

Université des Sciences et Technologies de Lille

Laboratoire de Mécanique de Lille

THESE

N° d'ordre : 3474

pour l'obtention du grade de

Docteur en Mécanique

Présentée et soutenue

Par

DAVID REMY

le 19 juillet 2004

**ETUDE EXPERIMENTALE PAR LA TOMOGRAPHIE
ET LA P.I.V DES STRUCTURES INSTATIONNAIRES
DANS UNE CAVITE ROTOR-STATOR AVEC
ASPIRATION**

Membres du jury :

Président: M.STANISLAS (Professeur, LML, Ecole Centrale de Lille)
Rapporteurs: P.LE GAL (Directeur de Recherche CNRS, IRPHE, Aix-Marseille II)
I.TREBINJAC (HDR, LMFA, Ecole Centrale de Lyon)
Examineurs: G.BOIS (Professeur, LML, ENSAM Lille)
G.GAUTHIER (MdC, FAST, Paris XI)
Directeur de thèse: D.BUISINE (Professeur; LML, USTL)

Remerciements

En premier lieu, je voudrais exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Daniel Buisine qui m'a proposé ce travail de thèse et l'a dirigé. Je le remercie pour sa disponibilité ainsi que pour tous ses conseils qui m'ont permis d'avancer dans mon travail. Je tiens également à remercier Georges Gauthier pour l'aide qu'il m'a apporté durant ma thèse.

D'autre part, je veux adresser mes remerciements à Jean Marc Foucaut et Nicolas Pérenne qui m'ont initié à la PIV.

Je tiens également à exprimer ma gratitude à Monsieur Patrice Le Gal et à Madame Isabelle Trebinjac, d'avoir accepté la charge de rapporteur.

Enfin, je remercie Messieurs Michel Stanislas, Gérard Bois et Georges Gauthier qui m'ont fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Table des matières

1	Introduction générale	1
2	Dispositif et techniques expérimentaux	5
2.1	Dispositif et techniques expérimentaux pour la tomographie	5
2.1.1	Dispositif expérimental pour la tomographie	5
2.1.2	Acquisition vidéo et traitement des données	10
2.1.2.1	Images spatio-temporelles	10
2.1.2.2	Traitement des données	11
2.2	Dispositif et techniques expérimentaux pour la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	12
2.2.1	Introduction	12
2.2.2	Paramètres géométriques et cinématiques de la cavité "PIV"	13
2.2.3	Description du dispositif expérimental complet	14
2.2.3.1	Dispositif expérimental pour les plans laser horizontaux	14
2.2.3.2	Dispositif expérimental pour le plan laser méridien	17
3	Les structures à petite longueur d'onde	21
3.1	Introduction	21
3.2	Les modèles d'instabilités	21
3.3	La structure 2: la structure attachée au jet	26
3.4	Etude de stabilité linéaire	29
3.5	Résultats expérimentaux	31
3.6	Comparaison des résultats expérimentaux avec ceux issus de l'étude de stabilité	37
3.7	Conclusion	41

4	Les structures à grande longueur d'onde	43
4.1	Caractérisation des structures par tomographie	43
4.1.1	Introduction	43
4.1.2	Description de la structure	43
4.1.3	Seuil global d'apparition et de disparition des structures	46
4.1.4	Seuil d'apparition et de disparition pour différents nombres d'onde	47
4.1.5	Représentation de l'évolution de la fréquence, de la périodicité azimutale et de la vitesse de phase azimutale	50
4.1.6	Conclusion	51
4.2	Caractérisation des structures en utilisant la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et analyse temporelle	60
4.2.1	Analyse par PIV 2D2C dans un plan horizontal	60
4.2.1.1	Introduction	60
4.2.1.2	Définition du maillage utilisé	60
4.2.1.3	Passage du champ de vitesse (u_x, u_y) au champ (u_θ, u_r)	61
4.2.2	Analyse par PIV stéréoscopique	67
4.2.2.1	Introduction	67
4.2.2.2	Filtrage des images de particules et définition du maillage utilisé	67
4.2.2.3	Analyse et compression temporelle	69
4.2.2.4	Résultats	74
4.2.3	Conclusion	75
5	Champs de vitesse obtenus par PIV dans les cavités à fente axiale	77
5.1	Paramètres géométriques et cinématiques de la cavité utilisée	77
5.1.1	Les différents plans laser et paramètres cinématiques utilisés en fonction des deux rapports d'aspects réglés.	78
5.1.1.1	La cavité à fente axiale d'épaisseur $j/R=0.0132$	78

5.1.1.2	La cavité à fente axiale d'épaisseur $j/R=0.0284$	79
5.1.2	Domaine étudié dans les plans parallèles et méridiens	79
5.1.2.1	Domaine étudié dans les plans parallèles	79
5.1.2.2	Domaine étudié dans le plan méridien	80
5.2	Comparaison entre les vitesses issues des plans horizontaux et celles issues des plans méridiens	82
5.3	Champs de vitesse dans un plan méridien	84
5.3.1	Champs de vitesse moyens pour les cavités à fente axiale d'épaisseurs $j=3.3$ mm et $j=7.1$ mm	84
5.3.2	Champs de vitesse fluctuants pour les cavités à fente axiale d'épaisseurs $j=3.3$ mm et $j=7.1$ mm	85
5.4	Champs de vitesse dans les plans horizontaux	86
5.4.1	Champs de vitesse moyens	86
5.4.1.1	La cavité à fente axiale d'épaisseur $j=3.3$ mm	86
5.4.1.2	La cavité à fente axiale d'épaisseur $j=7.1$ mm	88
5.5	Discussion	91
5.5.1	Structures pariétales sur le bandeau tournant	91
5.5.2	Structures propre au jet	92
5.6	Conclusion	93
6	Conclusion générale	95
	Références	98
	Annexe A	101

Chapitre 1

Introduction Générale.

Depuis plus d'un siècle, les écoulements de fluides en rotation font l'objet de nombreuses études à la fois expérimentales, numériques et théoriques. Il y a plusieurs raisons à cet intérêt. Tout d'abord, ces écoulements sont très instables et présentent de nombreux motifs d'écoulement et de nombreux mécanismes de passage d'une structure d'écoulement à une autre. D'autre part, ils représentent un modèle pour les installations industrielles de type turbomachines. Cette thèse faisant l'objet d'une convention spécifique regroupant Snecma Moteurs, Turboméca et ONERA, l'un des points qui intéressent ces industriels est l'écoulement à flux forcé dans une cavité rotor-stator. En effet, les aubes de turbines sont portées par des disques en rotation et leur refroidissement est assuré par un écoulement de fluide frais amené via une cavité rotor-stator, centrifugé par les disques et passant à travers des trous percés dans le pied des aubes. Il est alors vital pour les industriels, afin de valider leur code de calcul, de comparer leurs champs de vitesse dans l'ensemble de la cavité avec des résultats expérimentaux obtenus à partir d'une configuration simple.

Si les écoulements en géométrie infinie ou générés par la rotation d'un disque unique semblent bien compris, les écoulements en géométrie confinée présentent encore de nombreux points d'interrogations. Les premiers travaux sur l'écoulement d'un fluide au-dessus d'un disque infini en rotation sont dus à Ekman en 1905 [7] et ont été généralisés en 1921 par Von Karman [34] au cas d'un écoulement où la vitesse du fluide à l'infini est nulle et où celle du disque est non nulle. En 1940, Bödewadt [2] traite le cas d'un fluide en rotation au-dessus d'un disque fixe. Puis, en 1951, Batchelor [1] étudie pour la première fois l'écoulement entre deux disques infinis, l'un étant fixe et l'autre en rotation. Il prédit l'existence de deux couches limites proches de chaque disque et d'un cœur en rotation quasi-solide. En 1953 Stewartson [33] étudie également l'écoulement entre deux disques et prédit l'existence d'une couche limite uniquement sur le disque en rotation. Ce n'est qu'en 1958 qu'une première étude sur une cavité disque à dimensions finies a été réalisée par Picha et Eckert [20].

Dans les écoulements au-dessus d'un disque ou entre deux disques, on distingue dans la littérature trois types de couche limite: la couche limite d'Ekman dans le cas de la rotation quasi rigide, la couche de Karman dans le cas d'un disque tournant dans un milieu fluide au

repos, et la couche de Bödewadt dans le cas d'un fluide tournant limité par un disque fixe. Ces couches limites génèrent deux types d'instabilité, référencés dans la littérature sous le nom d'instabilité de type I et type II (Faller et Kaylor en 1966 [8]) ou respectivement de classe B et classe A (Greespan en 1968 [14]). L'instabilité de type I (classe B) se caractérise par la présence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse. Celle de type II (classe A) apparaît sous l'effet des forces de Coriolis et des forces visqueuses. D'autre part, la nature de ces instabilités peut être de deux types : convectif ou absolu. Cette notion d'instabilité convective ou absolue a été introduite par Huerre et Monkewitz [16]. Une instabilité est dite convective lorsque le taux de croissance de son extension spatiale amont est plus petit que sa vitesse de convection. A l'opposé, une instabilité est dite absolue lorsque le taux de croissance de son extension spatiale amont est plus grand que la vitesse de convection. Des perturbations peuvent alors remonter vers l'amont éventuellement jusqu'à un point fixe déterminé par une singularité ou une condition à la limite auquel l'instabilité pourrait rester attachée.

Indépendamment des caractéristiques des instabilités de type I et II rencontrées dans la littérature pour les couches d'Ekman et de Bödewadt, nous choisissons de présenter les différentes instabilités en deux catégories. Tout d'abord, nous pouvons considérer le cas où le vecteur vitesse absolu de l'écoulement est sensiblement parallèle au vecteur d'onde de la perturbation, la structure se visualisant par ses iso-phases perpendiculairement à l'écoulement. Ce cas de figure génère des structures en rouleaux s'inclinant vers l'arrière par rapport au sens de rotation du disque lorsque la vitesse radiale est positive. C'est le cas, par exemple, des structures spirales engendrées dans la couche d'Ekman et connues sous le nom d'instabilité de type I, mais aussi des structures annulaires engendrées dans la couche de Bödewadt. D'autre part, on peut également recenser le cas où le vecteur vitesse de l'écoulement est sensiblement perpendiculaire au vecteur d'onde de la perturbation, donc sensiblement parallèle aux iso-phases. Cet autre cas de figure génère des structures en hélices s'inclinant vers l'avant par rapport au sens de rotation du disque. Par exemple, les structures spirales à grande longueur d'onde visualisées dans le coin fixe de la cavité à fente radiale et celles à petite longueur d'onde visualisées sur la paroi fixe près du jet peuvent rentrer dans cette catégorie.

De nombreuses études, comme par exemple celles de Savas [26], Gauthier [11] et Gauthier *et al.* [12], Schouveiler [27] et Schouveiler *et al.* ([28], [29], [30]), Serre *et al.* ([31], [32]) et Lopez [17], ont mis en évidence l'existence d'une instabilité visqueuse dans la couche limite du disque fixe, conduisant à la formation de rouleaux axisymétriques. En augmentant la vitesse de rotation, une seconde instabilité se manifeste par l'apparition de structures spirales (RSI) localisées à la périphérie de la cavité interdisque. Ces structures ont été étudiées

expérimentalement, notamment par Schouveiler [27] et Schouveiler *et al.* ([28], [29], [30]), et Gauthier *et al.* [13], et numériquement par Serre *et al.* . ([31], [32]), Buisine *et al.*[3] et Lopez [17]. De tels écoulements ont également été étudiés avec flux radial, voir par exemple Firouzian *et al.* [9], ainsi que plus récemment Hoffman *et al.* [15]. Serre [31] a également observé numériquement, dans une cavité ouverte tournante avec un flux radial, l'apparition de structures circulaires et spirales dans la couche limite d'Ekman. D'autre part, Gassiat [10] a étudié les écoulements confinés entre un disque fixe et un disque en rotation, avec un débit centripète, rencontrés dans les moteurs de fusées. On peut aussi citer Debuchy [6] qui s'est intéressé à la turbulence dans de tels écoulements avec aspiration. Ce qui nous distingue de Serre par exemple, c'est que l'on se trouve en configuration quasiment fermée. En fait notre configuration ressemble à celle de Debuchy, mais les nombres de Reynolds réalisés sont beaucoup plus faibles. Dans les cavités à faibles ouvertures que nous avons utilisées, une aspiration est réalisée grâce à un jeu axial ou radial. Ce travail permet pour la première fois d'étudier les instabilités dans une cavité rotor-stator avec aspiration.

Ce mémoire a plusieurs objectifs. Le premier est d'analyser expérimentalement à l'aide de la tomographie et de la PIV quelques-unes des instabilités rencontrées dans les cavités rotor-stator aspirées. Le deuxième objectif est d'apporter des données expérimentales sur la structure instationnaire et moyenne du champ de vitesse afin d'améliorer la prise en compte de la turbulence dans les simulations numériques.

Ce mémoire, outre l'introduction générale chapitre 1 et la conclusion générale chapitre 6, comprend quatre autres chapitres.

Dans le deuxième chapitre, on présente le dispositif expérimental ainsi que les deux techniques expérimentales utilisées, à savoir la tomographie et la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). La tomographie consiste à éclairer des particules d'encens présentes dans la cavité avec un plan laser continu, parallèle aux disques ou méridien, afin de faire apparaître les structures. La PIV consiste également à éclairer des particules d'encens présentes dans la cavité mais cette fois avec un plan laser pulsé, parallèle aux disques ou méridien, ce qui permet d'obtenir le champ de vitesse.

Dans le chapitre 3, on décrit les deux motifs d'instabilité de l'écoulement, dans une cavité rotor-stator à fente radiale, détectés au moyen de la tomographie. La première instabilité, appelée structure 1, apparaît sous la forme d'une spirale attachée au coin près de la paroi cylindrique fixe. La deuxième, appelée structure 2, apparaît également sous la forme d'une spirale, mais semble plutôt être attaché au jet, et a une longueur d'onde beaucoup plus petite. Dans la suite du chapitre, on ne s'intéresse qu'à cette structure, dont le seuil

d'apparition, la fréquence, la vitesse de phase et la périodicité azimutale sont comparés avec les résultats d'une étude de stabilité linéaire.

Le chapitre 4 est consacré à la caractérisation de la structure 1 au moyen de la tomographie et de la PIV. On étudie sa plage d'existence, l'évolution de sa fréquence, de sa vitesse de phase et de sa périodicité azimutale en fonction de la vitesse de rotation du disque et du débit d'aspiration. On développe ensuite une technique de compression temporelle par reclassement de cartes de vitesse acquises par PIV stéréoscopique en vue d'analyser la structure spatiale tridimensionnelle de cette instabilité et de la comparer aux résultats de la simulation numérique.

Enfin, le chapitre 5 présente les champs de vitesse de l'écoulement dans une cavité rotor-stator à fente axiale. Ces champs de vitesse sont déterminés dans différents plans horizontaux ainsi que dans un plan méridien pour plusieurs couples de paramètres (rotation, aspiration). Une première analyse des structures et des principaux paramètres qui les régissent est proposée.

Chapitre 2

Dispositif et techniques expérimentaux

2.1 Dispositif et techniques expérimentaux pour la tomographie

2.1.1 Dispositif expérimental pour la tomographie

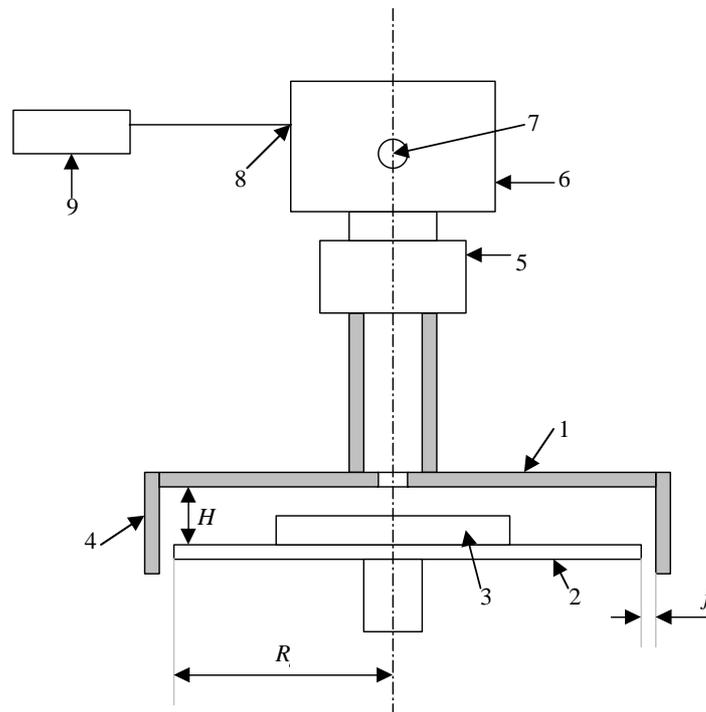


Figure 2.1 - Schéma en coupe du dispositif expérimental pour la tomographie. 1: disque fixe, 2: disque tournant, 3: moyeu, 4: bandeau cylindrique, 5: ventilateur, 6: caisson de tranquillisation, 7: diaphragme, 8: prise de pression dans le caisson, 9: manomètre digital.

Un schéma en coupe du montage expérimental est représenté en figure 2.1. Il est constitué d'un disque inférieur mobile en aluminium, de rayon $R = 250^{\pm 0.2}$ mm et d'épaisseur 10 mm, entouré d'un cylindre fixe légèrement plus grand lequel est fermé par un disque supérieur. Ce disque supérieur est fixé sur un cylindre vertical creux en aluminium qui peut coulisser à l'intérieur du bâti. Pour ce qui est de la partie fixe de la cavité (cylindre + disque supérieur), plusieurs configurations ont été utilisées. Dans la première configuration, on utilise un disque en plexiglass, transparent, d'épaisseur 20 mm et de même rayon que le

disque tournant. Puis on encercle autour du disque une ou plusieurs cales constituées de feuilles plastiques relativement souples de même hauteur que le disque et d'épaisseur 1.36 mm. Finalement c'est sur cette épaisseur de cales que l'on vient fixer le bandeau cylindrique constitué lui aussi d'une feuille plastique que l'on cintre, d'épaisseur 1.36 mm et de hauteur 100 ou 150 mm. Le jeu j entre le disque tournant et la paroi cylindrique peut être ajusté en utilisant plusieurs cales entre le disque fixe supérieur et le bandeau: ici nous avons utilisé deux, trois et quatre cales ce qui correspond à un jeu $j = 2.72, 4.08$ et 5.44 mm. De même, la hauteur H de la cavité est ajustée en faisant glisser la partie fixe de la cavité le long de son axe: $H \in [10, 110]$ mm. Dans la deuxième configuration, on utilise une partie fixe (cylindre + disque supérieur) en un seul bloc. Celle-ci est réalisée en plexiglass transparent (taillé dans la masse) avec un rayon intérieur de 252 mm, ce qui autorise un jeu $j = 2$ mm et une hauteur intérieure de 70 mm qui permet d'avoir une hauteur de cavité de 50 mm. On peut remarquer que cette configuration est plus fiable que la précédente, bien que les défauts ne soient pas inexistantes notamment à cause de l'usinage dans la masse qui peut légèrement déformer le plexiglass et rendre ainsi la cavité plus tout à fait circulaire. Toutefois les défauts sont beaucoup plus importants pour la première configuration. En effet, le fait d'ajouter des épaisseurs puis le bandeau cylindrique autour du disque supérieur ne fait qu'accroître les défauts d'excentricités pouvant représenter jusqu'à 25 % du jeu j , ce qui entraîne une épaisseur de jeu qui n'est pas uniforme sur la périphérie, avec notamment un jeu maximum à l'endroit du raccord entre les deux extrémités du bandeau.

De plus, pour la plupart des expériences, un moyeu en polystyrène extrudé est fixé sur le disque mobile. Ce disque inférieur est entraîné en rotation par un moteur asynchrone permettant des vitesses de rotation Ω réglables entre 1.9 et 45 rad/s (avec une précision de 1%, hors glissement, par incrément de 0.628 rad/s). Finalement, une aspiration est appliquée à travers une ouverture de 60 mm de diamètre placée au centre du disque supérieur. Ce débit Q est réalisé à l'aide d'un ventilateur (noté 5 figure 2.1), placé verticalement au-dessus de la cavité. Le débit peut être ajusté entre 0 et 4 l/s grâce à l'utilisation de diaphragmes (7) de diamètres différents placés sur le caisson de tranquillisation (6) situé au-dessus du ventilateur. Ici le fluide utilisé est l'air. Le débit d'aspiration est mesuré en réalisant une prise de pression (8) sur le caisson que l'on relie ensuite à un manomètre digital (9). Celui-ci affiche la variation de pression ΔP (en KPa) entre la pression dans le caisson et la pression atmosphérique. On relie ensuite le débit aux mesures de ΔP et des conditions ambiantes par la relation:

$$Q = \alpha S \sqrt{2\Delta P / \rho}$$

où α est le coefficient de débit au diaphragme, S la section du diaphragme et ρ la masse volumique de l'air dans le caisson ($\rho = 1.19 \text{ g/l}$ à 20°C). D'avantages de détails sur cette évaluation du débit sont donnés dans la thèse de Morel [18]. Pour évaluer α en fonction du diaphragme utilisé, nous en avons étalonné cinq de diamètres 3, 10, 14, 20 et 60 mm. Pour cet étalonnage, nous avons utilisé un compteur à gaz, affichant un volume en litres, dont la sortie a été reliée à un aspirateur et l'entrée au caisson de tranquillisation sur lequel se situe le diaphragme. Ainsi en chronométrant un certain volume d'air aspiré nous en déduisons le débit ce qui nous donne, en utilisant la formule précédente, la valeur de α en fonction du diaphragme. Ici, pour les diaphragmes de diamètres 3, 10, 14, 20 et 60 mm, α vaut respectivement 1.139, 0.738, 0.682, 0.641 et 0.627. Par la suite nous avons utilisé d'autres diaphragmes (de diamètres 5 et 7 mm) sans pour autant les étalonner. Pour ceux-ci la valeur de α a été déduite par interpolation des valeurs du coefficient de débit pour les cinq diaphragmes étalonnés. Notons que les résultats expérimentaux issus de l'utilisation de diaphragmes non étalonnés sont moins fiables que ceux issus de diaphragmes étalonnés.

À partir de l'aspiration, nous pouvons introduire la vitesse moyenne axiale V_z telle que:

$$V_z = Q / (2\pi R j)$$

Afin de caractériser l'écoulement, nous avons à choisir parmi plusieurs paramètres dimensionnés tels que les paramètres géométriques H, j, R et les paramètres cinématiques Ω, Q , puisque ces cinq paramètres peuvent produire les nombres de Reynolds rencontrés dans la littérature. Dans notre étude, nous choisissons d'utiliser trois nombres de Reynolds. Le premier, $Re_{\Omega j}$, est construit à l'aide de la vitesse périphérique du disque tournant ΩR et du jeu j entre le disque tournant et la paroi cylindrique; le second, Re_{Qj} , est construit avec la vitesse moyenne axiale V_z et j ; enfin le troisième, Re_{R^2} , est fabriqué avec Ω et R . Ces trois nombres de Reynolds sont définis tel que:

$$Re_{\Omega j} = (\Omega R j) / \nu, \quad Re_{Qj} = (V_z j) / \nu \quad \text{et} \quad Re_{R^2} = (\Omega R^2) / \nu$$

, où ν est la viscosité cinématique de l'air ($1.55 \times 10^{-5} \text{ m}^2 / \text{s}$ à 20°C).

En utilisant les deux premiers nombres de Reynolds, nous pouvons définir la vitesse axiale moyenne adimensionnée du jet, $V_z/(\Omega R)$, également appelé nombre de Rossby. Nous définissons également deux rapports d'aspect : $\Gamma_H = H/R$ et $\Gamma_j = j/R$.

Le disque supérieur ainsi que le cylindre sont en plexiglass transparent pour permettre les visualisations, tandis que le disque inférieur est en aluminium peint en noir afin d'améliorer le contraste au cours des visualisations. Par ailleurs, pour permettre ces visualisations, plusieurs traceurs ont été testés. Tout d'abord nous avons essayé un brouillard d'eau, généré par un transducteur. Cependant, l'acheminement de ce brouillard jusqu'à l'intérieur de la cavité n'étant pas évidente à réaliser du fait de l'encombrement de l'appareil et du peu de place disponible sous la cavité, nous avons vite abandonné cette solution. Nous avons donc testé un autre traceur : l'encens. Dans un premier temps, nous avons utilisé des pastilles de charbon qui, une fois allumées, sont placées dans un récipient métallique et recouvertes de grains d'encens. Le tout est ensuite disposé sous le disque tournant. Cependant, la chaleur dégagée par le charbon ainsi que la quantité de fumée produite, n'a pas donné de bons résultats quant à la visualisation des structures présentes dans la cavité. Finalement une autre méthode a été retenue. Celle-ci consiste à placer horizontalement des bâtonnets d'encens de quelques millimètres de diamètre sous le disque tournant et le plus près possible de l'axe de rotation. Ainsi, contrairement à la pastille de charbon, aussi bien la chaleur que la quantité de fumée produites sont ici beaucoup moins importantes. Ces bâtonnets d'encens produisent un nuage de fumée qui est centrifugé et laminarisé dans la couche d'Ekman sous le disque mobile, ce qui permet d'obtenir un film mince de fumée (cf figure 2.2).

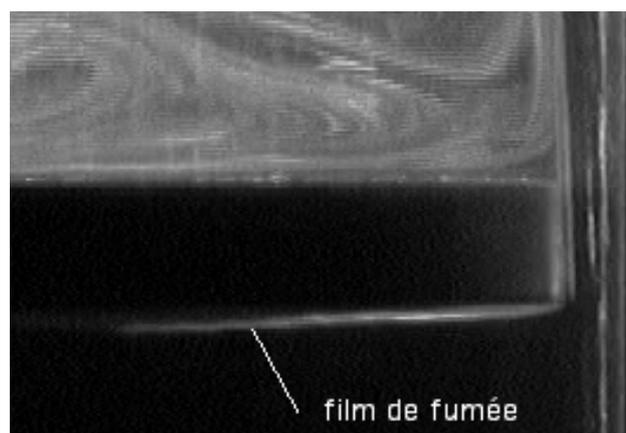


Figure 2.2 - Film mince de fumée d'encens rentrant dans la cavité.

Du fait de l'aspiration, ce film de fumée rentre dans la cavité grâce au jeu entre le disque tournant et le bandeau. Ainsi nous obtenons dans la cavité une nappe de fumée qui, éclairée avec un plan laser Argon continu, permet de faire apparaître les structures.

Deux plans laser sont utilisés pour éclairer les particules, l'un est parallèle aux disques et l'autre perpendiculaire aux disques et contenant leur axe (plan méridien). La réalisation de ces deux plans laser se fait de la manière suivante : un laser Spectra-physic, utilisé dans une gamme de puissance 0-2 Watts, produit un rayon lumineux continu que l'on dirige vers un miroir à 45 degrés (miroir 1 figure 2.3) qui renvoie ce rayon vers le haut, puis rencontre un autre miroir incliné à 45 degrés (miroir 2 figure 2.3) afin de repartir horizontalement vers un barreau cylindrique de 5 mm de diamètre que l'on place verticalement pour fabriquer un plan laser horizontal ou horizontalement pour un plan laser vertical. De plus le deuxième miroir peut se déplacer verticalement, ce qui permet d'utiliser des plans laser horizontaux à différentes stations axiales.



Figure 2.3 - Photo représentant le montage optique ainsi que le trajet du rayon lumineux depuis sa sortie du laser.

Les images de particules sont enregistrées à l'aide d'une caméra Canon XM-1 placée horizontalement à environ 1 m du dispositif expérimental. Pour les visualisations dans les plans horizontaux, un miroir à 45 degrés est utilisé puisque l'espace disponible au-dessus du disque fixe transparent est insuffisant pour placer la caméra directement au-dessus de ce disque. L'utilisation de ce miroir permet la visualisation d'un tiers de la cavité.

2.1.2 Acquisition vidéo et traitement des données

2.1.2.1 Images spatio-temporelles

Afin d'évaluer la fréquence de passage des structures ainsi que leur nombre sur un tour, nous construisons des images spatio-temporelles constituées de l'écriture d'une même ligne vidéo acquise à des instants successifs. Dans notre cas, ces images spatio-temporelles sont réalisées à partir d'une séquence de 1024 images acquises à la fréquence de 25 Hz et correspondent à l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse relevée sur un arc de cercle couvrant 1/3 du périmètre (cf. exemple figure 2.4)

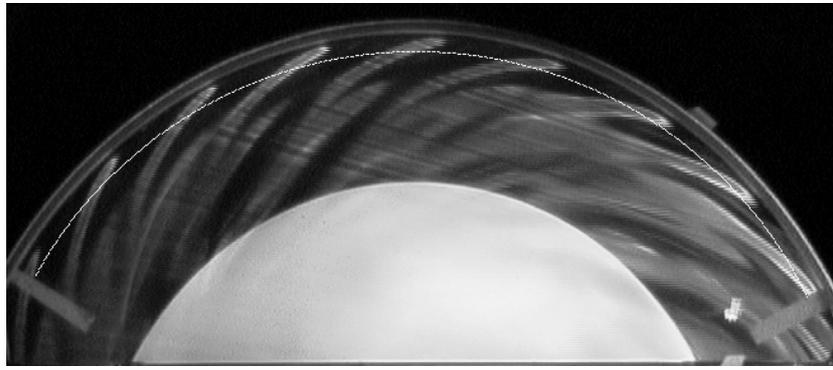


Figure 2.4 -Arc de cercle utilisé pour réaliser une image spatio-temporelle par rapport à θ . Les paramètres de ce cas de figure sont les suivants : $H/R = 0.16$, $j/R = 0.0164$ et $V_z/(\Omega R) = 0.2045$ avec $\Omega = 0.4$ tr/s. Précisons également que le nombre de structures sur un tour est de 24.

Sur cet exemple, le plan laser horizontal permettant la visualisation des structures est situé à 7 mm du disque fixe puisqu'il apparaît, après avoir sondé différentes stations axiales, que c'est cette position qui donne les structures les plus distinctes. De plus le rayon de l'arc de cercle utilisé est pris relativement près du bord afin d'éviter une quantité de fumée trop importante quand on s'approche du centre du disque.

Puis, à l'aide du logiciel NIH-Image nous utilisons une commande qui permet de passer de l'arc de cercle à une ligne verticale, ce qui donne l'image spatio-temporelle présentée figure 2.5-a où l'intervalle de temps entre deux lignes verticales successives est de $1/25^{\text{ième}}$ de seconde.

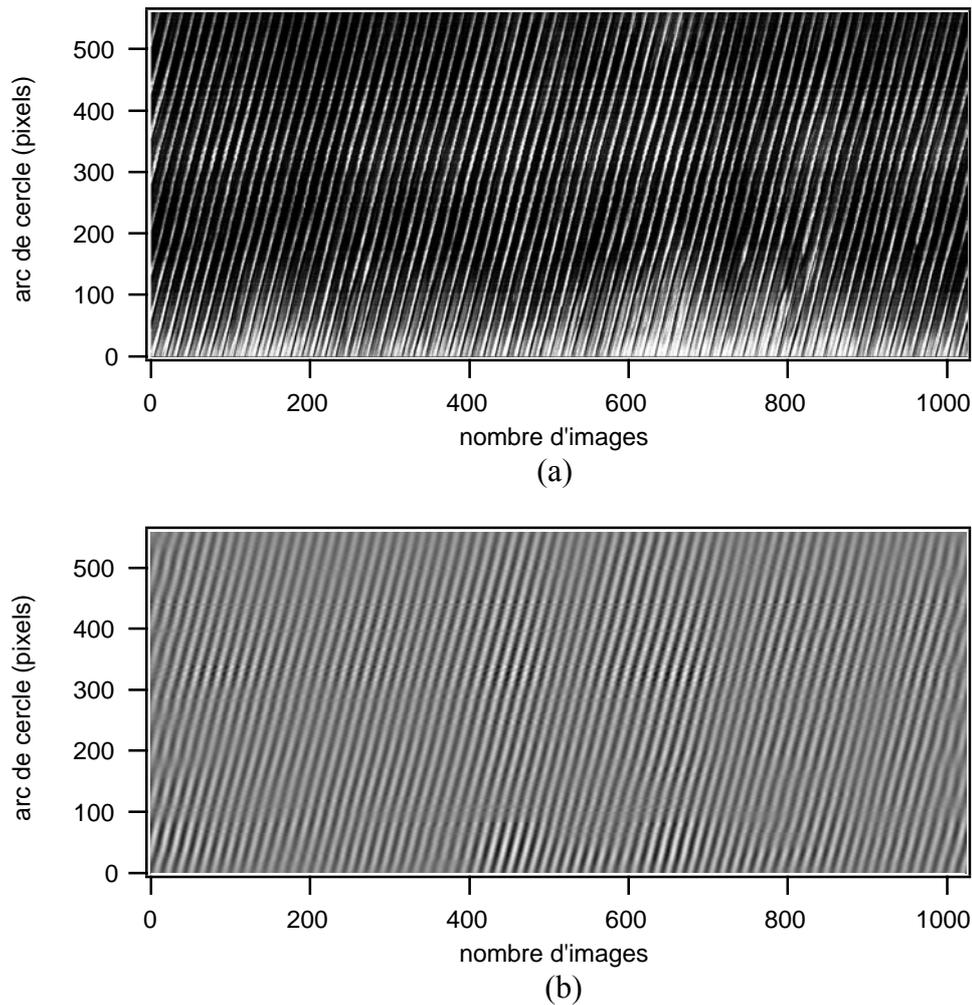


Figure 2.5 - Images spatio-temporelles correspondant au passage des structures correspondant à la figure 2.4. (a) Image brute. (b) Image filtrée.

2.1.2.2 Traitement des données

À partir de l'image spatio-temporelle représentée figure 2.5-(a), nous pouvons déterminer le spectre de Fourier d'une séquence temporelle par transformation de Fourier d'une ligne horizontale. Nous obtenons ainsi la fréquence de passage des structures (cf. figure 2.6). Afin de réduire le bruit et de ne garder que les structures principales, nous filtrons le spectre de puissance en le multipliant par une gaussienne centrée sur la fréquence fondamentale. Par transformée de Fourier inverse, et pour chaque ligne horizontale, nous reconstruisons une nouvelle image spatio-temporelle (cf. figure 2.5-(b)) ne représentant que

l'évolution des structures dominantes. Enfin, le comptage des bras spiraux sur un tiers du périmètre permet de déterminer la périodicité azimutale sur un tour.

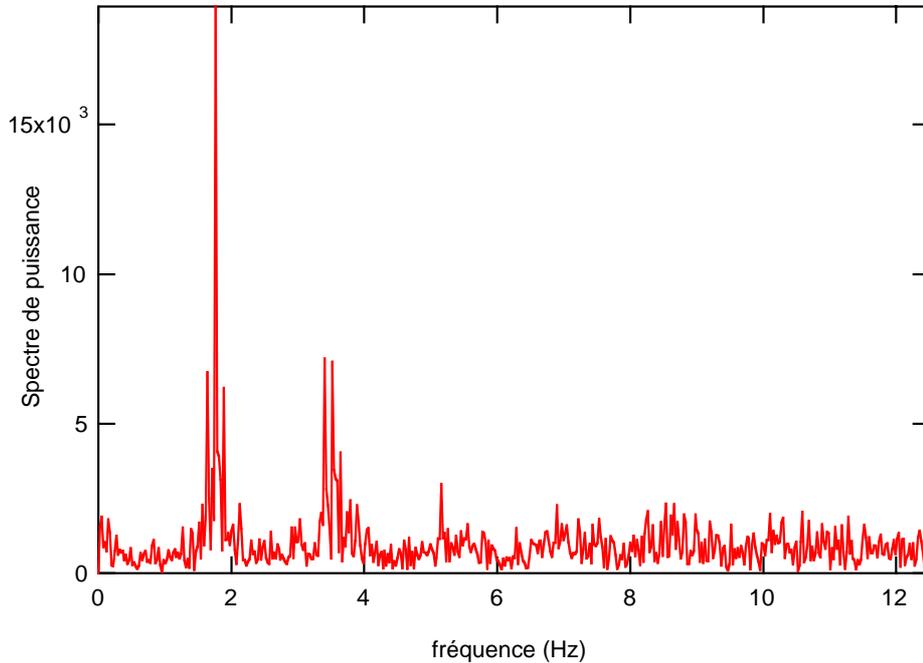


Figure 2.6 - Spectre de puissance obtenu par transformation de Fourier temporelle du signal correspondant à une ligne horizontale de l'image présentée figure 5-a. Ce spectre indique une fréquence fondamentale $f_{FFT} = 1.76$ Hz ce qui donne une vitesse de phase adimensionnée par Ω ,

$$V_{phase} / \Omega = 0.183.$$

2.2 Dispositif et techniques expérimentaux pour la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

2.2.1. Introduction

L'objectif de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est de mesurer le champ de vitesse instantané du fluide. Pour cela, deux images d'un nuage de particules présentes dans un plan fortement éclairé, sont enregistrées à des instants proches séparés d'un intervalle de temps Δt . Le traitement comparatif permet à l'aide de corrélations effectuées entre deux images successives de déterminer la composante perpendiculaire à la ligne de visée du vecteur $\Delta \hat{x}(x, t)$ parcouru collectivement pendant l'intervalle de temps connu Δt par un lot réduit de

particules transportées par l'écoulement. Ces corrélations sont effectuées sur des fenêtres carrées de petites tailles (quelques dizaines de pixels) et plus la taille de la fenêtre considérée est petite, plus la carte de vitesse du domaine filmé est détaillée (plus grand nombre de vecteurs vitesse). L'intervalle de temps Δt séparant les deux images doit être suffisamment court afin que les particules présentes dans la première image n'aient pas le temps de traverser la nappe laser et que ce soit quasiment les mêmes particules que l'on retrouve dans la deuxième image. De plus, le but de la PIV étant de réaliser une photo instantanée d'un nuage de particules nous utilisons des caméras CCD intégrant des temps d'expositions très courts.

La PIV permet de mesurer deux composantes du vecteur vitesse dans un plan (PIV 2D2C) ou alors les trois composantes, toujours dans un plan (PIV 2D3C). Chacune de ces deux méthodes comporte des précautions à prendre.

Pour la PIV 2D2C (ici on l'utilise dans un plan horizontal), on utilise une caméra dont la ligne de visée doit être perpendiculaire au plan laser afin de ne pas faire intervenir la composante de vitesse normale à ce plan. Nous considérons donc un domaine de mesure relativement petit (quelques centimètres dans les deux directions) que l'on filme en plaçant la caméra relativement loin afin que la ligne de visée soit quasiment perpendiculaire en tout point du domaine de mesure. Cette technique serait entachée d'une erreur importante dans le cas du plan méridien pour lequel la vitesse normale au plan $V_n = V_\theta$ est très grande devant les autres composantes.

Par contre pour la PIV 2D3C (utilisée ici pour un plan méridien) nous utilisons deux caméras disposées symétriquement par rapport au plan laser et dont la ligne de visée est inclinée par rapport à la normale à ce plan, ceci afin d'obtenir la mesure de la troisième composante de vitesse (composante normale au plan).

Pour plus de détails, le lecteur peut se référer à la thèse de Carlier [4], au chapitre 7.1 du livre de Raffel *et al.*[22] ou à l'article de synthèse de Prasad [21].

2.2.2. Paramètres géométriques et cinématiques de la cavité "PIV".

La cavité utilisée pour la campagne de PIV est celle constituée d'un disque inférieur tournant, coiffée par une partie fixe (cylindre + disque supérieur) monobloc en plexiglass permettant ainsi un jeu radiale $j=2$ mm entre le disque tournant et la paroi cylindrique. Rappelons que le schéma en coupe d'une telle cavité est donné dans la partie décrivant le dispositif expérimental pour la tomographie (paragraphe 2.1.1).

Pour la campagne de mesure, une seule hauteur de cavité a été étudiée ce qui nous donne comme paramètres géométriques les deux rapports d'aspect $H/R = 0.2$ et $j/R = 0.008$. Par contre plusieurs paramètres cinématiques (aspiration et vitesse de rotation) ont été testés ce qui a permis de réaliser différents cas de figure pour le paramètre adimensionné $V_z/\Omega R$.

2.2.3 Description du dispositif expérimental complet.

La campagne de PIV se scinde en deux parties. Dans la première partie (PIV 2D2C) nous avons réalisé un plan laser parallèle aux disques et dans la deuxième (PIV 2D3C) un plan méridien, ce qui nous a conduit à utiliser deux dispositifs d'éclairage et de prise de vue différents.

Dans ces deux dispositifs, le laser utilisé permet de réaliser deux flashes espacés d'un intervalle de temps Δt réglable. Cet intervalle Δt est très court; ici nous l'avons fait varier de 0.1 à 1.5 ms en fonction de la vitesse de rotation du disque, de sorte que $\Delta t * \Omega$ soit constant.

2.2.3.1 Dispositif expérimental pour les plans laser horizontaux.

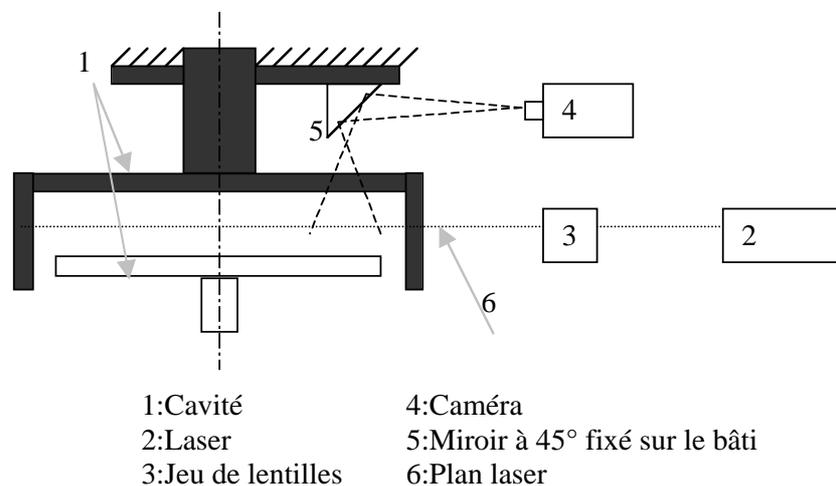


Figure 2.7 - Dispositif expérimental réalisant un plan laser parallèle aux disques

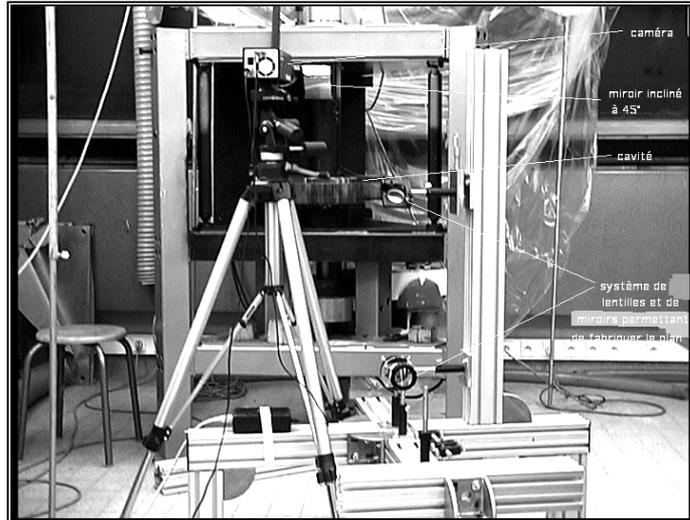


Figure 2.8 - Photo du dispositif expérimental réalisant un plan laser parallèle aux disques.

Le premier dispositif de PIV permet de mesurer les composantes radiales et azimutales de la vitesse dans un plan parallèle aux disques (méthode de mesure appelée PIV 2D2C). Il est présenté figure 2.7 ainsi que sur une photo (figure 2.8).

En sortie de laser, l'impulsion lumineuse (notée 1 figure 2.9) d'énergie 120 mJ, traverse trois lentilles sphériques, l'une divergente (2) pour écarter le faisceau et les deux autres convergentes (3) et (4) pour concentrer l'intensité lumineuse sur une lentille cylindrique divergente (5) qui peut être orientée de façon à créer une nappe laser horizontale (6). La nappe ainsi engendrée est positionnée à travers la cavité, parallèlement aux disques à l'aide de deux miroirs à 45 degrés orientables, avec le deuxième miroir se déplaçant verticalement d'une course de 6 cm grâce à l'utilisation d'un vernier, ce qui permet de réaliser des plans laser horizontaux à différentes stations verticales dans la cavité. Notons que l'épaisseur de la nappe laser horizontale traversant la cavité mesure 1 mm environ.

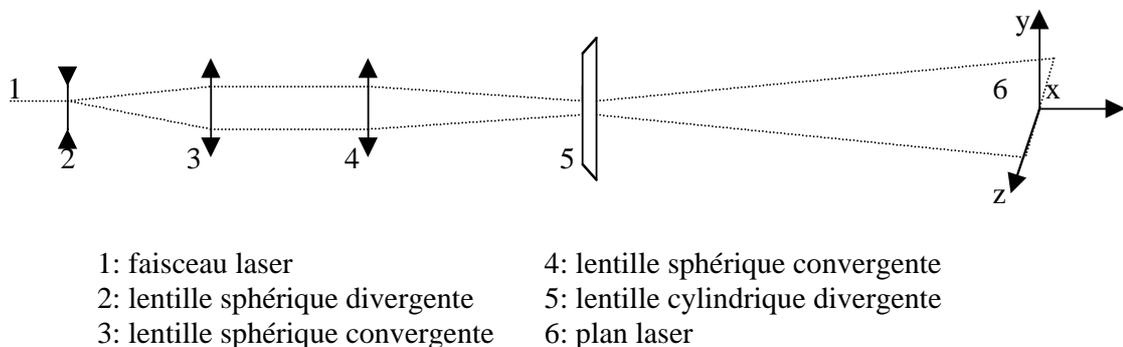


Figure 2.9 - Chemin optique

Le dispositif de Vélométrie est étalonné à l'aide de la prise de vue d'une mire constituée d'une feuille de papier millimétré. Nous effectuons une prise de vue de cette mire en la plaçant sur le disque mobile, puis une seconde prise de vue en plaçant la mire à 5 cm du disque mobile. Ainsi, en interpolant, nous pouvons relever la métrique locale quelle que soit la station axiale du plan laser horizontal traversant la cavité.

De plus, contrairement à la tomographie où l'on souhaite avoir un ensemencement localisé afin de faire apparaître les structures, pour la PIV l'ensemencement doit être le plus homogène possible dans l'ensemble de la cavité. Pour cela nous isolons la cavité, le bâti et le système d'aspiration dans une enceinte constituée d'une bâche plastique et nous remplissons de fumée d'encens l'ensemble de cette enceinte. L'encens utilisé se présente sous forme de grains que l'on dépose sur une pastille de charbon incandescente placée dans un récipient métallique, à l'intérieur de l'enceinte.

Après avoir réalisé le plan laser et ensemencé l'enceinte, nous pouvons acquérir les images de particules. Pour cela nous utilisons une caméra CCD numérique double matrice permettant d'acquérir deux images successives dans un intervalle de temps très court (intervalle correspondant au Δt entre deux impulsions laser) avec une fréquence de répétition de 4 Hz (4 paires d'images par seconde). Cette caméra est placée à environ 1 mètre de la cavité et vise un miroir à 45 degrés fixé sur le bâti, ce qui permet de filmer une fenêtre du plan horizontal d'environ 8 cm sur 6 cm, limite l'angle de visée à 0.025 rad et apporte une erreur de l'ordre de $\Delta V_\theta = \Delta V_r = 0.025 * V_z$ (cf. Figure 2.10)

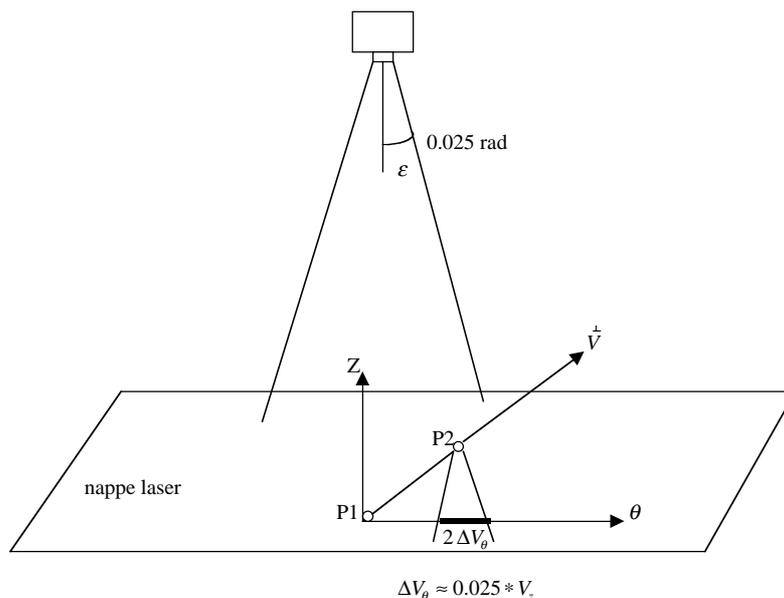


Figure 2.10 -Évaluation de l'erreur dû à l'angle de visée.

2.2.3.2 Dispositif expérimental pour le plan laser méridien.

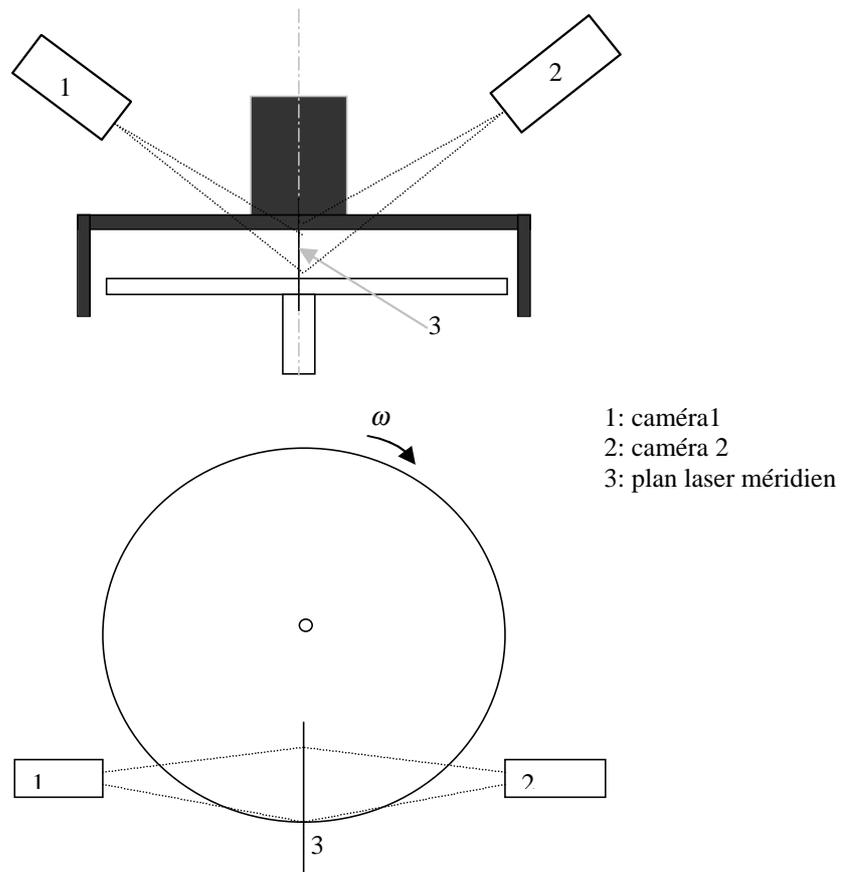


Figure 2.11 - Disposition des caméras dans le dispositif de PIV réalisant un plan laser méridien (vue méridienne et vue de dessus).

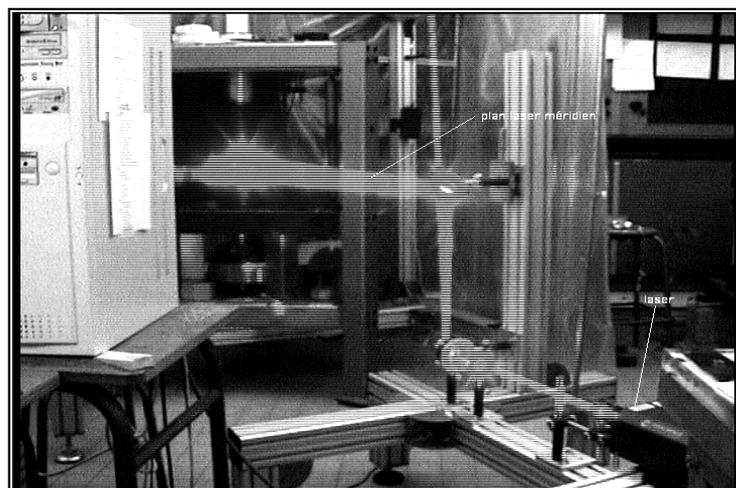


Figure 2.12 - Photo du montage pour la PIV avec plan laser méridien.

Le deuxième dispositif de PIV permet de réaliser la mesure des trois composantes de la vitesse dans un plan méridien (Méthode de mesure stéréoscopique appelée 2D3C). Il est présenté figure 2.11 ainsi que sur une photo (figure. 2.12).

Pour ce dispositif, le montage optique est le même que précédemment mis à part que la lentille cylindrique divergente est orientée de sorte que le plan laser soit vertical. De plus ici nous utilisons deux caméras, identiques à celle décrite précédemment. Comme le montre le schéma figure 2.11, ces deux caméras sont disposées symétriquement par rapport au plan laser méridien (l'objectif de chaque caméra étant situé à environ 70 cm de l'axe de la cavité et à environ 90 cm du disque tournant). Le plan laser méridien traversant le cylindre fixe est observé à travers le disque fixe par deux caméras disposées sensiblement dans des plans bissecteurs à 45 degrés du disque fixe. Le plan méridien intérieur à la cavité est visible par les caméras dans toute sa hauteur et sur une largeur équivalente. Elles filment simultanément la même zone méridienne de la cavité, avec la même fréquence d'acquisition de 4 paires d'image par seconde, dans le même intervalle de temps Δt . Chaque image est codée en niveaux de gris (de 0 à 255) avec une fenêtre de 1280*1024 pixels pour la matrice CCD.

Ainsi chacune des deux caméras donne un champ de vitesse 2D2C de l'écoulement avec un angle de vue différent. L'optique des caméras permet une mise au point sur un plan incliné par rapport à l'axe de visée. La métrique, déformée par l'angle de vue, est corrigée par une transformation mathématique dite de "projection".

Pour mesurer la métrique et calculer les fonctions de projection, nous utilisons une mire constituée d'une feuille transparente de 10 cm de longueur et de 6 cm de hauteur, maillée régulièrement par un ensemble de croix sombres, espacés les uns des autres de 3.4 mm dans les deux directions. Cette feuille transparente, prise entre deux plaques de verre de mêmes dimensions, est placée dans la cavité (près du bord) de manière à être confondue avec le plan laser méridien. Cette mire est ensuite filmée par chacune des deux caméras. L'utilisation de différents outils permet de déterminer précisément la position du maillage de la mire puis de lui attribuer des coordonnées dans l'espace physique. Ces outils génèrent également des fichiers contenant le listing de coordonnées pixels (i,j), avec les coordonnées physiques (x,y) correspondantes. C'est à l'aide de ces fichiers que les fonctions de projection sont calculées. La figure 2.13 montre l'image de mire obtenue par la caméra 2 tandis que la figure 2.14 montre la position du maillage-image permettant de définir la position des fenêtres d'interrogation.

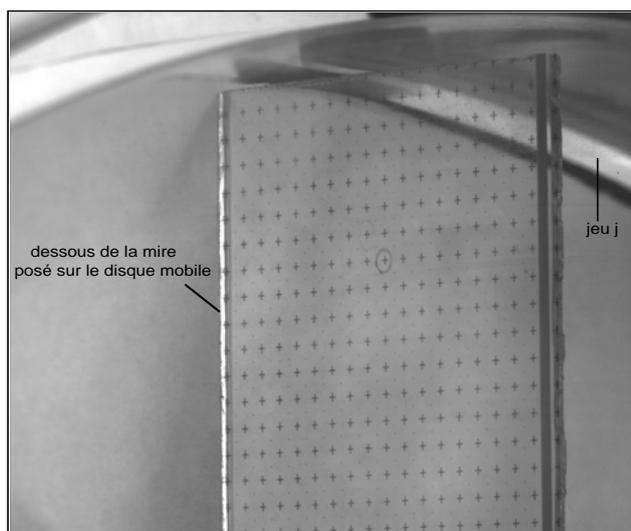


Figure 2.13 - Prise de vue de la mire par la caméra 2

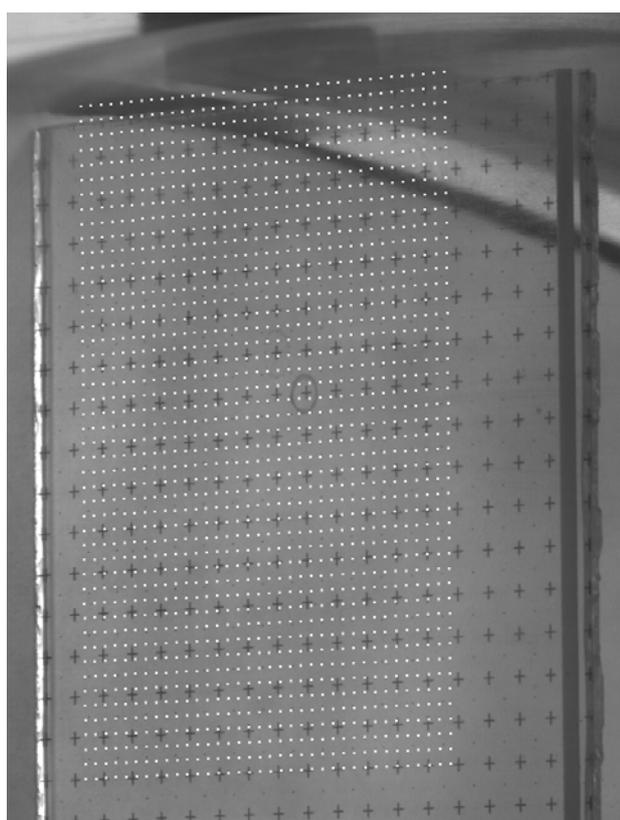


Figure 2.14 - Maillage-image correspondant à la caméra 2.

Une fois cette étape de calibration accomplie, on peut procéder à l'analyse 2D2C (en réalisant une ou plusieurs passes) des images de PIV à partir des maillages-image générés

précédemment. Enfin on termine par la reconstruction 2D3C en projetant tout d'abord les vecteurs 2C dans le plan objet, puis en réalisant la reconstruction géométrique du champ 3C.

Dès que les transformations sont effectuées, les images PIV cartésiennes sont traitées ce qui nous donne les composantes de la vitesse perpendiculaire à la ligne de visée de chaque caméra, ce qui permet par soustraction ou addition de déterminer les trois composantes du vecteur vitesse dans le plan (r, θ, z) .

Des détails sur cette procédure ainsi qu'une validation des programmes de PIV stéréoscopique effectivement utilisés, sont donnés par Pérenne [19].

Chapitre 3

Les structures à petite longueur d'onde

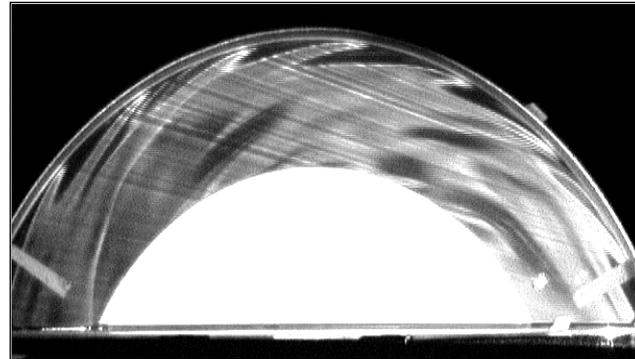
3.1 Introduction

L'utilisation de visualisations par plans laser horizontaux et méridiens nous permet pour la première fois de détailler complètement deux types de structures. En effet, grâce au plan méridien nous pouvons caractériser ces deux instabilités selon leur position géométrique dans ce plan. Nous trouvons ainsi que l'une est localisée à la périphérie de la couche de Bödewadt (structure détaillée dans le chapitre suivant), tandis que la seconde prend naissance pratiquement à la base du jet axial issu de la fente radiale présente entre le disque tournant et la paroi cylindrique fixe. Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéressons plus particulièrement à cette deuxième instabilité et nous réalisons une étude de stabilité linéaire dont les résultats seront comparés avec ceux de l'expérience.

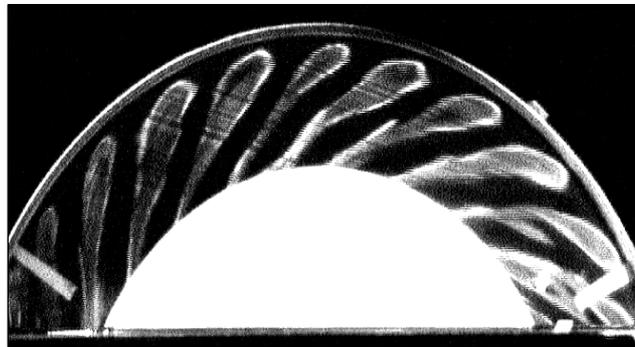
3.2 Les modèles d'instabilités

Pour une faible rotation et sans aspiration, la visualisation par plan laser parallèle aux disques révèle que l'écoulement est axisymétrique et stationnaire dans le référentiel du laboratoire. Au-dessus d'un seuil en rotation, toujours sans aspiration, une instabilité apparaît sous la forme d'un modèle en spirale appelé structure 1 (ou "grandes" spirales) similaire à l'instabilité montrée figure 3.1-a. La structure tridimensionnelle de cette instabilité est étudiée expérimentalement, au moyen de la PIV 2D3C, et comparée à des résultats numériques par Rémy *et al.* ([24], [25]). En augmentant davantage la rotation, l'écoulement devient turbulent. Quand l'aspiration est appliquée, le scénario de transition est modifié. Premièrement, le modèle en spirale, toujours appelé structure 1 et analogue à celui évoqué précédemment, (c.f figure 3.1-a), apparaît pour la plus petite valeur de la rotation Ω et de l'aspiration Q réalisable avec notre dispositif expérimental. Deuxièmement, au-dessus d'une aspiration critique, une deuxième instabilité (appelé structure 2 ou "petite" spirale, voir Rémy *et al.* [23]) peut apparaître dans certaines conditions, conduisant à un autre modèle en spirale de plus petite longueur d'onde (c.f figure 3.1-c). En augmentant encore l'aspiration, ce second modèle peut

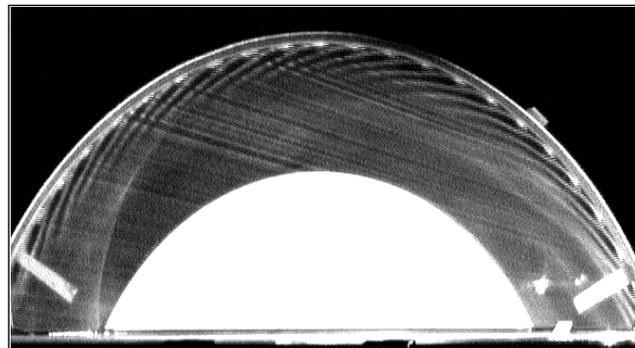
disparaître, amenant éventuellement l'instabilité précédente (structure 1) à réapparaître (c.f figures 3.1-b) pour des petites rotation Ω .



(a)



(b)



(c)

Figure 3.1 - (a) et (b) sont des visualisations de l'instabilité attachée au coin, près de la paroi cylindrique avec un plan laser à 7mm du disque supérieur. Pour (a) $Q = 0.639$ l/s ($V_z / \Omega R = 0.127$).

Ces structures ont une périodicité azimutale de 21, une fréquence de 2.5 Hz et une vitesse de phase adimensionnée $V_{phase} / \Omega R = 0.24$. Pour (b) $Q = 1.522$ l/s ($V_z / \Omega R = 0.302$). Ces structures ont une périodicité azimutale de 26, une fréquence de 1.81 Hz et $V_{phase} / \Omega R = 0.14$. (c) est une visualisation de l'instabilité attachée au jet près de la paroi cylindrique avec un plan laser situé à 7mm du disque supérieur et une aspiration $Q = 1.225$ l/s ($V_z / \Omega R = 0.243$). Ces structures ont une périodicité azimutale de 60, une fréquence de 7.5 Hz et $V_{phase} / \Omega R = 0.26$. Pour ces trois figures $H / R = 0.16$

et $j / R = 0.0164$.

La visualisation par plan laser méridien souligne la nature différente de ces deux instabilités. En effet, la figure 3.2-a montre la structure de l'écoulement dans la hauteur de la cavité au-delà de la première instabilité. Comme on peut le voir, la structure apparaît dans le coin entre le cylindre et le disque fixe. La figure 3.2-b montre que la seconde instabilité apparaît près de la base du jet attaché à la paroi cylindrique.

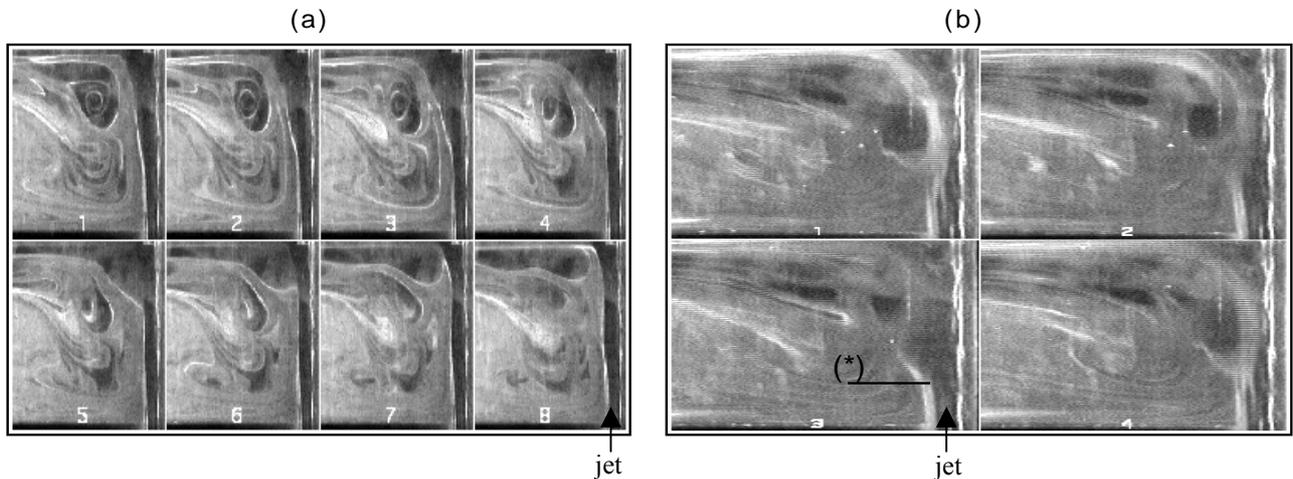


Figure 3.2 - Séquence de l'évolution des deux instabilités avec les mêmes paramètres géométriques et cinématiques que respectivement figure 3.1-a et figure 3.1-c. (a): Instabilité attachée au coin. (b): Instabilité attachée au jet. Chaque image des deux séquences est limitée, en bas, par le disque tournant et en haut par le disque fixe. À droite, la ligne verticale brillante est l'intersection de la paroi verticale et du plan laser.

Les figures 3.3-a et 3.3-b représentent respectivement l'évolution de la fréquence et de la périodicité azimutale, en fonction de $V_z/\Omega R$ et pour trois vitesses de rotation différentes, des structures 1 et 2 se développant dans une cavité de rapports d'aspect $H/R = 0.16$ et $j/R = 0.0164$. Pour les trois vitesses de rotations ainsi que pour la gamme d'aspiration testée, on constate que deux groupes de points se distinguent sur chaque figure. Le groupe de points ayant les fréquences et les périodicités azimutales les plus faibles correspond aux grandes structures tandis que le groupe de points ayant les fréquences et les périodicités azimutales les plus élevées correspond aux petites structures. Pour cette cavité, nous avons trouvé en analysant les tomographies que les grandes structures ont une fréquence qui varie entre 0.76 Hz et 2.98 Hz et une périodicité azimutale qui varie entre 12 et 28. Quant aux petites structures, leur fréquence varie entre 5.19 Hz et 10.32 Hz et leur périodicité azimutale entre 40 et 67. Sur les figures 3.3-a et 3.3-b, on constate que pour la structure 1 la fréquence ainsi que le nombre de structures par tour évoluent relativement peu quand on augmente l'aspiration et que les points à différentes vitesses de rotation sont bien groupés (hormis pour

$V_z / \Omega R$ compris entre 0.1 et 0.15). Par contre pour la structure 2, la figure 3.3-a montre qu'il existe deux niveaux de fréquences (l'un autour de 6.6 Hz l'autre autour de 9.18 Hz) peu dépendant du débit mais qui augmentent avec la vitesse de rotation. La figure 3.3-b montre que la périodicité azimutale augmente avec l'aspiration.

(a)

(b)

Figure 3.3 - Évolution de (a) la fréquence et de (b) la périodicité azimutale en fonction du débit adimensionné des structures 1 et 2 générées dans une cavité de rapports d'aspect $H / R = 0.16$ et $j / R = 0.0164$.

La structure 2 se développant dans la cavité de rapports d'aspect $H/R=0.16$ et $j/R=0.0164$, est représentée figure 3.4 dans un plan horizontal, au seuil d'apparition et de disparition en débit pour $\Omega=0.5$ tr/s ((a) et (b)) et $\Omega=0.6$ tr/s ((c) et (d)).

(a)

(b)

(c)

(d)

Figure 3.4 - Visualisation de la structure 2 près du seuil d'apparition ((a) et (c)) et de disparition ((b) et (d)) en débit pour ((a) et (b)) $\Omega=0.5$ tr/s et ((c) et (d)) $\Omega=0.6$ tr/s. Les paramètres de la cavité sont $H/R=0.16$ et $j/R=0.0164$.

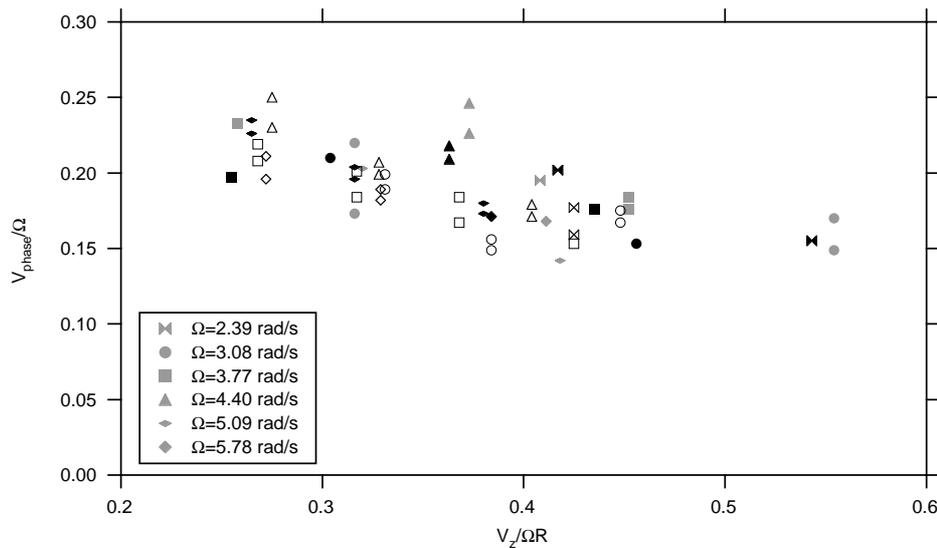


Figure 3.5 - Influence du moyeu sur la vitesse de phase azimuthale adimensionnée de la structure 1. Les symboles en noir représentent la cavité sans moyeu, ceux en gris représentent la cavité avec un moyeu de rayon $0.9R$, et les symboles vides représentent la cavité avec un moyeu de rayon $0.8R$.

Afin d'étudier l'influence que peut engendrer sur les instabilités la présence, ou non, d'un moyeu collé sur le disque tournant, nous utilisons plusieurs configurations de disques tournants : l'un sans moyeu et trois autres avec un moyeu de 0.7, 0.8 et 0.9 fois le rayon R du disque mobile. La figure 3.5 montre la vitesse de phase azimuthale adimensionnée de la structure 1 en fonction de la vitesse moyenne axiale adimensionnée. Comme on peut le voir sur ce graphe, la taille ainsi que la présence d'un moyeu n'a que peu d'influence sur la dynamique de ces structures. Pour la structure 2, l'influence du moyeu est encore plus négligeable. Dans ce qui suit, tous les résultats correspondent à une cavité avec un moyeu de 0.7 fois le rayon du disque mobile.

3.3 La structure 2 : la structure attachée au jet

Comme pour la structure 1, étudiée au chapitre suivant, cette instabilité apparaît dans un plan horizontal comme un système de rouleaux en spirale corotative. Sa vitesse de phase azimuthale est plus grande que pour la structure 1, mais reste inférieure à la vitesse de rotation du disque. La figure 3.2-b présente dans un plan méridien l'évolution, sur une période, de la structure 2 de l'écoulement au-dessus du seuil d'instabilité. Comme on peut le voir, la structure 2 apparaît dans le jet près de la paroi cylindrique, à l'amont de la structure 1 dans la circulation

méridienne générale, effaçant les précédentes instabilités. De plus, la déstabilisation du jet devient visible toujours à la même position axiale, marquée par (*) dans la figure 3.2-b, c'est à dire à environ 15 mm du disque tournant. Cette position axiale situe l'origine de l'instabilité à l'extérieur de la couche limite d'Ekman.

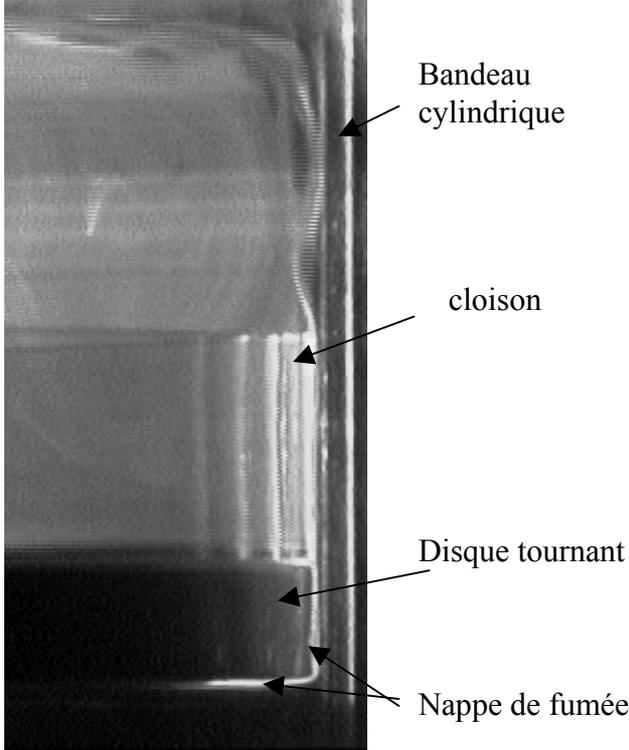


Figure 3.5 - Influence de la couche d'Ekman sur l'apparition de la structure 2

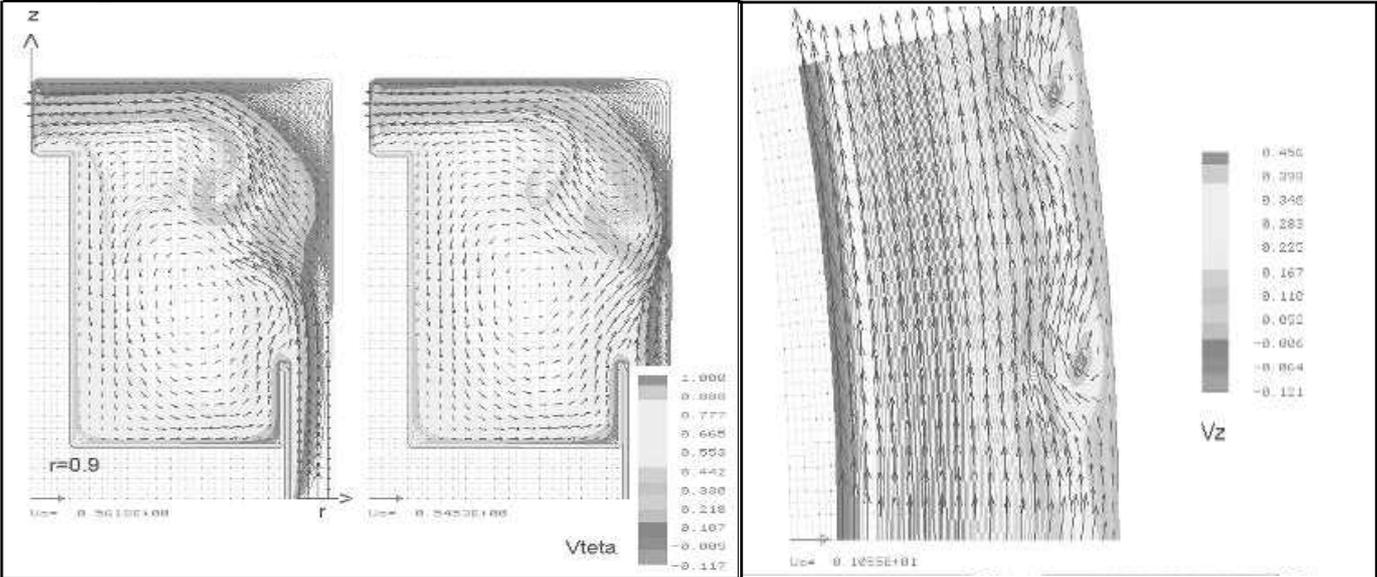


Figure 3.7 - Champs de vitesse numériques des structures 2 dans des plans méridiens et horizontaux

Néanmoins, nous pourrions penser que l'impact entre le jet et la couche d'Ekman est la cause principale de l'apparition de la structure 2. Pour évaluer l'effet de cet impact nous considérons le cas particulier où un cylindre de 20 mm de hauteur est collé à la périphérie du disque tournant. Ainsi la couche d'Ekman et le jet sont séparés et se rejoignent plus loin en une couche commune.

La figure 3.6 nous montre que dès le bord de fuite de la cloison tournante, le jet se déstabilise de manière similaire à la figure 3.2-b où il n'y avait pas de cloison séparatrice couche d'Ekman-jet. Ce n'est donc pas l'impact de la couche d'Ekman qui est responsable de l'apparition de l'instabilité attachée au jet. La figure 3.7 présente le champ de vitesse numérique pour le cas avec cloison séparatrice tournante qui est néanmoins similaire au cas sans cloison. Dans le plan méridien, on constate un phénomène de battement du champ de vitesse qui est comparable aux battements de la nappe de fumée pour l'expérience (figure 3.2-b). Quant au plan horizontal, il révèle que la structure se présente sous la forme de rouleaux hélicoïdaux s'inclinant vers l'avant par rapport au sens de rotation du disque.

Le fait d'avoir neutralisé l'effet de l'impact de la couche d'Ekman comme cause possible d'apparition de la structure 2 nous amène à formuler une autre hypothèse qui serait que la structure de l'écoulement de base soit responsable de l'apparition de l'instabilité attachée au jet. La figure 3.8 présente un exemple de profil d'écoulement de base composé d'un écoulement primaire essentiellement tournant (symbole +) et d'un écoulement secondaire axial engendré par le jet (symbole O). Notons que ces deux profils de vitesse présentent un maximum et sont adimensionnés par leur vitesse maximale respective.

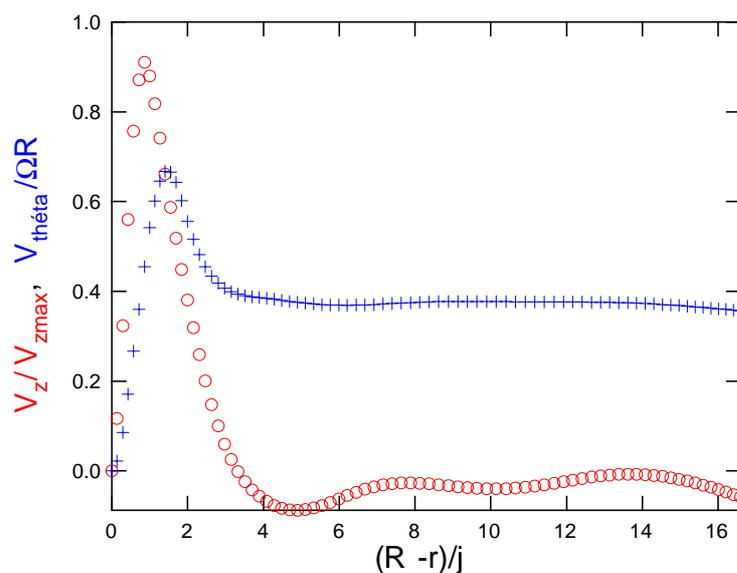


Figure 3.8 - Exemple de profil d'écoulement de base

Pour vérifier l'hypothèse selon laquelle cette l'instabilité serait due à un écoulement de type "crossflow" généré dans la couche limite du bandeau cylindrique, nous réalisons une étude de stabilité linéaire d'un écoulement de type "crossflow" et comparons les résultats issus de cette étude avec ceux de l'expérience.

3.4 Étude de stabilité linéaire.

Dans un premier temps, nous introduisons un écoulement de base $\vec{u}_0^{\leftrightarrow}(r)$ parallèle au plan (θ, z) : $\vec{u}_0^{\leftrightarrow} = u_0(r)\vec{e}_z^{\leftrightarrow} + v_0(r)\vec{e}_\theta^{\leftrightarrow}$. Cet écoulement de base satisfait les équations locales suivantes:

$$\vec{u}_0^{\leftrightarrow} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{u}_0^{\leftrightarrow} - \nu \Delta \vec{u}_0^{\leftrightarrow} = -1/\rho \vec{\nabla} p_0 + \vec{f}_0^{\leftrightarrow} \quad (1)$$

$$\text{div}(\vec{u}_0^{\leftrightarrow}) = 0 \quad (2)$$

, où la force $\vec{f}_0^{\leftrightarrow}$ est supposée négligeable dans cette étude.

Maintenant nous introduisons la vitesse perturbée $\vec{u}^{\leftrightarrow}(r, \theta, z)$ avec les composantes (u, v, w) telles que:

$$\vec{u}^{\leftrightarrow}(r, \theta, z) = \vec{u}_0^{\leftrightarrow} + \vec{u}^{\leftrightarrow}(r) \exp(i(\vec{\Omega} \cdot \vec{X} - \omega t)) \quad (3)$$

, où le vecteur d'onde réel $\vec{\Omega}$ est dans le plan (θ, z) : $\vec{\Omega} = \Omega_z \vec{e}_z^{\leftrightarrow} + \Omega_\theta \vec{e}_\theta^{\leftrightarrow}$ et où les composantes d'amplitude sont: $\vec{u}^{\leftrightarrow}(r) = \bar{u}(r)\vec{e}_\theta^{\leftrightarrow} + \bar{v}(r)\vec{e}_z^{\leftrightarrow} + \bar{w}(r)\vec{e}_r^{\leftrightarrow} = \vec{u}_p^{\leftrightarrow}(r) + \bar{w}(r)\vec{e}_r^{\leftrightarrow}$.

Nous linéarisons alors les équations de Navier-Stokes qui peuvent être séparées en deux équations; l'une selon le plan (θ, z) et l'autre suivant $\vec{e}_r^{\leftrightarrow}$. En combinant ces deux équations nous pouvons éliminer la pression et obtenir:

$$L\left(\frac{\partial^2 \vec{u}_p^{\leftrightarrow}}{\partial r^2} - i\Omega \vec{w}\right) + i\frac{\partial(u_0^{\leftrightarrow} \cdot \vec{\Omega})}{\partial r} \vec{u}_p^{\leftrightarrow} + \frac{\partial}{\partial r} (\vec{w} \frac{\partial \vec{u}_0^{\leftrightarrow}}{\partial r}) = 0 \quad (4)$$

avec l'opérateur $L = i(-\omega + u_0^{\leftrightarrow} \cdot \vec{\Omega}) - \nu_s \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \Omega^2\right)$.

De plus l'équation de continuité s'écrit:

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial r} + i\vec{u}_p^{\leftrightarrow} \cdot \vec{\Omega} = 0 \quad (5)$$

Si $\vec{u}_p^{\leftrightarrow}$ est séparé en une composante u_c suivant $\vec{\Omega}$ et en une composante transverse u_t telle que:

$$\vec{u}_p^{\leftrightarrow} = \frac{\vec{\Omega}}{\Omega} u_c + \tau u_t \quad (6)$$

avec $\vec{\Omega} \cdot \vec{\tau} = 0$, alors en utilisant les équations (5) et (6) nous obtenons:

$$\frac{\partial^2 \vec{u}_p}{\partial r^2} - i\Omega \vec{w} = i \frac{\vec{\Omega}}{\Omega^2} \left(\frac{\partial^2 \vec{w}}{\partial r^2} - \Omega^2 \vec{w} \right) + \frac{\mathbf{R}}{\tau} \frac{\partial u_t}{\partial r} \quad (7)$$

En utilisant cette dernière équation et un changement de variable tel que $r = h\zeta$, $\vec{u} = U_0 \vec{u}$ et $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}/L$ où h est la longueur radiale caractéristique, L la longueur azimutale caractéristique et ω_0 la pulsation caractéristique ($\omega_0 = U_0/L$), et en notant $d = \Omega h = \tilde{\Omega} h/L$, $\vec{u}_0 \cdot \vec{\Omega} = \omega_0 g(\zeta)$, $D = \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - d^2$ et $R = \omega_0 h^2 / \nu_s$, l'équation (4) projetée sur le vecteur d'onde $\vec{\Omega}$ conduit à l'équation suivante pour la perturbation \vec{w} :

$$\left[\frac{d^2 g}{d\zeta^2} - (g(\zeta) + \frac{i}{R} D) D \right] \vec{w} = -\frac{\omega}{\omega_0} D \vec{w} \quad (8)$$

Nous prenons le jeu équivalent j_s , défini plus tard pour l'étude de stabilité, comme longueur caractéristique h ($h = j_s$) et $\omega_0 = 1$ donnant $U_0 = L$. Le nombre de Reynolds R de l'étude de stabilité est $R = \frac{\omega_0 h^2}{\nu_s} = \frac{U_0 h^2}{\nu_s L} = \frac{U_0 j_s}{\nu_s} * \frac{h}{L}$. Le nombre de Reynolds $R_{j_s} = \frac{U_0 j_s}{\nu_s}$ peut être comparé au nombre de Reynolds expérimental $R_{\Omega j}$. Ce qui donne $1/R = (1/\text{Re}_{\Omega j}) * (L/h)$.

Cette équation (8) est comparable à celle de Chandrasekhar [5] qui gouverne l'instabilité bidimensionnelle de Kelvin-Helmholtz avec en plus dans notre cas la prise en compte d'un écoulement transverse.

De plus nous pouvons noter que la projection sur $\vec{\tau}$ conduit à une équation différentielle exprimant u_t à partir de \vec{w} . Par conséquent cette équation est en dehors du problème aux valeurs propres.

Nous appelons A_r et A_i les parties réelles et imaginaires de l'opérateur au premier membre: $A_r = \frac{d^2 g}{d\zeta^2} - g(\zeta)D$; $A_i = -D^2 / R$.

En supposant $\vec{w} = w_1 + iw_2$ (où w_1 et w_2 sont complexes) et en notant $\lambda = \omega/\omega_0$, $B = -D$, nous obtenons un problème aux valeurs propres où l'opérateur est réel:

$$A_r w_1 - A_i w_2 = \lambda B w_1 \quad (9)$$

$$A_i w_1 + A_r w_2 = \lambda B w_2 \quad (10)$$

Les conditions d'adhérence sur la paroi cylindrique ($\zeta = 0$) et sur le moyeu ($\zeta = 1$) s'écrivent:

$$\vec{w} = 0 \quad (11)$$

$$\bar{u}_c(\text{paroi}) = \frac{i}{\Omega} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \zeta} = 0 \quad (12)$$

Le système continu ((5),(6),(7),(8)) est discrétisé par différences finies sur un maillage à N points avec un pas constant $\Delta\zeta = 1/(N-1)$. Nous notons V le vecteur propre défini tel que $V = w_1 + iw_2$. Le système discrétisé produit des valeurs propres conjuguées $\lambda_k = (\omega_k / \omega_0) = \alpha_k \pm i\beta_k$ où β_k est positif, et des vecteurs propres correspondants $V_k^1 = V_{rk} + iV_{ik}$, $V_k^2 = V_{rk} - iV_{ik}$, ce qui au point j , pour les vecteurs propres associés à la valeur propre avec partie imaginaire positive correspondant à $\exp(+\beta_k t)$, donne :

$$V_{k,j}^1 = (w_{1rk,j} + iw_{2rk,j}) + i(w_{1ik,j} + iw_{2ik,j}) = a_{jk}^1 + ib_{jk}^1 \quad (13)$$

et pour les vecteurs propres associés à la valeur propre avec partie imaginaire négative correspondant à $\exp(-\beta_k t)$:

$$V_{k,j}^2 = (w_{1rk,j} + iw_{2rk,j}) - i(w_{1ik,j} + iw_{2ik,j}) = a_{jk}^2 + ib_{jk}^2 \quad (14)$$

La discussion au sujet de la stabilité revient à observer la nullité du module de V_k^1 , qui est:

$$\|V_k^1\| = \|a_k^1 + ib_k^1\| = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N ((a_{kj}^1)^2 + (b_{kj}^1)^2)^{1/2} \quad (15)$$

Lorsque $\|V_k^1\|$ est nul, il y a stabilité. Inversement, dès que $\|V_k^1\|$ prend une valeur non nulle, il y a instabilité.

3.5 Résultats expérimentaux

Nous étudions tout d'abord expérimentalement le seuil d'apparition des "petites" structures en utilisant des cavités différentes de par leur hauteur H et leur jeu j , et il apparaît que la hauteur a un effet d'ordre secondaire. La figure 3.9 montre le seuil d'apparition de l'instabilité de jet pour neuf cavités différentes en hauteur et en jeu ainsi que ce même seuil pour trois cavités avec le cylindre collé sur le disque tournant. Dans ce graphe, un symbole représente une cavité. Les seuils sont représentés dans un graphe $Re_{\Omega j} = (V_z j) / \nu$ en fonction de $Re_{\Omega j} = (\Omega R j) / \nu$. Notons que le premier nombre de Reynolds représente l'aspiration. Sur cette figure 3.9, nous observons deux groupes de points distincts suivant le cas avec le cylindre tournant (le groupe de points le plus bas) ou sans (celui le plus haut). A partir de ce graphe nous pouvons noter que l'interaction entre le jet et la couche d'Ekman modifie

effectivement la valeur des deux nombres de Reynolds seuil mais pas l'existence de la structure.

Nous ne considérerons dans le reste de l'étude que le groupe de points le plus haut. Immédiatement il apparaît qu'en dessous d'un seuil absolu $Re_{\Omega_j} \approx 180$ il n'y a pas d'instabilités appelées structure 2 quelle que soit l'aspiration Q . Au delà de ce seuil absolu il y a une instabilité à partir d'un Reynolds seuil $Re_{Q_j}^*$ quasi indépendant de la rotation et jusqu'à la possible réapparition de la structure 1 ou de l'apparition de structures turbulentes. Dans cette gamme de valeurs de Re_{Ω_j} , le second seuil en Re_{Q_j} (ou $V_z/\Omega R$) dépend principalement du jeu j .

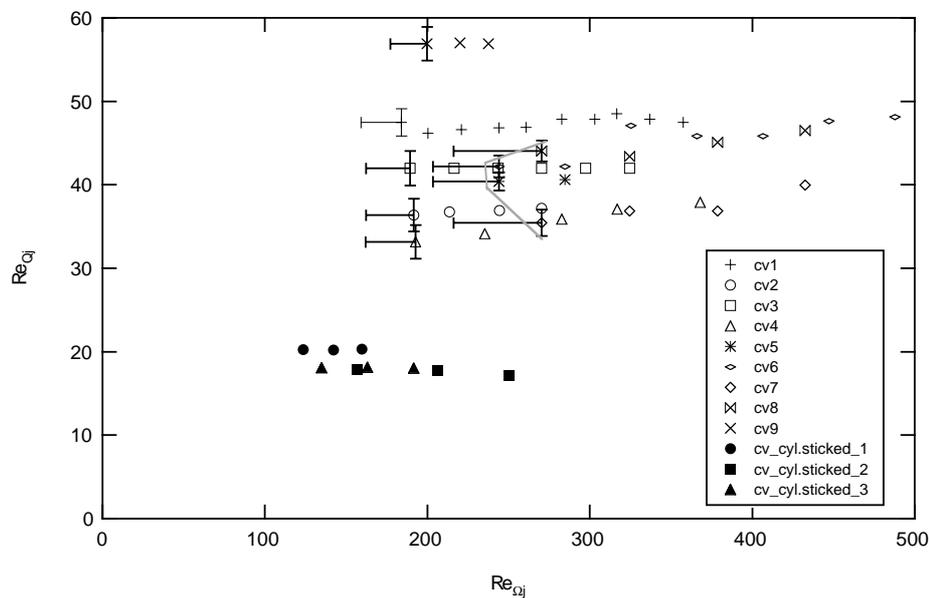


Figure 3.9 - Seuils d'apparition de l'instabilité de jet déterminés expérimentalement en utilisant neuf cavités de hauteurs et de jeux différents. Les trois symboles en noir représentent les cavités avec un cylindre de 20 mm collé à la périphérie du disque mobile. $cv1$: $H=5\text{cm}$ $j=2\text{mm}$, $cv2$: $H=3.7\text{cm}$ $j=2.7\text{mm}$, $cv3$: $H=10.3\text{cm}$ $j=2.7\text{mm}$, $cv4$: $H=4\text{cm}$ $j=4.1\text{mm}$, $cv5$: $H=7.7\text{cm}$ $j=4.1\text{mm}$, $cv6$: $H=10.3\text{cm}$ $j=4.1\text{mm}$, $cv7$: $H=7.4\text{cm}$ $j=5.4\text{mm}$, $cv8$: $H=10.3\text{cm}$ $j=5.4\text{mm}$, $cv9$: $cv1$ avec une bosse sur la paroi cylindrique ayant une épaisseur contrôlée de $0.15j$, $cv_cyl.sticked_1$: $H=5\text{cm}$ $j=2\text{mm}$, $cv_cyl.sticked_2$: $H=5\text{cm}$ $j=4.1\text{mm}$, $cv_cyl.sticked_3$: $H=5\text{cm}$ $j=2.7\text{mm}$.

Néanmoins nous remarquons que pour certaines cavités à jeu moins précis, localisées à la droite de la ligne grise, nous avons un retard d'environ 60 à 80 en terme de Re_{Ω_j} et une certaine désorganisation en terme de jeu. Nous pouvons remarquer que le fait de mettre les barres d'erreur sur les seuils absolus en Re_{Ω_j} et ceci pour chaque cavité n'est pas suffisant

pour regrouper tous les seuils absolus en $Re_{\Omega j}$ ainsi que toutes les courbes. Ainsi nous suggérons, à partir de la figure 3.9, de multiplier $Re_{\Omega j}$ par j/δ , $\delta = (\nu/\Omega)^{1/2}$ étant l'épaisseur de la couche limite d'Ekman. La figure 3.10 exprime $Re_{\Omega j} * (j/\delta)$ en fonction de $Re_{\Omega j}$. Dans ce graphe, nous pouvons remarquer que seules les cavités cv1 à cv4 sont groupées, les autres restant dispersées. Nous pourrions prendre uniquement les cavités cv1 à cv4 pour continuer l'étude, mais l'analyse des autres cavités nous donne davantage d'informations. Pour essayer d'expliquer ces cas douteux, nous avons procédé à un réexamen des cavités cv5 à cv8. Ce réexamen a révélé l'existence d'une légère déformation (bosse) du cylindre. Cette bosse peut être due au chauffage par l'encens. Ainsi le jeu j pourrait être localement réduit de 20%. Comme nous le montrerons plus tard, le taux de croissance de la structure 2 est d'environ 2/1000 en terme de période quand la périodicité des structures est de l'ordre de 40 à 60. Par conséquent une simple réduction du jeu pourrait perturber l'apparition et le total développement des structures. Ainsi il semble que ce soit le plus petit jeu entre le disque tournant et le bandeau qui contrôle l'apparition de la structure 2. Pour vérifier cette hypothèse, nous modifions une cavité rigide (symbole+) en ajoutant à l'intérieur du cylindre une bosse ayant une épaisseur contrôlée de $0.15j$. Le nouveau seuil, pointé par le symbole \times figure 3.9, montre un comportement attendu avec une translation vers les plus haut Reynolds $Re_{\Omega j}$. La comparaison des résultats issus des cavités avec ou sans bosse sur le cylindre, suggère que le jeu j apparaissant dans $Re_{\Omega j} = (V_z j)/\nu$ et dans j/δ , prend réellement en compte les contraintes à la paroi et les compare à la pression dynamique. Cependant, notons que le jeu j contenu dans $V_z = Q/(2\pi R j)$ est représentatif d'un jeu radial et d'une vitesse axiale moyenne (c'est à dire de l'aspiration) et que par conséquent une petite déformation du cylindre n'intervient pas dans le débit passant par ce jeu.

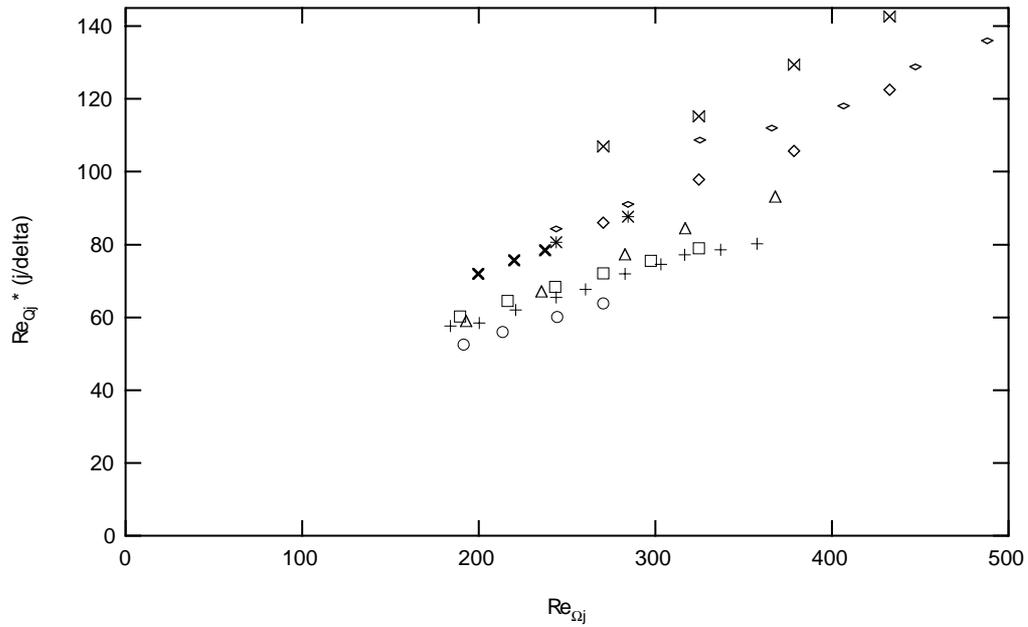


Figure 3.10 - Seuils d'apparition de l'instabilité de jet déterminés expérimentalement en utilisant neuf cavités de hauteur H et de jeu j différents (pour les symboles voir la légende de la figure 3.9)

Tous les premiers points des cavités "sures" (cv1 à cv4) et leurs barres d'erreur tracées figure 3.11 montrent une gamme commune (A) de valeurs de Re_{Ω_j} comprises entre 162 et 184. Cette gamme est supposée contenir le véritable seuil absolu en Re_{Ω_j} .

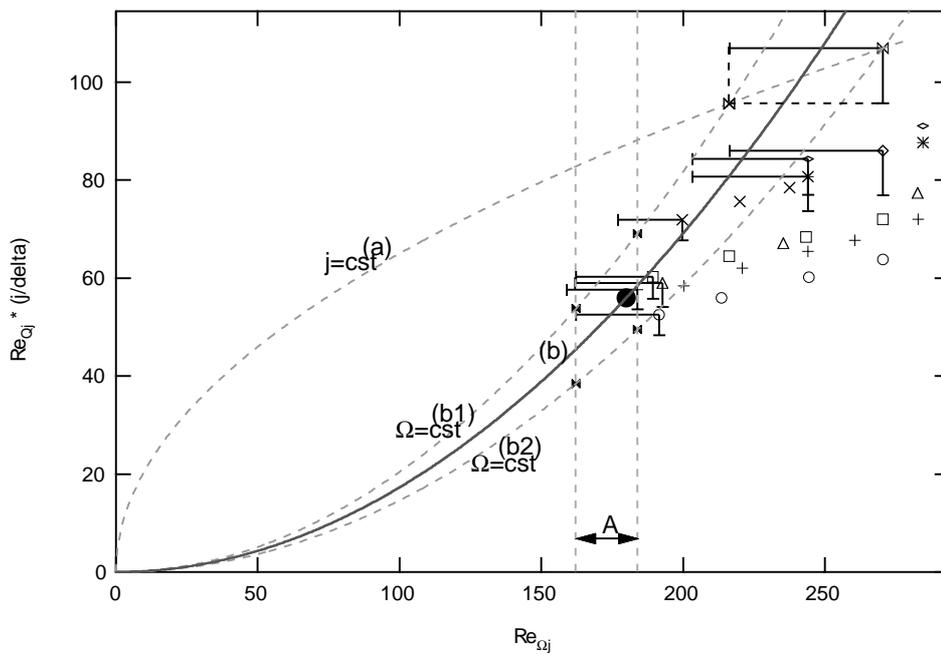


Figure 3.11 - Méthode pour translater les premiers points des cavités cv5 à cv9.

La figure 3.11 montre comment nous pouvons translater le premier point pour les cavités cv5 à cv9 dans un graphe $Re_{\Omega_j} * (j / \delta)$ en fonction de Re_{Ω_j} . Cette translation peut s'effectuer de deux façons différentes. Si uniquement Ω (avec $\delta = (\nu / \Omega)^{1/2}$) varie, on se déplace sur une parabole horizontale (a) qui prend en compte les barres d'erreur sur la rotation, tandis que si uniquement j varie, on se déplace sur 2 paraboles verticales (b1) et (b2) prenant en compte l'erreur sur le jeu.

L'intersection de ces deux lignes (b1) et (b2) avec la plage (A), situe un domaine dans lequel on trouve tous les points translatsés issus des points décalés obtenus pour les cavités cv5 à cv8 et les points issus de la cavité cv1 modifiée (cv9).

Nous pouvons donc délimiter un domaine localisé autour du point (●) ayant comme coordonnées $Re_{\Omega_j} = 180$ et $Re_{\Omega_j} * (j / \delta) = 56$, et tracer une unique courbe (b) qui traverse les barres d'erreur horizontales de quasiment tous les points décalés. L'intersection, pour chaque cavité, entre la courbe (b) et la courbe (a) détermine le jeu réel minimum pour chaque cavité. En appliquant ce jeu corrigé à tous les points de chaque cavité cv5 à cv9, nous obtenons la figure 3.12 où nous avons un graphe $L = \log(Re_{\Omega_j} * (j / \delta))$ en fonction de $\log(Re_{\Omega_j})$. Dans ce graphe, nous constatons que notre hypothèse maintient un meilleur arrangement en allant des grands aux faibles jeux. Le parallélogramme gris contient tous les points translatsés des cavités cv5 à cv9 ainsi que tous les points des cavités cv1 à cv4. Tous ces points sont groupés dans une bande d'environ 6% du niveau de L et dans laquelle il n'y a pas d'arrangement particulier en terme de jeu j . Nous remarquons également que la pente moyenne pour les neuf cavités (respectivement les quatre cavités "sures") est proche de 0.57 (respectivement 0.58) ou alors en terme de $S = (Re_{\Omega_j} * (j / \delta)) / (Re_{\Omega_j})^{1/2}$ en fonction de Re_{Ω_j} (figure 3.13), une pente proche de 0. Le paramètre S est défini de la façon suivante: $S = (V_z / (\Omega R))^{1/2} * (Re_{\Omega_j})^{1/2} * (j / \delta)$, où $V_z / (\Omega R)$ caractérise le rapport entre l'écoulement secondaire et celui principal, tandis que j / δ compare l'épaisseur caractéristique de ces deux écoulements (le paramètre Re_{Ω_j} étant quasi constant). Ainsi, nous notons que le paramètre $(V_z / (\Omega R))^{1/2} * (j / \delta)$ est quasiment commun et constant pour toutes les cavités dans un gamme de $\pm 8 - 10\%$.

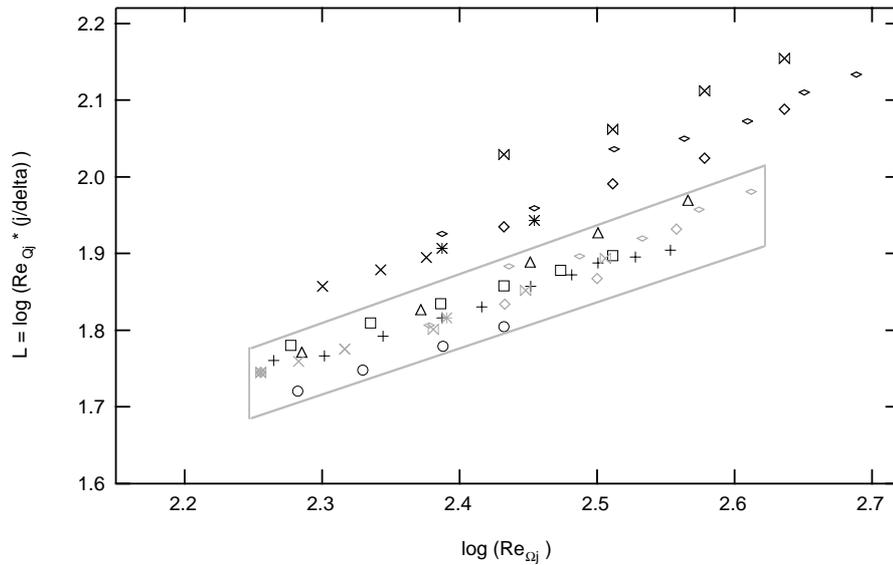


Figure 3.12 - Seuils expérimentaux pour les cavités cv1 à cv9 (symboles en noir) ainsi que les seuils translétés pour les cavités cv5 à cv9 (symboles en gris).

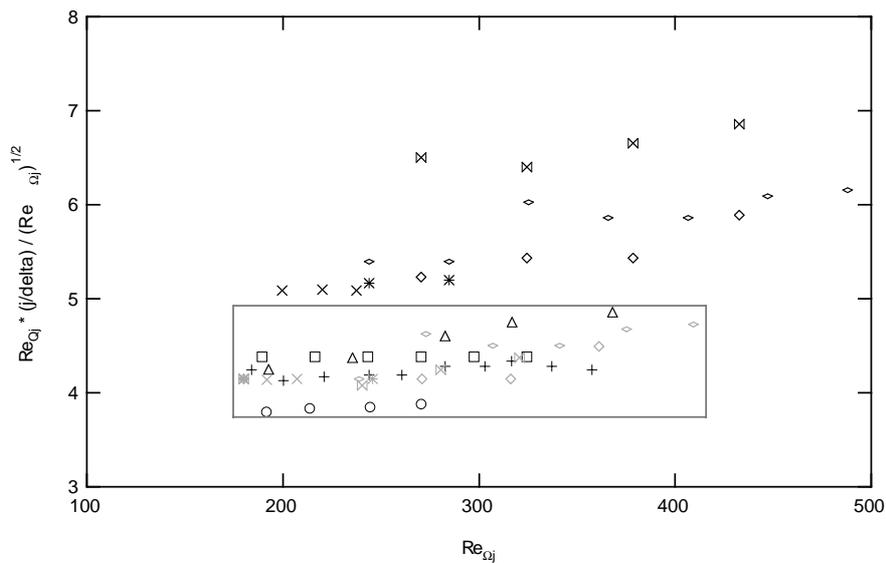


Figure 3.13 - Voir légende de la figure 3.11.

Finalement, en plus des résultats obtenus pour les points issus des cavités sûres, nous extrayons de cette translation des points issus des cavités douteuses l'information importante qui est que le jeu réel contrôlant l'instabilité est le plus petit mesuré sur la circonférence et qu'il rend les résultats cohérents.

3.6 Comparaison des résultats expérimentaux avec ceux issus de l'étude de stabilité.

Pour comparer les résultats expérimentaux avec ceux de l'analyse de stabilité, nous prenons comme composantes de l'écoulement de base $u_0(r)$ et $v_0(r)$ les profils de la vitesse axiale et azimutale adimensionnée pris à différentes stations axiales (*i.e* à $z = 2j, 4j$ et $8j$). Dans la figure 3.14 les profils présentés sont obtenus au moyen d'un code numérique axisymétrique (voir l'article de Buisine *et al.* [3]). Les résultats numériques sont tracés pour 8 cavités à la station axiale $z = 2j$ en fonction de la coordonnée adimensionnée $\xi = (R-r)/j$ équivalente à la coordonnée ζ de l'étude de stabilité. Ce graphe montre également la courbe moyenne des points numériques (la ligne continue). Pour la composante axiale, la courbe moyenne est approximée par la fonction $f(\xi) = 1.27 * (3.95 - \xi) * (\exp(-0.95\xi) - \exp(-1.66\xi))$ et pour la composante azimutale par $ff(\xi) = 0.4 * \tanh(\xi) - 0.6 * (2 + \xi) * (\exp(-1.5\xi) - \exp(-\xi))$. Soit ξ_M l'abscisse de la vitesse axiale maximale, l'épaisseur e_p est évaluée comme $e_p = 2\xi_M$ et le jeu j_s comme $j_s = 0.761393e_p$.

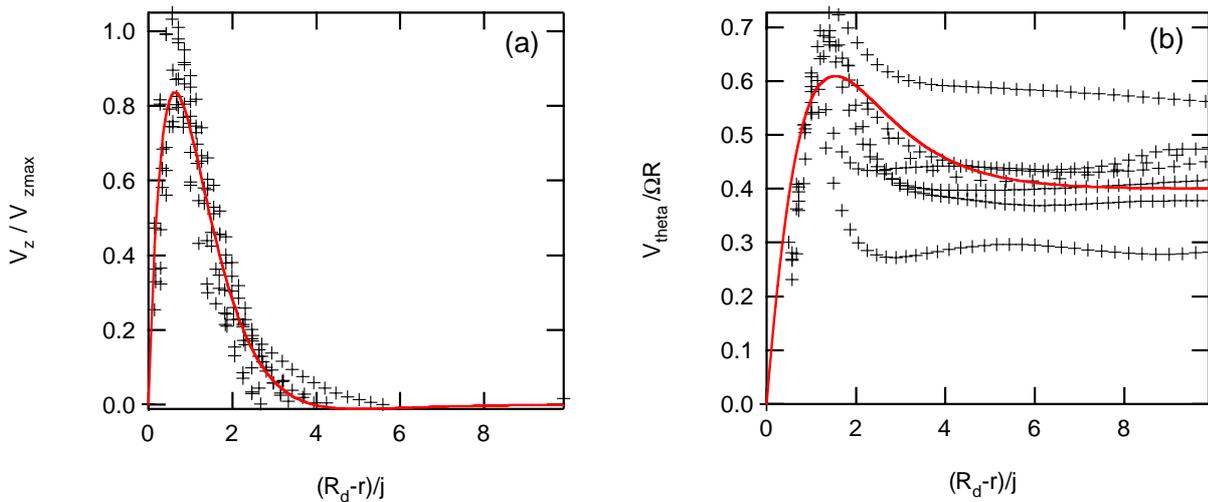


Figure 3.14 - Profils de la vitesse axiale (a) et azimutale (b) adimensionnée. Les symboles+ représentent les résultats numériques pour huit cavités à la station axiale $z = 2j$ et la ligne continue représente la courbe moyenne des points numériques.

La figure 3.15 compare les seuils expérimentaux à ceux obtenus dans l'analyse de stabilité linéaire, à trois stations axiales différentes ($z = 2j, 4j$ et $8j$), dans un graphe $(\text{Re}_{\Omega_j} * (j / \delta)) / (\text{Re}_{\Omega_j})^{1/2}$ en fonction de Re_{Ω_j} . A partir de ce graphe, nous pouvons voir que

les résultats à $z = 2j$ sont les plus proches des points expérimentaux. Ainsi, dans la suite de l'étude, c'est cette position axiale qui sera utilisée pour présenter les résultats et la discussion.

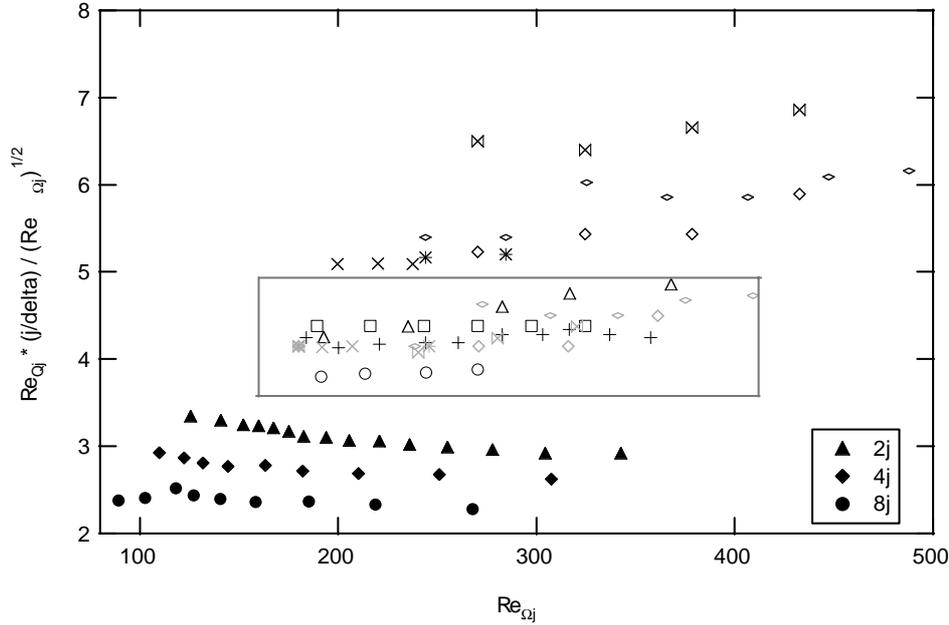


Figure 3.15 - Comparaison entre les seuils expérimentaux et ceux résultant de l'étude de stabilité réalisée à trois stations axiales: $z = 2j, 4j$ et $8j$.

Dans l'analyse de stabilité, le rapport j/δ est évalué comme la moyenne des $(j/R)^{1/2}$ expérimentaux multipliée par $(Re_{\Omega_j})^{1/2}$. En effet,

$$\frac{j}{\delta} = j \left(\frac{\Omega}{\nu} \right)^{1/2} = \frac{j}{(\nu)^{1/2}} * \frac{(Re_{\Omega_j} * \nu)^{1/2}}{(Rj)^{1/2}} = \left(\frac{j}{R} \right)^{1/2} * (Re_{\Omega_j})^{1/2}.$$

Dans ce graphe, nous pouvons voir que les seuils de l'analyse de stabilité sont plus bas que les seuils expérimentaux. Notons que dans l'expérience, le plus petit seuil en Re_{Ω_j} est le seuil absolu et correspond à un seuil $V_z/(\Omega R) = 0.25$. Nous avons sondé expérimentalement une fenêtre Re_{Ω_j} comprise entre 80 (le plus petit Re_{Ω_j} réalisable) et 184, et $V_z/(\Omega R)$ compris entre 0.25 et 1 mais dans cette fenêtre nous n'avons pas trouvé d'apparition de la structure 2. Ainsi, dans l'expérience, $Re_{\Omega_j} = 184$ est un vrai seuil expérimental absolu. Dans l'étude de stabilité, le plus petit seuil présenté correspond également à $V_z/(\Omega R) = 0.25$ mais ce n'est pas le seuil absolu en Re_{Ω_j} , lequel est atteint pour une aspiration plus élevée. Il est donc clair que nous ne pouvons comparer les seuils expérimentaux et ceux de l'étude de stabilité uniquement dans une gamme commune de $V_z/(\Omega R)$.

Plusieurs raisons pourraient expliquer les différences entre les points expérimentaux et ceux de l'étude de stabilité. Premièrement, notons que dans l'étude de stabilité, le taux de croissance β/α est d'environ 0.0003 au seuil et il atteint 0.0025 pour les seuils expérimentaux; ceci pourrait expliquer les retards aux seuils entre l'expérience et la théorie. Deuxièmement, le faible effet de courbure dépendant du paramètre j/R qui vaut 0 dans l'analyse de stabilité et varie de 1.6 à 4.3% pour les résultats expérimentaux. Et troisièmement, l'évolution rapide du profil de vitesse dans la direction axiale qui donne des seuils plus éloignés pour les autres stations axiales $4j$ et $8j$ (voir figure 3.15).

Pour compléter la discussion, nous exprimons la vitesse de phase azimutale adimensionnée $V_{ph} = \omega / (\Omega_\theta * U_0) = \tilde{\omega} / \tilde{\Omega}_\theta$. Cette vitesse de phase peut être comparée avec la vitesse de phase expérimentale adimensionnée $V_{ph_{exp}} = f / (m_\theta * f_0)$, où f est la fréquence des structures, m_θ le nombre de structures par tour et f_0 la fréquence de rotation en tours par seconde. Ces deux vitesses de phase sont représentées figure 3.16 en fonction de Re_{Ω_j} . Dans ce graphe, les barres verticales sur les points de l'étude de stabilité signifient que du fait de l'incrément sur le nombre de Reynolds, nous sommes légèrement au-dessus du seuil et que par conséquent il existe plusieurs vitesses de phase comprises dans ces barres verticales. Nous pouvons noter que les points expérimentaux, bien que multiples, sont bien groupés et que les vitesses de phase de l'étude de stabilité sont plus grandes que dans l'expérience et ceci dans un rapport d'environ 4.

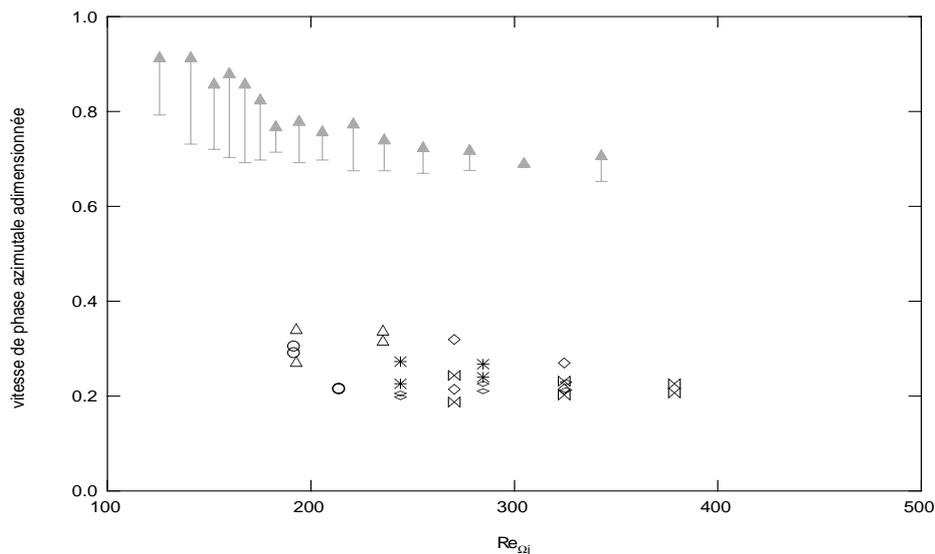


Figure 3.16 - Comparaison entre les vitesses de phase expérimentales $V_{ph_{exp}} = f / (m_\theta * f_0)$ (symbole en noir) et celles résultant de l'étude de stabilité réalisée à la station axiale $z = 2j$,

$$V_{ph} = \omega / (\Omega_\theta * U_0)$$

Maintenant, si nous comparons les nombres d'onde, il apparaît dans l'expérience que ces nombres d'onde sont très dispersés ($m_\theta / R \approx 200$) et sont d'autant plus grands que j est petit, tandis que dans l'analyse de stabilité $\Omega_\theta \approx 1$. Pour réduire cette importante différence, nous avons pensé exprimer le nombre d'onde en terme de jeu j . Ainsi nous représentons, figure 3.17, le nombre d'onde azimuthale en terme de nombre d'onde par jeu, qui est dans l'étude de stabilité $\Omega_j = \Omega_\theta * j_S = (\tilde{\Omega}_\theta * j_S / L)$ et sera comparé au nombre d'onde expérimental $(m_\theta / R) * j$. Dans ce graphe, nous observons que pour une même aspiration et une même rotation, il existe plusieurs nombres d'onde dans l'expérience et que ceux-ci sont encore une fois plus grands par rapport aux nombres d'ondes de l'étude de stabilité mais cette fois "seulement" dans un rapport d'environ 3 à 5. Ceci suggère que des effets non linéaires, survenant durant le développement de la structure, pourraient réduire le nombre d'onde. Si nous appliquons ce rapport de 3-5 aux vitesses de phase adimensionnées issues de l'étude de stabilité, ces points rejoignent les points expérimentaux, ce qui semble conduire à un meilleur arrangement en terme de fréquence.

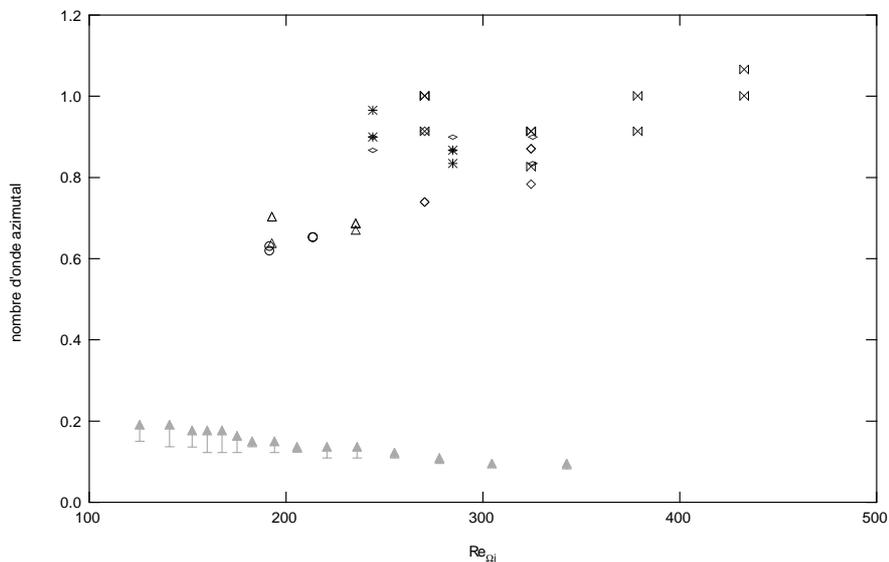


Figure 3.17 - Comparaison entre les nombres d'onde par jeu expérimentaux $(m_\theta / R) * j$ (symbole en noir) et ceux résultant de l'étude de stabilité réalisée à la station axiale $z=2j$, $\Omega_j = \tilde{\Omega}_\theta * (j_S / L)$.

La figure 3.18 montre la pulsation expérimentale adimensionnée $\omega_{j_{\text{exp}}} = ((2\pi f) / (2\pi f_0 R)) * j$, où f est la fréquence (en Hz) et $2\pi f_0 R$ la vitesse azimuthale

périphérique, comparée à la pulsation de l'étude de stabilité $\omega_{j_{stab}} = \tilde{\alpha} * (j_S / L)$. Cette fois l'accord est meilleur

En fait, les résultats de l'étude de stabilité concernant les nombres d'onde et les vitesses de phase restent limités à la phase de déclenchement de l'instabilité. Dans l'absolu, uniquement le seuil est significatif.

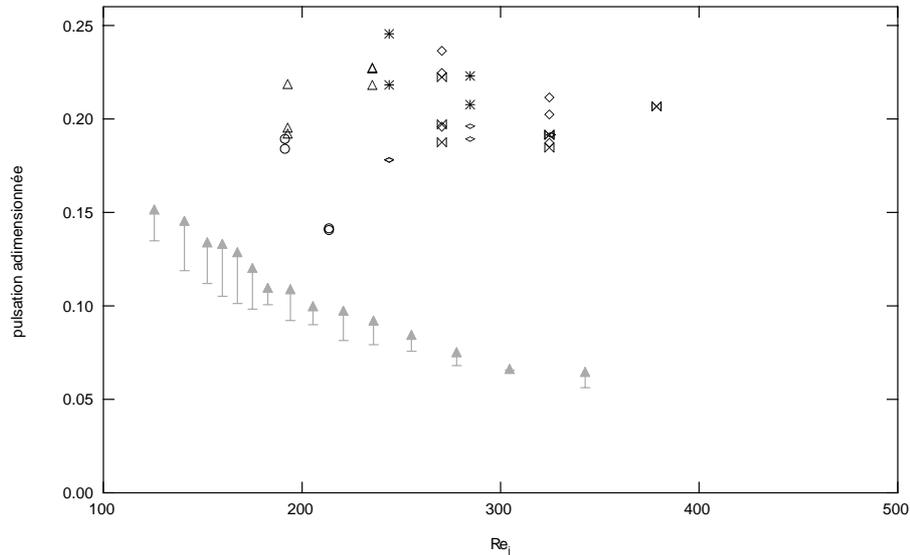


Figure 3.18 - Comparaison entre les pulsations expérimentales par $\omega_{j_{exp}} = ((2\pi f)/(2\pi f_0 R)) * j$ (symbole en noir) et celles résultant de l'étude de stabilité réalisée à la station axiale $z=2j$, $\omega_{j_{stab}} = \tilde{\alpha} * (j_S / L)$.

3.7 Conclusion

Un dispositif expérimental basé sur la tomographie par plan laser d'un écoulement dans une cavité tournante avec une aspiration centrale a permis de faire apparaître deux types de structure. La première, localisée à la périphérie de la couche de Bödewadt, correspond à celle déjà observée expérimentalement (principalement dans des plans horizontaux et en utilisant de l'eau avec du kalliroscope) et numériquement. Cette structure est étudiée plus en détail dans le chapitre suivant. En plus des plans horizontaux, nous montrons ici dans des plans méridiens la première instabilité (structure 1) qui est une structure attachée au coin fixe entre le bandeau cylindrique et le disque supérieur. La seconde instabilité (structure 2) apparaît à l'amont de la première pratiquement à la base du jet où, en considérant la nature de l'écoulement de base, elle apparaît clairement comme étant une structure de type "crossflow".

Les paramètres adimensionnés du phénomène ont été identifiés, et les seuils d'apparition aussi bien que les nombres d'onde et les vitesses de phase ont été caractérisés.

Dans cette étude sur la structure 2, nous avons utilisé huit cavités très différentes géométriquement. Cependant, quelle que soit la cavité utilisée, nous avons deux paramètres essentiels : l'aspiration Q et la rotation Ω qui a pour effet de générer une couche d'Ekman sur le disque tournant. Par ailleurs nous avons montré que l'impact de cette couche d'Ekman sur le jet n'est pas responsable de l'apparition de la structure 2 mais qu'il a un rôle sur la valeur des seuils d'apparition de cette structure. L'interaction entre l'écoulement ascendant issu de cette couche d'Ekman et le jet créé par l'aspiration, génère une instabilité (appelée ici structure 2). Pour caractériser cette structure, nous disposons de plusieurs paramètres géométriques et cinématiques. Nous avons trouvé que deux quantités représentaient le mieux le phénomène d'interaction: il s'agit de $Re_{\Omega j}$ et de $(Re_{Qj} * (j / \delta)) / (Re_{\Omega j})^{1/2}$. Dans ces deux quantités, cinq paramètres interviennent, trois géométriques (R, j et δ), et deux cinématiques (V_z et Ω). La figure 3.11 représente ces deux quantités dans un graphe $(Re_{Qj} * (j / \delta)) / (Re_{\Omega j})^{1/2}$ en fonction de $Re_{\Omega j}$. Il apparaît, dans ce graphe, un seuil absolu en terme de $Re_{\Omega j}$, situé à $Re_{\Omega j} = 184$ et $(Re_{Qj} * (j / \delta)) / (Re_{\Omega j})^{1/2} = 4.25$, et un domaine d'instabilité pour les quatre cavités sûres (cv1 à cv4) et les quatre "translatées" (cv5 à cv8), limité par un rectangle.

Une étude de stabilité linéaire a été menée à partir d'hypothèses simplificatrices. Les seuils issus de cette étude ont été comparés avec les résultats expérimentaux, ils sont d'ailleurs en assez bon accord avec l'expérience. D'un autre coté, les nombres d'onde et les vitesses de phase au déclenchement sont en assez fort désaccord avec les résultats expérimentaux de la structure pleinement développée. Dans l'étude de stabilité, les nombres d'onde et les vitesses de phase ne sont pas significatifs bien qu'ils sembleraient indiquer l'existence d'un phénomène de double dédoublement de la structure au cours de son développement.

Chapitre 4

Les structures à grande longueur d'onde

4.1 Caractérisation des structures par tomographie

4.1.1 Introduction

L'objectif de ce paragraphe est tout d'abord d'apporter des informations sur la topologie des structures spirales se développant dans une cavité rotor-statator ouverte, à la périphérie de la couche de Bödewadt. Il est aussi d'étendre les résultats connus pour des cavités fermées aux cavités ouvertes avec l'introduction du paramètre débit et d'étudier le rôle de ce paramètre sur les seuils d'apparition et de disparition ainsi que sur la fréquence en fonction du nombre d'onde et la vitesse de phase.

4.1.2 Description de la structure

Le plan laser méridien permet d'observer les instabilités dans la circulation générale régnant dans la cavité: flux centrifuge sur le disque tournant et centripète sur le disque fixe. Les plans laser horizontaux situés à une station réduite de $0.028 R$ du disque fixe permettent de décrire les structures dans la partie aval localisée dans la couche de Bödewadt.

La figure 4.1 montre la structure dans un plan horizontal dans une cavité avec moyeu où $H/R = 0.16$ et $j/R = 0.0164$, pour un nombre de Reynolds $Re_{R^2} = 12427$ au seuil d'apparition en débit (figure 4.1-a) et au seuil de disparition (figure 4.1-b). Les figure 4.2-a et figure 4.2-b montrent une séquence dans le plan méridien, de l'évolution sur une période des structures décrites respectivement figure 4.1-a et figure 4.1-b. Sur la figure 4.2 on observe un repliement de la nappe de fumée et l'enfermement d'une zone de fluide frais constituant le noyau des rouleaux spiraux qui prennent naissance juste à l'amont du coin fixe. Ces rouleaux se transportent en décroissant dans la couche limite de Bödewadt, comme l'ont observé expérimentalement Schouveiler *et al.* ([27], [30]), Gauthier *et al.* [13], et aussi numériquement Buisine *et al.* [3]. La zone d'initiation et de développement de l'instabilité est assimilable à un rectangle de hauteur L , limité par le disque fixe et le point bas de la structure.

Pour caractériser la longueur L , on considère trois cavités avec moyeu de hauteurs différentes pour lesquelles la rotation et par suite l'épaisseur caractéristique de la couche d'Ekman $\delta = \sqrt{\nu/\Omega}$ ainsi que le jeu j sont identiques au niveau du disque mobile. De même le rapport $V_z/\Omega R$, respectivement 0.165, 0.157 et 0.165, est quasiment communs aux trois cas.

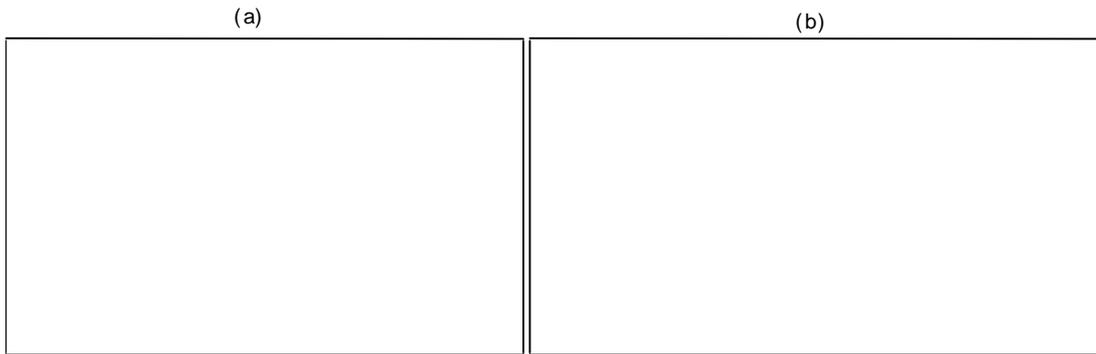


Figure 4.1 - Visualisations axiales de la structure près des seuils d'apparition et de disparition en terme de débit: (a): $V_z/\Omega R = 0.127$, périodicité azimutale de 21, fréquence de 2.5 Hz et vitesse de phase $V_{phase}/\Omega R = 0.24$; (b): $V_z/\Omega R = 0.302$, périodicité azimutale de 25, fréquence de 1.66 Hz et vitesse de phase $V_{phase}/\Omega R = 0.133$

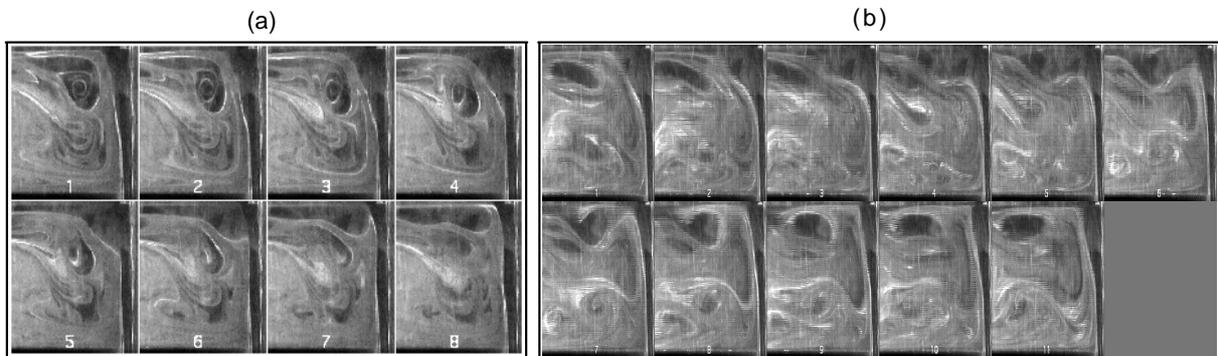


Figure 4.2 - Séquences méridiennes de l'évolution de l'instabilité près des seuils d'apparition et de disparition pour les mêmes paramètres que respectivement figure 4.1-a et figure 4.1-b. Chaque image est limitée en bas par le disque tournant, en haut par le disque fixe, à droite par la ligne verticale brillante marquant l'intersection du cylindre vertical et du plan laser

Ceci nous permet de dire que la couche limite initiale sur le cylindre au niveau du disque tournant est sensiblement la même dans ces trois cas. On complète avec une cavité basse sans moyeu avec un jeu $j/R = 0.008$.

Sur la figure 4.3 sont représentés pour ces quatre cavités d'une part le rectangle qui circonscrit la structure et d'autre part l'épaisseur l de la couche de fluide frais limitée au pied de la structure par la nappe et le cylindre fixe (ligne blanche verticale). Le rapport entre la hauteur L et l'épaisseur l a été évalué pour les quatre cavités. Compte tenu des barres d'erreur inhérentes au comptage des pixels, on peut estimer ce rapport dans la fourchette $L/l \in [3.9, 4.2]$.

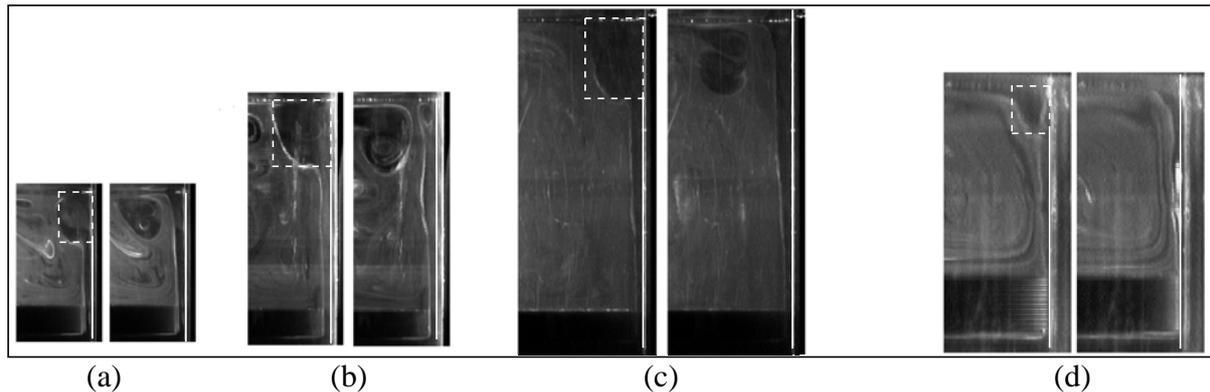


Figure 4.3 - Localisation de la zone d'initiation et de développement de l'instabilité pour des cavités avec moyeu de rapports d'aspect $j/R = 0.016$ et (a): $H/R = 0.16$, (b): $H/R = 0.308$ et (c): $H/R = 0.412$ et pour une cavité basse sans moyeu avec $j/R = 0.008$ et $H/R = 0.14$

Ceci va dans le sens de l'hypothèse proposée par Buisine *et al.* [3] suivant laquelle l'épaisseur de la couche développée sur le cylindre caractérise la taille de la structure dans le plan méridien.

Dans le plan horizontal, la longueur caractéristique dépend du nombre d'onde azimutal. Comme l'ont observé Schouveiler et Gauthier pour des cavités fermées, ce nombre d'onde n'est pas unique pour chaque couple Reynolds-débit. Ceci nous amène à distinguer l'étude des seuils absolus pour tous les nombres d'onde en fonction du nombre de Reynolds, et l'étude des seuils et de la fréquence des structures en fonction du paramètre d'aspiration pour un nombre d'onde donné.

4.1.3 Seuil global d'apparition et de disparition des structures

La figure 4.4 présente la courbe d'instabilité dans le plan $Re_{R^2} - V_z/\Omega R$ pour des cavités sans moyeu de différente hauteur assez faible - $H/R = 0.14, 0.112$ et 0.088 . Les seuils en débit pour les cavités plus hautes ne sont pas portés sur le diagramme car ils sont atteints pour des Re_{R^2} plus faibles non accessibles.

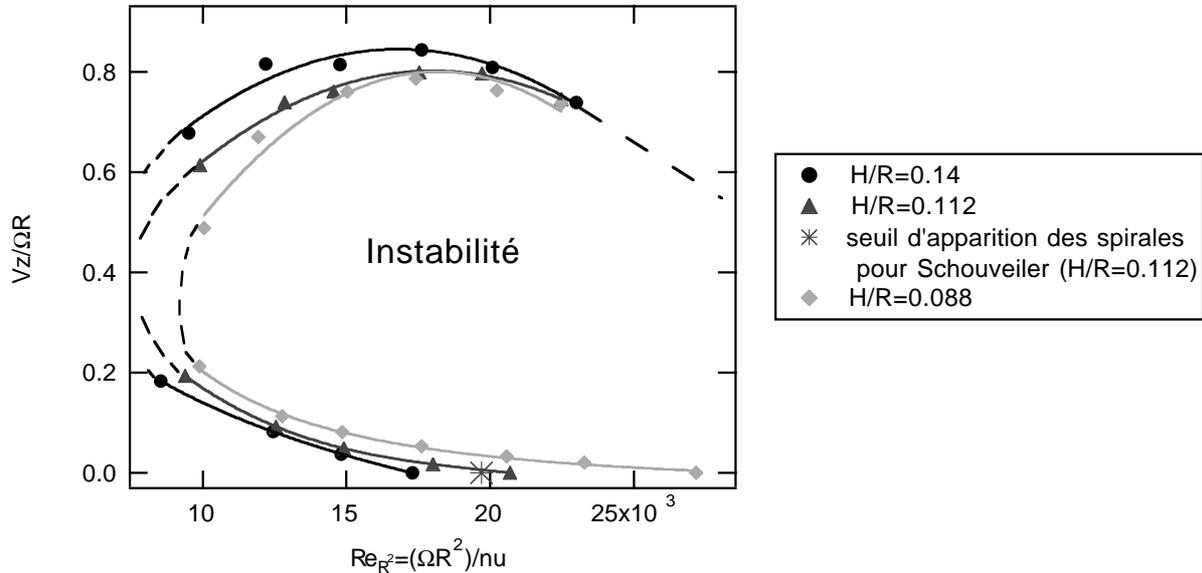


Figure 4.4 - Courbes d'instabilité dans le plan $Re_{R^2} - V_z/\Omega R$ pour des cavités de différentes hauteurs sans moyeu et pour tout nombre d'onde

Par ailleurs, malgré la diminution de contraste des tomographies lorsque le débit diminue on a pu détecter le seuil d'apparition pour des cas à débit très faible, que l'on compare à celui mesuré par Schouveiler [27] (*) pour une cavité de hauteur $H/R = 0.112$. On peut immédiatement constater un très bon accord, ce qui permet de faire l'hypothèse selon laquelle le rôle joué par le jeu résiduel pour la cavité fermée dans le déclenchement de l'instabilité en l'absence de débit est faible.

Lorsque la cavité est aspirée, les seuils d'apparition et de disparition sont fortement modifiés. Sur la figure 4.4, on constate une rapide décroissance du nombre de Reynolds seuil d'apparition lorsque le débit croît pour atteindre la limite inférieure accessible dès que $V_z/\Omega R$ prend la valeur 0.2. On constate aussi l'existence d'un seuil de disparition en débit pour tout nombre de Reynolds. Pour les petits nombres de Reynolds Re_{R^2} on peut observer sur la figure une jonction des courbes seuils apparition-disparition pour la plus petite hauteur. Il est vraisemblable que pour les deux autres hauteurs, les deux courbes se rejoignent au delà des limites accessibles pour donner un Reynolds seuil absolu inférieur à $Re_{R^2} = 8545$. Pour les

grands Re_{R^2} , nous pouvons aussi supposer que la courbe seuil de disparition rejoint le point à $Re_{R^2} \approx 50000$ proposé par Schouveiler pour ainsi fermer le domaine d'existence de l'instabilité.

4.1.4 Seuil d'apparition et de disparition pour différents nombres d'onde

La figure 4.5 présente la courbe d'instabilité dans le plan $Re_{R^2} - V_z/\Omega R$ pour une cavité sans moyeu de rapport d'aspect $H/R = 0.112$ et pour les nombres d'onde 17, 18 et 19. Des points seuils d'apparition à débits plus faibles sont également portés sur la figure 4.5 malgré l'incertitude sur le nombre d'onde, compris ici entre 14 et 19 du fait du manque de contraste dû à la très faible aspiration. La ligne pointillée verticale représente le nombre de Reynolds Re_{R^2} limite au-delà duquel nous n'avons pas fait d'expérience par manque de visibilité des tomographies. Enfin, les points (*) obtenus par Schouveiler à débit nul sont présentés afin d'effectuer un raccordement que l'on suppose possible avec nos points. On constate tout d'abord que la plage d'instabilité pour un nombre d'onde donné, tant en Re_{R^2} à débit donné qu'en débit à Re_{R^2} donné, (zone hachurée pour le nombre d'onde 17), diminue rapidement quand le débit augmente contrairement au cas de la cavité fermée (débit nul) où chaque nombre d'onde a une plage d'existence importante en Re_{R^2} .

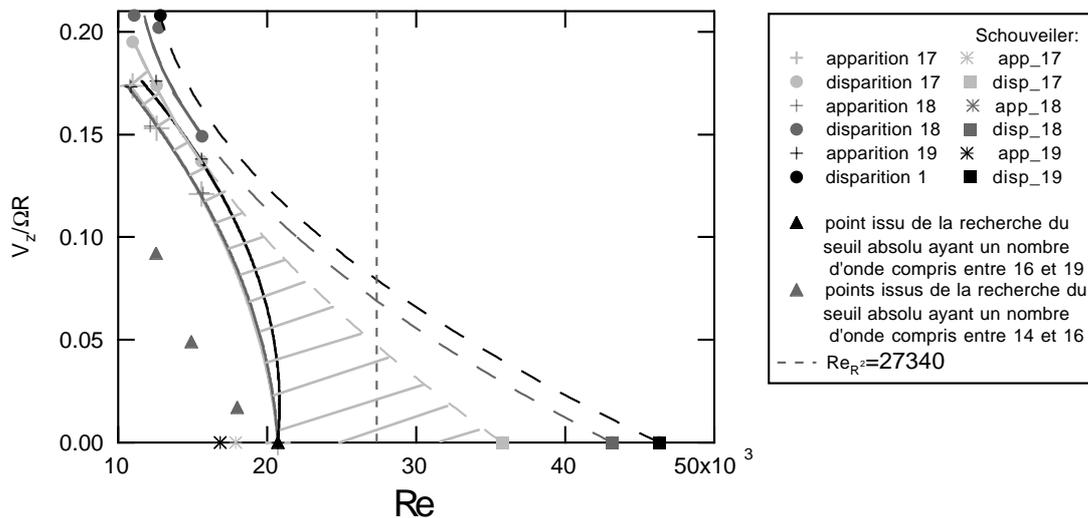


Figure 4.5 - Courbes d'instabilité dans le plan $Re_{R^2} - V_z/\Omega R$ pour une cavité sans moyeu de rapport d'aspect $H/R = 0.112$ et pour les nombres d'onde 17, 18 et 19

En fait, quand on augmente le débit, pour continuer à exister la structure doit s'adapter en nombre d'onde par incrément d'une unité ou deux mais toujours dans une plage d'existence assez étroite.

Nous présentons figure 4.6, pour $Re_{R^2} = 10978$, la fréquence en fonction du paramètre d'aspiration toujours pour tous les nombres d'onde détectés. On constate en premier lieu une plage de nombres d'onde possibles globalement plus étendue que pour une cavité fermée. Ces nombres d'onde ont été déterminés en balayant à partir d'un débit donné une plage de Re_{R^2} encadrant la valeur de 10978. Il apparaît sur cette figure que certains nombres d'onde n'ont pas été captés, d'autres chemins notamment à débits variables devraient permettre de trouver ces nombres d'onde. Nous pouvons également noter que chaque nombre d'onde possède un seuil d'apparition et un seuil de disparition en débit et que leur plage d'existence est relativement étroite. Ceci suggère donc l'existence d'une zone d'instabilité dans le domaine paramétrique (nombre de Reynolds Re_{R^2} -fréquence-débit) où l'intersection avec le plan à débit nul se confond avec la courbe de stabilité de Schouveiler.

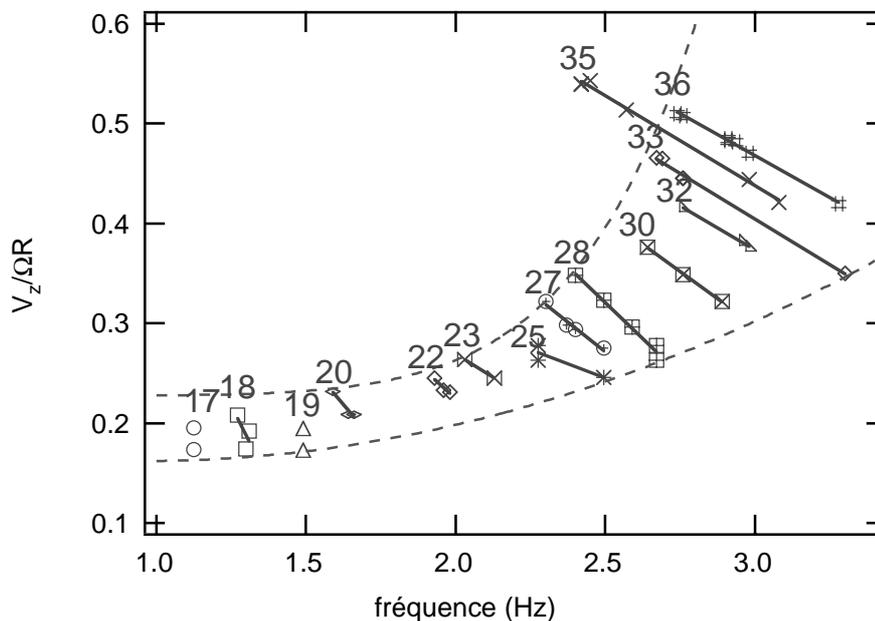


Figure 4.6 - Différents couples (fréquence-périodicité azimutale) des structures en fonction de l'aspiration et pour $Re_{R^2} = 10978$

La figure 4.7 représente l'évolution de la structure 1 en fonction du débit, pour $Re_{R^2} = 10978$, dans un plan horizontal placé à 7 mm du disque fixe. A chaque visualisation, on associe son image spatio temporelle où r_p représente le rayon dont l'origine est prise sur le bord intérieur du cylindre fixe.

*Figure 4.7 - Evolution de la structure 1 en fonction de l'aspiration, pour $\text{Re}_{R^2} = 10978$.
A chaque visualisation, on associe son image spatio temporelle. (a) $V_z / \Omega R = 0.192 - m_\theta = 18$.
(b) $V_z / \Omega R = 0.245 - m_\theta = 23$. (c) $V_z / \Omega R = 0.35 - m_\theta = 33$. (d) $V_z / \Omega R = 0.48 - m_\theta = 36$.*

4.1.5 Représentation de l'évolution de la fréquence, de la périodicité azimutale et de la vitesse de phase azimutale

Les figures 4.8 et 4.9 représentent respectivement, toujours pour la cavité sans moyeu de rapport d'aspect $H/R = 0.112$ et avec $Re_{R^2} = 10978$, l'évolution de la périodicité azimutale et de la fréquence en fonction de l'aspiration adimensionnée. Sur ces figures, nous avons trois points pour chaque valeur du débit testé. Un premier point est obtenu en se plaçant à $Re_{R^2} = 10978$, un deuxième point est obtenu en mettant Re_{R^2} à zéro puis en revenant à $Re_{R^2} = 10978$, et enfin un troisième point est obtenu en mettant Re_{R^2} à 24698 puis en revenant à $Re_{R^2} = 10978$. En fait à partir d'un couple $Re_{R^2} = 10978 - V_z/\Omega R$ donné on perturbe l'écoulement une première fois en arrêtant la vitesse de rotation du disque pendant quelques secondes puis en revenant à la rotation correspondant à $Re_{R^2} = 10978$, et une deuxième fois en augmentant cette fois-ci la rotation du disque pendant quelques secondes pour revenir à $Re_{R^2} = 10978$. Ces deux "aller-retour" ainsi que le point de départ permettent ainsi trois mesures de la fréquence et de la périodicité azimutale. Cependant on peut remarquer sur la figure 4.8 que tous les triplets de points ne sont pas alignés suivant la verticale. En fait nous avons remarqué qu'entre deux manipulations, la vitesse de rotation du disque varie légèrement, ce qui explique le décalage en abscisse.

Figure 4.8 - Évolution de la périodicité azimutale en fonction de l'aspiration pour $Re_{R^2} = 10978$

Figure 4.9 - Évolution de la fréquence en fonction de l'aspiration pour $Re_{R^2} = 10978$

Sur les figures 4.8 et 4.9 on constate que la périodicité azimutale augmente entre les seuils d'apparition et de disparition en débit, alors que la fréquence augmente depuis le seuil d'apparition en débit pour atteindre un maximum, correspondant à $V_z / \Omega R \approx 0.4$, puis redescend lorsque l'on atteint le seuil de disparition.

*Figure 4.10 - Évolution de la vitesse de phase azimutale en fonction de l'aspiration pour
 $Re_{R^2} = 10978$*

Sur la figure 4.8, qui est celle où les points sont les mieux groupés, on trace la courbe moyenne à l'ensemble des points et pour chaque valeur du débit, on épaisse le point qui parmi les trois se rapproche le plus de la courbe moyenne. Si on trace maintenant la courbe moyenne

à l'ensemble des points pour la fréquence et si on épaissit également sur la figure 4.9 les points correspondant aux points épaissis de la figure 4.8, on remarque que ces points sont également ceux qui sont les plus proches de la courbe moyenne.

La figure 4.10 représente l'évolution de la vitesse de phase azimutale adimensionnée, $V_{ph} = (f / mtet) / \Omega$ où f est la fréquence de passage des structures en Hertz, $mtet$ le nombre de structure par tour et Ω la vitesse de rotation du disque en tr/s. Comme pour la fréquence, on constate que la vitesse de phase azimutale augmente depuis le seuil d'apparition en débit pour atteindre un maximum, correspondant à $V_z / \Omega R \approx 0.3$, puis redescend jusqu'au seuil de disparition. Sur la figure 4.10, la courbe continue ne représente non pas la courbe moyenne à l'ensemble des points (c'est la ligne pointillée) mais la courbe issue de la division des valeurs de la courbe moyenne de la fréquence par celles de la courbe moyenne de la périodicité azimutale, et adimensionnée par la vitesse de rotation. Sur cette figure on épaissit également les points correspondant aux points épaissis de la figure 4.8 et de la figure 4.9, et on constate qu'à quelques exceptions près ces points sont également ceux qui sont les plus proches de la ligne continue.

Figure 4.11 - Évolution de la fréquence en fonction de la périodicité azimutale pour $Re_{R^2} = 10978$

On représente maintenant sur la figure 4.11 l'évolution de la fréquence en fonction de la périodicité azimutale, toujours pour la même cavité. Sur cette figure, la ligne continue représente les valeurs de la courbe moyenne de la fréquence en fonction des valeurs de la courbe moyenne pour la périodicité azimutale. Pour une fréquence comprise entre 1.16 Hz et

2.5 Hz et une périodicité azimutale comprise entre 17 et 27, on remarque que cette courbe est quasiment linéaire. Le long de cette courbe nous avons un paramètre d'évolution qui est l'aspiration. On est donc pas en droit d'assimiler cette courbe à une courbe de dispersion. Cependant on peut s'interroger sur la signification de la pente de la partie quasi linéaire de la courbe par rapport à la vitesse de groupe de la structure. Pour chaque valeur de l'aspiration, on représente dans l'ordre de l'aspiration croissante le triplet de points, correspondant à trois structures ayant des périodicités azimutales et des fréquences distinctes pour un même jeu de paramètres rotation-débit, en les reliant entre eux. Cette fois tous les paramètres sont figés dans un même triplet. On peut noter que chacun de ces triplets de points évolue dans le même sens que la courbe et que sa pente divisée par la vitesse de rotation, qui représente la vitesse de groupe $V_g = d\omega/d\Omega$ qui est quasiment constante et égale à 0.374, est assez proche de celle de la partie quasi linéaire de la courbe, divisée par la vitesse de rotation, qui est de 0.288. L'évolution de la pente des triplets de points en fonction de l'aspiration adimensionnée est d'ailleurs représentée sur la figure 4.12 ainsi que l'évolution de la pente de la courbe. La vitesse de groupe de la structure est de 0.374 soit près de deux fois la vitesse de phase moyenne qui est de 0.191. Ceci laisse à penser que toute fluctuation à fréquence proche de celle de la structure existante est projetée vers l'avant 2 fois plus vite que la structure elle même.

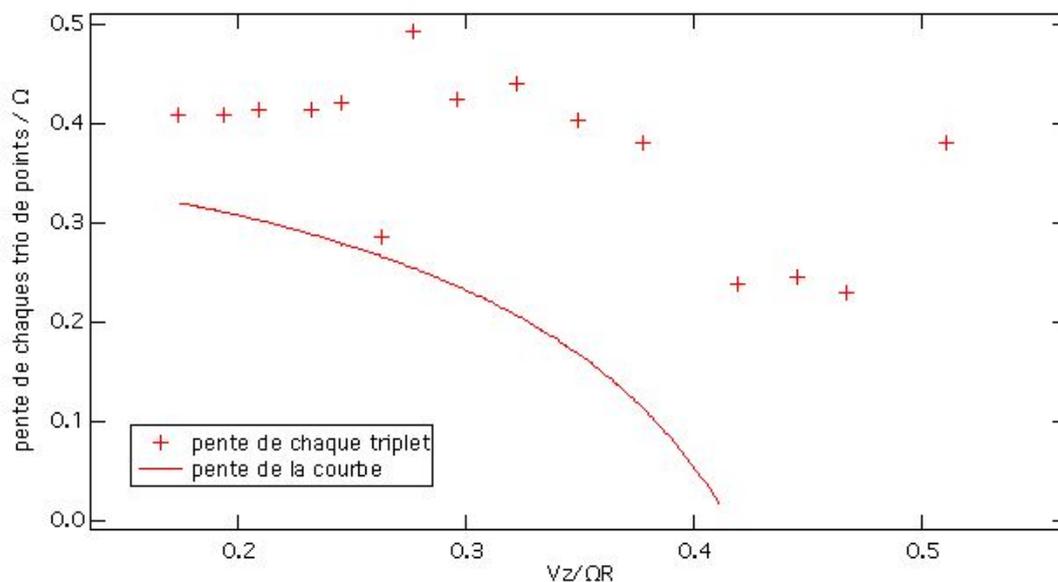


Figure 4.12 - Évolution de la pente de chaque triplet de points, adimensionnée par Ω , en fonction de $V_z/\Omega R$

Figure 4.13 - Évolution de la périodicité azimutale pour différentes cavités en fonction de l'aspiration pour $\text{Re}_{R^2} = 10978$

Figure 4.14 - Évolution de la fréquence pour différentes cavités en fonction de l'aspiration pour $\text{Re}_{R^2} = 10978$

Figure 4.15 - Évolution de la vitesse de phase azimuthale adimensionnée pour différentes cavités en fonction de l'aspiration pour $Re_{R^2} = 10978$

Figure 4.16 - Évolution de la fréquence en fonction de la périodicité azimuthale pour différentes cavités et pour $Re_{R^2} = 10978$

Les figures 4.13, 4.14 et 4.15 représentent respectivement l'évolution de la périodicité azimutale, de la fréquence et de la vitesse de phase azimutale en fonction de $V_z/\Omega R$, pour des cavités de hauteur et de jeu différent et pour $Re_{R^2} = 10978$. On remarque sur les figures 4.13 et 4.14 que selon la cavité, les fréquences et les périodicités azimutales sont à des niveaux différents. Sur la figure 4.15, on peut noter que pour l'ensemble des cavités, les points sont très dispersés. La figure 4.16 représente l'évolution de la fréquence en fonction de la périodicité azimutale pour ces mêmes cavités et pour $Re_{R^2} = 10978$. Sur cette figure, on constate que les points pour l'ensemble des cavités sont quasiment alignés avec les points de la cavité étudiée précédemment et ce malgré les différences entre les paramètres géométriques et le fait qu'il y ait ou pas un moyeu collé sur le disque tournant. La courbe moyenne passant par l'origine se comporte comme $0.057x + 0.00093x^2$ ce qui donne pour la vitesse de phase moyenne $V_{phase}/\Omega = 0.191 + 0.00208(mtet - mtet_0)$ avec $\Omega=0.447$ tr/s et $mtet_0 \approx 30$.

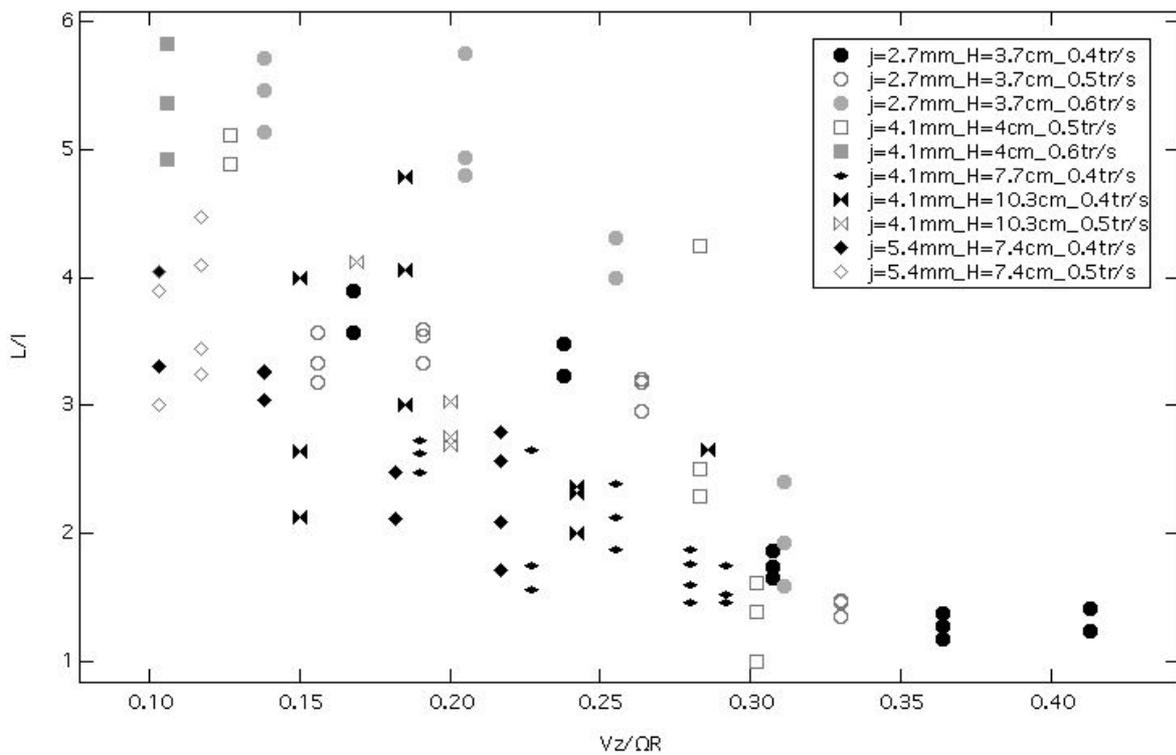


Figure 4.17 - Évolution du rapport L/l en fonction de $V_z/\Omega R$, pour différentes cavités et différentes vitesses de rotation

Pour compléter la discussion sur la disposition spatiale de la structure suivant les trois dimensions, on représente sur la figure 4.17 le rapport entre la hauteur de la structure L et l'épaisseur l de la couche de fluide frais limitée au pied de la structure par la nappe et le cylindre fixe en fonction de $V_z/\Omega R$, pour différentes cavités et différentes vitesses de

rotation. Sur cette figure, on constate que quelles que soient la cavité et la vitesse de rotation, le rapport L/l diminue quand on augmente l'aspiration. Pour $0.1 < V_z/\Omega R \approx 0.3$ on remarque qu'à une même valeur de $V_z/\Omega R$ ce rapport augmente légèrement quand on augmente l'aspiration et dès que $V_z/\Omega R > 0.3$, les points à différentes vitesses ont tendance à se rejoindre. La figure 4.18 représente l'évolution du produit $mtet * L/R$ en fonction de $V_z/\Omega R$ (la légende est identique à celle de la figure 4.17). Ce produit permet en fait de comparer la longueur de la structure suivant θ (représentée ici par la périodicité azimutale) avec la longueur L de la structure suivant z . Sur cette figure, les barres verticales représentent des barres d'incertitudes faites à la fois sur L et sur $mtet$. En fait, à partir des plans méridiens on ne peut pas déterminer la périodicité azimutale. Aussi pour représenter le produit $mtet * L$ il nous faut pour chaque couple de paramètres $(\Omega, V_z/\Omega R)$ multiplier la hauteur L déterminée à partir du plan méridien avec le $mtet$ déterminé à partir des plans horizontaux, tous deux étant déterminés lors de campagnes expérimentales distinctes. Or pour chaque couple de paramètres $(\Omega, V_z/\Omega R)$ nous avons une incertitude sur le nombre d'onde puisque l'on a quasiment à chaque fois trois valeurs différentes. De plus sur chaque séquence méridienne nous avons également une incertitude sur L puisque selon la cavité utilisée ce paramètre peut varier au cours du temps. La multiplication de ces deux incertitudes nous donne ainsi les barres verticales représentées sur la figure 4.18.

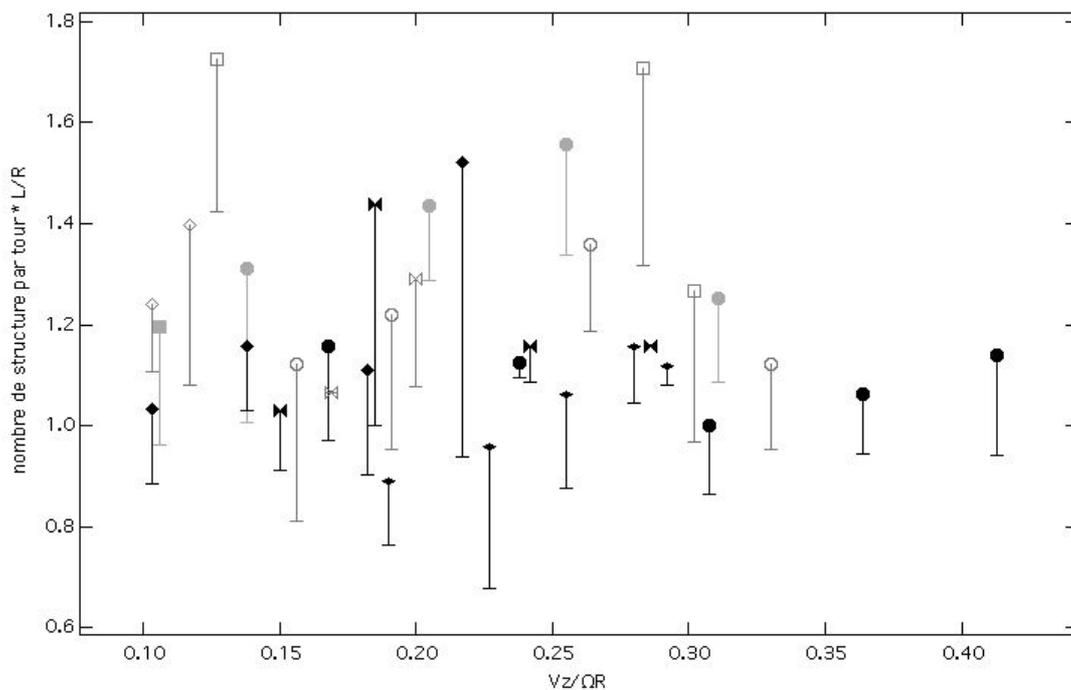


Figure 4.18 - Évolution de $mtet * L/R$ en fonction de $V_z/\Omega R$, pour différentes cavités et différentes vitesses de rotation (voir légende de la figure 4.17)

Sur la figure 4.18 on peut noter que les points pour l'ensemble des cavités sont assez dispersés mais que le paramètre $mtet * L/R$ ne varie que dans un rapport 2.

Pour séparer les effets des deux incertitudes nous représentons figure 4.19 l'évolution de L en fonction de la périodicité azimutale. Cette fois ci, les barres verticales représentent les incertitudes commises uniquement sur L tandis que les barres horizontales représentent les incertitudes commises uniquement sur $mtet$.

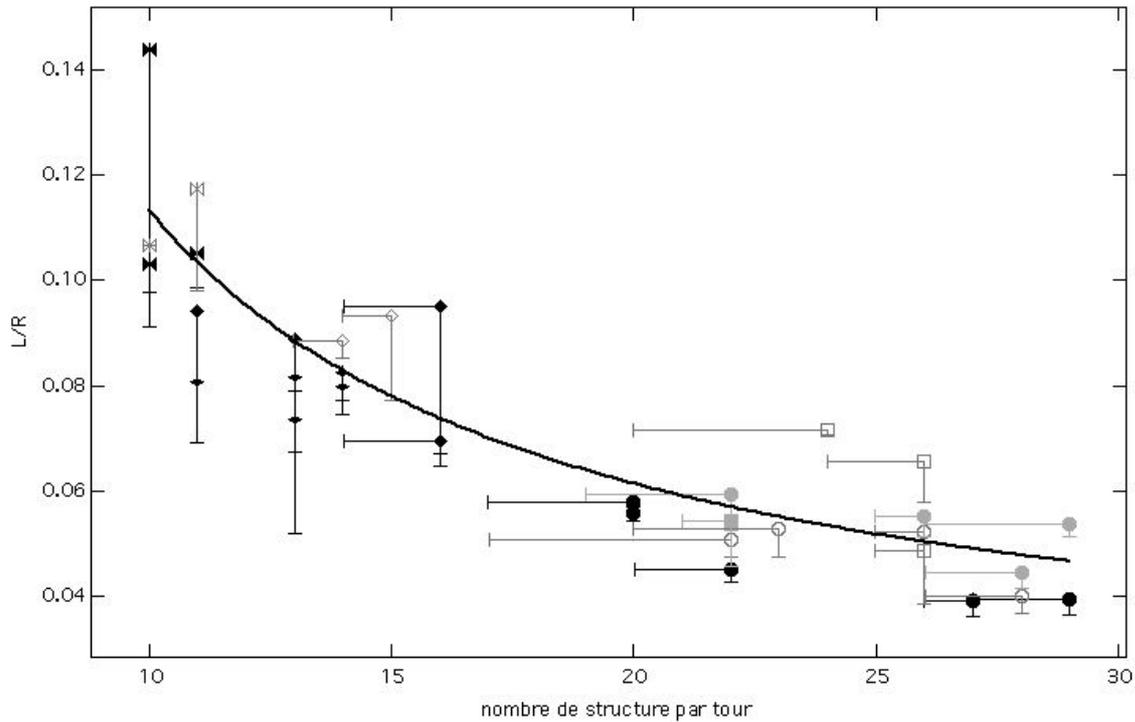


Figure 4.19 - Évolution de L/R en fonction de la périodicité azimutale, pour différentes cavités et différentes vitesses de rotation (voir légende de la figure 4.16)

Sur cette figure, on constate que la courbe moyenne à l'ensemble des points varie comme $a(1/mtet^{1.16})$ où a est une constante. En fait L/R évolue presque comme l'inverse de $mtet$ ce qui rend le produit $L * mtet$ presque constant: $L * mtet = K * R * (mtet)^{0.16}$. Ceci indique une disposition spatiale de la structure suivant les trois dimensions sensiblement indépendante des paramètres de l'expérience.

4.1.5 Conclusion

Grâce à l'ensemencement de la couche d'Ekman située sous la cavité, nous avons pu produire une nappe de fumée homogène à fort contraste qui nous a permis d'effectuer des tomographies à la fois méridienne et parallèles aux disques, pour diverses cavités. Ceci nous a

permis d'une part de localiser la zone de déclenchement et de développement de l'instabilité, zone assimilable à un rectangle de hauteur L limité par le disque fixe et le point bas de la structure, et d'autre part de mesurer l'épaisseur l de la couche de fluide frais limitée au pied de la structure par la nappe et le cylindre fixe. On a montré que le rapport L/l , évalué pour quatre cavités différentes, est quasiment constant quelle que soit la cavité. Nous avons également étudié l'influence du débit sur les seuils d'apparition et de disparition de cette instabilité dans une plage allant d'un débit quasiment nul à des débits élevés.

Pour les débits quasiment nuls, un bon accord a été constaté avec les résultats de Schouveiler en cavité fermée. Dès que la cavité est aspirée, on a observé une rapide décroissance du nombre de Reynolds seuil d'apparition et aussi de disparition lorsque le débit croît. La zone d'instabilité s'étend vers les nombres de Reynolds Re_{R^2} plus petits mais avec, pour un nombre d'onde donné, une plage de débit assez restreinte notamment pour les petits nombres d'onde. On constate comme pour la cavité fermée, mais cette fois à Re_{R^2} constant, que les fréquences s'organisent encore de manière structurée suivant le nombre d'onde et cette fois le débit. Ce qui nous amène à suggérer l'existence dans le diagramme $(Re_{R^2} - f - V_z / \Omega R)$ d'un domaine d'instabilité limité par une surface seuil d'apparition et d'une surface seuil de disparition et feuilleté par des surfaces d'égal nombre d'onde.

Pour des cavités de hauteurs et de jeux différents, avec ou sans moyeu, nous avons représenté l'évolution de la périodicité azimutale, de la fréquence et de la vitesse de phase adimensionnée par la vitesse de rotation en fonction de l'aspiration adimensionnée. Selon la cavité, on a pu remarquer que la périodicité azimutale et la fréquence atteignent des niveaux différents. Pour la vitesse de phase, les points pour l'ensemble des cavités sont très dispersés. La représentation de la fréquence en fonction de la périodicité azimutale a montré que les points des différentes cavités sont assez sensiblement alignés.

Enfin nous avons représenté pour différentes cavités l'évolution du rapport des dimensions caractéristiques axiales (L) et azimutales ($R/mtet$) de la structure en fonction du débit adimensionné. On a montré que malgré une certaine dispersion de l'ensemble des points, le rapport de ces deux longueurs caractéristiques ne varie que dans un rapport deux lorsque l'on balaie l'ensemble de tous les débits et de toutes les rotations.

4.2 Caractérisation des structures en utilisant la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et analyse temporelle

4.2.1 Analyse par PIV 2D2C dans un plan horizontal

4.2.1.1 Introduction

L'objectif de cette partie est de comparer le champ de vitesse obtenu par PIV 2D2C réalisée dans un plan parallèle aux disques et situé à 7 mm du disque fixe, avec la tomographie réalisée dans un même plan. Pour cela on considère dans ce qui suit une cavité sans moyeu de rapports d'aspect $H/R=0.2$ et $j/R=0.008$, à débit adimensionné $V_z/\Omega R = 0.454$, et avec un nombre de Reynolds $Re_{R^2} = 8948$. La figure 4.20 représente une visualisation de l'insatabilité présente pour de tels paramètres. Cette instabilité a une périodicité azimutale de 19-20.

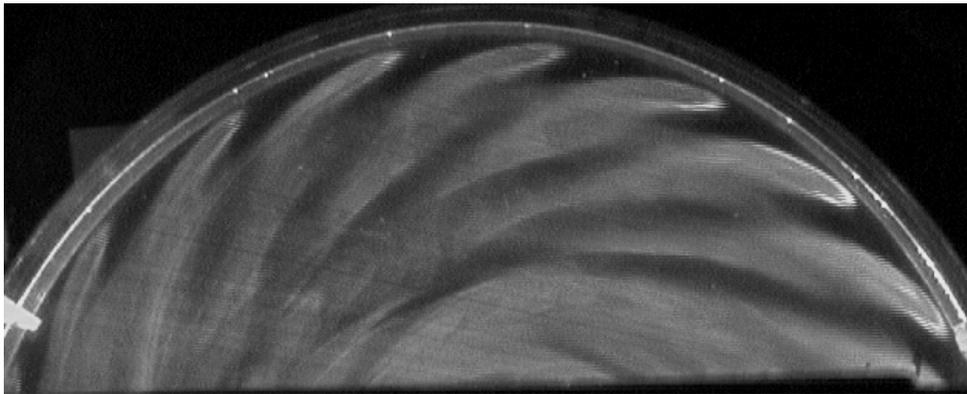


Figure 4.20 - Visualisation de l'instabilité pour les paramètres géométriques et cinématiques définis plus haut

4.2.1.2 Définition du maillage utilisé

La figure 4.21-a représente le champ de vision de la caméra. La fenêtre étudiée mesure 1280 pixels (8.41 cm) suivant x et 1024 pixels (6.73 cm) suivant y. Pour le traitement par PIV 2D2C on utilise deux passes successives, l'une utilisant des fenêtres de $32*32 \text{ px}^2$ l'autre des fenêtres de $16*16 \text{ px}^2$, avec un chevauchement des fenêtres de 50% ce qui fait qu'entre chaque vecteur vitesse calculé il y a 8 pixels dans les deux directions. Par conséquent, après traitement PIV nous obtenons le champ de vitesse (u_x, u_y) , représenté figure 4.21-b,

comprenant 157 points suivant x et 126 suivant y . Pour plus de clarté, nous ne représentons ici qu'un vecteur sur trois.

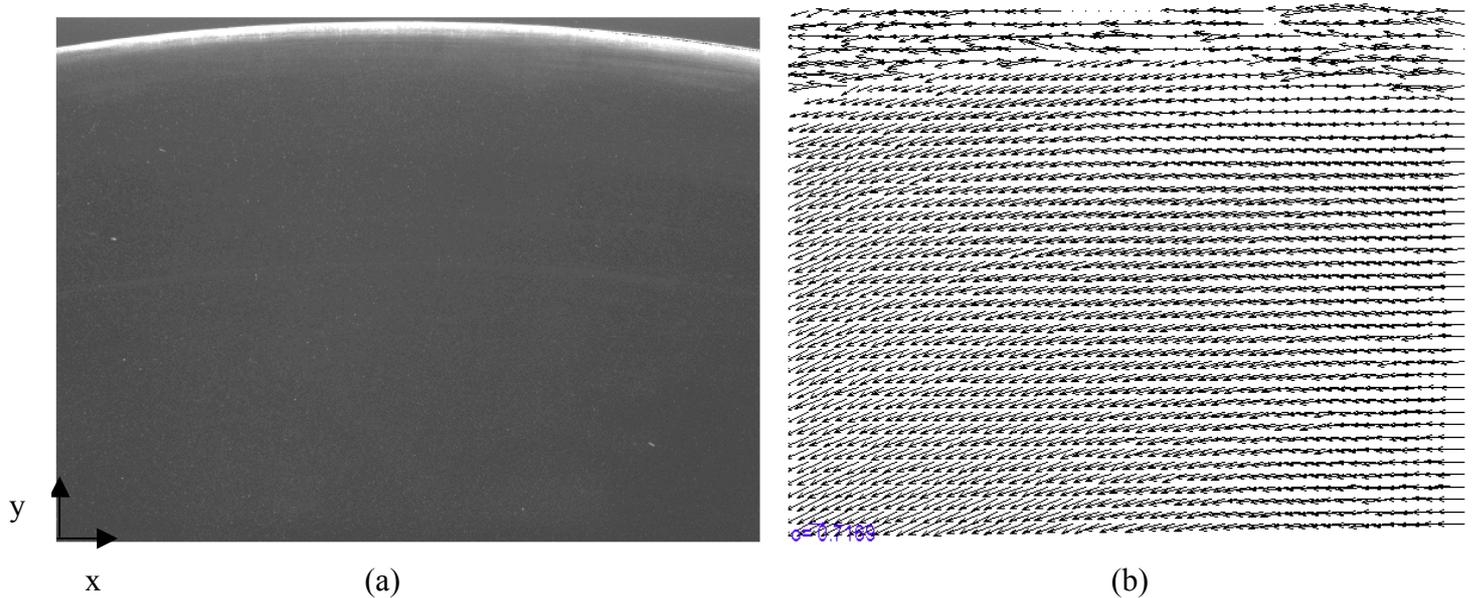


Figure 4.21 - (a) domaine (x,y) étudiée et (b) champ de vitesse (u_x,u_y) sur ce domaine

4.2.1.3 Passage du champ de vitesse (u_x,u_y) au champ (u_θ,u_r)

Pour passer du champ de vitesse (u_x,u_y) dans le repère (x,y) au champ (u_θ,u_r) dans le repère (r,θ) , nous avons besoin de la position du centre du disque que nous déterminons à partir du dessous de l'arc de cercle brillant situé en haut de la figure 4.21-a. La partie inférieure de cet arc représente en fait le rayon intérieur maximal de la cavité. Ainsi si on trace deux cordes à cet arc, l'intersection des médiatrices correspondantes nous donne le centre du disque dans le repère (x,y) dont l'origine se situe en bas et à gauche sur la figure 4.21-a. Une fois le centre déterminé nous pouvons passer facilement du repère (x,y) au repère (θ,r) (voir figure 4.22), puis par interpolation passer des composantes (u_x,u_y) aux composantes (u_θ,u_r) représentées figure 4.23. Le nouveau maillage comprend $n_r=100$ points suivant r et $n_\theta=161$ suivant θ ce qui fait une fenêtre couvrant un arc de 0.32 rd et de 5.08 cm en hauteur. La figure 4.24 représente l'évolution du champ de vitesse (u_θ,u_r) dans un enchaînement de 6 figures. On peut remarquer d'une image à l'autre le déplacement d'une structure vers la gauche (dans le sens de rotation du disque). On voit bien que cette structure est inclinée de la même façon que sur la tomographie.

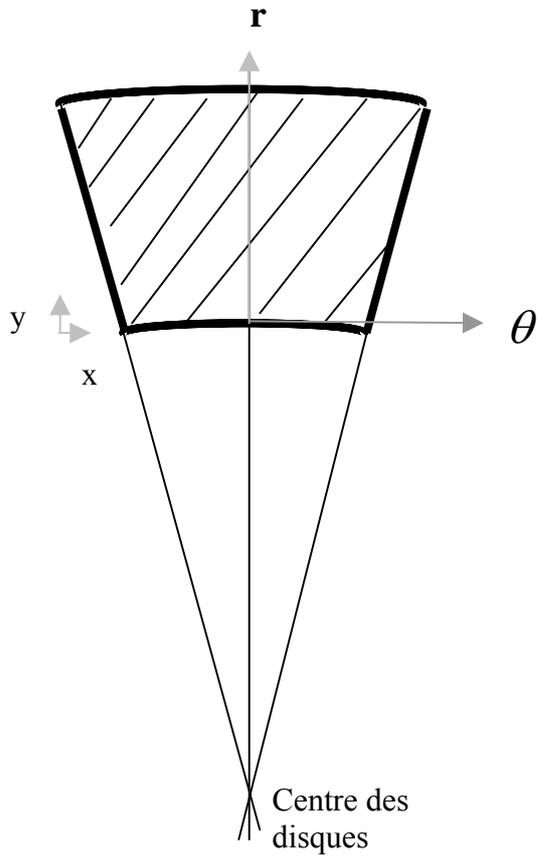


Figure 4.22 - Détermination du centre des disques et passage du repère (x,y) au repère (θ,r)

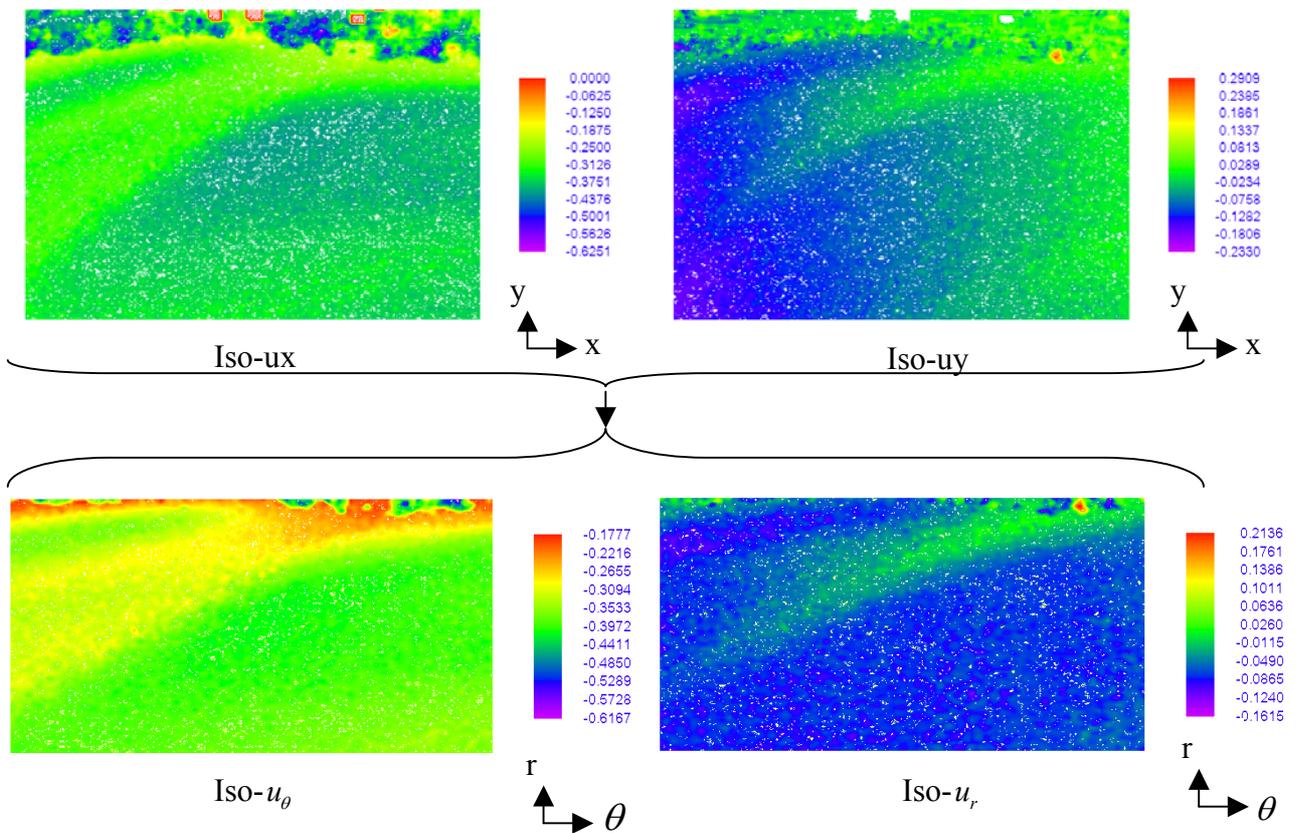


Figure 4.23 - Passage de (u_x, u_y) dans (x,y) à (u_θ, u_r) dans (θ,r)

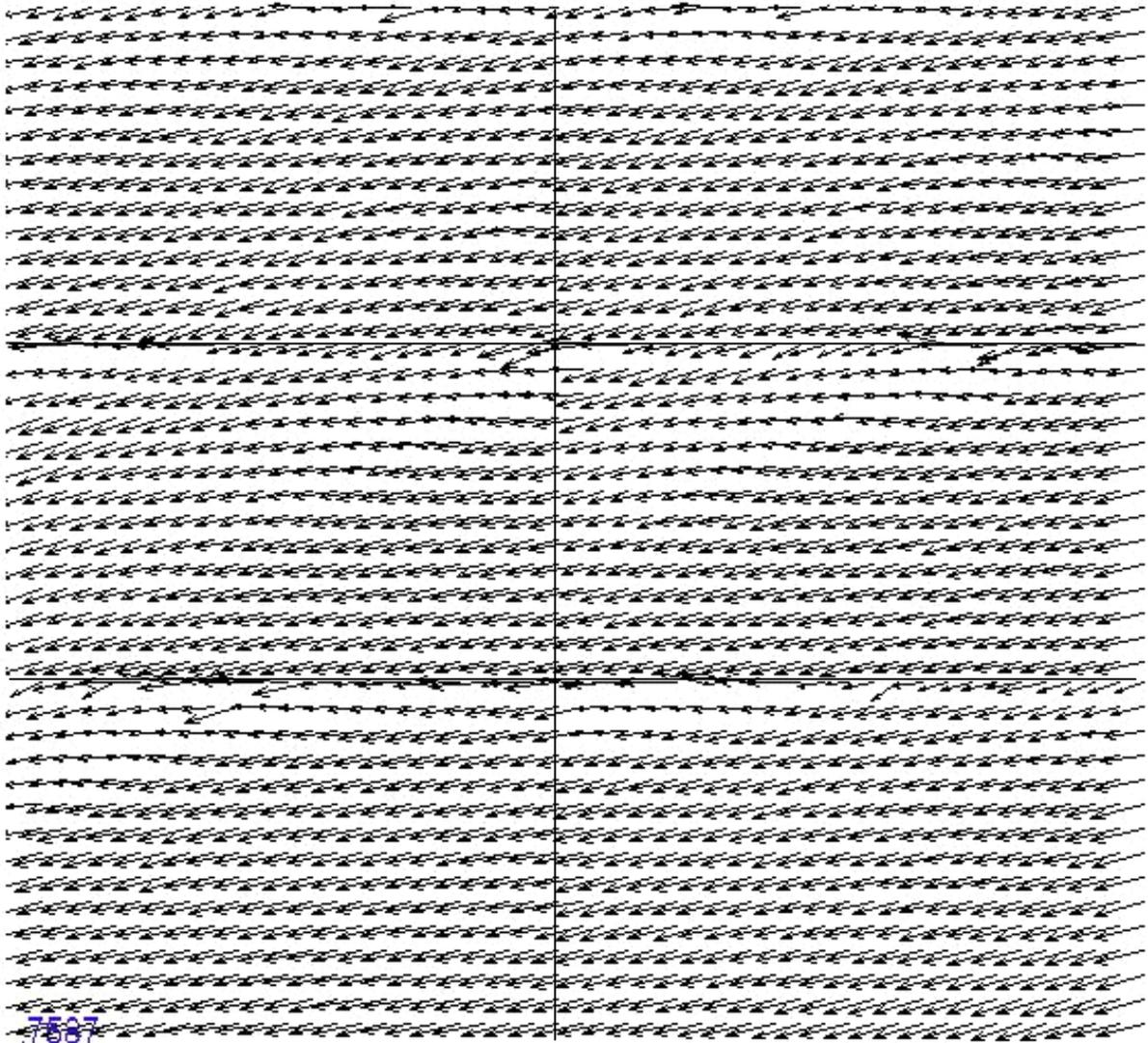


Figure 4.24 - Evolution du champ de vitesse (u_θ, u_r) dans le repère (θ, r) , dans un enchaînement de 6 figures

On représente maintenant figure 4.25 la vitesse $u_{\theta_{moyen}}/\Omega R$, moyennée par rapport au temps (100 cartes) et par rapport à θ (dans chaque carte), en fonction du rayon adimensionné r/R avec $r/R=1.008$ qui représente la paroi cylindrique. La moyenne temporelle est réalisée sur 100 champs de vitesse acquis à la fréquence de 4 Hz et la moyenne angulaire est réalisée sur la largeur de la carte de vitesse en (θ, r) qui est de 0.32 rd (voir plus haut). Sur cette figure 4.25 alors qu'on pourrait s'attendre à un profil monotone pour $u_{\theta_{moyen}}/\Omega R$, on constate un déficit de vitesse dont le minimum se situe à $r/R=0.98$. En fait ce déficit peut s'expliquer si on regarde les topographies méridiennes correspondant au champ de vitesse étudié. Sur la figure 4.26 on situe sur trois images représentant l'évolution de la structure dans un plan

méridien, un cercle blanc marquant l'endroit où $u_{\theta_{moyen}} / \Omega R$ est minimum. On constate que ce point se situe à l'interface de la partie sombre représentant le jet et de la partie enfumée représentant le noyau, l'endroit où la vitesse azimutale est plus faible. Si on regarde image par image l'évolution de l'écoulement dans ce plan méridien, on remarque que ce cercle blanc est en moyenne plus souvent dans la partie enfumée que dans la partie sombre, ce qui explique le minimum de vitesse à cet endroit. Par contre, la zone située à gauche de ce point est en moyenne plus souvent dans la partie sombre, ce qui explique l'augmentation de $u_{\theta_{moyen}} / \Omega R$ quand le rayon diminue.

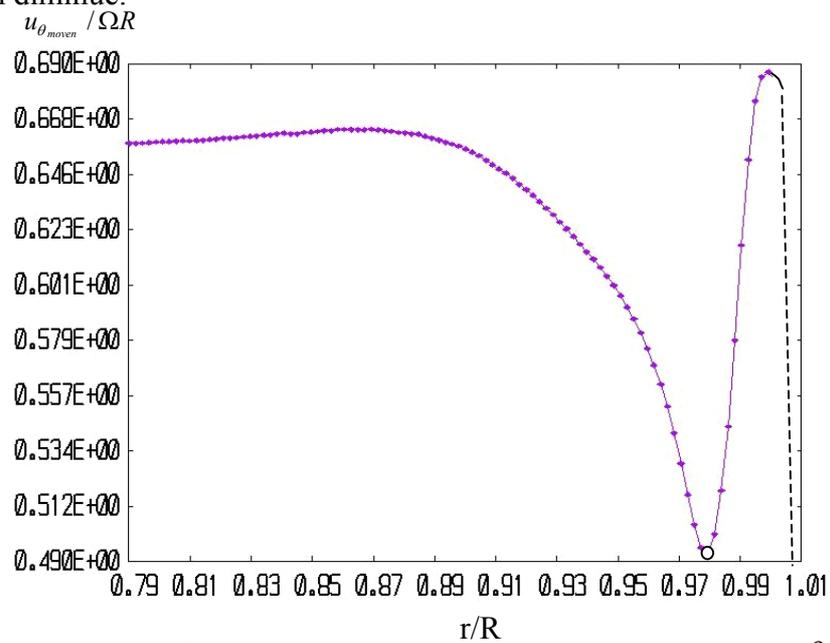


Figure 4.25 - Vitesse azimutale $u_{\theta_{moyen}} / \Omega R$, moyennée par rapport au temps et à θ , en fonction de r/R

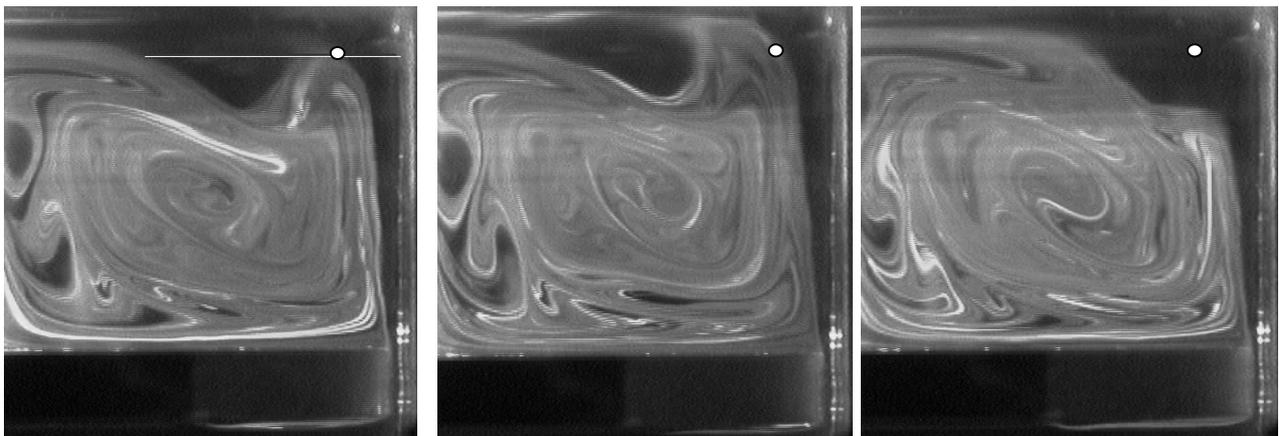


Figure 4.26 - Localisation de l'endroit où $u_{\theta_{moyen}} / \Omega R$ est minimum sur trois images représentant l'évolution de la structure dans un plan méridien

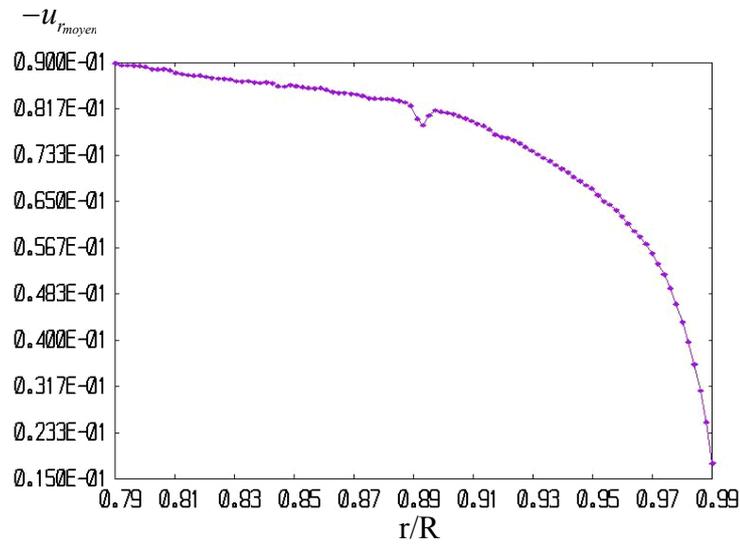


Figure 4.27 - Vitesse radiale $u_{r_{moyen}}$, moyennée par rapport au temps et à θ , en fonction de r/R

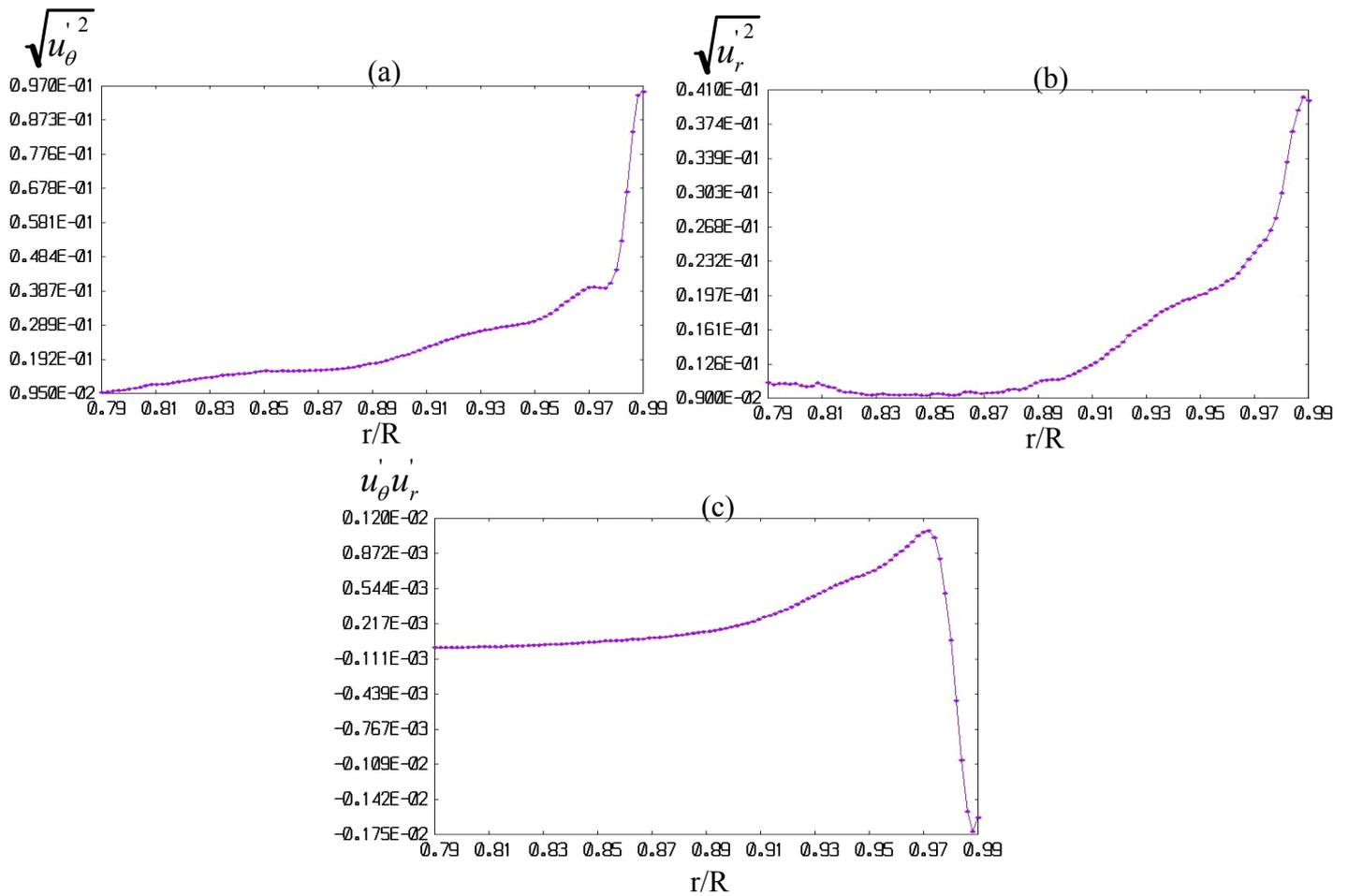


Figure 4.28 - Amplitude des composantes normales du tenseur des contraintes, (a) $\sqrt{u_{\theta}^2}$ et (b) $\sqrt{u_r^2}$, en fonction de r/R . (c) composante de cisaillement du tenseur des contraintes $u_{\theta} u_r$ en fonction de r/R

Quant au profil de u_r , représenté figure 4.27, il diminue quasi linéairement jusqu'à $r/R=0.89$ puis plus rapidement jusqu'à la paroi. La figure 4.28 représente l'amplitude des composantes normales, moyennées par rapport au temps (100 cartes) et par rapport à θ (dans chaque carte), du tenseur des contraintes de Reynolds, (a) $\sqrt{u_\theta'^2}$ et (b) $\sqrt{u_r'^2}$, en fonction de r/R . et (c) la composante de cisaillement du tenseur des contraintes $u_\theta' u_r'$ en fonction de r/R . Cette figure nous indique que les fluctuations sont maximales près de la paroi ce qui paraît logique, l'instabilité se situant près de celle-ci.

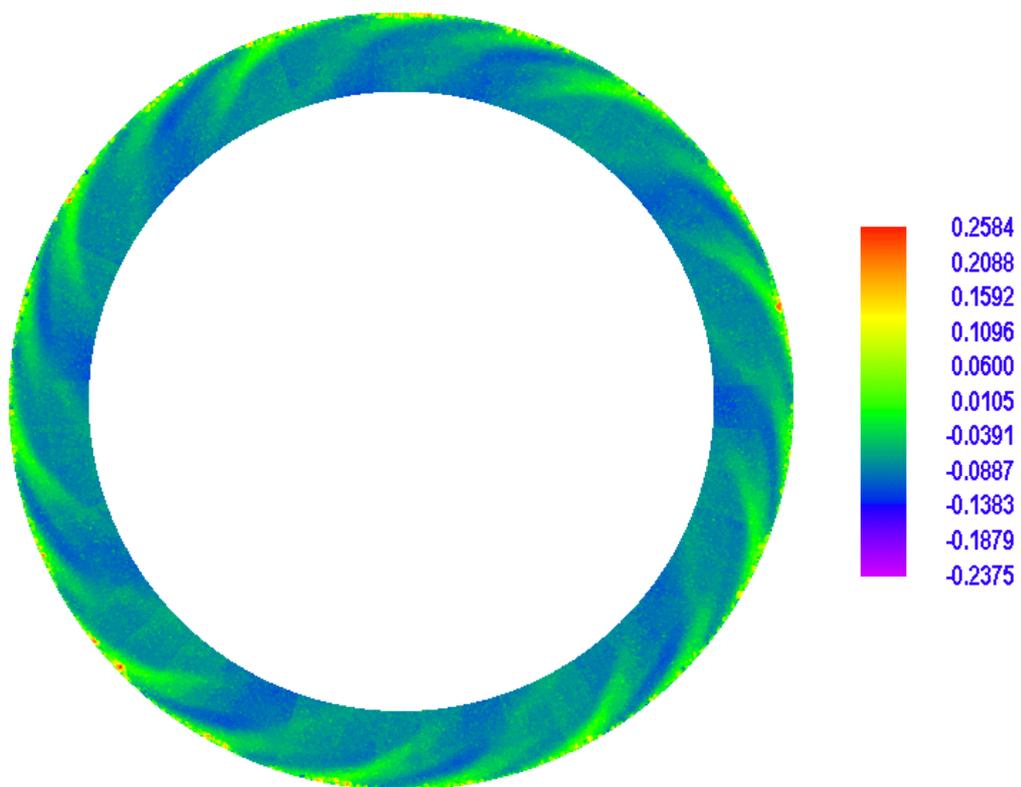


Figure 4.29 - Champ des iso-vitesses u_r représenté sur un tour

La figure 4.29 représente le champ des iso-vitesses u_r sur un tour et pour $0.79 < r/R < 0.99$. Pour réaliser cette image on prend une fraction en θ de la carte représentant les iso- u_r dans le repère (θ, r) afin d'obtenir la continuité du champ de vitesse d'une carte à l'autre. En mettant les unes à côté des autres ces fractions de cartes de vitesse on reconstitue ainsi le champ u_r sur 2π . Pour assurer la meilleure continuité possible d'une image à l'autre (et surtout entre la dernière et la première) on prend donc suivant θ les $31/76^{\text{ième}}$ d'une carte. Pour reconstituer le champ sur un tour, il nous faut donc 46 images. Sur cette figure 4.29 on voit nettement

l'apparition d'une structure spirale de périodicité azimutale 19, ce qui est en très bon accord avec la périodicité azimutale obtenue par tomographie qui est de 19-20.

4.2.2 Analyse par PIV stéréoscopique

4.2.2.1 Introduction

L'objectif de ce paragraphe est de donner expérimentalement une description tridimensionnelle de l'instabilité spirale observée à la périphérie d'une cavité rotor-stator aspirée. Pour cela on utilise la technique de la Velocimétrie par Images de Particules stéréoscopique dont le principe est détaillé au Chapitre 2. Cette technique donne des séquences de cartes des trois composantes de vitesse des particules fluides localisées dans un plan méridien. À partir d'une hypothèse de stationnarité relative, on effectue un reclassement temporel sur une période d'un certain échantillon de ces cartes acquis sur un temps long par rapport à la période du phénomène. En minimisant le bruit dû au reclassement, on ajuste à la fois la fréquence du signal f_s voisine de f_{FFT} (fréquence obtenu par transformation de Fourier), la taille N et l'origine n_0 de l'échantillon. Après avoir filtré le bruit résiduel résultant des fluctuations aléatoires observables entre les cartes voisines après reclassement, on propose une restitution de la structure par recombinaison de Fourier après troncature à l'harmonique 5. Cette démarche permet d'étudier expérimentalement la structure fine de l'instabilité en tout point du domaine observé dans un cas précis où les paramètres cinématiques et géométriques ainsi que la périodicité azimutale (définis plus bas), sont adoptés dans une simulation numérique afin de confronter les résultats avec l'expérience (voir également Rémy *et al.* [24], [25]).

4.2.2.2 Filtrage des images de particules et définition du maillage utilisé

Le champ de vitesse réellement étudié est limité au maillage de restitution représenté figure 4.30 comprenant 36 points suivant la hauteur z et 46 suivant le rayon r , chacun des points étant espacé de 1.2 mm dans les deux directions. Finalement pour éviter les effets de bord et focaliser l'étude sur l'instabilité proprement dite, le maillage est tronqué aux (25*26) points situés dans le coin fixe de la cavité.

L'acquisition à la fréquence de 4 doubles images par seconde, par séquence de 100, est codée en 256 niveaux de gris sur une matrice CCD de 1280*1024 pixels. L'éclairement à travers le plexiglass engendre de nombreux reflets permanents (fig 4.31-a) que nous filtrons en soustrayant la moyenne qui est supposée ne contenir statistiquement que les tâches permanentes. L'image des particules ainsi que le contraste sont alors nettement améliorés (figure 4.31-b), la plage réduite aux 256 niveaux de gris passant de 0.867 à 0.996. Comme on peut le voir figure 4.32-b, le champ de vitesse issu des nouvelles images de particules est également nettement amélioré, les vecteurs faux restants étant dus à des reflets temporaires.

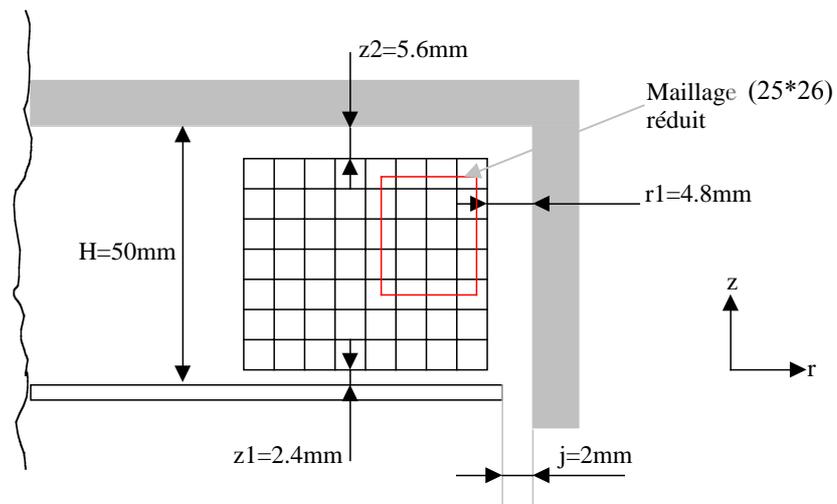


Figure 4.30 - Maillage limitant le champ de vitesse étudié

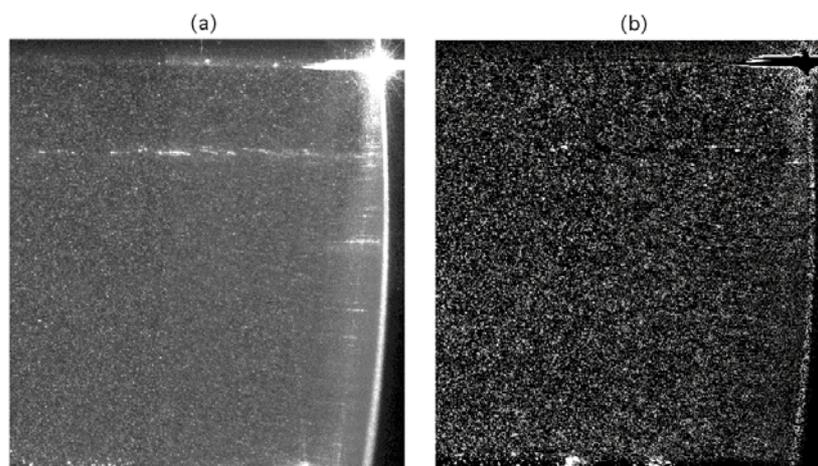


Figure 4.31 - Visualisations des images de particules, (a) originales et (b) filtrées, replacées dans le même repère que figure 4.30

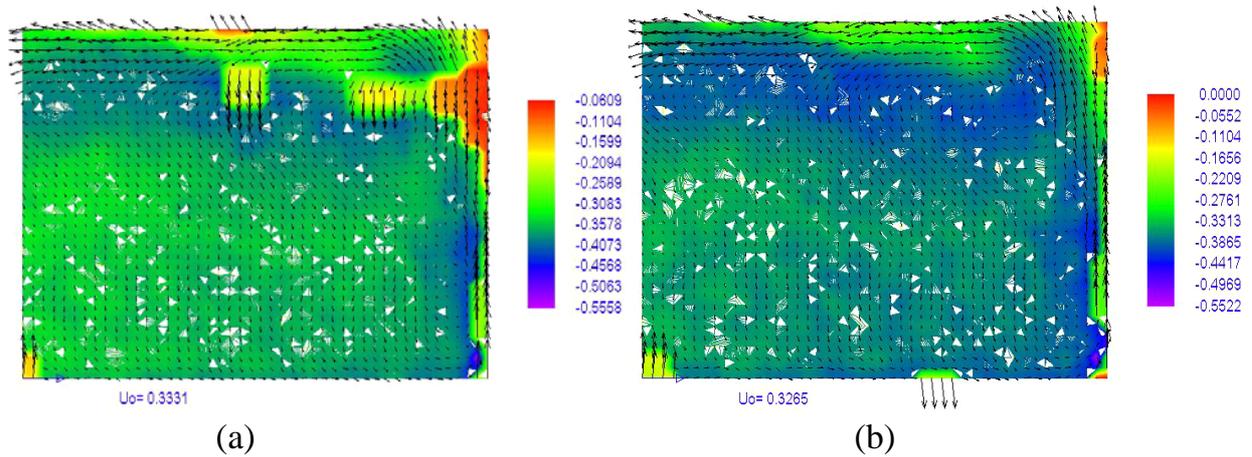


Figure 4.32 - Champ de vitesse obtenu à partir des images de particules (a) originales et (b) filtrées

4.2.2.3 Analyse et compression temporelle

Après filtrage et traitement "PIV", nous obtenons une séquence de 100 champs de vitesse obtenue avec une fréquence d'acquisition f_{PIV} de 4 Hz. Une première analyse par PIV 2D2C à plat a montré une périodicité azimutale de 19 (voir partie PIV 2D2C). Des transformations de Fourier à la fois moyenne et locales donnent les spectres de puissance représentés figure 4.33. Ces spectres présentent un pic $f_{FFT} = 1.3878$ Hz ce qui correspond à 2.88 images par structure et exclut l'accès direct aux harmoniques temporels de rang supérieur à deux.

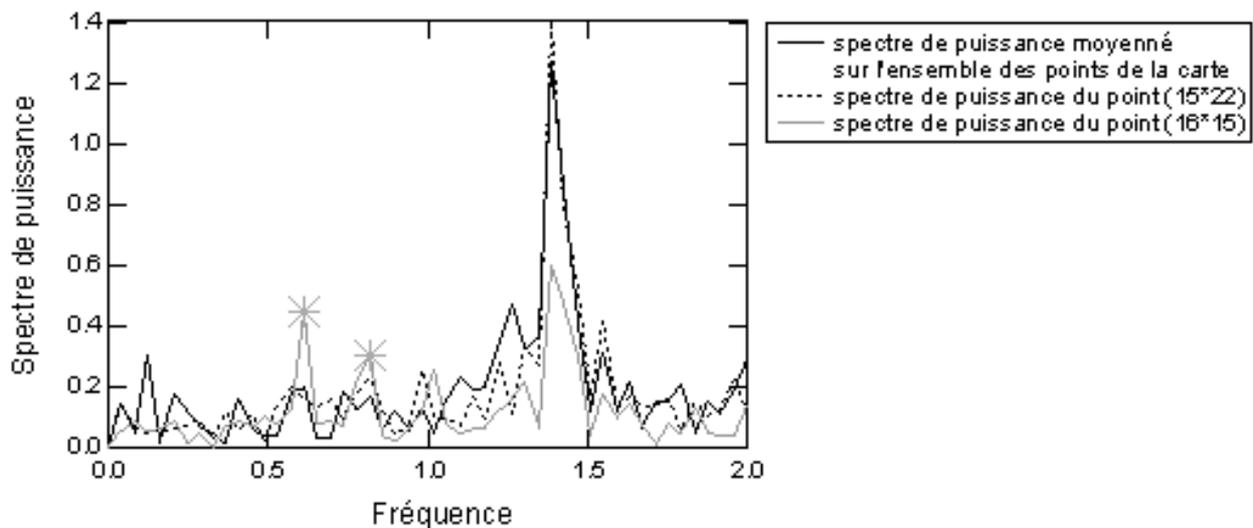


Figure 4.33 - Spectres de puissance pour la moyenne et pour deux points du maillage

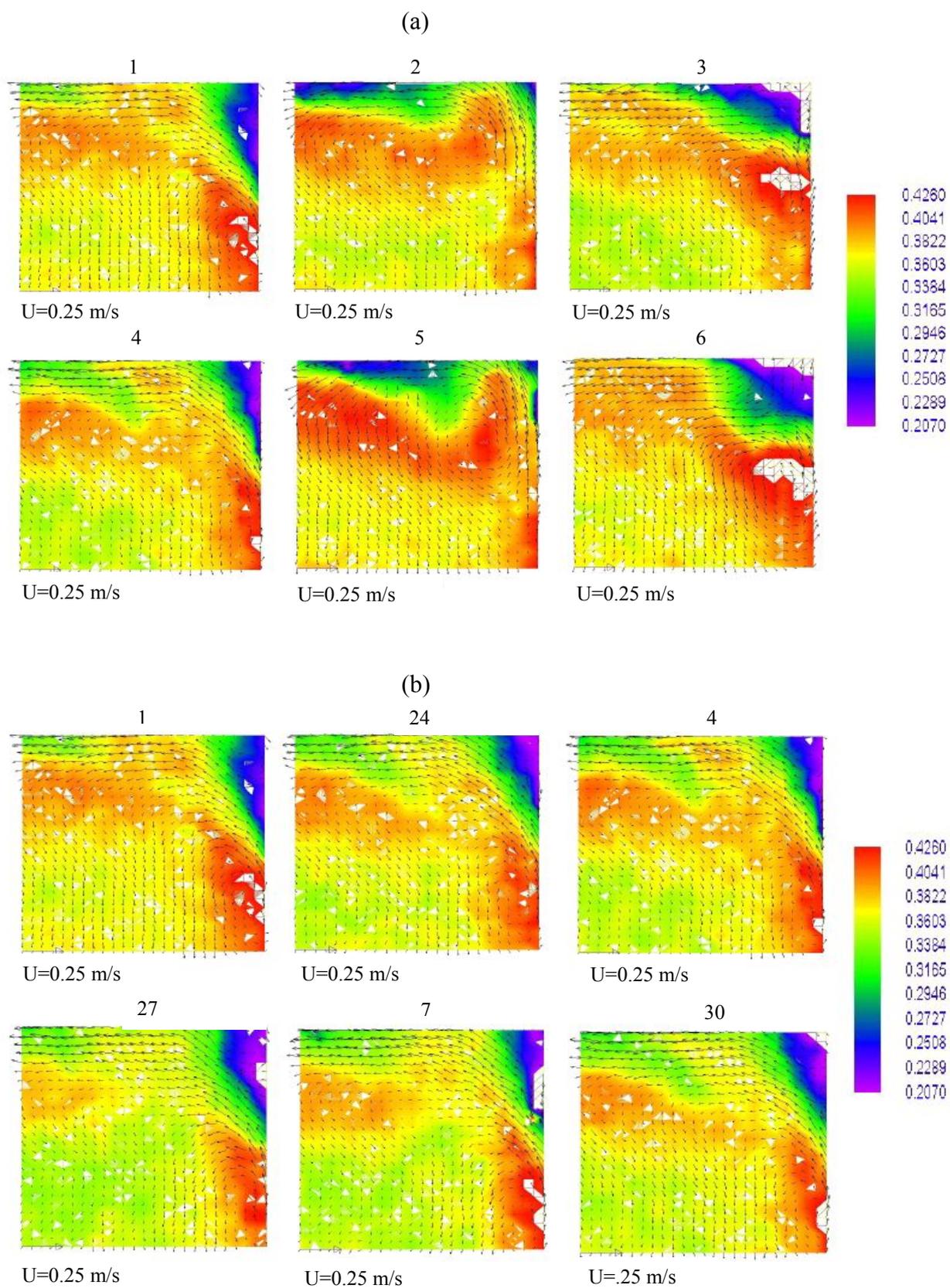


Figure 4.34 - série temporelle de 6 cartes (a) non reclassées et (b) reclassées

On constate également sur la figure 4.33 notamment au centre des cartes de vitesse, la présence marquée par (*) d'autres pics de plus faible intensité à 0.612, 0.816 et 1.02. Ces fréquences, très proches compte tenu du pas en fréquence des rapports 8/19, 11/19 et 14/19 pourraient être dues à des sous-harmoniques spatiaux attachés à la structure principale de périodicité azimutale 19. Dans le spectre moyen, ces sous-harmoniques sont beaucoup plus discrets ce qui nous amène à faire l'hypothèse selon laquelle la structure serait animée d'une rotation solide strictement périodique de période 19 et de fréquence f_S proche de f_{FFT} .

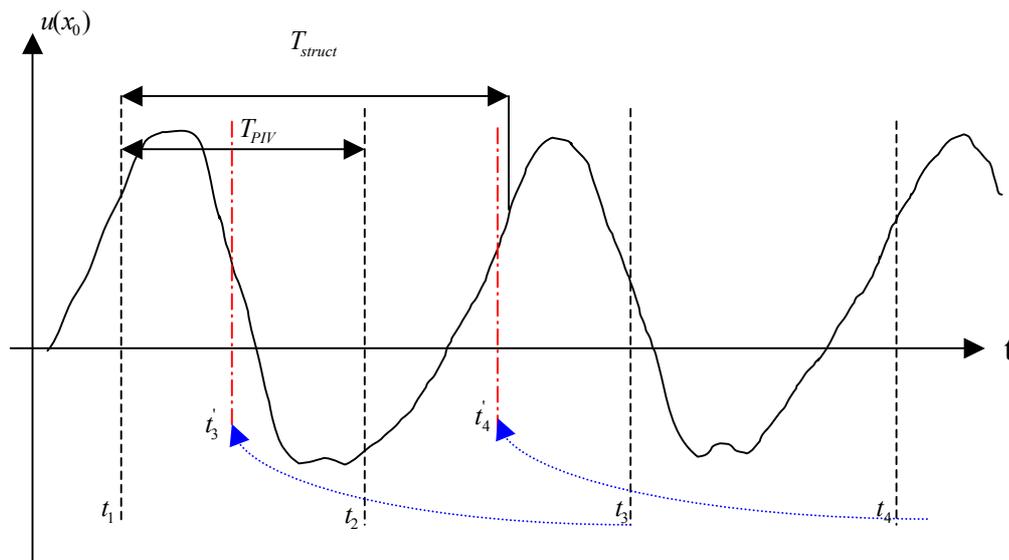


Figure 4.35 - principe de reclassement des images

Cette hypothèse de stationnarité relative et le fait que le rapport de fréquence f_S / f_{PIV} est différent d'une fraction rationnelle simple, permet de faire correspondre à toute image d'un échantillon acquise à la date t_n supérieure à Δt , période supposée de la structure ($\Delta t = 1 / f_S$), un temps reclassé $t'_n = \text{mod}(t_n, \Delta t)$ distinct d'autres dates t'_m déjà rangées, ce qui détermine une liste nouvelle ordonnée par dates reclassées croissantes notées $list(k) = n$ de cet échantillon. Le schéma représenté figure 4.35 montre le principe de reclassement des images. La figure 4.34 représente deux séries temporelles de 6 cartes (a) non reclassées et (b) reclassées. Sur la figure 4.34-a on remarque qu'il n'y a aucune cohérence dans l'enchaînement des cartes alors qu'il y a une cohérence pour la figure 4.34-b. Le reclassement ne peut être cohérent qu'à la condition d'admettre que la fréquence instantanée de l'échantillon ne s'écarte pas d'une fréquence moyenne. Pour évaluer cet écart de fréquence admissible, on considère un échantillon composé de N cartes ayant une pulsation ω jusqu'à une date t_1 correspondant à un demi échantillon et une pulsation $\omega + \Delta\omega$ sur le reste de l'échantillon. Pour $t_n < t_1$, la phase

réduite φ_n est définie par $\varphi_n = \omega t_n - 2\pi k_n$ où k_n est la partie entière de $\omega t_n / 2\pi$. Pour $t_n > t_1$, la phase réduite φ_n est définie par $\varphi_n = \omega t_1 + (\omega + \Delta\omega) \cdot (t_n - t_1) - 2\pi k_n$. Il en résulte une différence de phase $\Delta\varphi$ définie par $\Delta\varphi = \Delta\omega(t_n - t_1)$ qui est majorée par l'intervalle entre chaque carte reclassée qui est $2\pi/(N-1)$. Nous obtenons donc la relation $\Delta\omega(t_n - t_1) \leq 2\pi(N-1)$ où $t_n - t_1$ est de l'ordre de $((N-1)/2) \cdot (1/f_{PIV})$. En divisant cette relation par 2π , nous obtenons la condition suivante sur l'écart admissible de fréquence: $\Delta f \leq (2f_{PIV})/(N-1)^2$. En considérant l'échantillon de 33 cartes et $f_{PIV} = 4$ Hz, nous obtenons dans notre cas $\Delta f \leq 0.007813$.

Outre les sous-harmoniques mentionnés plus haut, nous avons pu observer des variations de fréquence intempestives au cours de l'acquisition ainsi que des bouffées de fumée à contraste modifié. Par ailleurs la fréquence f_{FFT} ne s'est pas avérée assez précise pour réaliser un reclassement cohérent sur une durée très longue ce qui nous amène à ajuster à la fois la fréquence du signal f_s voisine de f_{FFT} , la taille N et l'origine n_0 de l'échantillon. Pour cela on minimise le bruit dû au reclassement. Le bruit B est évalué en fonction de f_s , de N et de n_0 par comparaison entre cartes voisines reclassées de la façon suivante:

$$B(f_s, N, n_0) = \sum_j \sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^3 abs[u_l(j, list(k)) - u_l(j, list(k+1))] \quad (1)$$

où j représente le point courant du maillage réduit et u_l les trois composantes de la vitesse suivant (z, r, θ) . La figure 4.36 représente le bruit B en fonction de la fréquence pour (a) plusieurs échantillons ayant le même nombre de cartes mais d'origine différente et (b) plusieurs échantillons de même origine avec un nombre de cartes différent. À l'issue de nombreux essais portant sur la taille et l'origine de l'échantillon, il apparaît en définitive que celui allant des cartes 1 à 33 pour une fréquence $f_s = 1.395$ Hz est celui qui minimise le bruit dû à l'interclassement. On remarquera que la différence $f_s - f_{FFT} = 0.0072$ est comprise dans l'écart de fréquence permis de 0.007813.

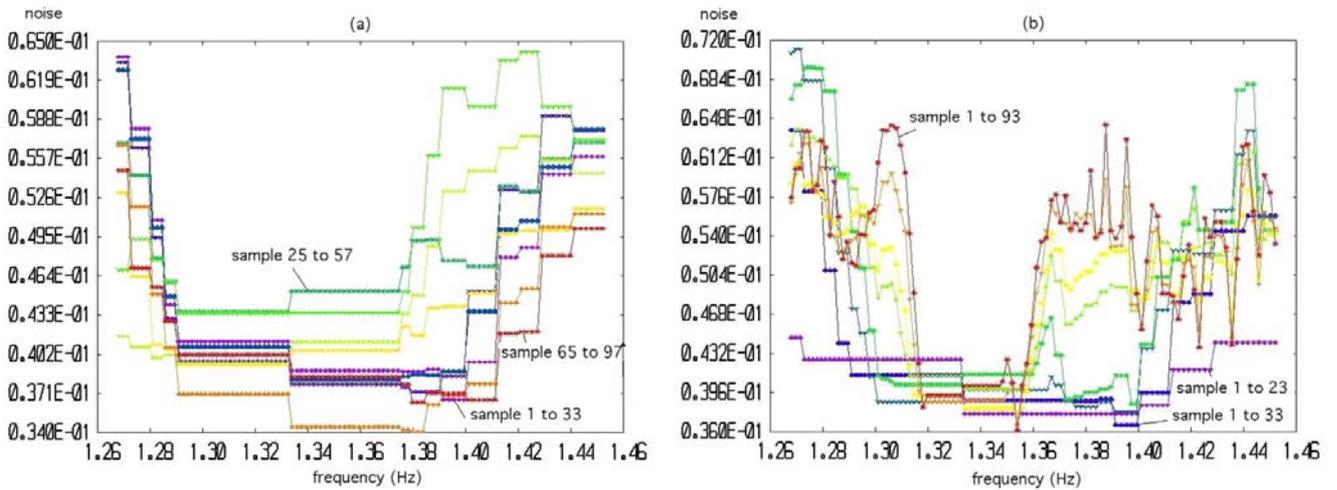


Figure 4.36 : Représentation du bruit dû à l'interclassement en fonction de la fréquence pour (a) plusieurs échantillons ayant le même nombre de cartes mais d'origine différente et (b) plusieurs échantillons de même origine avec un nombre de cartes différent

Le bruit résiduel résultant des fluctuations aléatoires observables entre les cartes voisines après reclassement se traduit dans l'analyse de Fourier de l'échantillon reclassé, par un résidu quasiment constant et indépendant du rang de l'harmonique, alors que dans l'étude numérique on observe un comportement de l'amplitude de chaque harmonique variant comme $\exp(-1.2p)$, p étant le rang de l'harmonique. Pour filtrer ce bruit résiduel on propose une restitution de la structure par recombinaison de Fourier après troncature à l'harmonique 5. Le résultat de cette opération est représenté sur la figure 4.37 où l'on constate après troncature que le champ des fluctuations de vitesse est effectivement amélioré avec notamment moins de vecteurs faux près de la paroi cylindrique.

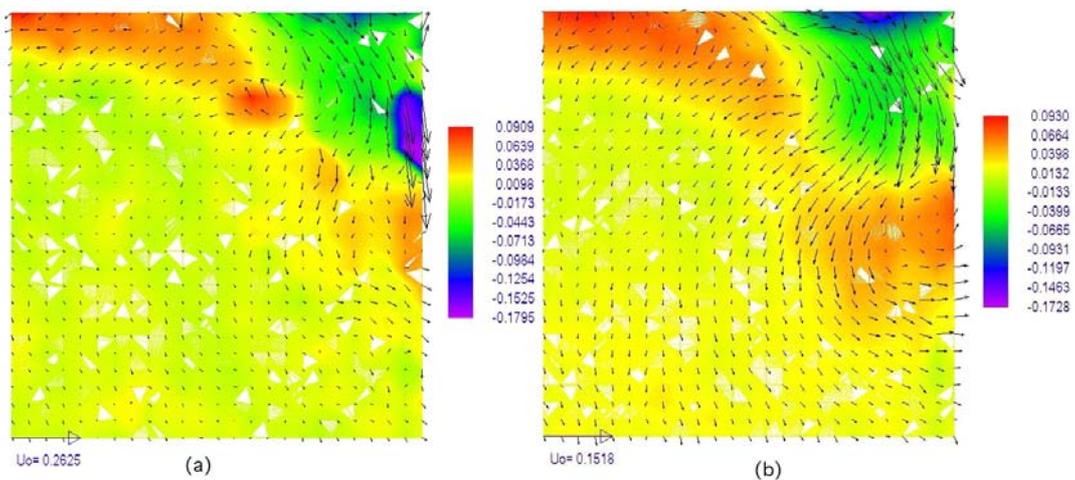


Figure 4.37 : Comparaison entre le champ des fluctuations de vitesse avant (a) et après (b) troncature à l'harmonique 5.

4.2.2.4 Résultats

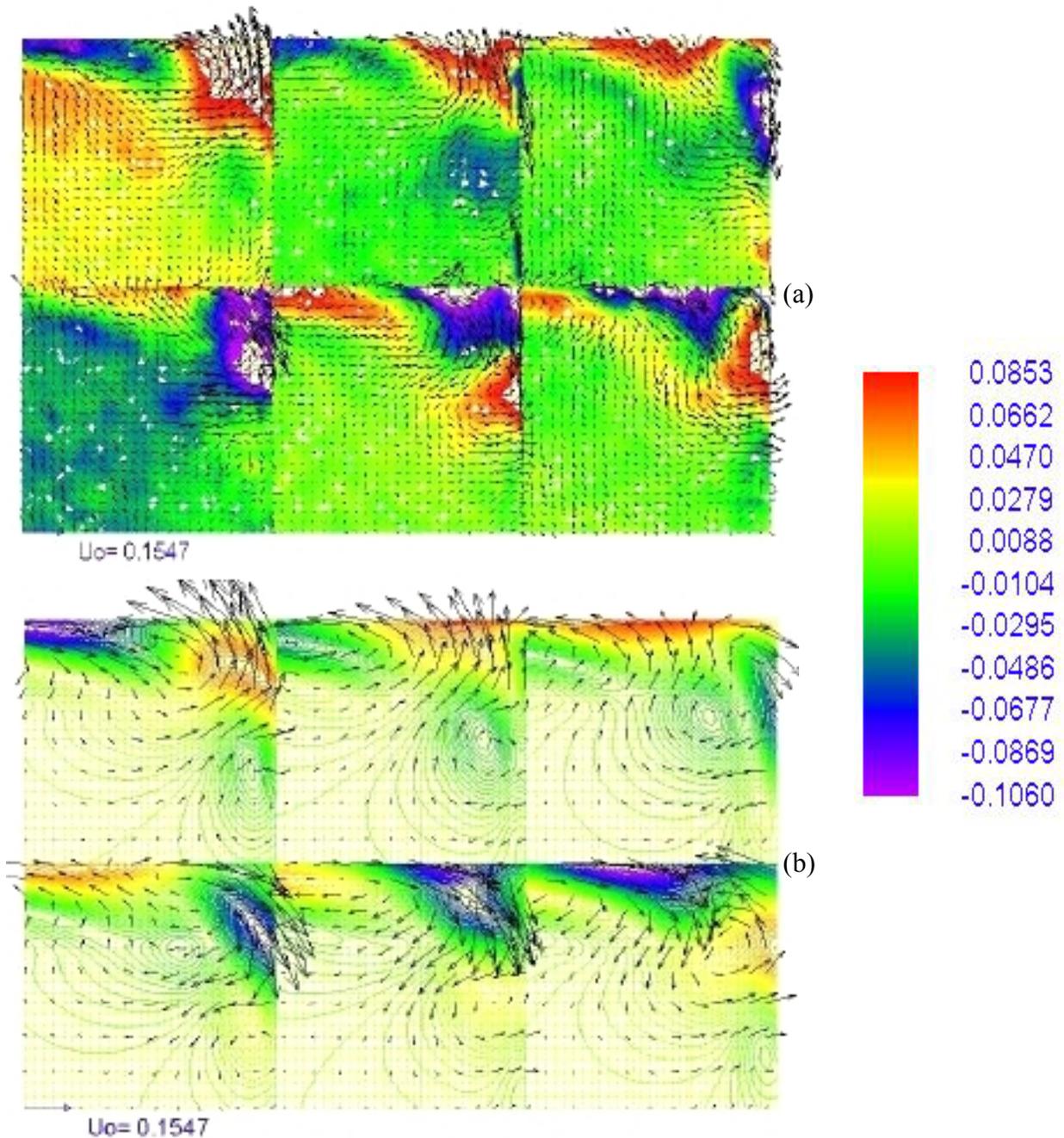


Figure 4.38 - Fluctuations de la vitesse obtenues : (a) par PIV stéréoscopique et (b) numériquement

La démarche expérimentale est appliquée au cas d'une cavité sans moyeu de rapports d'aspect $H/R=0.2$ et $j/R=0.008$, à débit adimensionné $V_z/\Omega R = 0.454$, et pour un nombre de Reynolds $Re_{R^2} = 8948$ et une périodicité azimutale de 19. Ces paramètres géométriques et cinématiques ainsi que le nombre d'onde 19 ont été adoptés dans une étude numérique.

La figure 4.38-a et la figure 4.38-b montrent respectivement les cartes expérimentales et numériques des fluctuations azimutales du champ de vitesse V_r et V_z dans le plan méridien et de V_θ en gris dégradé, pour six stations azimutales également espacées dans une structure. La comparaison montre un excellent accord sur la structure du champ avec notamment la localisation de l'instabilité et des zones de vitesse maximale dans le coin fixe de la cavité. L'expérience et la modélisation numérique montrent bien la rapide atténuation de la structure lors de son transport dans la couche de Bödewadt. L'accord est également satisfaisant sur les valeurs du champ : la vitesse maximale méridienne vaut 0.1405 pour l'expérience et 0.1313 au point équivalent pour la modélisation numérique.

4.2.3 Conclusion

La PIV 2D2C réalisée dans différents plans laser parallèles aux disques a été comparé avec les tomographies réalisées dans des plans similaires. Par exemple, la reconstruction sur un tour des iso-vitesses u_r , situé dans un plan à 7 mm du disque fixe, a fait apparaître 19 structures, résultat qui est en très bon accord avec la tomographie réalisée avec les mêmes paramètres géométriques et cinématiques et qui a révélé une périodicité azimutale de 19-20. Pour le profil de vitesse $u_{\theta\text{moyen}}/\Omega R$, on a constaté un déficit de vitesse dont le minimum se situe à $r/R=0.98$. Ce déficit a été expliqué en regardant les tomographies méridiennes correspondant au champ de vitesse étudié. Sur ces tomographies méridiennes, on a constaté que le point où $u_{\theta\text{moyen}}/\Omega R$ est minimum se situe à l'interface de la partie sombre représentant le jet et de la partie enfumée représentant le noyau, l'endroit où la vitesse azimutale est plus faible, et qu'en moyenne ce point est plus souvent dans la partie enfumée que dans la partie sombre ce qui explique le minimum de vitesse à cet endroit. D'autre part, la représentation des composantes du tenseur des contraintes en fonction du rayon a montré que les fluctuations sont maximales près de la paroi cylindrique ce qui est en accord avec le fait que les structures soient également situées près de cette paroi.

On a également montré que l'utilisation de la Vélocimétrie par Images de Particules stéréoscopique et le reclassement temporel des cartes de vitesse rendu possible par l'hypothèse de stationnarité relative, a permis d'accéder aux trois composantes du champ de vitesse de la structure instable se développant à la périphérie d'une cavité rotor-stator ouverte aspirée, en tous points r, z, θ du domaine observé. Cependant, ce reclassement n'est cohérent qu'à la condition d'admettre que la fréquence instantanée de l'échantillon ne s'écarte pas d'une

fréquence moyenne. Cet écart de fréquence tolérable dépend de la taille de l'échantillon qui donne accès à un nombre d'harmoniques de rang élevé. L'interclassement fait apparaître un bruit résiduel que nous filtrons dans notre cas par recombinaison de Fourier après troncature au tiers des harmoniques. Finalement une comparaison sur le champ des fluctuations de vitesse est effectuée entre l'analyse PIV et une simulation numérique. Cette comparaison montre un excellent accord sur la structure du champ et un accord satisfaisant sur les valeurs du champ.

Chapitre 5

Champs de vitesse obtenus par PIV dans les cavités à fente axiale

Rappelons tout d'abord que le dispositif expérimental de PIV, que ce soit pour la réalisation de plans laser horizontaux ou méridiens, est identique à celui présenté au paragraphe 2.2.3 du chapitre 2.

5.1 Paramètres géométriques et cinématiques de la cavité utilisée

La cavité à fente axiale, dont le schéma en coupe est présenté figure 5.1, est constituée de deux cylindres identiques en plexiglass, coaxiaux et parallèles, de rayon intérieur $R=250\text{mm}$. Chacun de ces cylindres est composé d'un bandeau cylindrique de hauteur 33.75mm et d'épaisseur 5mm fermé par un disque d'épaisseur 30mm . La hauteur H de la cavité est ajustée par translation du cylindre supérieur de telle sorte que le jeu j entre les deux cylindres appartienne à l'intervalle $[0.01 R, 0.03 R]$. Ici nous avons utilisé deux valeurs du jeu j : $j/R=0.0132$ et $j/R=0.0284$ ce qui correspond respectivement à $H/R=0.283$ et $H/R=0.298$.

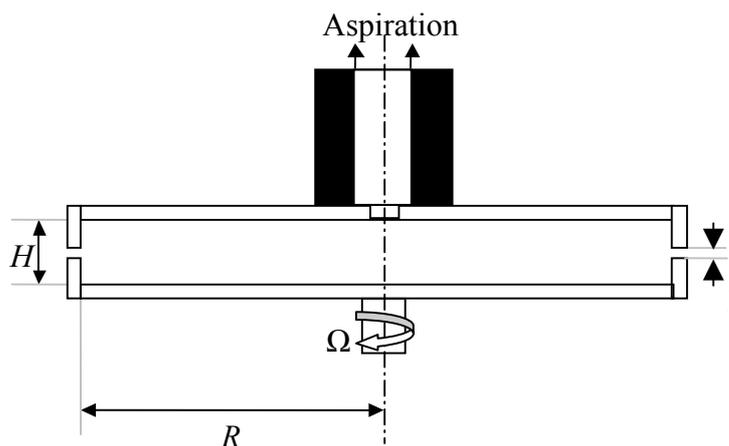


Figure. 5.1 - Schéma en coupe de la cavité à fente axiale.

Cette cavité étant montée sur le même banc d'essai que la cavité à fente radiale, nous avons donc le cylindre supérieur qui est fixe tandis que le cylindre inférieur peut être entraîné en rotation. Nous utilisons également le même dispositif d'aspiration situé au centre du disque

fixe. Quant aux paramètres cinématiques, ils ont été déterminés en fonction du rapport d'aspect j/R utilisé et de la nature du plan laser (horizontal ou méridien)

5.1.1 Les différents plans laser et paramètres cinématiques utilisés en fonction des deux rapports d'aspect réglés.

5.1.1.1 La cavité à fente axiale d'épaisseur $j/R=0.0132$

Avec ce jeu axial, nous avons fait des mesures de vitesse par PIV 2D2C dans quatre plans horizontaux. La figure 5.2 situe ces différents plans dans la cavité.

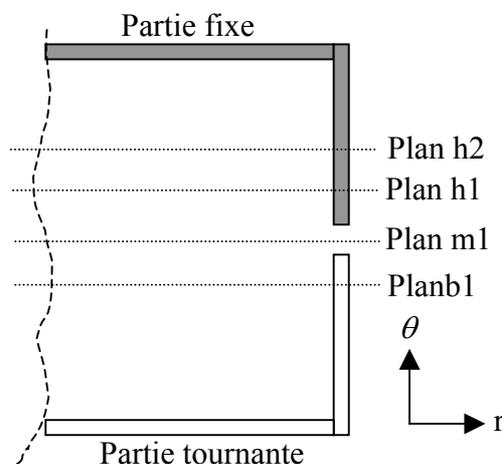


Figure. 5.2 - position des quatre plans laser utilisés. Plan b1: plan situé à -2mm du bord du cylindre tournant. Plan m1: plan situé à +1.6mm du bord du cylindre tournant. Plan h1: plan situé à +2.5mm du bord du cylindre fixe. Plan h2: plan situé à +4.5mm du bord du cylindre fixe.

Pour chacun de ces plans, nous avons testé trois vitesses de rotation, $\Omega=1$ tr/s, $\Omega=3$ tr/s et $\Omega=7$ tr/s, et pour chacune de ces vitesses de rotation trois débits d'aspiration, $V_z/\Omega R=0.1$, $V_z/\Omega R=0.2$ et $V_z/\Omega R=0.3$, ce qui fait neuf cas par plan.

Nous avons également fait des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique dans un plan méridien pour trois vitesses de rotation, $\Omega=1$ tr/s, $\Omega=3$ tr/s et $\Omega=7$ tr/s, et pour chacune de ces vitesses de rotation trois débits d'aspiration, $V_z/\Omega R=0.15$, $V_z/\Omega R=0.225$ et $V_z/\Omega R=0.3$, ce qui fait aussi neuf cas pour le plan méridien.

5.1.1.2 La cavité à fente axiale d'épaisseur $j/R=0.0284$

Avec ce jeu axial, nous avons fait, comme pour l'autre jeu, des mesures de vitesse par PIV 2D2C dans cinq plans horizontaux. La figure 5.3 situe ces différents plans dans la cavité.

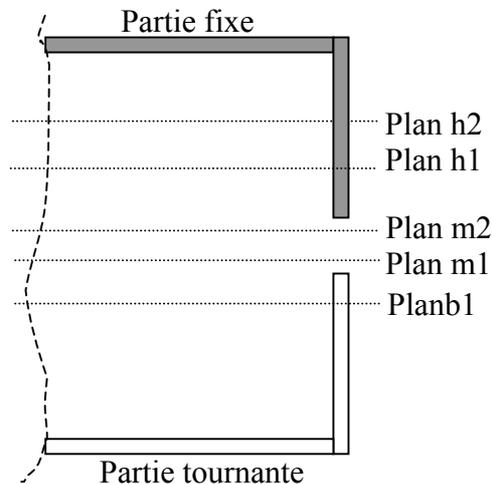


Figure. 5.3 - position des cinq plans laser utilisés. Plan b1: plan situé à -3mm du bord du cylindre tournant. Plan m1: plan situé à +1.5mm du bord du cylindre tournant. Plan m2: plan situé à +5.5mm du bord du cylindre tournant. Plan h1: plan situé à +4.9mm du bord du cylindre fixe. Plan h2: plan situé à +12.9mm du bord du cylindre fixe.

Pour chacun de ces plans, nous avons testé trois vitesses de rotation, $\Omega=0.47$ tr/s, $\Omega=1$ tr/s et $\Omega=3$ tr/s, et pour chacune de ces vitesses de rotation trois débits d'aspiration, $V_z/\Omega R=0.1$, $V_z/\Omega R=0.2$ et $V_z/\Omega R=0.3$, ce qui fait neuf cas par plan.

Nous avons également fait des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique dans un plan méridien pour trois vitesses de rotation, $\Omega=0.47$ tr/s, $\Omega=1$ tr/s et $\Omega=3$ tr/s, et pour chacune de ces vitesses de rotation trois débits d'aspiration, $V_z/\Omega R=0.15$, $V_z/\Omega R=0.225$ et $V_z/\Omega R=0.3$, ce qui fait aussi neuf cas pour le plan méridien.

5.1.2 Domaine étudié dans les plans parallèles et méridiens.

5.1.2.1. Domaine étudié dans les plans parallèles.

Le domaine étudié, quel que soit le plan laser horizontal utilisé, est identique à celui évoqué au paragraphe 4.2.1 du chapitre 4 au sujet de la PIV 2D2C dans une cavité à fente radiale. Il mesure 1280 pixels suivant x , 1024 pixels suivant y et comprend le bord de la

cavité. Puis pour calculer la correspondance pixel-centimètre, en fonction de la position axiale de chaque plan, on filme une mire constituée de papier millimétré que l'on place à deux stations axiales différentes. Ainsi en interpolant on peut obtenir la taille de chaque domaine correspondant à une position axiale du plan laser horizontal donné. En regardant les images de particules prises à des stations axiales différentes on peut s'apercevoir que la taille d'un domaine à l'autre ne varie pas beaucoup et que la position du bord du cylindre est située quasiment au même endroit dans le domaine. En fait, le champ de vision de la caméra, et plus particulièrement la limite près du bord, est quasiment perpendiculaire aux disques. Pour passer du domaine en (x,y) à celui en (θ,r) , on détermine le centre du cercle ayant pour rayon le rayon intérieur de la cavité, pour chaque position axiale du plan laser considéré. La figure 5.4 donne une idée de cet angle de vue.

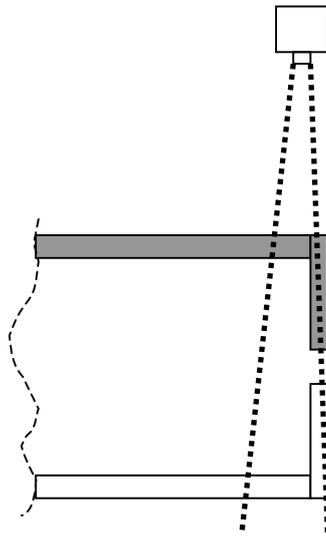


Figure 5.4 - champ de vision de la caméra

Mis à part la détermination du centre du cercle en fonction de la station axiale du plan horizontal, le reste de l'analyse PIV est identique à ce qui est décrit au paragraphe 4.21 du chapitre 4.

5.1.2.2 Domaine étudiée dans le plan méridien.

Le champ de vitesse réellement étudié est limité au maillage de restitution représenté figure 5.5 comprenant 60 points suivant la hauteur z et 46 suivant le rayon r , pour $j/R=0.0132$, et 56 points suivant la hauteur z et 46 suivant le rayon r , pour $j/R=0.0284$. Dans les deux cas, les points sont espacés de 1.2 mm dans les deux directions.

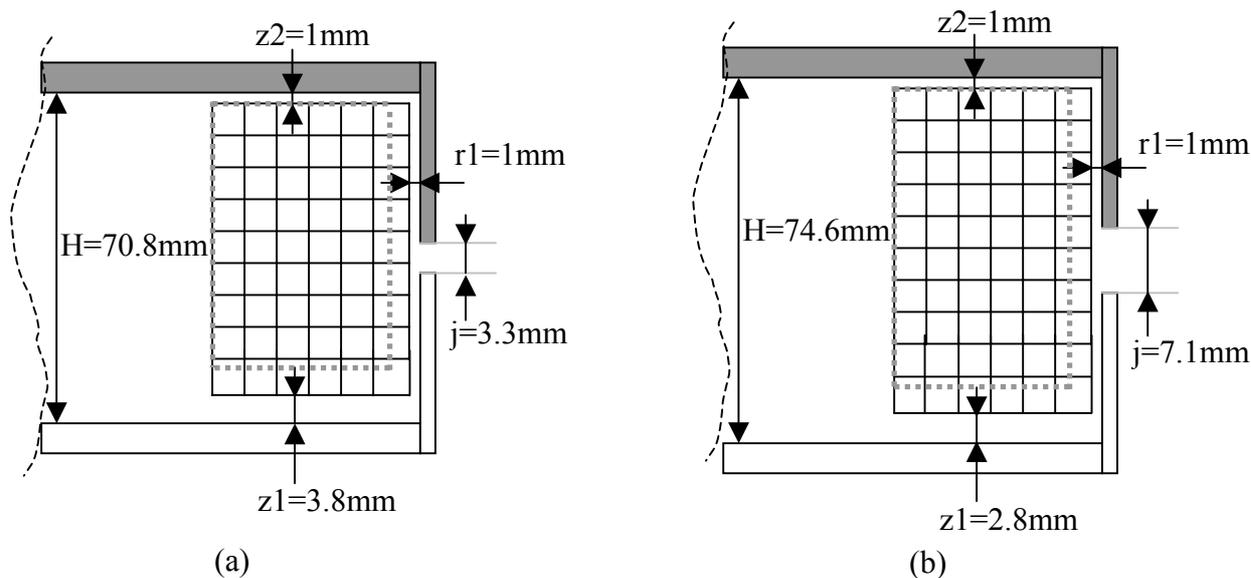


Figure 5.5 - Maillage limitant le champ de vitesse étudié dans le cas où (a) $j=3.3\text{mm}$ et (b) $j=7.1\text{mm}$.

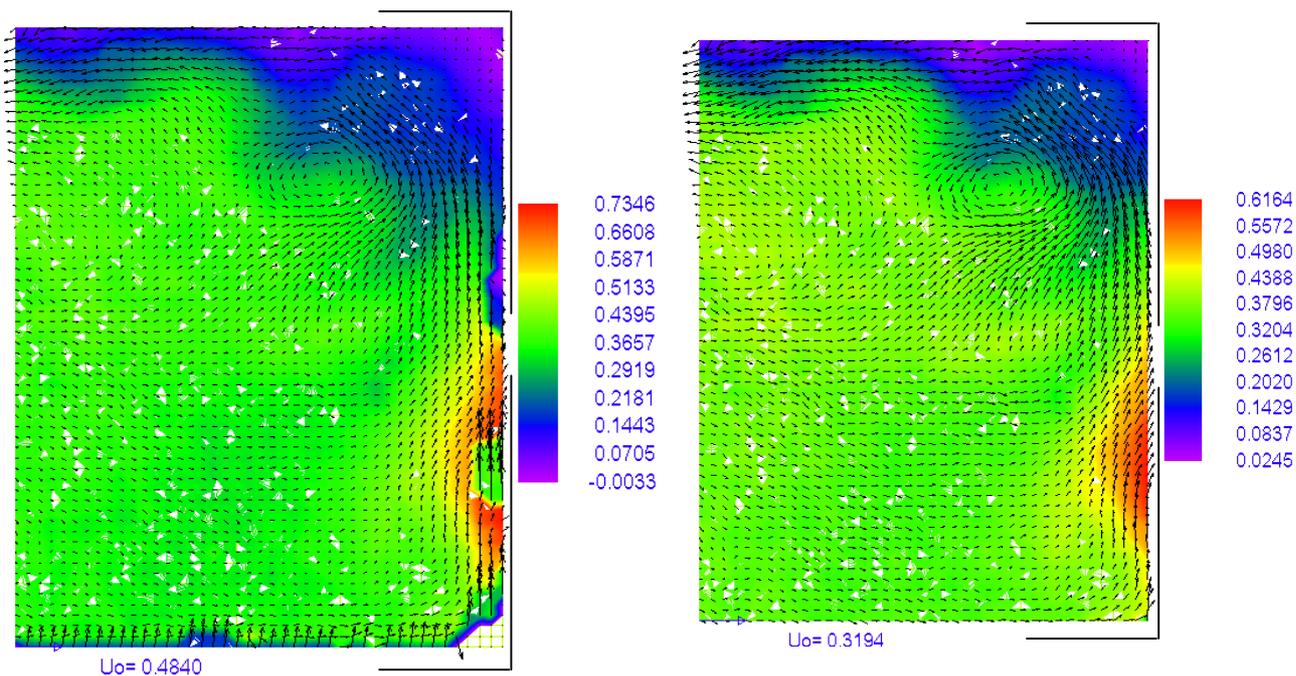


Figure 5.6 - Exemple de champ de vitesse dans la cavité avec $j=7.1\text{mm}$, (a) avec la présence de vecteur faux et (b) après avoir tronqué le maillage.

Pour éviter de prendre en compte les vecteurs faux, localisés notamment près du disque et du cylindre tournant, nous supprimons trois points de maillage suivant z , à partir du bas du

maillage, et trois points suivant r à partir de la droite. Le nouveau maillage est représenté en pointillés gris sur la figure 5.5 et il se situe maintenant à 7.4 mm du disque mobile et à 4.6 mm de la paroi cylindrique. La figure 5.6 nous montre un exemple de champ de vitesse dans la cavité ayant le jeu $j=7.1\text{mm}$, avant et après la suppression de ces points. On remarque que la présence de ces vecteurs faux modifie la gamme des valeurs de la palette de couleurs représentant la composante de vitesse u_θ , ce qui facilite l'analyse des résultats.

5.2 Comparaison entre les vitesses issues des plans horizontaux et celles issues des plans méridiens.

Afin de valider les deux techniques de mesure de la vitesse par PIV, on compare les composantes $u_{r_{moy}}/\Omega R$ et $u_{\theta_{moy}}/\Omega R$ déterminées dans les différents plans horizontaux à celles déterminées dans un plan méridien et prises aux stations axiales équivalentes. Pour le jeu $j = 3.3 \text{ mm}$, rappelons que quatre plans horizontaux sont utilisés. Dans chacun de ces plans, on effectue les comparaisons pour l'aspiration maximale $V_r/\Omega R = 0.3$ et pour les trois vitesses de rotation, $\Omega = 1, 3$ et 7 tr/s . Pour le jeu $j = 7.1 \text{ mm}$, cinq plans horizontaux sont utilisés. Là encore on effectue les comparaisons pour l'aspiration maximale $V_r/\Omega R = 0.3$ et pour les trois vitesses de rotation, $\Omega = 0.5, 1$ et 3 tr/s .

Pour chacun des plans horizontaux, on compare donc les composantes $u_{r_{moy}}/\Omega R$ et $u_{\theta_{moy}}/\Omega R$ déterminées dans le plan horizontal considéré (ligne noire continue) à celles déterminées dans le plan méridien à la station axiale correspondante appelée station axiale (0) (ligne grise continue). Cependant le plan laser parallèle aux disques n'étant pas parfaitement horizontal, on représente également sur chaque figure les composantes $u_{r_{moy}}/\Omega R$ et $u_{\theta_{moy}}/\Omega R$ situées une maille au-dessus de la station axiale (0) et les trois mailles en dessous, sachant qu'entre chaque maille du plan méridien il y a 1.2 mm.

Sur les figures A.1 à A.9, on remarque tout d'abord une forte variation de la vitesse radiale $u_{r_{moy}} / \Omega R$ d'un plan à l'autre. On peut également noter dans la plupart des cas, qu'il y a pour cette composante radiale $u_{r_{moy}} / \Omega R$, un bon accord entre les courbes issues du plan horizontal et celles issues du plan méridien à la station axiale correspondante (0), au niveau de l'allure des courbes ainsi qu'au niveau des valeurs de la vitesse, même si dans certains cas il y a un certain écart pour le maximum, par exemple sur les figures A.3-e, A.4-e et A.8-c. En moyenne, ce sont les résultats issus du plan méridien (0) qui sont le plus en accord avec ceux issus du plan horizontal, ce qui semble indiquer que la position du plan laser horizontal présente un décalage d'au plus une maille méridienne.

Pour la composante azimutale $u_{\theta_{moy}} / \Omega R$, il y a un bon accord au niveau de l'allure des courbes, par contre on remarque sur la plupart des figures, et notamment pour les vitesses de rotation les plus faibles, un décalage voisin de 0.05 au niveau de la valeur de cette composante. Ces écarts peuvent en partie être expliqués par la variation aléatoire de glissement du moteur d'entraînement asynchrone, pour ces petites vitesses, qui donne un écart entre la fréquence de rotation mesurée au moment de l'étalonnage, qui sera utilisé pour l'adimensionnement, et la fréquence de rotation au cours de l'acquisition. Cette différence entre la rotation mesurée et celle au cours de l'acquisition diminue quand on augmente la rotation. Ceci peut expliquer que l'écart entre les courbes diminue quand la vitesse de rotation augmente.

En résumé, on constate pour la composante $u_{r_{moy}} / \Omega R$ un bon accord entre les deux techniques de mesure par PIV. Pour la composante $u_{\theta_{moy}} / \Omega R$, les différences de niveau de la vitesse ne sont pas dues à la PIV mais aux variations aléatoires de la vitesse de rotation du moteur asynchrone pour les plus petites vitesses. D'ailleurs, pour les vitesses de rotation plus importantes, on constate un meilleur accord entre les deux techniques de mesure. On peut donc valider ces deux techniques de mesure de la vitesse par PIV avec une évaluation des erreurs de l'ordre de 0.01 en moyenne et pouvant atteindre 0.05 localement, notamment au niveau des maxima pour la composante $u_{r_{moy}} / \Omega R$.

5.3 Champs de vitesse dans un plan méridien.

5.3.1 Champs de vitesse moyens pour les cavités à fente axiale d'épaisseurs $j=3.3$ mm et $j=7.1$ mm.

Les figures A.10 et A.11 représentent le champ de vitesse moyen, respectivement dans une cavité à fente axiale d'épaisseur $j=3.3$ mm et $j=7.1$ mm, pour neuf couples de paramètres (rotation, débit d'aspiration). Rappelons que pour la cavité à fente axiale d'épaisseur $j=3.3$ mm nous avons testé les vitesses de rotation, $\Omega=1, 3$ et 7 tr/s, tandis que pour la cavité à fente axiale d'épaisseur $j=7.1$ mm nous avons testé $\Omega=0.5, 1$ et 3 tr/s. De plus, dans les deux cas, pour chacune de ces vitesses de rotation trois débits d'aspiration ont été étudiés, $V_r/\Omega R = 0.15, V_r/\Omega R = 0.225$ et $V_r/\Omega R = 0.3$. Sur chaque image, le vecteur vitesse a pour composantes $(u_{r_{moy}}/\Omega R, u_{z_{moy}}/\Omega R)$ et les iso-gris représentent la composante $u_{\theta_{moy}}/\Omega R$.

Sur ces figures, on remarque d'une manière générale une large diffusion du jet. En partant du cas où la vitesse de rotation et le débit sont les plus faibles, on constate qu'en augmentant l'un de ces deux paramètres ou les deux, la zone de recirculation dans le coin fixe augmente et que le jet pénètre un peu plus loin dans la cavité. Pour $\Omega=1$ tr/s, figure A.10-a, et $\Omega=0.5$ tr/s, figure A.11-a, on remarque dans la partie haute de la cavité et pour le plus petit débit d'aspiration, que le jet remonte tout de suite le long de la paroi fixe, et que dans la partie basse, l'écoulement issu du disque tournant fait une sorte de rebond sur la paroi tournante lorsqu'il remonte le long de celle-ci.

Sur une même colonne, seule varie la rotation et donc l'épaisseur de la couche d'Ekman sur la paroi tournante, $\delta = \sqrt{\nu/\Omega}$, qui s'amincit quand on augmente la rotation. Ainsi son impact sur le jet radial rentrant dans la cavité va en diminuant lorsqu'on augmente la rotation tout en maintenant constant $V_r/\Omega R$.

En fait, on a plutôt une similarité sur le champ de vitesse en prenant les images en diagonale (c), (e) et (g) ou (d) et (b) ou bien encore (h) et (f). Afin de relier entre elles les images d'une de ces trois diagonales, on calcule le rapport des débits de quantité de mouvement azimutale du jet issu de la couche d'Ekman remontant le long de la paroi tournante et du jet issu de la fente. Ce rapport est évalué de la manière suivante:

$$\lambda = \frac{\delta \cdot (u_{Ek_{z_{moy}}}/\Omega R) \cdot (u_{Ek_{\theta_{moy}}}/\Omega R)}{j \cdot (V_r/\Omega R) \cdot (u_{jet_{\theta_{moy}}}/\Omega R)}$$

où $u_{Ek_z moy} / \Omega R$, $u_{Ek_\theta moy} / \Omega R$ et $u_{jet_\theta moy} / \Omega R$ sont des quantités indépendantes des paramètres du problème. Ainsi, évaluer le rapport des débits de quantité de mouvement revient à évaluer la quantité $(\delta / (jV_r / \Omega R))$. Pour les images (c), (e) et (g) de la figure A.10, ce rapport vaut respectivement 1.586, 1.221 et 1.199 soit un rapport de 1.32 entre la première et la dernière valeur. Pour les mêmes images figure A.11, il vaut 1.043, 0.983 et 0.851 soit un rapport de 1.22 entre la première et la dernière valeur. Ceci confirme que le rapport des débits de quantité de mouvement azimutale permet de mettre en évidence les similarités entre les images d'une des trois diagonales définies précédemment bien que le nombre de Reynolds varie dans un rapport six sur la plus grande diagonale.

5.1.1 Champs de vitesse fluctuants pour les cavités à fente axiale d'épaisseur $j=3.3$ mm et $j=7.1$ mm

Les ensembles de figures (A.12, A.13, A.14) et (A.18, A.19, A.20) représentent les composantes normales réduites du tenseur de Reynolds ($u_r'^2 / (\Omega R)^2$, $u_z'^2 / (\Omega R)^2$, $u_\theta'^2 / (\Omega R)^2$), respectivement dans une cavité à fente axiale d'épaisseur $j=3.3$ mm et $j=7.1$ mm, pour les neuf couples de paramètres définis pour les champs moyens.

Les ensembles de figures (A.15, A.16, A.17) et (A.21, A.22, A.23) représentent les composantes croisées réduites du tenseur de Reynolds ($u_r' u_z' / (\Omega R)^2$, $u_z' u_\theta' / (\Omega R)^2$, $u_r' u_\theta' / (\Omega R)^2$), respectivement dans une cavité à fente axiale d'épaisseur $j=3.3$ mm et $j=7.1$ mm, pour les neuf couples de paramètres définis pour les champs moyens.

En premier lieu, en observant ces différents ensembles de figures, on constate sur la figure A.12 ($j=3.3$ mm), pour la plus petite aspiration, une zone de fluctuation maximale en forme de "S" pour les composantes $u_z'^2 / (\Omega R)^2$ et $u_\theta'^2 / (\Omega R)^2$, qui se situe près de la paroi tournante. L'ordre de grandeur de ces composantes, à cet endroit, est cent fois supérieur à l'ordre de grandeur de $u_r'^2 / (\Omega R)^2$. Ceci nous permet de faire l'hypothèse qu'il existe une structure près de la paroi tournante, pour laquelle on peut supposer une forme en rouleau hélicoïdal écrasé par rapport au rayon. En augmentant l'aspiration, on observe la disparition de cette zone de fluctuation maximale en forme de "S". Pour $j=7.1$ mm, cette structure apparaît beaucoup plus faiblement.

Dans tous les cas, la composante $u_r'^2 / (\Omega R)^2$ a une zone de fluctuation maximale, située près du jet, qui s'étend dans la cavité quand l'aspiration augmente. Sur les figures A.13, A.14

et A.20, on remarque pour les trois composantes normales du tenseur de Reynolds que la zone de fluctuation maximale se situe près du jet pour le plus petit débit et s'étend rapidement à l'intérieur de la cavité quand on augmente l'aspiration.

D'autre part, l'ordre de grandeur de $u'_\theta/(\Omega R)$ vaut d'une manière générale environ 50 % de l'ordre de grandeur de $u_{\theta_{moy}}/(\Omega R)$ ce qui est élevé et peut expliquer la grande diffusion du jet. Pour justifier ceci, on représente figure A.24 et A.25, respectivement dans la cavité d'épaisseur de fente 3.3mm et 7.1 mm et pour les mêmes couples (débit, rotation) que les vitesses moyennes, la contrainte de cisaillement $\vec{\sigma}$, ayant pour composante $(u'_r u'_\theta/(\Omega R)^2, u'_z u'_\theta/(\Omega R)^2)$, projetée sur les lignes de courant du vecteur vitesse \vec{u}_{moy} de composantes $(u_{r_{moy}}/\Omega R, u_{\theta_{moy}}/\Omega R)$. Cette contrainte, calculée à partir de l'expression $(\vec{\sigma} \otimes \vec{u}_{moy})/|\vec{u}_{moy}|$, est représentée en iso-couleurs et est superposée au champ moyen $(u_{r_{moy}}/\Omega R, u_{\theta_{moy}}/\Omega R)$. Immédiatement, on peut noter que la valeur maximale de cette contrainte correspond à la zone où se situe le jet. En calculant le rapport entre la pression dynamique $|\vec{u}_{moy}|^2/2$ à l'endroit du jet et la valeur de la contrainte maximale correspond en fait à un nombre de Reynolds dont la valeur est inférieure à dix. Cette valeur très basse du nombre de Reynolds explique le fait que le jet se diffuse très rapidement dans la cavité.

5.4 Champs de vitesse dans les plans horizontaux.

5.4.1 Champs de vitesse moyens.

5.4.1.1 La cavité à fente axiale d'épaisseur $j=3.3$ mm

La figure 5.7 représente l'évolution de la vitesse moyenne $u_{r_{moy}}/\Omega R$, dans les quatre plan horizontaux utilisés, pour les paramètres $\Omega=1, 3$ et 7 tr/s et pour les débits d'aspiration $V_r/\Omega R = 0.1, 0.2$ et 0.3 , en fonction du rayon adimensionné r/R . La figure 5.8 représente, dans les mêmes plans et pour les mêmes paramètres, l'évolution de la vitesse moyenne $u_{\theta_{moy}}/\Omega R$ en fonction de r/R . Bien que les prises de vue comprennent la paroi verticale de la cavité, nous ne représentons l'évolution des deux composantes de la vitesse que jusqu'à une certaine valeur de r/R , puisque au delà on remarque la présence de vecteurs faux. Ces vecteurs faux sont dus aux reflets qu'engendre l'intersection du plan laser avec la paroi verticale. Pour

la composante $u_{r_{moy}} / \Omega R$, on remarque que pour un débit donné, la valeur de la vitesse adimensionnée augmente quand on augmente la vitesse de rotation. On observe également que la vitesse radiale maximale dans les plans h1 et h2 situés au-dessus de la fente, est plus importante que celle dans le plan m1 qui se situe pourtant au niveau de la fente. Cela signifie que le jet est très vite dévié vers le haut.

On remarque de manière générale que pour un débit donné, la valeur de la composante $u_{\theta_{moy}} / \Omega R$ diminue quand on augmente la vitesse de rotation. La vitesse de rotation du noyau notamment, varie beaucoup en fonction de l'aspiration et du débit d'aspiration, bien que moins sensible à la position axiale du plan laser. Plus la vitesse de rotation est importante et plus la vitesse du noyau s'écarte du cas sans aspiration atteignant environ 0.4 à 0.45. Par contre pour la plus petite rotation, on se rapproche du cas de la cavité fermée. On observe donc que la valeur de la vitesse de rotation du noyau, qui est très importante pour l'équilibre radial, est très affectée par le jet.

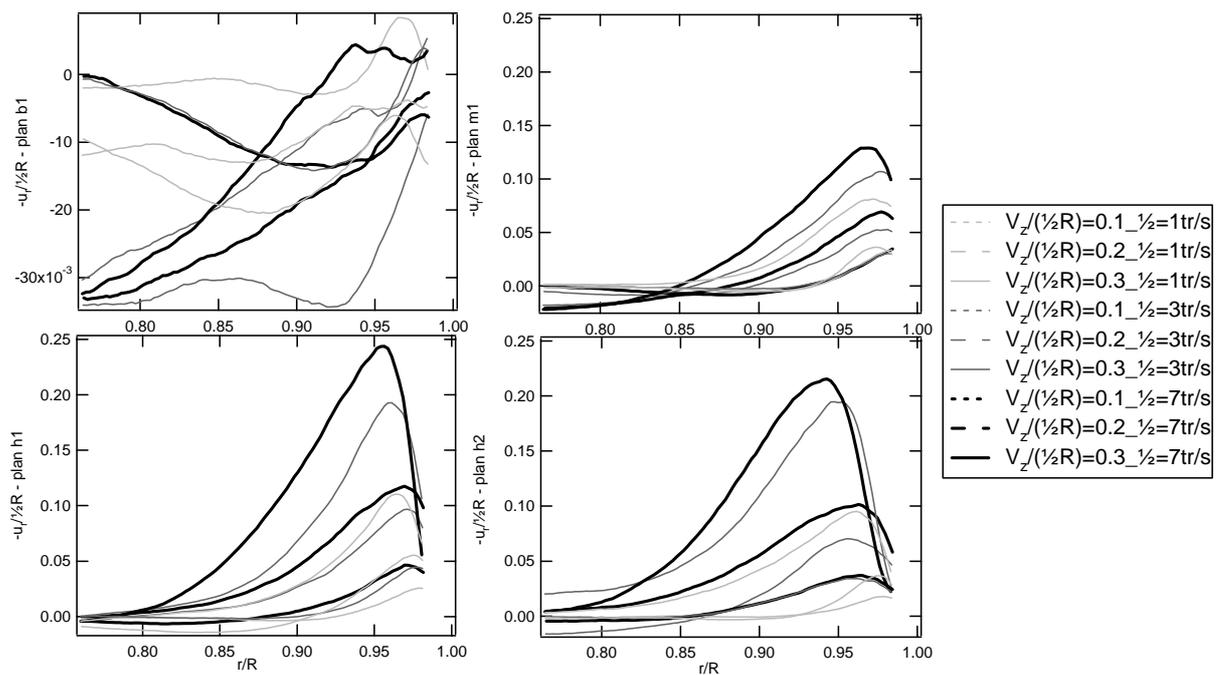


Figure 5.7 - Évolution de $u_{r_{moy}} / \Omega R$ dans les quatre plans horizontaux utilisés et pour neuf couples (vitesse de rotation, débit) en fonction de r/R .

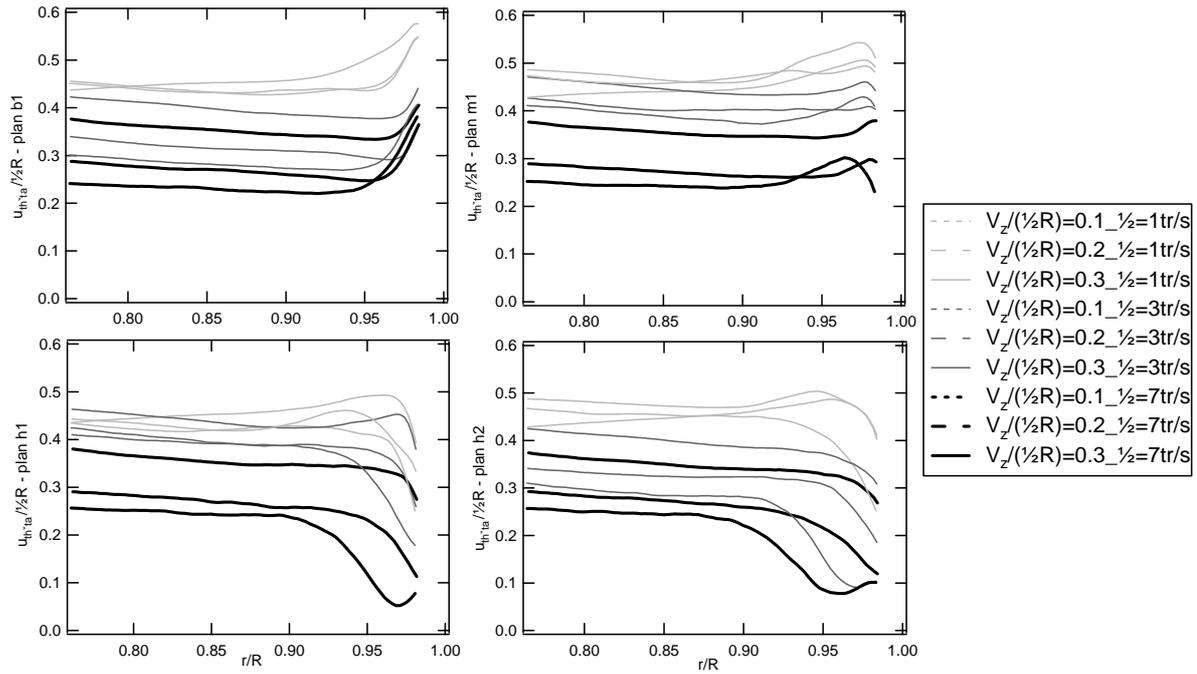


Figure 5.8 - Évolution de $u_{\theta_{moy}} / \Omega R$ dans les quatre plans horizontaux utilisés et pour neuf couples (vitesse de rotation, débit) en fonction de r/R .

5.4.1.2 La cavité à fente axiale d'épaisseur $j=7.1$ mm

La figure 5.9 représente l'évolution de la vitesse moyenne $u_{r_{moy}} / \Omega R$, dans les cinq plans horizontaux utilisés, pour les paramètres $\Omega=0.5, 1$ et 3 tr/s et pour les débits d'aspiration $V_r / \Omega R = 0.1, 0.2$ et 0.3 , en fonction du rayon adimensionné r/R . La figure 5.10 représente, dans les mêmes plans et pour les mêmes paramètres, l'évolution de la vitesse moyenne $u_{\theta_{moy}} / \Omega R$ en fonction de r/R .

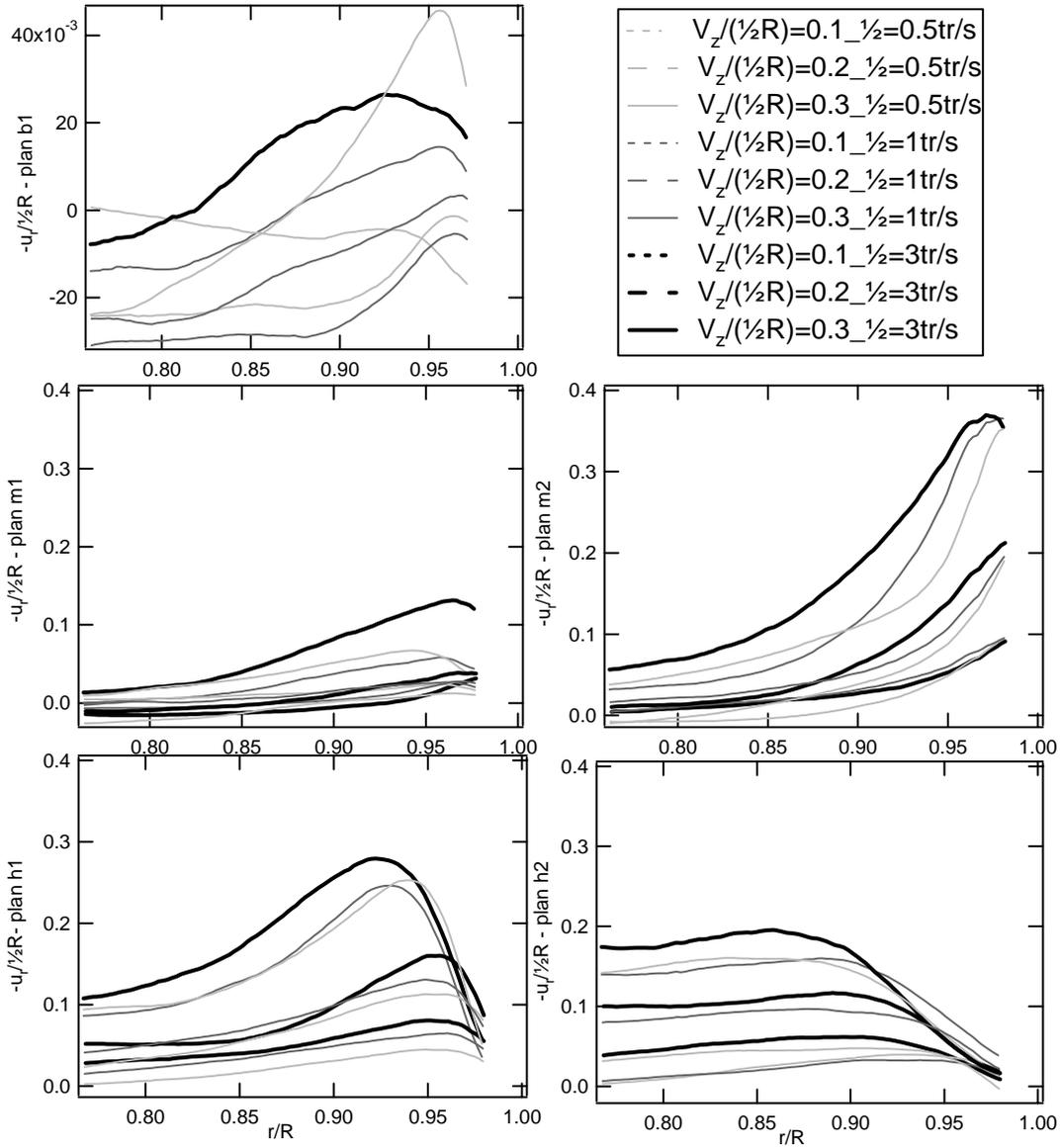


Figure 5.9 - Évolution de $u_{r_{moy}} / \Omega R$ dans les cinq plans horizontaux utilisés et pour neuf couples (vitesse de rotation, débit) en fonction de r/R .

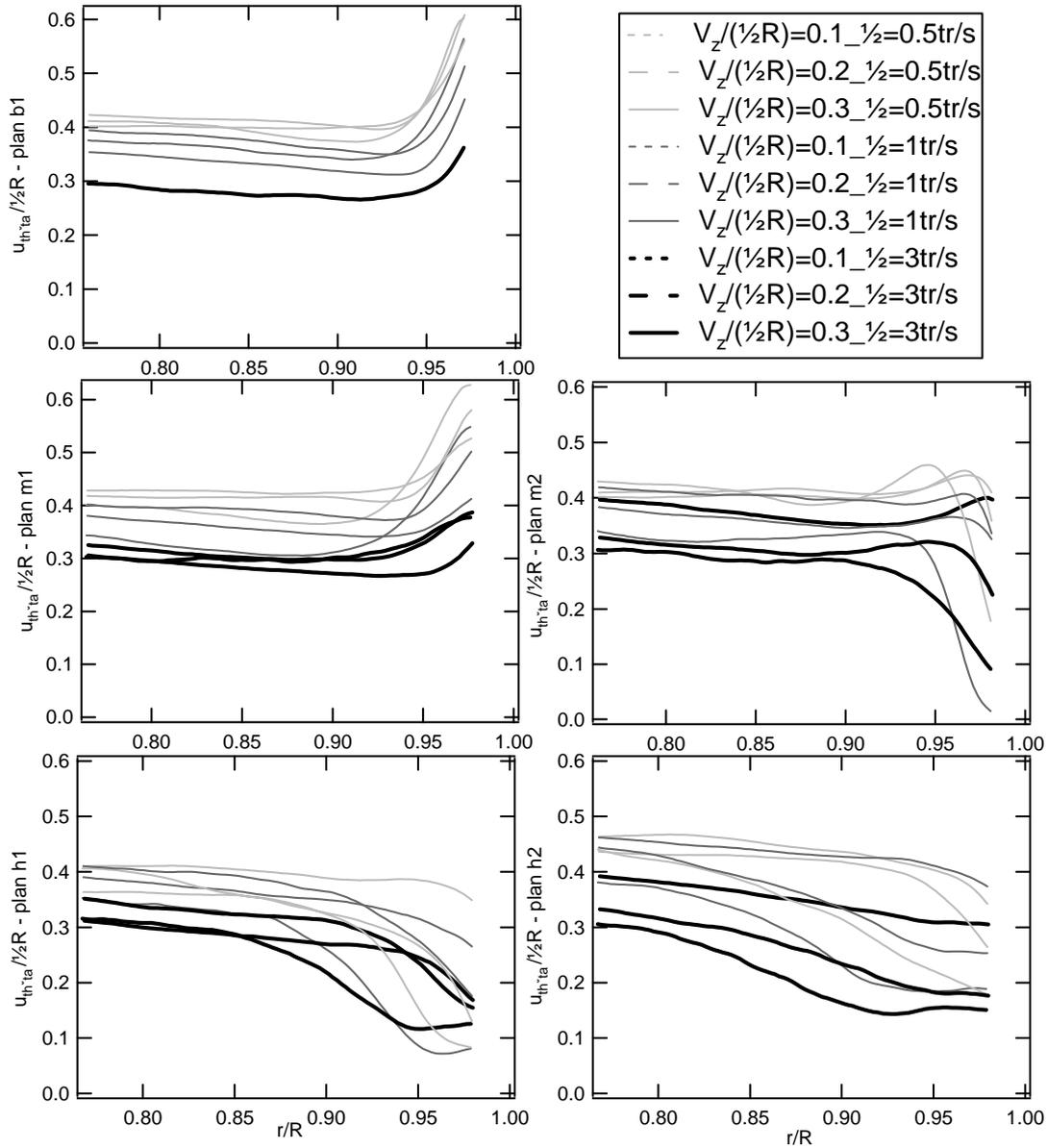


Figure 5.10 - Évolution de $u_{\theta_{moy}} / \Omega R$ dans les cinq plans horizontaux utilisés et pour neuf couples (vitesse de rotation, débit) en fonction de r/R .

Comme pour le jeu précédent on remarque, pour la composante $u_{r_{moy}} / \Omega R$, que pour un débit donné la valeur de la vitesse réduite augmente quand on augmente la vitesse de rotation. De même, cette composante possède un maximum plus important dans le plan h1 que dans le plan m1, ce qui confirme que le jet est rapidement dévié vers le haut.

Pour la composante $u_{\theta_{moy}} / \Omega R$, les commentaires pour le jeu de 3.3 mm s'appliquent encore, à savoir le rôle important que jouent les paramètres sur la vitesse de rotation du noyau avec néanmoins une différence moins marquée.

5.2 Discussion

Le plan qui est apparu le plus révélateur concernant les structures instationnaires est le plan h1 situé juste au-dessus de la fente. Par la suite, la discussion ne concerne que cette position du plan.

Les figures A.26 et A.27 représentent le champ de vitesse moyen ($u_r / \Omega R, u_\theta / \Omega R$) dans le plan h1, respectivement dans une cavité à fente axiale d'épaisseur pour $j=3.3$ mm et $j=7.1$ mm, pour les neuf couples de paramètres (vitesse de rotation, débit) définis précédemment. L'observation de ces figures donne lieu à plusieurs remarques.

5.5.1 Structures pariétales sur le bandeau tournant

Tout d'abord, sur la figure A.26 -b, on remarque pour la plus petite vitesse de rotation et le débit intermédiaire, l'apparition d'une structure quasi périodique très proche du bandeau fixe et à très petite longueur d'onde, que l'on ne retrouve pas aussi nettement pour les autres paramètres. Son origine semblerait se situer plus bas dans la cavité, près de la paroi tournante là où on a déjà mis en évidence des fluctuations importantes pour la composante $u_z'^2 / (\Omega R)^2$ et $u_\theta'^2 / (\Omega R)^2$, dans le plan méridien pour les mêmes paramètres, figures A.12 et A.15. Afin d'avoir une idée sur la périodicité azimutale de cette structure, visualisée figure A.26-b là où elle est la plus nette, on représente figure 5.11 les corrélations azimutales calculées ligne par ligne à partir des fluctuations u_r' . Tout d'abord, rappelons que chaque carte de vitesse représente les composantes ($u_r / \Omega R, u_\theta / \Omega R$) dans le repère (r, θ) et comprend $nt=131$ points de maillage en abscisse et $nr=100$ points de maillage en ordonnée, ce qui représente un domaine de 0.312 radians par 6 cm. Ces corrélations, moyennées sur cent champs de vitesse, sont définies de la manière suivante:

$$C_{u_r}(j, k) = \sum_{l=1}^{100} \sum_{i=1}^{nt-k} u_r'(i, j, l) \cdot u_r'(i+k, j, l)$$

où l représente le nombre de cartes de vitesse, i représente l'abscisse des cartes, j leur ordonnée et k l'écart en abscisse pour calculer les corrélations. Dans ce qui suit, k varie entre 15 et nt (k/nt varie entre 0.11 et 1).

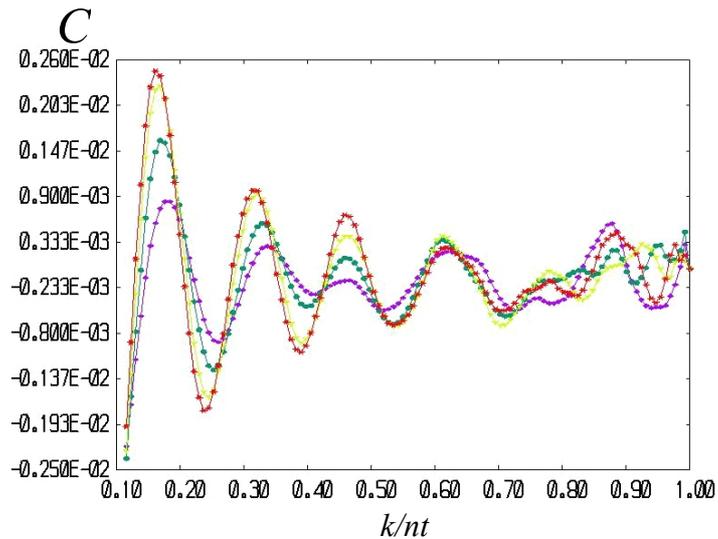


Figure 5.11 - Corrélations calculées à partir des fluctuations u_r'

Cette figure 5.11 représente les corrélations aux positions radiales $r/R=0.84, 0.86, 0.88$ et 0.9 , respectivement de la courbe violette à la courbe rouge. On peut noter que ces courbes ont une longueur d'onde de $0.15 * nt$, ce qui représente 0.0468 radians. Ainsi on peut estimer la périodicité azimutale de cette structure à environ 125.

5.5.2 Structures propre au jet

Sur la figure A.27, on ne trouve pas l'équivalent de cette structure peut être à cause de l'épaisseur de la fente qui est plus importante et qui empêche l'apparition de cette instabilité. En revanche, sur les figures A.27-b et c, on observe l'apparition d'une autre structure, de plus grande longueur d'onde que la précédente, apparentée à celle rencontrée dans les couches de cisaillement. En effet, si on regarde la figure A.11-c, représentant la vitesse moyenne dans un plan méridien pour les mêmes paramètres, on constate que le plan h1 se situe à l'interface d'une zone localisée dans le coin fixe de la cavité, où la vitesse azimutale est quasi nulle, et d'une autre zone, constituée du noyau quasi solide, où cette vitesse azimutale vaut environ $0.3 \Omega R$. On est donc bien dans une zone de cisaillement avec une interface conique coupée par le plan laser. Et donc c'est bien un contexte de couche de mélange. Pour cette instabilité, les corrélations ne permettent pas la détermination de la périodicité azimutale. En effet, la figure A.27-c nous montre clairement que la longueur d'onde de cette structure est supérieure à la moitié de la longueur de la fenêtre. Ainsi le calcul des corrélations sur cette fenêtre n'a aucun sens. Pour estimer la périodicité azimutale de la structure représentée figure A.27-c, on

mesure donc directement la longueur d'onde par rapport à la longueur de la fenêtre. On trouve une périodicité azimutale de 25 environ.

Il semble que l'on observe, sur la figure A.26-f pour un jeu de 3.3mm, le même type de structure que sur la figure A.27-b mais avec une longueur d'onde beaucoup plus petite. Ces deux cas se caractérisent d'une part par une structure de l'écoulement moyen tout à fait analogue mais avec une variation de la vitesse azimutale moyenne de part et d'autre du jet dans un rapport de 3.43, et d'autre part, un rapport d'épaisseur de jeu de 0.47, un rapport de couche d'Ekman de 0.41 et un rapport de longueur d'onde voisin de 0.5. Finalement le produit du rapport des vitesses azimutales et du rapport des épaisseurs donne un rapport de nombre de Reynolds caractéristique des couches de mélange de 1.61 en prenant les épaisseurs de fente et de 1.4 en prenant les épaisseurs d'Ekman. Ce qui conforte l'idée d'une instabilité de type couche de mélange.

Enfin, l'influence du nombre de Reynolds est limitée sur la structure du champ car une lecture des images (c), (e) et (g) des figures A.10, A.11, A.26 et A.27 montre un écoulement méridien quasiment inchangé alors que l'écoulement dans le plan $h1$ montre nettement une transition vers la turbulence.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats principaux concernant les champs de vitesse d'une cavité tournante à fente axiale déterminés à partir de deux techniques de mesure par PIV. La première technique, appelée PIV 2D2C, a permis de déterminer, pour deux épaisseurs de jeu, le champ de vitesse $(u_r/\Omega R, u_\theta/\Omega R)$ dans un plan parallèle aux disques placé à différentes stations axiales et pour neuf couples de paramètres (débit d'aspiration, vitesse de rotation). La deuxième technique, appelée PIV 2D3C ou PIV stéréoscopique, a quant à elle permis de déterminer, pour les deux mêmes épaisseurs de jeu, le champ de vitesse $(u_r/\Omega R, u_z/\Omega R, u_\theta/\Omega R)$ dans un plan méridien et pour neuf couples de paramètres (débit d'aspiration, vitesse de rotation). Dans un premier temps, on confronte les composantes $u_r/\Omega R$ et $u_\theta/\Omega R$ calculées à partir des deux techniques de mesure de la vitesse par PIV, ce qui permet de les valider. La représentation de ces composantes pour l'ensemble des

paramètres a montré une grande sensibilité de la vitesse de rotation du noyau à la vitesse de rotation et au débit.

On a proposé pour l'ensemble des paramètres, les champs de vitesse moyens et les fluctuations dans un plan méridien. Les champs de vitesse moyens ont montré une diffusion turbulente importante du jet qui, en terme de nombre de Reynolds, est soumis à une viscosité importante. D'autre part, on a détecté sur ces champs moyens une similarité entre les images d'une même diagonale. Les fluctuations ont révélé, pour les plus petite vitesses de rotation, une zone de fluctuations maximales en forme de "S" pour les composantes $u_z'^2/(\Omega R)^2$ et $u_\theta'^2/(\Omega R)^2$ près de la paroi tournante, ce qui nous a permis de faire l'hypothèse de l'existence d'une structure ayant une forme en rouleau hélicoïdal écrasé par rapport au rayon. On a également noté que la valeur maximale de la contrainte de cisaillement projetée sur le champ moyen correspond à la zone où se situe le jet

Enfin la représentation des champs de vitesse $(u_r/\Omega R, u_\theta/\Omega R)$ dans le plan h1 a permis l'identification de deux structures, l'une issue de la partie tournante de la cavité (non détaillée ici) et l'autre de type couche de cisaillement, l'une et l'autre évoluant rapidement vers la turbulence quand la vitesse de rotation augmente.

D'une manière générale, on constate que l'amplitude des fluctuations et la diffusion qui en résulte va bien au-delà des niveaux évalués à partir des modèles de turbulence usuels.

Chapitre 6

Conclusion générale

Ce travail expérimental a permis d'identifier et d'étudier différentes instabilités hydrodynamiques se développant dans une cavité rotor-stator soumise à une aspiration. Les paramètres de contrôle sont la vitesse de rotation du disque, le débit d'aspiration et les deux rapports d'aspect dont l'un est basé sur la hauteur de la cavité et l'autre sur l'épaisseur de jeu entre le disque tournant et la paroi cylindrique fixe.

Dans un premier temps, l'utilisation de la technique de visualisation par tomographie dans des plans laser horizontaux et méridiens nous a permis de détailler complètement deux types de structure dans une cavité à fente radiale et jet axial. La première (structure 1), localisée à la périphérie de la couche de Bödewadt, correspond à celle déjà observée par ailleurs expérimentalement, principalement dans des plans horizontaux avec l'utilisation de l'eau avec du kalliroscope, ainsi que numériquement. Outre les plans horizontaux qui permettent de définir la périodicité azimutale et la fréquence de passage de cette structure, les plans méridiens révèlent que cette structure est attachée au coin fixe situé entre le bandeau cylindrique et le disque supérieur. La seconde instabilité (structure 2) apparaît à l'amont de la première pratiquement à la base du jet où, en considérant la nature de l'écoulement de base, elle apparaît clairement comme étant une structure de type "crossflow".

Pour la structure 1, outre l'étude de l'évolution de la périodicité azimutale, de la fréquence et de la vitesse de phase, nous avons également étudié les seuils d'apparition et de disparition en débit, en fonction de la vitesse de rotation. En premier lieu, on a observé une rapide décroissance du nombre de Reynolds seuil d'apparition et aussi de disparition lorsque le débit croît. D'autre part, l'utilisation de la PIV 2D2C réalisée dans différents plans laser parallèles aux disques a permis de comparer la périodicité azimutale de la structure 1 avec celle déterminée par tomographie dans des plans similaires. Cette comparaison a révélé un très bon accord. L'utilisation de la PIV 2D3C et le reclassement temporel des cartes de vitesse, a permis d'accéder aux trois composantes du champ de vitesse de la structure 1, en tous points r, z, θ du domaine observé. Ces résultats expérimentaux ont ensuite été comparés à ceux issus d'une simulation numérique. Cette comparaison a montré un excellent accord sur la structure du champ et un accord satisfaisant sur les valeurs du champ.

Pour la structure 2, les seuils d'apparition aussi bien que les nombres d'onde et les vitesses de phase ont été caractérisés expérimentalement. Nous avons tout d'abord montré, en collant un cylindre à la périphérie du disque tournant, que son apparition n'est pas due à l'impact de la couche d'Ekman sur le jet. Concernant les seuils d'apparition et de disparition, il apparaît qu'en dessous d'un seuil absolu Re_{Qj}^* il n'y a pas de structure 2, quelle que soit l'aspiration Q . Cependant, nous avons observé pour certaines cavités, un décalage du seuil d'apparition. Le réexamen de ces cavités a révélé l'existence d'une légère déformation (bosse) du cylindre, peut être due au chauffage par l'encens. Ceci nous a permis de montrer que c'est effectivement le plus petit jeu mesuré sur la circonférence qui contrôle l'instabilité. Nous avons également mené une étude de stabilité linéaire. Les seuils issus de cette étude ont été comparés avec les résultats expérimentaux, ils sont d'ailleurs en assez bon accord avec l'expérience. D'un autre côté, les nombres d'onde et les vitesses de phase au déclenchement sont en assez fort désaccord avec les résultats expérimentaux de la structure pleinement développée.

Enfin, nous avons présenté le champ de vitesse de l'écoulement dans une cavité rotor-stator aspirée à fente axiale et à jet centripète, mesuré à partir de deux techniques de PIV. Tout d'abord, pour valider ces deux techniques, on compare les composantes $u_r/\Omega R$ et $u_\theta/\Omega R$ déterminées dans différents plans horizontaux par PIV 2D2C à celles déterminées dans un plan méridien par PIV 2D3C aux stations axiales correspondantes. Puis on représente pour l'ensemble des paramètres testés, les champs de vitesse moyens et fluctuants dans un plan méridien. D'une manière générale, les champs moyens ont montré une large diffusion du jet. D'autre part, on a détecté sur ces champs moyens des similarités alors qu'en regardant pour les mêmes paramètres le champ instantané $(u_r/\Omega R, u_\theta/\Omega R)$ dans le plan situé juste au-dessus de la fente, on remarque plutôt une transition vers la turbulence.

L'analyse des champs de vitesse instantanés $(u_r/\Omega R, u_\theta/\Omega R)$ dans le plan horizontal situé juste au-dessus de la fente, a permis de faire apparaître deux types de structures. L'origine de la première instabilité semblerait se situer plus bas dans la cavité, près de la paroi tournante, à l'endroit où des fluctuations importantes en forme de "S" sont apparues. La deuxième instabilité s'apparenterait plutôt à une instabilité type couche de cisaillement entre une zone où la vitesse azimutale est quasiment nulle et une zone tournant à la vitesse du noyau.

En perspective, il serait intéressant, tout d'abord, de réaliser des plans horizontaux dans la partie basse de la cavité à fente axiale, pour avoir une idée plus précise sur la structure

qui s'y développe. D'autre part, l'étude de la structure 2 nécessiterait une PIV à une fréquence d'acquisition plus élevée que celle actuellement utilisée, limitée à 4 Hz. Enfin, nous nous sommes limités à des nombres de Reynolds assez faibles, un balayage plus large du domaine des paramètres (rotation, débit) permettrait d'augmenter le volume de données expérimentales nécessaires pour tester les modèles de turbulence utilisés dans la modélisation numérique des écoulements industriels.

Références

- [1] BATCHELOR, G.K., Note a class of solutions of the Navier-Stokes equations representing steady rotationally-symmetric flow. *Q. J. Mech. Appl. Math.*, 1951, 4, p. 29-41
- [2] BÖDEWADT, U.T., Die Drehströmung über festem Grunde. *Z. Angew. Math. Mech.*, 1940, 20, p. 241-253
- [3] BUISINE, D., OBLE, F., ANDRIANARAHINJAKA, H., Étude numérique des structures spirales tridimensionnelles à la périphérie d'une cavité interdisque, *C. R. Acad. Sci. Paris. Série Iib*, 2000, 328, p. 237-246
- [4] CARLIER, Y., Etude des structures cohérentes de la turbulence de paroi à grand nombre de Reynolds par Vélocimétrie par Images de Particules. Th : Mécanique : Lille : 2001, 400p.
- [5] CHANDRASEKHAR, S., Hydrodynamic and hydromagnetic stability, 1961
- [6] DEBUCHY, R., Ecoulement turbulent avec aspiration radiale entre un disque fixe et un disque tournant. Th : Mécanique : Lille : 1993
- [7] EKMAN, V., On the influence of the Earth's rotation on ocean currents, *Ark. Math. Astr. Fys.*, 1905, 2, p. 1-52
- [8] FALLER, A.J., KAYLOR, R.E., Investigations of stability and transition in rotating boundary layers, *Dynamics of fluids and plasmas / eds. Pai. S. I. et al.* New York : Academic press, 1966a, p. 309-329
- [9] FIROUZIAN, M., OWEN, J.M., PINCOMBE J.R., ROGERS R.H., Flow and heat transfer in a rotating cylindrical cavity with a radial inflow of fluid: Part2 : Velocity pressure and heat tranfer measurements, *Int. J. Heat Fluid Fl.*, 1986, 7, 1, p. 21-27
- [10] GASSIAT, M.R., Etude expérimentale d'écoulements centripètes avec prérotation d'un fluide confiné entre un disque tournant et un carter fixe. Th : Mécanique : Aix-Marseille II : 2000, 158p.
- [11] GAUTHIER, G., Étude expérimentale des instabilités de l'écoulement entre deux disques. Th : Physique des liquides. : Paris XI : 1998, 140p.
- [12] GAUTHIER, G., GONDRET, P., RABAUD, M., Axisymmetric propagating vortices in the flow between a stationary and a rotating disk enclosed by a cylinder, *J. Fluid Mech.*, 1999, 386, p. 105-126
- [13] GAUTHIER, G., GONDRET, P., MOISY, F., RABAUD, M., Instabilities in the flow between co and counter-rotating disks, *J. Fluid Mech.*, 2002, 473, p. 1-21

- [14] GREENSPAN, H.P., The theory of rotating fluids, Cambridge university Press
- [15] HOFFMAN, N.P., BUSSE, F.H., Linear instability of Poiseuille-Couette-Ekman flows: local results for flows between differentially rotating disks with throughflow, *Phys. Fluids*, 2001, 13, p. 2735-2738
- [16] HUERRE, P., MONKEWITZ, P.A., Absolute and convective instabilities in free shear layers, *J. Fluid Mech.*, 1985, 159, p. 151-168
- [17] LOPEZ, J.M., Flow between a stationary and a rotating disk shrouded by a co-rotating cylinder, *Phys. Fluids*, 1996, 8, 10, p. 2605-2613
- [18] MOREL, P., Ecoulements décollés dans une roue de pompe centrifuge. Th : Mécanique : Lille : 1993, 208p.
- [19] PERENNE, N., Study of the Accuracy of different stereoscopic reconstruction algorithms, Europiv 2 Workshop on Particle Image Velocimetry, Saragosse, Spain, 2003
- [20] PICHA K.G., ECKERT, E.R.G, Study of the air flow between coaxial disks rotating with arbitrary velocities in a open or enclosed space, *Proc. 3rd U.S Nat. Cong. Appl. Mech.*, 1958, p. 791-798
- [21] PRASAD, A.K, Stereoscopic particle image velocimetry, *Exp. Fluids*, 2000, 29, p. 103-116
- [22] RAFFEL, M., WILLERT, C., KOMPENHANS, J., Particle Image Velocimetry - A practical guide, Springer, 1998, p. 253
- [23] REMY, D., BUISINE, D., GAUTHIER, G., Instabilité d'un écoulement de type "crossflow" dans une cavité tournante, 16^{ième} CONGRES FRANÇAIS DE MECANIQUE (6 : 2003 : Nice)
- [24] REMY, D., PERENNE, N., FOUCAUT, J.M., BUISINE, D., Analysis by Stereoscopic Particule Image Velocimetry and Temporal Compression of a Structure in a Rotor-Stator Cavity, 5th INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY(2003 : Busan ; Korea)
- [25] REMY, D., PERENNE, N., FOUCAUT, J.M., BUISINE, D., Etude par la PIV des structures spirales à la périphérie d'une cavité rotor-stator aspirée, *Comptes Rendus Mécaniques*, 2004, 332, 3, p. 195-201
- [26] SAVAS, O., Stability of Bödewadt flow, *J. Fluid Mech.*, 1987, 183, p. 77-94
- [27] SCHOUVEILER, L., Sur les instabilités des écoulements entre un disque fixe et un disque en rotation. Th : Mécanique : Aix-Marseille II : 1998, 157p.
- [28] SCHOUVEILER, L., LE GAL, P., CHAUVE, M.P., Stability of travelling roll system in a rotating disk flow, *Phys. Fluids*, 1998, 10, p. 2695-2697

- [29] SCHOUVEILER, L., LE GAL, P., CHAUVE, M.P., Spiral and circular waves in the flow between a rotating and a stationary disk, *Exp. Fluids*, 1998, 26, p. 179-187
- [30] SCHOUVEILER, L., LE GAL, P., CHAUVE, M.P., Instabilities of the flow between a rotating and a stationary disk, *J. Fluid. Mech.*, 2001, 443, p. 329-350
- [31] SERRE, E., HUGHES, S., CRESPO DEL ARCO, E., RANDRIAMAMPIANINA, A., BONTOUX, P., Axisymmetric and three-dimensional instabilities in an Ekman boundary layer flow, *J. Heat Fluid Flow*, 2001, 22, 1, p. 82-93
- [32] SERRE, E., CRESPO DEL ARCO, E., BONTOUX, P., Annular and spiral patterns in flows between a rotating and a stationary disk, *J. Fluid. Mech.*, 2001, 434, p. 65-100
- [33] STEWARTSON, K., On the flow between two coaxial disks, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1953, 49, p. 333-341
- [34] VON KARMAN, T., Über lamninar und turbulente Reibung, *Z. Angew. Math. Mech*, 1921, 1, p. 232-252

Résumé:

Dans ce travail de thèse expérimental, on étudie différentes instabilités hydrodynamiques se développant dans une cavité rotor-stator soumise à une aspiration.

Tout d'abord, l'utilisation de la technique de visualisation par tomographie dans des plans laser horizontaux et méridiens, nous a permis de détailler complètement deux types de structures dans une cavité à fente radiale et jet axial. La première, appelée structure 1, apparaît sous la forme d'une spirale attachée au coin près de la paroi cylindrique fixe. La seconde, appelée structure 2 à longueur d'onde beaucoup plus petite, apparaît également sous la forme d'une spirale mais semble plutôt être attachée au jet. Les seuils d'apparition et de disparition en débit en fonction de la vitesse de rotation, les fréquences, les vitesses de phase et les périodicités azimutales sont étudiés pour les deux structures. Une étude de stabilité linéaire est menée pour la structure 2 et confrontée avec les résultats expérimentaux.

On caractérise ensuite en détail la structure 1 au moyen de la tomographie et de la PIV stéréoscopique. On développe une technique de compression temporelle par reclassement des cartes de vitesse en vue d'analyser la structure spatiale tridimensionnelle de cette instabilité et de la comparer aux résultats de la simulation numérique.

Enfin, on présente les champs de vitesse de l'écoulement dans une cavité rotor-stator aspirée à fente axiale. Ces champs de vitesse sont mesurés dans différents plans horizontaux ainsi que dans un plan méridien pour plusieurs couples de paramètres de rotation et d'aspiration. Une première analyse des structures et des principaux paramètres qui les régissent est proposée.

Mots clés: Cavités rotor-stator, aspiration, instabilités, tomographie, PIV

Abstract:

In this experimental work, we study different hydrodynamics instabilities developing in a rotor-stator cavity with suction.

In a first part, the use of visualizations by means of tomography in horizontal and meridians laser sheets has permitted to completely detail two kinds of structures in a cavity with a radial gap and axial jet. The first, named structure 1, appears in a spiral form attached to the corner near the stationary cylindrical wall. The second, named structure 2 with a smaller wavelength than structure 1, also appears in a spiral form but seems to be attached to the axial jet. The apparition and disparition thresholds, frequencies, azimuthal phase velocities and azimuthal periodicities are studied for the two structures. A linear stability study is realized and compared with experimental results.

Then, we characterize in details the structure 1 by means of tomography and stereoscopic PIV. We develop a temporal compression technique by reclassifying of velocity maps acquired by stereoscopic PIV with a view to analysing the three-dimensional spatial structure of this instability and comparing it with results of the numerical modelling.

Finally, we present the velocity fields of the flow in a rotor-stator cavity with an axial gap. These velocity fields are measured in different horizontal and meridians planes for several couples of rotation and suction parameters. A first analyse of the structures and main parameters that govern them is suggested.

Key words: rotor-stator cavity, suction, instabilities, tomography, PIV