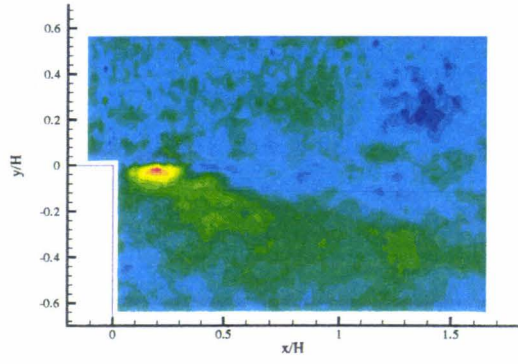
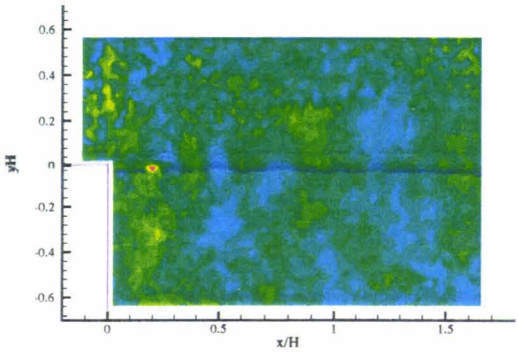


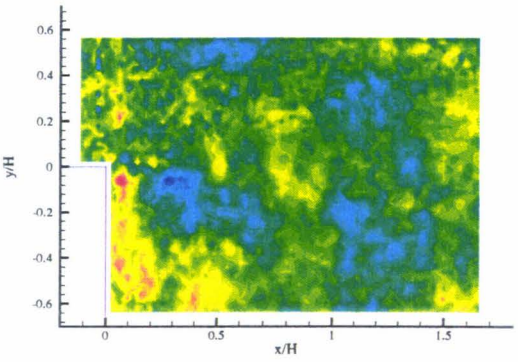
Figure 6.48 Interprétation des pics de corrélation à l'aide des pseudo-structures



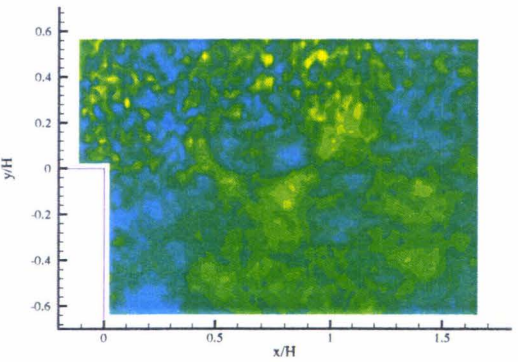
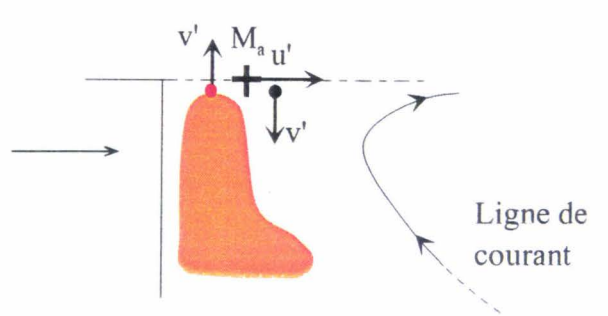
R11



R22



R12



R21

Figure 6.49 Cartes de corrélation spatiale pour le point de référence  $x/H=0,2$   $y/H=-0,02$

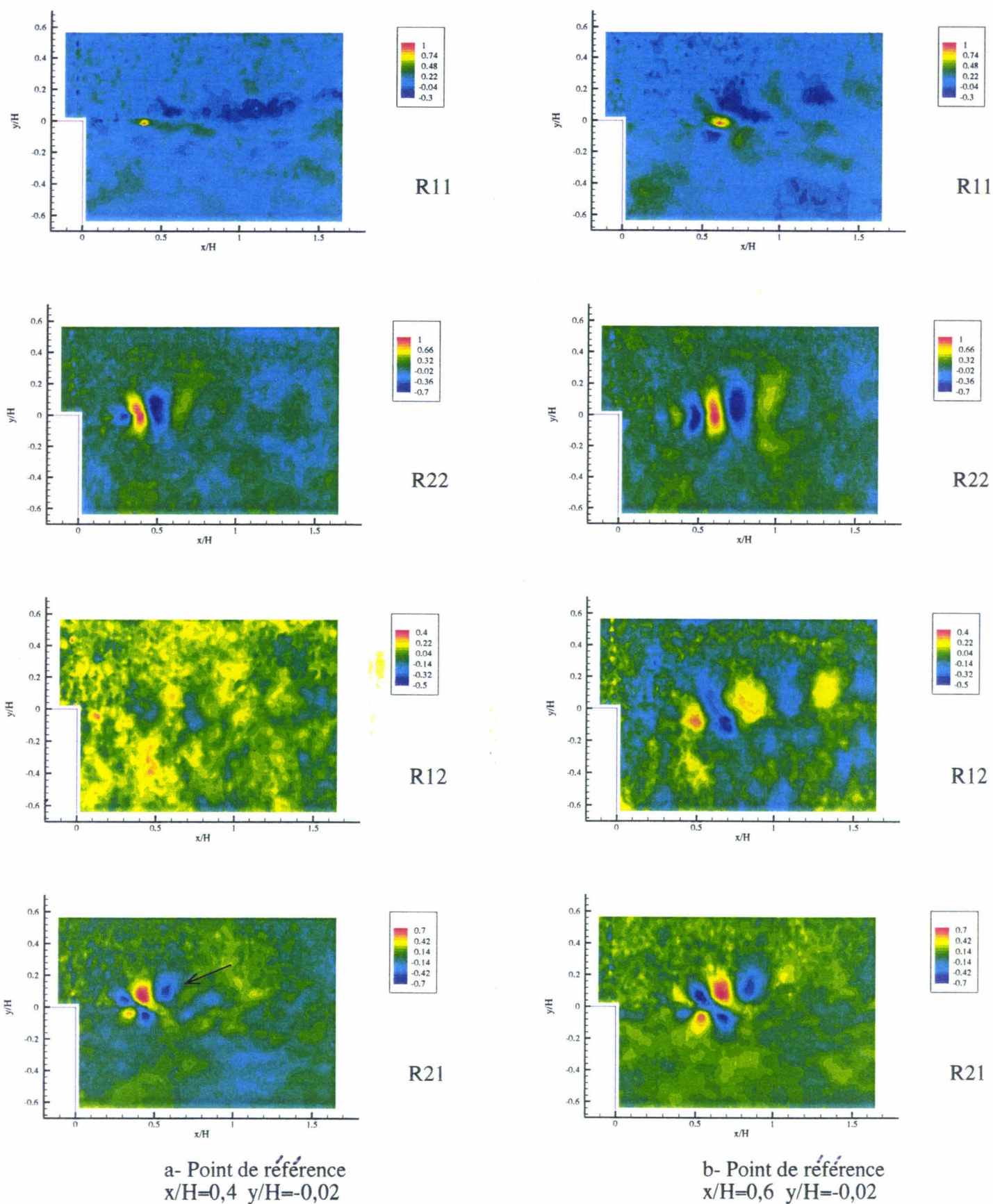
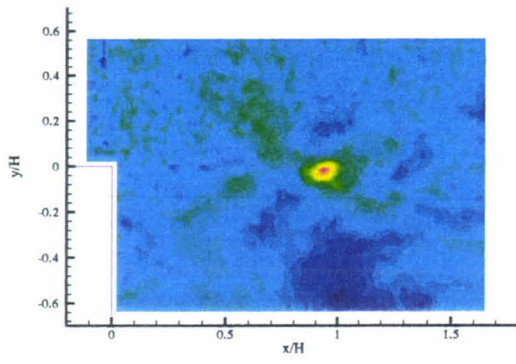
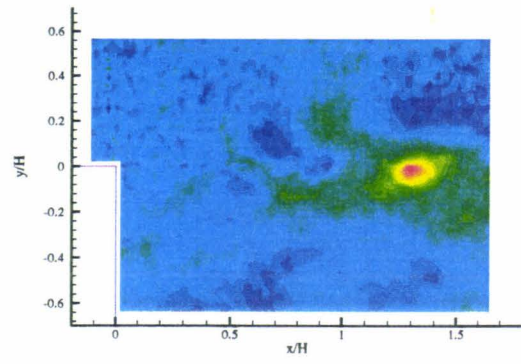


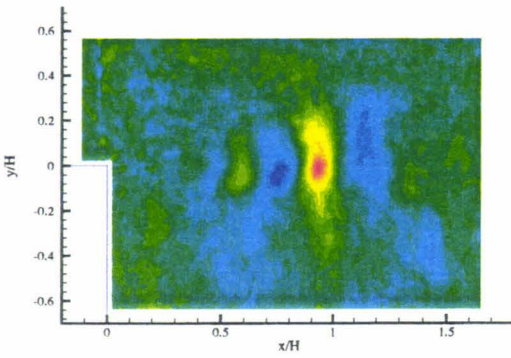
Figure 6.50 Cartes de corrélation spatiale (ordonnée du point de référence # 0)



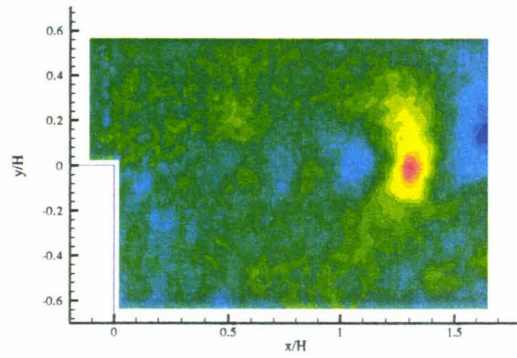
R11



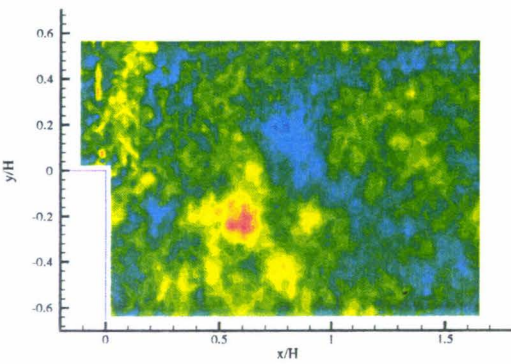
R11



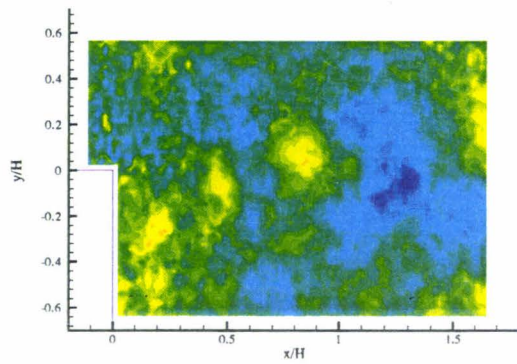
R22



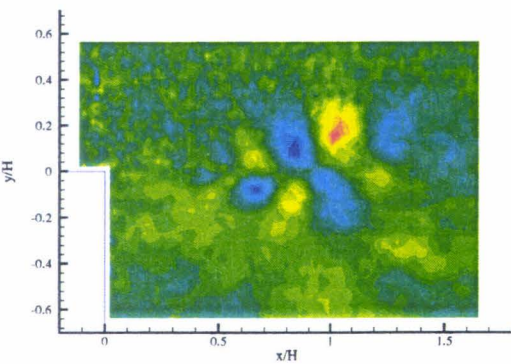
R22



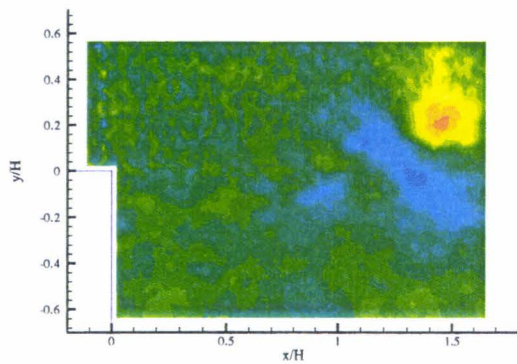
R12



R12



R21

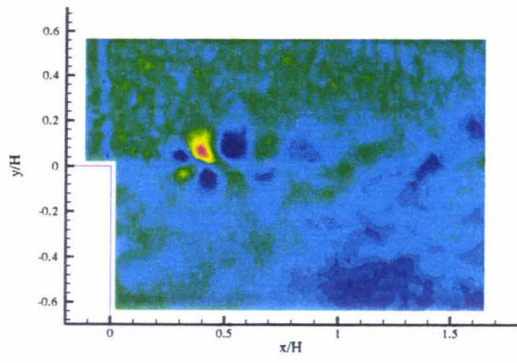


R21

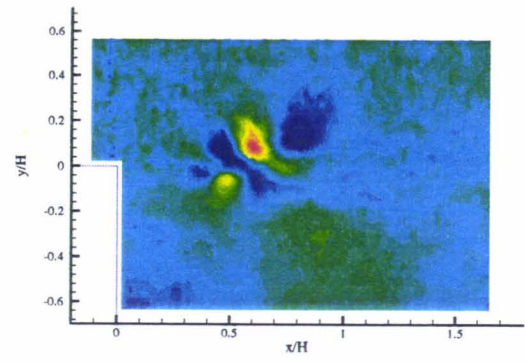
c- Point de référence  
 $x/H=0,94$   $y/H=-0,02$

d- Point de référence  
 $x/H=1,3$   $y/H=-0,02$

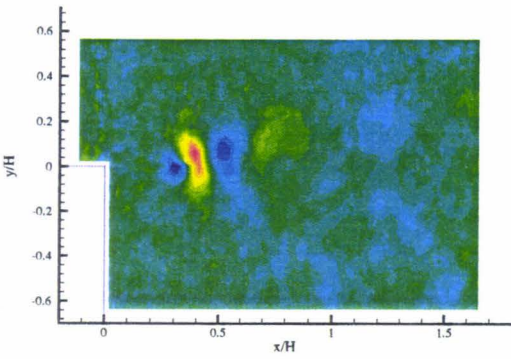
Figure 6.50 Cartes de corrélation spatiale (ordonnée du point de référence # 0): suite



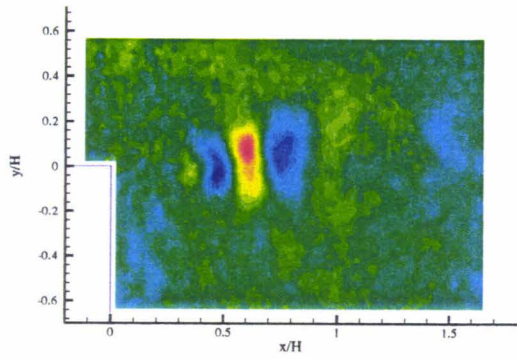
R11



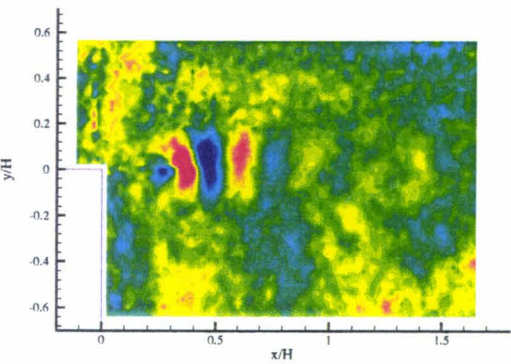
R11



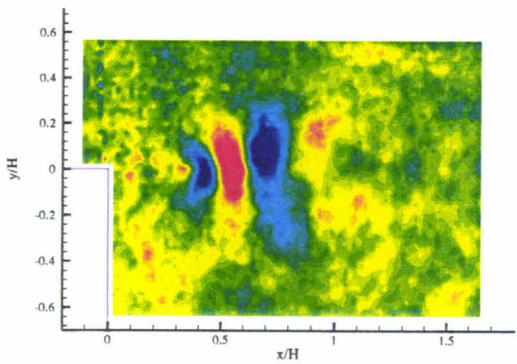
R22



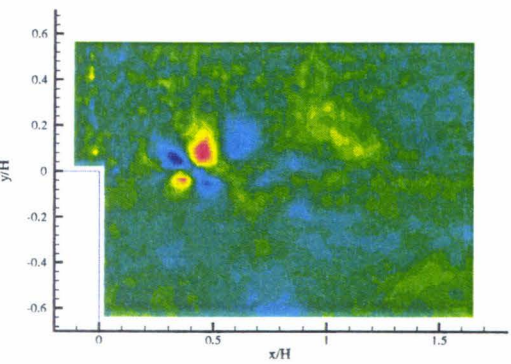
R22



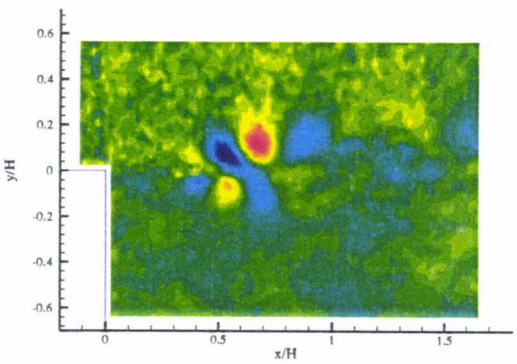
R12



R12



R21

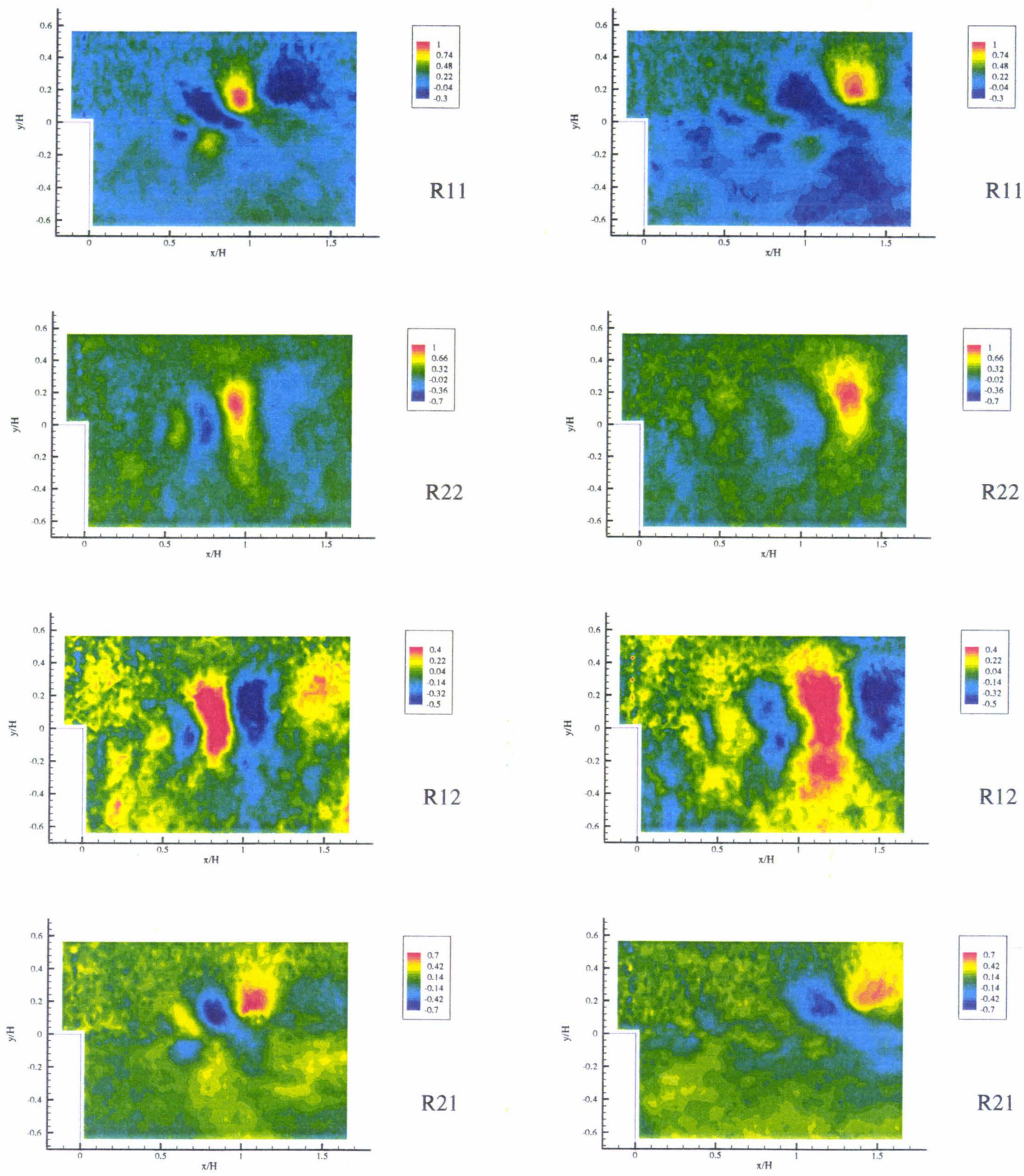


R21

a- Point de référence  
 $x/H=0,4$   $y/H=0,06$

b- Point de référence  
 $x/H=0,6$   $y/H=0,08$

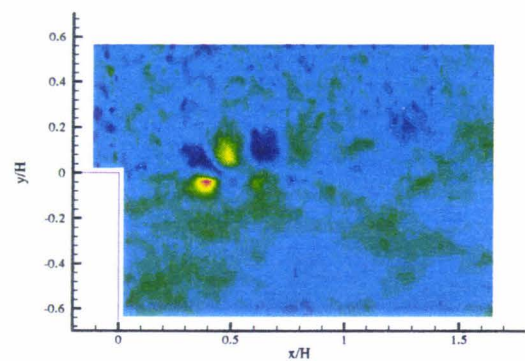
Figure 6.51 Cartes de corrélation spatiale (ordonnée du point de référence > 0)



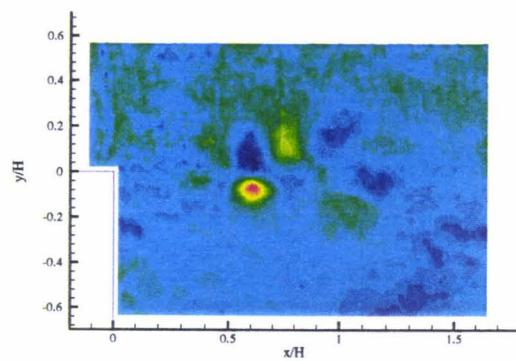
c- Point de référence  $x/H=0,94$   $y/H=0,14$

d- Point de référence  $x/H=1,3$   $y/H=0,2$

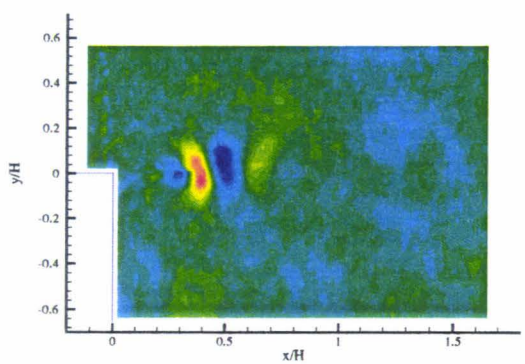
Figure 6.51 Cartes de corrélation spatiale (ordonnée du point de référence > 0): suite



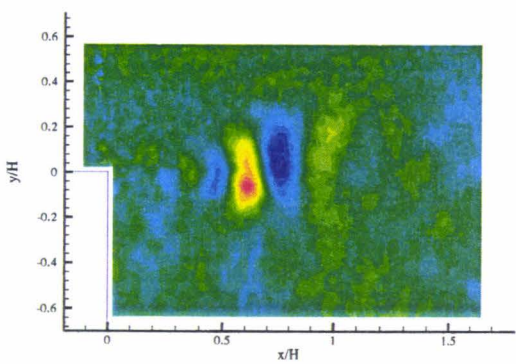
R11



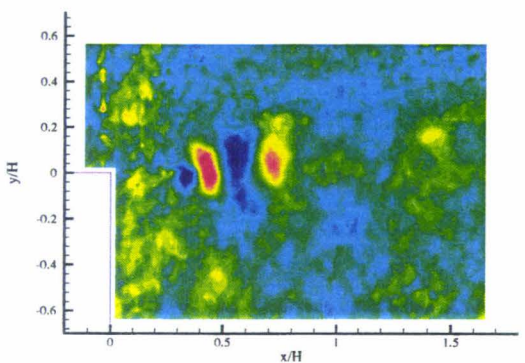
R11



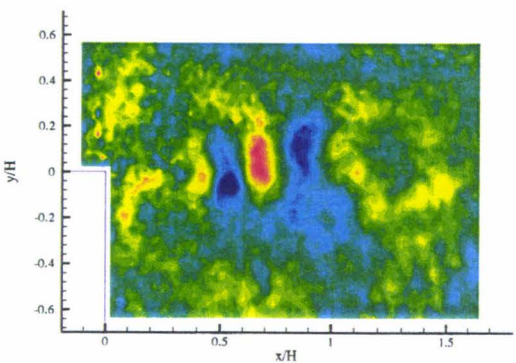
R22



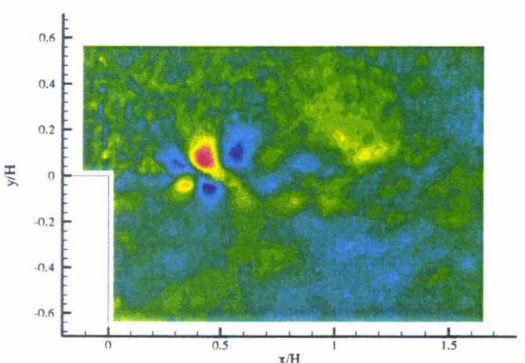
R22



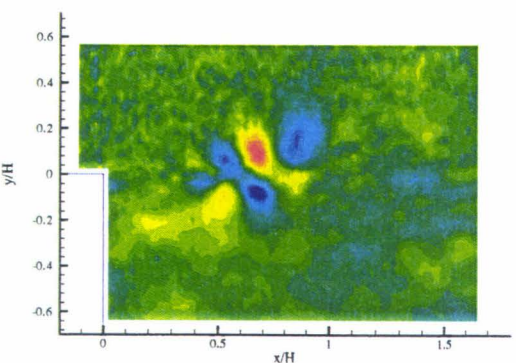
R12



R12



R21



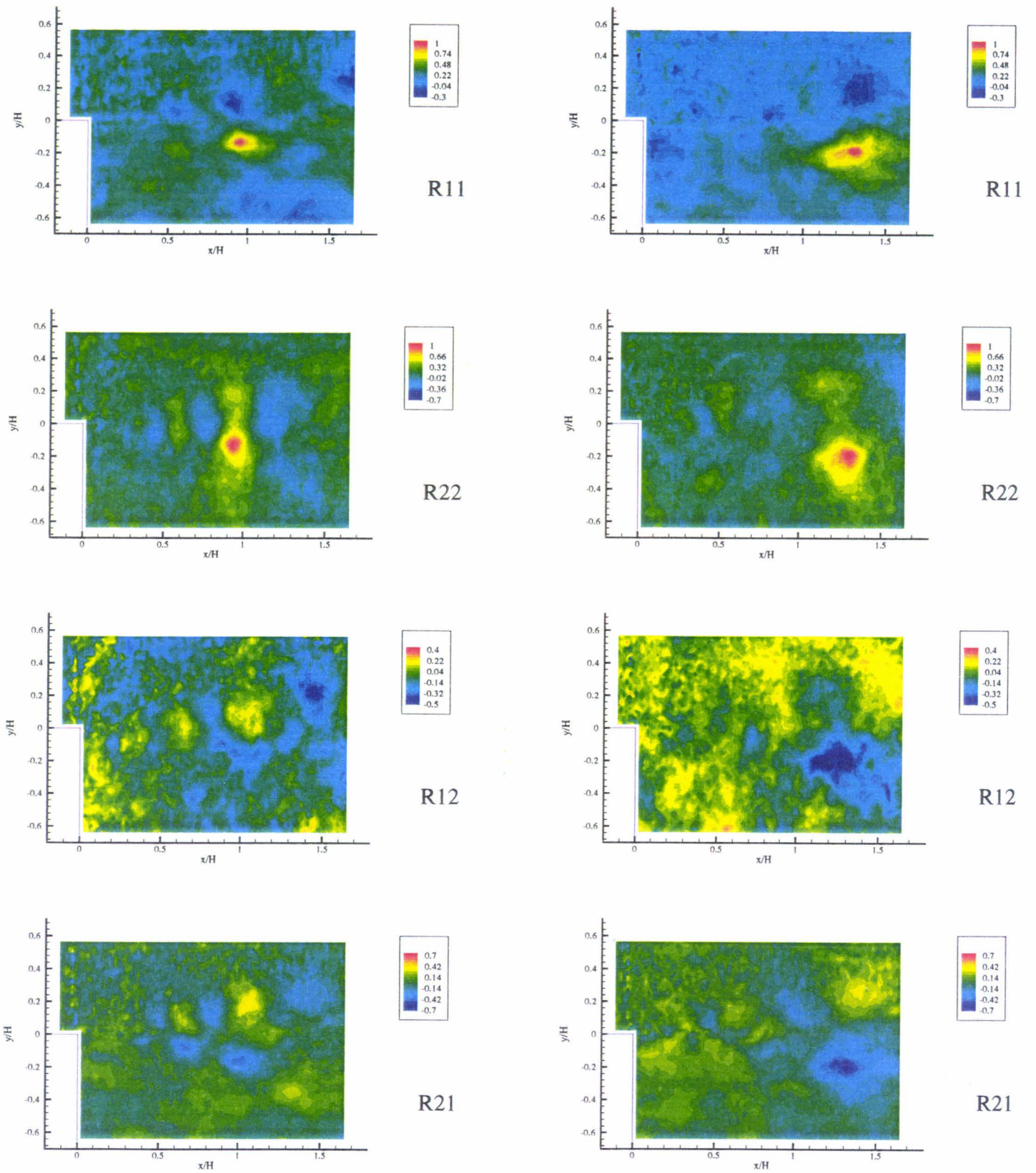
R21

a- Point de référence  
 $x/H=0,4$   $y/H=-0,04$

b- Point de référence  
 $x/H=0,6$   $y/H=-0,08$

Figure 6.52 Cartes de corrélation spatiale (ordonnée du point de référence < 0)





c- Point de référence  $x/H=0,94$   $y/H=-0,14$

d- Point de référence  $x/H=1,3$   $y/H=-0,2$

Figure 6.52 Cartes de corrélation spatiale (ordonnée du point de référence < 0): suite

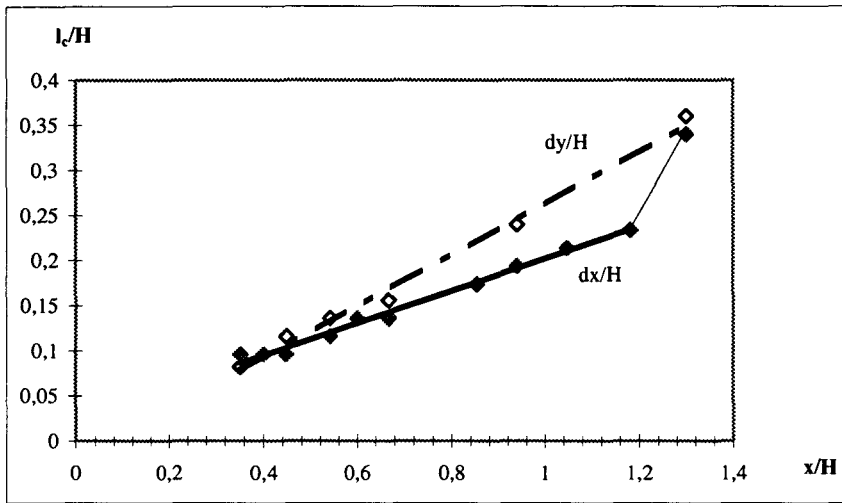


Figure 6.53 Taille des structures cohérentes obtenue à partir des pics de corrélation (dx suivant x, dy suivant y)



### 3<sup>ème</sup> PARTIE

## APPROCHE HOLOGRAPHIQUE

La caractérisation de l'écoulement de marche descendante présentée dans la seconde partie de ce mémoire a été réalisée en différentes étapes: la première approche est la qualification de l'écoulement par visualisation. On observe la progression des mouvements de fluide au cours du temps, dans l'espace (visualisations en lumière blanche) ou dans un plan (visualisations par plan Laser). Cette étape permet de définir différentes zones de l'écoulement, d'observer le comportement de structures cohérentes, d'évaluer un ou des temps caractéristiques, mais ne permet en aucun cas une quantification de l'écoulement. La seconde approche est la quantification de l'écoulement moyen par Vélocimétrie Laser à Franges (VLF). On mesure la vitesse moyenne et la fluctuation de vitesse des trois composantes aux noeuds d'un maillage défini au préalable. On s'est limité, dans la présente étude, au sondage de quelques plans en raison du temps nécessaire à la mesure. La dernière approche est la quantification de l'écoulement instationnaire par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). On mesure les deux composantes de la vitesse instantanée dans le plan médian de la veine d'expérience.

On a mis en évidence la complémentarité des méthodes de mesure car la PIV apporte une information instationnaire spatiale sur l'écoulement que n'apporte pas la VLF. Cependant, il ressort des expériences de PIV une limitation qui est la composante de vitesse normale au plan. Elle apparaît sous deux aspects:

- l'imprécision sur la mesure des composantes de vitesse dans le plan: l'effet de perspective induit par l'angle de champ du système de prise de vues provoque une erreur sur la mesure de la vitesse dans le plan. Elle est d'autant plus élevée que le point de mesure de la vitesse est éloigné du centre du cliché et que la composante de vitesse normale au plan est importante. Dans la présente étude, cela oblige à se limiter à l'analyse du plan médian de la veine d'expérience, où l'écoulement est a priori bidimensionnel, en tolérant une certaine imprécision qui a été quantifiée. La connaissance de la composante de vitesse normale au plan permettrait donc d'augmenter la précision des mesures dans le plan.

- la composante de vitesse normale au plan est intéressante en soi pour la caractérisation de l'écoulement étudié qui est fortement tridimensionnel. Il serait alors possible de comparer l'ensemble des résultats obtenus par VLF avec les mesures de PIV pour avoir une information à la fois instationnaire et moyennée.

Ce besoin de corriger l'erreur due à la troisième composante de vitesse et d'obtenir une information 3D nécessaire à la compréhension de la plupart des phénomènes instationnaires a conduit un certain nombre de chercheurs à étendre les possibilités de la PIV ([8.0.1], [8.0.2]). Les divers dispositifs mis en oeuvre offrent la possibilité de mesurer les trois composantes de vitesse (3C) dans un plan (2D): c'est la PIV 2D3C, par opposition à la PIV 2D2C classiquement employée, en l'occurrence dans la présente étude. Ces dispositifs ont la propriété de ne pas exploiter la cohérence de la lumière, le Laser est juste utilisé comme un moyen d'éclairage permettant de réaliser une tranche de lumière intense de faible épaisseur.

Une toute autre approche consiste au contraire à utiliser les propriétés de cohérence de la lumière Laser: c'est l'holographie. Les premiers travaux sur l'application de cette méthode à la métrologie des brouillards sont apparus dans les années 1970 [8.0.3]. Néanmoins, en dehors de quelques articles montrant la possibilité d'observer des particules submicroniques [8.0.4], voire une tentative d'associer PIV et holographie [8.0.5], l'holographie est longtemps restée le domaine des faibles concentrations et du suivi de traceurs. Outre les raisons techniques imposées par le montage originel (montage de Gabor), le traitement de l'information contenue dans l'hologramme est particulièrement long, bien qu'il ait été automatisé depuis peu [8.0.6]. De plus, l'holographie est longtemps restée du domaine de l'Optique et peu de la Mécanique des Fluides.

Les développements apportés à la PIV classique montrent clairement que la tendance est à la mesure d'une information instantanée 3D. C'est également ce qu'on constate suite à la caractérisation de l'écoulement de marche descendante entreprise au sein de cette étude. L'holographie fait donc l'objet d'un regain d'attention, étant donné qu'elle est par essence une méthode 3D. A cela il faut ajouter l'expérience de l'IMFL en holographie de Gabor et plus particulièrement la mise au point d'un système de dépouillement automatique [8.0.6]. L'ensemble de ces facteurs fait qu'on s'intéresse dans cette 3<sup>ème</sup> partie à la mise en oeuvre du montage holographique afin d'en étudier les possibilités et les limites. La mise au point de tels montages est encore complexe de nos jours et fait l'objet de nombreux travaux de recherche. On peut citer à titre d'exemple Zhang et al. [8.0.7]. Il faut donc considérer ce chapitre comme une étude de faisabilité de la méthode et non comme une contribution à la caractérisation de l'écoulement étudié.

L'emploi de l'holographie en Mécanique des Fluides est encore peu courant, c'est pourquoi on décrit tout d'abord de manière détaillée le principe de la méthode au chapitre 8. On étudie ensuite, au chapitre 9, un montage particulier permettant l'enregistrement de deux hologrammes de Gabor dans deux directions orthogonales: l'objectif est de mesurer de manière précise les trois composantes de vitesse dans un volume pour l'écoulement hydrodynamique en aval de la marche descendante, sujet principal de notre étude. Enfin, au chapitre 10, on combine l'holographie et la PIV afin de mesurer les trois composantes de vitesse dans un plan pour un écoulement aérodynamique.

## 8. PRINCIPE DE L'HOLOGRAPHIE

L'holographie a vu le jour en 1948 grâce aux travaux de D. Gabor qui s'intéressait à la microscopie électronique. Constatant que le procédé photographique n'enregistre que l'amplitude de l'onde diffusée par l'objet, il superposa à cette onde une onde de référence provenant de la

même source d'éclairage que l'objet. L'enregistrement du phénomène d'interférence qui en découle, appelé hologramme, contient alors toute l'information - amplitude et phase - nécessaire à la visualisation de l'objet dans ses trois dimensions. En effet, si on illumine l'hologramme par le faisceau de référence seul, l'hologramme diffracte la lumière et restitue l'objet.

Ce procédé, aussi révolutionnaire soit-il, n'a pris de l'ampleur que dans les années soixante avec l'apparition des Lasers (sources lumineuses cohérentes et intenses). Les premiers enregistrements ont été réalisés par les Américains Leith et Upatnieks en 1962.

Depuis ce jour, on trouve dans la littérature de nombreux auteurs qui se sont intéressés à l'holographie d'un point de vue général et à la microholographie en particulier. On peut citer entre autres et par ordre chronologique Viénot J.C., Smigielski P., Royer H. [8.1], Collier R.J., Burckhardt C.B., Lin L.H. [8.2], Stanislas M. [8.3], Françon M. [8.4] et Smigielski P. [8.5]. Ces écrits ont servi de canevas à la présentation qui va suivre.

## 8.1. Présentation générale de la méthode

### 8.1.1. Description du montage à deux faisceaux ("off-axis")

Le principe de cette technique, décrit dans ses grandes lignes en introduction, met en évidence deux étapes distinctes: l'enregistrement puis la restitution.

#### 8.1.1.1. Enregistrement

On utilise une source Laser S pour éclairer un objet M. On sépare l'onde incidente en deux parties (par l'intermédiaire d'un petit miroir  $M_r$  par exemple), l'onde de référence  $\Sigma_r$  provenant directement de la source et l'onde  $\Sigma$  diffusée par l'objet interfèrent (figure 8.1). Le réseau d'interférence est enregistré sur un support photosensible H qui est le plus souvent une plaque ou un film photographique mais qui peut également être un film thermoplastique ou un photopolymère. L'information peut être stockée suivant les milieux photosensibles sous forme de variations

- de densités optiques: ce sont les hologrammes d'amplitude
- de chemin optique (d'épaisseur, d'indice de réfraction): ce sont les hologrammes de phase.

On se limitera dans le cadre de nos travaux à l'emploi de plaques photographiques en raison de leur stabilité dimensionnelle.

#### 8.1.1.2. Restitution

Pour extraire les informations contenues dans l'hologramme, on éclaire la plaque holographique par un faisceau de restitution. L'onde diffractée est identique à l'onde objet et permet de restituer une image tridimensionnelle de l'objet enregistré. Cette image est virtuelle et peut être observée en regardant à travers l'hologramme dans la direction où se trouvait l'objet

(figure 8.2.a). Pour obtenir une image réelle de l'objet, on éclaire l'hologramme par une onde de restitution  $\Sigma r^*$  focalisant en S et se déplaçant dans le sens opposé à celui de l'enregistrement (figure 8.2.b).

### 8.1.2. Théorie simplifiée

Nous allons maintenant développer la théorie simplifiée de l'hologramme d'amplitude d'un objet diffusant pour expliquer la formation des images en holographie. La source lumineuse à l'enregistrement est une source Laser suffisamment cohérente (voir chapitre 8.1.4), le support photosensible est une plaque photographique dont l'épaisseur de gélatine est supposée très faible.

#### 8.1.2.1. Enregistrement

Le phénomène d'interférence a déjà été abordé en VLF (chapitre 5.1), il est décrit en détail en annexe 1. On gardera les notations adoptées en annexe 1: on étudie la superposition de l'onde de référence et de l'onde diffusée par l'objet au niveau de l'hologramme dont les amplitudes complexes sont respectivement  $\psi_1$  et  $\psi_2$ .

On a montré que l'intensité lumineuse résultant de la superposition de ces deux ondes au niveau de l'hologramme s'écrit:

$$I = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + \psi_1 \psi_2^* + \psi_1^* \psi_2 \quad (8.1)$$

avec  $\psi_i^*$  complexe conjugué de  $\psi_i$

En prenant certaines précautions précisées plus loin (chapitre 8.1.4), on considère que la transparence en amplitude  $t$  de l'hologramme après développement est une fonction linéaire de l'intensité reçue à l'enregistrement soit  $t = a I + b$ .

En tenant compte de l'expression de  $I$  (relation (8.1)), on obtient:

$$t = b + a(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2) + a(\psi_1 \psi_2^* + \psi_1^* \psi_2) \quad (8.2)$$

#### 8.1.2.2. Restitution

On éclaire l'hologramme après développement par le faisceau de référence uniquement en respectant les conditions d'enregistrement:

- géométrie du montage:      ☞ angle référence / hologramme  
   ☞ distance source / hologramme
- la longueur d'onde.

L'onde transmise a une amplitude complexe  $\psi'$  de la forme:

$$\psi' = kt\psi_1 \quad k \text{ constante} \quad (8.3)$$

$$\text{soit } \psi'/k = [b + a(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)]\psi_1 + a|\psi_1|^2\psi_2 + a\psi_1^2\psi_2^* \quad (8.4)$$

-Le premier terme est proportionnel à  $\psi_1$ . Il représente l'amplitude complexe d'une onde se propageant dans la même direction que l'onde de référence. C'est la diffraction d'ordre 0.

-Le second terme est proportionnel à  $\psi_2$ . Il représente l'amplitude complexe d'une onde se propageant dans la même direction que l'onde objet. En regardant dans la direction où se trouvait l'objet, on observe une image tridimensionnelle semblable à celui-ci et à la même position: c'est l'image directe de l'objet. Elle est virtuelle et ne peut donc être visualisée sur un écran que par l'intermédiaire d'un objectif. C'est la diffraction d'ordre +1.

-Le troisième terme est proportionnel à  $\psi_2^*$ . Il représente une image conjuguée réelle. En considérant le cas particulier d'une onde de référence plane faisant un angle  $\theta$  avec la normale à l'hologramme et d'une onde objet se propageant selon cette normale, on montre que ce terme correspond à une onde se propageant dans la direction  $\theta'$  définie par  $\sin \theta' = 2 \sin \theta$  [8.5]. C'est la diffraction d'ordre -1.

Pour obtenir une image réelle directe, on éclaire l'hologramme par une onde de restitution conjuguée à l'onde de référence de l'enregistrement.

L'équation (8.3) devient:

$$\psi' = kt\psi_1^* \quad (8.5)$$

$$\text{soit } \psi'/k = [b + a(|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)]\psi_1^* + a|\psi_1|^2\psi_2^* + a\psi_1^{*2}\psi_2 \quad (8.6)$$

En effet, le second terme est proportionnel à  $\psi_2^*$ . Il représente l'amplitude complexe d'une onde conjuguée à l'onde objet se propageant dans la même direction que l'onde objet et formant une image réelle de l'objet.

### 8.1.3. Caractéristiques des sources lumineuses en holographie

La réalisation d'interférences entre 2 sources lumineuses oblige à supprimer le caractère aléatoire relatif de l'émission lumineuse de ces 2 sources: on parle de cohérence mutuelle. On utilise un dispositif optique qui permet, à partir d'une source primaire S, de construire 2 sources secondaires S1 et S2.

D'autre part, pour que S1 et S2 interfèrent dans de bonnes conditions, c'est à dire pour que le contraste des franges d'interférence soit optimum, il faut que la source primaire soit monochromatique et ponctuelle. En pratique, ces deux conditions ne sont que partiellement vérifiées, c'est pourquoi on introduit les notions de cohérence temporelle et spatiale qui sont décrites en annexe 2.



### 8.1.4. Caractéristiques du support photosensible

On se limitera dans ce paragraphe à l'émulsion photographique. Le milieu photosensible est défini par 4 caractéristiques qui sont: la sensibilité, la sensibilité spectrale, le pouvoir résolvant et la zone de fonctionnement de l'émulsion.

#### 8.1.4.1. La sensibilité

Elle est mesurée par l'efficacité de l'action de la lumière sur les microcristaux de l'émulsion. En d'autres termes, plus la quantité de lumière nécessaire au noircissement est faible, plus l'émulsion est sensible. On dit aussi qu'elle est rapide. A titre d'exemple, afin de réaliser un hologramme "normal",  $5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  sont nécessaires pour les émulsions 10E75 (Agfa-Gevaert) que nous employons.

#### 8.1.4.2. La sensibilité spectrale

Elle représente la variation de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde de la lumière d'exposition. A titre d'exemples, les sensibilités spectrales respectives des émulsions 8E75 et 10E75 sont présentées figure 8.3 a et b.

#### 8.1.4.3. Le pouvoir résolvant

Le pouvoir résolvant R définit le plus petit détail qui peut être enregistré par l'émulsion et s'exprime en traits/mm. Dans le cas de deux ondes planes de longueur d'onde  $\lambda$  faisant un angle  $\beta$  entre elles, l'interfrange itf du système interférentiel obtenu est donné par la relation suivante (voir annexe 1):

$$\text{itf} = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\beta}{2}\right)}$$

Pour que ces franges soient enregistrées, il faut que le grain G de l'émulsion, qui n'est autre que l'inverse de la résolution R soit inférieur à l'interfrange soit

$$\frac{\lambda}{2 \sin\frac{\beta}{2}} \geq G.$$

Cette formule met clairement en évidence une valeur maximale de  $\beta$  au delà de laquelle on ne peut enregistrer les franges, ce qui limite le champ angulaire à cette valeur. En holographie, la résolution r s'exprime en franges/mm ce qui correspond à un interfrange minimum  $i_m = 1/r$ .

*Application numérique:* pour une émulsion 10E75

$$\lambda_{\text{enr}} = 694.3 \text{ nm}$$

$$r = 2800 \text{ franges/mm soit } i_m = 0.36 \mu\text{m}$$

$$\frac{\lambda}{2 \sin \frac{\beta}{2}} \geq i_m \text{ soit } \beta < 150^\circ$$

Il est à noter que plus une émulsion est rapide, plus la taille du grain est importante et par conséquent, moins elle a de résolution. Les émulsions 10E75 et 8E75 en sont un parfait exemple puisque la seconde, moins rapide, a une résolution de 10000 franges/mm.

#### 8.1.4.4. La zone de fonctionnement de l'émulsion

Dans le cas des hologrammes d'amplitude, on considère classiquement que la transparence en amplitude (ou transmittance)  $t$  de la plaque photographique développée est proportionnelle à l'éclairement  $E$  de l'émulsion. La lamination  $W$  (ou énergie lumineuse en  $\text{J}/\text{cm}^2$ ) étant le produit de l'éclairement  $E$  (ou intensité en  $\text{W}/\text{cm}^2$ ) par le temps d'exposition, on peut indifféremment parler de la linéarité de  $t=f(E)$  ou de  $t=f(W)$ .

En réalité, la courbe  $t=f(W)$  est telle que présentée sur la figure 8.4 ( $10 \text{ erg} \approx 1 \mu\text{J}$ ) extraite de la documentation technique Agfa-Gevaert. Elle est linéaire sur un certain domaine, pour des conditions particulières d'exposition et de développement photographique que nous expliciterons plus loin. Ce domaine définit la zone de fonctionnement de l'émulsion pour laquelle le support photosensible reproduit le plus exactement possible la répartition d'intensité de l'enregistrement et permet ainsi la restitution de l'image la plus fidèle qui soit de l'objet enregistré. L'indication de sensibilité (& 8.1.4.1) fournie par le fabricant correspond à une transmittance de 0.5 et se trouve au milieu de la zone de fonctionnement.

Intéressons nous également à la courbe H&D (Hurter and Driffield) bien connue des photographes. Elle représente la densité optique  $D$  en fonction du logarithme de la lamination (figure 8.8 extraite de la documentation technique Agfa-Gevaert). On peut donc passer facilement d'une courbe à l'autre de la manière suivante:

$$D = -\log T \text{ avec } T = \text{transparence} = I/I_0 \quad \begin{array}{l} I_0 = \text{intensité du faisceau incident sur le cliché} \\ I = \text{intensité mesurable après traversé du même cliché} \end{array}$$

Or, en supposant que l'émulsion ne crée aucun déphasage,  $t = \sqrt{T}$

$$\text{d'où } D = -2 \log t$$

On peut noter que le point de fonctionnement correct de l'émulsion sur la figure 8.5 correspond à une densité optique  $D$  de 0.6 se trouvant dans une zone de sous exposition de la courbe H&D. C'est pourquoi les hologrammes de "bonne qualité" ont une teinte gris claire.

*Remarque:* les caractéristiques des émulsions sont présentées à titre indicatif car elles dépendent des conditions de développement ainsi que de la durée d'exposition. A titre d'exemple, la documentation technique Agfa-Gevaert précise que pour  $D \leq 2$ , l'exposition doit être augmentée d'un facteur 2 à 4 lorsqu'on emploie un Laser Q-Switch pour lequel les durées d'impulsion sont

très brèves (10 à 50 ns).

### **8.1.5. Le montage de Gabor (“in-line”)**

Il s’agit du montage originel où le faisceau de référence et le faisceau objet ont le même axe optique. La figure 8.6 présente le montage dans le cas particulier où l’objet est de très petite taille.

L’objet M est éclairé par un faisceau de lumière cohérente. Il diffracte une partie de la lumière en direction de l’hologramme H. Néanmoins, s’il est suffisamment petit, il ne perturbe pas la référence et les deux ondes interfèrent. Ce dispositif est très utilisé en métrologie des particules.

A la restitution, en éclairant l’hologramme dans les mêmes conditions qu’à l’enregistrement, on observe une image directe virtuelle M’ et une image conjuguée réelle M’’ de l’objet. Notons que l’onde de restitution se superpose aux ondes diffractées par l’hologramme et en gêne donc l’observation.

## **8.2. Une application de l’holographie: la microholographie**

Une application de l’holographie à la Mécanique des Fluides est la microholographie: l’objet est un nuage de particules en mouvement qu’il est difficile d’étudier par des méthodes classiques. L’enregistrement est réalisé à l’aide d’un Laser impulsif qui permet de figer le phénomène à un instant donné. Sur l’image restituée à l’aide d’un Laser continu, on peut à loisir faire des mesures de taille, forme et position des images de particules.

Cette technique a déjà été utilisée dans de nombreux domaines [8.7] comme la pharmacologie (aérosols médicaux), l’aéronautique (brouillards givrants), la combustion (injection dans les moteurs), la physique nucléaire (chambres à bulles).

De plus, on a la possibilité de réaliser plusieurs impulsions Laser successives en exposant le même hologramme. A la restitution, on observe les images d’une même particule aux différents instants. En mesurant leur position et en connaissant l’intervalle de temps entre chaque exposition, on a alors théoriquement accès aux 3 composantes de vitesse.

Nous nous intéressons ici au dernier point décrit dans le but de mener une étude de vélocimétrie sur l’écoulement de marche descendante qui nous concerne.

### **8.2.1. Détermination des chemins optiques**

Les conditions de restitution imposées jusqu’ici impliquaient une parfaite similitude du point de vue optique entre dispositif d’enregistrement et de restitution. En pratique, l’utilisation d’un Laser impulsif à l’enregistrement et d’un Laser continu à la restitution oblige parfois à un changement de longueur d’onde. De plus, les conditions géométriques ne sont pas toujours parfaitement identiques. Ces modifications ont deux conséquences:

- un grandissement entre objet enregistrée et image restituée,
- une dégradation de la qualité des images provoquée par l’apparition d’aberrations holographiques.

On présente ici la méthode de calcul des coordonnées dans le cas d'une micro-particule M diffusant la lumière d'un faisceau d'éclairage. L'objet étant ponctuel, on peut le considérer comme un point source émettant une onde sphérique divergente. Cette onde interfère avec une onde de référence:

- provenant d'un point source S dans le cas d'une onde divergente,
- focalisant en S dans le cas d'une onde convergente.

Il s'agit d'une étude géométrique exprimant la condition de stigmatisme entre objet enregistré et image restituée. Dans ce but, il est nécessaire de calculer les différences de phase en un point H de l'hologramme:

- entre onde objet et onde de référence à l'enregistrement,
- puis entre onde restituée et onde de référence à la restitution.

Le système de repérage choisi est présenté figure 8.7. On définit un repère orthonormé  $(O, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$  pour lequel  $(O, \vec{X}, \vec{Y})$  est le plan de l'hologramme. Les coordonnées des différents points sont données dans un système de coordonnées polaire  $(R, \alpha, \beta)$  où  $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$ ,  $-\pi/2 \leq \beta \leq \pi/2$  et  $R \in \mathbb{R}$ . Le signe de R détermine la position du point par rapport à l'hologramme (si  $R > 0$ ,  $z < 0$  et si  $R < 0$ ,  $z > 0$ ). Pour un point P de l'espace, les formules permettant de passer de l'un à l'autre des repères sont les suivantes:

$$\begin{cases} x_p = R_p \cdot \sin \alpha_p \\ y_p = R_p \cdot \cos \alpha_p \cdot \sin \beta_p \\ z_p = -R_p \cdot \cos \alpha_p \cdot \cos \beta_p \end{cases} \quad (8.7)$$

Les indices O,I,E,R affectés aux coordonnées correspondent respectivement à l'objet enregistré, l'image restituée, la source de référence à l'enregistrement et la source de référence à la restitution. Le point courant H appartenant à l'hologramme a pour coordonnées  $(x, y, 0)$ .

Le calcul est mené en annexe 3. On peut résumer l'ensemble des configurations par les équations suivantes:

$$\begin{cases} \frac{1}{R_I} = \frac{1}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_O} \right) \\ \frac{x_I}{R_I} = \frac{x_R}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{x_E}{R_E} - \frac{x_O}{R_O} \right) \\ \frac{y_I}{R_I} = \frac{y_R}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{y_E}{R_E} - \frac{y_O}{R_O} \right) \end{cases} \quad (8.16)$$

avec  $\mu_\lambda$  rapport des longueurs d'onde:  $\mu_\lambda = \pm \frac{\lambda_R}{\lambda_E}$

+ image réelle  
- image virtuelle

ce qui se traduit en coordonnées polaires par:

$$\begin{cases} \sin \alpha_I = \sin \alpha_R + \mu_\lambda (\sin \alpha_E - \sin \alpha_O) \\ \cos \alpha_I \sin \alpha_I = \cos \alpha_R \sin \alpha_R + \mu_\lambda (\cos \alpha_E \sin \alpha_E - \cos \alpha_O \sin \alpha_O) \end{cases}$$

Il est à noter que nous avons supposé l'absence de dispositif optique modifiant le grandissement entre enregistrement et restitution.

### 8.2.2. Caractérisation des aberrations holographiques

On a supposé que l'onde restituant une image d'un point source est sphérique. Cette hypothèse implique que le point source 0 et son image I sont rigoureusement stigmatiques. En réalité, l'image I est entachée de défauts: il y a stigmatisme approché car l'onde restituée n'est pas parfaitement sphérique. Ce défaut n'apparaît pas dans les calculs précédemment menés car nous nous sommes limités à l'ordre 1 (en  $1/R$ ) pour exprimer les différences de chemin optique en H. Les termes d'ordre supérieur ( $1/R^3$ ) représentent la déformation de la surface d'onde à la restitution.

On prend l'hypothèse d'une onde de référence se déplaçant suivant les z croissants. En tenant compte du développement limité à l'ordre 3 des différences de chemin optique (relation 8.11 en annexe 3), l'onde image (de phase  $\varphi_I$  en H) est une onde sphérique (de phase  $\varphi_{\text{sph}}$  en H) à laquelle il faut ajouter l'écart aberrant donné par la relation suivante:

$$\varphi_I = \varphi_{\text{sph}} + \Delta\varphi \quad \text{avec} \quad - \frac{2\pi}{\lambda_R} \left( \frac{(x^2+y^2)^2}{8R_I^3} + \frac{(xx_I+yy_I)^2}{2R_I^3} - \frac{(x^2+y^2)(xx_I+yy_I)}{2R_I^3} \right) \\ - \frac{2\pi}{\lambda_R} \left( \frac{(x^2+y^2)^2}{8R_R^3} - \frac{(xx_R+yy_R)^2}{2R_R^3} + \frac{(x^2+y^2)(xx_R+yy_R)}{2R_R^3} \right) \\ - \frac{2\pi}{\lambda_R} \mu_\lambda \left( \frac{(x^2+y^2)^2}{8R_E^3} - \frac{(xx_E+yy_E)^2}{2R_E^3} + \frac{(x^2+y^2)(xx_E+yy_E)}{2R_E^3} \right) \\ - \frac{2\pi}{\lambda_R} \mu_\lambda \left( \frac{(x^2+y^2)^2}{8R_0^3} + \frac{(xx_0+yy_0)^2}{2R_0^3} - \frac{(x^2+y^2)(xx_0+yy_0)}{2R_0^3} \right) \\ = \Delta\varphi$$

En prenant les coordonnées polaires  $(r, \theta)$  de  $(x, y)$  dans le plan  $(O, \vec{X}, \vec{Y})$   $\begin{cases} x = r \cdot \cos\theta \\ y = r \cdot \sin\theta \end{cases}$ ,  $\Delta\varphi$  s'écrit:

$$\begin{aligned}
& - \frac{2\pi}{\lambda_R} \cdot \frac{r^4}{8} \left\{ \frac{1}{R_I^3} - \frac{1}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{1}{R_0^3} - \frac{1}{R_E^3} \right) \right\} \\
& - \frac{2\pi}{\lambda_R} \cdot \frac{r^2}{2} \left\{ \cos^2\theta \left[ \frac{x_I^2}{R_I^3} - \frac{x_R^2}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{x_0^2}{R_0^3} - \frac{x_E^2}{R_E^3} \right) \right] + \sin^2\theta \left[ \frac{y_I^2}{R_I^3} - \frac{y_R^2}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{y_0^2}{R_0^3} - \frac{y_E^2}{R_E^3} \right) \right] \dots \right. \\
& \quad \left. \dots + 2 \cdot \cos\theta \sin\theta \left[ \frac{x_I y_I}{R_I^3} - \frac{x_R y_R}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{x_0 y_0}{R_0^3} - \frac{x_E y_E}{R_E^3} \right) \right] \right\} \\
& - \frac{2\pi}{\lambda_R} \cdot \frac{r^3}{2} \left\{ -\cos\theta \left[ \frac{x_I}{R_I^3} - \frac{x_R}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{x_0}{R_0^3} - \frac{x_E}{R_E^3} \right) \right] - \sin\theta \left[ \frac{y_I}{R_I^3} - \frac{y_R}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{y_0}{R_0^3} - \frac{y_E}{R_E^3} \right) \right] \right\}
\end{aligned}$$

---


$$= \Delta\varphi$$

L'écart aberrant d'ordre 3 en optique géométrique classique peut se mettre sous la forme:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_R} \left\{ -\frac{1}{8} r^4 S - \frac{1}{2} r^2 (\cos^2\theta A_x + \sin^2\theta A_y + 2 \cos\theta \sin\theta A_{xy}) + \frac{1}{2} r^3 (\cos\theta C_x + \sin\theta C_y) \right\} \quad (817)$$

avec -S l'aberration sphérique:

$$S = \frac{1}{R_I^3} - \frac{1}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{1}{R_0^3} - \frac{1}{R_E^3} \right) \quad (8.18)$$

-A l'astigmatisme:

$$A_x = \frac{x_I^2}{R_I^3} - \frac{x_R^2}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{x_0^2}{R_0^3} - \frac{x_E^2}{R_E^3} \right) \quad (8.19)$$

$$A_y = \frac{y_I^2}{R_I^3} - \frac{y_R^2}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{y_0^2}{R_0^3} - \frac{y_E^2}{R_E^3} \right) \quad (8.20)$$

$$A_{xy} = \frac{x_I y_I}{R_I^3} - \frac{x_R y_R}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{x_0 y_0}{R_0^3} - \frac{x_E y_E}{R_E^3} \right) \quad (8.21)$$

-C la coma:

$$C_x = \frac{x_I}{R_I^3} - \frac{x_R}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{x_0}{R_0^3} - \frac{x_E}{R_E^3} \right) \quad (8.22)$$

$$C_y = \frac{y_I}{R_I^3} - \frac{y_R}{R_R^3} + \mu_\lambda \left( \frac{y_0}{R_0^3} - \frac{y_E}{R_E^3} \right) \quad (8.23)$$

On remarquera que la distorsion et la courbure de champ n'apparaissent pas dans la précédente formulation. Cela est dû au fait que ces aberrations ne dégradent pas la qualité de l'image mais influencent les positions absolues des différents points dans l'objet et l'image. Etant donné que dans le cas présent, objets et images sont ponctuels, la mesure n'est pas affectée [8.8].

### 8.3. Le cas particulier de la microholographie avec le montage de Gabor

#### 8.3.1. Avantages

- Le montage de Gabor à faisceau unique dont le principe a été décrit au chapitre 8.1.5 a l'avantage d'être particulièrement simple à mettre en oeuvre. Il nécessite peu de matériel optique et une puissance Laser relativement faible car la presque totalité de l'énergie est transmise à l'hologramme. Il est donc très intéressant d'un point de vue économique.

- Les aberrations géométriques: elles ont été très largement étudiées par H. Royer et F. Albe [8.9] afin d'utiliser le montage de Gabor pour grandir l'image. En cas de modification de la longueur d'onde et/ou des conditions géométriques entre enregistrement et restitution, on montre à partir des relations (8.16) à (8.23) que seule l'aberration sphérique est source de dégradation de la qualité de l'image.

- La différence de chemin optique entre l'onde objet et l'onde de référence est pratiquement nulle. Or, on sait que la longueur de cohérence de la source Laser à l'enregistrement doit être bien supérieure à cette valeur. Cette condition peut donc être assurée par un Laser de cohérence modeste. Ce n'est pas le cas en holographie à référence séparée car la cohérence de la source dépend également du mode d'éclairage. Prenons l'exemple d'un jet de vitesse  $v$  étudié par HPIV (chapitre 10) dans un plan passant par l'axe du jet. On s'intéresse au déplacement d'une particule pendant la durée de l'impulsion Laser  $\delta t$  ( $\delta t = 20$  ns pour le Rubis) ainsi qu'à la différence de phase  $\varphi$  qu'il engendre en un point M de l'hologramme. La particule se trouve en  $P_1$  au début de l'exposition à  $t_1$  puis en  $P_2$  à la fin de l'exposition à  $t_2 = t_1 + \delta t$ .

On se place tout d'abord dans la configuration de la figure 8.8. a: la lumière du plan objet a la même direction que le déplacement moyen des particules. On a  $P_1M \approx P_2M$ , la différence de phase engendrée par le déplacement de la particule est essentiellement due au déplacement  $P_1P_2$  soit

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} P_1P_2 = \frac{2\pi}{\lambda} v \delta t.$$

Si on considère un déphasage maximum de  $\frac{\pi}{3}$  pendant la durée de l'impulsion, la vitesse

maximum  $v$  mesurable est de 6 m/s. Si le déphasage est trop important, l'image peut aller jusqu'à disparaître.

En se plaçant dans la configuration retenue au chapitre 10 pour l'étude d'un jet [8.12], on constate d'ores et déjà d'après la figure 8.8.b que la différence de marche entre  $SP_1M$  et  $SP_2M$  est nettement plus faible que dans le cas précédent. Ce mode d'éclairage accepte des vitesses de déplacement beaucoup plus importantes, il est donc préférable. Néanmoins, il nécessite une plus grande longueur de cohérence que le montage à faisceau unique. De plus, les chemins optiques du faisceau objet et du faisceau de référence doivent être équilibrés.

- Un déplacement  $x$  de l'objet dans le plan de l'hologramme pendant le temps d'exposition ne brouille pas l'image car la variation de phase de l'onde objet engendrée par ce mouvement est du second ordre en  $x$ . Il entraîne uniquement un flou de bouger.

### 8.3.2. Inconvénients

- L'objet ne doit pas être trop diffusant sous peine de perturber la référence et donc de dégrader la qualité des images. C'est pourquoi, il est nécessaire de limiter la concentration en particules. Dans le but d'évaluer cette concentration maximum au delà de laquelle l'image est de très mauvaise qualité, Royer a défini un coefficient d'occultation: il est égal au rapport de la somme des sections de toutes les particules à la surface projetée du volume holographié. Si ce rapport est de l'ordre de 1%, les hologrammes obtenus sont de bonne qualité. Au delà de 10%, la qualité est très mauvaise.

- Influence de la diffraction: Prenons l'image d'un point par un système optique stigmatique. Même si l'optique qui compose ce système est parfaite, l'image observée n'est pas un point mais une tache de diffraction. Dans le cas d'un système centré, la tache obtenue est constituée de disques concentriques alternativement brillants et sombres: c'est la tache d'Airy. Le disque central contenant près de 90% de l'énergie de la source a un rayon  $\rho$  défini de la manière suivante:

$$\rho = 1.22 \frac{\lambda z}{D}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la source,  $z$  est la distance du point source au diaphragme d'ouverture,  $D$  est le diamètre du diaphragme d'ouverture,  $z/D$  est l'ouverture numérique du système optique.

L'holographie ne fait pas exception à cette règle. En considérant que l'hologramme est circulaire de diamètre  $2h$ , un point source  $M$  diffractant la lumière en direction de l'hologramme a une image dont le diamètre est donné par le diamètre de la tache d'Airy :

$$d = 1.22 \frac{\lambda z}{h} \text{ avec } z \text{ distance de l'hologramme au point source } M.$$

Si ce point source est une particule dont le diamètre est inférieur à  $d$ , l'image restituée de  $M$  a toujours un diamètre  $d$ , cependant sa luminosité décroît rapidement avec le diamètre, c'est



pourquoi elle disparaît très vite.

La diffraction limite donc la perception du plus petit objet observable. En pratique, Royer [8.0.4] fixe à 5  $\mu\text{m}$  cette limite, même si en théorie elle peut atteindre 1  $\mu\text{m}$ .

- Le rapport d'intensité entre onde de référence et onde objet ne peut être réglé. On ne peut donc rendre les particules plus lumineuses.

### 8.3.3. Zone de fonctionnement

Le raisonnement tenu sur la zone de fonctionnement de l'émulsion (chapitre 8.1.4.4) est à prendre avec beaucoup de précautions dans le cas de l'holographie de Gabor. En effet, en se limitant au cas d'une particule opaque monoexposée, le calcul du contraste mené par Royer [8.11] aboutit à la formule suivante:

$$c = \left(1 + \frac{\gamma}{2}\right)^2 \quad (8.24)$$

Royer montre ainsi qu'en holographie de Gabor, le contraste est maximum au point d'inflexion de la courbe H&D. Si on prend l'exemple de l'émulsion 10E75, la courbe H&D est linéaire de part et d'autre du point d'inflexion pour  $1.5 < D < 4.5$ . En choisissant une densité optique  $D$  de 1.5, on assure une densité minimum pour une pente  $\gamma$  maximum. Un laser de faible puissance est alors suffisant à la restitution.

#### Application numérique:

Pour une émulsion 10E75,  $\gamma_{\text{maxi}}=3,6$  soit  $c=8$ .

Si on se place à l'inflexion de la courbe de transparence ( $D=0,3$ ),  $c=1,5$ .

Ces conditions d'enregistrement situent la zone de fonctionnement en dehors de la zone linéaire de la courbe de transparence. Les termes harmoniques qui en résultent ne perturbent pas la luminosité de l'image mais augmentent légèrement le bruit de fond. La diminution du rapport signal/bruit qui en découle reste négligeable devant l'influence de l'image conjuguée.

Pour des mesures de vitesse, le nuage de particules est exposé  $n$  fois. La formule (8.16) peut alors être généralisée à:

$$c = \left(1 + \frac{\gamma}{2n}\right)^2 \quad \text{où } \gamma \text{ est la pente de la courbe H\&D}$$

On comprend alors pourquoi, en pratique, le nombre d'expositions est limité à 4 en holographie de Gabor.

### 8.3.4. Le Montage de Gabor à faisceau auxiliaire

Les enregistrements "in-line" et "off-axis" sont complémentaires. Le premier est adapté à des particules de diamètre supérieur à 5  $\mu\text{m}$  en faible concentration, le second à des particules microniques ou submicroniques et/ou des concentrations élevées. Le montage conçu par Royer

et présenté figure 8.9.a permet d'allier les avantages de l'une et l'autre des deux méthodes. Après avoir été séparées, l'onde objet et l'onde de référence sont recombinaisonnées en amont de l'hologramme par l'intermédiaire d'une lame à 50%. Après développement, l'hologramme est restitué dans les mêmes conditions qu'un hologramme de Gabor.

En pratique, si la concentration en particules est faible, la lame à 50% permettant la recombinaison des faisceaux n'est pas nécessaire. On peut alors adopter la configuration de la figure 8.9.b extraite de [8.0.4]. L'onde de référence traversant l'objet n'est pas perturbée. L'onde objet résultant de la diffraction du faisceau auxiliaire par les particules se recombine tout naturellement avec le faisceau de référence.

Ce dispositif permet l'optimisation du rapport d'énergie entre faisceau objet et faisceau de référence tout en réduisant les aberrations géométriques à la seule aberration sphérique. Comparativement au montage "in-line" à faisceau unique, le gain est notable puisque sur ce principe ont été enregistrés:

- des hologrammes biexposés de particules submicroniques. S'ils ne permettent pas des mesures de granulométrie (les images de ces particules sont des taches de diffraction), ces hologrammes permettent en revanche des mesures de vélocimétrie [8.0.4].

- des hologrammes multiexposés, jusqu'à 8 expositions permettant de réaliser de la trajectographie [8.0.4].

En vélocimétrie holographique, on retrouve comme en PIV le problème de l'ambiguïté sur le sens des vecteurs vitesse. Elle peut être levée de différentes manières: on peut citer le décalage de la seconde image de particule, la séparation des images en modifiant la polarisation de la lumière ou encore le marquage des images. Ces méthodes ont déjà été décrites au chapitre 6.1. On insistera en holographie sur deux techniques: - La première, surtout mise en oeuvre lorsque les images de particules sont observées individuellement ("tracking"), consiste à réaliser trois expositions au lieu de deux. L'intervalle de temps  $\delta t_1$  entre les expositions 1 et 2 diffère de l'intervalle de temps  $\delta t_2$  entre les expositions 2 et 3 -La seconde est basée sur l'utilisation d'un montage à deux références en holographie à référence séparée. Grâce à l'effet Bragg, chacun des faisceaux de référence permet de restituer l'image correspondante. Ce dispositif, complété d'un système de report d'image, est présenté figure 8.10. Il a été employé par Barnhart et al. [8.10] afin de déterminer les trois composantes de vitesse dans un volume.

## 9. LE MONTAGE DE GABOR BIDIRECTIONNEL

La microholographie est une méthode de mesure particulièrement attrayante car elle permet d'obtenir, dans un volume (3D), les trois composantes de vitesse (3C). Néanmoins, dans les montages optiques précédemment décrits, la composante de vitesse normale à l'hologramme est estimative, elle est beaucoup moins précise que la mesure effectuée dans le plan de l'hologramme [8.13]. C'est pourquoi, du point de vue de la précision des mesures, la microholographie par les montages classiquement employés est une méthode 3D2,5C. Certes, quelques auteurs ont tenté d'augmenter la précision de la mesure sur la composante de vitesse normale à l'hologramme. On peut citer Meng et Hussain [9.1] qui exploitent l'effet

stéréoscopique et observent l'hologramme dans deux directions différentes. Une autre méthode consiste à utiliser un dispositif optique de grande ouverture [9.2]: la composante normale de vitesse est alors directement déduite de la différence de mise au point entre deux particules d'un même doublet. Cependant, on n'atteint jamais une précision identique sur les trois composantes de vitesse. C'est pourquoi, Royer [9.3] suggère l'enregistrement simultané de deux hologrammes dans deux directions différentes. Ce montage, bien que proposé par Weinstein et Beeler [9.4] en 1986, a très peu attiré l'attention. On trouve tout au plus dans la bibliographie quelques applications avec des montages en ligne ([9.5], [9.6]) et à référence séparée [8.0.7].

En hydrodynamique, on peut se permettre d'utiliser des traceurs dont la taille est plus importante qu'en aérodynamique car il existe des particules dont la densité est voisine de celle du milieu environnant (chapitre 2.4). Par conséquent, il est parfaitement envisageable de réaliser un montage holographique de type Gabor pour déterminer le champ de vitesses instantanées dans l'écoulement qui nous concerne. Le dispositif d'enregistrement proposé par Royer [9.3] est plus complexe car le faisceau Laser initial est divisé en deux parties d'égale intensité (figure 9.1). Néanmoins, chaque hologramme est un hologramme de Gabor et peut être restitué comme tel. Outre la simplicité du dispositif à l'enregistrement par rapport à une référence séparée, il a été développé à l'IMFL un logiciel de dépouillement automatique d'hologrammes de Gabor [9.7], l'ensemble de ces facteurs font que c'est ce dispositif qui a été adopté dans la présente étude.

## 9.1. Méthode

### 9.1.1. Principe

Le principe de l'holographie de Gabor a été décrit en détail chapitre 8.1.5, on s'intéresse ici à la mise en oeuvre de ce montage dans deux directions orthogonales conformément à la figure 9.1. Les hologrammes référencés 1 et 2 sont respectivement positionnés dans les plans  $z=\text{constante}$  et  $y=\text{constante}$ . Le repérage et l'appariement des particules dans l'hologramme 1 permettent de déterminer la position  $(x,y)$  ainsi que les composantes de vitesse respectives  $u$  et  $v$  dans un volume. Il permettent également d'estimer la position  $z$  de chacun des vecteurs vitesse dans le volume analysé. Une opération analogue dans l'hologramme 2 permet de déterminer la position  $(x,z)$  ainsi que les composantes de vitesse respectives  $u$  et  $w$ . Elle permet également d'estimer la position  $y$  de chacun des vecteurs vitesse. La position suivant la normale de chaque hologramme est imprécise car elle est basée sur la mise au point des particules. Néanmoins, si la concentration n'est pas trop élevée, la connaissance de  $y$  et  $z$  est suffisante pour procéder au recalage des vitesses de l'un des hologrammes par rapport à l'autre. Par conséquent, la précision sur la mesure des composantes de vitesse est fixée par la précision des mesures dans le plan des hologrammes.

### 9.1.2. Dispositif expérimental

#### 9.1.2.1. Enregistrement

La source lumineuse utilisée à l'enregistrement est un Laser Rubis composé de quatre cavités identiques montées sur un même banc (figure 9.2). Chaque cavité est capable de fournir

une impulsion lumineuse de 150mJ ou deux impulsions de 75mJ. Dans la seconde configuration, l'intervalle de temps est réglable entre 5 et 500 $\mu$ s. La durée d'une impulsion est de 25ns. Le faisceau émis a une longueur d'onde  $\lambda_E$  de 694,3nm. Les quatre cavités sont synchronisées, la programmation du retard entre chacune d'elles peut varier entre 5 $\mu$ s et 10s. Dans la présente étude, on réalise trois expositions successives afin de lever l'ambiguïté sur le sens des vecteurs vitesse (chapitre 8). Un dispositif optique permet de superposer les faisceaux issus de trois cavités sur un même axe. Il se compose d'une succession de lames à 50%, c'est pourquoi, pour chaque impulsion, l'énergie disponible après recombinaison des faisceaux représente 25% de l'énergie initiale. L'équilibre en énergie des faisceaux est vérifié à l'aide d'un photodétecteur qui prélève une infime partie de la lumière. L'énergie du faisceau peut être ajustée en réglant la tension de charge des condensateurs qui alimentent les flashes (qui permettent eux même le pompage optique du barreau). Cependant, cette solution n'est pas très pratique car l'influence est variable suivant les cavités qui nécessitent un nouveau réglage. On remarquera la présence de deux lames 50% après recombinaison. Leur rôle est double: -mises en position sur des tables de rotation, elles offrent la possibilité d'un réglage fin de l'axe optique par rapport à la veine d'expérience sans déplacement du Laser -elles occasionnent une nouvelle diminution d'énergie de moitié. L'énergie totale obtenue à la sortie du Laser est finalement de 15mJ également répartie pour chacune des trois expositions.

Les plaques holographiques utilisées sont référencées 10E75. Elles sont fournies par Agfa-Gevaert et sont adaptées à la longueur d'onde du Laser à Rubis. La zone de contraste maximum se situe approximativement à 3 $\mu$ J/cm<sup>2</sup>. L'énergie nécessaire pour exposer correctement 100 cm<sup>2</sup> vaut donc 0,3 mJ, elle est très nettement inférieure à l'énergie fournie par le Laser dans le cas présent.

La figure 9.3 présente le dispositif d'enregistrement. Le faisceau issu du Laser est séparé en deux par l'intermédiaire d'une lame 50%. La partie non déviée constitue la voie 1 dont l'axe optique est normal aux parois latérales de la veine. La voie 2, initialement déviée à 90°, est rendue parallèle à la voie 1 par un prisme à réflexion totale, puis elle est de nouveau déviée par un miroir argentique 100\*150mm<sup>2</sup>, de sorte que son axe optique est orthogonal à celui de la voie 1 qu'elle intercepte au coeur de la veine d'expérience. Afin d'éviter tout problème de réflexion pariétale, on a choisi d'éclairer les hologrammes avec des faisceaux de lumière parallèle plutôt qu'avec des faisceaux légèrement divergents (on verra également plus avant l'intérêt de ce choix). Pour chaque voie, le diamètre du faisceau est donc étendu à la taille de l'hologramme par un système afocal composé d'une lentille divergente et d'un doublet de lentilles sphériques (focale 1,5m, diamètre 100mm). En fait, on a vu que l'énergie à la sortie du Laser est trop importante, c'est pourquoi on utilise deux lentilles divergentes. Elles permettent une divergence du faisceau suffisante pour que seule une fraction de l'énergie de départ soit prélevée par le doublet. Cela a le double avantage de diminuer la quantité d'énergie en direction de l'hologramme, mais aussi d'avoir un faisceau de référence plus uniforme, bien qu'initialement gaussien. De plus, ce montage est particulièrement souple car il suffit de modifier l'écartement entre les lentilles divergentes pour influencer la divergence du faisceau. Les combinaisons optiques retenues sont les suivantes: - une lentille de focale -20mm et de diamètre 20mm suivie d'une lentille de focale -50mm et de diamètre identique pour la voie 1 (distance inter-lentilles 130mm)- une lentille de focale -30mm et de diamètre 20mm suivie d'une lentille de focale -170mm et de diamètre 50mm pour la voie 2 (distance inter-lentilles 90 mm). La dissymétrie du dispositif résulte de la lame de séparation qui n'est pas exactement à 50%, d'autant plus que la lumière issue du Laser est polarisée verticalement et que la déviation a lieu également dans un plan vertical. La précision du recalage des volumes respectivement observés par les

hologrammes  $H_1$  et  $H_2$  est conditionnée par la précision de la mesure de l'angle entre les deux hologrammes, en l'occurrence  $90^\circ$ . C'est pourquoi on adopte la procédure de réglage suivante: en l'absence de système afocal, l'axe optique défini par le Laser (voie 1) est réglé orthogonalement à la veine. La plaque holographique  $H_1$  est alors positionnée perpendiculairement à l'axe de la voie 1. Un pentaprisme disposé dans la veine d'expérience dévie le faisceau de la voie 1 à  $90^\circ$  sur lequel on ajuste la plaque  $H_2$ . Après avoir ôté le pentaprisme, le faisceau de la voie 2 (sans système afocal) est réglé orthogonalement à la plaque  $H_2$  par une orientation correcte du miroir argentique. Les axes optiques étant parfaitement définis, on peut installer les systèmes afocaux. Le réglage précédemment décrit est facilité par l'utilisation d'un Laser de réglage He-Ne de 25mW (figure 9.2).

#### 9.1.2.2. Restitution

Le dispositif de dépouillement est présenté figure 9.4.

La source Laser utilisée à la restitution est un laser Krypton Spectra 2017 continu délivrant 120mW sur la raie 676,4nm ou 500mW sur la raie 647,1nm. Elle est pilotée en puissance de manière à compenser les défauts de densité de l'hologramme. Un télescope (système afocal) permet d'éclairer l'hologramme en lumière parallèle avec un faisceau d'environ 50mm de diamètre.

L'hologramme est monté sur un système de déplacement motorisé composé de trois tables Micro-contrôle munies de moteurs pas à pas et formant un trièdre. La course de chacune des tables est de 150 mm. Le pas de déplacement est de 1 micron. La vitesse maximum des tables est de 4 mm/s.

Le dispositif de visualisation se compose d'un objectif 50 mm f/4 et d'une caméra CCD Pulnix 760 à transfert de ligne. Le capteur CCD est parfaitement rectangulaire, il n'y a donc pas de distorsions géométriques. Il a une résolution de  $756 \times 581$  pixels représentant  $8,8 \times 6,6$  mm<sup>2</sup>. La caméra est équipée d'un obturateur électronique pilotable de  $1/60^{\text{ième}}$  à  $1/10.000^{\text{ième}}$  de seconde.

L'ensemble de la chaîne de restitution précédemment décrite est piloté par un micro-ordinateur Pentium Pro 200MHz. Il est équipé :

- d'une carte de traitement d'image MATROX Image LC. Elle permet la digitalisation du signal vidéo fourni par la caméra sous forme d'une image de  $512 \times 512$  pixels sur 8 bits (256 niveaux de gris). Il lui est associé un écran 17" pour la visualisation des images numérisées. Outre l'acquisition et la visualisation des images, elle permet d'une part le réglage du contraste et d'autre part de réaliser des opérations point à point ou statistiques.

- d'une carte compteur HC88 fournie par Micro-contrôle. Elle permet de connaître la position exacte des tables de déplacement XYZ.

- d'un port parallèle. Il permet la programmation de 8 vitesses d'obturation de la caméra sur la plage déjà précisée.

- de deux lignes série RS232. La première permet de piloter les tables XYZ, la seconde le Laser.

Etant donné que l'axe optique du faisceau de référence est également celui du dispositif de visualisation, les relations (8.16) du chapitre 8.2.1 deviennent:

$$\begin{cases} \frac{1}{R_I} = \frac{1}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_0} \right) \\ \frac{x_I}{R_I} = \frac{x_I}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{x_E}{R_E} - \frac{x_0}{R_0} \right) \\ \frac{y_I}{R_I} = \frac{y_I}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{y_E}{R_E} - \frac{y_0}{R_0} \right) \end{cases} \quad (9.1)$$

soit

$$\begin{cases} \frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_E} = -\frac{1}{\mu_\lambda} \left( \frac{1}{R_I} - \frac{1}{R_R} \right) \\ \frac{x_0}{R_0} = \frac{x_E}{R_E} + x_I \left( \frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_E} \right) \\ \frac{y_0}{R_0} = \frac{y_E}{R_E} + y_I \left( \frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_E} \right) \end{cases} \quad (9.2)$$

Or, en holographie de Gabor,  $x_E = y_E = 0$  d'où

$$\begin{cases} \frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_E} = -\frac{1}{\mu_\lambda} \left( \frac{1}{R_I} - \frac{1}{R_R} \right) \\ x_0 = x_I \left( \frac{R_E - R_0}{R_E} \right) \\ y_0 = y_I \left( \frac{R_E - R_0}{R_E} \right) \end{cases} \quad (9.3)$$

ce qui revient, en se plaçant dans les conditions de Gauss ( $R \# z$ ) à

$$\begin{cases} \frac{1}{z_0} = \frac{1}{z_E} - \frac{1}{\mu_\lambda} \left( \frac{1}{z_I} - \frac{1}{z_R} \right) \\ x_0 = x_I \left( \frac{z_E - z_0}{z_E} \right) \\ y_0 = y_I \left( \frac{z_E - z_0}{z_E} \right) \end{cases} \quad (9.4)$$

On nomme le rapport  $(z_E - z_0)/z_E$  le grandissement holographique.

### 9.1.3. Prise en compte du milieu objet

La méthode de calcul des coordonnées décrite au chapitre 8.2.1 suppose que les trajets s'effectuent dans un milieu d'indice uniforme. De plus, ce milieu doit être le même à l'enregistrement et à la restitution. Or dans le cas d'une étude hydrodynamique:

- A l'enregistrement, les particules sont plongées dans l'eau alors que la plaque holographique se trouve en dehors de la veine, dans l'air. Ainsi, les rayons lumineux sont réfractés à la traversée des différents dioptries.

- A la restitution, les rayons lumineux traversent un unique milieu homogène: l'air.

Ces conditions imposent une prise en compte du milieu objet déjà explicitée par Beluche [8.24], mais qu'il nous faut adapter à la présente étude.

La figure 9.5 représente le trajet des rayons lumineux à l'enregistrement. La veine comporte deux hublots latéraux d'épaisseur  $e$  et d'indice  $n_2$  parallèles à l'hologramme, elle contient un milieu d'indice  $n_1$ , en l'occurrence de l'eau. On suppose que le faisceau de référence est un faisceau de lumière parallèle normal à l'hologramme. Il est diffracté par une particule P se trouvant dans le milieu d'indice  $n_1$  et rencontre alors deux dioptries (eau/verre en A puis verre/air en B) avant d'illuminer la plaque holographique. Depuis cette plaque, on observe la particule en P' (figure 9.5). Il est à noter qu'à la traversée d'un dioptrie, le rayon réfracté est contenu dans le plan d'incidence. C'est dans ce plan  $(O, \vec{z}, \vec{x})$  qu'est représentée la figure 9.5. O est l'intersection du faisceau initial et de l'hologramme et  $\vec{z}$  est un vecteur unitaire normal à l'hologramme. Il nous faut donc déterminer la coordonnée suivant  $\vec{z}$  de P par rapport à une origine O', celle de P' étant connue. L'origine O' est en réalité la pointe d'une aiguille fixée sur la face externe du hublot le plus proche de l'hologramme. C'est à partir de ce point que sont mesurées à la restitution les positions des images de particule. La face externe du hublot le plus proche de l'hologramme est éloignée respectivement d'une distance  $d$  de la référence O' et d'une distance D de l'hologramme. En adoptant les notations complémentaires de la figure 9.5, on obtient par de simples relations géométriques:

$$\tan \alpha_n = \frac{EB}{EP'} = \frac{OM}{OP'} \quad (9.5), \quad \tan \alpha_{n_2} = \frac{EB}{EC} = \frac{DA}{DC} \quad (9.6), \quad \tan \alpha_{n_1} = \frac{DA}{DP} \quad (9.7)$$

On obtient également par les relations de Descartes:

$$\sin \alpha_n = n_2 \sin \alpha_{n_2} \quad (9.8) \quad \text{et} \quad n_1 \sin \alpha_{n_1} = n_2 \sin \alpha_{n_2} \quad (9.9).$$

Si on se place dans les conditions de Gauss (on suppose alors  $\sin \alpha_i \approx \tan \alpha_i \approx \alpha_i$ ), l'ensemble de ces relations permet d'écrire:

$$EC = n_2 EP' \text{ à l'aide de (9.8), (9.5), (9.6)}$$

$$DP = \frac{n_1}{n_2} DC \text{ à l'aide de (9.9), (9.6), (9.7)}$$

$$\text{soit } DP = \frac{n_1}{n_2}(n_2 EP' - e) \quad (9.10)$$

En se basant sur l'équation (9.10), on aboutit à la relation suivante:

$$DP = \frac{n_1}{n_2}(n_2 EP' - e)$$

$$\text{d'où } z_p = n_1(z_{p'} + \frac{e}{n_2} + d) - e - d \quad (9.11)$$

$$\text{avec } z_p = \overline{OP} \text{ et } z_{p'} = \overline{OP'}$$

#### 9.1.4. Précision

##### 9.1.4.1. Incertitude globale

Dans la cas d'un hologramme à deux expositions séparées d'un intervalle de temps  $dt$  connu, la projection de la vitesse dans le plan de l'hologramme est donnée par la mesure de la distance entre les doublets de particules  $\|\vec{D}_i\|$  grâce à la relation:

$$\vec{v}_i = \frac{1}{MG} \left( \frac{\vec{D}_i}{dt} \right) \quad (9.12)$$

avec  $M$  grandissement du système de prise de vue à la restitution  
 $G$  grandissement holographique

En tenant un raisonnement identique à celui effectué au chapitre 6.1.4.1, l'incertitude globale (rapportée à la vitesse de l'écoulement en amont de la marche) sur chaque composante  $u_i$  de vitesse dans le plan de l'hologramme s'écrit:

$$\left| \frac{\delta u_i}{u_0} \right|_{\max} = \sqrt{\left( \frac{\delta M}{M} \right)^2 + \left( \frac{\delta G}{G} \right)^2 + \left( \frac{\delta(dt)}{dt} \right)^2 + \left[ \frac{\delta(dX_i)}{(MG dt u_0)} \right]^2} \quad (9.13)$$

Elle dépend donc de l'erreur sur la mesure des grandissements, de l'intervalle de temps, et du pointer des images de particules.

Classiquement, l'intervalle de temps est choisi pour que le déplacement maximum des traceurs n'excède pas 1mm et le grandissement est tel qu'un pixel de l'image numérisée



représente  $2\mu\text{m}$ . On se basera sur ces valeurs pour estimer la précision de la mesure.

La mesure du grandissement du système d'observation est réalisée en pointant le même objet en deux points diamétralement opposés de l'écran. L'erreur est évaluée à 2 pixels sur les 500 pixels qui les séparent. A cela il faut ajouter une imprécision de  $1\mu\text{m}$  sur la mesure du déplacement des tables soit une précision de 0,5% sur la détermination du grandissement du système de prise de vues.

Dans le cas de faisceaux de référence en lumière parallèle, le grandissement dans le plan de l'hologramme est unitaire (chapitre 8.2.2, relations (8.24)). On néglige l'erreur sur le grandissement holographique devant la mesure du grandissement du système de visualisation.

Les intervalles de temps entre les expositions sont mesurés en prélevant par l'intermédiaire de fibres optiques une infime partie de la lumière dans chacune des cavités Laser. Ils sont donnés par un compteur avec une précision de  $10^{-5}$  ms pour 1ms. L'erreur sur la mesure de l'intervalle de temps entre les expositions est donc négligeable.

Pour évaluer l'erreur commise sur la détermination du centre de gravité des images, il faut tenir compte du fait que l'ensemble du traitement automatique est effectué non pas sur les images  $512*512$  pixels<sup>2</sup> initiales, mais sur des images  $256*256$  pixels<sup>2</sup> afin d'accélérer le temps d'analyse. Par conséquent, si on considère une imprécision de 1 pixel sur le pointer, l'erreur sur la mesure du déplacement est de 4 pixels soit  $8\mu\text{m}$ , à laquelle il faut ajouter l'imprécision sur la mesure du déplacement des tables. L'ensemble représente une incertitude de 1%.

L'incertitude globale sur la mesure de la vitesse dans le plan d'un hologramme atteint donc 1,1% de la vitesse de référence (en amont de la marche).

#### 9.1.4.2. Qualité des images

Outre la précision sur les différents paramètres intervenant dans le calcul de la vitesse, la détermination du barycentre des particules dépend de la qualité des images restituées qui est elle-même fonction de la qualité de l'émulsion photographique, de la diffraction et des aberrations géométriques [8.3].

Les plaques holographiques utilisées sont adaptées aux conditions expérimentales. De plus, les énergies d'enregistrement et les conditions de développement de la gélatine sont optimisées pour que le contraste soit maximum, conformément au chapitre 8.3.3. L'influence de la qualité de l'émulsion photographique n'est donc pas à prendre en considération.

La diffraction intervient à différents niveaux en holographie de Gabor [8.3]. Comme il a été précisé au chapitre 8.3.2, il y a tout d'abord l'ouverture définie par la plaque holographique qui limite la taille des plus petites particules observables. Néanmoins, une particule holographiée diffracte le faisceau de référence. On peut donc considérer que l'essentiel de l'information est stocké dans l'hologramme sur un disque de rayon  $r$ , défini par la relation (9.14), et non sur la totalité de l'hologramme.

$$r = 1,22 \frac{\lambda_E z}{d_p} \quad (9.14)$$

$$\text{soit} \quad \frac{r}{z} = 1,22 \frac{\lambda_E}{d_p} \quad (9.15)$$

avec  $z$ =distance particule/hologramme  
 $d_p$ =diamètre des particules

Enfin, intervient l'ouverture de l'objectif de visualisation de focale 50mm ouvrant à  $f/4$ . Cet objectif étant corrigé, on suppose qu'il n'introduit pas d'aberrations géométriques supérieures à celles introduites par l'hologramme. La tache de diffraction obtenue finalement dans l'espace image a un rayon  $r'$  défini par la relation (9.16):

$$r' = 1,22 \frac{\lambda_R f}{d} \quad (9.16)$$

avec  $f$  et  $d$  respectivement la focale et le diamètre de l'objectif

En prenant des particules de diamètre  $60\mu\text{m}$  à  $150\mu\text{m}$  de l'hologramme avec un laser Rubis à l'enregistrement et un laser Krypton à la restitution, l'angle d'ouverture  $r/z$  vaut  $0,014\text{rad}$  ( $r=2\text{mm}$ ). Le rayon  $r'$  de la tache de diffraction s'élève à  $3\mu\text{m}$ .

Dans le cas du montage de Gabor avec un faisceau de référence en lumière parallèle, seule l'aberration sphérique dégrade l'image (chapitre 8.3.1). On a vu que le rayon du disque contenant l'essentiel de l'information sur l'hologramme vaut  $2\text{mm}$ . En se plaçant dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment, on trouve un écart aberrant de  $0,03\mu\text{m}$  à partir de la relation (8.26).

Par conséquent, l'erreur de pointer liée à la qualité des images est principalement due à la diffraction introduite par l'objectif du système de visualisation à la restitution. Elle vaut  $\pm 1,5\mu\text{m}$ .

#### 9.1.4.3. Précision angulaire

On notera que la précision sur la mesure de l'angle droit entre les deux plaques holographiques est fixée par le pentaprisme, elle est de  $5 \cdot 10^{-5}$  radians. C'est de cette précision que dépend le recalage des volumes analysés dans l'un et l'autre des hologrammes.

## 9.2. Résultats

### 9.2.1. Mesures

#### 9.2.1.1. Ensemencement

Pour assurer le suivi de l'écoulement, on utilise des particules de polystyrène non expansé (chapitre 2.4). Elles possèdent deux avantages que n'ont pas les particules de Rilsan naturel: -elles ont une forme sphérique (figure 2.13.b). Ce point est particulièrement intéressant

car même si elles ont un mouvement de rotation autour de leur centre de gravité entre les expositions, elles gardent un diamètre constant du point de vue d'un hologramme. On facilite donc l'appariement des images de traceurs issues des différentes expositions en ajoutant une condition sur leur taille. - elles sont fournies avec un diamètre compris entre  $10\mu\text{m}$  et  $130\mu\text{m}$  et peuvent donc être tamisées dans la gamme de diamètres qui nous intéresse. Dans la présente étude, le choix s'est porté sur des traceurs dont le diamètre est compris entre  $50$  et  $63\mu\text{m}$ . Si les particules étaient de taille plus réduite, on pourrait en mettre en plus grande quantité pour un même taux d'obscuration et donc augmenter la résolution spatiale à qualité d'image donnée. Néanmoins, si elles sont trop petites, elles ne forment pas d'images mais contribuent à l'augmentation du bruit de fond. La classe de diamètres choisie nous est apparue comme un bon compromis entre la taille, la concentration et la qualité des images. En effet, pour des traceurs plus petits, l'eau devient très vite diffusante, d'autant plus que pour étudier l'écoulement sur les  $10\text{cm}$  de la lame d'eau, on ensemence dans la masse au niveau du réservoir amont. A cela il faut ajouter la diminution du rapport signal sur bruit en raison des trois expositions réalisées pour lever l'ambiguïté sur le sens des vecteurs vitesse.

#### 9.2.1.2. Conditions d'enregistrement

Pour l'holographie, l'écoulement est étudié sans excitation pour  $Re_H=22230$ . On s'intéresse plus précisément à la zone d'émission tourbillonnaire juste en aval de la marche. Les intervalles de temps sont choisis de façon que les déplacements soient faibles devant les échelles caractéristiques de l'écoulement, on suppose en effet que la trajectoire des traceurs est rectiligne entre la première et la dernière impulsion. Ils doivent être néanmoins suffisants pour que les images d'une même particule à trois instants donnés ne se chevauchent pas (hypothèse requise par le dépouillement automatique). On nomme  $\Delta t_1$  l'intervalle de temps entre la première et la seconde exposition et  $\Delta t_2$  l'intervalle de temps entre la seconde et la troisième. On a enregistré des hologrammes pour deux configurations. Dans le premier cas,  $\Delta t_1=1,5\text{ms}$  et  $\Delta t_2=1\text{ms}$ . Dans le second cas,  $\Delta t_1=3\text{ms}$  et  $\Delta t_2=2\text{ms}$ . La première configuration est plus adaptée à l'écoulement de la zone de cisaillement (le déplacement représente  $1,1\text{mm}$  pour la vitesse amont), la seconde à l'écoulement de retour. On présente ici les résultats pour deux hologrammes orthogonaux avec  $\Delta t_1=1,5\text{ms}$  et  $\Delta t_2=1\text{ms}$ .

#### 9.2.1.3. Développement des hologrammes

Le développement des plaques holographiques adopté est identique à celui des films photographiques. Le révélateur utilisé est référencé D19 et fourni par Kodak. Après un bain d'arrêt, on place le support photosensible dans un bain de fixateur Agfa Agefix. Etant donné que les plaques holographiques employées sont sensibles à la lumière rouge, il est possible d'observer l'évolution du noircissement de la gélatine à la lumière verte pendant le développement. Cette possibilité ne doit pas être négligée car elle offre une souplesse supplémentaire sur l'énergie de l'exposition. Les temps de développement recommandés sont compris entre  $4$  et  $6\text{mn}$ . En deçà, le noircissement de la plaque évolue très rapidement et peut fluctuer de façon importante d'un hologramme à l'autre. Au delà, l'évolution est très lente, voire négligeable.

### 9.2.2. Résultat de l'analyse

La figure 9.6 présente un exemple d'image restituée dans l'hologramme 1 (voie 1 sur la figure 9.3). On observe un triplet d'images (numérotées de 1 à 3) d'une particule de  $60\mu\text{m}$  de diamètre, indiquant un déplacement horizontal du fluide de la droite vers la gauche. La ligne de niveau de gris passant par les images de particule montre que le rapport signal sur bruit est élevé. C'est une caractéristique essentielle pour l'analyse automatique car le logiciel développé à l'IMFL [8.0.6] est basé sur des méthodes de seuillage. La qualité des images en terme de rapport signal sur bruit conditionne donc la réussite de l'expérience.

Ce point étant acquis, la première étape consiste à tenir compte des conditions d'enregistrement et de restitution pour transformer les coordonnées des centres des images depuis le repère d'analyse jusque dans le repère physique associé à la veine. On utilise pour cela les relations (8.24) et (9.11). On dispose de plus de divers moyens de validation. D'une part, l'enregistrement d'une mire étalon permet de vérifier que le grandissement holographique est unitaire. D'autre part, les aiguilles de référence fixées sur les hublots de part et d'autre de l'écoulement permettent de vérifier la relation donnant les coordonnées suivant la normale à l'hologramme. On remarquera que si on utilise un faisceau divergent à l'enregistrement, c'est la relation plus générale (9.4) qui permet de passer de l'espace image à l'espace physique. On constate alors que le grandissement holographique dépend de la position suivant la normale à l'hologramme, qui n'est pas connue avec exactitude en raison de l'imprécision due à la mise au point. Il est donc préférable d'utiliser un faisceau de lumière parallèle à l'enregistrement pour optimiser la précision des mesures dans le plan de l'hologramme.

Afin de tenir compte des divers imprécisions sur les angles d'une part, et sur la position des références de chaque hologramme par rapport à la marche d'autre part, on a également enregistré une mire de position disposée dans la veine d'expérience. Elle se compose d'un support sur lequel sont fixés des fils de Kevlar de  $10\ \mu\text{m}$  de diamètre. Ils sont positionnés de manière à se rencontrer et créer ainsi trois points de référence répartis dans l'espace et visibles des deux hologrammes. La précision de mise au point sur ces croisées de fils est nettement supérieure à celle obtenue sur les particules en raison du diamètre réduit du fil (figure 9.8). Ces points peuvent donc former une base commune dans chacun des hologrammes afin de faciliter le recalage. La figure 9.7 présente le triplet de la figure 9.6 observé depuis l'hologramme 2 et préfigure de la faisabilité de l'analyse automatique.

On remarquera également, figure 9.6, la présence des images d'une particule de  $20\ \mu\text{m}$  de diamètre (notation prime) qui sont relatives aux deux dernières expositions. Elles sont à peine visibles figure 9.7 car elles ne sont pas à la même profondeur  $z$  que le triplet, elles ne sont donc pas mises au point.

Les résultats préliminaires du dépouillement automatique révèlent la présence d'un vecteur pour  $40\ \text{mm}^3$ .

## 10. LA PIV HOLOGRAPHIQUE

Lors d'une précédente étude, l'ISL a mis au point un système de report d'image qui permet d'enregistrer des hologrammes à grande distance. Ce dispositif (voir figure 10.1), testé

dans le Grand Tunnel Hydrodynamique du Bassin des Carènes, a donné des résultats tout à fait encourageants en holographie de Gabor. Les images obtenues, de bonne qualité, ont été analysées par le logiciel de dépouillement automatique de l'IMFL pour mener à son terme une étude de granulométrie et de vélocimétrie [8.0.6]. On emploie alors une technique de repérage et de suivi de traceurs encore appelée "tracking" décrite dans le chapitre précédent. L'intérêt du report d'image sera discuté par la suite.

Les objectifs de la PIV ne sont pas les mêmes. Il s'agit, tout comme l'holographie, d'une méthode non intrusive qui permet de mesurer des champs de vitesses instantanées. Cependant, la cartographie obtenue est bidimensionnelle. De plus, cette technique nécessite une forte concentration et a l'avantage d'être beaucoup plus rapide à l'analyse (chapitre 6).

L'idée est de marier les deux méthodes en réalisant un enregistrement holographique avec report d'image et une analyse par autocorrélation afin d'améliorer la technique de PIV classique. Cette technique a déjà été employée sans report d'image pour étudier un jet libre basse vitesse [8.0.5]. Les résultats de l'analyse étaient tout à fait prometteurs avec une distance objet/hologramme de quelques dizaines de centimètres.

Afin d'acquérir une expérience des divers montages utilisables dans le domaine de la PIV holographique, le présent travail a été réalisé à l'Institut Franco-Allemand de St-Louis (ISL).

## 10.1. Méthode

### 10.1.1. But de la recherche

Deux types de montages peuvent être utilisés pour l'enregistrement:

- Le montage à référence alignée (voir chapitre 8), dans lequel l'onde de référence et les ondes diffusées par les particules arrivent sur l'hologramme sous la même incidence. Celui-ci n'engendre alors aucune aberration mais le système optique ne peut s'autocorriger qu'au prix d'aménagements particuliers qu'il convient d'étudier.

- Le montage à référence séparée, dans lequel le faisceau de référence suit un chemin différent des ondes venant de l'objet. Une correction parfaite des défauts de l'optique est théoriquement possible mais c'est l'hologramme qui engendre des aberrations de champ lorsque la longueur d'onde du faisceau de référence est différente à l'enregistrement et à la restitution.

Toutes ces aberrations ont pour effet d'élargir l'image finale de chaque particule et d'en réduire ainsi la luminosité. Or on sait que le montage de PIV nécessite une grande quantité de lumière puisque les particules sont observées normalement au faisceau d'éclairage et que la plaque holographique est de sensibilité très réduite. Il faut donc orienter toute l'étude sur le problème de la luminosité qui conditionne la réussite de l'expérience.

### 10.1.2. *Écoulement étudié*

L'écoulement étudié est un jet libre issu d'une petite soufflerie.

La figure 10.2 présente la soufflerie en coupe dans un plan de symétrie longitudinal. Elle est composée de 4 étages identiques assemblés (diamètre intérieur 194 mm, longueur 150 mm) et, à ses extrémités:

- d'une prise d'entrée -1- munie d'un dispositif de sécurité autorisant une pression maximum de 6 bars

- d'une buse de sortie -6- dont le diamètre décroît progressivement pour atteindre 50 mm.

Sa longueur totale est de 950 mm.

L'étage -2- est une chambre de tranquillisation équipée d'un dispositif filtrant qui introduit une perte de charge importante. Sur l'étage -3-, on peut fixer jusqu'à 4 tubes percés qui permettent d'ensemencer l'écoulement de manière homogène. L'étage -4- comporte des grilles et enfin l'étage -5- permet, s'il est pourvu d'une hélice, de donner un mouvement de rotation au fluide.

Nous avons étudié le jet libre dans deux configurations de vitesses: 10 m/s d'une part, et environ 40 m/s d'autre part. Pour des raisons pratiques, nous avons couplé à la soufflerie un ventilateur centrifuge dans le premier cas. Par contre, pour les vitesses les plus importantes, la soufflerie a été branchée sur le réseau d'air comprimé.

Le dispositif d'ensemencement, conçu à la DLR, permet de créer un brouillard de particules submicroniques. Néanmoins, pour toute la partie concernant les essais préliminaires, nous avons utilisé un pulvérisateur en verre disposé à la place de la soufflerie. Il produit des particules d'huile d'olive de la même taille que celles générées par le système DLR. En effet, notre objectif a été dans un premier temps d'évaluer la qualité des images obtenues. Dans cette optique, l'écoulement importe peu, il faut surtout que les traceurs étudiés soient identiques.

### 10.1.3. *Description du dispositif holographique*

#### 10.1.3.1. *Le montage à l'enregistrement*

- Faisceau de référence et faisceau objet: (figure 10.3)

La source lumineuse est un laser impulsif à Rubis de type JK. Il peut fournir une seule impulsion de 10 J ou 2 impulsions d'énergie deux fois moindre, l'intervalle de temps qui les sépare est alors réglable entre 1 et 600  $\mu$ s. Le faisceau issu du laser est séparé en 2 à l'aide d'un prisme:

- l'énergie transmise, la plus importante, compose le faisceau objet éclairant les particules.

- l'énergie réfléchi sur la première face du prisme compose le faisceau de référence qui provoque le noircissement de la plaque holographique.

Le faisceau objet est transformé en nappe laser verticale par une combinaison lentille sphérique / lentille cylindrique. Le plan atteint une hauteur de 10 cm pour une épaisseur de 0,5 mm au point

de convergence.

Le faisceau de référence passe dans un système afocal pour sortir en un faisceau de lumière parallèle de 10 cm de diamètre.

Une densité optique placée sur le faisceau de référence permet d'ajuster le rapport d'énergie entre faisceau objet et faisceau de référence.

Un dispositif de renvoi à miroir(s) permet d'orienter le faisceau de référence suivant le montage employé.

● Enregistrement de l'information: (figure 10.4.a)

Le plan laser d'axe  $xx'$ , contient l'axe vertical  $ww'$  du jet. Nous appellerons désormais objet le volume ensemencé contenu dans la nappe laser. La direction d'observation de l'objet est définie par l'axe  $zz'$ , horizontal, d'écart angulaire  $\alpha$  par rapport à l'axe  $xx'$ . Sur cet axe  $zz'$  est centré le système de report d'image qui, comme nous le verrons plus loin, peut être composé d'une ou deux lentilles ( $f = 0,75 \text{ m}$ ,  $\varnothing = 150 \text{ mm}$ ) corrigées de l'aberration sphérique.

Quelle que soit la configuration, il s'agit d'un montage  $4f$  qui assure un grandissement unitaire. L'hologramme est également positionné normalement à  $zz'$  à une distance  $d$  de l'image obtenue par le système de report. Il est éclairé par le faisceau de lumière parallèle d'axe  $yy'$ , horizontal, faisant un angle  $\beta$  avec la direction d'observation.

Le cône de lumière diffusée par une particule définit une zone utile sur l'hologramme, zone qu'il faut éclairer à la restitution pour observer l'image de cette même particule. Or, le support en verre des plaques photographiques est entaché de défauts de planéité qui entraînent une déformation de la surface d'onde et par conséquent une dégradation de la qualité des images. On cherche donc à minimiser cette zone utile en réduisant la distance  $d$  précédemment définie. Néanmoins, l'enregistrement d'un objet plan avec un angle d'observation  $\alpha$  impose une condition sur la distance  $d$ . En effet, l'image reportée doit se trouver dans le demi-espace limité par la plaque holographique, soit à une distance minimum  $d$  de  $(L/2) \cdot \cos(\alpha)$ ,  $L$  étant la demi-largeur de l'objet (voir figure 10.5).

Il est à noter que tous les réglages optiques sont réalisés à l'aide d'un faisceau He-Ne dont l'axe est confondu avec celui du rubis. Le faisceau du laser continu est d'ailleurs rendu divergent par une lentille de façon que sa divergence soit également représentative de celle du Laser à rubis.

10.1.3.2. Le montage de restitution: (voir figure 10.4.b)

Après développement de l'hologramme, la restitution s'effectue sur le même montage qu'à l'enregistrement. L'hologramme est repositionné de la même façon et éclairé par un faisceau de lumière parallèle conjugué au précédent. Nous noterons néanmoins  $\beta'$  l'angle entre le faisceau de référence horizontal et la direction d'observation. Cette différence de notation entre l'enregistrement et la restitution sera explicitée plus loin.

Les sources laser continues employées ici sont de deux types:

- un laser He-Ne de 25 mW
- un laser Krypton de 250 mW sur la raie  $\lambda=647,1$  nm.

Le passage de la lumière diffractée par l'hologramme à travers le système de report dans le sens opposé à celui de l'enregistrement permet d'assurer théoriquement une correction complète de l'image en vertu de la conjugaison de phase en holographie. On observe l'image restituée et corrigée qui se trouve à la place de l'objet à l'aide d'un ensemble objectif-caméra CCD Pulnix monté sur un système de déplacement 3D.

## 10.2. Résultats

On s'intéresse dans un premier temps à la qualité des images.

### 10.2.1. Montage à référence alignée

Les axes  $yy'$  et  $zz'$  sont confondus. Ce montage, qui est une combinaison du montage de Gabor et du dispositif à référence séparée, permet d'améliorer considérablement ce premier:

- en séparant le faisceau objet et le faisceau de référence, on peut régler le rapport d'énergie de l'un par rapport à l'autre et par conséquent holographier des particules submicroniques. Ceci est parfaitement impossible en holographie de Gabor traditionnelle (chapitre 8).

- en recombinant l'onde diffusée par les particules et l'onde de référence, on garde l'avantage de l'holographie de Gabor traditionnelle qui est l'absence d'aberration de champ (l'hologramme étant normal au faisceau de référence).

H. Royer a déjà réalisé des hologrammes dans la configuration  $\alpha = 90^\circ$  en utilisant le laser à pleine puissance. Le rapport signal/bruit étant relativement faible, Il faudrait avoir une plus grande énergie dans le faisceau objet. L'idée est de diminuer l'angle d'observation  $\alpha$  car on voit nettement en observant les particules éclairées par le laser de réglage He-Ne qu'elles diffusent beaucoup plus la lumière pour  $\alpha \leq 90^\circ$ .

Il est à noter qu'on restitue les hologrammes avec le laser He-Ne qui fournit une énergie amplement suffisante dans ce cas. De plus, pour tous ces essais, l'hologramme se trouve à une distance  $d=1$  cm de l'image reportée.

#### 10.2.1.1. Holographie avec système de report d'image à 2 lentilles et angle d'observation $\alpha$ de $45^\circ$ ( $\beta = 0^\circ$ )

La figure 10.6.a présente les trajets respectifs de la référence et du faisceau objet à travers le système de report d'image. On a enregistré trois hologrammes avec une énergie totale de 1,5J, 3J, et 6J et des densités optiques respectives de 0,6, 1, 1,3. La meilleure qualité d'image est obtenue pour le cas intermédiaire. En effet, une diminution de l'énergie cause une perte de luminosité des taches observées qui deviennent à peine perceptibles dans le bruit de fond. D'autre part, une augmentation de l'énergie provoque une dégradation notable du bruit de fond. Une image prise à grandissement 600 est présentée figure 10.7.



### 10.2.1.2. Holographie avec système de report d'image à 1 lentille et angle d'observation $\alpha$ de $45^\circ$ ( $\beta = 0^\circ$ )

Ce dispositif possède un inconvénient majeur: la référence, qui traverse l'optique de report se trouve fortement modifiée. En effet, si elle reste un faisceau de lumière parallèle avec le système de report d'image à deux lentilles (voir figure 10.6.a), elle devient dans ce cas un faisceau divergent (voir figure 10.6.b). Les tentatives de restitution que nous avons effectuées se sont révélées infructueuses tant avec un faisceau de lumière parallèle qu'avec un faisceau convergent pour la référence.

### 10.2.1.3. Bilan sur le montage à référence alignée

Le dispositif à référence alignée revêt un intérêt dans le cas où le faisceau de référence reste en lumière parallèle au niveau de l'hologramme. Il n'est donc a priori pas exploitable avec un système de report d'image à une lentille. En outre, il nécessite un rapport d'énergie important entre le faisceau objet et le faisceau de référence: il faut par conséquent une source laser très puissante à l'enregistrement, ce qui est en soit une limite de la méthode.

## 10.2.2. Montage à référence séparée

L'angle  $\beta$  entre les axes  $yy'$  et  $zz'$  est non nul. Ce montage est intéressant dans la mesure où l'ordre 0 (faisceau de référence) ne gêne plus l'observation de l'image restituée. En d'autres termes, les taches de diffraction des particules apparaissent sur "fond noir", contrairement au montage de Gabor et ses dérivés. On peut alors prévoir à l'enregistrement un rapport d'énergie entre faisceau objet et faisceau de référence plus faible. Par contre, cet écart angulaire induit de l'aberration de champ si les longueurs d'onde à l'enregistrement et à la restitution ne sont pas identiques, ce qui est notre cas (chapitre 8.2.2).

### 10.2.2.1. Holographie avec système de report d'image à 2 lentilles

- Angle d'observation  $\alpha$  de  $45^\circ$  ( $\beta \neq 11,5^\circ$ )

On a enregistré un hologramme avec une énergie totale de 1 J et une densité optique de 1 sur la référence. L'image reportée se trouve à  $d=1$  cm de l'hologramme. Les images restituées sont présentées figures 10.8 a et b respectivement pour une restitution avec le laser He-Ne et le laser krypton (80 mW pour un diamètre de faisceau de 60 mm). On constate une nette amélioration du rapport signal sur bruit par rapport aux images issues de l'holographie de Gabor adaptée. On note également l'influence de la longueur d'onde du faisceau de restitution. Plus elle est proche de la longueur d'onde de la source d'enregistrement (694,3 nm pour le rubis), moins les aberrations nuisent à la qualité de l'image restituée. C'est le cas de la source laser krypton (647,1 nm) par rapport à He-Ne (632,8 nm). Toutes les images présentées ensuite sont donc restituées avec le laser krypton qui présente l'avantage d'être plus puissant.

On a également réalisé un hologramme dans des conditions similaires mais avec une

distance de l'image reportée à l'hologramme plus importante ( $d=6$  cm), imposée par l'angle d'observation de  $45^\circ$ , on n'observe aucune dégradation de l'image.

L'énergie nécessaire étant plus faible que dans le montage à référence alignée, on peut désormais rétablir un angle  $\alpha$  de  $90^\circ$ . Il est alors plus commode d'observer différentes zones du plan car la nappe laser est perpendiculaire à l'axe de la caméra.

- Angle d'observation  $\alpha$  de  $90^\circ$  ( $\beta \# 11,5^\circ$ )

Ce montage est plus proche du dispositif utilisé en PIV photographique. Il permet de rapprocher à nouveau l'image reportée de la plaque holographique à une distance  $d$  de 1 cm. On a tout d'abord conservé le même rapport d'énergie entre faisceau objet et faisceau de référence que pour un angle d'observation  $\alpha$  de  $45^\circ$ . Comme on pouvait le prévoir, il est insuffisant. On a donc sélectionné une densité optique de 1,3 tout en gardant une énergie globale de 1 J. On joue alors sur la durée du traitement dans le révélateur afin d'obtenir un noircissement suffisant de la plaque. La qualité est tout à fait satisfaisante, ce dispositif apporte la résolution attendue de  $10 \mu\text{m}$  pour les taches de diffraction les plus petites.

Pendant, les hologrammes réalisés sur le jet ensemencé de la soufflerie révèlent un manque de contraste dont les effets sont atténués par l'utilisation d'une densité optique de 1,6, l'énergie étant maintenue à 1 J. La figure 10.9.a présente une image obtenue dans ces conditions (champ observé  $3,9 \times 2,8 \text{mm}^2$ ) dans le cas de deux impulsions lasers successives.

#### 10.2.2.2. Holographie avec système de report d'image à 1 lentille

Ce système de report possède de multiples avantages par rapport à son homologue à deux lentilles:

- dans le cas d'un montage  $4f$ , la distance de l'objet à la première optique est doublée, soit 1,5 m.
- on peut diminuer le grandissement en éloignant la lentille de report de l'objet et par conséquent avoir un champ plus important.

Il faut néanmoins souligner quelques inconvénients majeurs:

- l'ouverture est diminuée de moitié, ce qui se manifeste par une réduction de la quantité de lumière participant à la construction de l'image reportée de l'objet (rapport 4 par rapport au système de report à 2 lentilles). De plus, la tache de diffraction obtenue a un diamètre 2 fois plus important. A cette baisse de luminosité, il faut associer une augmentation de la profondeur de champ qui est doublée.

- une diminution du grandissement entraîne, comme en photographie classique, une augmentation de la taille des fenêtres d'autocorrélation et par conséquent une dégradation de la résolution spatiale. Ceci demande donc une étude plus complète.

- Angle d'observation  $\alpha$  de  $90^\circ$  ( $\beta \# 10^\circ$ )

Ce cas est le plus intéressant car on peut installer l'hologramme à une distance très

réduite de l'image reportée. En gardant les conditions d'enregistrement du système de report à deux lentilles (1 J, densité optique de 1,6), on obtient l'image de la figure 10.10.a représentant  $3,9 \times 2,8 \text{ mm}^2$  (avec deux impulsions Laser). Elle est d'une qualité tout à fait comparable aux enregistrements avec report d'image à deux lentilles, le contraste étant un peu moins élevé. Cette image résulte d'une correction de l'angle de la référence entre l'enregistrement et la restitution:  $\beta' \# 8,8^\circ$ . Si cette correction n'est pas apportée, on observe l'image de la figure 10.11. Pour expliquer la déformation des images de particules malgré le respect de la géométrie du montage entre l'enregistrement et la restitution, il faut nous intéresser en détail à l'expression des aberrations géométriques (chapitre 8.2.2). Avec des faisceaux de référence en lumière parallèle, la distance des sources à l'hologramme tend vers l'infini. L'aberration sphérique S, l'astigmatisme  $A_x$  et la coma  $C_x$  sont alors données, à partir des formules respectives (8.18), (8.19) et (8.22), par les relations suivantes:

$$S = \frac{1}{R_1^3} + \mu_\lambda \frac{1}{R_0^3} \quad (10.1)$$

$$A_x = \frac{x_1^2}{R_1^3} + \mu_\lambda \frac{x_0^2}{R_0^3} \quad (10.2)$$

$$C_x = \frac{x_1}{R_1^3} + \mu_\lambda \frac{x_0}{R_0^3} \quad (10.3)$$

En prenant des hypothèses identiques, il résulte des transformations de coordonnées (relations (8.16)):

$$\frac{1}{R_1} = -\mu_\lambda \frac{1}{R_0} \quad (10.4)$$

$$\frac{x_1}{R_1} - \sin\beta' = \mu_\lambda \sin\beta - \mu_\lambda \frac{x_0}{R_0} \quad (10.5)$$

En considérant l'équation (10.4), les aberrations géométriques s'écrivent:

$$S = \frac{\mu_\lambda}{R_0^3} (-\mu_\lambda^2 + 1) \quad (10.6)$$

$$A_x = \frac{\mu_\lambda}{R_0^3} (-\mu_\lambda^2 x_1^2 + x_0^2) \quad (10.7)$$

$$C_x = \frac{\mu_\lambda}{R_0^3} (-\mu_\lambda^2 x_1 + x_0) \quad (10.8)$$

et la relation (10.5) devient:

$$-\frac{\mu_\lambda}{R_0}(x_I - x_0) = \mu_\lambda \sin\beta + \sin\beta' \quad (10.9)$$

Pour que les aberrations géométriques soient nulles simultanément quelque soit la position de l'objet, il faut d'après les relations (10.6), (10.7) et (10.8) que  $\mu_\lambda^2 = 1$  et  $x_I = x_0$ . Le coefficient  $\mu_\lambda$  est fixé par les conditions expérimentales de manière à s'approcher le plus possible de un. La seconde condition impose, d'après l'équation (10.9):

$$\mu_\lambda \sin\beta + \sin\beta' = 0 \quad (10.10)$$

Pour  $\beta = 10^\circ$  et  $\lambda_E = 694,3 \text{ nm}$  à l'enregistrement, la longueur d'onde du faisceau de référence à la restitution ( $\lambda_R = 647,1 \text{ nm}$ ) entraîne en théorie  $|\beta'| = 9,3^\circ$  pour que les aberrations géométriques soient nulles. On trouve expérimentalement une valeur inférieure qui peut être due à l'imprécision sur la mesure de l'angle, néanmoins la tendance est conforme aux prévisions. En pratique, on diminue progressivement l'angle  $\beta'$  jusqu'à ce que les images de particules ne soient plus entachées de défauts. Cet écart angulaire est remarquable dans le cas présent, contrairement à ce qui peut être observé avec le système de report à deux lentilles.

- Angle d'observation  $\alpha$  de  $45^\circ$

Rappelons que cette configuration est particulièrement intéressante pour obtenir une énergie diffusée par les particules plus importante. On peut alors réduire l'énergie laser nécessaire à l'enregistrement. Pour obtenir l'image de la figure 10.12 représentant dans l'espace physique  $6,1 * 4,3 \text{ mm}^2$ , 150mJ ont été suffisants avec une densité de 0,6 sur la référence. Par contre, la distance de l'image reportée à l'hologramme varie en fonction de la zone observée, on remarque donc sur les bords de cette figure un défaut de mise au point.

### 10.2.2.3. Résultats préliminaires

Au vu de la qualité des images obtenues avec les montages à référence séparée, on a analysé les clichés des figures 10.9.a et 10.10.a. On présente ici quelques résultats comparatifs pour une vitesse du jet libre de 10 m/s. Les images sont numérisées au format  $512 * 512 \text{ pixels}^2$  et l'analyse par autocorrélation numérique est réalisée sur des fenêtres  $128 * 128 \text{ pixels}^2$ , sans chevauchement. Les fenêtres d'analyse représentent donc dans l'espace physique  $1 * 0,7 \text{ mm}^2$ . Remarquons que le fluide se déplace verticalement sur les clichés. Les corrélogrammes respectifs sont présentés figures 10.9.b et 10.10.b avec une énergie de 200mW à la restitution.

Le système de report d'image à 1 lentille (figure 10.10) montre une légère dégradation de l'image. Les pics secondaires perdent de leur intensité et sont sensiblement plus étendus que pour le système de report à 2 lentilles (figure 10.9). Néanmoins, l'analyse donne des résultats tout aussi satisfaisants, un vecteur vitesse est obtenu pour chaque fenêtre.

Ces dépouillements conduisent à penser que l'analyse complète du jet ne devrait poser aucune difficulté.

### 10.2.3. Analyse par autocorrélation du jet

On a analysé un hologramme correspondant à une vitesse d'écoulement de 10 m/s. L'intervalle de temps entre les deux impulsions Laser est de 22,5 $\mu$ s. Le système de report d'image comporte une seule lentille, le jet est observé à 90°. Pour effectuer l'analyse, l'ensemble du montage optique a été reconstitué à l'IMFL [8.12]. Ceci a permis de montrer que la qualité de l'image est peu sensible aux défauts de positionnement des différents composants optiques.

L'hologramme ne pouvant être déplacé par rapport au montage de restitution, une caméra permettant la numérisation de l'image holographique est montée sur un système motorisé deux axes (conformément à la figure 10.4.b). L'analyse par autocorrélation est effectuée sans chevauchement sur des fenêtres 128\*128pixels<sup>2</sup> représentant dans l'espace physique 1,4\*1,1mm<sup>2</sup>. La carte résultant du dépouillement est présentée figure 10.13. Une vitesse de 7,53 m/s a été soustraite de manière à mieux mettre en évidence les structures cohérentes présentes sur les bords du jet. Le champ observé est de 55\*60mm<sup>2</sup>. Quelques vecteurs erronés apparaissent dans l'écoulement cisailé essentiellement en raison d'une déficience de l'ensemencement.

L'image holographique est facilement exploitable juste après l'enregistrement, in situ, car le dispositif optique à la restitution est identique. Néanmoins, pour des raisons déjà précisées au chapitre 10.2.2.2, il est préférable d'effectuer le dépouillement en laboratoire. Par conséquent, l'analyse directe de l'image holographique nécessite le montage d'un banc de restitution. On peut éviter cette opération fastidieuse en disposant dans l'image restituée une plaque photographique. On a ainsi réalisé, grâce à une exposition d'une vingtaine de minutes, une copie photographique de l'image holographique dans le montage de restitution à l'ISL (figure 10.14). Ce procédé permet d'obtenir un cliché de PIV photographique classique que l'on peut directement mettre en place sur la chaîne d'analyse de l'IMFL [8.12].

La figure 10.15 présente une image analysée et le corrélogramme résultant. Comparativement à l'observation de l'image directe, on peut noter une nette détérioration de l'image en terme de contraste et de taille des images de particules. Ceci est sans nul doute dû au traitement intermédiaire permettant la réalisation du cliché photographique à partir d'une image holographique. D'autre part, on remarque une altération des pics d'autocorrélation: Ils sont très étendus et le niveau du bruit de fond est plus important. Le champ de vitesses obtenu est présenté figure 10.16.

### 10.2.4. Bilan récapitulatif

Le montage à référence alignée n'a pu être appliqué qu'à un angle d'observation  $\alpha$  de 45° avec un système de report d'image à deux lentilles. Il nécessite une énergie importante à l'enregistrement (3J), ce qui le rend particulièrement limitatif.

Le montage à référence séparée a donné entière satisfaction. On a réalisé des enregistrements avec système de report d'image à une ou deux lentilles (montage 4f). Le premier dispositif permet d'atteindre une distance de l'objet à l'optique la plus proche de 1,5m. L'énergie nécessaire dans le cas d'un angle d'observation de 90° est de 1J, elle peut être réduite à 150mJ pour un angle de 45°. Cette énergie permet d'obtenir un champ d'environ 60cm<sup>2</sup> (disque de 9cm

de diamètre) avec un grandissement unitaire. Cette méthode de mesure a été appliquée à l'étude d'un jet (10 et 40m/s avec et sans hélice) ensemencé avec des particules submicroniques. Des hologrammes de vélocimétrie ont été réalisés pour chaque configuration.

On a pu établir une carte de vitesses bidimensionnelle sur une zone ensemencée de  $9 \times 7 \text{ cm}^2$  avec des fenêtres d'autocorrélation de  $1,4 \times 1,1 \text{ mm}^2$ . Pour cela, on a disposé une plaque photographique dans l'image restituée. Cette opération a causé une augmentation importante du diamètre des images de particules, une diminution de la concentration apparente ainsi que du rapport signal sur bruit. Cette perte d'information peut être évitée en analysant directement l'image holographique restituée: la taille des images des traceurs est alors de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ , ce qui est proche de la limite de diffraction imposée par le montage à l'enregistrement. On peut ainsi atteindre des fenêtres d'autocorrélation de  $1 \times 0,7 \text{ mm}^2$  avec les concentrations en particules utilisées.

Si le dispositif optique holographique est plus difficile à mettre en oeuvre qu'en PIV photographique, il a l'avantage d'apporter une haute résolution spatiale. En effet, la photographie ne permet pas à  $1,5 \text{ m}$  de l'objet, pour un champ de taille comparable, de réaliser une analyse par autocorrélation sur des fenêtres aussi réduites.

## 11. DISCUSSION

L'analyse de l'écoulement hydrodynamique en aval de la marche descendante par holographie de Gabor dans deux directions orthogonales permet d'obtenir un champ de vitesses pleinement 3D3C. Néanmoins les informations obtenues sur l'écoulement sont relativement restreintes en raison des limitations liées à la méthode.

On peut citer par exemple la taille des plus petites particules visibles qui réduit la dynamique des vitesses mesurables. Cependant, ce point n'est pas le plus critique. On constate que la taille des particules n'est pas fixée par la limite de diffraction mais par des contraintes liées à la qualité des images. En effet, le dépouillement automatique est basé sur une technique de seuillage et de traitement d'images qui oblige à ce que le niveau de gris des images de particules soit supérieur au bruit de fond et que la taille des objets à détecter soit supérieure au grain du speckle. En d'autres termes, il faut que les conditions d'enregistrement permettent d'assurer une qualité optimale des images. La qualité des images dépend non seulement de la taille des particules, mais aussi de la concentration employée qui, si elle est trop élevée, dégrade le faisceau de référence. Rappelons que la méthode de repérage et de suivi des traceurs nécessite également une faible concentration. La résolution spatiale est par voie de conséquence limitée. La première difficulté consiste donc à trouver un compromis entre taille et concentration des traceurs. Les particules doivent être les plus petites possibles pour assurer le suivi de l'écoulement et une large dynamique des vitesses mesurées (mesure des faibles vitesses), mais également pour permettre d'augmenter la concentration sans perturber le faisceau de référence. Elles ne doivent néanmoins pas être trop petites sous peine d'être difficilement détectables à la restitution en raison du bruit de fond.

Une autre difficulté provient de l'ambiguïté sur le sens des vecteurs vitesses. Diverses techniques peuvent être employées dans ce type de montage. La première consiste à traduire simultanément les hologrammes entre les deux expositions afin d'introduire un décalage artificiel

connu. Cette méthode, plus connue sous le nom de "shifting" en PIV, est très limitée pour des raisons techniques dans le cas présent. En effet, l'ensemble supportant les hologrammes doit être fixé sur une table de déplacement, et surtout la vitesse de translation doit être suffisante pour compenser les vitesses de retour dans l'écoulement. Une autre méthode consiste à déséquilibrer l'énergie des deux expositions, suffisamment pour distinguer les images issues de la première et de la seconde exposition, mais pas trop pour que l'image la moins exposée ait un rapport signal sur bruit suffisant. Cette technique est particulièrement incertaine en raison de la disparité du bruit de fond en terme de densité qui peut provoquer, même à énergie égale, une différence significative du rapport signal sur bruit entre les images provenant de deux expositions. La méthode employée ici, qui consiste à réaliser trois expositions, résout le problème de l'ambiguïté sur le sens des vecteurs vitesses mais elle contribue en contre partie à dégrader le rapport signal sur bruit, ce qui rend l'analyse automatique plus délicate encore.

L'ensemble de ces limitations ne doivent pas faire perdre de vue que, grâce à un montage optique relativement simple, on obtient les trois composantes de vitesse dans un volume. L'obtention de telles informations apporte bien évidemment quelques difficultés dont il convient d'évaluer les implications.

Bernal et Scherer [9.6] ont également utilisé ce dispositif dans l'air pour étudier l'impact d'un tourbillon torique sur une paroi. Ils utilisent des microbilles de verre dont le diamètre est compris entre 15 et 20 $\mu\text{m}$ . L'étude d'un écoulement aérodynamique permet de diminuer la taille des traceurs à qualité d'image égale. En effet, en hydrodynamique, la lame d'eau provoque par diffusion une dégradation de l'image. De plus, il est reconnu que le matériau constitutif des traceurs contribue à la qualité des images. Il se pose alors la question du suivi de l'écoulement car la densité du verre est nettement supérieure à la densité de l'air. L'objectif de cette étude est plutôt de montrer un éventail des possibilités offertes par le montage de Gabor bidirectionnel et non de quantifier l'écoulement proprement dit. En effet, le problème du suivi de l'écoulement en aérodynamique est particulièrement critique, c'est pourquoi les méthodes optiques employant des traceurs, comme la PIV, utilisent des particules submicroniques. Dans ce cas, le montage de Gabor n'est pas adapté car la limite de diffraction imposée par le dispositif optique empêche la restitution d'objets aussi petits. Il faut donc s'intéresser à d'autres dispositifs holographiques et séparer le faisceau de référence du faisceau objet. Etant donnée la quantité d'informations stockée et le temps d'analyse d'un volume, un compromis est l'étude de l'écoulement dans un plan de lumière, tout comme en PIV, mais par voie holographique afin d'obtenir la composante de vitesse normale au plan. C'est dans cette optique qu'on a effectué une étude préliminaire sur un jet. Une contrainte supplémentaire étant la nécessité d'avoir une distance minimale entre l'écoulement et la première pièce optique, on a utilisé un système de report d'image. L'étude menée visait avant tout à vérifier la faisabilité de quelques montages d'enregistrement du point de vue de l'énergie lumineuse nécessaire. Il ressort de ces travaux que le montage de Gabor à référence alignée ne donne pas de résultats satisfaisants, contrairement au montage à référence séparée. La présence du report d'image, la faible sensibilité des supports photosensibles utilisés en holographie et l'observation du plan dans une direction normale font que l'énergie nécessaire à l'enregistrement atteint 1Joule. Si l'angle d'observation est réduit à 45°, on a montré que 150mJ suffisent. Cependant, le plan de l'image restituée possède un écart angulaire par rapport au plan de netteté du système de prise de vues, ce qui pose quelques difficultés pour une analyse par corrélation. La faisabilité de l'expérience a donc été démontrée. Néanmoins, l'ouverture du système de report utilisé est insuffisante pour obtenir une faible profondeur de champ. Par conséquent, la précision de mise au point ne permet pas de déterminer la composante de vitesse

normale au plan. Par contre, comparativement à la PIV photographique et à distance objectif/scène donnée, le champ est moins important en raison du grandissement holographique unitaire mais la résolution est nettement supérieure [8.12].

Le compromis consistant à réaliser par voie holographique un cliché de PIV dans le plan est fortement limitatif pour l'holographie qui permet d'observer un volume avec un angle de diffusion plus propice, nécessitant beaucoup moins d'énergie. Du point de vue de la PIV, certes le gain est notable en terme de résolution, mais le coût en énergie lumineuse est particulièrement limitatif, d'autant plus au vu de la complexité du montage à l'enregistrement. Cette voie est donc un passage temporaire depuis la PIV 2D2C voire 2D2,5C (PIV stéréoscopique) vers la PIV 3D3C car l'holographie est aujourd'hui l'unique moyen d'accéder à des informations dans un volume. Le montage précédemment décrit est parfaitement réalisable dans la soufflerie comportant la marche descendante. Bien que la veine soit de petite taille, le système de report d'image est nécessaire pour amener un faisceau de référence sur l'hologramme sans trop éloigner la plaque holographique de la veine. Il peut néanmoins être adapté pour avoir une ouverture plus importante car les distances focales nécessaires ne sont pas très élevées dans la présente étude. Zhang et al. [8.0.7] ont une toute autre approche dans le cas d'un écoulement hydrodynamique dans une conduite de section carré. Ils s'intéressent à la détermination des trois composantes de vitesse dans un volume en utilisant un montage optique identique dans deux directions orthogonales (figure 11.1). A la différence du dispositif que nous avons employé, le montage est à référence séparée dans chaque direction. De plus, l'image est reportée par l'intermédiaire d'un système afocal à deux lentilles, conformément aux expériences que nous avons réalisées dans l'air. On remarque cependant une originalité qui consiste à disposer, au centre du système de report où converge le faisceau éclairant les particules, un filtre passe haut. Son rôle est d'éteindre l'ordre 0 du faisceau d'éclairage qui est si gênant en holographie de Gabor. Le principal avantage de ce montage à référence séparée est que la lumière provenant des traceurs résulte de la diffusion avant: il faut donc peu d'énergie pour obtenir un rapport signal sur bruit élevé (25mJ suffisent pour un volume de  $47*47*42\text{mm}^3$  avec des particules comprises entre 3 et  $15\mu\text{m}$ ). Une difficulté des montages à référence séparée précédemment décrits résulte de l'ambiguïté sur le sens des vecteurs vitesse. En effet, l'écoulement étudié par Zhang et al. [8.0.7] ne possède pas de vitesses de retour. L'analyse de l'hologramme par autocorrélation ne pose donc aucun problème. Ce n'est par contre pas le cas du jet de la présente étude, ce qui explique les difficultés rencontrées dans la zone de cisaillement. Le moyen le plus commode, puisqu'il permet une analyse par intercorrélation, est l'utilisation de deux références distinctes pour chaque exposition (on pourra se reporter aux travaux de Barnhart et al. [8.10]), mais cela complique encore le dispositif optique à l'enregistrement.





## LISTE DES FIGURES DE LA 3<sup>ème</sup> PARTIE

- Figure 8.1 Enregistrement d'un hologramme
- Figure 8.2 Restitution d'un hologramme
- Figure 8.3 Sensibilité spectrale pour un spectre équi-énergétique
- Figure 8.4 Courbe de transmission en amplitude pour  $\lambda=633\text{nm}$
- Figure 8.5 Courbe de densité pour  $\lambda=633\text{nm}$
- Figure 8.6 Montage de Gabor
- Figure 8.7 Transformation de coordonnées: repère et notation
- Figure 8.8 Influence du mode d'éclairage en holographie à référence séparée
- Figure 8.9 Montage de Gabor à faisceau auxiliaire
- Figure 8.10 Montage d'enregistrement à deux références extrait de [8.9]
- 
- Figure 9.1 Enregistrement de deux hologrammes à angle droit
- Figure 9.2 Laser à 4 rubis
- Figure 9.3 Holographie de Gabor bidirectionnelle: montage à l'enregistrement
- Figure 9.4 Holographie de Gabor: montage de restitution
- Figure 9.5 Prise en compte du milieu objet
- Figure 9.6 Image d'un triplet dans l'hologramme  $H_1$
- Figure 9.7 Image du triplet figure 9.6 dans l'hologramme  $H_2$
- Figure 9.8 Image restituée d'une croisée de fils
- 
- Figure 10.1 Microholographie avec report d'image au GTH
- Figure 10.2 Ecoulement test pour la PIV holographique
- Figure 10.3 Formation du faisceau objet et du faisceau de référence pour l'expérience test
- Figure 10.4 Montage holographique
- Figure 10.5 Distance plaque/objet
- Figure 10.6 Enregistrement d'hologramme avec référence alignée
- Figure 10.7 Exemple d'image restituée avec un montage à référence alignée

- Figure 10.8 Exemple d'image restituée avec un montage à référence séparée
- Figure 10.9 Résultat de l'analyse par autocorrélation d'une image holographique (montage à référence séparée, deux lentilles de report d'image)
- Figure 10.10 Résultat de l'analyse par autocorrélation d'une image holographique (montage à référence séparée, une unique lentille de report d'image)
- Figure 10.11 Image holographique avec un angle de la référence identique à l'enregistrement et à la restitution (référence séparée, 2 lentilles de report)
- Figure 10.12 Exemple d'image holographique avec un angle d'observation de  $45^\circ$   
(2 expositions avec un montage à référence séparée)
- Figure 10.13 Carte de vitesse de l'hologramme ( $u=7,53$  m/s,  $v$ )
- Figure 10.14 Copie photographique d'un hologramme de PIV
- Figure 10.15 Résultat de l'analyse par autocorrélation d'une image photographique réalisée à partir d'une image holographique (figure 10.10)
- Figure 10.16 Carte de vitesse de la copie photographique de l'hologramme ( $u=7,53$  m/s,  $v$ )
- Figure 11.1 Dispositif optique employé par Zhang et al. [9.7]

## **FIGURES DE LA 3<sup>ième</sup> PARTIE**



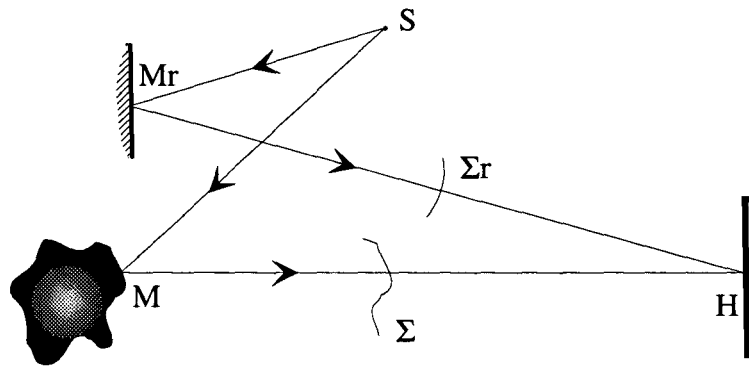


Figure 8.1 Enregistrement d'un hologramme

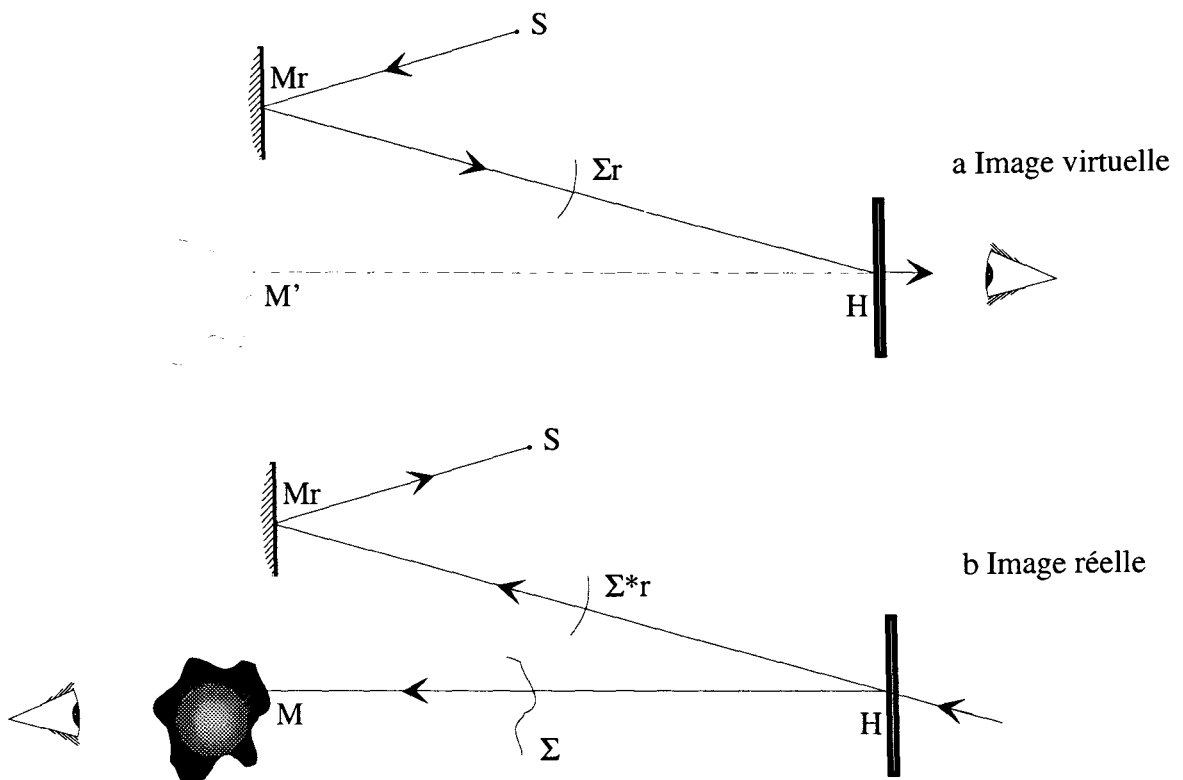
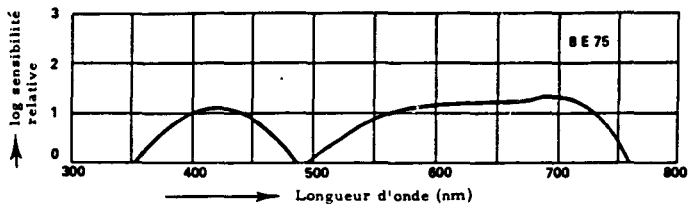
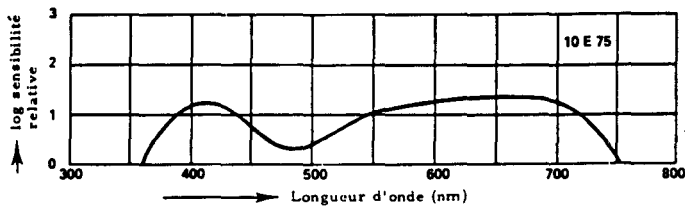


Figure 8.2 Restitution d'un hologramme

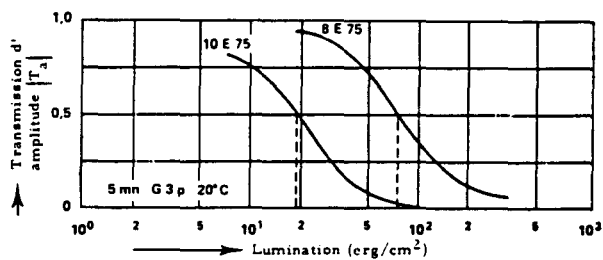
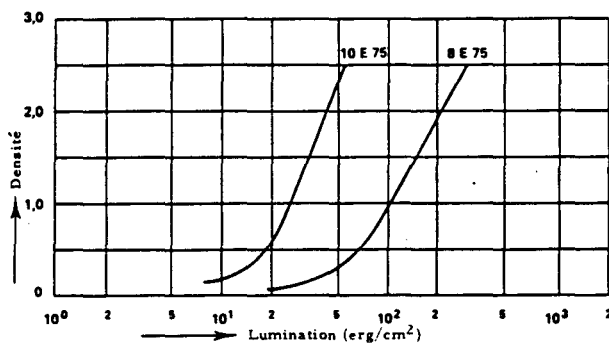


a Plaque holographique référencée 8E75



b Plaque holographique référencée 10E75

Figure 8.3 Sensibilité spectrale pour un spectre équi-énergétique (documentation technique Agfa-Gevaert)

Figure 8.4 Courbe de transmission en amplitude pour  $\lambda=633\text{nm}$  (documentation technique Agfa-Gevaert)Figure 8.5 Courbe de densité pour  $\lambda=633\text{nm}$  (documentation technique Agfa-Gevaert)

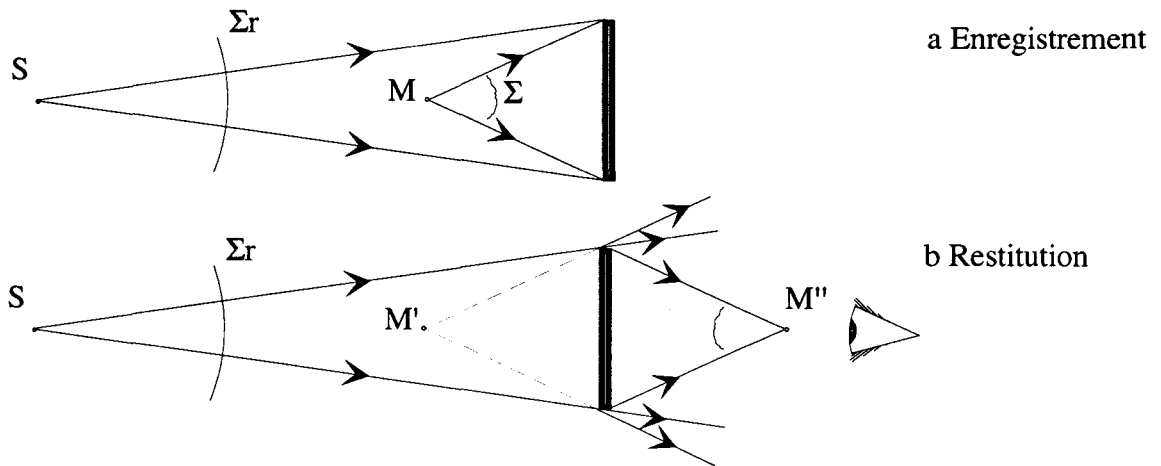


Figure 8.6 Montage de Gabor

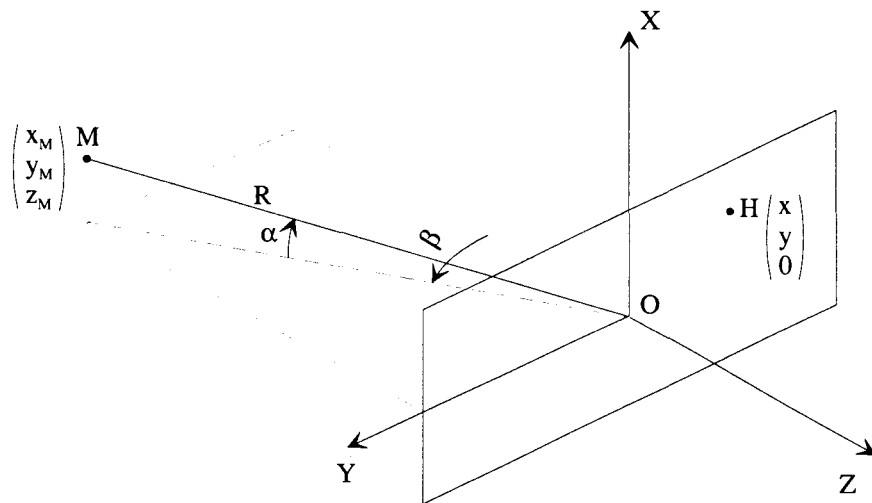


Figure 8.7 Transformation de coordonnées: repère et notation

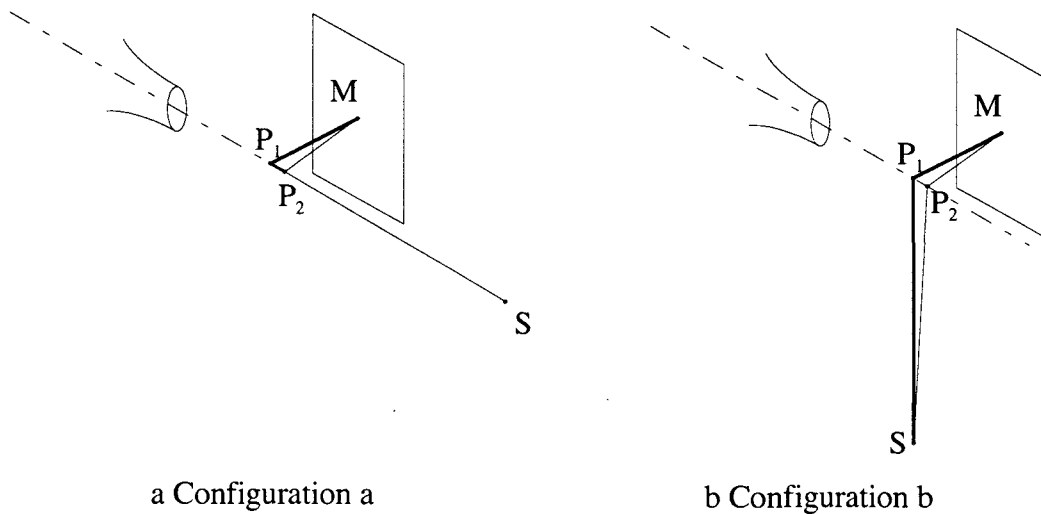


Figure 8.8 Influence du mode d'éclairage en holographie à référence séparée



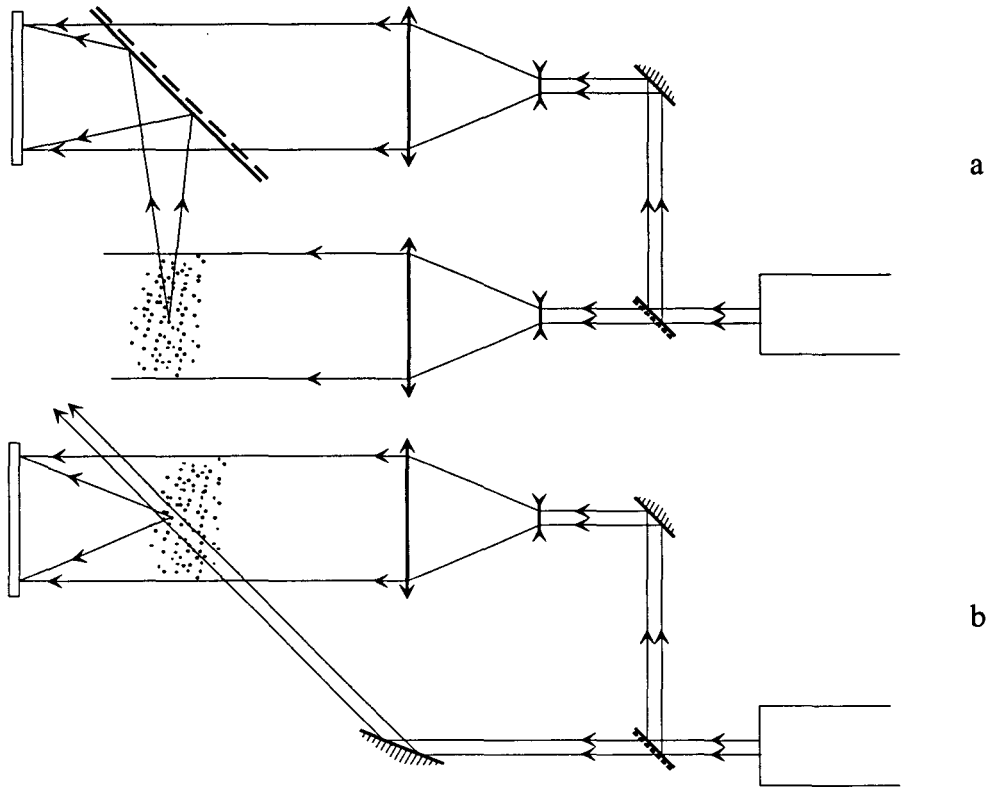


Figure 8.9 Montage de Gabor à faisceau auxiliaire

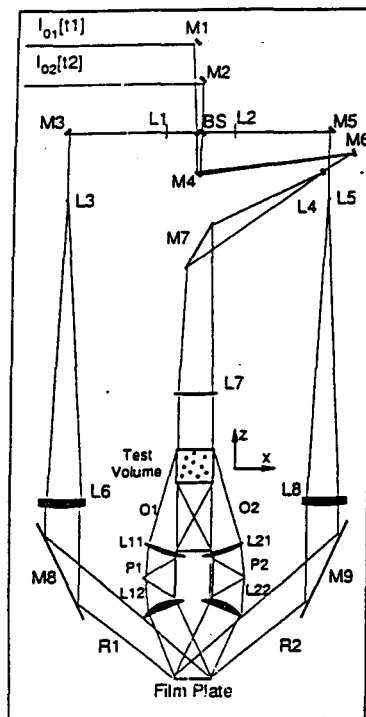


Figure 8.10 Montage d'enregistrement à deux références extrait de [8.9]

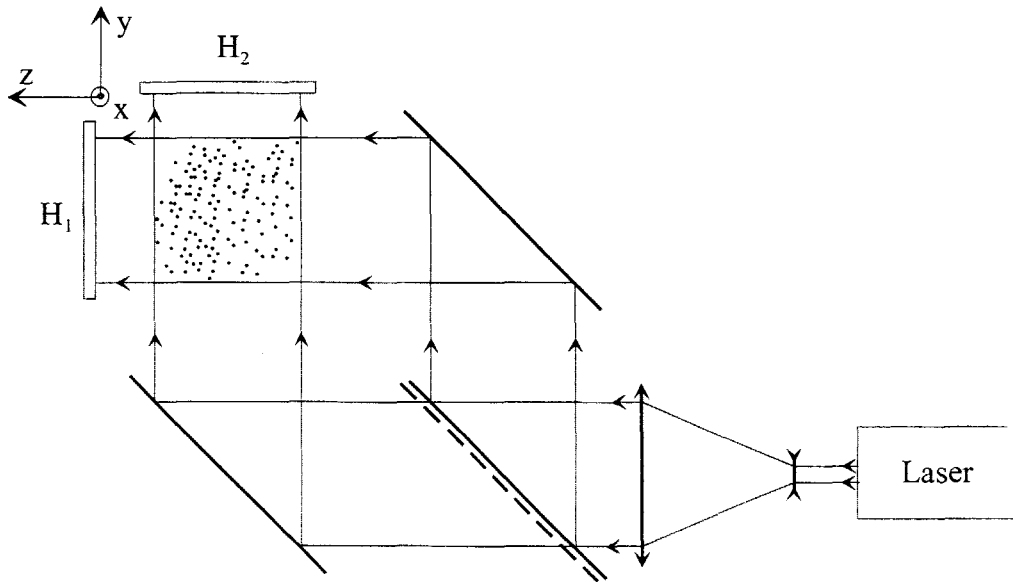


Figure 9.1 Enregistrement de deux hologrammes à angle droit

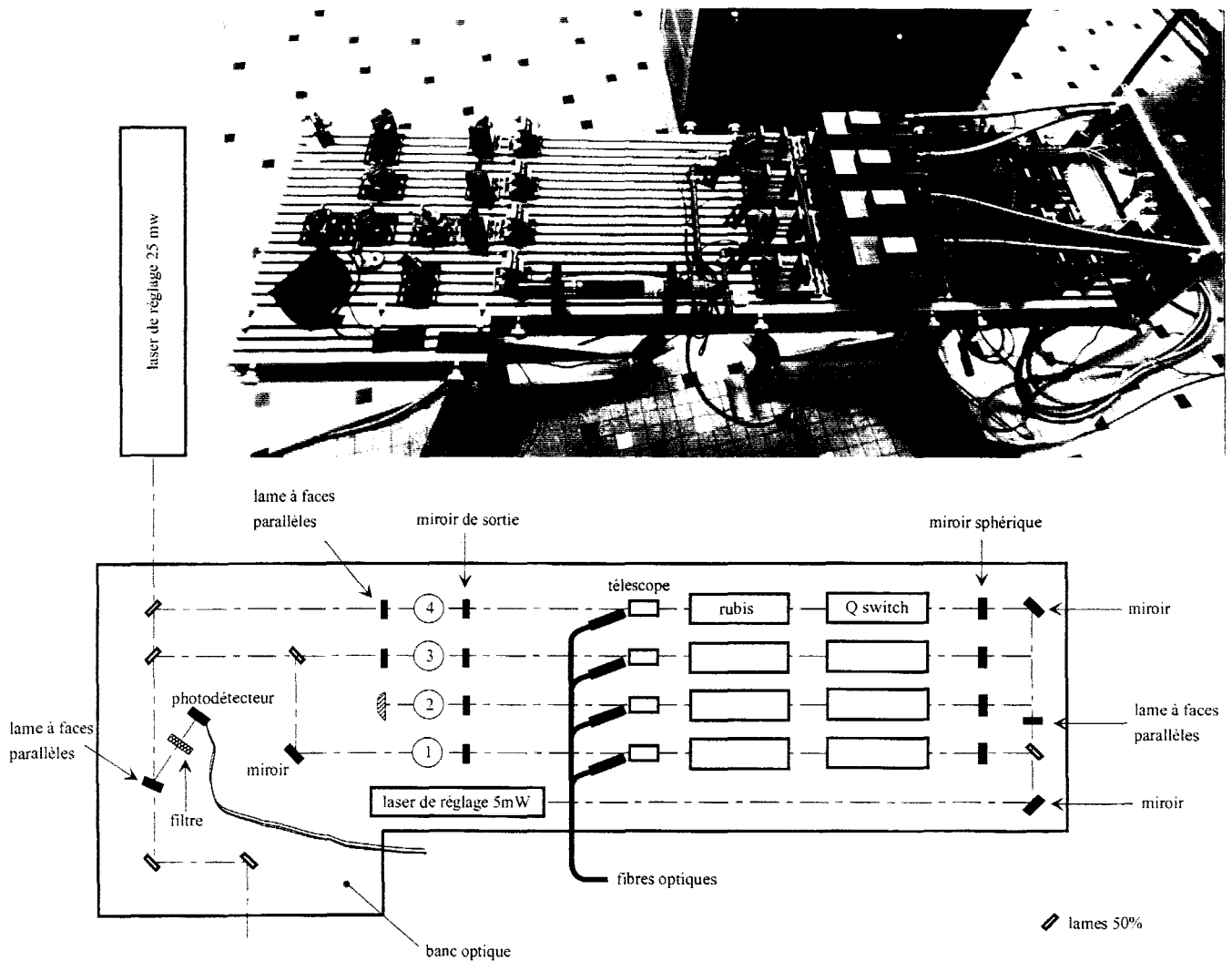


Figure 9.2 Laser à 4 rubis

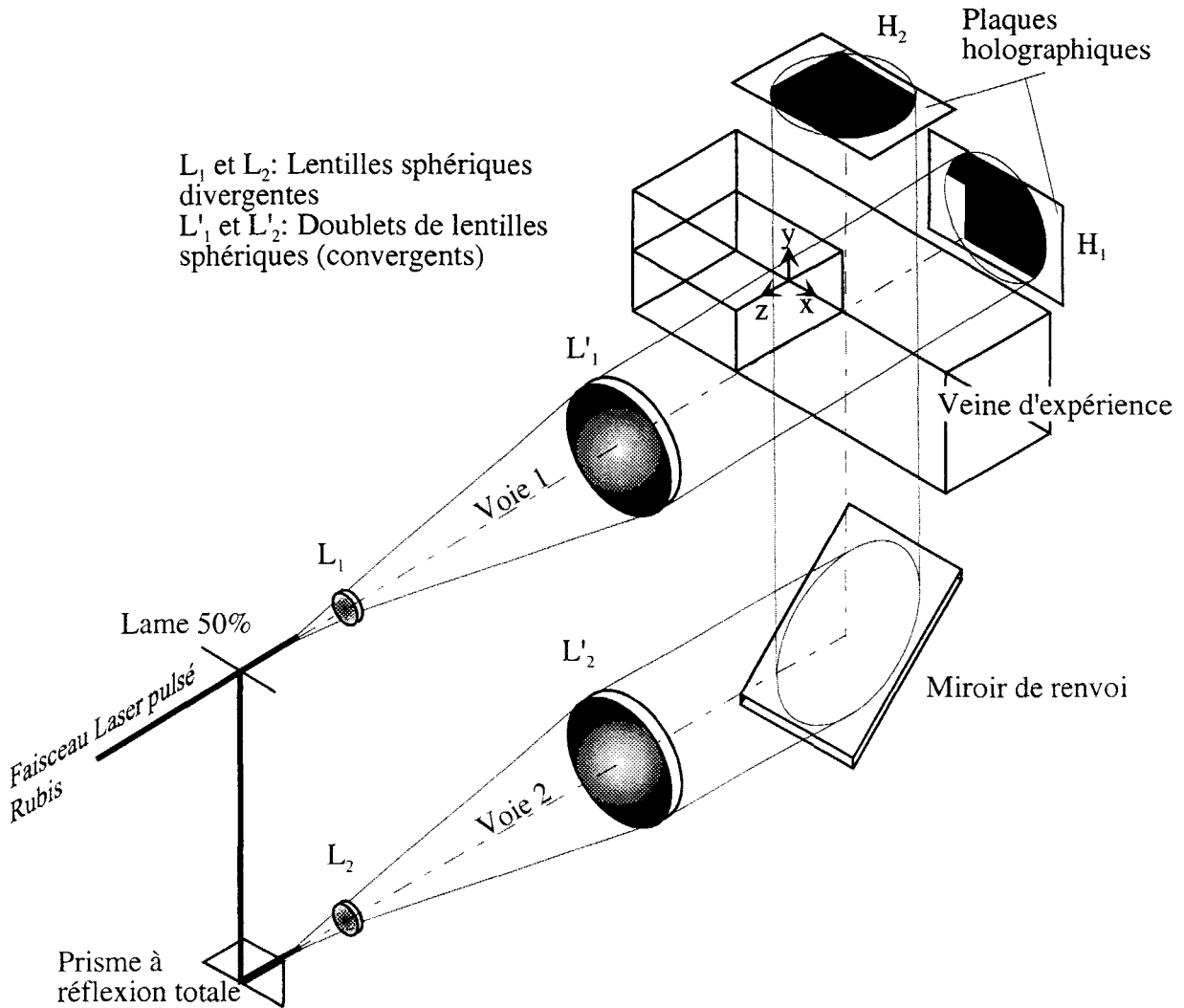


Figure 9.3 Holographie de Gabor bidirectionnelle: Montage à l'enregistrement

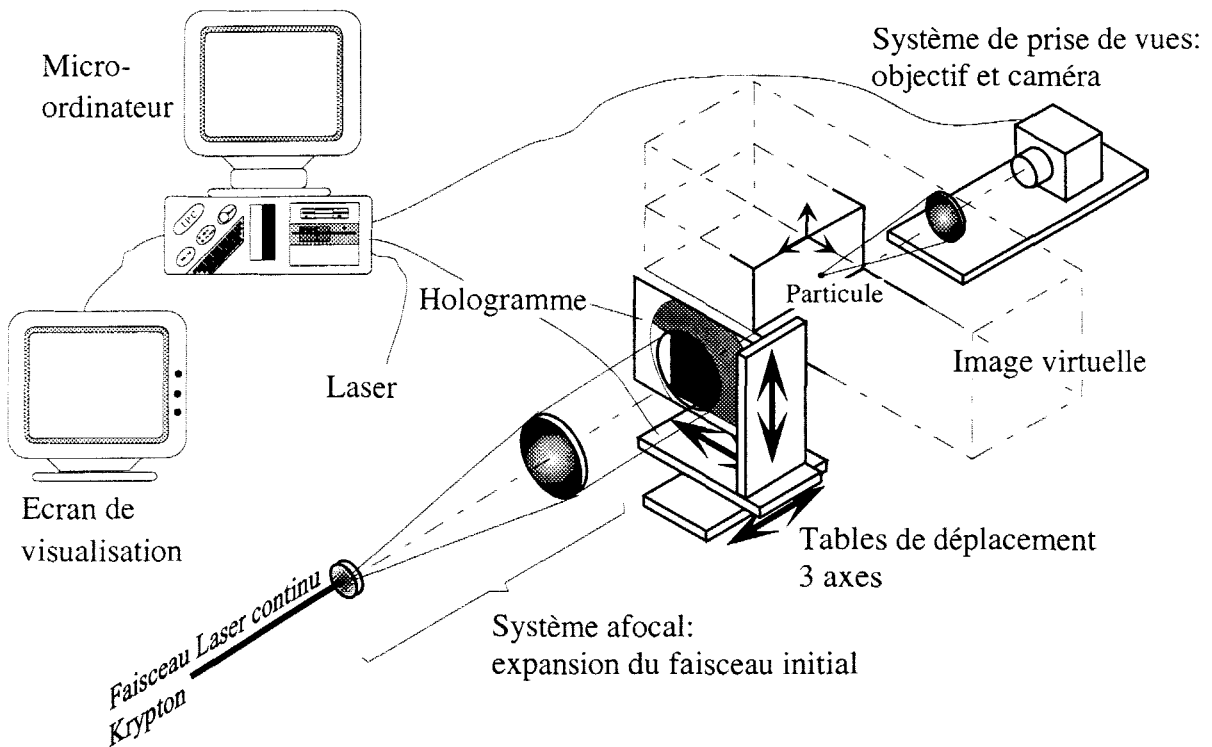


Figure 9.4 Holographie de Gabor: Montage de restitution

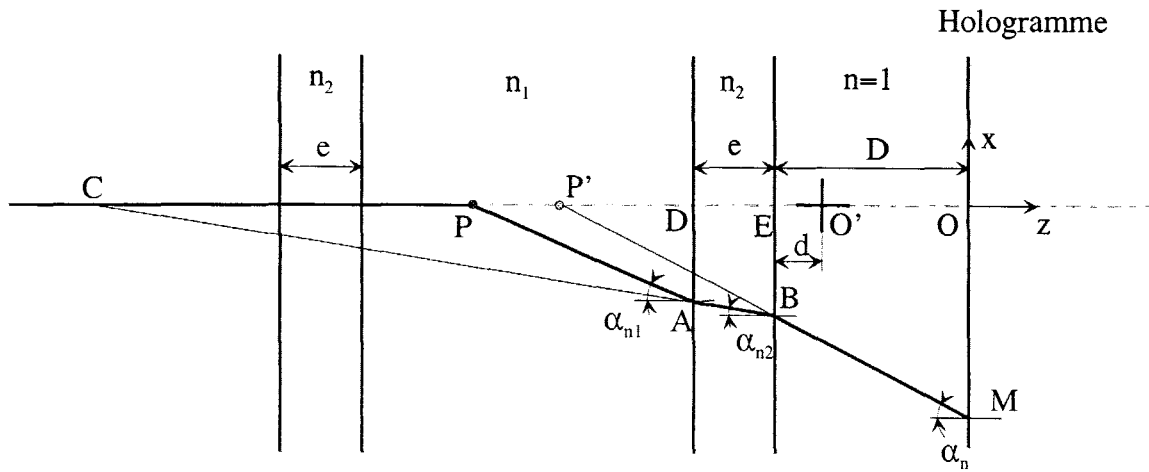
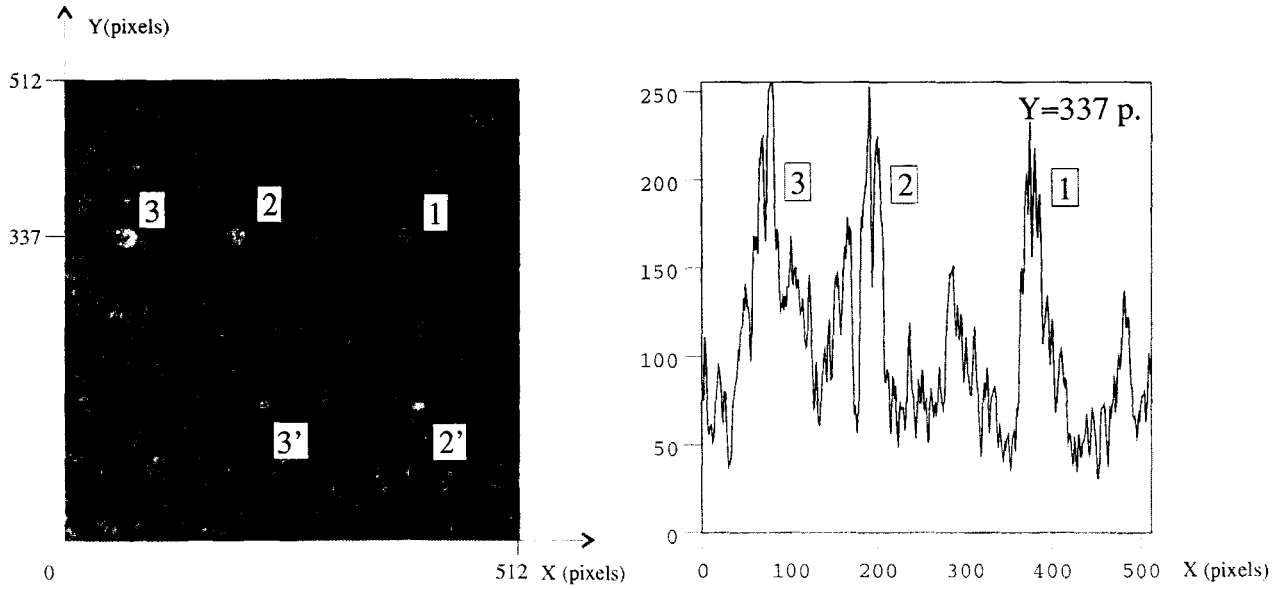


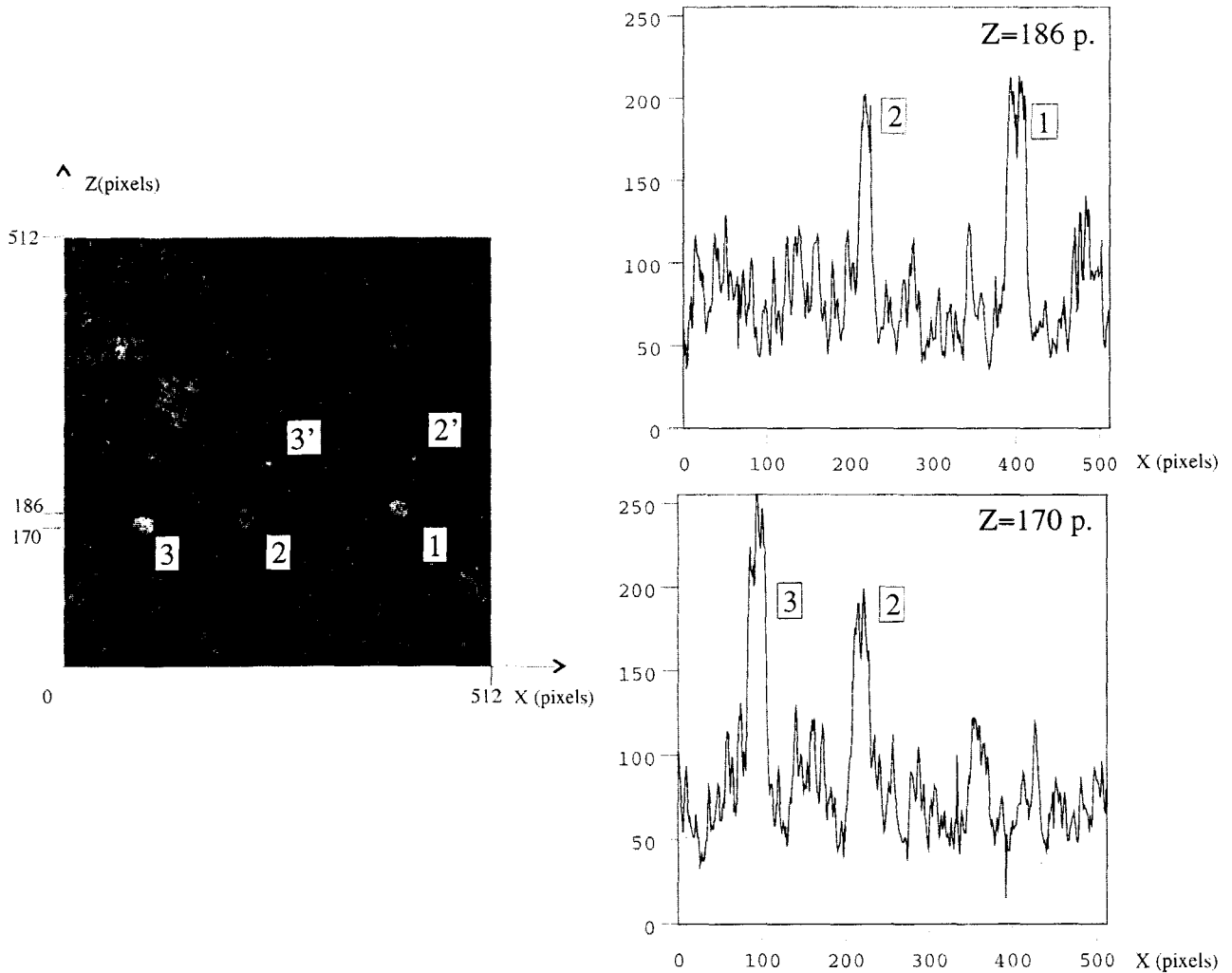
Figure 9.5 Prise en compte du milieu objet



a Image brute

b Courbe des niveaux de gris ( $Y=337$  p.)

Figure 9.6 Image d'un triplet dans l'hologramme  $H_1$



a Image brute

b Courbes des niveaux de gris

Figure 9.7 Image du triplet (figure 9.6) dans l'hologramme  $H_2$

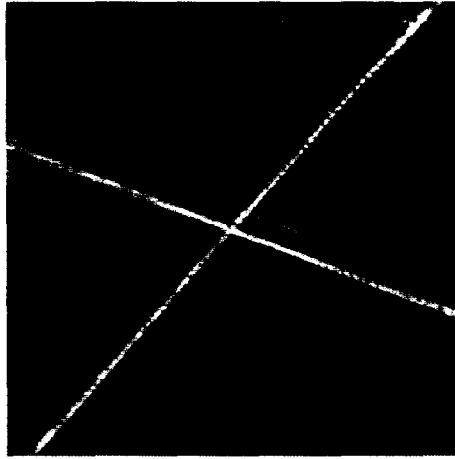


Figure 9.8 Image restituée d'une croisée de fils

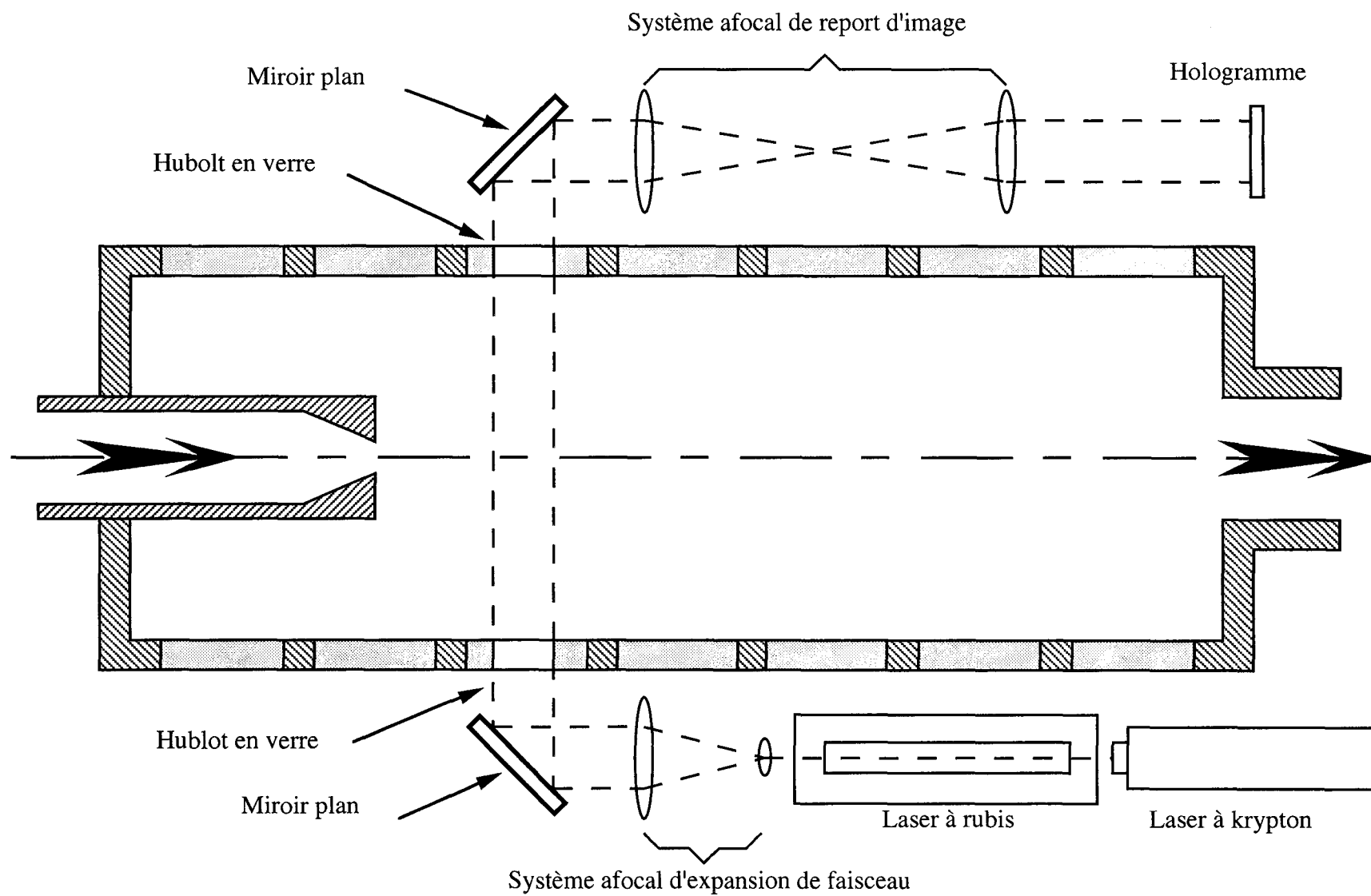


Figure 10.1 Microholographie avec report d'image au GTH

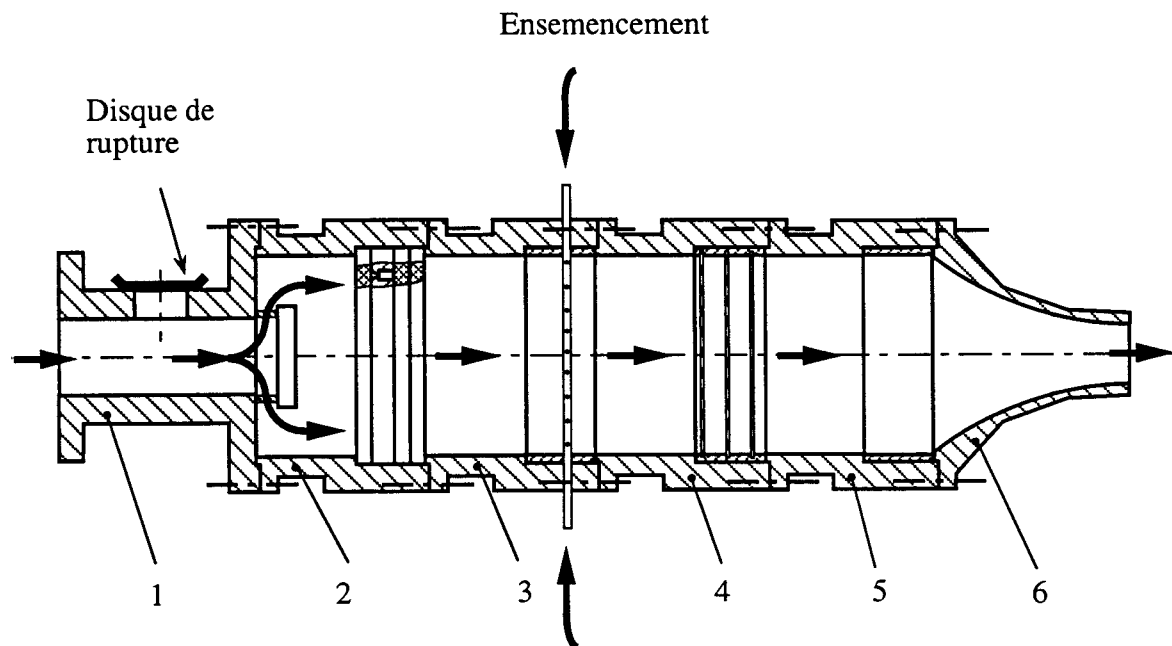


Figure 10.2 Ecoulement test pour la HPIV

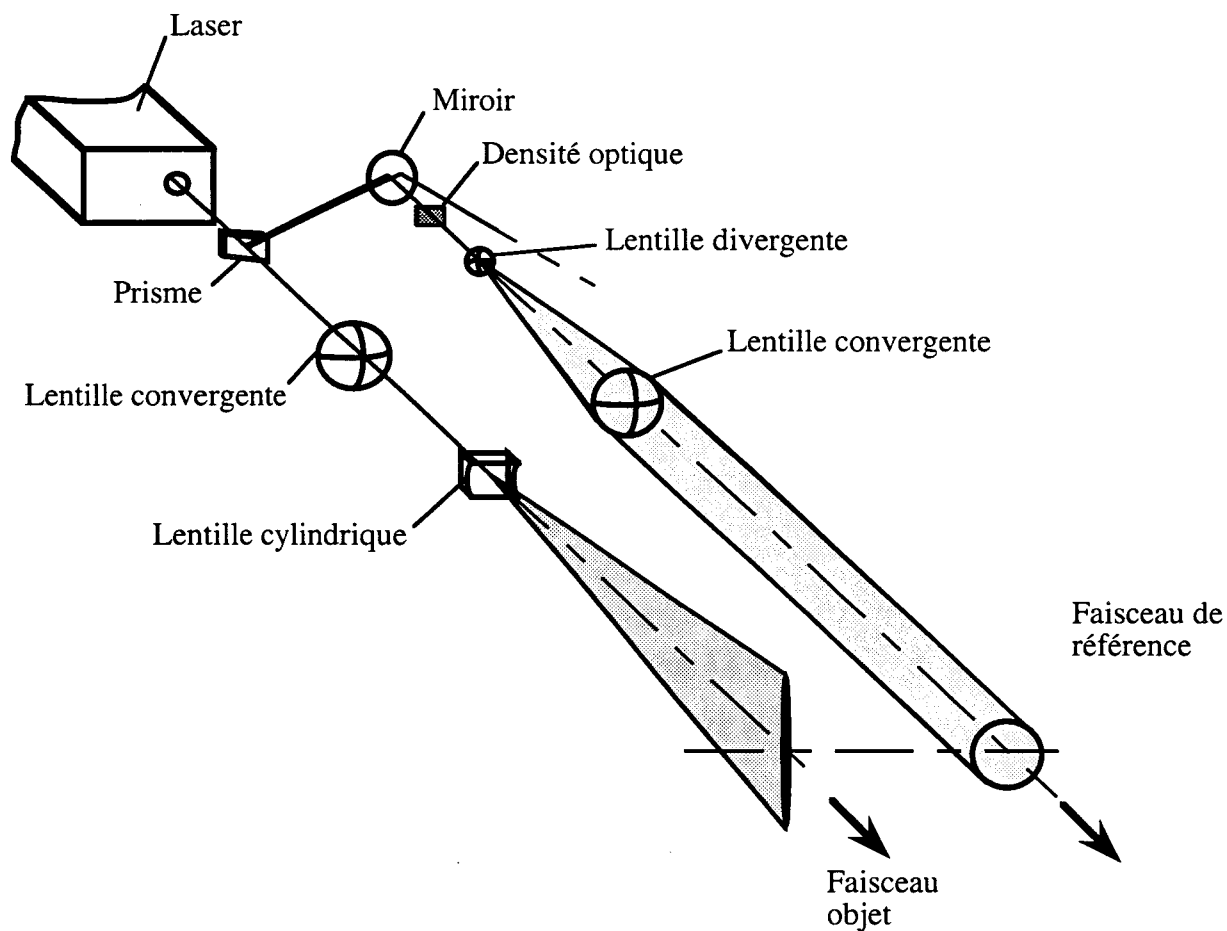


Figure 10.3 Formation du faisceau objet et du faisceau de référence pour l'expérience test



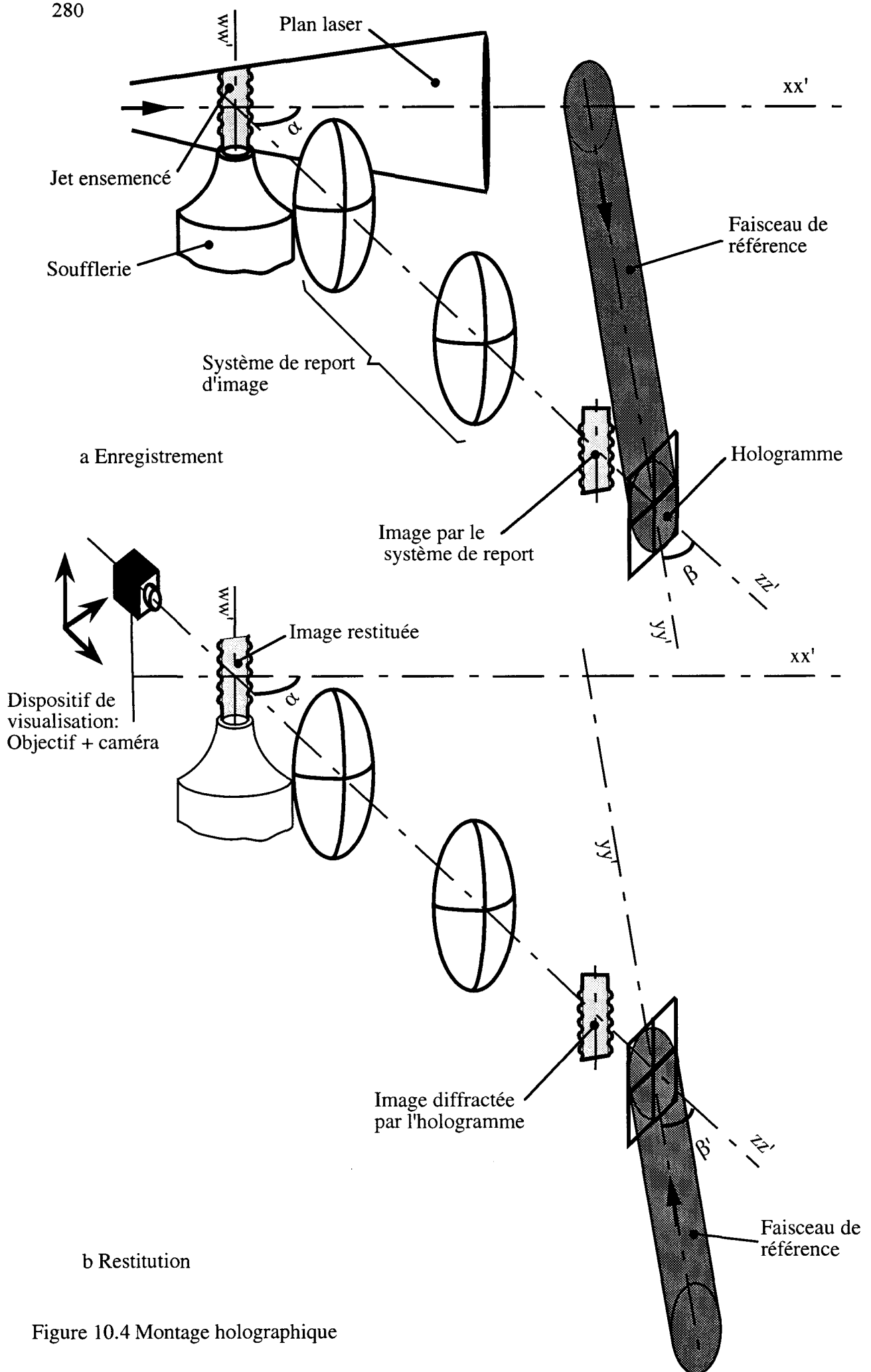


Figure 10.4 Montage holographique

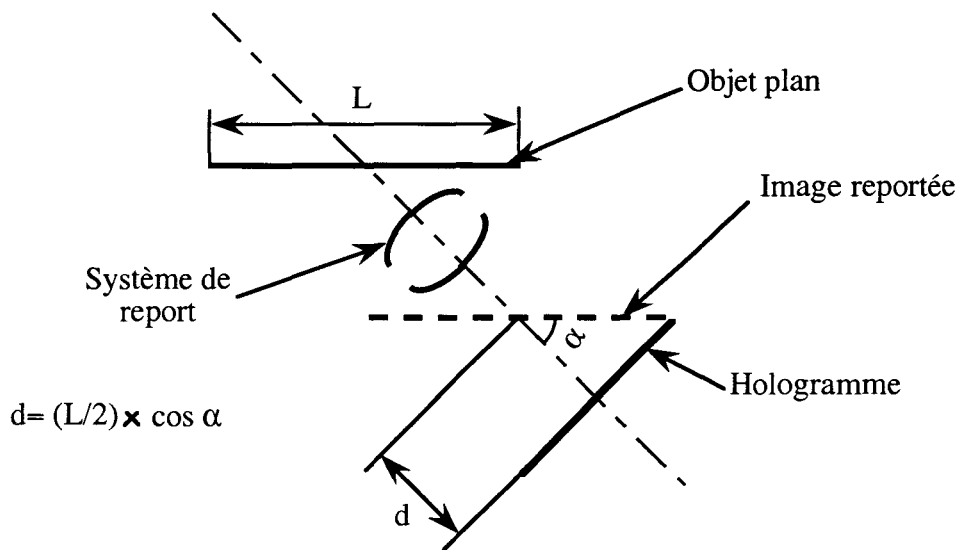
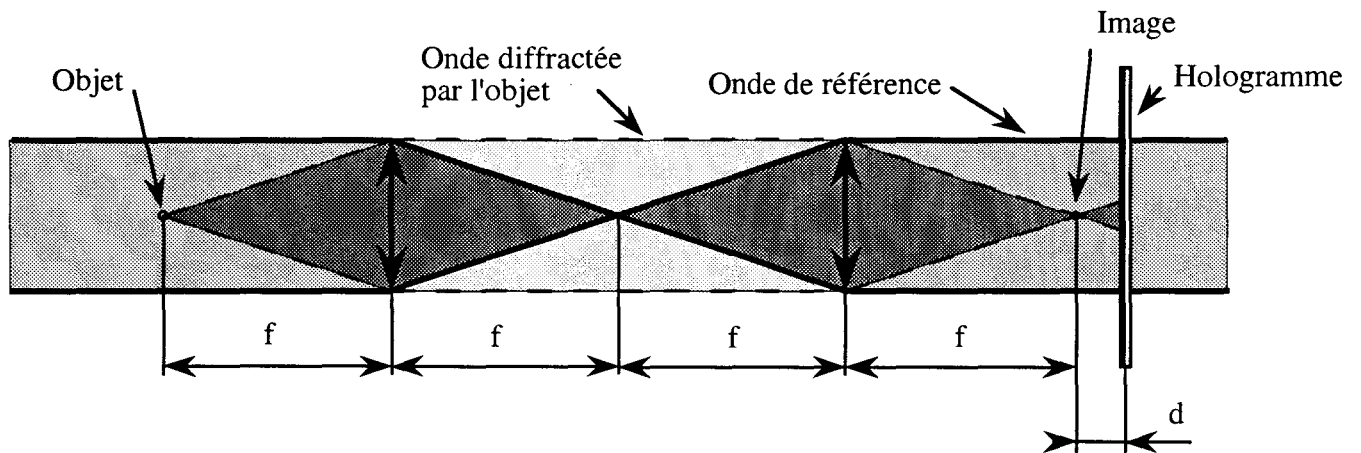
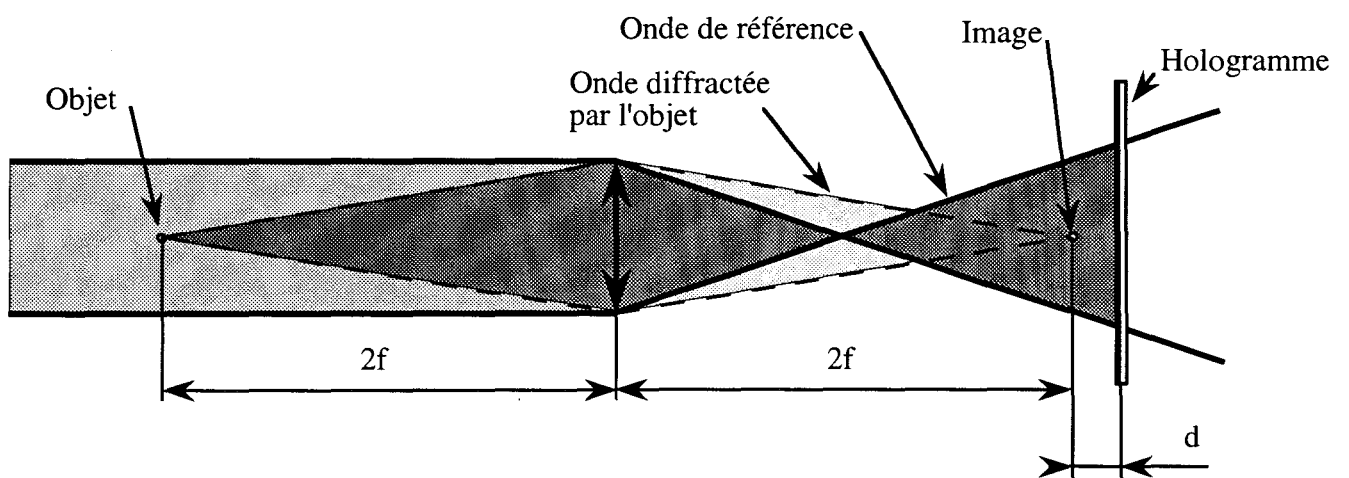


Figure 10.5 Distance plaque/objet



a- système de report à 2 lentilles



b- système de report à 1 lentille

Figure 10.6 Enregistrement d'hologramme avec référence alignée

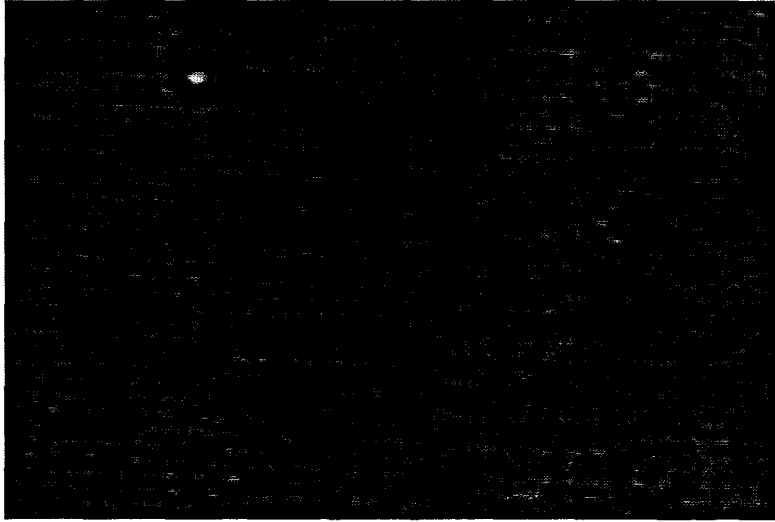


Figure 10.7 Exemple d'image restituée avec un montage à référence alignée

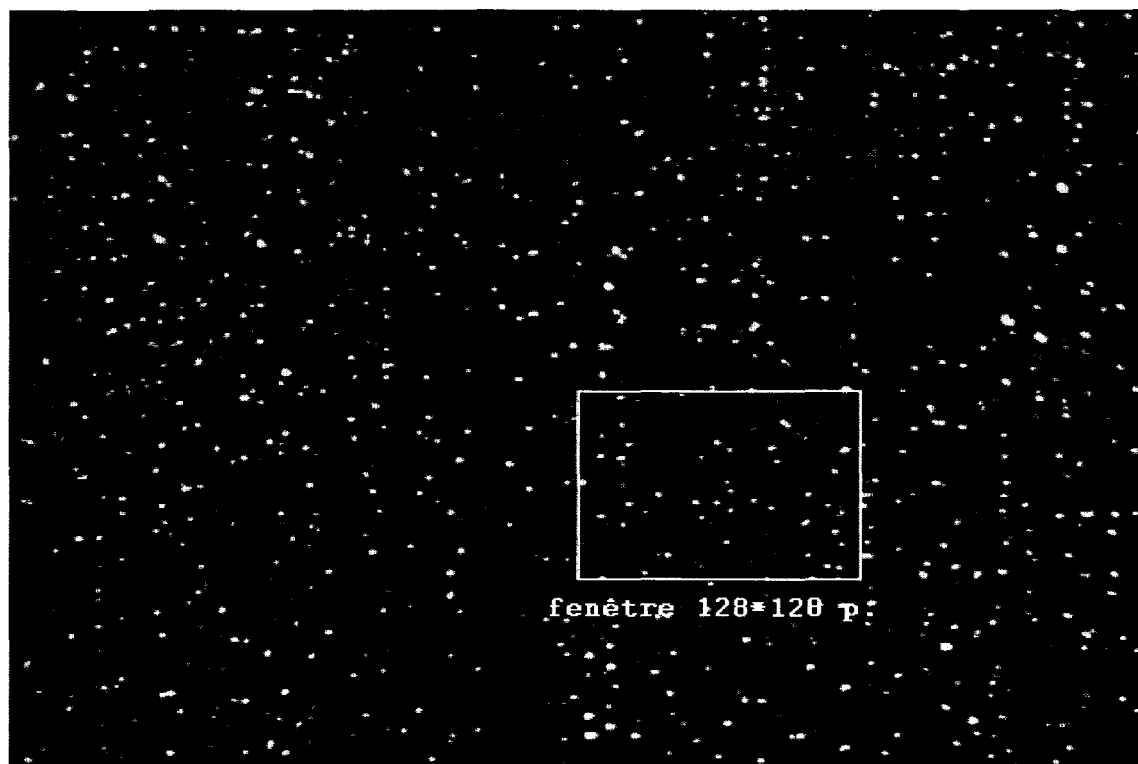


a Laser He-Ne

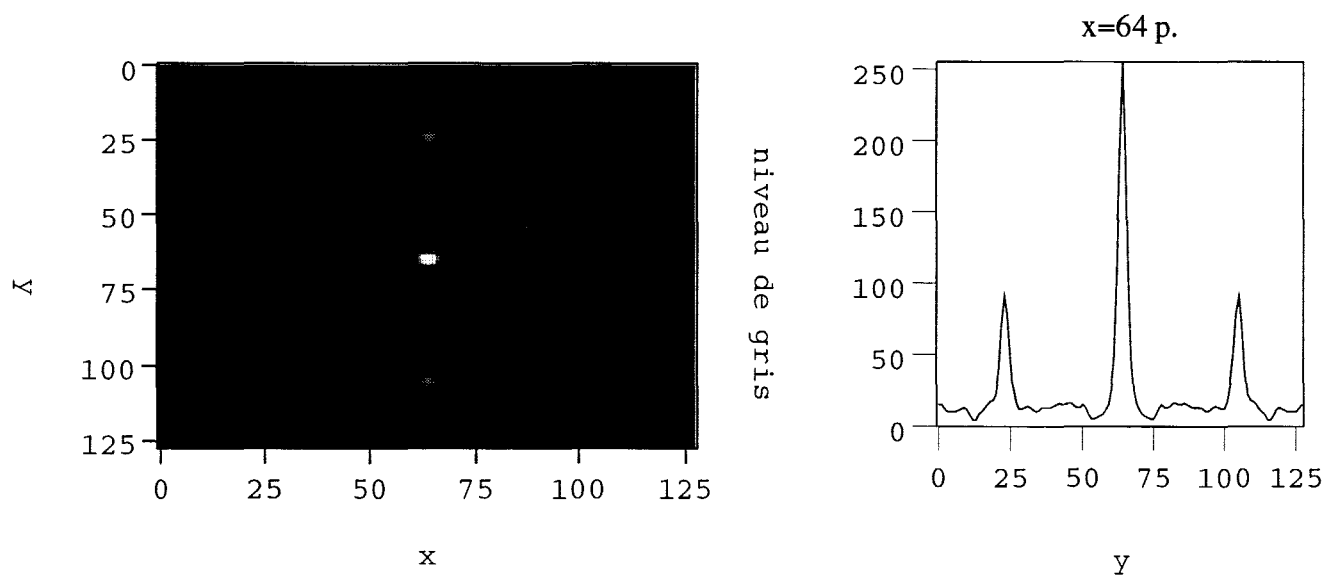


b Laser Krypton

Figure 10.8 Exemple d'image restituée avec un montage à référence séparée



a Image holographique à deux expositions

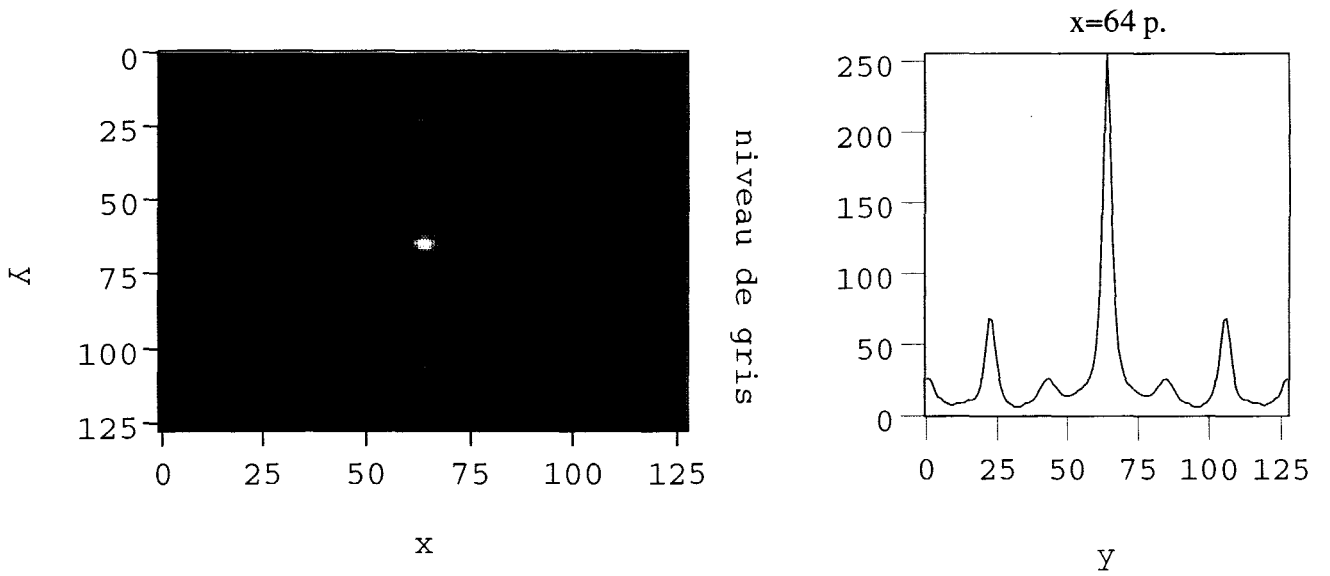


b Corrélogramme d'une fenêtre

Figure 10.9 Résultat de l'analyse par autocorrélation d'une image holographique (montage à référence séparée, deux lentilles de report d'image)



a Image holographique à deux expositions



b Corrélogramme d'une fenêtre

Figure 10.10 Résultat de l'analyse par autocorrélation d'une image holographique (montage à référence séparée, une unique lentille de report d'image)



Figure 10.11 Image holographique avec un angle de la référence identique à l'enregistrement et à la restitution (référence séparée, 2 lentilles de report)



Figure 10.12 Exemple d'image holographique avec un angle d'observation de  $45^\circ$  (2 expositions avec un montage à référence séparée)

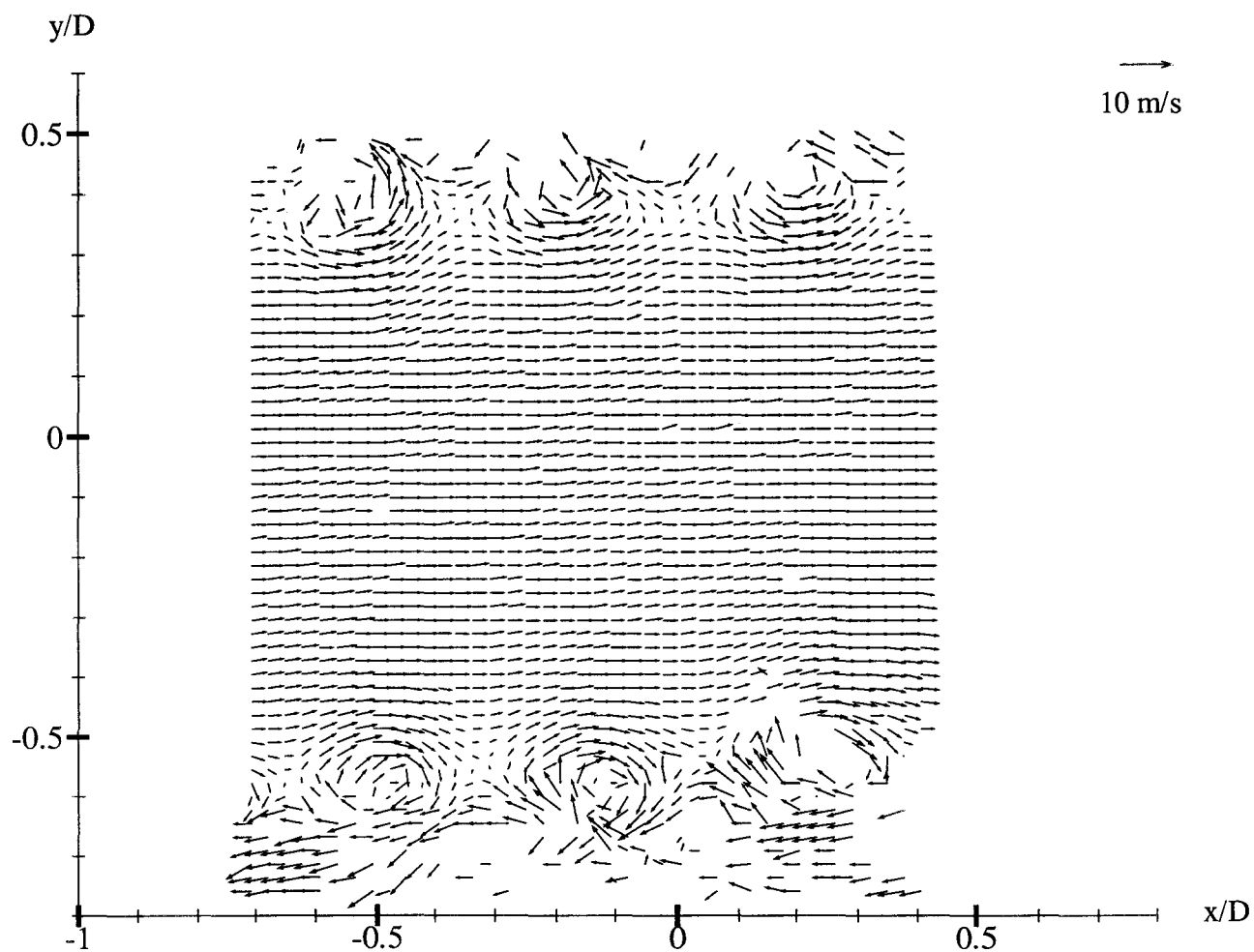


Figure 10.13 Carte de vitesse de l'hologramme ( $u=7,53$  m/s,  $v$ )

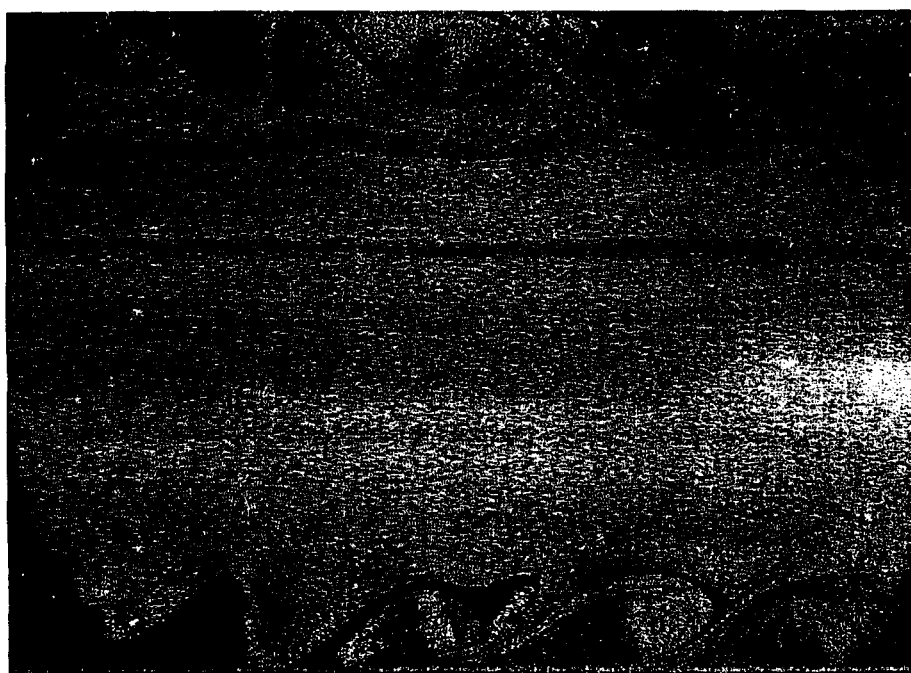
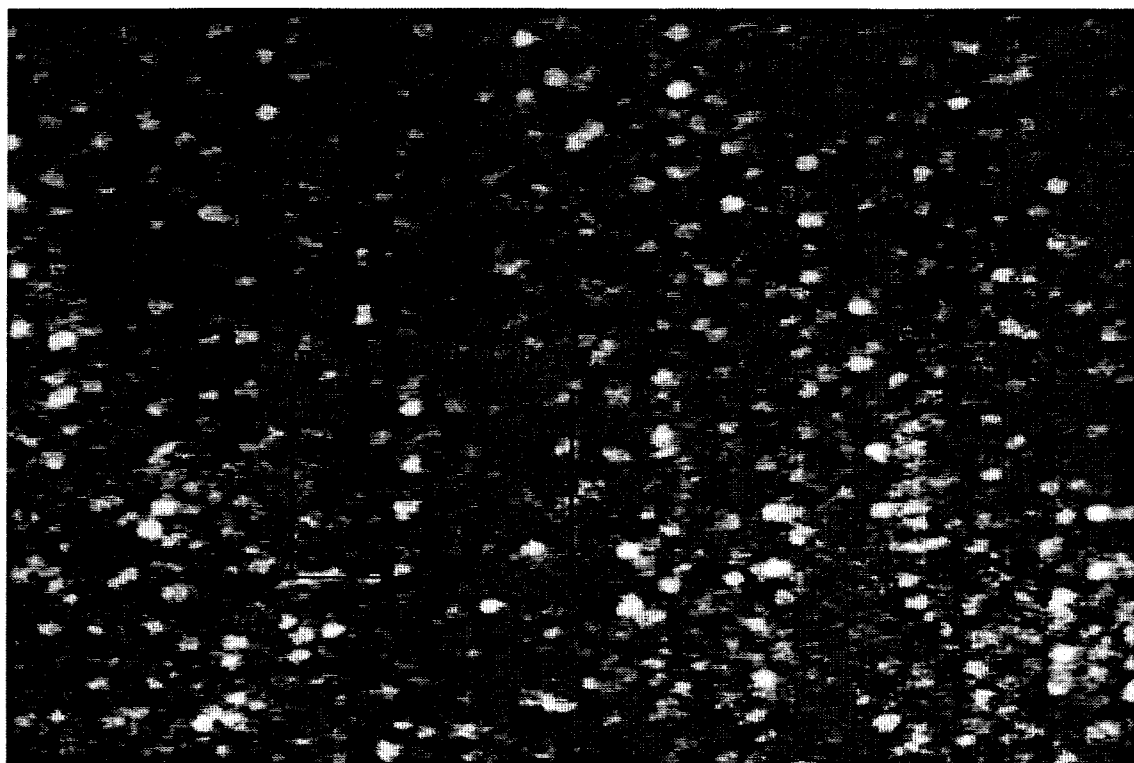
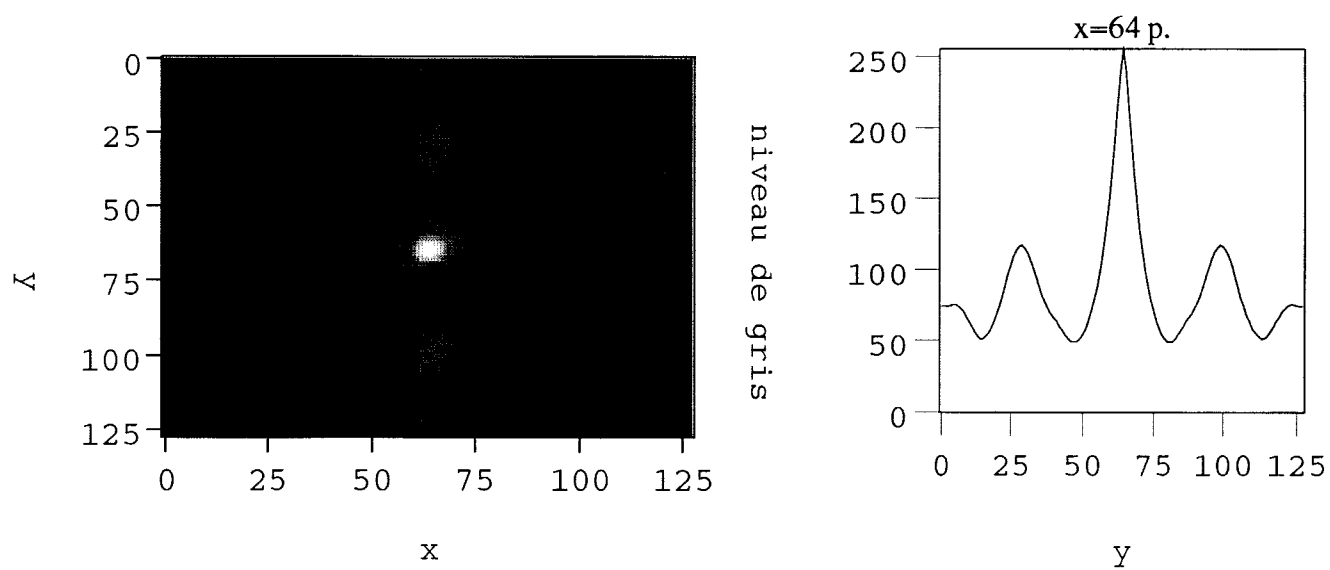


Figure 10.14 Copie photographique d'un hologramme de PIV



a Image photographique à deux expositions



b Corrélogramme d'une fenêtre

Figure 10.15 Résultat de l'analyse par autocorrélation d'une image photographique réalisée à partir d'une image holographique (figure 10.10)



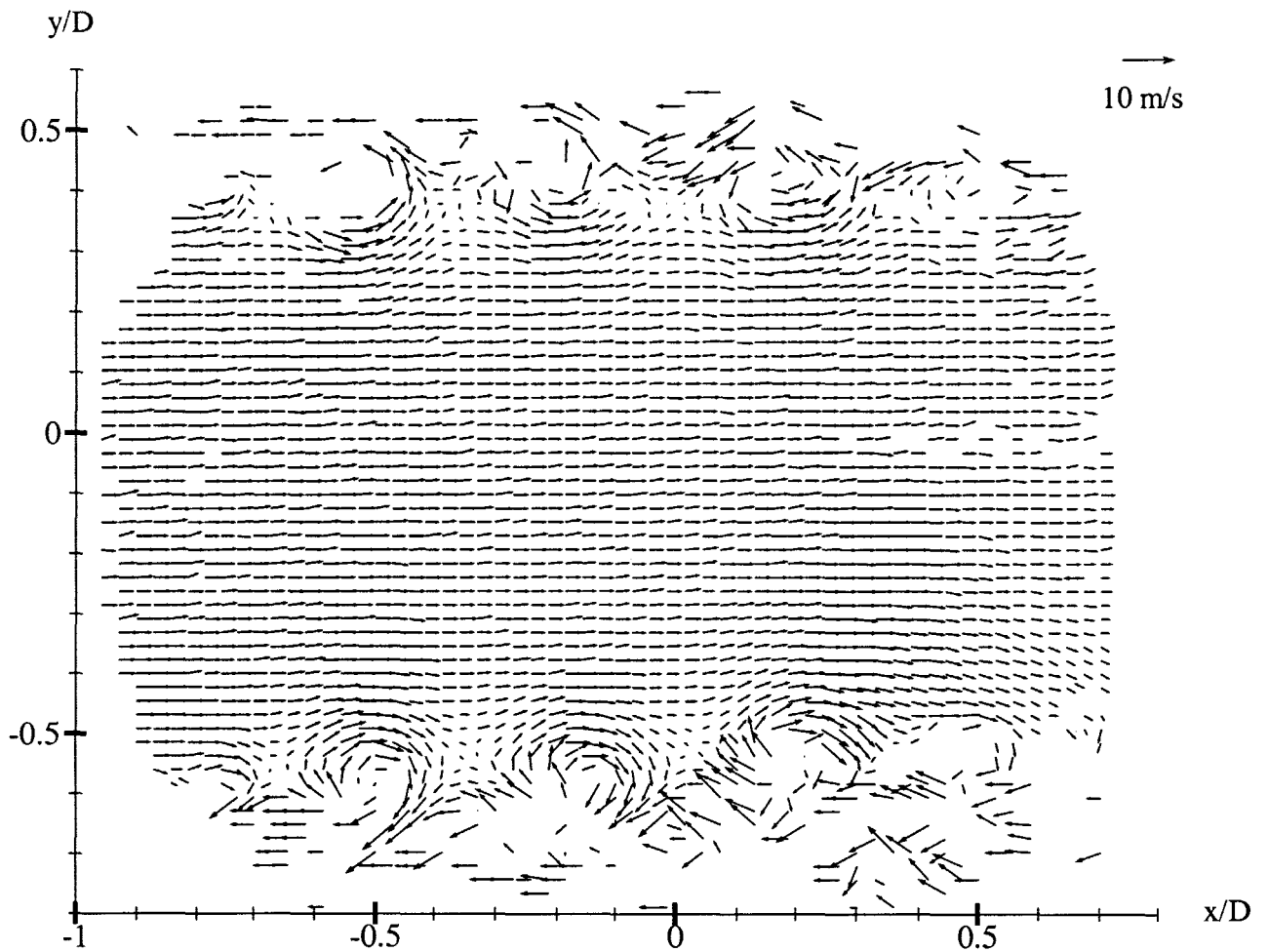


Figure 10.16 Carte de vitesse de la copie photographique de l'hologramme ( $u=7,53$  m/s, $v$ )

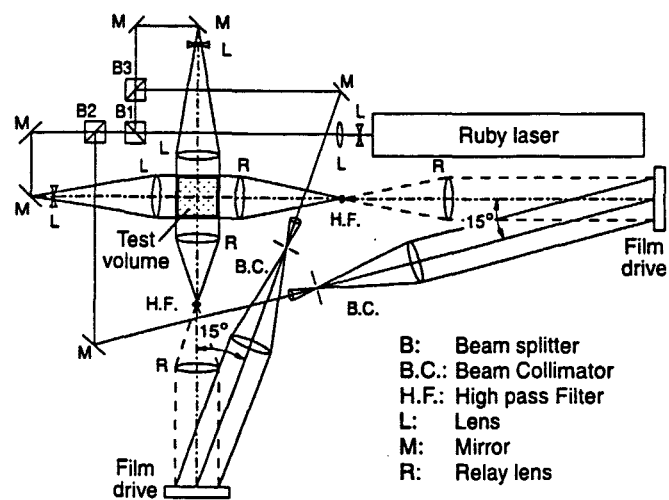


Figure 11.1 Dispositif optique employé par Zhang et al. [9.7]

## 4<sup>ème</sup> PARTIE

### CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Dans le but d'étudier de manière expérimentale l'écoulement qui se développe en aval d'une marche descendante confinée, une installation spécifique a été conçue et réalisée. On a porté une attention particulière aux accès optiques afin qu'ils soient les plus nombreux possibles. On s'est intéressé dans le cadre de cette étude à un écoulement hydrodynamique pour deux nombres de Reynolds (basés sur la hauteur de marche) qui valent respectivement 5675 et 22230. On a de plus analysé les conséquences d'une excitation mécanique de faible amplitude. Il ne s'agit pas d'une étude supplémentaire sur une marche 2D dans le but d'analyser l'influence de tel ou tel paramètre. Il ressort en effet de la bibliographie que les résultats dans ce domaine sont très nombreux mais également très dispersés, de sorte qu'il est délicat d'émettre des hypothèses fiables sur l'influence des nombreux paramètres. L'intérêt de l'étude repose sur les caractéristiques géométriques de la marche qui engendrent un comportement tridimensionnel instationnaire marqué dans la zone de recirculation. Les objectifs de ce travail étaient, d'une part, de caractériser l'écoulement en vue d'une comparaison avec des simulations numériques directes et, d'autre part, de mettre en oeuvre différentes méthodes optiques quantitatives afin d'en évaluer les possibilités et les limites.

Les visualisations réalisées dans la présente étude ont clairement mis en évidence le caractère tridimensionnel et instationnaire de l'écoulement. Leur étude, associée à celle des résultats de VLF, a permis de définir la topologie de l'écoulement qui est sensible au nombre de Reynolds et à l'excitation. On retrouve ainsi les différentes zones de l'écoulement qu'on observe dans le cas d'une marche 2D, à savoir: - la couche cisailée dans laquelle des structures cohérentes apparaissent puis sont convectées, - la zone de recollement où la couche cisailée interagit avec la paroi inférieure, - l'écoulement principal, et enfin la zone de recirculation. Les visualisations montrent que cette dernière région peut être décomposée en deux parties: la zone de recirculation principale caractérisée par des vitesses de retour importantes et la zone proche de la marche qui, pour  $Re_H=5675$ , est une région de très faible activité et, pour  $Re_H=22230$ , une zone où il règne des mouvements de fluide tridimensionnels. Le comportement tridimensionnel de la zone de recirculation est également visible sur l'écoulement moyen et se manifeste sous différentes formes: - la ligne de recollement curviligne - une composante de vitesse transversale non négligeable à proximité des parois latérales - la présence d'un tourbillon contra-rotatif de pied de marche qui évolue suivant l'envergure, tout comme la position et la forme du tourbillon

principal.

Dans l'optique d'une comparaison entre résultats expérimentaux et numériques, il est nécessaire de bien connaître les conditions d'entrée. On a donc sondé par VLF l'écoulement initial en amont de la marche: il est uniforme, mis à part à proximité des parois où il se développe une couche limite laminaire de type Blasius.

La difficulté des méthodes numériques à prédire le comportement des écoulements décollés-recollés provient en partie du caractère instationnaire de l'écoulement. Il convient donc d'utiliser des techniques adaptées à cette spécificité comme la PIV. On a obtenu par cette méthode des cartes de vitesses instantanées dans le plan de symétrie du canal pour un nombre de Reynolds de 22230 sans excitation. On a calculé par une méthode de différence finie la vorticité instantanée. Le grand nombre de clichés réalisés (200 en cadrage large et 100 en cadrage restreint) a également permis de déterminer des grandeurs moyennes comme la vitesse et les contraintes de Reynolds pour les deux composantes de vitesse mesurées dans le plan. Les résultats obtenus sont en accord avec les sondages de Vélocimétrie Laser   Franges. On a également réalisé des clichés de PIV dans la zone de recollement où la Vélocimétrie Laser   Franges rencontre des difficultés en raison des réflexions pariétales. La carte moyenne résultante, déterminée à partir de 100 cartes instantanées, met en évidence des structures cohérentes. L'allure de la courbe donnant la longueur de recollement en fonction de la distance aux parois latérales est conforme   la ligne de recollement obtenue par VLF. La réalisation d'un grand nombre de clichés a également permis de déterminer, au niveau de la zone décollée, les corrélations spatiales dans l'ensemble du plan. On a tenté de justifier la présence de pics de corrélation dans la zone de cisaillement en liaison avec les structures cohérentes.

Pour l'écoulement moyen, les comparaisons avec la littérature donnent des résultats épars. En effet, bien que confiné en raison du faible rapport d'aspect, l'écoulement présente quelques similitudes avec celui d'une marche 2D. On peut par exemple remarquer que les longueurs de recollement obtenues dans les différentes configurations sont dans la gamme comprise entre 4,9 et 8 hauteurs de marche répertoriée par Eaton et Johnston [2.1.3]. De plus, les quelques travaux expérimentaux de la littérature qui sont réalisés dans le cadre de marches descendantes à faible rapport d'aspect ont une topologie analogue à celle décrite dans le présent travail. On note cependant quelques divergences qui peuvent être dues au fait que les conditions d'entrée et les caractéristiques géométriques de la marche ne sont pas exactement conformes à l'expérience menée ici. Or, Eaton et Johnston [2.1.3] ont montré que l'ensemble de ces paramètres influencent le comportement du fluide en aval de la marche descendante.

Pour l'écoulement instantané, aucun des articles rencontrés ne s'intéresse à la quantification des structures cohérentes d'un point de vue expérimental. Par contre, des travaux ont déjà été menés dans le domaine de la simulation numérique sur des écoulements de type marche descendante [2.2.4]. De récentes études s'intéressent à la tridimensionnalité de l'écoulement en utilisant la simulation des grandes échelles (Kaiktsis et al. [12.1], Silveira Neto et al. [12.2], Sagaut et al. [12.3]). On trouve également quelques études en simulation numérique directe: on peut citer Troff et al. [12.4] et surtout Le et al. [12.5] qui, en 1997, ont obtenu sur l'écoulement turbulent en aval d'une marche descendante des résultats d'une résolution sans égal. Le nombre de Reynolds est de 5100, le rapport d'expansion est de 1,2 et le rapport d'aspect de 4. La couche limite incidente est turbulente et a une épaisseur de 1,2 hauteurs de marche. Dans ces conditions, la longueur de recollement représente 6,28H contre 6,8 dans la présente étude pour un nombre de Reynolds de 5675, soit un écart de 8%. Seule une carte de vorticité

instantanée est présentée, l'essentiel de l'étude repose sur les bilans d'énergie. Cet article laisse présager de la faisabilité d'une simulation numérique directe dans la configuration de la présente étude. L'un des points délicats est la laminarité des couches limites aux parois en amont de la marche car l'écoulement transitionne. Afin de réaliser des comparaisons fiables, on a donné une estimation de la précision des mesures.

Les sondages de VLF ont permis de déterminer les conditions d'entrée et de quantifier l'écoulement moyen dans différents plans de l'écoulement en aval de la marche descendante. Ils présentent l'inconvénient d'être particulièrement longs dans le cas présent. Cela peut s'expliquer par des raisons techniques. Tout d'abord, le fait de traiter le signal issu de la lumière rétrodiffusée diminue la quantité d'information exploitée. De plus, le vélocimètre Laser utilisé est monocomposante, le temps de sondage est donc directement proportionnel au nombre de composantes mesurées. D'autre part, il subsiste quelques incertitudes quant aux erreurs de mesure liées au biais d'échantillonnage. On a montré dans la présente étude l'existence de ce biais statistique. Il traduit le fait qu'en un point où le taux de turbulence est élevé, la probabilité est plus forte de mesurer des vitesses élevées que des vitesses faibles [5.2]. On n'a par contre pas constaté d'influence significative sur le taux de turbulence. A défaut d'une fréquence d'acquisition fixée, l'utilisation d'une fonction de pondération basée sur la fréquence d'acquisition permet de corriger le biais d'échantillonnage. On remarquera que Lammari et al. [12.6] aboutissent à la même conclusion. Le présent travail a permis d'apporter quelques améliorations à la vélocimétrie Laser à Franges telle qu'elle est exploitée à l'IMFL. La prise en compte du biais d'échantillonnage a été incorporée au logiciel de mesure. Etant donné que l'étude de biais a été menée a posteriori, il en a été tenu compte dans l'incertitude de mesure.

On a montré que la quantification de l'écoulement moyen peut également être réalisée par PIV dans la mesure où le nombre de clichés est suffisamment important pour que la moyenne et l'écart type sur la vitesse en un point soient convergés. Les résultats obtenus pour 200 cartes instantanées en cadrage large dans la zone décollée sont en accord avec les sondages de VLF. Le gain de temps au niveau de l'acquisition est significatif. On remarque cependant que le moyen d'enregistrement retenu apporte certaines limitations. En effet, le système de prise de vues est un appareil photographique numérique qui oblige à utiliser un dispositif complémentaire pour lever l'ambiguïté sur le sens des vecteurs vitesses: la solution retenue est le miroir tournant. Or les très faibles vitesses de l'écoulement imposent deux conditions:- la première est une vitesse de rotation du miroir très faible fixée à la limite inférieure du dispositif - la seconde est un intervalle de temps relativement important entre les deux expositions pour que la distance séparant les doublets de particules soit suffisante. La combinaison de ces deux conditions entraîne, entre les deux expositions, un angle de rotation important du miroir dont il faut limiter l'influence dans l'espace image en approchant le dispositif de prise de vues de la scène. L'ensemble de ces limitations entraîne d'une part une influence notable de la composante normale au plan d'analyse sur la précision des mesures, et d'autre part un écart sur la vitesse de décalage, entre le bord et le centre du cliché, du même ordre de grandeur que la vitesse de l'écoulement. Ce point associé à la petite taille des particules est très probablement la cause du léger décalage entre PIV et VLF sur la composante verticale de vitesse. On verra plus loin que d'autres choix techniques permettent d'éviter ces problèmes. Outre la possibilité d'obtenir des informations quantitatives sur l'écoulement moyen, la PIV permet de déterminer des cartes de vitesses instantanées et d'en extraire la vorticité instantanée par un schéma aux différences finies. Cette grandeur est intéressante car elle permet de quantifier l'intensité des structures cohérentes. Néanmoins, on note en calculant la vorticité moyenne à partir de deux cadrages que l'erreur est

très dépendante de la taille des fenêtres d'analyse et du maillage. La PIV permet également, par la détermination d'un grand nombre de cartes instantanées, le calcul des corrélations spatiales dans l'ensemble du plan enregistré. Cette information est difficile à obtenir avec une telle résolution par des méthodes classiques telles que le fil chaud.

Les limitations de la PIV sont clairement exprimées par les évolutions actuelles dans ce domaine. Le développement de la PIV stéréoscopique [6.8] et l'étude de faisabilité de quelques montages holographiques [8.10] montrent la nécessité d'acquérir une information toujours plus complète pour finalement avoir accès aux trois composantes de vitesse dans l'espace. Au vu des travaux menés à l'IMFL sur l'holographie de Gabor et de l'écoulement tridimensionnel étudié, il est apparu intéressant de mettre en oeuvre le montage de Gabor dans deux directions orthogonales afin de déterminer de manière précise les trois composantes de vitesse dans un volume [9.3]. Il résulte de cette étude de faisabilité que la mesure d'une telle quantité d'informations a un prix en terme de dynamique, de résolution, et de temps d'analyse. Une étape intermédiaire entre PIV et holographie consiste à réaliser un enregistrement holographique d'un cliché de PIV. Certes, cette voie apporte une haute résolution à grande distance, mais elle est limitative pour les deux méthodes. L'énergie nécessaire ainsi que la complexité du montage à l'enregistrement sont pénalisantes pour la PIV, la visualisation d'un plan de lumière en diffusion à  $90^\circ$  est pénalisante pour l'holographie.

Il serait intéressant de compléter les informations obtenues sur la marche descendante dans la présente étude. Au vu des résultats de PIV, la réalisation d'un plus grand nombre de plans d'analyse serait souhaitable pour mieux caractériser l'écoulement. De plus, une plus grande résolution dans la zone d'émission tourbillonnaire permettrait de mieux comprendre la formation de l'instabilité à sa naissance. Du point de vue de l'écoulement, l'utilisation de la même installation avec de l'air aurait deux intérêts: le premier est l'analyse de l'écoulement pour l'air et l'eau au même nombre de Reynolds pour étudier l'influence du fluide, le second est l'analyse de l'écoulement pour des nombres de Reynolds plus importants. Il serait d'autre part intéressant d'analyser l'influence de l'excitation à l'aide de la PIV pour étudier l'effet de cette excitation sur la dynamique des structures cohérentes de la couche de cisaillement. Il serait souhaitable que ce complément d'information soit déterminé par stéréoscopie en raison de la forte tridimensionnalité de l'écoulement.

On a mis en évidence l'intérêt de la PIV pour la caractérisation de l'écoulement moyen qui peut être obtenue beaucoup plus rapidement qu'en VLF.

Il faut tout de même garder à l'esprit que la PIV classique est une méthode permettant d'étudier les écoulements bidimensionnels (détermination des deux composantes de vitesse dans un plan) et par conséquent qu'il reste un problème de précision en raison de l'existence d'une composante de vitesse normale au plan. On a vu que cette imprécision n'est pas négligeable dans la configuration retenue en raison du dispositif de décalage à miroir tournant qui oblige à approcher l'appareil photographique de la scène. L'utilisation d'une caméra d'intercorrélation permettrait de se dispenser d'un système de décalage d'image qui nuit à la précision des mesures, mais également d'éloigner le système de prise de vues pour minimiser l'effet de perspective. Une autre solution consiste à mesurer la composante de vitesse normale au plan par PIV stéréoscopique. Un tel dispositif permettrait d'apporter une correction sur les composantes de vitesse dans le plan. Cette voie fait l'objet de nombreux travaux de recherche actuellement et serait adaptée à l'écoulement tridimensionnel étudié.

En dehors du développement de la méthode elle-même, la quantité d'information contenue dans les cartes de vitesses obtenues par PIV est considérable. Certes, il est facilement concevable que cette information instationnaire facilite la compréhension des phénomènes turbulents et qu'elle permette de quantifier les structures cohérentes présentes dans l'écoulement. Néanmoins, on se heurte aux faibles taux de répétition des Lasers classiquement employés et à la faible cadence des systèmes de prises de vues qui empêchent de suivre l'évolution dans le temps et dans l'espace de ces structures cohérentes. Cette remarque n'est bien évidemment pas valide dans le cas des phénomènes lents ou des écoulements périodiques conditionnés. Dans tous les cas, il est dommage de ne pas utiliser l'information instationnaire et de calculer uniquement les grandeurs statistiques moyennes. C'est pourquoi, il reste un travail important à fournir pour l'analyse et l'interprétation des résultats. Dans cet effort d'interprétation des résultats, on a déterminé dans la présente étude les coefficients de corrélation spatiale. Bien qu'ils soient des termes importants en modélisation car il interviennent dans les équations de bilan, ils sont généralement très mal connus en dehors de quelques écoulements simples [12.7]. En PIV, ces coefficients de corrélation peuvent être mesurés dans l'ensemble du plan.

Les études de faisabilité réalisées en holographie dans le cadre de ce travail montrent que l'utilisation de montages holographiques en Mécanique des Fluides peut apporter beaucoup d'informations. Néanmoins, la mesure des trois composantes de vitesse dans un volume a un coût non négligeable qui fait que l'analyse de l'écoulement se limite à quelques cartes instantanées. Etant donné que l'holographie est a priori la seule méthode permettant d'analyser un volume (3D), il est fort probable que cette technique fera l'objet de nombreux travaux de recherche dans les années à venir. Les progrès attendus dans ce domaine ne pourront se faire qu'au prix d'améliorations techniques: le développement constant des moyens informatiques devrait permettre une diminution du temps de traitement mais le point essentiel reste le support d'enregistrement: on peut espérer que la création de nouveaux matériaux permettra de supplanter le support photographique, comme le capteur CCD a engendré une soudaine expansion de la PIV.



## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1.1] M. Lesieur  
*La turbulence*  
Collection Greno, 1994
- [1.2] G.L. Brown, A. Roshko  
*On density effects and large structure in turbulent mixing layers*  
J. Fluid. Mech., Vol. 64, part 4, pp 775-816, 1974
- [1.3] A. Boutier  
*Métrologie optique en Mécanique des Fluides: un état de l'art en 1996*  
5<sup>ème</sup> Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Rouen, 1996
- [1.4] M.L. Riethmuller  
*Vélocimétrie par images de particules ou PIV: synthèse des travaux récents*  
5<sup>ème</sup> Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Rouen, 1996
- [1.5] M. Gad-el-Hak, D.M. Bushnell  
*Separation control: review*  
Journal of Fluids Engineering, Vol. 113, pp 5-30, 1991
- [2.1.1] P. Bradshaw, F.Y.F. Wong  
*The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer*  
J. Fluid. Mech., Vol. 52, part 1, pp 113-135, 1972
- [2.1.2] F.Durst, C. Tropea  
*Turbulent backward-facing step flows in two-dimensional ducts and channels*  
3<sup>rd</sup> turbulent shear flow symposium, 1981



- [2.1.3] J.K. Eaton, J.P. Johnston  
*A review of research on subsonic turbulent flow reattachment*  
AIAA 80-1438R, Vol. 19, n°9, 1981
- [2.1.4] S.N. Sinha, A.K. Gupta, M.M. Oberai  
*Laminar separating flow over backsteps and cavities*  
AIAA 81-4322, Vol. 19, n°12, 1981
- [2.1.5] E.W Adams, J.P. Johnston  
*Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part 2: reattachment length and wall shear stress*  
Experiments in Fluids 6, pp 493-499, 1988
- [2.1.6] K. Isomoto, S. Honami  
*The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward-facing-step*  
J Fluid Eng. 111, pp 87-92, 1989
- [2.1.7] M.V. Ötügen  
*Expansion ratio effects on the separated shear layer and reattachment downstream of a backward-facing step*  
Experiments in Fluids 10, pp 273-280, 1991
- [2.1.8] V. De brederode, P. Bradshaw  
*Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubble. I. Flow behind a rearward-facing step*  
Imperial college, Aeronotical Rept. 72-19, 1972
- [2.1.9] J.G. Berbee, J.L. Ellzey  
*The effect of aspect ratio on the flow over a rearward-facing step*  
Experiments in Fluids 7, pp 447-452, 1989
- [2.1.10] J.Y. Yoo, S.J. Baik  
*Redeveloping turbulent boundary layer in the backward-facing step flow*  
Transactions of the ASME, Vol.114, pp 522-529, 1992
- [2.1.11] C. Chandrsuda, R.D. Mehta, R.D. Weir, P. Bradshaw  
*Effect of free-stream turbulence on large structure in turbulent mixing layers*  
J. Fluid Mech, Vol. 85, Part 4, pp 693-704, 1978

- [2.1.12] T.R. Troutt, B. Scheelke, T.R. Norman  
*Organized structures in reattaching separated flow field*  
J. Fluid Mech, Vol. 143, pp 413-427, 1984
- [2.1.13] J. Kim, S.J. Kline, J.P. Johnston  
*Investigation of a reattaching turbulent shear layer: flow over a backward-facing step*  
Transactions of the ASME, Vol. 102, pp 302-308, 1980
- [2.1.14] M.V. Otugen, G. Muckenthaler  
*Study of separated shear layer in moderate Reynolds number plane sudden expansion flows*  
AIAA Journal, Vol. 30, n° 7, 1992
- [2.1.15] N.K. Tutu, R. Chevrey  
*Cross-wire anemometry in high-intensity-turbulence*  
J. Fluid Mech, Vol. 74, Part 4, pp 785-800, 1975
- [2.1.16] E.W. Adams, J.K. Eaton  
*An LDA study of the backward-facing step flow, including the effects of velocity bias*  
Journal of Fluids Engineering, Vol. 110, pp 275-282, september 1988
- [2.2.1] J.G. Berbee, J.L. Ellzey  
*Aspect ratio and Reynolds number effects on the flow behind a rearward-facing step*  
AIAA 88-0612, 26<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting, 1988
- [2.2.2] G. Papadopoulos, M.V. Otugen, G.C. Vradis  
*The three-dimensional separated flow structure in a variable aspect ratio sudden expansion duct*  
AIAA 88-0612, 31<sup>st</sup> Aerospace Sciences Meeting, 1993
- [2.2.3] C. Shih, C.M. Ho  
*Three-dimensional recirculation flow in a backward facing step*  
Transactions of ASME, Vol. 116, 1994
- [2.2.4] B.F. Armaly, J. Durst, J.C.F. Pereira, B. Schnung  
*Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow*  
J. Fluid Mech, Vol. 127, pp 473-496, 1984

- [2.3.1] M.A.Z. Hasan  
*The flow over a backward-facing step under controlled perturbation: laminar separation*  
J. Fluid Mech., vol. 238, pp 73-96, 1992
- [2.3.2] M. Kiya, M. Shimizu, O. Mochizuki, Y. Ido, H. Tezuka  
*Active forcing of an axisymmetric leading-edge turbulent separation bubble*  
AIAA 93-3245, Shear Flow Conference, Orlando, 1993
- [2.3.3] L.W. Sigurdson  
*The structure and control of a turbulent reattaching flow*  
J. Fluid Mech., vol. 298, pp 139-165, 1995
- [2.3.4] K.B. Chun, H.J. Sung  
*Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing*  
Experiments in Fluids 21, pp 417-426, 1996
- [2.3.5] A.V. Dovgal, V.V. Kozlov, A. Michalke  
*On disturbances excited by a point source in an axisymmetric laminar separation bubble*  
Eur. J. Mech., B/Fluids, vol. 15, n°5, pp 651-664, 1996
- [2.3.6] F.W. Roos, J.T. Kegelman  
*Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layers*  
AIAA Journal, vol.24, n°12, pp 1956-1963, 1986
- [2.3.7] S. Bhattacharjee, B. Scheelke, T.R. Troutt  
*Modification of vortex interactions in a reattaching separated flow*  
AIAA Journal, vol. 24, pp 623-629, 1986
- [2.3.8] M. Nishioka, M. Asai, S. Yoshida  
*Control of flow separation by acoustic excitation*  
AIAA Journal, vol. 28, pp 1909-1915-629, 1990
- [2.3.9] H.M. Nagib, P.H. Reisenthel, D.J. Koga  
*On the dynamical scaling of forced unsteady separated flows*  
AIAA 85-0553, Shear Flow Control Conference, Colorado, 1985

- [2.3.10] M. Dadi, M. Stanislas, O. Rodriguez, A. Dymont  
*A study by holographic velocimetry of the behaviour of free small particles in a flow*  
 Experiments in Fluids 10, pp 285-294, 1991
- [3.1] P. Rebuffet  
*Aérodynamique expérimentale*  
 Dunod, 1969
- [3.2] I.E. Idel'cik  
*Memento des pertes de charges*  
 Eyrolles, 1969
- [4.1] A.K.M. Fazole Hussain  
 Coherent structures and turbulence  
 J. Fluid. Mech., Vol. 173, pp 303-356, 1986
- [5.1] A. Boutier  
*Laser Velocimetry*  
 VKI Lecture Series, Rhode Saint Genèse, Belgium, 1991
- [5.2] D.K. McLaughlin, W.G. Tiederman  
*Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows*  
 Physics of Fluids, Vol.16, n°12, December 1973
- [5.3] A. Nakayama  
*Measurements of flows in the trailing-edge region of airfoils*  
 Numerical and physical aspects of aerodynamic flows, Springer Verlag, pp 233-255, 1983
- [5.4] D.A. Johnson, D. Modarress, F.K. Owen  
*An experimental verification of laser-velocimeter sampling bias and its correction*  
 Journal of Fluids Engineering, Vol.106, pp 5-12, March 1984
- [5.5] W. Hoesel, W. Rodi  
*New biasing elimination method for laser Doppler velocimeter counter processing*  
 Review of Scientific Instruments, Vol. 48, pp 910-919, July 1977



- [5.6] W.H. Stevenson, H.D. Thompson  
*Direct measurement of laser velocimeter bias errors in a turbulent flow*  
AIAA Journal 82-4287, Vol. 20, n°12, pp 1720-1723
- [5.7] D.F.G. Durao, J.H. Whitelaw  
*Relationship between velocity and signal quality in laser-Doppler anemometry*  
Journal of Physics E: Scientific Instruments, Vol. 12, pp 47-50, 1979
- [5.8] M.J. Tummers, L.H.J. Absil, D.M. Passchier  
*An experimental investigation of velocity bias in a turbulent flow*  
8<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 1996
- [5.9] E. Adams  
*Experiments on the structure of turbulent reattaching flow*  
Report MD-43, Stanford University, pp 195-239, 1984
- [5.10] J.C. Erdmann, C. Tropea  
*Turbulence induced statistical bias in laser anemometry*  
Proc. 7th Symposium on Turbulence, University of Missouri-Rolla, pp 129-138, 1981
- [5.11] H.L. Petrie, M. Samimy, A.L. Addy  
*Laser Doppler velocity bias in separated turbulent flows*  
Experiments in Fluids 6, pp 80-88, 1988
- [5.12] P. Buchave  
*The measurement of turbulence with the burst-type laser Doppler Anemometer-Errors and correction methods*  
Report TRL-106, State University of New York at Buffalo, 1979
- [5.13] J.K. Eaton, J.P. Johnston  
*Turbulent flow reattachment: an experimental study of the flow and structure behind a backward-facing step*  
Stanford Univ., MD-39, 1980
- [5.14] M.K. Denham  
*The development of a laser anemometer for recirculating fluid-flow measurements*  
Ph. D. Thesis, Exeter Univ., 1974

- [5.15] R. Smyth  
*Turbulent flow over a plane symmetric sudden expansion*  
Transactions of ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol. 101, n°3, 1979
- [5.16] F.K. Browand, C.M. Ho  
*The mixing layer: an exemple of quasi two-dimensional turbulence*  
J. Méc. Théor. Appl., Special suppl., pp 99-120, 1983.
- [5.17] M.D. Driver, H.L. Seegmiller, G.J. Marvin  
*Time-dependent behavior of a reattaching shear layer*  
AIAA Journal, pp 914-919, 1987
- [6.1] R. Meynart  
*Flow velocity measurement by a speckle method*  
SPIE Vol. 210, 2nd European Congress on Optics Applied to Metrology, 1979
- [6.2] A.R. Ganesan, P. Meinlschmidt, H. Hinrichs, K.D. Hinsch  
*Particle Image Velocimetry: improving fringe quality with a negative-mask method*  
Applied Optics, Vol.34, n°11, 1995
- [6.3] J. Stephanini, G. Cognet, J.C. Vila, Y. Brenier  
*A colored method for PIV technique*  
Euromech Colloquium n°279, Delft, 1991
- [6.4] M. Reeves, N.J. Lawson, N.A. Halliwell, J.M. Coupland  
*Particle Image Velocimetry: image labeling using encoding of the point-spread function by application of a polarization-sensitive pupil mask*  
Applied Optics, Vol. 34, n°1, 1995
- [6.5] R.J. Adrian  
*Image shifting technique to resolve directional ambiguity in double-pulse velocimetry*  
Applied Optics, Vol. 25, n°21, 1986
- [6.6] C. Landreth, R.J. Adrian  
*Electrooptical image shifting for particle image velocimetry*  
Applied Optics, Vol 27, n°20, 1988

- [6.7] E. Rouland  
*Etude et développement de la technique de vélocimétrie par intercorrélation d'images de particules. Application aux écoulements en tunnel hydrodynamique*  
Thèse de la Faculté des sciences et techniques de l'université de Rouen, 1994
- [6.8] M. Riethmuller, L.M. Lourenco, G. Gouesbet, M. Raffel, J. Kompenhas, A. Vogt, C. Willert, F. Carosone, A. Cenedese, Ch. Brücker, H. Royer, M. Stanislas  
*Particle Image Velocimetry*  
Lecture Series 1996-03, VKI, 1996
- [6.9] M. Raffel, J. Kompenhans  
*Theoretical and experimental aspects of image-shifting by means of a rotating mirror system for Particle Image Velocimetry*  
Meas. Sci. Technol. 6, pp 795-808, 1995
- [6.10] Z. Zang, K. Eisele  
*The two-dimensional velocity shift caused by the use of a rotating mirror in PIV flow field measurements*  
Experiments in Fluids 20, pp 106-111, 1995
- [6.11] R.D. Keane, R.J. Adrian  
Optimization of particle image velocimeters, part I: double-pulsed systems  
Meas. Sci. Technol. 1, 1202-15, 1990
- [6.12] J.C. Monnier, M. Stanislas, C. Bernard  
*Etude du comportement instationnaire d'un tourbillon en fer à cheval par des méthodes optiques quantitatives*  
Rapport IMFL 93/60, 1993
- [6.13] C. Willert, M. Raffel, J. Kompenhans, B. Stasicki, C. Kähler  
*Recent applications of Particle Image Velocimetry in aerodynamic research*  
Flow, Measurement & Instrumentation (FMI), à paraître, 1997
- [6.14] A.K.M. Fazle Hussain  
*Coherent structures and turbulence*  
J. Fluid. Mech., Vol. 173, pp 303-356, 1986

- [6.15] I. Grant, E. Owens, Y.Y. Yan  
*Particle Image Velocimetry measurements of the separated flow behind a rearward facing step*  
Experiments in Fluids, Vol.12, pp 238-244, 1992
- [8.0.1] A.K. Prasad, R.J. Adrian  
*Stereoscopic Particle Image Velocimetry applied to liquid flows*  
Experiments in Fluids, Vol. 15, pp 49-60, 1993
- [8.0.2] M. Raffel, M. Gharib, O. Ronneberger, J. Kompenhans  
*Feasibility study of three-dimensional PIV by correlating images of particles within parallel light sheet planes*  
Experiments in Fluids, Vol. 19, pp 69-77, 1995
- [8.0.3] H. Royer  
*Une application de la micro-holographie ultra rapide à la métrologie des brouillards*  
Nouv. Revue d'Optique, Vol. 5, n°2, pp 87-93, 1974
- [8.0.4] H. Royer  
*Holographic velocimetry of submicron particles*  
Optics communications, Vol. 20, n°1, 1977
- [8.0.5] J. Haertig, P. Smigielski  
*Light sheet visualization and velocity field measurements in seeded flows*  
Rapport ISL CO 225/86, 1986
- [8.0.6] C. Geiler, M. Stanislas  
*Amélioration du dépouillement automatique des hologrammes de micro-particules*  
Rapport IMFL 95/41, 1995
- [8.0.7] J. Zhang, B. Tao, J. Katz  
*Turbulent flow measurement in a square duct with hybrid holographic PIV*  
Experiments in Fluids, Vol. 23, pp 373-381, 1997
- [8.1] J.C. Viénot, P. Smigielski, H. Royer  
*Holographie optique, développements, applications*  
Dunod, 1971



- [8.2] R.J. Collier, C.B. Burckhardt, L.H. Lin  
Optical holography  
Academic Press, 1971
- [8.3] M. Stanislas  
*Application de l'holographie à expositions multiples de microparticules à la mesure de vitesses dans les écoulements*  
Sciences et technique de l'armement, 61, 2° fasc., 1987
- [8.4] M. Françon  
*Holographie*  
Masson, 1987
- [8.5] P. Smigielski  
*Holographie industrielle*  
Teknea, 1994
- [8.6] H. Royer  
*Remarks concerning the practical use of holography in bubble chambers*  
Rapport ISL CO 212/81, 1981
- [8.7] H. Royer  
*Vue d'ensemble sur l'holographie: ses principes et ses applications*  
Rapport CO242/86
- [8.8] E.B. Champagne  
*Nonparaxial imaging, magnification, and aberration properties in holography*  
Journal of the Optical Society of America, Vol. 57, n°1, 1967
- [8.9] H. Royer, F. Albe  
*L'utilisation du montage de Gabor en microholographie*  
Rapport ISL 34/71, 1971
- [8.10] D.H. Barnhart, R.J. Adrian, G.C. Papen  
Phase conjugate holographic system for high resolution particle image velocimetry  
Applied Optics, Vol. 33, pp 7159-7170, 1994

- [8.11] H. Royer  
*Influence of emulsion characteristics on the image quality in single-beam holography*  
J. Optics, Vol. 22, n°1, pp17-21, 1991
- [8.12] J.C. Monnier, M. Stanislas, G. Croisier, C. Fatien  
*Vélocimétrie par Images de Particules: approches classique et holographique*  
Rapport IMFL 96/29, 1996
- [8.13] G. Croisier, P. Dupont, M. Stanislas  
*Interaction d'un tourbillon torique avec une paroi mobile*  
6° Colloque National de visualisation et de Traitement d'Image en Mécanique des Fluides, Saint-Etienne, 1995
- [9.1] H.Meng, F. Hussain  
*In-line recording and off-axis viewing technique for holographic particle velocimetry*  
Applied Optics, Vol. 34, n°11, 1995
- [9.2] V. Zimin, H. Meng, F. Hussain  
*Innovative holographic particle velocimeter: a multibeam technique*  
Optical Society of America, 1993
- [9.3] H. Royer  
*In-line microholography with two crossed recording beams*  
J. Optics, Vol. 24, n° 4, pp 149-152, 1993
- [9.4] L.M. Weinstein, G.B. Beeler  
*Flow measurements in a water tunnel using a holocinematographic velocimeter*  
Symposium on fluid dynamics, Monterey, 1986
- [9.5] J.O. Scherer, L.P. Bernal  
*Holographic velocity measurements in a turbulent free-surface jet*  
AIAA 95-0642, 1995
- [9.6] L.P. Bernal, J. Scherer  
*HPIV measurements in vortical flows: lessons learned and future prospects*  
FED, Vol. 148, ASME 1993

- [9.7] F. Beluche  
*Etude du sillage instationnaire d'un cylindre à nombre de Reynolds modéré par des techniques de visualisation et de vélocimétrie optique complémentaires*  
Thèse de l'USTL, 1986
- [12.1] L. Kaiktsis, G. EM Karniadakis, S. A. Orszag  
*Onset of three-dimensionality, equilibria, and early transition in flow over a backward-facing step*  
J. Fluid Mech., Vol. 231, pp 501-528, 1991
- [12.2] A. Silveira Neto, D. Grand, O. Métais, M. Lesieur  
*A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step*  
J. Fluid Mech., Vol. 256, pp 1-25, 1993
- [12.3] P. Sagaut, B. Troff, T.H. Lê, Ta Phuoc Loc  
*Large eddy simulation of turbulent flow past a backward-facing step with a new mixed scale SGS model*  
IMACS, Conference Computational Fluid Dynamics Three dimensional Complex Flows, 1995
- [12.4] B. Troff, T.H. Lê, P. Sagaut, Ta Phuoc Loc  
*Simulation d'écoulements décollés*  
74<sup>th</sup> Fluid Dynamics Symposium on Application of Direct and Large Eddy Simulation to Transition and Turbulence, Chania Crete, Greece, 1994
- [12.5] H. Le, P. Moin, J. Kim  
*Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step*  
J. Fluid Mech., Vol. 330, pp 349-374, 1997
- [12.6] M. Lammari, P. Braud, S. Barre, J.P. Bonnet  
*Etude expérimentale du biais de vitesse en couche de mélange supersonique*  
5<sup>ième</sup> Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Rouen, 1996
- [12.7] J. Cousteix  
*Turbulence et couche limite*  
Cepadues-Editions, 1989

[13.1] J.P. Pérez

*Optique géométrique et ondulatoire*

Masson, 1994



## **ANNEXES**



## 1. LES INTERFERENCES

Ce rappel théorique est très fortement inspiré du livre de Pérez [13.1].

### 1.1. Cas Général: superposition de 2 ondes monochromatiques isochrones

Soient  $\vec{E}_1 = \psi_1 \exp(-i\omega t) \vec{e}_1$  et  $\vec{E}_2 = \psi_2 \exp(-i\omega t) \vec{e}_2$  les notations complexes de deux ondes lumineuses monochromatiques isochrones polarisées rectilignement.

$\psi_1 = A_1 \exp(i\phi_1)$  et  $\psi_2 = A_2 \exp(i\phi_2)$  sont les amplitudes complexes respectives des ces deux vibrations,  $\phi_1$  et  $\phi_2$  leur phase,  $\vec{e}_1$  et  $\vec{e}_2$  2 vecteurs unitaires et  $\omega$  leur pulsation ( $\omega = 2\pi f$  avec  $f$  fréquence des vibrations).

Le champ électrique  $\vec{E}$  résultant de ces deux états vibratoires est la somme vectorielle des champs  $\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2$ :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = (\psi_1 \vec{e}_1 + \psi_2 \vec{e}_2) \exp(-i\omega t)$$

En notant  $A$  l'amplitude réelle de  $\vec{E}$ , l'intensité  $I$  de l'onde résultante vaut:

$$I = A^2 = \vec{E} \cdot \vec{E}^* \quad \vec{E}^* \text{ étant le complexe conjugué de } \vec{E}$$

$$\text{d'où } I = (\psi_1 \vec{e}_1 + \psi_2 \vec{e}_2) (\psi_1^* \vec{e}_1 + \psi_2^* \vec{e}_2)$$

$$\text{soit } I = \psi_1 \psi_1^* + \psi_2 \psi_2^* + \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 (\psi_1 \psi_2^* + \psi_1^* \psi_2).$$

En introduisant les intensités respectives  $I_1 = \psi_1 \psi_1^* = A_1^2$  et  $I_2 = \psi_2 \psi_2^* = A_2^2$  de chaque onde, on obtient:

$$I = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 (\exp(i(\phi_2 - \phi_1)) + \exp(-i(\phi_2 - \phi_1)))$$

$$\text{soit } I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 \cos\phi$$

avec  $\phi = \phi_2 - \phi_1 =$  différence de phase entre les 2 vibrations.

En supposant que les champs  $\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2$  se superposent parallèlement,  $\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 = 1$  (hypothèse considérée désormais),



$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos\phi$$

L'intensité obtenue est une fonction sinusoïdale de  $\phi$  oscillant entre  $I_{\min} = (A_1 - A_2)^2$  et  $I_{\max} = (A_1 + A_2)^2$  autour de la valeur moyenne  $I_0 = A_1^2 + A_2^2$ .

I peut alors s'exprimer de la manière suivante:

$$I = I_0(1 + m \cos\phi)$$

$$\text{avec } m \text{ facteur de visibilité} = \frac{2A_1 A_2}{A_1^2 + A_2^2} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

qui caractérise le contraste des franges. Celui-ci est maximum pour  $I_1 = I_2$  soit 2 vibrations de même amplitude.

## 1.2. Cas de 2 ondes planes de même amplitude

En gardant les notations précédentes, les hypothèses sont les suivantes:

les ondes étant planes

$$-\phi_1 = \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1$$

$$-\phi_2 = \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2$$

$$-\vec{k}_1 \text{ et } \vec{k}_2 \text{ vecteurs d'onde tels que } \|\vec{k}_1\| = \|\vec{k}_2\| = k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$-\lambda$  longueur d'onde des 2 ondes monochromatiques isochrones

$-\varphi_1$  et  $\varphi_2$  déphasages à l'origine

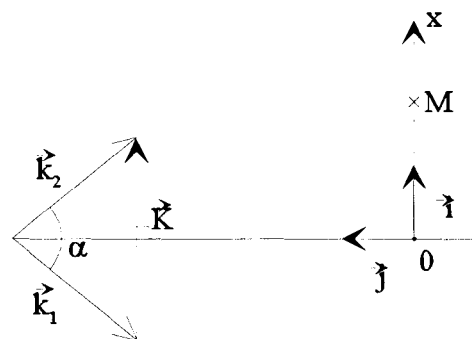
$A_1 = A_2 = A_0 =$  amplitude réelle des deux ondes.

Du paragraphe précédent, on en déduit l'expression de I

$$\begin{cases} I = 2A_0^2(1 + \cos\phi) \\ \phi = (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} + (\varphi_2 - \varphi_1) = \vec{K} \cdot \vec{r} + \varphi \end{cases}$$

$$\text{avec } \vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1 \text{ et } \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$$

Soit  $\vec{Ox}$  un axe parallèle à  $\vec{K}$ ,  $\vec{r} = \vec{OM} = x\vec{i} + y\vec{j}$   
(Figure ci-jointe)



$$\vec{K} \cdot \vec{r} = 2k \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)x = \frac{4\pi}{\lambda}x \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$$

avec  $\alpha$  = angle entre les vecteurs d'onde

On obtient donc un système de franges rectilignes alternativement claires et sombres, l'interfrange itf est donné par:

$$\frac{4\pi}{\lambda} \text{itf} \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) = 2\pi$$

soit

$$\text{itf} = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

$\lambda$  = longueur d'onde

$\alpha$  = angle entre les vecteurs d'onde

## 2. LA COHERENCE DES SOURCES LUMINEUSES

### 2.1. La cohérence temporelle

La cohérence temporelle évalue la qualité de la source primaire en terme de polychromacité.

La distribution d'intensité spectrale est généralement centrée sur une fréquence moyenne  $\nu_0$  et décroissante de part et d'autre de cette valeur sur une petite bande de fréquence (voir figure ci-jointe). Si à partir de cette source on vient réaliser un phénomène d'interférence, chaque composante monochromatique donne son propre système de franges.

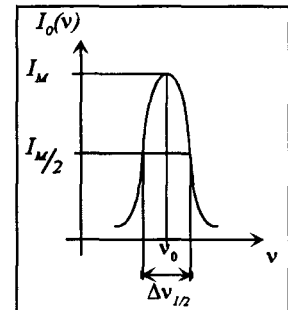
L'intensité  $I$  résultante vaut (annexe 1):

$$I = \int 2I_0 [1 + \cos \phi] d\nu$$

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} L = 2\pi \nu \frac{L}{c}$$

avec  $L$  = différence de marche

$c$  = vitesse de propagation de la lumière dans le vide



Distribution d'intensité spectrale

Etant donné que la différence de phase  $\phi$  dépend de la fréquence, les systèmes de franges se brouillent à moins que le spectre de fréquences soit suffisamment étroit. En assimilant la distribution spectrale à un signal créneau de largeur  $\Delta\nu_{1/2}$  (bande de fréquence à mi-hauteur) centré sur  $\nu_0$ , la différence de phase maximum est donnée par:

$$\Delta\phi_{1/2} = 2\pi \Delta\nu_{1/2} \frac{L}{c}$$

Si  $\Delta\phi_{1/2} \ll 2\pi$ , le brouillage n'est pas perceptible; ce qui entraîne  $L \ll \frac{c}{\Delta\nu_{1/2}}$ .

On nomme  $L_c = \frac{c}{\Delta\nu_{1/2}}$  la longueur de cohérence (temporelle) du Laser.

En différentiant  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ , on obtient  $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$  soit:

$$L_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \text{ longueur de cohérence temporelle du Laser}$$

avec  $\lambda_0$  longueur d'onde du Laser

$\Delta\lambda$  écart de longueur d'onde de part et d'autre de  $\lambda_0$ .

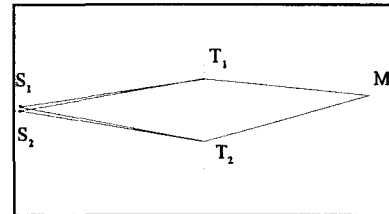
## 2.2. La cohérence spatiale

La cohérence spatiale évalue la qualité de la source primaire en terme d'étendue spatiale. Considérons une source monochromatique étendue  $S$  dans un dispositif interférentiel de type trous d'Young (figure ci-jointe).

Chaque couple de points de cette source donne son propre système de franges. L'intensité résultante  $I$  en  $M$  vaut:

$$I = \sum_i 2I_i [1 + \cos \phi_i]$$

$$\text{avec } \phi_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_i T_1 M - S_i T_2 M)$$



Dispositif de type trous d'Young

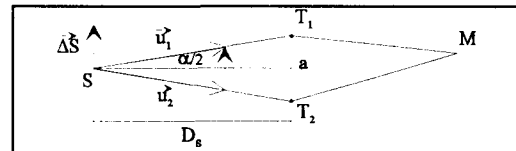
Il y a de nouveau brouillage des franges. Celui-ci n'est néanmoins pas perceptible si, comme dans le cas précédent, l'écart maximum sur les différences de phase est négligeable devant  $2\pi$ . Calculons l'écart maximum  $\Delta\phi$  (figure ci-jointe):

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta L \text{ avec } \Delta L = \Delta [ST_1 M - ST_2 M],$$

or  $T_1, T_2$  et  $M$  sont fixes donc

$$\Delta L = \Delta [ST_1 - ST_2] = -\Delta \vec{S} \cdot \vec{u}_2 + \Delta \vec{S} \cdot \vec{u}_1$$

$$\text{soit } \Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \vec{S} \cdot (\vec{u}_1 - \vec{u}_2), \vec{u}_1 \text{ et } \vec{u}_2 \text{ vecteurs unitaires.}$$



Par conséquent, tout déplacement de la source dans une direction normale à  $(\vec{u}_1 - \vec{u}_2)$  n'entraîne aucune variation de phase. On peut remplacer la source ponctuelle  $S$  par une fente source perpendiculaire à  $(\vec{u}_1 - \vec{u}_2)$  sans modifier quoi que ce soit à la cohérence. Par contre, si  $\Delta \vec{S}$  est colinéaire à  $(\vec{u}_1 - \vec{u}_2)$ :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta S \cdot 2 \sin \frac{\alpha}{2}$$

$$\text{soit } \Delta\phi \neq \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta S \alpha \neq \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta S \frac{a}{D_s} \text{ en prenant } \alpha, \text{ angle entre } \vec{u}_1 \text{ et } \vec{u}_2,$$

petit. Si on appelle  $\theta$  l'angle sous lequel on voit la source du système interférentiel ( $\theta = a/D_s$ ), on doit respecter:

$$\Delta\phi_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\Delta S}{D_s} a = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \theta \ll 2\pi \text{ soit } a \ll \frac{\lambda_0}{\theta}$$

On appelle longueur de cohérence spatiale  $l_s$  le rapport:  $l_s = \frac{\lambda_0}{\theta}$ .

Pour un laser,  $\theta$  est l'angle de divergence naturel du faisceau.

### 3. LA TRANSFORMATION DE COORDONNEES EN MICROHOLOGRAPHIE

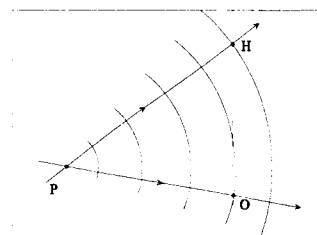
Le système de repérage choisi est présenté figure 8.9. On définit un repère orthonormé  $(O, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$  pour lequel  $(O, \vec{X}, \vec{Y})$  est le plan de l'hologramme. Les coordonnées des différents points sont données dans un système de coordonnées polaire  $(R, \alpha, \beta)$  où  $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$ ,  $-\pi/2 \leq \beta \leq \pi/2$  et  $R \in \mathbb{R}$ . Le signe de  $R$  détermine la position du point par rapport à l'hologramme (si  $R > 0$ ,  $z < 0$  et si  $R < 0$ ,  $z > 0$ ). Pour un point  $P$  de l'espace, les formules permettant de passer de l'un à l'autre des repères sont les suivantes:

$$\begin{cases} x_p = R_p \cdot \sin \alpha_p \\ y_p = R_p \cdot \cos \alpha_p \cdot \sin \beta_p \\ z_p = -R_p \cdot \cos \alpha_p \cdot \cos \beta_p \end{cases} \quad (8.7)$$

Les indices 0, I, E, R affectés aux coordonnées correspondent respectivement à l'objet enregistré, l'image restituée, la source de référence à l'enregistrement et la source de référence à la restitution. Le point courant  $H$  appartenant à l'hologramme a pour coordonnées  $(x, y, 0)$ .

On s'intéresse dans un premier temps au signe de la phase  $\varphi_H$  des ondes parvenant en  $H$ . On choisit arbitrairement l'origine des phases en  $O$ . Différentes configurations peuvent être observées:

-une onde divergente provenant d'un point source  $P$  (figure ci-jointe):

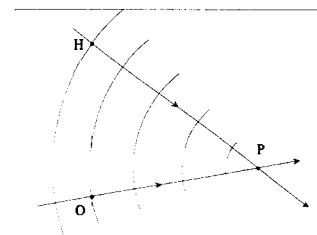


Onde divergente

si  $PH > PO$ , alors l'onde arrivant en  $H$  a été émise plus tôt que celle parvenant en  $O$  au même instant. Par conséquent,

$$\varphi_H = \frac{-2\pi}{\lambda}(PH - PO) = \frac{-2\pi}{\lambda} \Delta l \quad (8.8).$$

-en tenant un raisonnement similaire dans le cas d'une onde convergente focalisant en un point  $P$  (figure ci-jointe):



Onde convergente

On calcule ensuite la différence de chemin optique  $\Delta l$ :

$$\begin{aligned} \Delta l &= \|\vec{OH} - \vec{OP}\| - OP \\ &= \sqrt{OH^2 + OP^2 - 2 \vec{OH} \cdot \vec{OP}} - OP \\ &= \sqrt{R_p^2 + (x^2 + y^2) - 2(x x_p + y y_p)} - |R_p| \end{aligned}$$

$$\text{soit } \Delta l = |R_p| \left( \sqrt{1 + \frac{(x^2+y^2)}{R_p^2} - 2 \frac{(xx_p+yy_p)}{R_p^2}} - 1 \right) \quad (8.10)$$

En supposant que H et P se trouvent suffisamment près de l'axe  $(O, \vec{Z})$  et que l'hologramme est suffisamment éloigné du point source P (conditions de Gauss), on peut réaliser un développement limité de (8.10).

On obtient en développant à l'ordre 2 la relation (8.11):

$$\Delta l = \left( \frac{(x^2+y^2)}{2|R_p|} - \frac{(xx_p+yy_p)}{|R_p|} \right) - \left( \frac{(x^2+y^2)^2}{8|R_p|^3} + \frac{(xx_p+yy_p)^2}{2|R_p|^3} - \frac{(x^2+y^2)(xx_p+yy_p)}{2|R_p|^3} \right) + \mathfrak{O}(\varepsilon^3)$$

### 3.1. Enregistrement

La phase  $\varphi_E$  en H de l'onde de référence s'écrit:

$$\varphi_E = \pm \frac{2\pi}{\lambda_E} (S_E H - S_E O) \quad (8.12)$$

+ pour une onde de référence convergente  
- pour une onde de référence divergente

On se limite à l'étude des hologrammes par transmission pour lesquels l'onde objet et l'onde de référence se déplacent dans le sens des z croissants. Par conséquent,

- $z_0 < 0$ ,
- si  $z_E < 0$ , l'onde de référence est divergente,
- si  $z_E > 0$ , l'onde de référence est convergente.

La relation (8.11) permet d'écrire  $\varphi_E$  sous la forme:

$$\varphi_E = \pm \frac{2\pi}{\lambda_E} \left( \frac{(x^2+y^2)}{2|R_E|} - \frac{(xx_E+yy_E)}{|R_E|} \right) + \mathfrak{O}(\varepsilon^2)$$

soit  $\varphi_E = \pm \frac{2\pi}{\lambda_E} \left( \frac{(x^2+y^2)}{2R_E} - \frac{(xx_E+yy_E)}{R_E} \right) + \mathfrak{O}(\varepsilon^2)$  en tenant compte des hypothèses

précédentes.

De la même façon, la phase  $\varphi_0$  en H de l'onde objet s'écrit:

$$\varphi_0 = -\frac{2\pi}{\lambda_E}(M_0H - M_0O) \text{ soit } \varphi_0 = -\frac{2\pi}{\lambda_E} \left( \frac{(x^2+y^2)}{2R_0} - \frac{(xx_0+yy_0)}{R_0} \right) + \mathfrak{O}(\varepsilon^2)$$

La différence de phase  $\phi$  en H résultant de l'interférence onde objet/ onde de référence s'écrit:

$$\phi = \varphi_0 - \varphi_E = \frac{2\pi}{\lambda_E} \left\{ \frac{(x^2+y^2)}{2} \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_0} \right) - x \left( \frac{x_E}{R_E} - \frac{x_0}{R_0} \right) - y \left( \frac{y_E}{R_E} - \frac{y_0}{R_0} \right) \right\} + \mathfrak{O}(\varepsilon^2) \quad (8.13)$$

### 3.2. Restitution

On note  $\underline{\psi}_i$  l'amplitude complexe de l'onde indiquée  $i$ . En élargissant le raisonnement du chapitre 8.1.2.2 à une onde de référence à la restitution  $\underline{\psi}_R$ , les amplitudes complexes associées à l'image directe et à l'image conjuguée sont respectivement  $\underline{\psi}_R \underline{\psi}_E^* \underline{\psi}_0$  (8.14) et  $\underline{\psi}_R \underline{\psi}_E \underline{\psi}_0^*$  (8.15).

De la relation (8.14), on déduit que, pour l'image directe, la phase  $\varphi_I$  de l'onde restituée s'écrit  $\varphi_I = \varphi_R - \varphi_E + \varphi_0$ . On déduit de même de la relation (8.15) que, pour l'image conjuguée, la phase  $\varphi_I$  de l'onde restituée s'écrit  $\varphi_I = \varphi_R + \varphi_E - \varphi_0$ . Ainsi  $\varphi_I = \varphi_R + \phi$  pour l'image directe et  $\varphi_I = \varphi_R - \phi$  pour l'image conjuguée.

#### 3.2.1. Onde de référence se déplaçant suivant les $z$ croissants

De la même façon que  $\varphi_E$  à l'enregistrement, la phase  $\varphi_R$  en H de l'onde de référence s'écrit:

$$\varphi_R = -\frac{2\pi}{\lambda_R} \left( \frac{(x^2+y^2)}{2R_R} - \frac{(xx_R+yy_R)}{R_R} \right) + \mathfrak{O}(\varepsilon^2)$$

On a vu chapitre 8.1.3 que l'hologramme permet de restituer une image directe virtuelle et une image conjuguée réelle de l'objet. La phase  $\varphi_I$  précédemment calculée est donc à comparer à la phase  $\varphi_{\text{sph}}$  en H d'une onde sphérique focalisant en I si  $z_I > 0$  ou d'une onde provenant du point source I si  $z_I < 0$ :

$$\varphi_{\text{sph}} = -\frac{2\pi}{\lambda_R} \left( \frac{(x^2+y^2)}{2R_I} - \frac{(xx_I+yy_I)}{R_I} \right)$$

$\varphi_I = \varphi_R \pm \phi$ , le développement de  $\varphi_I$  au premier ordre s'écrit donc:



$$\varphi_I \approx -\frac{2\pi}{\lambda_R} \left\{ \frac{(x^2+y^2)}{2} \left[ \frac{1}{R_R} \mp \frac{\lambda_R}{\lambda_E} \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_0} \right) \right] - x \left[ \frac{x_R}{R_R} \mp \frac{\lambda_R}{\lambda_E} \left( \frac{x_E}{R_E} - \frac{x_0}{R_0} \right) \right] - y \left[ \frac{y_R}{R_R} \mp \frac{\lambda_R}{\lambda_E} \left( \frac{y_E}{R_E} - \frac{y_0}{R_0} \right) \right] \right\}$$

Nous noterons désormais  $\mu_\lambda$  le rapport des longueurs d'onde:  $\mu_\lambda = \frac{\lambda_R}{\lambda_E}$

En identifiant  $\varphi_I = \varphi_R + \phi$  et  $\varphi_{\text{sph}}$ , on obtient les coordonnées de l'image directe:

En identifiant  $\varphi_I = \varphi_R - \phi$  et  $\varphi_{\text{sph}}$ , on obtient les coordonnées de l'image conjuguée:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{R_I} = \frac{1}{R_R} - \mu_\lambda \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_0} \right) \\ \frac{x_I}{R_I} = \frac{x_R}{R_R} - \mu_\lambda \left( \frac{x_E}{R_E} - \frac{x_0}{R_0} \right) \\ \frac{y_I}{R_I} = \frac{y_R}{R_R} - \mu_\lambda \left( \frac{y_E}{R_E} - \frac{y_0}{R_0} \right) \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{R_I} = \frac{1}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_0} \right) \\ \frac{x_I}{R_I} = \frac{x_R}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{x_E}{R_E} - \frac{x_0}{R_0} \right) \\ \frac{y_I}{R_I} = \frac{y_R}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{y_E}{R_E} - \frac{y_0}{R_0} \right) \end{array} \right.$$

### 3.2.2. Onde de référence se déplaçant suivant les z décroissants

$$\varphi_R = \frac{2\pi}{\lambda_R} \left( \frac{(x^2+y^2)}{2R_R} - \frac{(xx_R+yy_R)}{R_R} \right) + \mathfrak{O}(\varepsilon^2)$$

On a vu chapitre 8.1.2.2 que l'hologramme permet de restituer une image directe réelle et une image conjuguée virtuelle de l'objet. La phase  $\varphi_I$  est donc à comparer à la phase  $\varphi'_{\text{sph}}$  en H d'une onde sphérique focalisant en I si  $z_I < 0$  ou d'une onde provenant du point source I si  $z_I > 0$ :

$$\varphi'_{\text{sph}} = \frac{2\pi}{\lambda_R} \left( \frac{(x^2+y^2)}{2R_I} - \frac{(xx_I+yy_I)}{R_I} \right)$$

$\varphi_I = \varphi_R \pm \phi$ , le développement de  $\varphi_I$  au premier ordre s'écrit donc:

$$\varphi_I \approx \frac{2\pi}{\lambda_R} \left\{ \frac{(x^2+y^2)}{2} \left[ \frac{1}{R_R} \pm \frac{\lambda_R}{\lambda_E} \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_0} \right) \right] - x \left[ \frac{x_R}{R_R} \pm \frac{\lambda_R}{\lambda_E} \left( \frac{x_E}{R_E} - \frac{x_0}{R_0} \right) \right] - y \left[ \frac{y_R}{R_R} \pm \frac{\lambda_R}{\lambda_E} \left( \frac{y_E}{R_E} - \frac{y_0}{R_0} \right) \right] \right\}$$

En identifiant  $\varphi_I = \varphi_R + \phi$  et  $\varphi'_{sph}$ , on obtient les coordonnées de l'image directe:

$$\begin{cases} \frac{1}{R_I} = \frac{1}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_0} \right) \\ \frac{x_I}{R_I} = \frac{x_R}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{x_E}{R_E} - \frac{x_0}{R_0} \right) \\ \frac{y_I}{R_I} = \frac{y_R}{R_R} + \mu_\lambda \left( \frac{y_E}{R_E} - \frac{y_0}{R_0} \right) \end{cases}$$

En identifiant  $\varphi_I = \varphi_R - \phi$  et  $\varphi'_{sph}$ , on obtient les coordonnées de l'image conjuguée:

$$\begin{cases} \frac{1}{R_I} = \frac{1}{R_R} - \mu_\lambda \left( \frac{1}{R_E} - \frac{1}{R_0} \right) \\ \frac{x_I}{R_I} = \frac{x_R}{R_R} - \mu_\lambda \left( \frac{x_E}{R_E} - \frac{x_0}{R_0} \right) \\ \frac{y_I}{R_I} = \frac{y_R}{R_R} - \mu_\lambda \left( \frac{y_E}{R_E} - \frac{y_0}{R_0} \right) \end{cases}$$

