



HAL
open science

Simulation numérique, analyse physique et contrôle d'écoulements massivement décollés. Application au buffeting culot et à l'ovalisation de la tuyère sur des configurations de lanceur.

R. Pain

► **To cite this version:**

R. Pain. Simulation numérique, analyse physique et contrôle d'écoulements massivement décollés. Application au buffeting culot et à l'ovalisation de la tuyère sur des configurations de lanceur.. Mécanique [physics.med-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2013. Français. NNT: . tel-01009854

HAL Id: tel-01009854

<https://theses.hal.science/tel-01009854>

Submitted on 18 Jun 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



École Doctorale SMAE

Thèse de doctorat

Discipline : Mécanique

présentée par

Romain Pain

**SIMULATION NUMÉRIQUE, ANALYSE PHYSIQUE ET CONTRÔLE
D'ÉCOULEMENTS MASSIVEMENT DÉCOLLÉS.**

**Application au buffeting culot et à l'ovalisation de la tuyère
sur des configurations de lanceur**

Soutenue le 20/12/2013 devant le jury composé de :

M. Christophe	BAILLY	Ecole Centrale de Lyon	<i>Rapporteur</i>
M. Sébastien	DECK	ONERA, Meudon	<i>Directeur de thèse</i>
M. Éric	LAMBALLAIS	Université de Poitiers	<i>Rapporteur</i>
M. Hadrien	LAMBARÉ	CNES, Paris	<i>Examineur</i>
M. Régis	MARCHIANO	Université Paris VI	<i>Président</i>
M. Jean-Christophe	ROBINET	ENSAM, Paris	<i>Membre invité</i>
M. Pierre-Elie	WEISS	ONERA, Meudon	<i>Encadrant ONERA</i>

ONERA - The French Aerospace Lab
8, rue des Vertugadins
92190 MEUDON

Publications

Publications dans des revues à comité de lecture

R. Pain, P.-E. Weiss, S. Deck, Zonal Detached Eddy Simulation of the flow around a simplified launcher afterbody, *AIAA Journal*, accepté.

R. Pain, P.-E. Weiss, S. Deck, J.-C. Robinet, Large scale dynamics of a high Reynolds axisymmetric separating/reattaching flow, en cours d'écriture pour soumission à *Journal of Fluid Mechanics*.

R. Pain, P.-E. Weiss, S. Deck, Three-dimensional analysis of the fluctuating pressure field and control of a space launcher afterbody with boosters using ZDES, en cours d'écriture pour soumission à *AIAA Journal*.

S. Deck, P.-E. Weiss, **R. Pain**, Some reflections on massive post-processing of large unsteady flow simulation data sets, en cours d'écriture pour soumission à *Computers and Fluids*.

Congrès avec acte

R. Pain, P.-E. Weiss, S. Deck, Zonal Detached Eddy Simulation of the dynamics of an axisymmetric separating/reattaching flow in presence of side-cylinders, *9th International ERCOFTAC Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements (ETMM)*, Thessalonique, 6-8 Juin 2012.

S. Deck, P.-E. Weiss, **R. Pain**, Some reflections on massive post-processing of large unsteady flow simulation data sets, *Onera Scientific Day*, Palaiseau, 3 Octobre 2012.

R. Pain, P.-E. Weiss, S. Deck, Three-dimensional analysis of the fluctuating pressure field of a space launcher afterbody with boosters using ZDES, *31st AIAA Applied Aerodynamics Conference*, San Diego, 24-27 Juin 2013.

R. Pain, P.-E. Weiss, S. Deck, Three-dimensional spectral analysis of an axisymmetric separating/reattaching flow, *8th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP)*, Poitiers, 28-30 Août 2013.

à Sia Ven,
à mes parents et mon frère,

« Regarde au dedans de toi ; c'est au dedans de toi qu'est la source du bien, une source intarissable, pourvu que tu fouilles toujours. »

- Marc-Aurèle, Pensées -

Remerciements

Ces travaux de thèse se sont déroulés au sein du Département d'Aérodynamique Appliquée (DAAP) de l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA). Ils ont été cofinancés par ce même office ainsi que par le Centre National d'Études Spatiales (CNES).

Je remercie Monsieur le Président Régis Marchiano qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Je remercie également Messieurs les Professeurs Christophe Bailly et Éric Lamballais pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et pour avoir accepté le rôle de rapporteur.

Jean-Christophe Robinet m'a fait le plaisir et l'honneur de participer à mon jury de thèse en tant que membre invité. Je lui adresse mes sincères remerciements pour son écoute et sa patience dans ces moments où il m'a apporté sa lumière sur le monde complexe des modes dynamiques.

Mes vifs remerciements vont à Hadrien Lambaré, correspondant CNES de cette thèse. Sa vision éclairée des modes de buffeting et d'ovalisation de tuyère a initié l'épanouissement de mes travaux de recherche.

Je remercie Patrick Champigny, Directeur du DAAP, pour m'avoir accueilli dans son équipe avec les moyens exceptionnels de l'ONERA.

Je remercie également tous les salariés de l'ONERA, et du DAAP en particulier, que j'ai pu côtoyer tout au long des trois années. Ils ont tous contribué à mon enrichissement professionnel et personnel. Parmi eux, je remercie tout particulièrement les membres de l'unité MHL pour leur disponibilité permanente et leur bonne humeur. Je dédie ces remerciements à Philippe Dubeau, Chef de l'Unité MHL, et tous les ingénieurs de l'Unité Anne-Laure Delot-Vuillerme, Rémi Hallard, Rémi Thepot, Pascal Denis, Pascal Thorigny, Eric Garnier, Michel Leplat et Paulo D'Espiney. Je remercie également Philippe Guillen qui m'a permis de bénéficier de moyens informatiques hors-norme pour satisfaire à mes post-traitements « massifs ».

Je dois à Sébastien Deck, directeur de cette thèse, et Pierre-Elie Weiss, encadrant, une grande majorité de mon enrichissement scientifique et personnel. Toute ma gratitude leur est dédiée pour leur patience et leur écoute de tous les instants. Je les remercie pour leur soutien moral, sur le plan personnel et professionnel (à coups de « c'est qui le patron ? » ...). Je garderai de nos moments de partages communs les plus inoubliables et improbables, cette partie de pêche à l'étang de Montcourt-Fromonville ou encore cette escapade dans les rues de Thessalonique. C'est avec

beaucoup de nostalgie que je vous adresse à tous les deux un grand merci.

L'ambiance de ces trois années n'auraient pas non plus été aussi chaleureuse sans mes « compagnons de galère », doctorants passés et présents. A chacun d'eux je transmets mes remerciements : Romain, alias le Larauf', ou celui qui aura été mon guide pendant mes premiers pas à l'ONERA, mes collègues de bureau Loïc, et sa maîtrise de la psychologie sociale, et Mickael (grâce à vous, l'histoire d'un temps, l'Alsace et le Berry auront cohabité...), Nicolas, alias le Fox, Timothée, Amaury, Andrea Viti ; sans oublier les doctorants anciens et présents à quelques mètres de couloir plus loin : Imane, William, Mehdi, Andrea Minelli, Aurélien, Hélène, Ignacio, Enric, Mathieu, Virginie.

Mes remerciements les plus affectifs vont à mes parents et mon frère. L'accomplissement de ces trois années de travaux leur est dédié. Mes pensées affectives vont à ma grand-mère Simone, pour son regard bienveillant.

Enfin, mes derniers remerciements sont les plus précieux et je les destine à Sia Ven, pour son soutien sans failles, son écoute, jusque dans ses propres moments difficiles.

Table des matières

Introduction	23
1 Dynamique des écoulements décollés / recollés	27
1.1 Cas d'un écoulement d'arrière-corps mono-cylindre	28
1.1.1 Physique des écoulements d'arrière-corps	29
1.1.1.1 Couche limite amont (Zone I) et décollement (Zone II)	29
1.1.1.2 Développement de la couche cisailée (Zone III)	30
1.1.1.3 Bulbe de recirculation (Zone IV) et tourbillon de coin (Zone V)	33
1.1.1.4 Recollement (Zone VI)	35
1.1.1.5 Sillage proche (Zone VII) et lointain (Zone VIII)	37
1.1.2 Contrôle des écoulements décollés/recollés	42
1.1.2.1 Contrôle passif	43
1.1.2.2 Contrôle actif	44
1.2 Cas d'un écoulement décollé de type tri-corps	45
1.2.1 Physique des écoulements confinés	46
1.2.1.1 Interactions des couches cisailées (Zone B-I)	46
1.2.1.2 Interactions des sillages (Zone B-II)	49
1.2.1.3 Zone d'écoulement faiblement débitant, analogie de la cavité (Zone B-III)	51
1.2.2 Contrôle des écoulements décollés/recollés de type tri-corps	54
1.3 Synthèse	55
2 Modélisation numérique des écoulements turbulents	59
2.1 Lois de conservation des écoulements turbulents compressibles	60
2.1.1 Equations du mouvement	60
2.1.2 Fermeture du système	60
2.2 Modélisation de la turbulence	61
2.2.1 Approches moyennées RANS (<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>) pour les écoulements compressibles	62
2.2.2 Hypothèse de Boussinesq	64
2.2.3 Modèle de turbulence de Spalart-Allmaras	64
2.3 Simulation des Grandes Echelles : Approches filtrées LES (<i>Large Eddy Simulation</i>) pour les écoulements compressibles	65
2.4 Méthode hybride RANS/LES	66

2.4.1	Detached Eddy Simulation	67
2.4.2	Zonal Detached Eddy Simulation	67
2.5	Description générale du code de calcul FLU3M	70
2.6	Synthèse	72
3	Analyse de la dynamique d'un écoulement d'arrière-corps sur une configuration mono-cylindre	75
3.1	Présentation du cas test mono-cylindre	76
3.1.1	Géométrie d'étude et conditions d'essai	76
3.1.2	Considérations pour l'acquisition de données numériques instationnaires	78
3.1.3	Topologie de l'écoulement	80
3.2	Organisation spatiale du champ de pression fluctuante	81
3.2.1	Distribution de l'énergie dans l'espace de Fourier	81
3.2.2	Distribution spatiale en cohérence et phase	86
3.3	Analyse modale du champ tridimensionnel de pression fluctuante	88
3.3.1	Modes de Fourier	88
3.3.2	Décomposition en modes dynamiques : notions préliminaires	91
3.3.3	Méthode de calcul des modes de Koopman approchés : Dynamic Mode Decomposition	92
3.3.4	Modes dynamiques du cas d'arrière-corps axisymétrique	94
3.4	Synthèse	101
4	Etude des effets de la présence de cylindres latéraux sur la dynamique de l'écoulement d'arrière-corps mono-cylindre	103
4.1	Présentation du cas test tri-corps	104
4.1.1	Définition de la géométrie d'étude	104
4.1.2	Mise en place de la simulation	106
4.2	Etude des champs instantanés et statistiques	108
4.2.1	Champs instantanés	108
4.2.2	Champs statistiques	111
4.3	Analyse du champ fluctuant	125
4.3.1	Analyse de signaux temporels de pression fluctuante	126
4.3.2	Mise en évidence des fréquences caractéristiques et distribution spatiale de l'énergie fluctuante	129
4.3.3	Dynamique azimutale du champ de pression fluctuante	137
4.4	Synthèse	141
5	Contrôle des charges latérales instationnaires du cas tri-cylindre	145
5.1	Champs de pression pariétale et efforts latéraux induits	146
5.1.1	Définition des charges latérales	146
5.1.2	Représentation des déformations mécaniques dues au champ aérodynamique	150
5.1.3	Caractérisation de l'ovalisation	155
5.2	Conception de dispositifs de contrôle	159
5.2.1	Contrôle actif par injection fluïdique	159
5.2.2	Contrôle passif par désobstruction dans le plan des cylindres latéraux	160
5.3	Effets du contrôle sur les modes de <i>Buffeting</i> ($m = 1$) et d'ovalisation ($m = 2$)	161
5.3.1	Modifications du champ aérodynamique	162
5.3.2	Estimation de l'efficacité des systèmes de contrôle sur le mode de <i>Buffeting</i>	166
5.3.3	Estimation des performances du contrôle sur le mode d'ovalisation	168
5.3.3.1	Etude sur les champs instantané, moyen et fluctuant	168
5.3.3.2	Contribution modale de l'ovalisation moyenne et fluctuante	172
5.4	Synthèse	175

Conclusions	177
A Dynamic Mode Decomposition : Applications sur des matrices clichés simples	187
A.1 DMD avec décomposition QR	188
A.2 DMD avec décomposition aux valeurs singulières SVD	191
A.3 DMD et reconstruction temporelle d'un ou plusieurs modes	196
B Dynamic Mode Decomposition. Applications à des signaux canoniques	199
B.1 Introduction	199
B.2 Pré-conditionnement des données	201
B.3 Calcul de la matrice de Frobenius C	202
B.4 Exemples de signaux canoniques	205

Table des figures

1.1	Schéma des plans de symétrie de l'arrière-corps de type Ariane 5.	28
1.2	Schéma de la topologie moyenne (partie supérieure) et phénomènes instationnaires principaux (partie inférieure) d'un écoulement d'arrière-corps axisymétrique (adapté de [173]). $St_D = fD/U_\infty$ est le nombre de Strouhal, avec D le plus grand diamètre de l'arrière-corps et U_∞ la vitesse longitudinale dans le champ libre.	29
1.3	Schéma d'une couche de mélange plane (issu de Brown et Roshko [16]).	30
1.4	Épaisseur de vorticité et rapport entre épaisseur de vorticité et épaisseur de quantité de mouvement θ le long de la couche de mélange (issu de Deck et Thorigny [41]).	31
1.5	Spectre de pression pariétale à $x/L_r = 0,9$ (issu de Driver et al. [47]).	32
1.6	(a) Schéma des interactions entre vortex (issu de Ho et Nosseir [67]) - (b) Fréquence de réponse en fonction de la fréquence de forçage (issu de Ho et Huang [66]).	33
1.7	Topologie moyenne de l'écoulement de marche descendante en régime turbulent (issu de Hall et al. [64]).	34
1.8	Nappe de cohérence spectrale $C_{r,1}$ associée au mode azimutal de pression $m = 1$ � la peau du cylindre émergent. (— — —) Zone d'instabilité absolue (cf. figure 1.9) (issu de Weiss et al. [177]).	35
1.9	Evolution longitudinale du taux d'amplification $\Im(\omega)$ et du nombre de Strouhal St_D pour les modes $m = 0$ et $m = 1$ (issu de Weiss et al. [177]).	35
1.10	(a) Visualisation de l'écoulement de coin à différents instants. Du haut vers le bas : t_0 , $t_0 + 2,72 \times 10^{-3}$ s, $t_0 + 5,4 \times 10^{-3}$ s (issu de Deck et Thorigny [41]) - (b) Iso-lignes $U/U_\infty \simeq 0,01$ pour la configuration de référence et les deux configurations planes. (—) : configuration axisymétrique, (— —) : configuration plane, (— . . —) : configuration de double marche descendante (issu de Weiss [173]).	36
1.11	Organisation spatiale des structures cohérentes du lâcher tourbillonnaire dans le sillage d'une sphère à faible nombre de Reynolds (issu de Sakamoto et Haniu [141]).	38
1.12	Evolution de la fréquence adimensionnée F en fonction du nombre de Reynolds (issu de Sakamoto et Haniu [141]).	40
1.13	Evolution longitudinale de la moyenne de phase normalisée pour la vitesse longitudinale $\langle V_x \rangle / V_\infty$ par pas de 0,02 pour $Re_D = 3 \times 10^4$ (issu de Weickgenannt et Monkewitz [172]).	41
1.14	Lâcher tourbillonnaire en aval d'une sphère. Signaux issus de quatre fils chauds �qui-répartis en azimut. (adapté de Achenbach [1]).	41

1.15	(a) Evolution longitudinale de la longueur d'onde absolue $(-\nabla-)\lambda_0 = f(x/D, x/L_r, x/h)$ et du taux d'amplification absolu $(-)\Im(\omega)^{m=1} = f(x/D, x/L_r, x/h)$ - (b) Plan issu de la décomposition en modes de Fourier d'un champ instantané de pression pour l'arrière-corps axisymétrique pour le mode $m = 1$. La longueur d'onde λ_0/D caractéristique de l'écoulement est matérialisée par une double flèche noire (issu de Weiss et al. [177]).	43
1.16	Configuration de contrôle d'arrière-corps (issu de Meliga et al. [105]) (a) Configuration non contrôlée dans la soufflerie S3Ch - (b) Vue rapprochée de la jupe.	44
1.17	Configuration de contrôle d'arrière-corps axisymétrique par jets continus (issu de Weiss et Deck [174]) (a) Configuration non contrôlée - (b) Configuration contrôlée à la jonction culot/émergence - (c) Configuration contrôlée au niveau de la couche de mélange.	44
1.18	Schéma de la topologie de l'écoulement de culot de type tri-corps - Plan contenant les trois cylindres (B). D-B : Point de décollement, Rm-B : Point de recollement moyen, B-I : Interactions des couches cisailées, B-II : Interactions des sillages, B-III : Zone d'écoulement faiblement débitant, analogie de la cavité.	45
1.19	Déviations de jet par adhérence à une surface convexe (issu de Kadosch [78]).	46
1.20	Schéma et notations de l'analyse d'un jet au dessus d'une paroi plane (issu de Sawyer [145]).	47
1.21	(a) Schéma d'une géométrie de type diffuseur 2D (issu de Hawa et Rusak [65]) - (b) Rupture de symétrie du jet. Evolution de v_{max}/\bar{u} à $D/d = 2,3,4$ et 5 (issu de Battaglia et al. [10]).	48
1.22	(a) Géométries d'étude : (haut) cas de marche descendante avec paroi supérieure (MD), (bas) cas de type diffuseur (Df) - (b) Ecoulements moyens (issus de Gagnon et al. [56]).	48
1.23	(a) Schéma de cylindres parallèles : Sillages synchronisés en phase (b) et en opposition de phase (c) (issus de Sumner et al. [164]).	49
1.24	Nombre de Strouhal dominant dans le sillage en fonction de l'écart entre les cylindres T/D pour le cas de trois cylindres alignés (issu de Sumner et al. [164]).	50
1.25	$Re_D = 1900$ - (a) Visualisation instantanée de l'écoulement pour $T/D = 1,0$ (issu de Akar [3]) - (b) Champ de vorticités instantané $T/D = 1,25$ - (c) Visualisation instantanée de l'écoulement pour $T/D = 1,5$ - (d) Visualisation instantanée de l'écoulement pour $T/D = 3,0$. ((b), (c), (d) sont issus de Sumner et al. [164]).	51
1.26	(a) Schéma et désignation de la configuration avec deux cylindres décalés pour $850 < Re < 1900$ (issu de Sumner et al. [163]) - (b) Nombre de Strouhal dominant dans les couches cisailées interne $(-)$ et externe $(-)$ comparé à la fréquence adimensionnée du lâcher tourbillonnaire pour un cylindre seul $(-)$ (adapté de Sumner et al. [163]).	52
1.27	(a) Modèle d'arrière-corps pour l'étude du buffeting culot d'Ariane 5 proposé par Wong et al. [180] - (b) Synthèse des fréquences adimensionnées relevées dans la littérature pour différents cas d'études. $(-\bullet-)$ Modèle de résonance acoustique de Rossiter pour les modes $n = 1$ et $n = 2$	52
1.28	Effets des modes 1 (haut) et 2 (bas) sur la dynamique de la couche de mélange (issu de Schrijer et al. [149]).	53
1.29	Spectres de la contribution (en % de l'énergie totale) de modes POD de pression et organisation spatiale des modes 1 et 2 pour la configuration SMOOTH avec bielles (haut) et CLEAN sans bielles (bas) (issu de Marié et al. [101]).	54
1.30	(1) Bielles profilées - (2) Protubérances le long des boosters - (3) Modèles de générateurs de vortex (issus de Geurts [59]).	55
1.31	Géométries de jupes (issu de Geurts [59]).	56

2.1	Classification des approches turbulentes selon leur niveau de modélisation (adapté de [140]).	61
2.2	(a) Définition de la cascade de Richardson-Kolmogorov (tiré de Jacquin [75]). (b) Spectre de l'énergie cinétique turbulente pour une turbulence homogène isotrope en fonction du nombre d'onde k et représentation de la zone de modélisation (à droite des lignes en pointillés) pour les principales stratégies de simulation : DNS, LES, méthodes hybrides RANS/LES, et RANS. (adapté de Fröhlich et Von Terzi [53]).	66
2.3	Classification des différents types de décollements. I : décollement fixé par la géométrie, II : décollement induit par un gradient de pression adverse sur une surface courbe, III : décollement fortement influencé par la dynamique de la couche limite amont. (adapté de [36]).	68
2.4	Application de la ZDES sur une configuration hypersustentée (tiré de [39]).	68
2.5	Clichés instantanés de la norme du gradient de masse volumique $\ \nabla\rho\ $ pour une ZDES avec Δ_{vol} (gauche) et Δ_ω (droite).	69
2.6	Clichés instantanés de la norme du gradient de masse volumique $\ \nabla\rho\ $ pour une ZDES avec le schéma SENSEUR (gauche) et AUSM+ (droite).	72
2.7	Evolution longitudinale des coefficients de pression C_p (a) et $C_{p_{rms}}$ (b).	72
3.1	(a) Photographie du lanceur Ariane 5 sur son pas de tir. Adapté de : http://www.cnes.fr/web/CNES-fr/5218-en-images-ariane-5-eca.php (11 mars 2013) - Crédits ESA/CNES/Arianespace - (b) Géométrie et dimensions caractéristiques du cas test axisymétrique.	76
3.2	Vue en coupe du domaine de calcul.	77
3.3	Illustration du maillage dans un plan longitudinal (a) et dans un plan transverse (b).	78
3.4	Figure adaptée de Marié et al. [100]. (<i>partie supérieure</i>) Iso-lignes du critère Q adimensionné ($QU_\infty^2/D^2 = 20$) : I. Instabilités de Kelvin-Helmholtz, II. Battement de la couche de mélange, III. Impact des structures tourbillonnaires de la couche de mélange, IV. Lâcher tourbillonnaire. (<i>partie inférieure</i>) Lignes de courant du champ moyen de l'écoulement : 1. Couche de mélange, 2. Zone de recirculation, 3. Point de recollement moyen, 4. Zone de recirculation secondaire, 5. Ecoulement de coin, 6. Sillage turbulent.	80
3.5	Identification des fréquences les plus énergétiques.	82
3.6	(a) : (<i>partie supérieure</i>) Nappe de $\Psi_{p'}$ - (<i>partie inférieure</i>) Nappe de $Y_{p'}$. (b) : (<i>partie supérieure</i>) Nappe de $St_D(\Psi_{p'})$ - (<i>partie inférieure</i>) Nappe de $St_D(Y_{p'})$. (- - -) Intervalle associé à une instabilité absolue d'après [177]. I-IV : Localisation des phénomènes caractéristiques de l'écoulement d'arrière-corps détaillées dans le tableau 3.2.	83
3.7	Nappes ($St_D, z/D$) de la Densité Spectrale de Puissance adimensionnée pour trois positions x/D données : (b) $x/D \simeq \lambda$ - (c) $x/D \simeq 10\lambda$ - (d) $x/D \simeq 20\lambda$	85
3.8	Nappes spectrales ($St_D, x/D$) de la fonction de cohérence pour la pression fluctuante à la paroi de l'émergence (a) ($r/R = 0,4$ correspond à la paroi, $R = D/2$). Modes azimutaux $m = 0$ (b) à $m = 2$ (d).	87
3.9	Nappes spectrales C_r pour le mode de pression $m = 1$ en fonction de x/D et r/R pour $St_D \approx 0,1$ (a) et $St_D \approx 0,2$ (b).	87
3.10	Iso-surfaces $\Im(X(f)) \cdot f_s = \pm 200$ Pa et contours des modes de Fourier adimensionnés associés à : (a) $St_D = 0,07$, (b) $St_D = 0,2$, (c) $St_D = 0,6$, (d) $St_D = 6,0$	89
3.11	Projection dans l'espace temporelle du mode $St_D = 0,2$: (a) $T = T_0$, (b) $T = T_0 + \Delta t$, (c) $T = T_0 + 2\Delta t$, (d) $T = T_0 + 3\Delta t$ avec $\Delta t = T_{St=0,2}/6$	90
3.12	Iso-surfaces $\vartheta = \pm 0,02$ pour le mode de Fourier associé à $St_D = 0,2$	91
3.13	Schéma de synthèse de l'algorithme DMD.	95
3.14	Influence de la fréquence d'échantillonnage sur l'allure du spectre DMD dans un même volume spatial et pour un temps d'acquisition fixé, $T_{acq} = 40$ ms - (a,b) $f_{ech} = 25$ kHz, (c,d) $f_{ech} = 50$ kHz, (e,f) $f_{ech} = 100$ kHz.	97

3.15	Influence de la taille du domaine d'étude sur le contenu fréquentiel du spectre DMD et sur le mode dynamique. (a), (d), (g) : Domaines Ω - (b), (e), (h) : Spectres $\ \mathbf{k}_i \ ^2 / f_{ech}$, (—) Somme des spectres (b) et (e) - (c), (f), (i) : Contours de $ \mathbf{k}_i ^2 / f_{ech}$ dans le plan $(x/D, z/D)$	99
3.16	Iso-surfaces $\Im(k_j) = \pm 200$ Pa et contours des modes DMD associés à : (a) $St_D \simeq 0,07$, (b) $St_D \simeq 0,2$, (c) $St_D \simeq 0,60$, (d) $St_D \simeq 6,0$	100
4.1	(a) Photographie du lanceur Ariane 5 sur son pas de tir. Issue de : http://www.cnes.fr/web/CNES-fr/5218-en-images-ariane-5-eca.php (11 mars 2013) - Crédits ESA/CNES/Arianespace. (b) Géométrie et dimensions caractéristiques du cas test tri-corps.	104
4.2	(a) : Vue en coupe du domaine de calcul - (b) : Illustrations du maillage dans la zone décollée dans les plans (NB) et (B).	106
4.3	Vues du maillage dans deux plans transverses (A) : au niveau de l'émergence (a) et dans le sillage du corps central (b).	107
4.4	Iso-surfaces du critère Q adimensionné ($QU_\infty^2/D^2 = 50$) colorées par la composante x du rotationnel du champ de vitesse instantanée (en noir les valeurs négatives, et en gris les valeurs positives). Configuration mono-cylindre (<i>gauche</i>) et tri-cylindre dans le plan (NB) (<i>milieu</i>) et (B) (<i>droite</i>).	109
4.5	Strioscopies numériques des configurations axisymétrique et tri-corps avec vue détaillée des couches de mélange.	111
4.6	Champs de vitesse longitudinale moyenne adimensionnée U/U_∞ et iso-ligne $U/U_\infty = 0,01$	112
4.7	Iso-surface $U/U_\infty = 0,01$ et positions longitudinales des plans de coupe pour la figure 4.8. S1 : $x/D = 0,2$ - S2 : $x/D = 0,4$ - S3 : $x/D = 0,6$ - S4 : $x/D = 0,8$	114
4.8	Coupes de l'iso-surface $U/U_\infty = 0,01$ aux positions S1, S2, S3 et S4 (cf. figure 4.7) : (- -) cas tri-cylindre et (—) valeur de référence du cas mono-cylindre. R_{TRI} : Rayon de bulbe pour le cas tri-corps - R_{AXI} : Rayon de bulbe pour le cas axisymétrique - P_{int} : Position azimutale dans le quadrant $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ où il y a intersection entre R_{TRI} et R_{AXI}	114
4.9	Champs de la vitesse azimutale adimensionnée U_θ/U_∞ dans les plans (A) : (a) S1 ($x/D = 0,2$) - (b) S2 ($x/D = 0,4$), (— —) représentation de l'ellipse passant par les points d'arrêt D1, D2, D3 et D4 - (c) S3 ($x/D = 0,6$) - (d) S4 ($x/D = 0,8$). Les iso-lignes $U_\theta/U_\infty = \pm 0,01$ délimitent les zones de rotation dans le sens positif (trigonométrique) et négatif (horaire).	116
4.10	(a) Iso-surfaces $U_\theta/U_\infty = -0,1$ (bleue) et $U_\theta/U_\infty = 0,1$ (rouge) autour de la configuration tri-corps. (b) Lignes de courant dans le plan (A) à la position S3 et iso-lignes $U/U_\infty = 0,01$ (— — —).	117
4.11	(a) Evolution longitudinale des coefficients de pression moyens (<i>haut</i>) et RMS (<i>bas</i>). (—) Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES) de Weiss <i>et al.</i> [177] et configuration tri-cylindre dans le plan (NB) (— —) et (P45) (— — —) comparés aux données expérimentales disponibles : (\diamond) Deprés <i>et al.</i> [44] (kulites), (\triangle) Deprés <i>et al.</i> [44] et (\bullet) Meliga et Reijasse [104]. Organisation des coefficients de pression moyens ((b), (c)) et RMS ((d), (e)) à la paroi.	118
4.12	Contours des coefficients de pression et iso-lignes de Cp_{rms} à $x/D = 0,4$ ((a) et (b)) et $x/D = 1,1$ ((c) et (d)).	119
4.13	(a) Strioscopie numérique dans les plans (NB), (P45) et (B) de la configuration tri-corps. (b) Evolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité normalisée δ_ω/D dans les plans (NB) (— — —), (P45) (— —) et (AXI) (—). (c) Détail de la strioscopie numérique dans le plan (B) au niveau du décollement. (d) Evolution longitudinale de δ_ω/D pour les couches de mélange B_{EPC} (— —), B_{EAP} (—) et dans les plans (NB), (P45) et (AXI).	120

4.14	(a)-(d) : Profils des vitesses longitudinales U/U_∞ . (e)-(h) : Profils du gradient de vitesse $\frac{\partial U}{\partial z}$. (◆) Cas mono-cylindre - (♦) plan (NB) - (◇) plan (P45) - (◊) plan (B). (a),(e) : $x/D = 0,09$ - (b),(f) : $x/D = 0,1$ - (c),(g) : $x/D = 0,2$ - (d),(h) $x/D = 0,4$	122
4.15	(a) Contours de vitesse longitudinale adimensionnée, iso-lignes $U/U_\infty = 0,01$ (— —) et lignes de courant dans le plan (B). (b) Contours des coefficients de pression moyens, iso-ligne $C_p = 0$ et ligne médiane du jet de collerette (— — —).	123
4.16	Schéma de synthèse pour l'orientation du jet dans le plan (B).	124
4.17	Schéma de jet plan turbulent avec paroi latérale décalée (issu de Nasr et Lai [120]).	125
4.18	Nappes de coefficients de pression fluctuante ($p'(t)/q_\infty$) en fonction du temps pour une ligne de capteurs sur la paroi de l'émergence. (a) à (c) : 10 ms de signal - (d) à (f) : 3,5 ms de signal.	127
4.19	Nappes (θ, t) de coefficients de pression fluctuante ($p'(t)/q_\infty$) pour des couronnes de capteurs à $r/D = 0,48$. (a) Cas mono-cylindre - (b) Cas tri-cylindre, couronne 1 : $x/D = 0,15$ - (c) Cas tri-cylindre, couronne 2 : $x/D = 0,33$	128
4.20	Nappes de Densité Spectrale de Puissance adimensionnée $fG(f)/\sigma^2$ du cas tri-corps pour la pression fluctuante issues de capteurs en zone proche décollement (cf. figure (a)) à $r/D = 0,5$. (a) Positions des capteurs. (b) plan (NB), (c) plan (P45) et (d) plan (B). Fréquence analytique pour une couche de mélange plane libre dans les conditions du plan (NB) (— — —) et d'un plan (AXI) (— —) ([72]).	130
4.21	Nappes de Densité Spectrale de Puissance $G(f)$ pour la pression fluctuante sur des couronnes de capteurs à $r/D = 0,5$ en zone proche décollement (cf. figure 4.20 (a)). (a), (b) : $x/D = 0,05$ - (c), (d) : $x/D = 0,20$	131
4.22	Demi-angles apparents du cylindre latéral θ_{EAP} et de la collerette θ_{COL}	132
4.23	Nappes de Densité Spectrale de Puissance $\Psi_{p'}(f)$ pour la pression fluctuante dans la zone décollée.	133
4.24	Nappes des fréquences adimensionnées les plus énergétiques $St_D (\Psi_{p'})$	134
4.25	Identification des fréquences les plus énergétiques.	136
4.26	Iso-surface $0,6 \max (\Psi_{p'})$	136
4.27	Nappes de vitesse azimutale fluctuante ($u'_\theta(t)/U_\infty$) en fonction du temps pour une ligne de capteurs dans le plan (NB) (a), (P45) (b) et (B) (c) sur 5 ms de signal.	137
4.28	Spectres de cohérence γ^2 et de phase ϕ pour des capteurs situés à $x/D = 0,5$ et $r/D = 0,5$	139
4.29	Nappes ($\theta, x/D$) de la cohérence γ^2 à la paroi de l'émergence pour $St_D = 0,25$ et $St_D = 0,35$	140
5.1	(a) Schéma d'un élément de surface à la peau de l'émergence. (b) Projection d'un élément de couronne dans le plan (y, z) sur les axes principaux.	147
5.2	Représentation graphique du mode azimutal $m = 1$ associé au mode de <i>Buffeting</i> avec l'orientation des termes $\cos(\theta)$ et $\sin(\theta)$ pour les quatre points remarquables $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$, et 270°	148
5.3	Représentation graphique du mode azimutal $m = 2$ associé au mode d'ovalisation avec l'orientation des termes $\cos(2\theta)$ et $\sin(2\theta)$ pour les quatre points remarquables $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$, et 270°	148
5.4	Nappe de contribution énergétique des différents modes azimutaux du champ de pression pariétale moyen.	149
5.5	Spectres de Densité Spectrale de Puissance pour les efforts F_y (—) et F_z (—). (a) : Configuration mono-cylindre - (b) Configuration tri-cylindre.	150
5.6	Volume élémentaire (a) et détails du problème plan (b) avec l'orientation des vecteurs normaux et des contraintes s'appliquant sur l'élément plan de l'émergence.	151
5.7	Modélisation des déformations de l'émergence associées au mode $m = 2$ de la pression pariétale moyenne décomposée.	153

5.8	Modélisation d'une couronne déformée soumise à des sollicitations différentes entre les plans (B) (axe y) et (NB) (axe z). $t_1 = 1,7 \times 10^{-3}$ s, $t_2 = 2,4 \times 10^{-3}$ s, $t_3 = 2 \times 10^{-2}$ s. (—) Couronne au repos.	154
5.9	Définition des caractéristiques de la couronne ovalisée (—) avec θ la position angulaire de l'apogée de l'ellipse et ΔR l'écart au rayon au repos (—).	156
5.10	Recherche de l'orientation de la déformée associée au mode $m = 2$ à chaque instant t_i : (a) Décalage de l'origine du repère (r, θ) et (b) pression décomposée (série de Fourier) correspondante $p^{(2)}(x, r = d/2, \theta, t = t_i)$	157
5.11	(a) Distribution temporelle de l'apogée de la couronne ovalisée ($x/D = 1, 18$) soumise au champ de pression instantanée - (b) Densité d'occurrence de la position angulaire du grand axe pour chaque position angulaire.	157
5.12	(a) Spectre du signal temporel de la position angulaire du grand axe $\theta_{m=2}$ de l'ellipse. (b) Spectre du signal temporel de l'amplitude $\Delta R_{m=2}$ de l'ellipse.	158
5.13	Geométrie de contrôle avec jets fluidiques.	160
5.14	Geométrie du cas avec collerettes tronquées.	161
5.15	Strioscopie numérique.	162
5.16	Vitesse longitudinale moyenne dans le plan (B).	163
5.17	Champs de vitesse azimutale adimensionnée dans un plan (A) à $x/D = 0, 8$ (plan de coupe S4 du chapitre 4, section 4.2.2).	164
5.18	Contours des coefficients de pression pariétale.	164
5.19	Contours des coefficients de pression pariétale RMS.	165
5.20	Nappe de contribution énergétique des différents modes azimutaux du champ de pression pariétale moyen.	165
5.21	Nappe spectrale de la pression fluctuante pariétale associée à $St_D = 0, 23$	166
5.22	Spectres des efforts latéraux.	167
5.23	Distribution des efforts latéraux adimensionnés.	167
5.24	Distribution des orientations d'ovalisation pour une couronne ($x/D = 1, 18$) soumise au champ de pression instantanée.	169
5.25	Ovalisation moyenne pour le cas de référence (—●—), le cas avec jets fluidiques (—) et le cas avec collerettes tronquées (—). (—) Couronne au repos.	170
5.26	Distribution des orientations d'ovalisation pour une couronne ($x/D = 1, 18$) soumise au champ de pression fluctuante. (—) Densité d'occurrence de la position angulaire de l'apogée pour chaque angle θ	171
5.27	(—●—) $\overline{C_{moy}}(\theta, t)$, (—) $\overline{C_{fluc}}(\theta, t)$	173
5.28	Distribution azimutale de (—●—) $\overline{p}(\theta, t)$ pour les trois configurations. (—) $\overline{p^{m=2}}(\theta, t)$ et (—) $\overline{p^{m=4}}(\theta, t)$	174
A.1	Reconstruction temporelle pour la totalité du signal (tous les modes).	196
A.2	Reconstruction temporelle du j -ième mode DMD.	197
A.3	Détails de l'opération de reconstruction temporelle du j -ième mode DMD : $\lambda_j \mathbf{P}_j^{-1}(t_p) \mathbf{k}_j$ pour $p = [1, (N - 1)]$	198
B.1	Signal temporel de la variable Φ . (—) valeur de la moyenne A_0	200
B.2	Convergence du spectre DMD en temps d'acquisition T_{acq} . $St = fl/u_\infty$, avec $l = 1$ m et $u_\infty = 1$ m.s $^{-1}$	200
B.3	Convergence du spectre DMD en résolution fréquentielle $f_{\text{échantillonnage}} = \left(\frac{T_{acq}}{N}\right)^{-1}$. $St = fl/u_\infty$, avec $l = 1$ m et $u_\infty = 1$ m.s $^{-1}$	201
B.4	Valeurs des coefficients $C_{i,N-1}$ ($i \in [1, N - 1]$) de la dernière colonne de la matrice de Frobenius obtenue par les méthodes de décomposition LU et QR.	203

B.5	Cercle unitaire dans le plan complexe pour les décompositions LU (gauche) et QR (droite). Les valeurs propres sont représentées par des points dont la taille et la couleur dépendent de la norme du mode dynamique associé à la valeur propre considérée.	204
B.6	Normes adimensionnées des modes dynamiques obtenus par les méthodes de décomposition LU et QR pour la somme de sinus avec $a_1 = a_2 = a_3 = 1, 0$. j est le numéro du mode DMD ($j = [1, N - 1]$).	204
B.7	(a) Signal sinusoïdal à fréquence variable. (b) Cercle unitaire dans le plan complexe. (c) Normes adimensionnées des modes dynamiques en fonction de leur indice j respectif.	205
B.8	(a) Somme de signaux sinusoïdaux à amplitudes distinctes. (b) Cercle unitaire dans le plan complexe. (c) Normes adimensionnées des modes dynamiques en fonction de leur indice j respectif.	206
B.9	Somme de signaux sinusoïdaux à amplitudes distinctes sur une ligne de capteurs (1D). (a) Valeurs propres dans le plan complexe. (b) Normes adimensionnées des modes dynamiques en fonction du nombre de Strouhal St .	206

Introduction

Sujet de l'étude

Le transport spatial est devenu un atout majeur pour répondre aux problématiques actuelles tant environnementales, relayées par les missions d'observations scientifiques, qu'économiques avec le développement des capacités de télécommunications. Deux des objectifs principaux de l'accès à l'espace sont le développement de la fiabilité des lanceurs et l'augmentation de la capacité en charge utile. Dans ce contexte, la conception de l'étage propulsif constitue un enjeu majeur pour garantir le succès de la mise en orbite et la sécurité de la technologie embarquée. À ce titre, la phase atmosphérique du vol constitue un évènement critique.

Durant le régime transsonique, l'exploitation des données en vol du lanceur Ariane 5 a mis en évidence la présence de fortes fluctuations de pression pariétale pouvant induire des efforts instationnaires repris par les vérins du moteur Vulcain. L'écoulement autour de l'arrière-corps d'un lanceur de type Ariane 5 est en partie à l'origine de ces efforts qui s'exercent normalement à l'axe de poussée du lanceur. Ils sont communément qualifiés de « charges latérales » et compromettent la manoeuvrabilité de la fusée et l'intégrité du divergent. Ce type d'écoulement est caractérisé par un décollement massif où se produit des phénomènes tridimensionnels et instationnaires, avec des courants de recirculation complexes organisés autour d'enroulements tourbillonnaires. Outre les conditions extrêmes de température et de pression induites par la combustion au sein du moteur, l'aérodynamique externe au niveau du culot du lanceur apparaît donc comme une source d'excitation potentiellement néfaste aux matériaux et à la mission. Certains modes qui composent cette excitation aérodynamique, sont susceptibles de provoquer une réponse structurelle forte. Deux d'entre eux peuvent être distingués. Le premier, à caractère antisymétrique, concerne le mode de « tremblement », de « *buffeting* culot », ou encore de pendule. Le second mode, symétrique, se rapporte à « l'ovalisation de tuyère ».

Dans le but de réduire les charges latérales, le premier objectif de cette étude consiste à identifier l'origine des fluctuations de pression au sein de l'écoulement. La prévision et la mise en évidence de la dynamique de l'écoulement massivement décollé sont considérées au moyen de simulations numériques et d'analyses physiques approfondies. Dans un second temps, le contrôle des phénomènes instationnaires à l'origine du *buffeting* et de l'ovalisation est abordé.

Contexte bibliographique de l'étude

Les écoulements massivement décollés ont fait l'objet de nombreuses études par le passé. Dans le cadre de l'étude de l'aérodynamique des arrière-corps, l'intérêt est plus particulièrement porté sur les écoulements de type marche descendante axisymétrique de longueur finie.

Compréhension de la dynamique d'un écoulement d'arrière-corps axisymétrique : Les premières études expérimentales (Deprés [43, 44]) ont permis, entre autres, de déterminer les champs statistiques de pression et de vitesse dans la zone décollée. Il a été montré qu'il existe des similitudes entre les cas de marche descendante plane et d'arrière-corps axisymétrique (Weiss [173]) notamment dans la structure moyenne du bulbe de recirculation et dans l'évolution de la pression longitudinale au culot.

Les analyses spectrales du champ fluctuant menées à la fois expérimentalement (Deprés et al. [44], Meliga et al. [104]) et numériquement (Deck et Thorigny [41], Weiss et al. [177]) ont permis d'identifier localement les fréquences caractéristiques de la zone décollée. Des phénomènes instationnaires tels que le lâcher tourbillonnaire (*vortex shedding*) ou le battement de la couche de mélange (*flapping*) ont pu être associés à ces fréquences.

Du point de vue des échelles spatiales relatives aux fréquences caractéristiques, des analyses de corrélation en deux points ont révélé l'existence d'un mode azimutal $m = 1$, fortement énergétique impliquant deux points diamétralement opposés, et associé à une fréquence adimensionnée $St_D = 0,2$ correspondant au lâcher tourbillonnaire. Pour l'arrière-corps axisymétrique, les modes azimutaux supérieurs ($m \geq 2$) ont révélé des niveaux négligeables de corrélation. Cependant, quelques études expérimentales sur une maquette du lanceur Ariane 5 (non axisymétrique) ont révélé d'autres échelles spatiales énergétiques. Notamment, des analyses modales de type *Proper Orthogonal Decomposition* (POD) (Schrijer et al. [149]) ont mis en évidence une organisation de type $m = 2$ pour la pression pariétale (Marié et al. [101]), avec une opposition de phase pour deux points séparés de $\pi/2$.

Toutefois, ces analyses spectrales n'ont pas été réalisées de manière globale, à savoir en prenant en compte l'ensemble des points de mesures dans toute la région massivement décollée de l'écoulement.

Plus récemment, une étude de stabilité linéaire locale ([177]) a révélé la présence d'une zone d'instabilité absolue située au milieu de la zone de recirculation. D'autre part, la moyenne de phase a été souvent utilisée pour mettre en évidence une longueur d'onde caractéristique dans un champ 2D, comme dans [173] pour le sillage d'une marche descendante plane, ou 3D, comme Weickgenannt et Monkewitz [172] pour celui d'un culot franc. Ces représentations graphiques ont été limitées à des gammes de nombres de Reynolds bas à moyens.

Contrôle des charges latérales sur un arrière-corps axisymétrique : Le contrôle des charges latérales sur un arrière-corps axisymétrique a suscité peu d'études par le passé. Meliga et al. [105] sont parvenus à réduire légèrement le taux de fluctuations des efforts instationnaires en plaçant une jupe dentelée au niveau du point de décollement, dans le prolongement du culot. Du point de vue numérique, un dispositif de contrôle par jets ([174]) a permis de réduire de 12% le taux de fluctuations du mode de *buffeting* $m = 1$. Néanmoins, les géométries étudiées dans la bibliographie n'ont pas permis de faire apparaître le mode d'ovalisation de tuyère, identifié lors de l'exploitation des données en vol, et la performance des dispositifs de contrôle proposés n'a donc pas été évaluée pour ce mode.

Synthèse : Le contexte bibliographique fait donc état d'une connaissance très approfondie de l'écoulement d'un arrière-corps axisymétrique présentant des caractéristiques géométriques similaires au corps central d'Ariane 5 isolé. Il n'existe en revanche pas d'analyses concernant les écoule-

ments massivement décollés autour de géométries de type tri-corps constituées d'un corps central avec des *boosters* latéraux. C'est dans ce contexte que s'inscrit la présente étude.

Démarche

Analyse de la dynamique d'arrière-corps axisymétrique : Dans l'objectif de déterminer l'organisation spatiale globale du contenu spectral dans la zone massivement décollée, l'intérêt est dans un premier temps porté sur une géométrie existante d'arrière-corps axisymétrique. Une acquisition massive de données instantanées est mise en place et conduit à une analyse spectrale tridimensionnelle afin de localiser les fluctuations les plus énergétiques et leurs fréquences caractéristiques.

Cette acquisition massive est réalisée sur une simulation numérique de type ZDES, qui permet de traiter la grande diversité d'échelles spatiales impliquées dans l'écoulement turbulent et compressible. La ZDES appartient à la famille des méthodes hybrides RANS/LES. Elle fournit un bon compromis car elle permet la résolution d'un grand nombre d'échelles turbulentes actives pour un coût *CPU* accessible avec les moyens informatiques de l'ONERA. La simulation numérique présente par ailleurs l'avantage de donner accès aux variables conservatives instantanées en tout point du maillage.

Pour exposer la structure spatiale associée à chaque fréquence caractéristique du champ fluctuant, une analyse modale est proposée. La décomposition en modes de Fourier est tout d'abord considérée car elle permet de passer d'une représentation du signal fluctuant dans l'espace temporel à une représentation dans l'espace fréquentiel. Au même titre, la récente méthode de Décomposition en Modes Dynamiques (DMD) (Schmid [146] et Rowley et al [137]) est utilisée pour extraire les caractéristiques pertinentes de l'écoulement. Ces deux méthodes permettent de révéler le support spatial relatif aux différentes perturbations de l'écoulement. L'approche de Fourier traite les signaux de pression fluctuante en un point. Elle est ici généralisée pour considérer l'intégralité des points dans le volume d'acquisition des données instantanées. Un des critères pour extraire l'information principale du contenu spectral consiste à sélectionner localement les fluctuations de pression les plus énergétiques et leur fréquence associée. La DMD fournit un unique spectre de distribution de l'énergie dans l'espace fréquentiel pour l'ensemble des signaux acquis. L'influence des paramètres d'acquisition de ces signaux (en temps et en espace) sur le contenu spectral et modal est considérée.

Caractérisation du mode d'ovalisation : Le contexte bibliographique a montré la nécessité de concevoir une géométrie d'arrière-corps « représentative » de la géométrie réelle du lanceur Ariane 5, c'est-à-dire capable de reproduire les modes de *buffeting* et d'ovalisation de tuyère. Dans cette optique, une géométrie constituée d'un arrière-corps axisymétrique, et de deux cylindres similaires aux *boosters* du lanceur Ariane 5 est proposée.

L'objectif est alors de caractériser le mode d'ovalisation, en cherchant notamment à suivre son évolution au cours du temps. Un critère capable de déterminer l'effet du mode d'ovalisation sur une section de l'arrière-corps à chaque instant est proposé. Ce critère est d'autre part combiné à une analyse spectrale afin d'identifier les fréquences des perturbations qui excitent le mode de déformation.

Influence de la présence de cylindres latéraux sur la dynamique d'un écoulement massivement décollé : Au même titre que pour le cas d'arrière-corps axisymétrique, une analyse spectrale massive est effectuée pour le cas tri-corps afin de mettre en évidence la distribution spatiale associée au contenu spectral du champ de pression fluctuante. Le fait de conserver le même corps central que dans la littérature permet d'établir une comparaison du contenu spectral avec l'arrière-corps axisymétrique. Cette comparaison met en lumière l'effet de la présence des *boosters* latéraux

sur la dynamique de l'écoulement.

Contrôle des écoulements décollés d'arrière-corps sur une configuration non-axisymétrique : Enfin, l'analyse des charges latérales et le contrôle des modes de tremblement et d'ovalisation est abordé. Le premier point consiste à utiliser le dispositif de contrôle par jets issu de [174] et à évaluer son efficacité en l'appliquant à la configuration tri-corps. L'objectif est d'apprécier si la modification de la dynamique de l'écoulement non-contrôlé, due aux *boosters* latéraux, affecte également la performance du dispositif de contrôle.

Un dispositif de contrôle adapté spécifiquement à la configuration tri-corps est ensuite proposé, et son efficacité est estimée.

Structure de l'étude

Le mémoire se décline en cinq chapitres.

Tout d'abord, la synthèse des études antérieures sur la dynamique des écoulements décollés/recollés est exposée dans le chapitre 1, lui-même décomposé en deux parties. Il regroupe dans un premier temps les études ayant trait à l'écoulement massivement décollé d'arrière-corps axisymétrique. La géométrie de type tri-corps n'ayant fait l'objet que de très peu d'études, la seconde partie du chapitre rassemble les écoulements, de manière plus générale, qui présentent des dynamiques similaires.

Dans le chapitre 2, la méthode choisie pour le traitement numérique des phénomènes turbulents instationnaires est exposée. Le choix de l'approche hybride RANS/LES appelée ZDES (*Zonal Detached Eddy Simulation* de [36]) est justifié pour la simulation d'écoulements turbulents à haut nombre de Reynolds.

L'analyse de la dynamique de l'écoulement d'arrière-corps est décomposée en deux chapitres. Le chapitre 3 est dédié à l'analyse spectrale massive de l'ensemble du champ fluctuant de pression autour de l'arrière-corps axisymétrique correspondant au corps central isolé de type Ariane 5. Une analyse modale est également menée afin de mettre en évidence l'organisation spatiale associée aux différentes fréquences caractéristiques du champ fluctuant.

Le second volet de l'analyse de l'écoulement d'arrière-corps (chapitre 4) se concentre sur la configuration d'arrière-corps avec cylindres latéraux. Au vu des différences de dynamiques avec la configuration du chapitre précédent, il est ainsi possible d'apprécier si les dispositifs de contrôle existants pour l'arrière-corps axisymétrique sont transposables à son homologue tri-corps.

À la lumière des analyses précédentes, le but du chapitre 5 est de concevoir un dispositif de contrôle pour l'arrière-corps avec cylindres latéraux. Chaque dispositif retenu fait l'objet d'une simulation numérique ZDES avec la même approche qu'au chapitre 4 afin d'estimer son efficacité.

Dynamique des écoulements décollés / recollés

1.1 Cas d'un écoulement d'arrière-corps mono-cylindre	28
1.1.1 Physique des écoulements d'arrière-corps	29
1.1.1.1 Couche limite amont (Zone I) et décollement (Zone II)	29
1.1.1.2 Développement de la couche cisailée (Zone III)	30
1.1.1.3 Bulbe de recirculation (Zone IV) et tourbillon de coin (Zone V)	33
1.1.1.4 Recollement (Zone VI)	35
1.1.1.5 Sillage proche (Zone VII) et lointain (Zone VIII)	37
1.1.2 Contrôle des écoulements décollés/recollés	42
1.1.2.1 Contrôle passif	43
1.1.2.2 Contrôle actif	44
1.2 Cas d'un écoulement décollé de type tri-corps	45
1.2.1 Physique des écoulements confinés	46
1.2.1.1 Interactions des couches cisailées (Zone B-I)	46
1.2.1.2 Interactions des sillages (Zone B-II)	49
1.2.1.3 Zone d'écoulement faiblement débitant, analogie de la cavité (Zone B-III)	51
1.2.2 Contrôle des écoulements décollés/recollés de type tri-corps	54
1.3 Synthèse	55

Le lanceur Ariane 5 est caractérisé par deux plans de symétries : le premier contient le corps central uniquement, le second contient le corps central et les deux cylindres latéraux. Dans la suite du manuscrit, ces plans sont désignés par (NB) (*No Boosters*) et (B) (*Boosters*) respectivement (cf. figure 1.1). Chacun de ces plans présente des caractéristiques géométriques propres qui peuvent influencer la dynamique de l'écoulement.

L'objectif de ce chapitre est de synthétiser les résultats des études antérieures sur des écoulements de configurations similaires aux plans (NB) et (B), dans le but de prévoir quelles pourraient être les dynamiques dans chaque plan. On procède à une description zonale des phénomènes instationnaires de l'écoulement.

Dans un premier temps, l'intérêt est porté sur la physique des écoulements décollés dans le plan

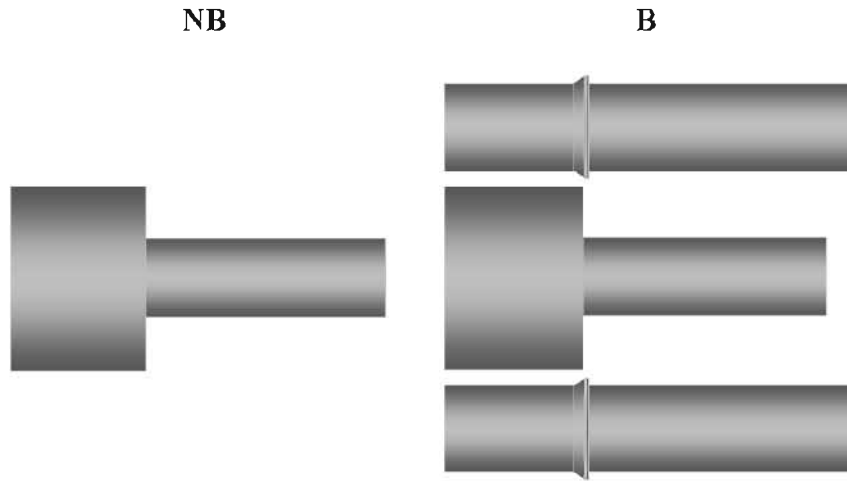


FIG. 1.1 – Schéma des plans de symétrie de l'arrière-corps de type Ariane 5.

(NB). L'étude bibliographique de la dynamique de ce plan a fait l'objet de travaux très approfondis par Weiss [173]. La première partie de ce chapitre constitue principalement une synthèse de ces travaux, afin de fournir les éléments nécessaires pour la présente étude.

Dans un second temps, le chapitre porte sur la physique de l'écoulement dans le plan (B) et dresse un bilan des différentes dynamiques locales.

1.1 Cas d'un écoulement d'arrière-corps mono-cylindre

L'étude bibliographique de l'écoulement moyen de culot axisymétrique avec émergence est décomposée en neuf zones principales et trois points remarquables, illustrés dans la figure 1.2 (partie supérieure) et désignés dans le tableau 1.1. Chacune de ces zones est caractérisée par des phénomènes physiques instationnaires intrinsèques (cf. figure 1.2 (partie inférieure)).

TAB. 1.1 – Annotations et descriptions de la figure 1.2.

I	Écoulement amont (couche cisailée originale en proche paroi)
II	Décollement et apparition d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz
III	Développement de la couche cisailée
IV	Zone de recirculation
V	Écoulement de coin
VI	Bifurcation de la couche cisailée
VII	Zone de recirculation secondaire
VIII	Zone de sillage proche et lointain
IX	Zone de distorsion
D	Point de décollement
Rm	Point de recollement moyen
P	Point d'arrêt

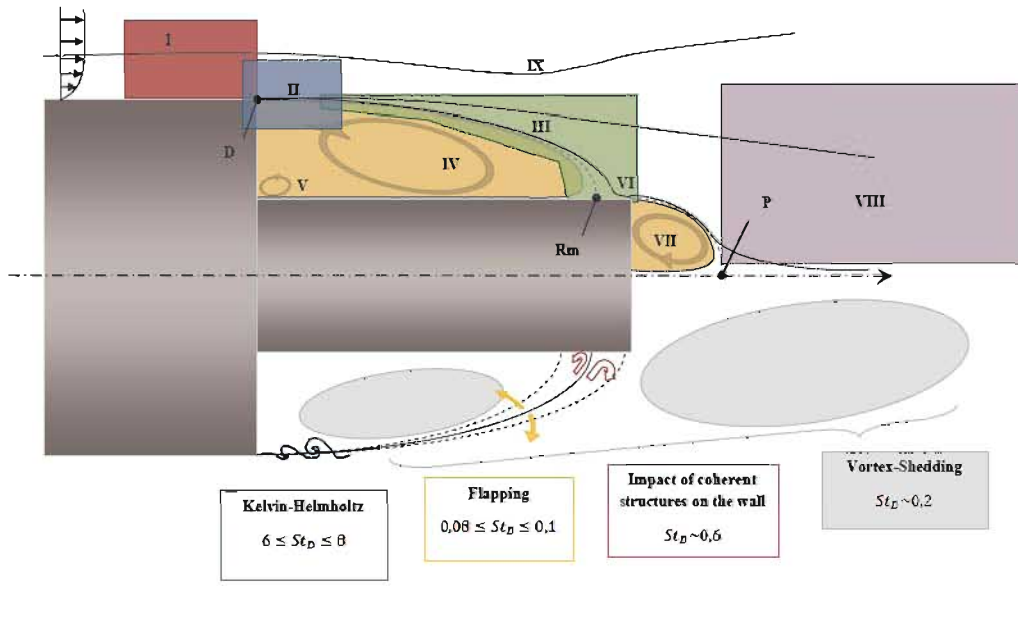


FIG. 1.2 – Schéma de la topologie moyenne (partie supérieure) et phénomènes instationnaires principaux (partie inférieure) d'un écoulement d'arrière-corps axisymétrique (adapté de [173]). $St_D = fD/U_\infty$ est le nombre de Strouhal, avec D le plus grand diamètre de l'arrière-corps et U_∞ la vitesse longitudinale dans le champ libre.

Dans un premier temps, la dynamique de ces phénomènes est décrite. Puis, des études portant sur le contrôle des écoulements massivement décollés en aval de géométries mono-corps sont présentées.

1.1.1 Physique des écoulements d'arrière-corps

Les écoulements décollés/recollés sont caractérisés par la formation d'une couche cisailée à l'interface entre la zone de recirculation et l'écoulement libre. Dans le cas des écoulements massivement décollés, ces deux premières régions sont le siège de fortes instabilités qui sont présentées ici.

1.1.1.1 Couche limite amont (Zone I) et décollement (Zone II)

Les écoulements d'arrière-corps impliquent souvent le décollement de la couche limite qui se développe en amont du point de décollement (D) (cf. figure 1.2). Dans le cas présent la position de ce point est imposée par la géométrie en raison de la discontinuité de forme (brusque variation de diamètre). Néanmoins de manière plus générale, la position du décollement n'est pas toujours connue et il existe différents critères pour sa détection.

Par ailleurs, le comportement de l'écoulement en aval du décollement en fonction des propriétés de l'écoulement amont a fait l'objet d'études expérimentales et numériques.

La détection du point de décollement ainsi que l'influence de l'écoulement amont sur la dynamique en aval sont brièvement abordés ici.

Décollement (Zone II) : D'après Simpson [158], deux facteurs principaux conditionnent le décollement d'une couche limite. Tout d'abord, un gradient de pression positif peut induire un décollement d'une couche limite notamment dans le cas d'une interaction choc-couche limite. Les effets de courbure constituent un second facteur de décollement. Le cas extrême étant par exemple celui d'une marche descendante dont la rupture de géométrie soudaine est directement à l'origine

du décollement de la couche limite.

Simpson [158] propose par ailleurs une définition du décollement basée sur la fraction de temps γ_{pu} durant laquelle l'écoulement pour une position x à la paroi évolue suivant le sens de l'écoulement moyen. Il définit ainsi quatre points remarquables :

- ID (*Incipient Detachment*) pour $\gamma_{pu} = 0,99$.
- ITD (*Intermittent Transitory Detachment*) pour $\gamma_{pu} = 0,8$.
- TD (*Transitory Detachment*) pour $\gamma_{pu} = 0,5$.
- D (*Detachment*) quand le frottement est nul en moyenne.

Propriétés de l'écoulement amont : L'influence des propriétés de la couche limite amont sur l'écoulement en aval du point de décollement (D) a été étudiée à la fois à faibles et hauts nombres de Reynolds pour des configurations de type marche descendante. Notamment, Aider et Danet [2] ont effectué une simulation aux grandes échelles à $Re_h = 5100$ ($\delta/h = 1,2$) avec deux conditions d'entrée (bruit blanc et calcul précurseur). Dans les deux cas, ils ont mis en évidence que les structures cohérentes de la couche limite amont déclenchent rapidement l'instabilité de la couche de mélange ce qui réduit la longueur de recollement moyenne du bulbe de recirculation. Par ailleurs, les spectres de fluctuations de pression dans le cas avec calcul précurseur montrent une influence de l'écoulement amont sur les hautes fréquences associées à l'instabilité de la couche de mélange. Dans le cas d'écoulements décollés à hauts nombres de Reynolds, Holmes et al. [68] font remarquer que les propriétés intégrales de la couche limite turbulente possèdent un impact plus important que celles des structures cohérentes.

1.1.1.2 Développement de la couche cisailée (Zone III)

Dans la première moitié de la zone décollée, proche du point de décollement (D) (cf. figure 1.2), la couche cisailée n'est que peu ou pas infléchiée et peut être assimilée à une couche de mélange plane libre.

Couche de mélange plane libre et développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz : L'instabilité dite de Kelvin-Helmholtz intervient à l'interface entre deux courants parallèles de vitesses différentes (U_1, U_2) et, de manière générale, de densités (ρ_1, ρ_2) différentes comme illustré dans la figure 1.3. La couche de mélange qui se forme à l'interface tend alors à homogénéiser les gradients de variables conservatives.

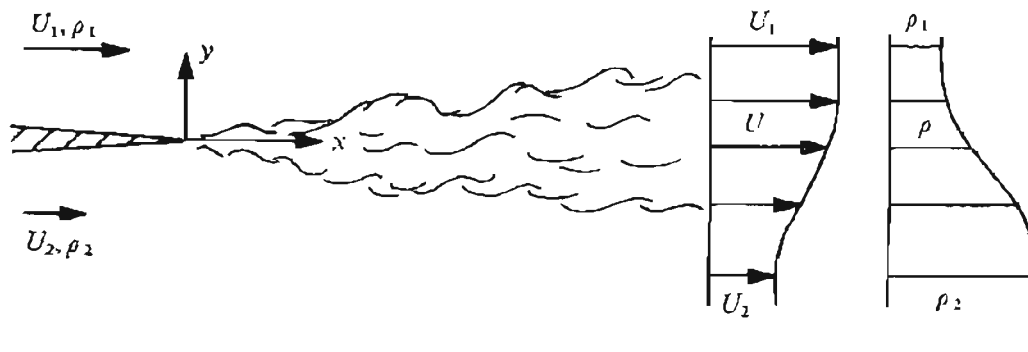


FIG. 1.3 – Schéma d'une couche de mélange plane (issu de Brown et Roshko [16]).

Pour un écoulement amont 2D où les composantes transverses de la vitesses (v et w) sont nulles de chaque côté de l'interface, Kundu et Cohen [85] montrent que l'instabilité est d'amplitude croissante si :

$$g(\rho_2^2 - \rho_1^2) < k\rho_1\rho_2(U_1 - U_2)^2 \quad (1.1)$$

où k est le nombre d'onde et g la gravité. Dans le cas où $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, ceci revient à :

$$k\rho^2 (U_1 - U_2)^2 > 0 \quad (1.2)$$

Ce qui signifie que l'écoulement est toujours instable tant que $U_1 \neq U_2$.

D'autre part, Brown et Roshko [16] ont permis de mettre en évidence le caractère bi-dimensionnel des structures tourbillonnaires de la couche de mélange. Pour les nombres de Reynolds élevés, certains auteurs ont néanmoins émis des réserves quant à la conservation du caractère bi-dimensionnel de ces structures tourbillonnaires.

Épaisseur de vortacité : Comme illustré sur la figure 1.3 la couche de mélange est caractérisée par un évasement (élargissement suivant la direction y pour x croissant). Ce développement transverse de la couche cisailée peut être quantifié par l'épaisseur de vortacité notée δ_ω , exprimée en mètres et définie comme suit :

$$\delta_\omega(x) = \frac{\Delta U(x)}{\max_y \frac{\partial U(x)}{\partial y}} \quad (1.3)$$

où $\Delta U(x) = (U_2 - U_1)$.

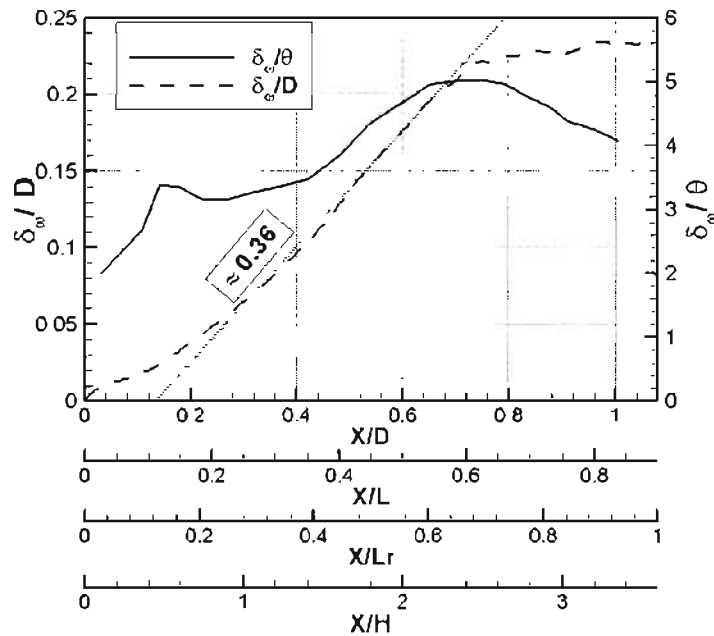


FIG. 1.4 – Épaisseur de vortacité et rapport entre épaisseur de vortacité et épaisseur de quantité de mouvement θ le long de la couche de mélange (issu de Deck et Thorigny [41]).

À partir d'une certaine distance du point de décollement (D), la croissance de la couche de mélange est linéaire comme illustré dans la figure 1.4. Pour un arrière-corps axisymétrique, Deck et Thorigny [41] ont obtenu un taux de croissance $d\delta_\omega/dx \simeq 0,36$ en bon accord avec la littérature.

Contenu fréquentiel de la couche de mélange : Huerre et Rossi [72] ont mené une étude de stabilité linéaire du cas de couche de mélange plane libre afin de déterminer la fréquence la plus amplifiée des fluctuations de pression en fonction de la position x le long de l'écoulement. Les auteurs en arrivent à l'expression suivante :

$$f_{KH}(x) \approx 0.135 \frac{\bar{U}(x)}{\delta_\omega(x)} \quad (1.4)$$

où $\bar{U}(x) = \frac{U_1(x)+U_2(x)}{2}$.

Battement de la couche cisailée : Parmi les phénomènes instationnaires qui se produisent au sein de la couche de mélange, le battement de la couche cisailée est caractérisé par une basse fréquence. Ce phénomène est aussi appelé *flapping* dans la littérature, et désigne le battement vertical et intermittent de la couche de mélange.

Driver et al. [47] ont analysé le contenu fréquentiel lié au passage des structures cohérentes au niveau du recollement (cf. figure 1.5) et en ont conclu que le phénomène de battement de la couche de mélange intervient dans une gamme de nombre de Strouhal $St < 0,1$.

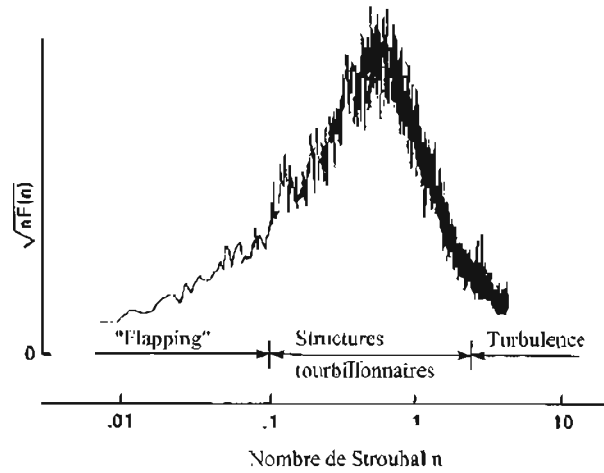


FIG. 1.5 – Spectre de pression pariétale à $x/L_r = 0,9$ (issu de Driver et al. [47]).

Par ailleurs, Kiya et Sasaki [82], ont mis en évidence, que l'oscillation verticale de la couche de mélange proche du point de décollement est corrélée aux mouvements longitudinaux du point de recollement. Ce battement basse fréquence est alors associé à des variations du volume de la zone de recirculation comme il est détaillé par la suite.

Appariements tourbillonnaires : Le développement des vortex générés au sein même de la couche de mélange a fait l'objet de nombreuses études. Les plus notables concernent l'analyse des interactions mutuelles entre les tourbillons à mesure qu'ils sont convectés vers l'aval (cf. figure 1.6 (a)).

Notamment, Ho et Huang [66] ont étudié la réponse d'une couche de mélange plane libre à un forçage dans les champs de part et d'autre de la plaque séparatrice. Ils observent que la fréquence de réponse dans la couche de mélange n'est pas forcément égale à la fréquence de forçage notée f_f (cf. figure 1.6 (b)) avec $f_f = \frac{1}{m}f_r$ ($m = 1, 2, 3, 4$ indice du mode sélectionné par la couche de mélange). La fréquence de réponse f_r est la fréquence à laquelle les tourbillons se forment dans la couche cisailée forcée, les fréquences f_f représentent les sous-harmoniques. Ainsi les auteurs observent qu'en dessous d'une certaine limite pour f_f , la fréquence de réponse f_r bascule de manière discontinue à une fréquence plus élevée. Pour la gamme de f_f qu'ils utilisent, les auteurs en déduisent quatre tendances pour f_r , qu'ils désignent par les modes I, II, III, et IV (cf. figure 1.6 (b)). Les modes II, III, et IV impliquent respectivement l'appariement de deux, trois et quatre tourbillons. Le taux de diffusion de la couche de mélange augmente ainsi respectivement avec l'indice du mode impliqué.

D'après les auteurs, le paramètre f_f est le plus déterminant pour la modification à la fois de la position de l'appariement des tourbillons, et du nombre de tourbillons pour chaque appariement. Plus f_f est grand, plus la position de l'appariement remonte en amont. Enfin, il ressort que la dynamique associée à la fréquence sous-harmonique f_f agit comme un catalyseur de l'appariement tourbillonnaire et non comme son résultat. Les auteurs mettent en effet en évidence que l'apparie-

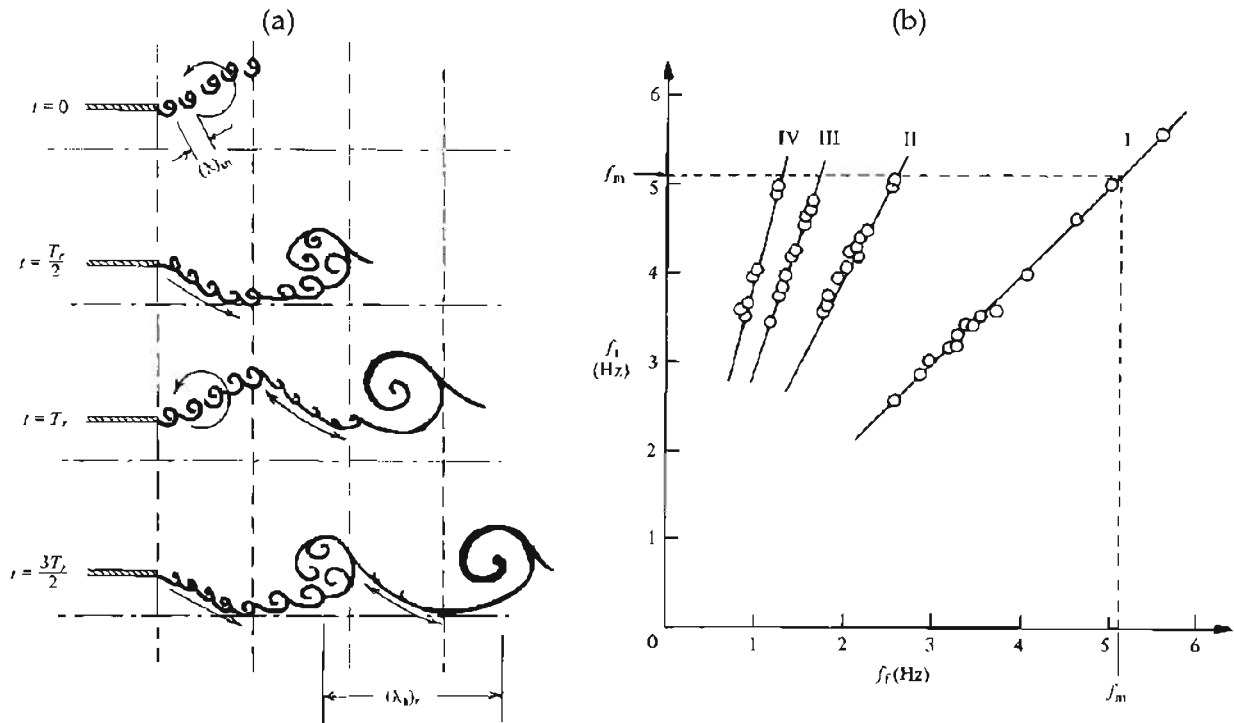


FIG. 1.6 – (a) Schéma des interactions entre vortex (issu de Ho et Nosseir [67]) - (b) Fréquence de réponse en fonction de la fréquence de forçage (issu de Ho et Huang [66]).

ment est significativement retardé si le sous-harmonique est supprimé par forçage à la fréquence la plus amplifiée.

Browand [15] avait auparavant mené une étude expérimentale similaire avec des couches limites amonts laminares. L'auteur a alors introduit la notion de longueur d'onde de forçage λ ($\lambda = 1, 25$ dans son cas) pour localiser la première apparition du sous-harmonique ($x/\lambda = 1, 2$).

1.1.1.3 Bulbe de recirculation (Zone IV) et tourbillon de coin (Zone V)

Une partie de l'écoulement en amont du point de décollement délivre de la masse et de la quantité de mouvement au tourbillon primaire de la zone de recirculation ce qui le maintient en rotation. La zone de recirculation est caractérisée par un courant de retour en proche paroi (comme le montrent les lignes de courant de la figure 1.7). Les vitesses longitudinales négatives peuvent y atteindre 33% de la vitesse de l'écoulement libre dans le cas d'un arrière-corps axisymétrique ([177]). Dans certains cas, la topologie moyenne de recirculation montre par ailleurs un tourbillon secondaire contra-rotatif par rapport au précédent (cf. figure 1.7), également désigné par tourbillon de coin.

Le but de cette section est de décrire les caractéristiques principales de la dynamique des tourbillons primaires et secondaires.

Phénomène de respiration du bulbe : Les études de la littérature ont mis en évidence des oscillations du volume du bulbe décollé qui ont été attribuées communément à une « respiration » du bulbe de décollement. Ce phénomène de respiration a été observé par Eaton et Johnston [50] qu'ils supposent être dû à un déséquilibre entre le taux d'entraînement du fluide de la zone de recirculation par la couche cisailée et le taux de réinjection du fluide au niveau du recollement. Kiya et Sasaki [82] ont par ailleurs remarqué qu'un mouvement vers le haut ou le bas de la couche

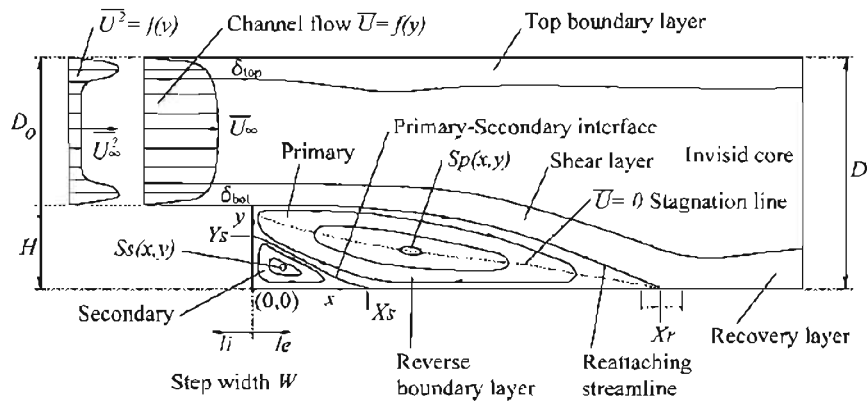


FIG. 1.7 – Topologie moyenne de l'écoulement de marche descendante en régime turbulent (issu de Hall et al. [64]).

de mélange est lié respectivement à un mouvement vers l'aval ou vers l'amont du point de recollement. Les auteurs expliquent ce phénomène par une accumulation de vorticité dans la zone de recirculation qui s'accompagnerait d'une croissance de la longueur de bulbe et d'un mouvement vers l'extérieur de la couche cisailée. Lorsque la vorticité accumulée est suffisante, un gros tourbillon se détache du bulbe faisant chuter le volume de ce dernier.

Du point de vue du champ fluctuant dans la zone décollée, de nombreuses études ont fait l'objet d'analyses spectrales de la pression pariétale fluctuante. Récemment Weiss et al. [177] ont analysé le contenu spectral des fluctuations de pression à la paroi du cylindre émergent pour la configuration d'arrière-corps axisymétrique. Ils remarquent que les fluctuations de pression les plus intenses sont associées au mode azimutal $m = 1$, en accord avec les résultats de Deck et Thorigny [41], et à $St_D = 0,2$ la fréquence normalisée du lâcher tourbillonnaire (cf. figure 1.8). Par ailleurs, cette analyse spectrale étendue à l'ensemble des capteurs de pression situés à la peau de l'émergence leur a également permis de localiser un pic énergétique au milieu du cylindre émergent ($0,35 \leq x/D \leq 0,75$) comme illustré dans la figure 1.8.

Enfin, grâce à une étude de stabilité linéaire locale, les auteurs ont mis en évidence que cet intervalle est associé à une zone d'instabilité absolue liée au mode $m = 1$ (cf. figure 1.9). La présence d'une instabilité absolue dans le cas d'écoulements massivement décollés a été étendue au concept d'instabilité locale/globale par Huerre et Monkewitz [70]. En effet, la présence d'une zone absolument instable dans les régions de recirculation à fort courant de retour impose la dynamique de l'écoulement à travers l'existence d'un mode global.

Tourbillon de coin Il existe peu d'études dans la littérature qui concernent l'analyse du tourbillon de coin. Pour le cas d'arrière-corps axisymétrique avec jet propulsif, Deck et Thorigny [41] ont mis en lumière les variations fortement instationnaires de position et de taille du tourbillon de coin. La figure 1.10 (a) montre les pseudo-lignes de courant instantanées ainsi que les régions de fluide s'écoulant dans le sens ($u > 0$) et à contre-sens de l'écoulement ($u < 0$). Les auteurs notent un mouvement quasiment périodique de croissance puis de disparition du tourbillon contra-rotatif. Weiss [173] a d'autre part mené une étude numérique à $Re = 1,2 \times 10^6$ pour comparer les écoulements de marche descendante axisymétrique, plane et de double marche descendante. Il met ainsi en évidence que le tourbillon de coin moyen du cas axisymétrique est environ trois fois plus volumineux que celui de l'arrière-corps plan comme illustré dans la figure 1.10 (b).

Du point de vue du contenu fréquentiel, la fréquence du mouvement de croissance puis dégénérescence est estimée à 185 Hz, soit $St_L \simeq 0,08$. Cette fréquence est en accord avec les résultats de Spazzini et al. [162] pour une marche descendante plane. Ces auteurs notent que cette fréquence

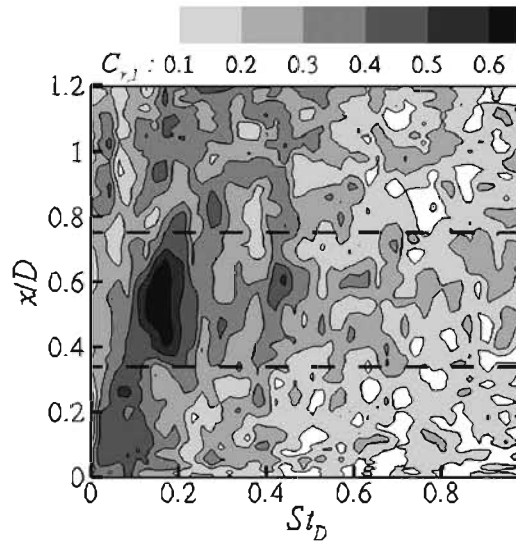


FIG. 1.8 – Nappe de cohérence spectrale $C_{r,1}$ associée au mode azimutal de pression $m = 1$ à la peau du cylindre émergent. (— — —) Zone d'instabilité absolue (cf. figure 1.9) (issu de Weiss et al. [177]).

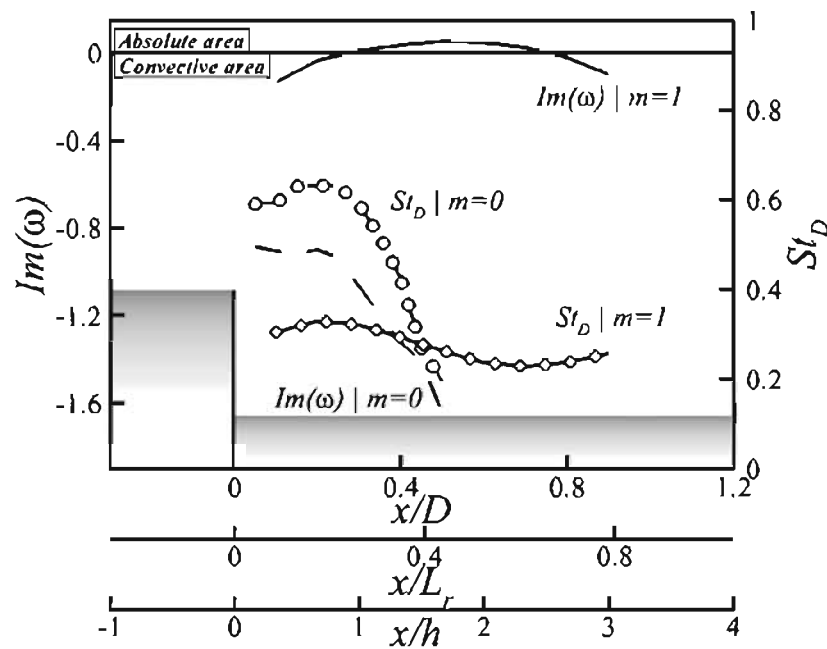


FIG. 1.9 – Evolution longitudinale du taux d'amplification $\Im(\omega)$ et du nombre de Strouhal St_D pour les modes $m = 0$ et $m = 1$ (issu de Weiss et al. [177]).

est comparable à celle du *flapping*, et en concluent une correspondance entre les fréquences du *flapping* et de la dynamique du tourbillon de coin. Ils précisent par ailleurs qu'il est difficile de dire quel phénomène déclenche réellement l'ensemble du mouvement.

1.1.1.4 Recollement (Zone VI)

En se développant la couche de mélange issue du point de décollement (D) finit par infléchir et impacter la paroi au niveau du point de recollement. Suivant les configurations, la position de

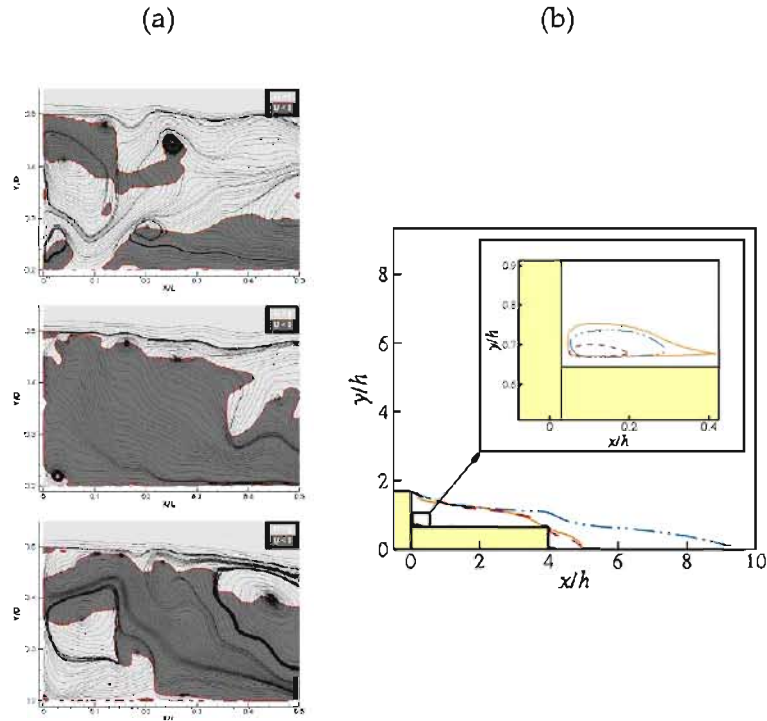


FIG. 1.10 – (a) Visualisation de l'écoulement de coin à différents instants. Du haut vers le bas : t_0 , $t_0 + 2,72 \times 10^{-3} \text{ s}$, $t_0 + 5,4 \times 10^{-3} \text{ s}$ (issu de Deck et Thorigny [41]) - (b) Isolignes $U/U_\infty \simeq 0,01$ pour la configuration de référence et les deux configurations planes. (—) : configuration axisymétrique, (---) : configuration plane, (- · -) : configuration de double marche descendante (issu de Weiss [173]).

ce point de recollement est amenée à varier au cours du temps, du fait des instationnarités de la couche de mélange et du bulbe décollé. Il convient dès lors de distinguer le point de recollement moyen (R_m , cf. figure 1.2) du point de recollement instantané.

La position du point de recollement moyen est fixe et une manière pour tenter de la localiser peut consister à déterminer la frontière de la zone de recirculation. Dans la littérature, les auteurs se limitent souvent à observer une isoligne de la vitesse longitudinale pour une valeur nulle de la vitesse à l'infini. La position du point (R_m) correspond alors à l'impact de l'isoligne de vitesse avec la paroi.

Certains auteurs utilisent par ailleurs la méthode de la *Forward Flow Probability* (FFP) qui définit la frontière de la zone de recollement comme le lieu où la vitesse instantanée est 50% du temps dans le sens de l'écoulement et 50% du temps dans le sens inverse. Sassoon et al. [144] définissent ainsi le critère FFP suivant :

$$FFP = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{u_i}{|u_i|} \quad (1.5)$$

et en déduisent que l'écoulement est recollé si $FFP > 50\%$.

Enfin, Mohsen [114] et Coe [28] ont mis en évidence que la zone juste en amont du point de recollement était associée à un pic du coefficient de pression *RMS*. Hudy et al. [69] ont suggéré que ces fortes fluctuations de pression sont générées par les structures tourbillonnaires de la couche cisailée dont l'amplitude augmente à mesure qu'elles sont convectées vers la paroi.

Phénomène de *feedback* : L'impact des structures tourbillonnaires sur la paroi au niveau du

point de recollement est un processus fortement instationnaire et énergétique. Un cas de figure extrême pour ce type de recollement concerne les écoulements de cavité. L'impact des tourbillons de la couche de mélange dans ce cas génère des ondes de pression qui remontent l'écoulement vers le point de décollement. Il s'ensuit un phénomène de couplage aéro-acoustique modélisé pour la première fois par Rossiter [134] et brièvement détaillé par la suite.

Dans le cas de l'arrière-corps axisymétrique, Deck et Thorigny [41] ont analysé l'hypothèse que les ondes de pression qui remontent l'écoulement depuis le sillage interagissent avec le point de décollement dans un processus auto-entretenu. Pour ce faire, les auteurs utilisent le modèle de Tam et Block [168] basé sur la résonance acoustique. Ce modèle établit que la somme du temps de propagation de l'onde acoustique vers l'aval et du temps de propagation d'une perturbation amont sur une distance L de développement de la couche de mélange est égale au rapport $\frac{n}{f}$ « régime de résonance sur fréquence » :

$$\frac{L}{u_d} + \frac{L}{a} = \frac{n}{f} \quad (1.6)$$

L'hypothèse de Rossiter qu'une vitesse de convection aval très inférieure face à la vitesse du son $u_d \ll a$ étant trop forte dans le cas de Deck et Thorigny où $M_\infty = 0,7$, ces derniers adaptent le modèle et déterminent les deux premières fréquences de résonance. Dès lors, la fréquence adimensionnée du premier mode de résonance acoustique (appariement tourbillonnaire) est estimée à $St_{L_r} = 0,42$ et celle du mode $n = 2$ (oscillations du sillage) à $St_{L_r} = 0,84$.

Au moyen d'une analyse en fréquence/nombre d'onde pour $x/L_r < 0,5$ et $x/L_r > 0,5$, les auteurs mettent finalement en évidence que les perturbations qui remontent vers l'amont sont originaires du centre du bulbe de recirculation et non du point de recollement.

1.1.1.5 Sillage proche (Zone VII) et lointain (Zone VIII)

Pour le cas d'arrière-corps axisymétrique, il existe donc un recollement solide sur le cylindre émergent. Une nouvelle couche limite se forme à partir de ce point. Puis à l'extrémité de l'émergence apparaît un nouveau point de décollement fixé par la géométrie. Le sillage en aval de la géométrie peut être décomposé en deux parties que sont le sillage proche et le sillage lointain.

L'étude du champ statistique de la première région a fait l'objet de plusieurs études par le passé qui sont brièvement décrites dans un premier temps. Bien que le sillage lointain présente a priori un caractère chaotique, plusieurs travaux ont montré une organisation cohérente, évoluant en fonction du nombre de Reynolds. La seconde partie de cette section est dédiée à la synthèse de ces travaux.

Sillage proche : Directement en aval du cylindre émergent, il se forme une zone de recirculation secondaire. En l'absence de jet propulsif comme c'est le cas ici, cette recirculation est caractérisée par un point de recollement fluide. La pression de culot p_c est généralement très inférieure à la pression de l'écoulement infini amont p_∞ et contribue significativement à la traînée de l'arrière-corps.

Dans la littérature Deprés [43] a mis en évidence que le coefficient de pression au culot $C_p = \frac{p_c - p_\infty}{\frac{1}{2} \gamma p_\infty M_\infty^2}$ (avec M_∞ le nombre de Mach à l'infini, et γ le coefficient isentropique) ne dépend que faiblement de la position radiale $\frac{r}{R}$ et de l'angle ϕ dans le plan du culot. Sa valeur reste par ailleurs constante pour $M_\infty \leq 0,85$ avec une valeur communément admise de $-0,125$ environ.

En ce qui concerne le niveau de fluctuation de pression, Eldred ([52]) constate pour un écoulement d'ogive que $C_{p_{rms}}$ est minimum au centre du culot ($C_{p_{rms}} \simeq 0,007$), et maximum à 65% du rayon ($C_{p_{rms}} \simeq 0,015$). La comparaison des spectres de pression pour ces deux positions montre que cette différence de niveau vient du fait que l'énergie aux basses fréquences ($St_D \leq 0,5$) est plus

importante sur la partie externe du culot

Sillage lointain : Dans le cas où l'écoulement possède une direction homogène, comme pour l'écoulement au travers d'un cylindre de section circulaire, la structure du sillage peut être identifiable par ensemencement et visualisation de l'écoulement. Pour le cas d'un sillage en aval d'un corps axisymétrique aligné avec la direction principale de l'écoulement, il n'existe pas de structure anti-symétrique évidente comme dans le plan normal au cylindre.

Néanmoins, Fuchs et al. [54] ont observé que les fluctuations de vitesse et de pression dans le sillage d'un disque présentent une certaine périodicité. Cependant, cette périodicité reste trop faible pour être identifiée par une acquisition instationnaire ou par simple observation de l'écoulement, excepté à bas nombre de Reynolds. Leurs analyses spectrales suggèrent toutefois qu'au-delà de la structure chaotique des sillages axisymétriques, il existe une structure turbulente organisée de nature similaire à l'allée de Von Kàrmàn. Dans ce sens, de nombreuses études ont porté sur la dynamique du sillage lointain pour des configurations axisymétriques d'écoulements massivement décollés. Elles sont synthétisées dans le tableau 1.2.

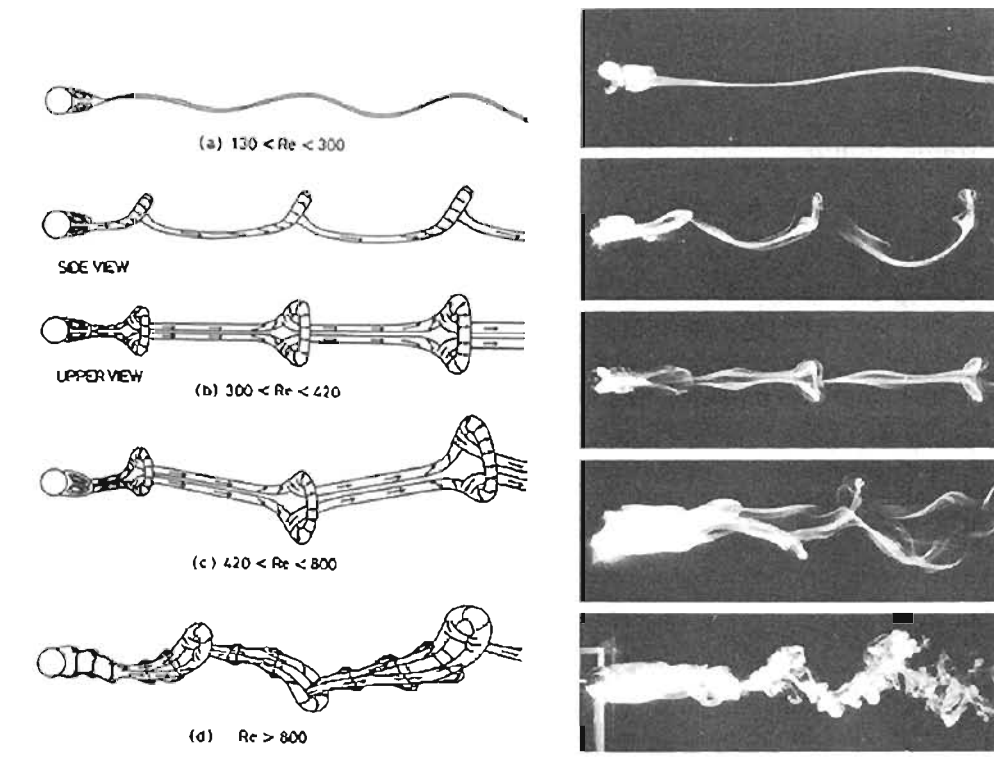


FIG. 1.11 – Organisation spatiale des structures cohérentes du lâcher tourbillonnaire dans le sillage d'une sphère à faible nombre de Reynolds (issu de Sakamoto et Haniu [141]).

TABLE 1.2 – Studies dealing with the helical mode in axisymmetric separating/reattaching flows at several Reynolds numbers. RT : Reattachment Type, FI : Fluid, So : Solid, E : Experimental, N : Numerical, LS : Linear Stability, D : Disc, ABB : Axisymmetric Bluff Body, ABBWE : Axisymmetric Bluff Body With Extension, S : Sphere, J : Jets, W : Wakes, HMHM : Helical Mode Highlighting Method, 1 : Single-point Spectra, 2 : 2-point Spectra (i.e. Correlation), 3 : Spectral Map, 4 : Volumic spectra or Koopman modes (DMD), V : Visualization - Issu de Pain et al. ([124])

Authors	Study	Topology	RT	Re_ϕ	St_ϕ	HMHM
Cannon et al. [19]	E	D	FI	$Re_\phi = 1.32 \times 10^4$	0.15	1,2,V
Weickgenannt and Monkewitz [172]	E	ABB	FI	$3 \times 10^3 \leq Re_\phi \leq 5 \times 10^4$	0.25	1,V
Achenbach [1]	E	S	FI	$400 \leq Re_\phi \leq 5 \times 10^6$	$0.1 \leq St_\phi \leq 0.2$	1,2,V
Monkewitz [115]	LS	ABB	FI	$Re_\phi \leq 3.3 \times 10^3$	$0.17 \leq St_\phi \leq 0.21$	LS
Pier [130]	LS	S	FI	$Re_\phi \leq 350$	$0.11 \leq St_\phi \leq 0.21$	LS
Sandberg and Fasei [143]	N + LS	ABB	FI	$5000 \leq Re_\phi \leq 2 \times 10^5$	/	LS,V
Shenoy and Kleinstreuer [153]	N	D	FI	$10 \leq Re_\phi \leq 300$	0.113	1,V
Berger et al. [12]	E	D + S	FI	$1.5 \times 10^4 \leq Re_\phi \leq 3 \times 10^5$	0.135	1,2,3,V
Sevilla and Martínez-Bazán [152]	E + LS	ABB	FI	$500 \leq Re_\phi \leq 1.2 \times 10^4$	0.25	LS,1,V
Simon et al. [157]	N	ABB	FI	$Re_\phi = 2.9 \times 10^6$	0.26	1,2,3
Deck and Thorigny [41]	N	ABBWE	So	$Re_\phi = 1.2 \times 10^6$	0.2	1,2,3
Weiss et al. [177]	N + LS	ABBWE	So	$Re_\phi = 1.2 \times 10^6$	0.2	LS,1,2,3
Deprés et al. [44]	E	ABBWE	So	$Re_\phi = 1.2 \times 10^6$	0.2	1,2
Taneda [169]	E	S	FI	$10^4 \leq Re_\phi \leq 10^6$	/	V
Fuchs et al. [54]	E	J + W	FI	$10^4 \leq Re_\phi \leq 10^6$	0.3	1,2
Meliga et al. [107]	LS	ABB + S	FI	$Re_\phi \leq 1500$	$0.063 + 0.11$	LS
Meliga et al. [106]	N + LS	ABB	FI	$Re_\phi = 1.2 \times 10^6$	0.2	LS,1
Present study	N	ABBWE	So	$Re_\phi = 1.2 \times 10^6$	0.2	1,2,3,4,V

L'objectif du paragraphe suivant est de présenter les principales méthodes utilisées par le passé pour mettre en évidence l'organisation spatiale des sillages axisymétriques turbulents.

Mise en évidence de l'organisation spatiale du sillage lointain : Cannon et al. [19] ont calculé la densité spectrale de puissance pour huit capteurs équirépartis en azimut à $x/d = 29$ en aval d'un disque. Ils ont mis en évidence des pics énergétiques associés à la fréquence adimensionnée $St_d = 0,14$ en aval des disques (fréquence adimensionnée du lâcher tourbillonnaire). Ils ont également remarqué que ces pics sont associés aux modes azimutaux $m = \pm 1$ ce qui traduit une organisation hélicoïdale dominante. Les auteurs notent par ailleurs que les modes impaires sont plus énergétiques que les modes paires.

Sakamoto et Haniu [141] ont étudié expérimentalement l'évolution du nombre de Strouhal dans le sillage en aval d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds. Les auteurs distinguent quatre différents régimes pour la configuration du sillage comme illustré dans la figure 1.11. Le premier régime de nombre de Reynolds se traduit par de faibles oscillations au sein du sillage (cf. figure 1.11 (a)). Dans la deuxième gamme de nombre de Reynolds ($300 < Re < 800$), ils observent la formation de tourbillons de type *hairpin* formant des vortex laminaires dans le sillage. Les auteurs notent qu'il existe une gamme de nombre de Reynolds critique ($420 < Re < 820$) au voisinage duquel l'organisation du sillage devient irrégulière. (cf. figure 1.11 (c)). D'après l'évolution de la fréquence adimensionnée ($F = fD^2/\nu$) en fonction de Re (cf. figure 1.12), il apparaît en effet une rupture pour $500 < Re < 700$ que les auteurs qualifient de *mode irrégulier*.

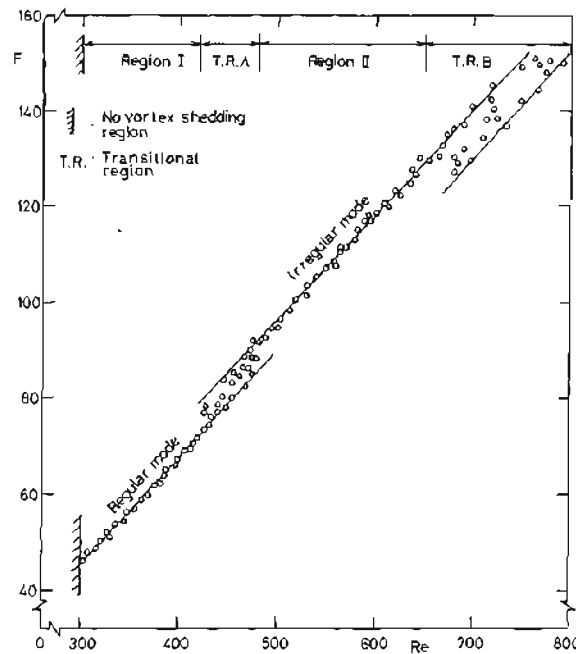


FIG. 1.12 – Evolution de la fréquence adimensionnée F en fonction du nombre de Reynolds (issu de Sakamoto et Haniu [141]).

Ils suggèrent que cette rupture est due à un déséquilibre entre les différents transferts d'énergie au sein du vortex, de telle sorte que l'énergie des différents tourbillons lâchés n'est pas uniforme.

Récemment, Weickgenannt et Monkewitz [172] ont visualisé la structure hélicoïdale du sillage en aval d'un culot franc à $3 \times 10^3 \leq Re_D \leq 5 \times 10^4$. Pour ce faire, les auteurs ont représenté l'évolution longitudinale de la moyenne de phase normalisée pour la vitesse longitudinale $\langle V_x \rangle / V_\infty$ comme illustré dans la figure 1.13. Il apparaît que les minima de la vitesse longitudinale instantanée dans les différents plans x/D sont portés par une spirale autour de l'axe de symétrie de la géométrie.

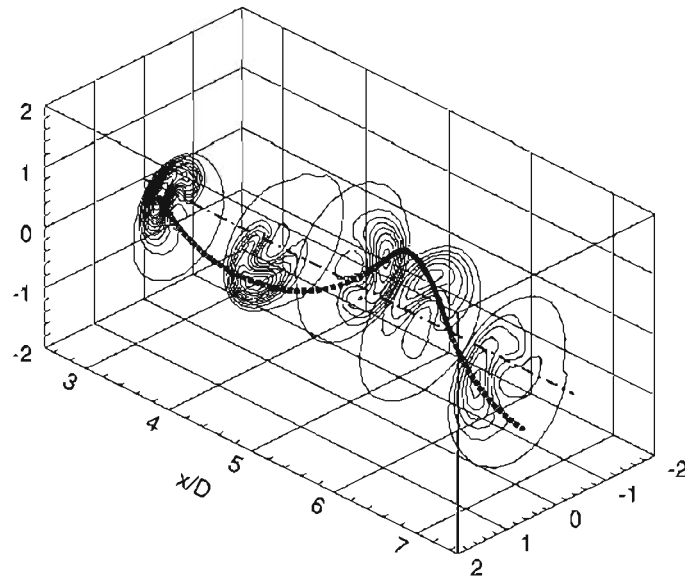


FIG. 1.13 – Evolution longitudinale de la moyenne de phase normalisée pour la vitesse longitudinale $\langle V_x \rangle / V_\infty$ par pas de 0,02 pour $Re_D = 3 \times 10^4$ (issu de Weickgenannt et Monkewitz [172]).

En ce qui concerne l'analyse azimutale de la dynamique de sillage, Achenbach [1] a par ailleurs mené une étude pour une sphère à $400 < Re < 5 \times 10^6$. Comme Cannon et al. [19], l'auteur analyse les signaux issus de quatre capteurs placés dans le sillage. Dans le plan normal à l'écoulement, il observe un déplacement dans le sens trigonométrique des perturbations comme illustré dans la figure 1.14. L'auteur suggère ainsi que le lâcher tourbillonnaire se produit dans un plan et que ce plan tourne autour de la géométrie.

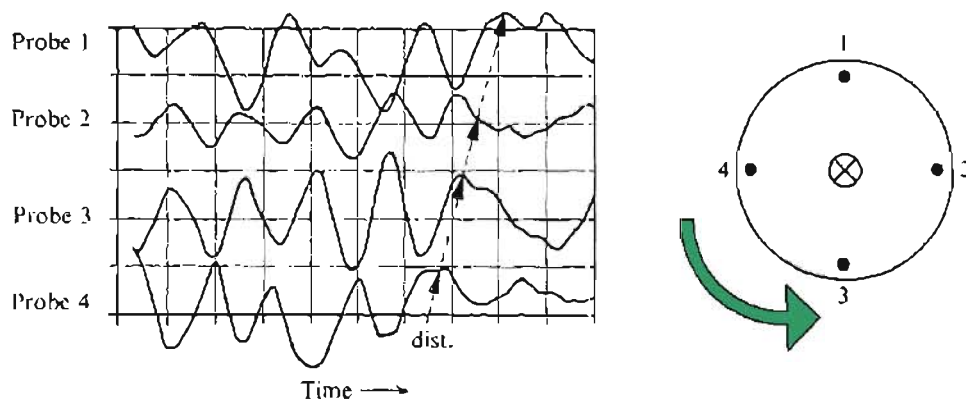


FIG. 1.14 – Lâcher tourbillonnaire en aval d'une sphère. Signaux issus de quatre fils chauds équirépartis en azimut. (adapté de Achenbach [1]).

Bien que cette dynamique conduise potentiellement à une organisation hélicoïdale du sillage, Achenbach invoque le théorème de Thomson sur la circulation de fluide dans les plans transverses du sillage. En effet, selon l'auteur, puisque l'écoulement amont est irrotationnel (vorticité nulle), le bilan de vorticité dans les plans perpendiculaires à l'écoulement, dans le sillage, doit être nul également. Toutefois, Berger et al. [12] suggèrent qu'à partir d'une certaine distance après le décollement, la conservation de la circulation n'est plus vérifiée du fait de la diffusion turbulente qui devient rapidement non négligeable.

Dans le même esprit que Achenbach avec l'analyse de signaux issus de capteurs dans un plan

normal au sillage, Fuchs et al. [54] ont par la suite mené une analyse spectrale de corrélation entre deux signaux dans le sillage d'un disque.

Analyse en deux points : Les grandeurs considérées par Fuchs et al [54] sont les interspectres entre deux signaux de vitesse ou de pression correspondant à des points de l'écoulement, situés dans un même plan x et à une distance constante r de l'axe. Ils sont séparés d'un angle $\Delta\phi$ dans la direction azimutale. Les résultats montrent qu'à la fréquence de lâcher tourbillonnaire $St_D = 0,135$, la cohérence γ , est très faible pour $\Delta\phi = 90^\circ$ ($\gamma \simeq 0$), devient très forte pour $\Delta\phi = 180^\circ$ ($\gamma \simeq 0,85$), c'est-à-dire quand la distance entre les capteurs est maximale. De plus, cette forte corrélation entre deux points diamétralement opposés dans le sillage est associée à une opposition de phase des signaux en accord avec les résultats de Achenbach [1]. Pour les auteurs, cette opposition de phase est la preuve de l'existence d'un battement du sillage dont l'orientation évolue de manière aléatoire.

En décomposant la fonction de cohérence en modes azimutaux, Fuchs et al. montrent que le pic de cohérence à $St_D = 0,135$ est associé au mode $m = 1$ prédominant en amplitude. Les travaux de Deck et Thorigny [41] ont par la suite montré que le mode $m = \pm 1$ dominait également le sillage du culot franc avec cylindre émergent considéré dans les présents travaux.

Même si le mode $m = 1$ domine la dynamique de l'écoulement sur l'intervalle $0,05 \leq St \leq 0,3$, Fuchs et al. remarquent par ailleurs que les basses fréquences ($St \leq 0,05$) sont dominées par le mode $m = 2$.

Longueur caractéristique : Des études de stabilité linéaire ont permis de déterminer la longueur d'onde correspondant au taux d'amplification ($\Im(\omega)$) maximum des perturbations au sein de l'écoulement (cf. figure 1.15 (a)). Weiss [177] a ainsi obtenu une longueur d'onde absolue adimensionnée $\lambda_0/D = 2,05$ pour le cas d'arrière-corps axisymétrique. En décomposant le champ instantané de pression en séries de Fourier suivant la direction azimutale (cf. figure 1.15 (b)), l'auteur montre que la longueur d'onde pour le mode $m = 1$ est en très bon accord avec les résultats de la théorie de stabilité linéaire. D'autres auteurs (Meliga et al. [106]) ont par ailleurs observé ce rapprochement sur un cas de culot franc.

Cannon et al. [19] ont eux étudié l'organisation du sillage en aval de disques circulaires pour divers rapport de forme σ (où σ est le rapport entre la surface solide du corps axisymétrique et sa surface mouillée). Les auteurs observent que le sillage est plus large pour des disques avec un haut rapport σ . Pour caractériser les structures cohérentes des sillages, les auteurs définissent la longueur de quantité de mouvement $\Theta = \sqrt{\frac{F_d}{(2\pi\rho U_\infty^2)}}$ (F_d , la trainée et ρ la masse volumique). Ils remarquent ainsi que la longueur d'onde caractéristique est environ égale à 25Θ .

1.1.2 Contrôle des écoulements décollés/recollés

Dans la littérature, il existe deux types principaux de dispositifs de contrôle : l'un concerne les systèmes « passifs » et regroupe les dispositifs qui ne requièrent ni puissance extérieure, ni boucle de contrôle ; l'autre concerne les systèmes dits « actifs » qui nécessitent un apport extérieur d'énergie. Pour ce dernier type de dispositifs, il peut être mis en place une boucle de contrôle afin d'optimiser son efficacité de manière prédéterminée, ou en fonction de l'état du système avec l'aide de capteurs pour actionner le contrôle.

Les écoulements massivement décollés ont fait l'objet par le passé de nombreux cas de contrôle à la fois passifs et actifs. Le but n'étant pas de faire un inventaire exhaustif de ces dispositifs, cette section se concentre sur la géométrie de type arrière-corps axisymétrique. Les principaux résultats des études antérieures au sujet du contrôle des efforts latéraux instationnaires sont brièvement présentés.

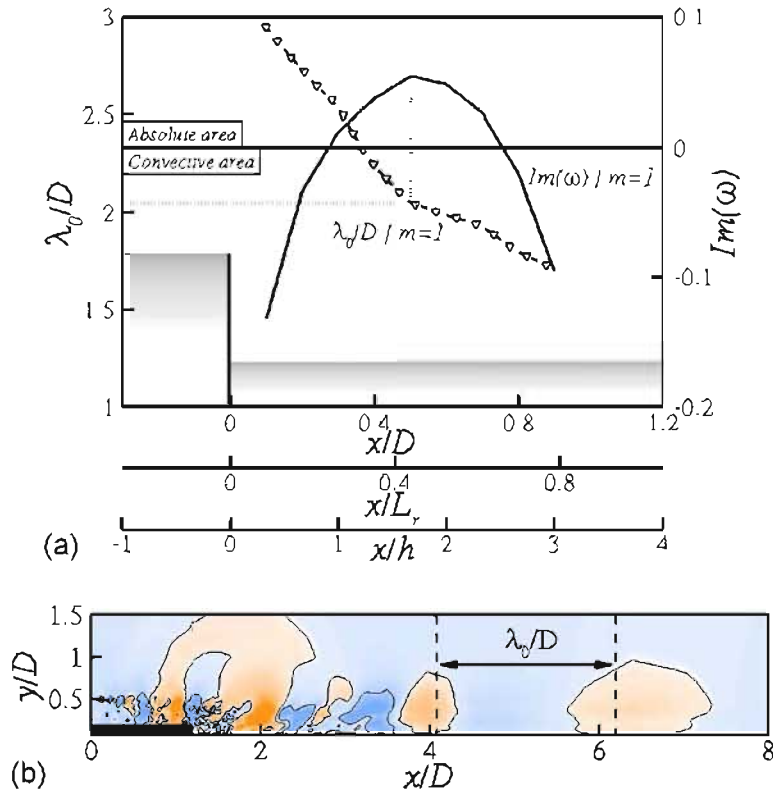


FIG. 1.15 – (a) Evolution longitudinale de la longueur d'onde absolue ($-\nabla-$) $\lambda_0 = f(x/D, x/L_r, x/h)$ et du taux d'amplification absolu ($-$) $\Im(\omega)^{m=1} = f(x/D, x/L_r, x/h)$ - (b) Plan issu de la décomposition en modes de Fourier d'un champ instantané de pression pour l'arrière-corps axisymétrique pour le mode $m = 1$. La longueur d'onde λ_0/D caractéristique de l'écoulement est matérialisée par une double flèche noire (issu de Weiss et al. [177]).

1.1.2.1 Contrôle passif

Meliga et al. [105] ont mené une campagne d'essais en soufflerie sur une configuration axisymétrique (cf. figure 1.16 (a)) à des nombres de Mach $M_\infty = 0,7, 0,9$ et $1,3$. Dans le but de réduire les efforts latéraux occasionnés par les fortes fluctuations de pression sur ce type d'écoulement massivement décollé, les auteurs ont fait usage d'une jupe dentelée. Cette jupe, représentée dans la figure 1.16 (b), est fixée dans le prolongement du cylindre de plus grand diamètre de la maquette non contrôlée.

Malgré un objectif initial de modifier la région décollée en renforçant les petites échelles de la turbulence, les auteurs ne notent pas d'effets majeurs si ce n'est que ce dispositif permet de retarder l'occurrence du décollage. La couche cisailée ne recolle ainsi plus sur la paroi du cylindre émergent comme pour la configuration non contrôlée. L'intensité des efforts latéraux a d'autre part été réduite de 2%.

Schrijer et al. [150] ont effectué une étude paramétrique du nombre de dents de jupe dentelée sur une configuration axisymétrique avec cylindre émergent infini. À nouveau, l'écoulement n'est que faiblement modifié et l'axisymétrie moyenne de l'écoulement est maintenue, indépendamment du nombre de dents. Les auteurs observent néanmoins une augmentation des fluctuations de vitesses ainsi que du courant de retour.

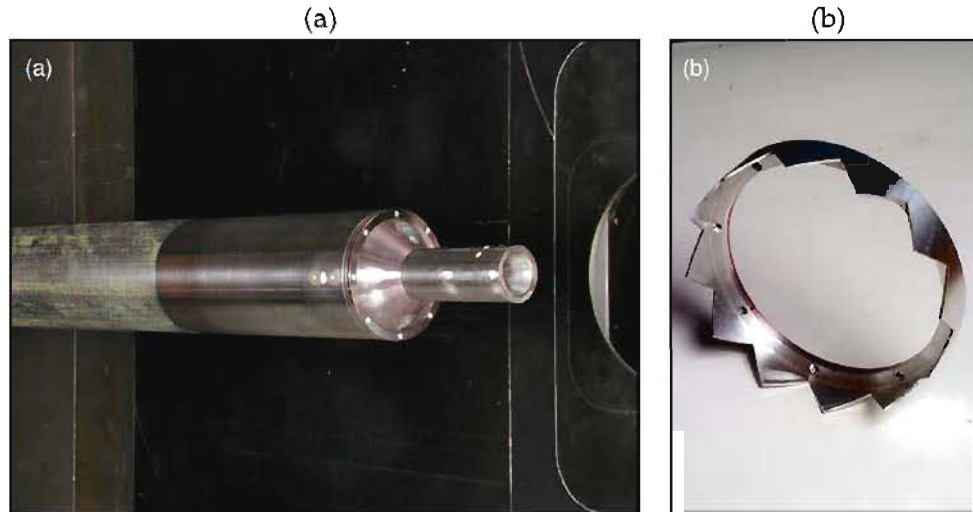


FIG. 1.16 – Configuration de contrôle d'arrière-corps (issu de Meliga et al. [105]) (a) Configuration non contrôlée dans la soufflerie S3Ch - (b) Vue rapprochée de la jupe.

1.1.2.2 Contrôle actif

Très récemment, Weiss et Deck [173] ont poursuivi l'étude numérique de l'écoulement d'arrière-corps axisymétrique (cf. figure 1.17 (a)) à $M_\infty = 0,7$ et $Re_D = 1,2 \times 10^6$ en y intégrant un dispositif de contrôle actif. Les auteurs ont étudié l'influence d'un système constitué de quatre jets équirépartis en azimuth soufflant en continu dans la direction principale de l'écoulement. Deux positions radiales sont testées pour ces jets placés au niveau du culot : à la jonction culot/émergence d'une part (cf. figure 1.17 (b)) et dans la couche de mélange d'autre part (cf. figure 1.17 (c)).

Pour le dimensionnement des jets, les auteurs utilisent le coefficient de quantité de mouvement $C_\mu = \frac{Q_m U_{inj}}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 S_{ref}}$ largement utilisé dans la littérature. Ce paramètre définit le rapport entre la quantité de mouvement du jet (Q_m , le débit massique et U_{inj} , la vitesse d'injection) et celle de l'écoulement amont (ρ_∞ et U_∞ , respectivement masse volumique et vitesse de l'écoulement libre, S_{ref} , la surface de référence). Ils fixent ce paramètre à 0,1% en accord avec les valeurs utilisées dans la littérature.

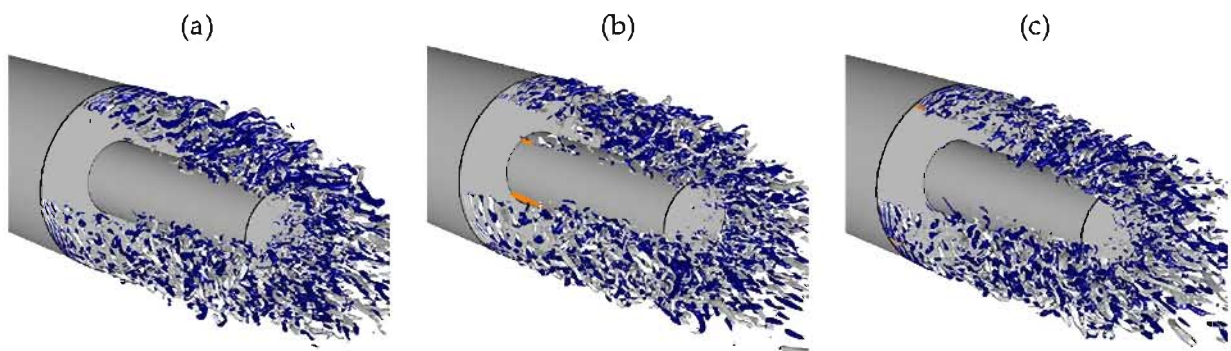


FIG. 1.17 – Configuration de contrôle d'arrière-corps axisymétrique par jets continus (issu de Weiss et Deck [174]) (a) Configuration non contrôlée - (b) Configuration contrôlée à la jonction culot/émergence - (c) Configuration contrôlée au niveau de la couche de mélange.

Pour le cas de soufflage au niveau de la couche de mélange, Weiss et Deck ne constatent pas

de modifications notables des champs instantanés, moyens et fluctuant de l'écoulement, hormis une légère augmentation de l'épaisseur de couche de mélange et une modification des niveaux de cohérence pour le mode azimutal $m = 1$. D'autre part, l'énergie des efforts latéraux pour ce cas de contrôle n'est réduite que de 3% environ.

En revanche, le cas avec soufflage au niveau de la paroi de l'émergence montre une modification significative de la topologie de la zone décollée avec notamment une disparition du tourbillon de coin. Les auteurs relèvent qualitativement des interactions entre les structures cohérentes des jets et la zone de recirculation jusqu'au point de recollement. Du point de vue du champ de pression fluctuante sur la paroi du cylindre émergent, l'énergie associée à $St_D = 0,2$ est significativement diminuée. Ce dispositif permet également de réorganiser la structure spatiale du bulbe décollé, notamment dans la zone d'instabilité absolue, sans perturber l'écoulement libre. Enfin, le système permet une réduction du mode de *Buffeting* de 12%.

1.2 Cas d'un écoulement décollé de type tri-corps

Dans la section précédente, l'étude du plan (NB) a permis de rappeler la topologie de l'écoulement de marche descendante axisymétrique et de faire état des principaux phénomènes instationnaires qui s'y produisent.

Le second plan de symétrie du lanceur tri-corps (B) fait intervenir deux modifications majeures pour l'écoulement : l'une concerne le confinement local dans l'intervalle entre le corps central et les cylindres latéraux (cf. figure 1.18), l'autre est liée aux collerettes des cylindres latéraux qui constituent des obstacles pour l'écoulement.

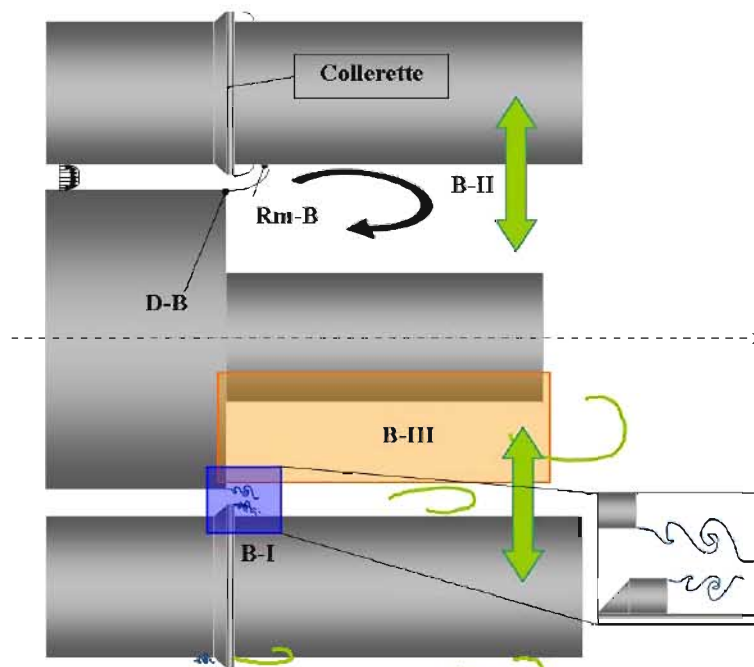


FIG. 1.18 – Schéma de la topologie de l'écoulement de culot de type tri-corps - Plan contenant les trois cylindres (B). D-B : Point de décollement, Rm-B : Point de recollement moyen, B-I : Interactions des couches cisailées, B-II : Interactions des sillages, B-III : Zone d'écoulement faiblement débitant, analogie de la cavité.

Dans un premier temps, la synthèse bibliographique poursuit une analyse zonale du plan (B), avec une description des phénomènes instationnaires locaux.

La seconde partie fait état de dispositifs de contrôle utilisés sur des configurations d'écoulements massivement décollés multi-corps.

1.2.1 Physique des écoulements confinés

Le plan de symétrie (B) du lanceur présente une zone de passage réduite entre les cylindres latéraux et le corps central. Proche du point de décollement (D-B) (cf. figure 1.18), la discontinuité géométrique des cylindres latéraux fait apparaître un décollement massif en aval des collerettes ce qui induit la formation de couches de mélange supplémentaires. Dans cette zone, le confinement est tel que l'écoulement amont peut être assimilé à un jet plan (section de passage réduite), et que le développement des couches cisailées est piloté par de fortes interactions.

1.2.1.1 Interactions des couches cisailées (Zone B-I)

Dans certaines configurations, la déviation du jet amont, stationnaire ou non, est associée aux interactions entre couches cisailées. Dans ce paragraphe, différents phénomènes physiques associés aux déviations de jets sont exposés.

Effet Coanda : La description et les conditions de production de l'effet Coanda ont et donnent encore lieu à de nombreuses discussions à l'heure actuelle. Il est décrit par Kadosch [78, 79] comme un phénomène de déviation de jet par adhérence à une paroi convexe placée tangentielllement au jet (cf. figure 1.19). À ce titre, certains y ont vu l'explication de nombreux phénomènes comme par exemple la déviation d'un filet d'eau vertical au contact du dos d'une cuillère. Plus tard, Wille et Fernholz [179] ont mis en avant un second phénomène lié au taux d'entraînement du fluide dans le jet par la couche de mélange turbulente. Ces discussions ont finalement permis de mettre en avant la nécessité de critères précis pour la description de l'effet Coanda. Dans ce sens, Kadosch [78] a étudié expérimentalement la déviation des jets par adhérence à une paroi convexe.

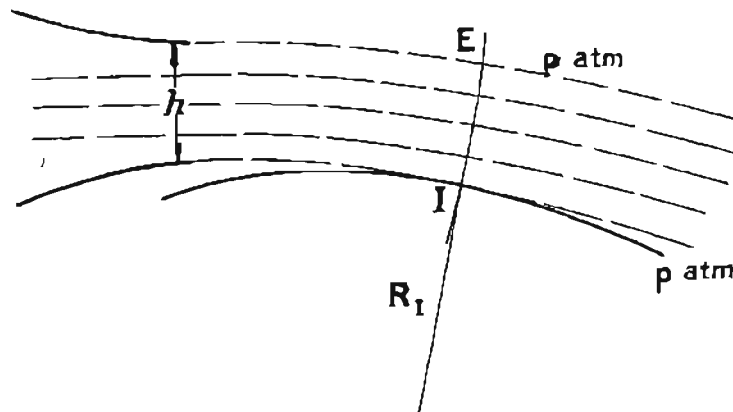


FIG. 1.19 – Déviation de jet par adhérence à une surface convexe (issu de Kadosch [78]).

L'auteur considère que les efforts dus aux gradients de pression latéraux et la force centrifuge s'appliquant sur un volume élémentaire le long d'une ligne de courant du jet dévié s'équilibrent :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{u^2}{R} \quad (1.7)$$

où n est la direction normale à la ligne de courant du jet dévié, u est la vitesse le long de la ligne de courant et R le rayon de courbure local.

L'auteur observe alors expérimentalement qu'on ne peut attribuer la déviation d'un jet à l'effet Coanda que dans des cas particuliers de vitesse de jet faible, ou de grand rayon de courbure de la paroi convexe au contact du jet. Il en déduit un critère de la forme :

$$\sigma = \frac{\pi \bar{w} \gamma}{2 w_a c} \quad (1.8)$$

où \bar{w} est la vitesse longitudinale moyenne au point courant, w_a est la vitesse infinie aval, $c = h/R$ le facteur de forme (h la hauteur du jet cf. figure 1.19) et γ (en radians) le secteur angulaire du jet dévié attaché. Ainsi, en dessous d'une valeur critique σ_c de l'ordre de l'unité le jet est décollé. Au delà, le jet est dévié. Kadosch précise que l'évolution du scénario décollé au scénario dévié est très rapide étant donné que γ augmente lorsque c diminue.

Les résultats de Kadosch peuvent par ailleurs être mis en relation avec les travaux de Sawyer [145] sur le recollement d'un jet 2D horizontal au-dessus d'une surface plane (cf. figure 1.20). L'auteur étudie en effet les conséquences de la déviation du jet par la gravité sur le développement des couches de mélange de part et d'autre du jet. Il mentionne ainsi que le taux de diffusion de la couche de mélange est plus fort du côté convexe que du côté concave du jet.

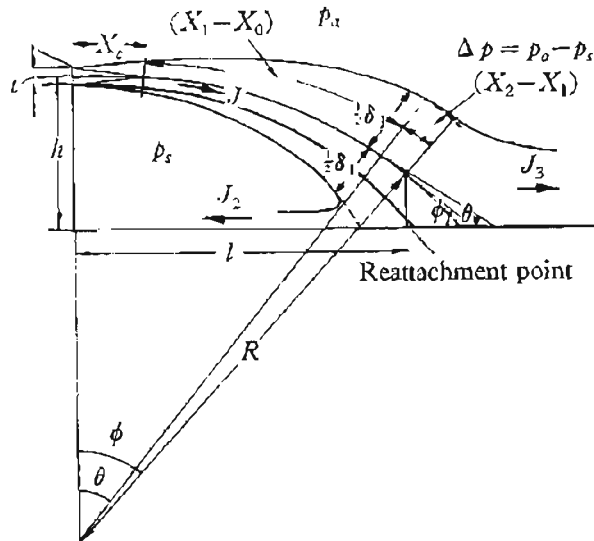


FIG. 1.20 – Schéma et notations de l'analyse d'un jet au-dessus d'une paroi plane (issu de Sawyer [145]).

Au sujet du recollement de jets plans turbulents au-dessus d'une surface plane, Nasr et Lai [120] ont analysé les caractéristiques moyennes de l'écoulement avec un nombre de Reynolds de $1,1 \times 10^4$ pour le jet. Les auteurs développent une formule semi-empirique, validée expérimentalement, sur la longueur de recollement L_r , avec les données de Parameswaran et Alpay [127]. Ils en concluent une expression de la forme :

$$\frac{L_r}{w} = 2,630 \left(\frac{h}{w} \right)^{0,855} \quad (1.9)$$

où h est la distance entre la paroi et la ligne médiane du jet (cf. figure 1.20), et w est l'épaisseur du jet. Les auteurs précisent toutefois que cette expression n'est valide que pour des rapports $h/w < 20$.

Écoulements de type diffuseur : Ils sont caractérisés par un écoulement débouchant dans un volume de section supérieur comme illustré dans la figure 1.21 (a). Au niveau de la rupture

géométrique, deux couches de mélange parallèles se développent. Comme l'affirment Cherdron et al. [25], le confinement de l'écoulement engendre une interaction de ces couches cisillées qui influence fortement les caractéristiques de l'écoulement aval.

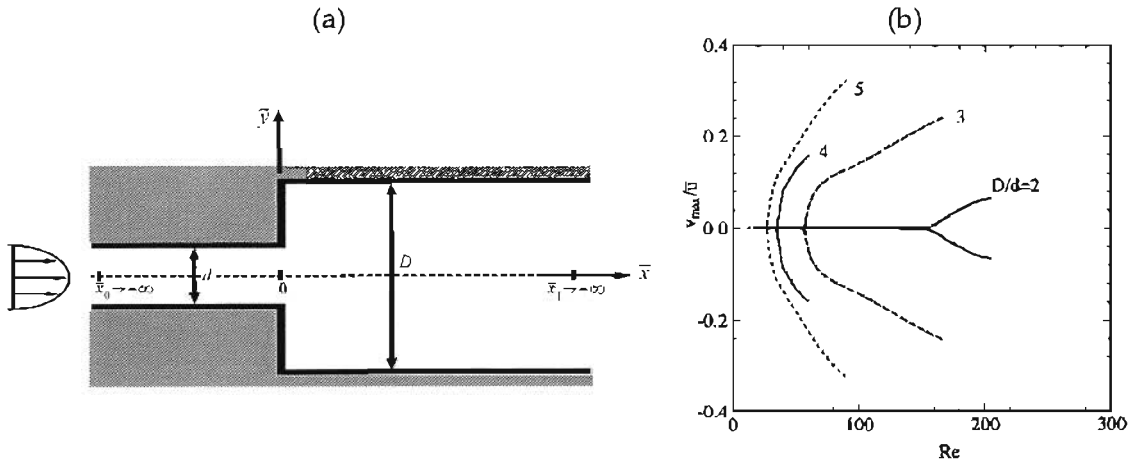


FIG. 1.21 – (a) Schéma d'une géométrie de type diffuseur 2D (issu de Hawa et Rusak [65]) - (b) Rupture de symétrie du jet. Evolution de v_{max}/\bar{u} à $D/d = 2,3,4$ et 5 (issu de Battaglia et al. [10]).

D'après une étude numérique validée expérimentalement menée par Battaglia et al. [10], il apparaît un nombre de Reynolds critique au-delà duquel la symétrie de l'écoulement moyen est perdue. Le jet est en effet dévié et entame un battement vertical ce qui engendre un déséquilibre des tailles de bulbe de recirculation (cf. figure 1.22 (b) (bas)). Comme Drikakis [45], les auteurs remarquent que ce nombre de Reynolds critique Re_c diminue lorsque le rapport D/d augmente comme illustré dans la figure 1.21 (b).

Du point de vue de la théorie de stabilité linéaire, Hawa et Rusak [65] ont montré que les perturbations asymétriques croissent comme $\sqrt{Re - Re_c(D/d)}$ avec une Simulation Numérique Directe d'un jet laminaire 2D.

Enfin, Gagnon et al. [56] ont comparé le contenu fréquentiel d'écoulements de type diffuseur avec une (cas MD) et deux (cas Df) expansions (cf. figure 1.21 (a) (haut) et (bas) respectivement). Il ressort que les fréquences de Kelvin-Helmholtz sont plus importantes dans le cas (Df) que dans le cas (MD). En revanche, la fréquence du lâcher tourbillonnaire n'est pas affectée.

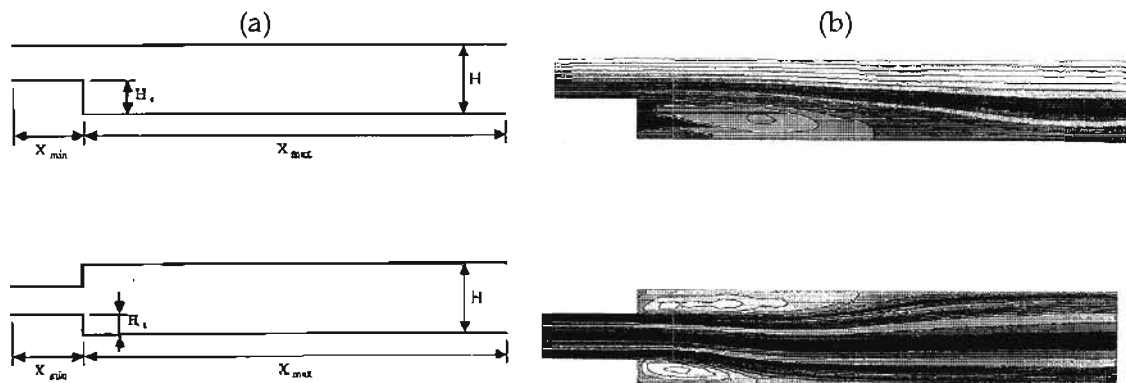


FIG. 1.22 – (a) Géométries d'étude : (haut) cas de marche descendante avec paroi supérieure (MD), (bas) cas de type diffuseur (Df) - (b) Écoulements moyens (issus de Gagnon et al. [56]).

1.2.1.2 Interactions des sillages (Zone B-II)

Les interactions des couches de mélange proches du point de décollement peuvent se répercuter en aval, jusque dans le sillage. Dans le cas d'une géométrie multi-corps telle que le culot tri-corps (cf. figure 1.18), ceci peut engendrer des déviations de sillages proches et des interactions de structures large échelle dans le sillage lointain.

Les écoulements au travers d'une combinaison de cylindres parallèles alignés présentent des phénomènes similaires et ont fait l'objet de nombreuses études dans la littérature.

Notamment, Sumner et al. [164] font une analyse expérimentale de l'écoulement au travers de deux et trois cylindres alignés de diamètre D à des nombres de Reynolds basés sur ce diamètre de 500 à 3000. Les auteurs étudient l'influence de l'écartement T entre les cylindres (cf. figure 1.23), avec un rapport $T/D = 1,0$ lorsque les cylindres sont en contact.

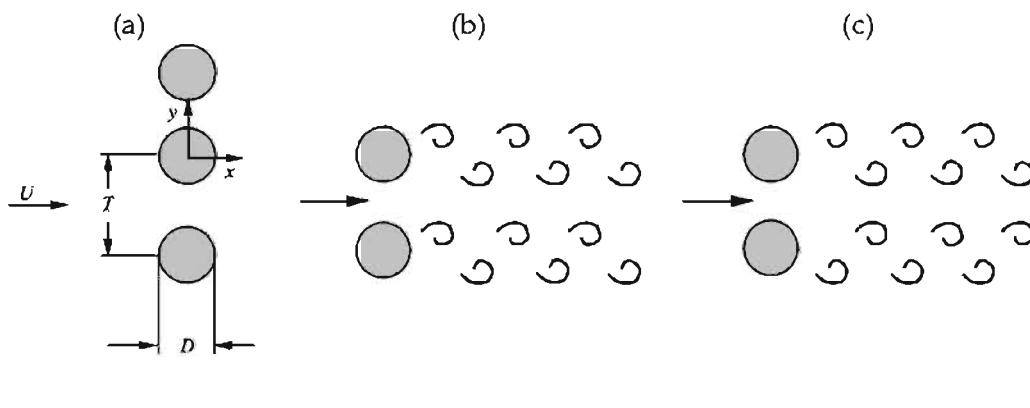


FIG. 1.23 – (a) Schéma de cylindres parallèles : Sillages synchronisés en phase (b) et en opposition de phase (c) (issus de Sumner et al. [164])

Selon la gamme d'écartement T/D , les auteurs relèvent quatre scénarios possibles pour la topologie des sillages :

1. $T/D < 1,125$: Le sillage se comporte comme un seul cylindre avec une seule allée de Von Kármán en aval (cf. figure 1.25 (a)).
2. $1,125 < T/D < 1,35$: Ecoulement dévié disymétrique. Un des cylindres « extérieur » (cylindre inférieur ou cylindre supérieur) présente un sillage plus large que les autres. De plus, les jets au niveau des deux interstices entre les cylindres sont déviés vers l'extérieur comme illustré sur la figure 1.25 (b).
3. $1,35 < T/D < 2,2$: Ecoulement dévié symétrique. Le cylindre central présente le sillage le plus large (cf. figure 1.25 (c)).
4. $T/D > 2,2$: Ecoulement non dévié. La topologie moyenne de chaque sillage est identique (cf. figure 1.25 (d)). Cependant, pris deux-à-deux, les sillages instantanés sont en opposition de phase (cf. figure 1.23 (c)).

Du point de vue du contenu fréquentiel, les nombres de Strouhal dominants sont reportés dans le graphe de la figure 1.24.

Les auteurs remarquent que pour $T/D > 2,5$, le lâcher tourbillonnaire agit à la même fréquence adimensionnée ($St = 0,2$) dans les trois sillages et correspond au nombre de Strouhal du lâcher tourbillonnaire en aval d'un seul cylindre.

Pour le cas où $1,5 < T/D < 2,5$ (scénario 3, cf. figure cf. figure 1.25 (c)), le sillage du cylindre central présente une fréquence de *shedding* plus faible que celle (identique) des deux cylindres extérieurs. Dans le cas de l'écoulement au travers des deux cylindres alignés, Sumner et al. [164]

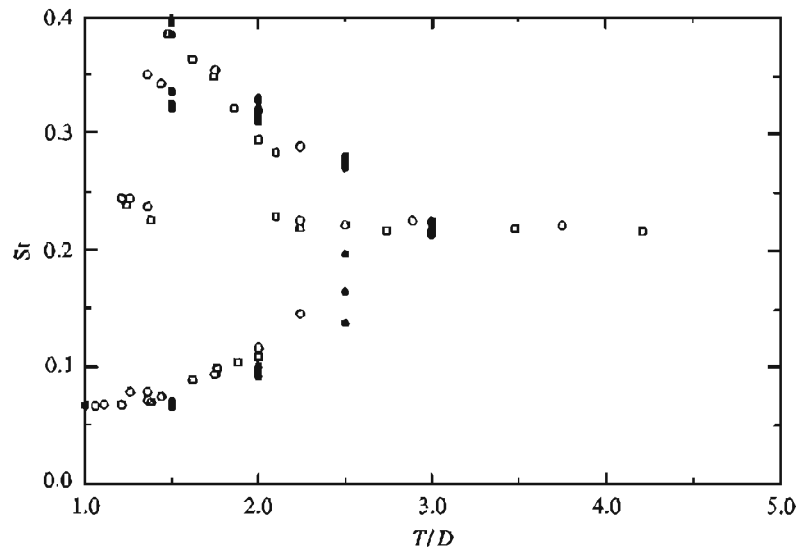


FIG. 1.24 – Nombre de Strouhal dominant dans le sillage en fonction de l'écart entre les cylindres T/D pour le cas de trois cylindres alignés (issu de Sumner et al. [164]).

montrent que la différence de fréquence est corrélée avec la différence d'échelles spatiales caractéristiques des sillages proches. Enfin, les auteurs indiquent que la littérature rapporte un troisième nombre de Strouhal pour $1,0 < T/D < 1,5$ (scénario 1 et 2, cf. figure cf. figure 1.25 (a) et (b)) mais précisent qu'ils ne disposent pas de mesures pour cette gamme de T/D .

Par ailleurs, l'étude expérimentale plus récente de Sumner et al. [163] sur l'écoulement de deux cylindres parallèles décalés (cf. figure 1.26) a également mis en avant une fréquence de lâcher tourbillonnaire plus faible pour le cylindre en aval comparée à celle du cylindre amont. Les auteurs montrent que les fréquences du lâcher tourbillonnaire sont en fait associées aux couches cisailées plutôt qu'aux positions des cylindres eux-mêmes. Ainsi seule la couche de mélange *externe* du cylindre aval (*Downstream/outer* cf. figure 1.26 (a)) présente un lâcher tourbillonnaire faible fréquence (cf. figure 1.26 (b)). La couche cisailée *interne* (*Downstream/inner* cf. figure 1.26 (a)) est quant à elle synchronisée avec le lâcher tourbillonnaire du cylindre amont à plus haute fréquence (cf. figure 1.26 (b)).

D'après Brun [17], deux thèses s'opposent quant à l'origine de la déflexion du jet. L'une privilégie un phénomène lié à l'effet Coanda qui se développe entre le jet et un des deux cylindres. L'autre considère, comme Sumner et al. [163], que la déflexion dépend de la façon dont interagissent les structures tourbillonnaires dans les couches cisailées. Ce point de vue est supporté par Brun et al. [18] sur une étude expérimentale dans un intervalle de Reynolds critique $Re_c \in]1000, 1700[$. Les auteurs soulignent que les interactions entre couches de mélange affectent le lâcher tourbillonnaire en aval de chaque cylindre et induisent la différence de fréquence du *shedding*.

Enfin, du point de vue de l'organisation instantanée des sillages, Zhou et al. [181] ont analysé expérimentalement le cas de deux cylindres élastiques en vibration libre. Ils ont étudié l'évolution des efforts instationnaires en fonction de l'écartement T/D pour $8 \times 10^2 \leq Re_D \leq 10 \times 10^3$. Les auteurs ont montré que le déphasage spectral entre les vibrations des deux cylindres est de $\pm\pi$ pour $T/D = 3,0$ en accord avec l'organisation en opposition de phase des sillages (cf. figure 1.23 (c)). Pour cet écartement, les auteurs affirment que ce résultat est indépendant du nombre de Reynolds. En revanche, pour $T/D = 1,13$ les vibrations des deux cylindres sont en phase et le nombre de Strouhal dominant basé sur $2D$ est de 0,2 soit la fréquence adimensionnée du lâcher tourbillonnaire pour un cylindre unique.

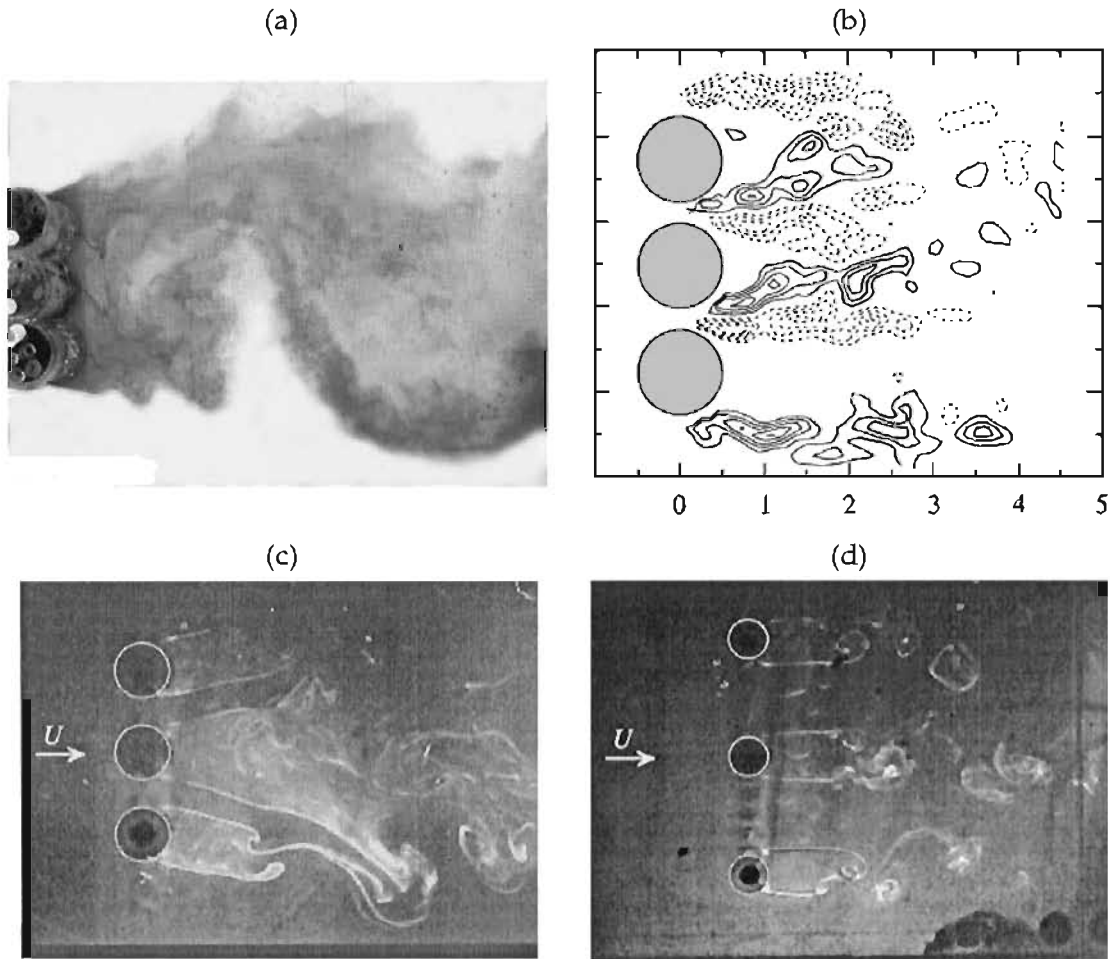


FIG. 1.25 – $Re_D = 1900$ - (a) Visualisation instantanée de l'écoulement pour $T/D = 1,0$ (issu de Akar [3]) - (b) Champ de vorticité instantané $T/D = 1,25$ - (c) Visualisation instantanée de l'écoulement pour $T/D = 1,5$ - (d) Visualisation instantanée de l'écoulement pour $T/D = 3,0$. ((b), (c), (d) sont issus de Sumner et al. [164])

1.2.1.3 Zone d'écoulement faiblement débitant, analogie de la cavité (Zone B-III)

Les sections précédentes ont ainsi mis en avant les mécanismes potentiellement responsables d'une réorganisation majeure de l'écoulement dans le plan (B). À ce stade, la dernière partie de l'étude dans ce plan concerne la région de part et d'autre du cylindre émergent (B-III) (cf. figure 1.18). Dans la littérature il existe peu de publications concernant les géométries de type lanceur Ariane 5. Les études qui sont présentées dans ce paragraphe traitent principalement des fréquences caractéristiques associées aux instationnarités de la zone (B-III) ainsi qu'à l'organisation spatiale de l'écoulement dans cette région.

Modèle de cavité Dans leurs récents travaux, Wong et al. [180] assimilent l'arrière-corps à une cavité dont la longueur L et la profondeur D correspondent aux paramètres géométriques du lanceur (cf. figure 1.27 (a)) avec un rapport $\frac{L}{D} = 8.5$. Dans le même esprit que l'étude du phénomène de *feedback* par Deck et Thorigny [41] (cf. section 1.1.1.4), Wong et ses co-auteurs s'inspirent du modèle théorique de Rossiter pour la prédiction des fréquences de résonance acoustique dans une cavité. Ils prédisent alors des fréquences de résonance de $f = 5 - 7 \text{ Hz}$ et $f = 13 - 17 \text{ Hz}$ pour les modes $n = 1$ et $n = 2$ respectivement, qu'ils comparent à leurs mesures expérimentales de $6 - 7 \text{ Hz}$ et $10 - 12 \text{ Hz}$. D'après Larchevêque [89], le modèle de Rossiter se révèle en effet très efficace pour

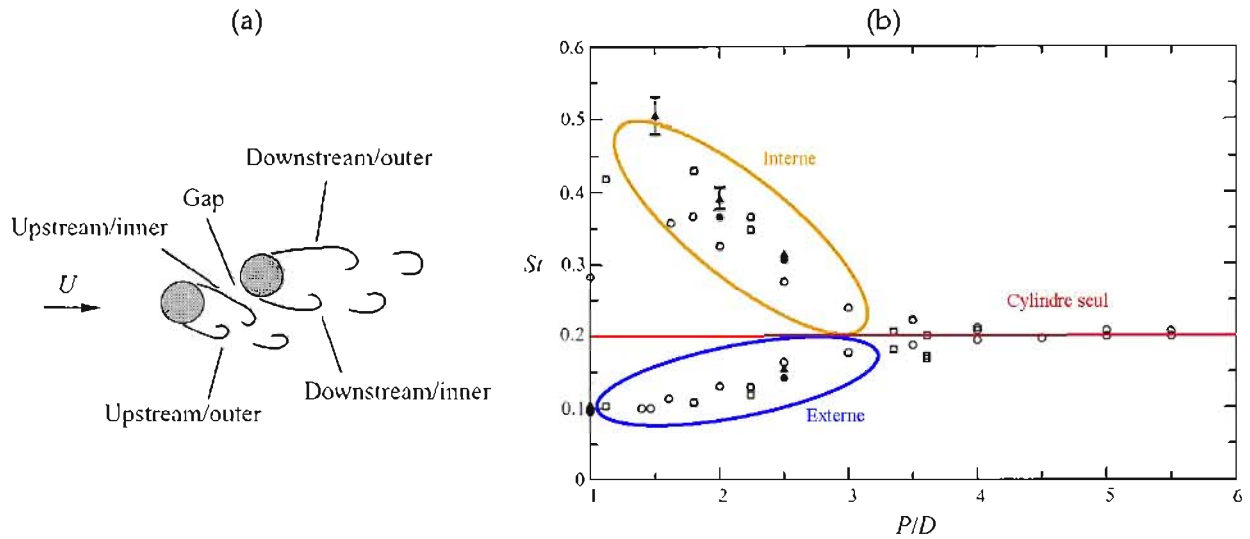


FIG. 1.26 – (a) Schéma et désignation de la configuration avec deux cylindres décalés pour $850 < Re < 1900$ (issu de Sumner et al. [163]) - (b) Nombre de Strouhal dominant dans les couches cisailées interne (—) et externe (—) comparé à la fréquence adimensionnée du lâcher tourbillonnaire pour un cylindre seul (—) (adapté de Sumner et al. [163]).

les écoulements subsoniques, où la vitesse du son à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité sont proches. La figure 1.27 (b) associée au tableau 1.3 fait le bilan des nombres de Strouhal (St_ϕ), basés sur une longueur caractéristique ϕ , relevés dans la littérature pour différentes topologies. Cette figure montre en effet les limitations du modèle de Rossiter pour des nombres de Mach $M_\infty \geq 0,3$.

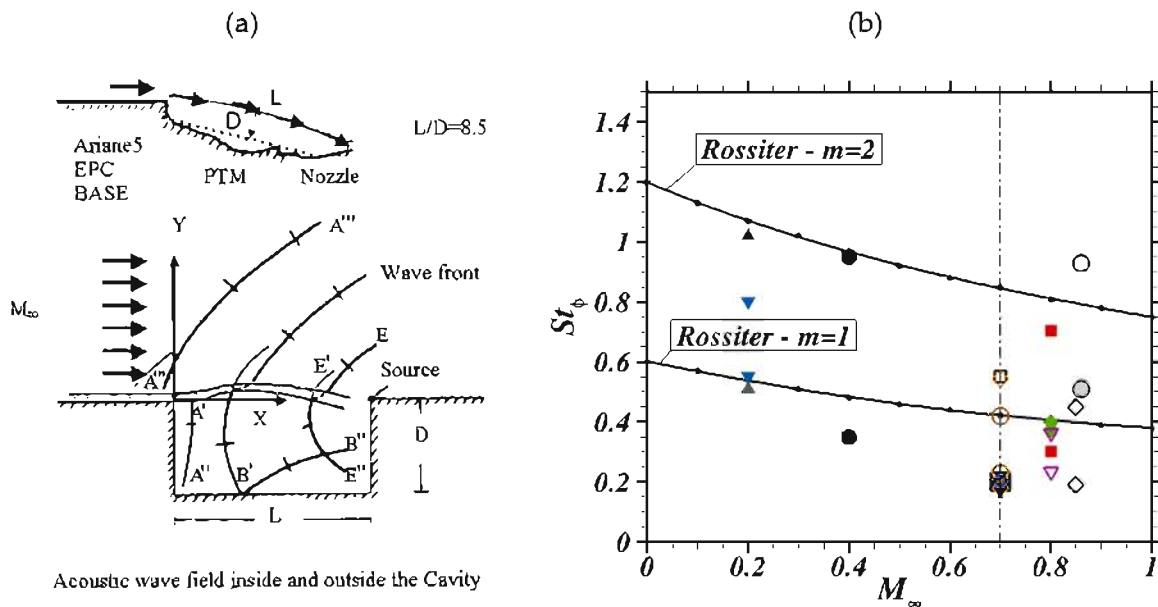


FIG. 1.27 – (a) Modèle d'arrière-corps pour l'étude du buffeting culot d'Ariane 5 proposé par Wong et al. [180] - (b) Synthèse des fréquences adimensionnées relevées dans la littérature pour différents cas d'études. (—●—) Modèle de résonance acoustique de Rossiter pour les modes $n = 1$ et $n = 2$.

Analyses modales : La dernière partie de cette section concerne les études antérieures sur l'or-

TAB. 1.3 – Etudes portant sur l'analyse spectrale du champ fluctuant. T : Théorique, N : Numérique, TSL : Théorie de Stabilité Linéaire, E : Expérimental, C : Cavité, AC : Arrière-corps, J : Jet

Auteurs	Etude	Topologie	M_∞	Re_ϕ	l/D	$St_\phi(m=1)$	$St_\phi(m=2)$
■ Viswanathan et al. [170]	T	C(2D)	0,2	$4,5 \times 10^5$	1,0	0,51	1,02
◆ Larchevêque et al. [90]	N	C(2D)	0,8	$8,6 \times 10^5$	2,0	0,37	0,39
▼ Wong et al. [180]	T	C(2D)	0,8	/	8,5	0,30	0,70
▲ Mery et al. [108]	TSL	C(2D)	0,2	$4,5 \times 10^5$	1,0	0,51	0,80
● Mery et al. [108]	T	C(2D)	0,2	$4,5 \times 10^5$	1,0	0,51	1,02
□ Deprés [43]	E	AC	0,7	/	0,6	0,20	0,50 – 0,60
◇ Deprés [43]	E	AC	0,85	/	0,6	0,19	0,40 – 0,50
+ Deprés [43]	E	AC	0,7	/	1,2	0,17 – 0,19	0,42 – 0,67
○ Deck et Garnier [37]	N(ZDES)	AC	0,7	/	0,6	0,19	/
◇ Deck et Garnier [37]	N(LES)	AC	0,7	/	0,6	0,19	/
◀ Deck et Thorigny [41]	N(ZDES)	AC	0,7	$1,1 \times 10^6$	1,2	0,20	/
▷ Wong et al. [180]	E	AC	0,7	$10,0 \times 10^6$	8,5	0,23	0,42
○ Wong et al. [180]	E	AC	0,8	$10,0 \times 10^6$	8,5	0,23	0,36
▽ Weiss et al. [177]	N(ZDES)	AC	0,7	$1,2 \times 10^6$	1,2	0,20	/
● Dauptain et al. [30]	N(LES)	J	0,86	/	4,2	0,51	0,93

ganisation spatiale de l'écoulement de culot de type tri-corps. À ce titre, quelques analyses modales récentes ont permis une avancée dans ce sens. Schrijer et al. [149], par exemple, ont mené une décomposition en modes POD (*Proper Orthogonal Decomposition*) sur un ensemble de données issues d'une acquisition PIV dans le plan (NB). La décomposition POD classe les modes suivant leur niveau énergétique dans le spectre mais ne permet pas de connaître les fréquences associées aux fluctuations de vitesses. Cependant, la représentation de chaque mode dans le plan (NB) permet d'identifier des structures spatiales propres. Les auteurs associent ainsi le premier mode POD à la respiration du bulbe (cf. figure 1.28 (haut)), et le deuxième à une distortion de la couche de mélange (cf. figure 1.28 (bas)).

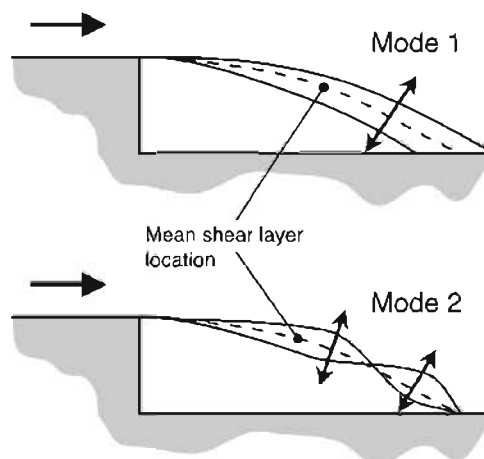


FIG. 1.28 – Effets des modes 1 (haut) et 2 (bas) sur la dynamique de la couche de mélange (issu de Schrijer et al. [149]).

Dans la direction azimutale du culot, Marié et al. [101] ont quant à eux décomposé les signaux de pression à la paroi pour des configurations de lanceurs avec et sans bielles (servant de raccords entre les cylindres latéraux et le corps central du lanceur). Les auteurs mettent ainsi en évidence deux principales organisations pour les deux premiers modes (cf. figure 1.29) :

- une opposition de phase pour deux points diamétralement opposés (Mode 1 de la configuration SMOOTH, et Mode 2 de la configuration CLEAN - figure 1.29 (haut) et (bas)).
- une opposition de phase pour deux points séparés d'un angle environ égal à $\pi/2$ (Mode 2 de la configuration SMOOTH, et Mode 1 de la configuration CLEAN - figure 1.29 (haut) et (bas)).

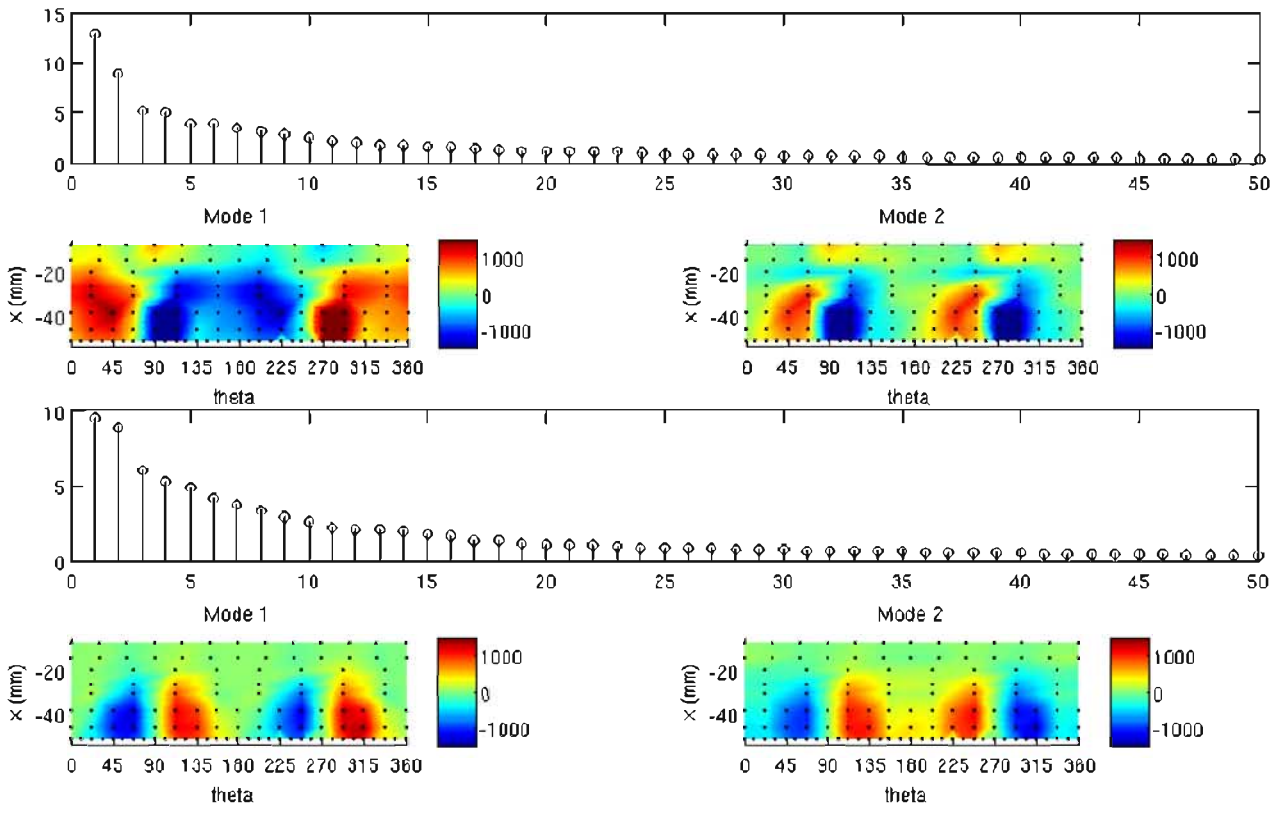


FIG. 1.29 – Spectres de la contribution (en % de l'énergie totale) de modes POD de pression et organisation spatiale des modes 1 et 2 pour la configuration SMOOTH avec bielles (haut) et CLEAN sans bielles (bas) (issu de Marié et al. [101]).

1.2.2 Contrôle des écoulements décollés/recollés de type tri-corps

Au même titre que pour la configuration d'arrière-corps axisymétrique, cette section fait état des dispositifs de contrôle existants pour la configuration tri-corps. Seul le rapport technique de Geurts [59] présente les études expérimentales antérieures menées au NLR (*National Aerospace Laboratory*) sur des modèles de lanceur Ariane 5.

Trois types de dispositifs ont été testés :

- bielles profilées (cf. figure 1.30 (1)).
- protubérances le long des cylindres latéraux (cf. figure 1.30 (2)).
- générateurs de vortex au niveau des collerettes (cf. figure 1.30 (3)).

Les résultats montrent que seul l'utilisation des bielles profilées permet de réduire l'énergie des efforts latéraux, les autres dispositifs contribuant au contraire à les augmenter. Notamment,

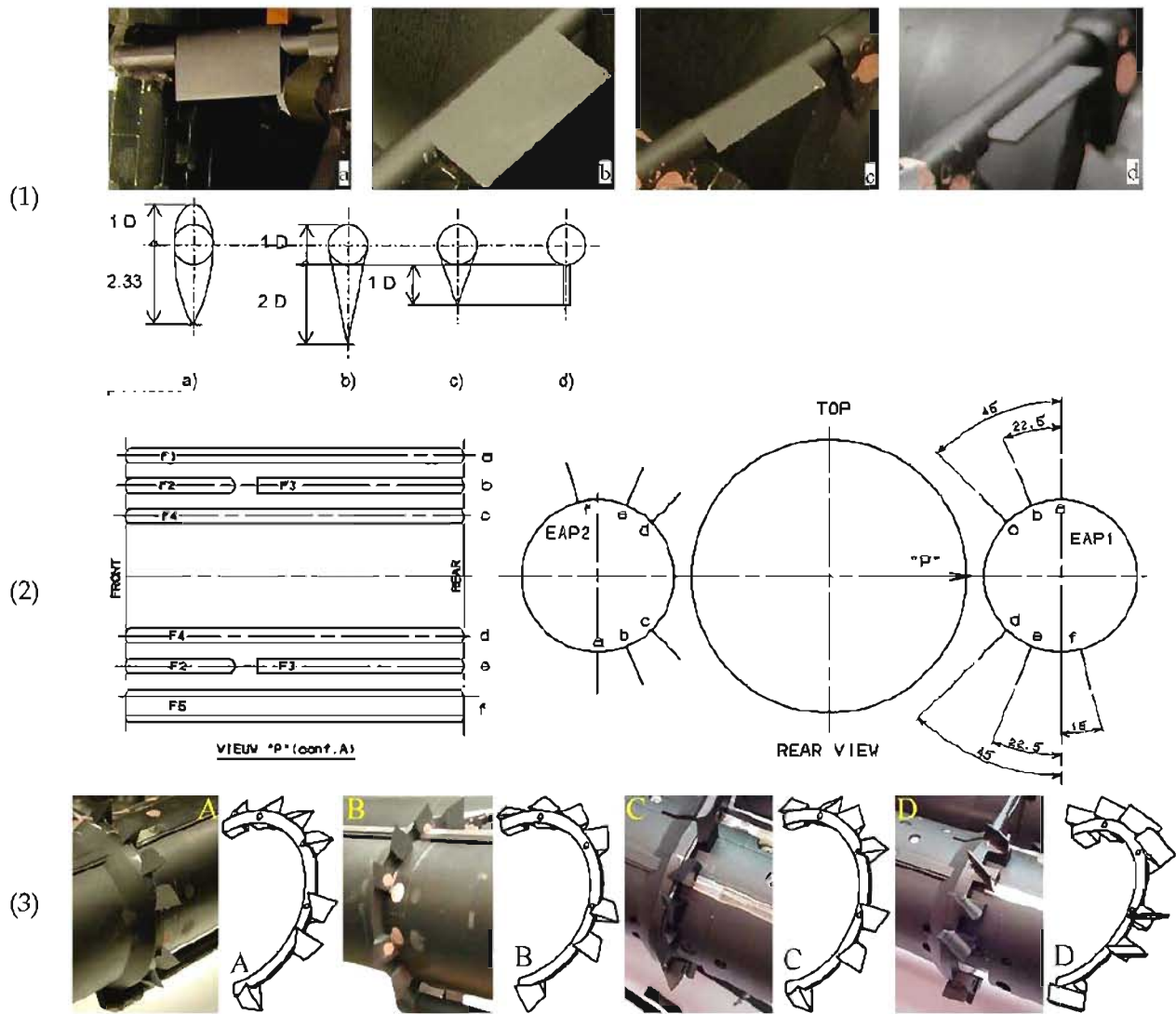


FIG. 1.30 – (1) Bielles profilées - (2) Protubérances le long des boosters - (3) Modèles de générateurs de vortex (issus de Geurts [59]).

le pic de Densité Spectrale de Puissance à $St_D = 0,2$ est réduit d'environ 26% par rapport à la configuration nominale sans contrôle.

Par ailleurs, comme dans les travaux de Deprés [43, 44], Geurts remarque qu'une tuyère tronquée (longueur d'émergence diminuée) permet de réduire l'intensité des efforts de *Buffeting*. Dans cette optique, l'auteur introduit quatre géométries de jupes (cf. figure 1.31) placées dans le prolongement du corps central de plus grand diamètre, mais ne présente pas de résultats expérimentaux.

1.3 Synthèse

Cas d'un écoulement massivement décollé axisymétrique : L'étude bibliographique concernant la dynamique des écoulements décollés/recollés sur des configurations d'arrière-corps axisymétriques a permis de dégager les points principaux suivants :

- Pour la marche descendante axisymétrique, la position du point de décollement est fixe et située au niveau de la discontinuité géométrique (brusque variation de diamètre).
- En aval du point de décollement se forme une couche de mélange, lieu d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz. La dynamique des tourbillons qui s'y développent est complexe, organisée autour d'appariements tourbillonnaires et d'un mouvement de battement vertical global.

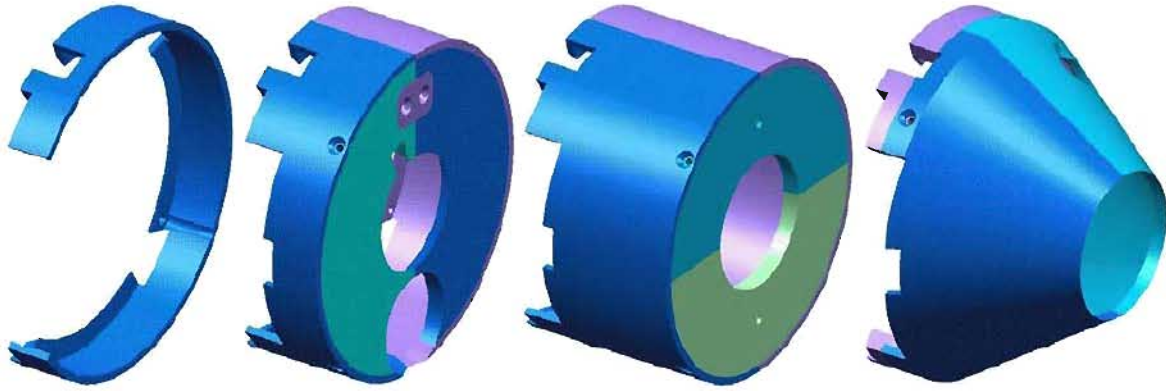


FIG. 1.31 – Géométries de jupes (issu de Geurts [59]).

Cette couche cisailée peut être caractérisée par son épaisseur de vorticité δ_ω . D'autre part, la théorie de stabilité linéaire a permis d'exprimer l'évolution de la fréquence la plus amplifiée de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

- Le bulbe de recirculation est composé d'un tourbillon primaire, principal, et d'un tourbillon secondaire contra-rotatif. Le premier est caractérisé par un fort courant de retour avec des vitesses de l'ordre de 33% de la vitesse à l'infini. Il a été mis en évidence des variations périodiques du volume du bulbe (phénomène de "respiration du bulbe") vraisemblablement causées par un déséquilibre entre le taux d'entraînement du fluide au niveau de la couche de mélange et le taux de réinjection au point de recollement. Enfin, il a été montré la présence d'une instabilité absolue associée à la fréquence du lâcher tourbillonnaire au milieu du cylindre émergent.
- Le sillage se décompose en un sillage proche et lointain. Les très faibles pressions qui règnent au culot sont majoritairement responsables de la trainée. L'organisation spatiale du sillage lointain a montré une structure hélicoïdale évidente pour des gammes de nombre de Reynolds faibles. L'étude bibliographique a montré que l'extraction de cette structure devenait de plus en plus difficile à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Parmi les outils principaux utilisés à cette fin figurent la moyenne de phase, la corrélation de signaux dans le plan normal au sillage et la décomposition en mode azimutaux.

Du point de vue du contrôle, une récente étude a montré qu'une injection continue dans le bulbe de recirculation et au niveau de la paroi du cylindre émergent permettait de réduire de 12% les efforts latéraux instationnaires.

Cas d'un écoulement massivement décollé tri-corps : L'étude présente porte sur une géométrie de lanceur de type Ariane 5 avec des boosters latéraux de part et d'autres du corps central (cf. chapitre 4). Du fait du manque d'études sur de telles géométries dans la littérature, et afin d'appréhender l'effet de la présence de ces boosters sur l'écoulement d'arrière-corps, l'analyse bibliographique a été élargie à un champ plus vaste d'écoulement décollés.

- L'étude bibliographique d'écoulements au travers de cylindres parallèles a montré qu'il existe des interactions fortes dans les sillages en aval des cylindres. Ces interactions varient en fonction de la distance entre les obstacles et naissent au sein des couches de mélange issues des points de décollement. Elles engendrent par ailleurs une modification de la fréquence caractéristique du sillage dans certaines conditions.
- L'étude des interactions entre les couches de mélange pour des jets sur des surfaces courbes a mis en évidence que la déviation de jet dépend des efforts dans la direction transverse au jet (force centrifuge et force due aux gradients de pression).

- Les précédentes études sur des écoulements confinés avec interactions de couches de mélanges fournissent par ailleurs des indications quant aux phénomènes instationnaires potentiellement présents dans le plan (B). Il a en effet été souligné l'importance de la présence de deux couches de mélange côte-à-côte dans l'apparition de l'oscillation de jet (bi-stabilité) dans le cas d'un écoulement de type diffuseur pour $Re > Re_c$.
- Enfin, l'analyse des écoulements faiblement débitants a montré que l'utilisation d'un modèle de cavité (modèle avec couplage aéro-acoustique) était limitée dans le cas d'une analogie entre une marche descendante et une cavité.

Les cas de contrôle pour les géométries multi-corps d'écoulements massivement décollés sont quasiment inexistantes. Seul un rapport de campagne d'essais expérimentaux pour une configuration avec boosters regroupe des dispositifs passifs potentiellement applicables à l'étude présente. Le système le plus performant présente une réduction des efforts latéraux de l'ordre de 26%.

Les études antérieures sur l'arrière-corps axisymétrique ont permis d'identifier localement les phénomènes instationnaires au sein de l'écoulement. Toutefois, même si l'analyse des instationnarités de la zone décollée a récemment été étendue aux grandeurs pariétales fluctuantes du cylindre émergent, une analyse globale du champ fluctuant tri-dimensionnel de cette configuration reste à réaliser.

D'autre part, la géométrie réelle d'arrière-corps du lanceur Ariane 5 est complexe avec la présence de protubérances le long du corps central et au niveau du culot. La prise en compte de ces complexités géométriques sur la géométrie simplifiée d'arrière-corps axisymétrique modifie a priori la dynamique de l'écoulement. Dans ce cadre, l'ajout de *boosters* simplifiés de chaque côté du corps central permet d'étudier leurs effets.

L'ajout des *boosters* peut également modifier la performance des dispositifs de contrôle existants pour la réduction des efforts latéraux. De plus, l'analyse physique de l'aérodynamique avec *boosters* peut guider la conception d'autres dispositifs spécifiques.

Dans la suite de cette étude, le champ fluctuant tri-dimensionnel dans la zone décollée du cas axisymétrique est analysé via des méthodes d'analyse spectrale et modale.

Puis, une configuration avec cylindres latéraux sera considérée afin de mettre en évidence l'effet des boosters latéraux sur l'organisation spatiale du champ fluctuant d'une géométrie de type Ariane 5.

Enfin, des systèmes de contrôle seront appliqués à la géométrie tri-corps dans le but de réduire les efforts instationnaires. L'efficacité de ces systèmes ainsi que leurs effets sur les champs instantanés, moyens et fluctuants seront évalués à l'aide des méthodes avancées d'analyse des configurations non contrôlées.

Modélisation numérique des écoulements turbulents

2.1	Lois de conservation des écoulements turbulents compressibles	60
2.1.1	Equations du mouvement	60
2.1.2	Fermeture du système	60
2.2	Modélisation de la turbulence	61
2.2.1	Approches moyennées RANS (<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>) pour les écoulements compressibles	62
2.2.2	Hypothèse de Boussinesq	64
2.2.3	Modèle de turbulence de Spalart-Allmaras	64
2.3	Simulation des Grandes Echelles : Approches filtrées LES (<i>Large Eddy Simulation</i>) pour les écoulements compressibles	65
2.4	Méthode hybride RANS/LES	66
2.4.1	Detached Eddy Simulation	67
2.4.2	Zonal Detached Eddy Simulation	67
2.5	Description générale du code de calcul FLU3M	70
2.6	Synthèse	72

La présente étude traite d'un écoulement de fluide compressible en régime turbulent. La complexité de la dynamique et la diversité des échelles spatio-temporelles à ce régime implique l'utilisation de méthodes de modélisation de la turbulence qui sont présentées ici. Dans un premier temps, les équations fondamentales qui définissent le mouvement d'un écoulement turbulent compressible sont rappelées. Puis, deux grandes classes de méthodes pour la modélisation de ce type d'écoulement sont décrites : les méthodes RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*) et les méthodes LES (*Large Eddy Simulation*). Des approches intermédiaires, dites hybrides RANS/LES, sont ensuite présentées. En particulier, la ZDES (*Zonal Detached Eddy Simulation*) employée pour la présente étude est exposée. La dernière partie est dédiée à la description brève des schémas numériques d'intégration en temps et de discrétisation en espace implémentés dans le code de calcul FLU3M utilisé.

2.1 Lois de conservation des écoulements turbulents compressibles

Les équations de Navier-Stokes permettent de décrire le comportement d'un fluide continu newtonien (i. e. visqueux et conducteur de chaleur). Les simulations numériques des chapitres suivants reposent sur la modélisation de ces équations présentées ci-après.

2.1.1 Equations du mouvement

Les équations de Navier-Stokes sont un système de lois fondamentales qui définit la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, et de l'énergie. L'indice i désigne les dimensions de l'espace ($i = 1, 2, 3$).

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (p) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\rho E + p) u_i] = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} u_i) - \frac{\partial}{\partial x_i} (q_i) \quad (2.3)$$

où ρ (en kg.m^{-3}) désigne la masse volumique, t le temps en s, x_i la coordonnée i de l'espace ($i = 1, 2, 3$). u_i est la composante i du vecteur vitesse (m.s^{-1}), p la pression (Pa), et τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses (Pa). q_i est le flux de chaleur par conduction thermique en $\text{J.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et E est l'énergie totale en J.kg^{-1} qui peut se décomposer en la somme de l'énergie interne e et de l'énergie cinétique :

$$E = e + \frac{1}{2} u_i u_i \quad (2.4)$$

Le système ci-dessus possède un nombre d'inconnues (ρ , u_i , p , τ_{ij} , q_i et e) supérieur au nombre d'équations. Il est ainsi qualifié d'ouvert et nécessite des expressions supplémentaires pour déterminer les précédentes inconnues.

2.1.2 Fermeture du système

Les différentes équations scalaires utilisées pour la fermeture du système composé des équations (2.1), (2.2), et (2.3) sont détaillées ici.

Tout d'abord, cette étude concerne des écoulements de gaz supposés calorifiquement parfaits, à chaleurs spécifiques constantes et de rapport $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ ($\gamma = 1,4$ pour un gaz parfait diatomique). L'équation d'état pour ce type de gaz donne :

$$p = \rho r T \quad (2.5)$$

où T désigne la température (K) et r le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits et la masse molaire du gaz considéré ($r = 287,1 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

Avec la définition de l'énergie interne ($e = c_v T$) et de la capacité thermique ($c_v = \frac{r}{\gamma-1}$), il est possible de relier l'énergie interne à la pression :

$$p = \rho (\gamma - 1) e \quad (2.6)$$

La loi de Fourier permet de définir le vecteur flux de chaleur q_i en fonction de la température T :

$$q_i = -\kappa(T) \frac{\partial}{\partial x_i} (T) \quad (2.7)$$

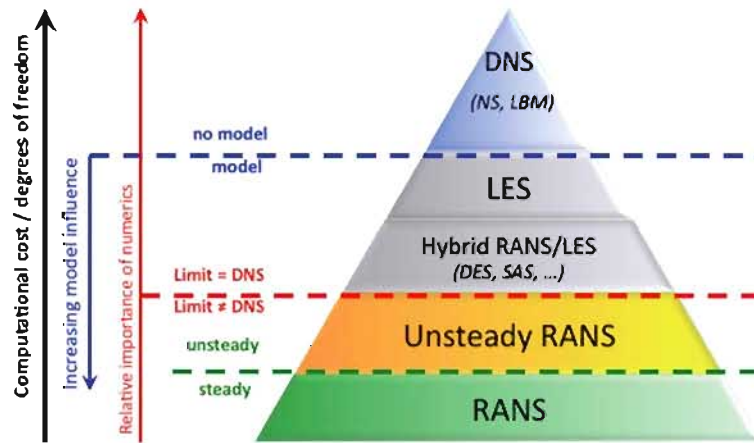


FIG. 2.1 – Classification des approches turbulentes selon leur niveau de modélisation (adapté de [140]).

où κ représente le coefficient de conductivité thermique en $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$. Cette grandeur est liée au nombre de Prandtl Pr et à la viscosité dynamique μ :

$$\kappa(T) = \frac{\mu(T)c_p}{Pr} \quad (2.8)$$

D'une part, le nombre de Prandtl est supposé constant ($Pr = 0,72$ pour l'air aux conditions standards, $c_p = r\gamma/(\gamma - 1)$). D'autre part, la viscosité dynamique $\mu(T)$ est estimée avec la loi empirique de Sutherland, valide pour $100 \text{ K} \leq T \leq 1900 \text{ K}$:

$$\mu(T) = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + 110,4}{T + 110,4} \quad (2.9)$$

où $T_0 = 273,16 \text{ K}$ et $\mu_0 = 1,711 \times 10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ pour l'air.

Enfin, la loi de Newton pour les fluides newtoniens permet d'exprimer le tenseur des contraintes visqueuses de la manière suivante :

$$\tau_{ij} = \mu(T) \left[\left(\frac{\partial}{\partial x_j} (u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j) \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_k} (u_k) \delta_{ij} \right] \quad (2.10)$$

2.2 Modélisation de la turbulence

Malgré l'augmentation des moyens de calcul avec le temps, la simulation numérique directe (DNS) d'un écoulement turbulent atteint des coûts prohibitifs à l'heure actuelle. D'après Sagaut et al [140] le temps de calcul est estimé à $t_{calcul} \propto Re_L^3$ ce qui, à haut nombre de Reynolds, nécessite de recourir à des méthodes de modélisation de la turbulence.

Parmi les différents moyens disponibles pour la simulation numérique des écoulements turbulents, il se dégage cinq classes définies suivant leur degré de modélisation (cf. figure 2.1). Cette classification repose sur une dissociation des échelles de la turbulence qui résulte d'un compromis entre les échelles résolues le plus susceptibles d'influencer la dynamique de l'écoulement et les échelles non résolues.

Ainsi se distingue l'approche de type DNS (*Direct Numerical Simulation*) (cf. figure 2.1) dépourvue de modèle mathématique pour la turbulence mais également la plus coûteuse. À l'opposé se trouvent les approches de type RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*) qui résolvent les équations de Navier-Stokes moyennées en temps. Pour ce dernier type d'approche, le champ turbulent est

donc entièrement modélisé. Le succès de cette méthode réside dans sa capacité à prévoir le champ aérodynamique moyen avec une précision suffisante pour un grand nombre d'applications. De plus, les coûts et temps de simulation requis sont en accord avec les contraintes industrielles. De nos jours, l'approche RANS, ainsi que son extension instationnaire appelée URANS, reste massivement utilisée durant les phases de conception (e. g. études d'optimisation, interactions fluide-structure, etc). Néanmoins, l'approche RANS présente des limites quant à la simulation des phénomènes de recirculations complexes et fortement instationnaires.

Une solution consiste à décomposer les échelles turbulentes en fonction de leur taille. Cette méthode est appelée LES (*Large Eddy Simulation*) et se traduit formellement par l'application d'un filtre aux équations de Navier-Stokes. En pratique, le filtrage est très souvent assuré implicitement par le maillage. Ainsi, les grandes échelles, responsables du transport de l'énergie, sont résolues en espace et en temps, tandis que les petites, principalement en charge de la dissipation, sont modélisées.

2.2.1 Approches moyennées RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*) pour les écoulements compressibles

La décomposition au sens de Reynolds consiste à écrire toute grandeur instantanée f comme la somme d'une grandeur moyenne \bar{f} et d'une grandeur fluctuante f' :

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.11)$$

où f' est la fluctuation par rapport à la moyenne de Reynolds \bar{f} qui représente la moyenne d'ensemble :

$$\bar{f}(x, y, z, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f_k(x, y, z, t) \quad (2.12)$$

Si l'écoulement est en régime permanent (ou stationnaire en moyenne), cette moyenne tend vers :

$$\bar{f} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} f dt \quad (2.13)$$

Les propriétés de la moyenne de Reynolds sont les suivantes :

•

$$\overline{af + bg} = a\bar{f} + b\bar{g} = a\bar{f} + b\bar{g}, \quad a \text{ et } b \text{ constantes} \quad (2.14)$$

•

$$\overline{\bar{f}g} = \bar{f}\bar{g} \quad (2.15)$$

•

$$\overline{fg} = \bar{f}\bar{g} + \overline{f'g'} \quad (2.16)$$

•

$$\overline{\bar{f}} = \bar{f} \quad (2.17)$$

Cette dernière propriété qualifie l'opérateur de « moyenne statistique de Reynolds » d'idempotent. Elle implique dans l'équation (2.11) que $\overline{f'} = 0$. L'ordre de grandeur des fluctuations est donc évalué grâce à l'écart-type $\sqrt{f'^2}$.

Dans l'approche moyennée RANS où seul l'écoulement moyen est pris en compte, l'opérateur de moyenne est appliqué sur l'ensemble des équations (2.1), (2.2) et (2.3). Par ailleurs, en remplaçant les variables conservatives des équations suivant la décomposition de Reynolds (2.11) il vient

les équations moyennées. À titre d'exemple, l'équation de conservation de la masse moyennée est donnée :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} + \rho') + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i + (\rho u_i)') &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i) &= 0 \end{aligned} \quad (2.18)$$

Pour les écoulements compressibles où les variations de masse volumique du fluide ne peuvent être négligées, il est souvent fait usage de la moyenne de Favre définie comme :

$$\bar{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (2.19)$$

Les fluctuations par rapport à la moyenne de Favre sont notées f'' et :

$$f = \bar{f} + f'' \quad (2.20)$$

La moyenne de Favre permet dès lors de simplifier les équations de conservation. Il vient de (2.19) que $\overline{\rho f} = \bar{\rho} \bar{f}$. Ceci permet par exemple de s'affranchir du terme $\overline{\rho u_i}$ dans l'équation (2.18). D'autre part, en explicitant l'équation (2.11) avec (2.19) et (2.16), il vient :

$$\bar{f} = \bar{f} + \frac{\overline{\rho' f'}}{\bar{\rho}} \quad (2.21)$$

D'où :

$$f'' = f' - \frac{\overline{\rho' f'}}{\bar{\rho}} \quad (2.22)$$

Contrairement à la moyenne d'ensemble, la moyenne arithmétique des fluctuations de Favre n'est donc pas nulle.

La moyenne de Favre est utilisée dans les équations de Navier-Stokes pour traiter les grandeurs cinématiques et thermiques. La pression et la masse volumique restent soumises à la moyenne d'ensemble. Ainsi, à l'aide des relations précédentes et de :

$$\overline{\rho f g} = \bar{\rho} \bar{f} \bar{g} + \overline{\rho f'' g''}, \text{ d'où } \widetilde{f g} = \bar{f} \bar{g} + \widetilde{f'' g''} \quad (2.23)$$

Les équations de conservations peuvent être réécrites sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i) = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_i u_j) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{p}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i'' u_j''}) \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{E}) + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{\rho} \bar{E} + \bar{p}) u_j] = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j'' E''}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} u_i) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{T}) \right) \quad (2.26)$$

L'opération de moyenne de Reynolds et de Favre sur le système initial a introduit une nouvelle inconnue qu'est le terme $\overline{\rho u_i'' u_j''}$. Il désigne le tenseur des contraintes dites turbulentes (ou de Reynolds) et représente le couplage entre les mouvements turbulent et moyen. La trace de ce tenseur donne le double de l'énergie cinétique turbulente.

Il convient dès lors de fermer le système des équations moyennées. L'hypothèse de Boussinesq est communément utilisée pour exprimer les contraintes turbulentes.

Extension instationnaire de l'approche RANS : L'approche URANS (*Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes*) consiste à résoudre les équations moyennées sur une échelle de temps correspondant aux instationnarités du champ moyen. Analytiquement, ceci implique que la moyenne de Reynolds s'exprime comme :

$$\bar{f}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t f(s) ds \text{ avec } T \gg \tau \quad (2.27)$$

où τ est l'échelle de temps caractéristique de la turbulence.

Cette approche implique que l'instationnarité du champ moyen et celle du champ fluctuant sont découplées.

2.2.2 Hypothèse de Boussinesq

Elle relie linéairement les contraintes turbulentes (ou de Reynolds) au taux de déformation en introduisant la notion de viscosité turbulente ν_t . Pour un écoulement bi-dimensionnel en régime incompressible, cette hypothèse s'exprime de la forme :

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}) \quad (2.28)$$

L'hypothèse a par la suite été étendue aux écoulements compressibles. Le tenseur des contraintes turbulentes peut alors être réécrit sous la forme :

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial}{\partial x_j} (u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_k} (u_k) \delta_{ij} \right) \quad (2.29)$$

La recherche des inconnues μ_t et k revient souvent à évaluer des échelles de temps et de longueur caractéristiques de l'écoulement considéré. Cette étape est réalisée en introduisant un modèle de turbulence comme celui de Spalart-Allmaras, utilisé dans cette étude et présenté ci-après.

2.2.3 Modèle de turbulence de Spalart-Allmaras

Le modèle de turbulence utilisé est le modèle de Spalart-Allmaras à une équation de transport. Il est basé sur l'advection de la viscosité cinématique turbulente notée $\tilde{\nu}$. Dans l'équation de transport de $\tilde{\nu}$, le terme de destruction dépend de la distance à la paroi. Ceci permet d'assurer qu'une quantité adéquate de viscosité est injectée en fonction de la position dans la couche limite. L'action de ce terme est d'autant plus importante que la distance d à la paroi est faible. Dans la zone externe de la couche limite en revanche, la décroissance du terme de destruction est accélérée par la fonction de correction f_w .

L'étude présente utilise une version compressible du modèle de Spalart-Allmaras. Cette version a été implémentée dans le code FLU3M et décrite par Deck [33]. L'équation de transport pour $\tilde{\nu}$ s'exprime comme suit :

$$\frac{D\rho\tilde{\nu}}{Dt} = \underbrace{c_{b1}\rho\tilde{S}\tilde{\nu}}_{\text{Production}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot ((\mu + \rho\tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}) + c_{b2}\rho (\nabla \tilde{\nu})^2 \right]}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{c_{w1}\rho f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2}_{\text{Destruction}} \quad (2.30)$$

où ν est la viscosité moléculaire du fluide et d la distance à la paroi la plus proche. La viscosité turbulente est définie selon $\nu_t = f_{v1}\tilde{\nu}$ où f_{v1} est la fonction d'amortissement qui permet d'assurer que $\tilde{\nu} = Kyu_\tau$ (u_τ la vitesse de frottement) dans les différentes régions de la couche limite (linéaire, tampon et logarithmique) :

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \text{ avec } \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (2.31)$$

Les autres grandeurs de l'équation (2.30) sont données par les relations suivantes :

$$\bar{S} = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} + \frac{\tilde{v}}{k^2\bar{d}^2}f_{v2} \text{ avec } f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (2.32)$$

où $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$.

Enfin, la fonction f_w s'écrit de sorte que la destruction soit rapide dans la zone externe de la couche limite :

$$f_w(g) = g \left(\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right) \text{ avec } g = r + c_{w2}(r^6 - r) \text{ et } r = \frac{\tilde{v}}{Sk^2\bar{d}^2} \quad (2.33)$$

Les différents coefficients du modèle sont les suivants :

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{k} + \frac{(1 + c_{b2})}{\sigma} \text{ où } c_{b1} = 0,1355, c_{b2} = 0,622, \sigma = 2/3 \text{ et } k = 0,41 \quad (2.34)$$

$$c_{w2} = 0,3, c_{w3} = 2 \text{ et } c_{v1} = 7,1 \quad (2.35)$$

2.3 Simulation des Grandes Echelles : Approches filtrées LES (Large Eddy Simulation) pour les écoulements compressibles

Pour les approches RANS et URANS, une modélisation complète du contenu turbulent est effectuée. Bien qu'elles fournissent des résultats fiables du point de vue du champ aérodynamique moyen, ces méthodes deviennent insuffisantes pour prévoir la dynamique de la turbulence. À mi-parcours entre les approches DNS et les approches RANS (cf. figure 2.1) se trouvent les méthodes basées sur la simulation des grandes échelles (LES). Elles consistent à séparer les échelles de la turbulence (cf. figure 2.2 (a)). Les structures de grande taille qui contiennent la majeure partie de l'énergie cinétique turbulente sont calculées. Les petites échelles, qui dissipent l'énergie, sont modélisées. Du point de vue des nombres d'ondes k dans l'espace de Fourier, il existe donc une limite k_c à partir de laquelle les échelles turbulentes sont soit résolues ($k < k_c$), soit modélisées ($k > k_c$). Ces limites sont représentées sur le spectre de l'énergie cinétique turbulente de la figure 2.2 (b).

Définition : Considérons une variable caractéristique de l'écoulement $\phi(\vec{x}, t)$ dans l'espace physique, et $\hat{\phi}(\vec{k}, \omega)$ sa transformée de Fourier dans l'espace spectral. La séparation d'échelles de la LES est effectuée grâce à un filtre passe-haut en échelles (passe-bas en fréquence).

Dans l'espace physique, l'opération de filtrage consiste en un produit de convolution :

$$\langle \phi(\vec{x}, t) \rangle = G(\vec{x}, t) * \phi(\vec{x}, t) \quad (2.36)$$

Dans l'espace spectral elle correspond à :

$$\langle \hat{\phi}(\vec{x}, \omega) \rangle = \hat{G}(\vec{k}, \omega) \hat{\phi}(\vec{k}, \omega) \quad (2.37)$$

avec $\hat{G}(\vec{k}, \omega)$ la transformée de Fourier du noyau de convolution.

Au même titre que l'opérateur de Reynolds pour l'approche RANS, la moyenne de Favre est appliquée aux grandeurs filtrées. La décomposition entre partie résolue et partie non-résolue s'écrit sous la forme :

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad (2.38)$$

Par souci de concision, les équations de Navier-Stokes filtrées ne sont pas rappelées ici. Toutefois, la description de ces équations est détaillée par Deardorff [32].

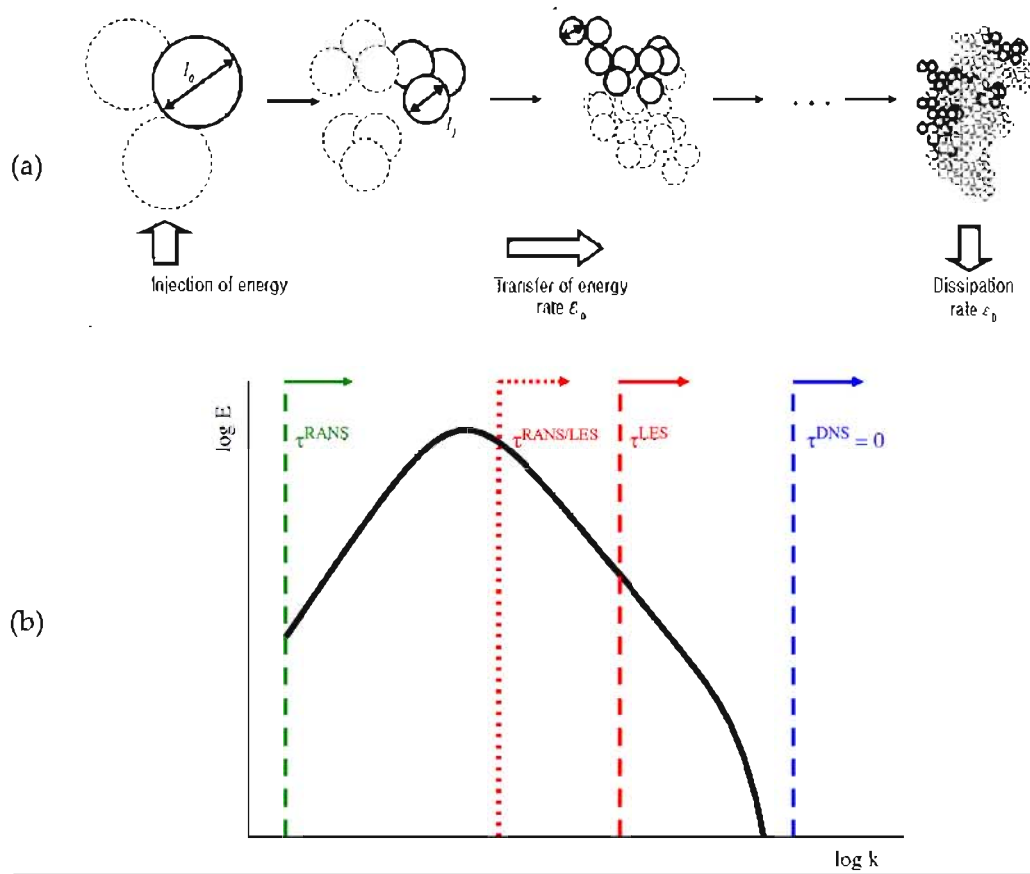


FIG. 2.2 – (a) Définition de la cascade de Richardson-Kolmogorov (tiré de Jacquin [75]). (b) Spectre de l'énergie cinétique turbulente pour une turbulence homogène isotrope en fonction du nombre d'onde k et représentation de la zone de modélisation (à droite des lignes en pointillés) pour les principales stratégies de simulation : DNS, LES, méthodes hybrides RANS/LES, et RANS. (adapté de Fröhlich et Von Terzi [53]).

Fermeture du système : Comme pour l'application de la décomposition au sens de Reynolds pour les méthodes RANS, il apparaît des inconnues du fait de la non-linéarité des termes convectifs. La fermeture du système est permise grâce au modèle de Smagorinsky. Il a pour objectif la reproduction de l'action du tenseur sous-maille présent dans l'équation de quantité de mouvement :

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 (2 \| \langle \langle S \rangle \rangle \|^2)^{1/2} \quad (2.39)$$

où $\langle \langle S \rangle \rangle = \sqrt{S_{ij} S_{ij}}$ est le tenseur des taux de déformations résolu, Δ est la taille de maille et C_s est une constante approximativement égale à 0,18 en turbulence homogène isotrope.

2.4 Méthode hybride RANS/LES

Le contexte d'un transport aérien et spatial de plus en plus dense et soumis à des réglementations internationales majeures (sécurité et environnement (e. g. acoustique, réduction des consommations énergétiques)) a conduit au développement des capacités de simulation numérique au service de l'industrie. Les méthodes hybrides RANS/LES qui proposent de combiner les approches RANS et LES (cf. figures 2.1 et 2.2 (b)), en fonction des caractéristiques d'une zone d'écoulement donnée, ont connu un véritable essor du fait de leur coût abordable et de leur capacité à considérer les problématiques instationnaires des écoulements.

Parmi les différentes méthodes hybrides disponibles figure la ZDES (*Zonal Detached Eddy Simulation*) qui s'avère bien adaptée au cas d'écoulements d'arrière-corps ([41, 156, 157, 174, 177]), comme ceux étudiés dans ce mémoire. C'est cette méthode qui est donc utilisée ici. L'approche originale sur laquelle repose la ZDES est tout d'abord présentée pour en venir ensuite à la méthode elle-même.

2.4.1 Detached Eddy Simulation

Cette approche, également désignée par DES97, a été proposée par Spalart et al. [161] pour traiter des écoulements à haut nombre de Reynolds. L'idée principale de la DES97 est de modifier le terme de destruction de la viscosité turbulente $\tilde{\nu}$ dans le modèle de Spalart-Allmaras de telle sorte que le modèle RANS devienne un modèle LES d'échelle sous-maille dans les écoulements décollés. Les auteurs ont proposé de remplacer la distance à la paroi la plus proche d_w dans l'équation 2.30 par \tilde{d} défini comme :

$$\tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta) \quad (2.40)$$

où $\Delta = \Delta_{\max} = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ est la longueur caractéristique du maillage et $C_{DES} = 0,65$. Ainsi, loin de la paroi, si le terme de destruction s'équilibre avec le terme de production, la viscosité turbulente a pour échelle Δ . L'équilibre entre destruction et production produit une viscosité turbulente dont l'expression est la suivante :

$$\tilde{\nu} \approx \tilde{S}d_w^2 \quad (2.41)$$

avec \tilde{S} l'échelle du taux de déformation local. Aussi pour $\tilde{d} \approx \Delta$, $\tilde{\nu}$ prend la forme d'une viscosité sous-maille de type Smagorinsky $\nu_{SGS} \approx \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}\Delta^2$ où S_{ij} sont les composantes du tenseur des contraintes.

La gestion de l'interface entre le mode RANS et le mode LES (désignée par zone grise) constitue un élément majeur de la DES97. Lorsque la transition vers la phase LES est prématurée et que la résolution des structures turbulentes est impossible au vu de la taille de maille locale, il peut en découler une décroissance de l'intensité turbulente ce qui rend la couche limite plus sensible au gradient de pression adverse. Il en résulte souvent une mauvaise prévision du point de décollement. Spalart et al. [160] ont proposé de retarder le passage en mode LES en modifiant le \tilde{d} dans une formulation présentée comme la DDES (*Delayed Detached Eddy Simulation*).

2.4.2 Zonal Detached Eddy Simulation

La ZDES, développée par Deck [36], repose sur les atouts de la DES97 et de la DDES. Le principe de cette méthode est de sélectionner individuellement les régions RANS et LES. D'un point de vue pratique, cette formulation permet de traiter trois catégories de décollements comme illustré dans la figure 2.3. Les écoulements de type (I) concernent les décollements massifs, imposés par une rupture de géométrie. La catégorie (II) regroupe les décollements dus à un gradient de pression adverse sur une surface courbe dont le point de décollement est a priori inconnu. Enfin, le mode (III) concerne les décollements pour lesquels la dynamique de la turbulence de la couche limite joue un rôle important.

Dans la présente étude, la ZDES est appliquée dans son mode I puisque le décollement est fixé par la géométrie en raison d'un brusque changement de diamètre sur le corps central (cf. figure 2.3 (I)). Ce mode est adapté à la prise en compte de décollements massifs étant donné que le passage de l'approche RANS à l'approche LES est rapide au point de décollement, ce qui évite tout retard au départ des instabilités. La couche limite amont au décollement est modélisée avec le mode 0 (i.e. approche RANS) pour mettre à profit les performances du modèle RANS en ce qui concerne la modélisation des propriétés intégrales de la couche limite.

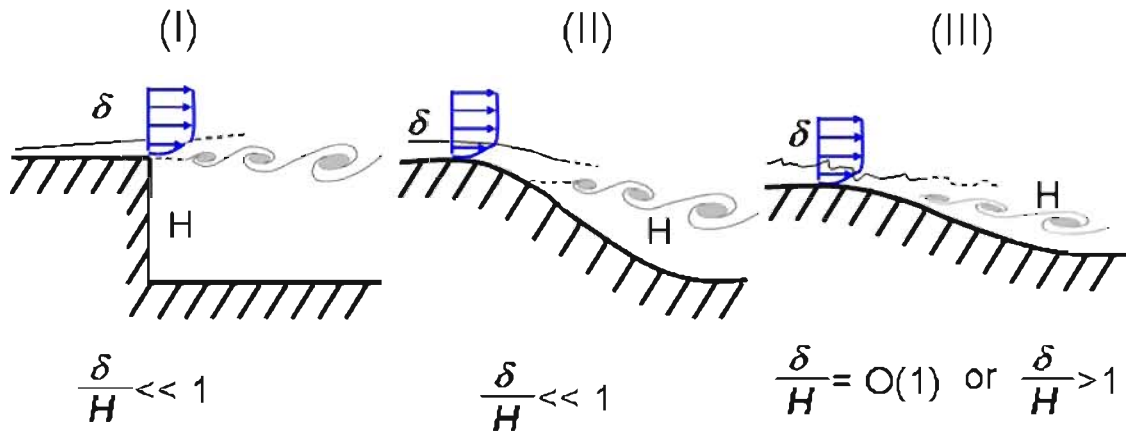


FIG. 2.3 – Classification des différents types de décollements. I : décollement fixé par la géométrie, II : décollement induit par un gradient de pression adverse sur une surface courbe, III : décollement fortement influencé par la dynamique de la couche limite amont. (adapté de [36]).

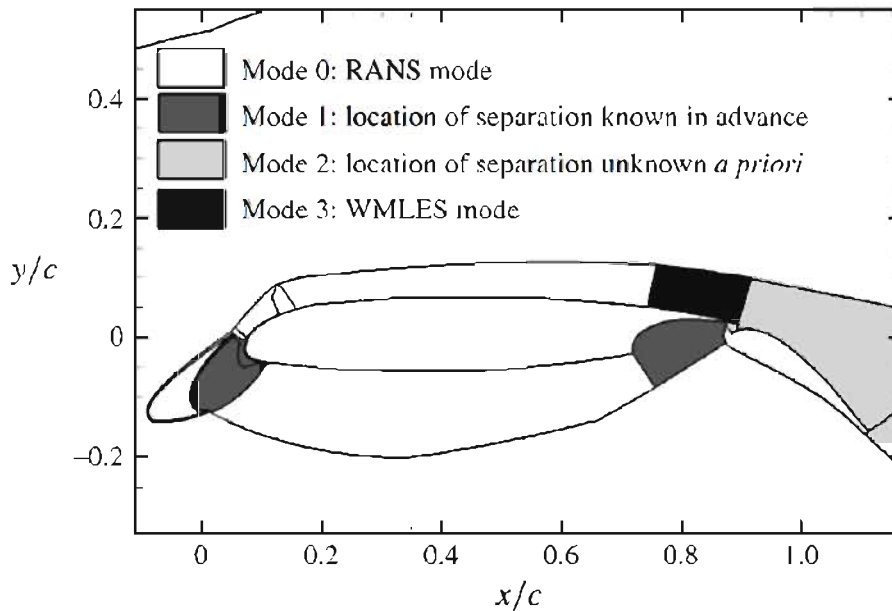


FIG. 2.4 – Application de la ZDES sur une configuration hypersustentée (tiré de [39]).

En pratique, la ZDES comporte donc un capteur pour distinguer la zone RANS (*mode* = 0) de la zone DES (*mode* = 1, 2 ou 3 selon le type de décollement traité). La longueur \tilde{d}_{ZDES} qui remplace \tilde{d} dans la DES de Spalart et al. [161] s'écrit ainsi :

$$\tilde{d}_{ZDES} = \begin{cases} d_w & \text{si } mode = 0 \\ \tilde{d}_{DES}^I & \text{si } mode = 1 \\ \tilde{d}_{DES}^{II} & \text{si } mode = 2 \\ \tilde{d}_{DES}^{III} & \text{si } mode = 3 \end{cases} \quad (2.42)$$

Une application des différents modes de la ZDES est illustrée dans la figure 2.4 sur une configuration d'aile hypersustentée. La définition de l'échelle de longueur du mode (I) de la ZDES, \tilde{d}_{ZDES}^I ,

est celle de la DES97 :

$$\bar{d}_{DES}^I = \min \left(d_w, C_{DES} \bar{\Delta}_{DES}^I \right) \quad (2.43)$$

Pour les zones en mode DES, Deck propose de recourir à différentes échelles de sous-maille $\bar{\Delta}_{DES}^{I,II,III}$. Ces échelles sont définies à partir des critères géométriques (Δ_{\max} et Δ_{vol}) mais aussi en tenant compte de l'état local de l'écoulement en utilisant Δ_ω proposé par Chauvet et al. [23] :

$$\Delta = \begin{cases} \Delta_{\max} & = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \\ \Delta_{vol} & = \sqrt{\Delta x \Delta y \Delta z} \\ \Delta_\omega & = \sqrt{S_\omega} \end{cases} \quad (2.44)$$

avec $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ les dimensions locales de la cellule et S_ω la surface moyenne du plan normal à $\vec{\omega}$, inclus dans la cellule. Δ_{vol} et Δ_ω permettent, selon l'auteur, de réduire le délai au développement des instabilités des écoulements cisailés libres, lorsque les cellules du maillage sont anisotropes. Récemment, Deck [36] a clairement montré que la définition de l'échelle de longueur sous-maille originelle Δ_{\max} contribuait au retard au développement des instabilités. Aussi, l'utilisation de l'échelle de longueur sous-maille Δ_{vol} (ou Δ_ω) est préconisée.

L'utilisation de Δ_{vol} et Δ_ω pour le cas d'un écoulement de marche descendante axisymétrique avec émergence de longueur finie a été menée afin de comparer les deux approches. Les résultats sont présentés dans la figure 2.5 avec une visualisation de la norme du gradient de masse volumique $\|\nabla \rho\|$.

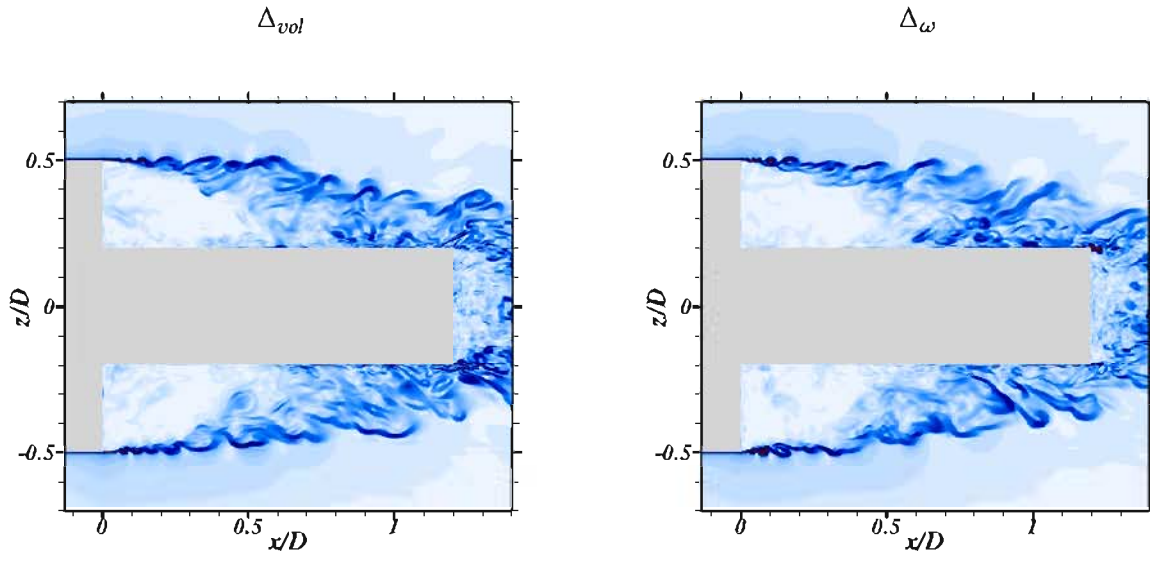


FIG. 2.5 – Clichés instantanés de la norme du gradient de masse volumique $\|\nabla \rho\|$ pour une ZDES avec Δ_{vol} (gauche) et Δ_ω (droite).

La représentation graphique ne montre pas de différences significatives entre les deux approches conformément aux résultats de [36] pour le cas d'une couche de mélange plane libre. Dans les simulations numériques de ce mémoire, l'échelle Δ_{vol} est retenue en accord avec les études précédentes en matière d'écoulements d'arrière-corps ([41, 174, 177]).

Enfin, pour la ZDES il est choisi de supprimer les fonctions de proche paroi du modèle de turbulence de Spalart-Allmaras pour le mode LES :

$$f_{v1} = 1, f_{v2} = 0 \text{ et } f_w = 1 \quad (2.45)$$

Ces valeurs explicites permettent d'éviter que les fonctions d'amortissement du modèle RANS interprètent les faibles niveaux de viscosité caractéristiques des régions résolues en LES comme une proximité à la paroi. Ceci entraînerait une chute rapide et non-linéaire de la viscosité sous-maille.

D'un point de vue pratique, ces modifications ont pour but de favoriser un développement rapide des instabilités de la couche de mélange liée au décollement ([36]).

2.5 Description générale du code de calcul FLU3M

Les différentes simulations numériques ont été effectuées à l'aide du code de calcul FLU3M développé à l'ONERA. Les simulations présentées aux chapitres 3 et 4 ainsi que la simulation avec le premier dispositif de contrôle (cf. chapitre 5) ont été effectuées sur le super-calculateur vectoriel ISERAN de l'ONERA. Ces calculs ont été réalisés sur quatre processeurs vectoriels NEC-SX8. Les temps CPU par cellule et par sous-itérations sont inférieurs à 10^{-6} s. La simulation numérique du dernier cas de contrôle a été exécutée sur STELVIO avec 100 processeurs scalaires X5560 Nehalem. FLU3M est un solveur aux volumes finis qui résout les équations de Navier-Stokes en régime compressible sur des maillages multi-domaines structurés. Les principales étapes du code sont brièvement présentées ici.

Soit les équations de Navier-Stokes exprimées sous forme conservative :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{W}) + \nabla \cdot (\vec{F}_c - \vec{F}_d) = 0 \quad (2.46)$$

où \vec{W} désigne la matrice colonne des variables conservatives, \vec{F}_c les flux convectifs et \vec{F}_d les flux diffusifs :

$$\vec{W} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{u} \\ \rho E \end{pmatrix} ; \vec{F}_c = \begin{pmatrix} \rho \vec{u} \\ \rho \vec{u} \otimes \vec{u} + p \mathbf{I} \\ \rho E \vec{u} + p \vec{u} \end{pmatrix} ; \vec{F}_d = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau \\ \tau \vec{u} - \vec{q} \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

avec \vec{u} le vecteur vitesse, \mathbf{I} la matrice identité, τ le tenseur des contraintes visqueuses, et \vec{q} le vecteur flux de chaleur.

L'utilisation de la méthode aux volumes finis implique que le système 2.46 soit intégré sur chaque cellule hexaédrique ijk du maillage (où ijk désignent les indices du point d'intégration). Ceci permet d'exprimer la conservation locale des grandeurs de base (masse, quantité de mouvement et énergie) et le bilan des flux \vec{F}_c et \vec{F}_d au travers des six facettes l , et de surface s_l , de la cellule. Le maillage est de type *cell-centered*, ce qui signifie que les valeurs du vecteur \vec{W} sont supposées constantes sur l'ensemble de la cellule ijk , et que les valeurs des flux visqueux et convectifs (\vec{F}_c et \vec{F}_d) sont constantes sur chacune des six facettes.

Discretisation en temps : Le calcul instationnaire des charges latérales et la restitution des instabilités hydrodynamiques nécessitent l'utilisation de schémas conservatifs robustes et précis à la fois en temps et en espace. Dans sa thèse, Péchier [128] introduit un schéma temporel du deuxième ordre, à savoir le schéma de Gear, obtenu par une approche de type *backward* (rétrograde). Il permet de discrétiser la dérivée à l'instant n du vecteur \vec{W} sous la forme :

$$\frac{\partial \vec{W}_{ijk}^n}{\partial t} \simeq \frac{\frac{3}{2} \vec{W}_{ijk}^{n+1} - 2 \vec{W}_{ijk}^n + \frac{1}{2} \vec{W}_{ijk}^{n-1}}{\Delta t}} \quad (2.48)$$

Soit Ω_{ijk} le volume de la cellule, le système 2.46 intégré sur la cellule se discrétise donc en temps selon :

$$\frac{3}{2}\Delta\vec{W}_{ijk}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\Omega_{ijk}} \sum_{l=1}^6 \left[\left(\frac{\partial \vec{F}_c}{\partial \vec{W}} - \frac{\partial \vec{F}_d}{\partial \vec{W}} \right)_{ijk,l}^n \Delta \vec{W}_{ijk,l}^{n+1} \right] = \frac{1}{2}\Delta\vec{W}_{ijk}^n - \frac{\Delta t}{\Omega_{ijk}} \sum_{l=1}^6 \left(\vec{F}_c - \vec{F}_d \right)_{ijk,l}^n \quad (2.49)$$

où $\Delta\vec{W}_{ijk}^{n+1} = \vec{W}_{ijk}^{n+1} - \vec{W}_{ijk}^n$ et l'indice ijk,l contient implicitement le produit scalaire de la densité de flux de la cellule ijk avec la normale à la facette l . $\left(\frac{\partial \vec{F}_c}{\partial \vec{W}} \right)_{ijk,l}^n$ et $\left(\frac{\partial \vec{F}_d}{\partial \vec{W}} \right)_{ijk,l}^n$ sont les matrices jacobienes de flux.

Pour un calcul instationnaire où le pas de temps Δt est global, il est nécessaire d'effectuer une étude de convergence en temps pour s'assurer que les phénomènes moyens essentiels sont correctement capturés. Ceci se traduit également par des valeurs raisonnables du critère de Courant Friedrich Levy (CFL) basé sur les échelles de temps convectives et visqueuses.

Flux de convection et de diffusion : On cherche à présent à évaluer les composantes convective et visqueuse des flux explicites $\left(\vec{F}_c - \vec{F}_d \right)_{ijk,l}^n$.

Les flux convectifs \vec{F}_c sont traités avec un schéma de classe FVS (*Flux Vector Splitting*) généralement plus robuste que ceux de la classe FDS (*Flux Difference Splitting*) mais de précision moindre. C'est pourquoi Liou [96] a introduit le schéma AUSM+, d'ordre 2 et dérivé de l'AUSM (*Advection Upstream Splitting Method*), qui permet d'atteindre la précision des schémas FDS tout en conservant la robustesse du type FVS. Selon l'auteur, ce schéma permet une utilisation pour une large gamme d'écoulements : stationnaires ou instationnaires, avec modèle de gaz parfait ou réel, modélisé par les équations d'Euler ou Navier-Stokes.

Durant la phase d'initialisation des simulations numériques de la présente étude, deux schémas de discrétisation en espace ont été comparés : le schéma AUSM+ et un schéma dérivé, à savoir le SENSEUR, proposé par Mary et Sagaut [102]. Pour ce dernier schéma, la quantité de viscosité numérique induite est pilotée par un détecteur d'instabilités sur les variables conservatives (désigné par *wiggle detector*). Bien que cette propriété permette une meilleure gestion de la viscosité numérique introduite, cette modification impacte directement sa robustesse.

Les résultats de la comparaison entre les deux schémas sont ici brièvement présentés pour le cas d'un arrière-corps tri-cylindre (cf. chapitre 4) et illustrés dans les figures 2.6 et 2.7. Pour cette configuration d'écoulement massivement décollé, le schéma AUSM+ s'avère mieux adapté (cf. figure 2.7 (b)) et plus robuste. Par ailleurs, le schéma SENSEUR est plus souvent utilisé pour les écoulements subsoniques (e. g. pour le cas d'une entrée d'air comme celle de la thèse de Laraufie [87]) où l'influence de la turbulence de la couche limite amont est significative. C'est donc le schéma AUSM+ qui est retenu pour la suite de cette étude.

Pour déterminer la valeur des flux aux interfaces de la cellule ijk , il est nécessaire de connaître la valeur des variables conservatives de chaque côté de cette interface. Plutôt que de reporter directement les valeurs conservées au centre des cellules, une variation linéaire (calcul des pentes) au sein de la cellule est considérée.

Les flux de diffusion \vec{F}_d sont discrétisés avec un schéma centré. Comme pour les flux convectifs, les flux visqueux nécessitent la connaissance de certaines variables à l'interface (\vec{u} , \vec{v} , \vec{w} , μ et μ_T). Ces dernières sont obtenues en effectuant une moyenne arithmétique des valeurs au centre des cellules qui sont situées de chaque côté de l'interface. De plus, les gradients du champ de vitesse moyen, de la température et du champ turbulent doivent également être connus. Leur évaluation consiste à déterminer la valeur moyenne au sein de chaque cellule comme détaillé dans [33]. La valeur à l'interface est ensuite donnée par la moyenne des gradients de part-et-d'autre.

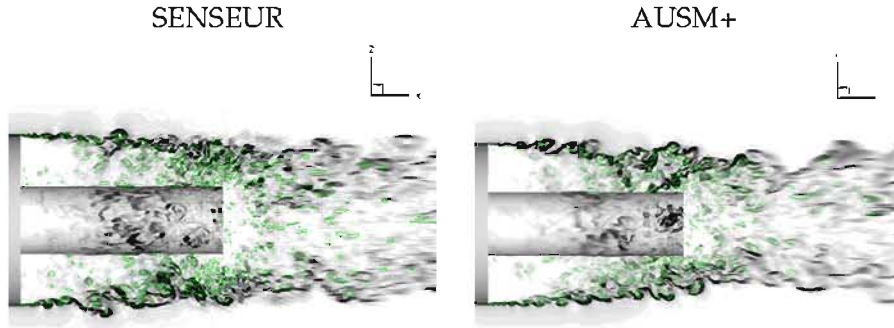


FIG. 2.6 – Clichés instantanés de la norme du gradient de masse volumique $\|\nabla \rho\|$ pour une ZDES avec le schéma SENSEUR (gauche) et AUSM+ (droite).

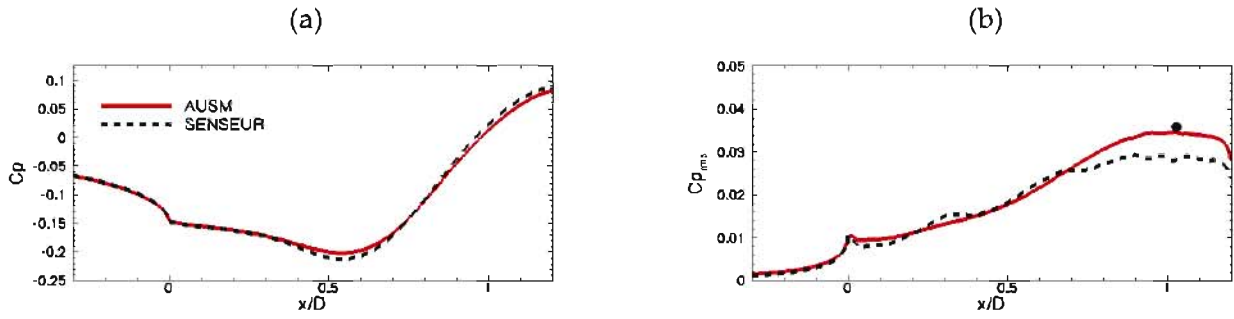


FIG. 2.7 – Evolution longitudinale des coefficients de pression C_p (a) et $C_{p_{rms}}$ (b).

Traitement de la phase implicite : La formulation implicite donnée à l'équation (2.49) conduit à la résolution d'un grand système matriciel. Soit, \mathcal{J} la différentielle du bilan des flux convectifs et diffusifs et \mathcal{R} le résidu explicite (terme de droite dans (2.49)). Le système (2.49) peut alors s'écrire sous la forme :

$$\left(\frac{3}{2} \frac{\Omega}{\Delta t} \mathbf{I} + \mathcal{J} \right) \Delta W^{n+1} = -\mathcal{R} \quad (2.50)$$

Les temps CPU engagés et le coût en espace mémoire pour la résolution de ce système sont importants. De manière alternative, l'équation (2.50) est approchée, et les simplifications suivantes sont souvent effectuées :

- une linéarisation approchée des matrices Jacobienne de flux ($\frac{\partial \vec{F}_c}{\partial \vec{W}}$ et $\frac{\partial \vec{F}_d}{\partial \vec{W}}$). Les méthodes utilisées à cette fin sont présentées dans la thèse de Pamiès [126].
- la diagonalisation de tout ou parties des blocs de la matrice implicite.
- la factorisation \mathcal{LU} (comme détaillée dans [128]) qui permet de simplifier l'inversion du système matriciel (2.50) qui devient

$$(\mathcal{L} + \mathcal{D} + \mathcal{U}) \Delta W^{n+1} = -\mathcal{R} \quad (2.51)$$

2.6 Synthèse

Les équations du mouvement pour un fluide turbulent compressible ont été présentées. Différentes approches, impliquant des coûts de calcul très variés, sont disponibles pour leur résolution.

Tout d'abord, la DNS (*Direct Numerical Simulation*) permet de résoudre directement les équations de Navier-Stokes, mais reste hors d'atteinte avec les moyens de calcul actuels pour des applications industrielles. À ce stade, deux alternatives ont été proposées : une approche basée sur l'écoulement moyen au sens de Reynolds (approche RANS pour *Reynolds Averaged Navier Stokes*) et une approche filtrée pour la simulation des grandes échelles (LES, *Large Eddy Simulation*). Ces deux méthodes impliquent l'apparition d'inconnues dans le système d'équations de la dynamique des fluides et nécessitent l'utilisation de modèles mathématiques.

L'approche RANS est largement mise en œuvre dans l'industrie du fait de sa capacité de bonne prévision du champ aérodynamique moyen pour des géométries ne présentant pas de décollements massifs. L'utilisation des méthodes LES reste plus marginale en raison des résolutions spatiales et temporelles exigeantes qu'elles nécessitent. À titre indicatif, en tenant compte de l'évolution des moyens de calcul, Spalart [159] n'estime possible la réalisation d'une LES d'un avion complet qu'à l'horizon 2045.

Dès lors des méthodes hybrides RANS/LES, présentant un compromis entre les deux précédentes approches, ont été développées. La ZDES (*Zonal Detached Eddy Simulation*) fait partie de ces méthodes et est retenue pour l'étude présente. Elle permet à l'utilisateur de traiter les régions d'intérêt de l'écoulement en LES, pour permettre la bonne prévision des phénomènes instationnaires, et de maintenir un coût abordable grâce à l'utilisation du RANS dans les autres régions.

Dans le cas de l'écoulement d'arrière-corps où le point de décollement est fixé par la géométrie, la partie en amont est modélisée en URANS ce qui assure de conserver les propriétés intégrales de la couche limite. La partie en aval du point de décollement est modélisée avec une approche LES. Le choix de la ZDES est justifié par le fait que celle-ci a été employée avec succès pour prédire de nombreux écoulements complexes tels que l'aérodynamique de culots subsoniques (Deck et Thorigny [41], Weiss et al. [174, 177]), et supersoniques avec de fortes conditions de compressibilité (Simon et al [157]), ou encore pour l'écoulement autour d'un profil d'aile hypersustenté (Deck [34], et Deck et Laraufige [39]) et pour l'étude d'une couche de mélange supersonique (Chauvet et al [23]). Dans ces références, l'approche ZDES a été validée et comparée aux données expérimentales disponibles incluant des analyses spectrales en un et deux points.

Analyse de la dynamique d'un écoulement d'arrière-corps sur une configuration mono-cylindre

3.1	Présentation du cas test mono-cylindre	76
3.1.1	Géométrie d'étude et conditions d'essai	76
3.1.2	Considérations pour l'acquisition de données numériques instationnaires	78
3.1.3	Topologie de l'écoulement	80
3.2	Organisation spatiale du champ de pression fluctuante	81
3.2.1	Distribution de l'énergie dans l'espace de Fourier	81
3.2.2	Distribution spatiale en cohérence et phase	86
3.3	Analyse modale du champ tridimensionnel de pression fluctuante	88
3.3.1	Modes de Fourier	88
3.3.2	Décomposition en modes dynamiques : notions préliminaires	91
3.3.3	Méthode de calcul des modes de Koopman approchés : Dynamic Mode Decomposition	92
3.3.4	Modes dynamiques du cas d'arrière-corps axisymétrique	94
3.4	Synthèse	101

La synthèse bibliographique du chapitre 1 a mis en avant l'état de l'art du point de vue de la compréhension des écoulements d'arrière-corps de type lanceur. Sur la configuration de culot franc avec cylindre émergent, les analyses en un et deux points de Deck et Thorigny [41] et Weiss et al. [177] ont permis des avancées significatives quant aux origines du mode de *Buffeting*. Le mode azimutal $m = 1$ pilotant la dynamique de l'écoulement a été identifié au moyen d'une corrélation impliquant deux points diamétralement opposés ([41]). De plus, la signature du mode de *Buffeting* sur la paroi de l'émergence a été localisée au milieu du cylindre émergent, où domine une instabilité absolue associée au phénomène de *Vortex Shedding* ([177]).

Cependant, l'organisation spatiale des phénomènes instationnaires au sein de l'écoulement reste mal comprise. Plus précisément, les études antérieures ont mis en évidence le contenu fréquentiel du champ fluctuant pour différents points dans le champ ([41]) et plus récemment à la

paroi de l'émergence ([174]). Néanmoins le contenu fréquentiel au sein de l'écoulement global n'a pas été étudié.

Ce chapitre est focalisé sur la géométrie de Weiss et al. [177]. Le premier objectif est de mettre en évidence la distribution du champ fluctuant dans toute la zone décollée en analysant les signaux stationnaires issus d'un volume d'acquisition. Ensuite, le but est de déterminer l'organisation spatiale propre aux différentes fréquences caractéristiques de l'écoulement.

Dans un premier temps, le cas numérique non-contrôlé est présenté. Ensuite, une analyse spectrale du champ 3D de pression fluctuante autour de l'arrière-corps permet de mettre en évidence la distribution spatiale des fréquences associées aux fluctuations les plus énergétiques de l'écoulement. Cette analyse spectrale est mise en relation avec les études du champ fluctuant pariétal présentes dans la littérature. Enfin, des analyses modales de type Fourier et Décomposition en Modes Dynamiques (DMD), appliquées sur ce même champ fluctuant 3D, mettent en évidence les organisations spatiales du champ de pression associées aux fréquences caractéristiques identifiées précédemment.

3.1 Présentation du cas test mono-cylindre

3.1.1 Géométrie d'étude et conditions d'essai

La géométrie d'étude utilisée pour ce chapitre est brièvement décrite dans cette section.

Géométrie d'étude La configuration retenue dans cette partie s'affranchit des boosters latéraux et s'intéresse en particulier à la dynamique de l'écoulement autour du corps central de type Ariane 5 (cf. encadré de la figure 3.1 (a)).

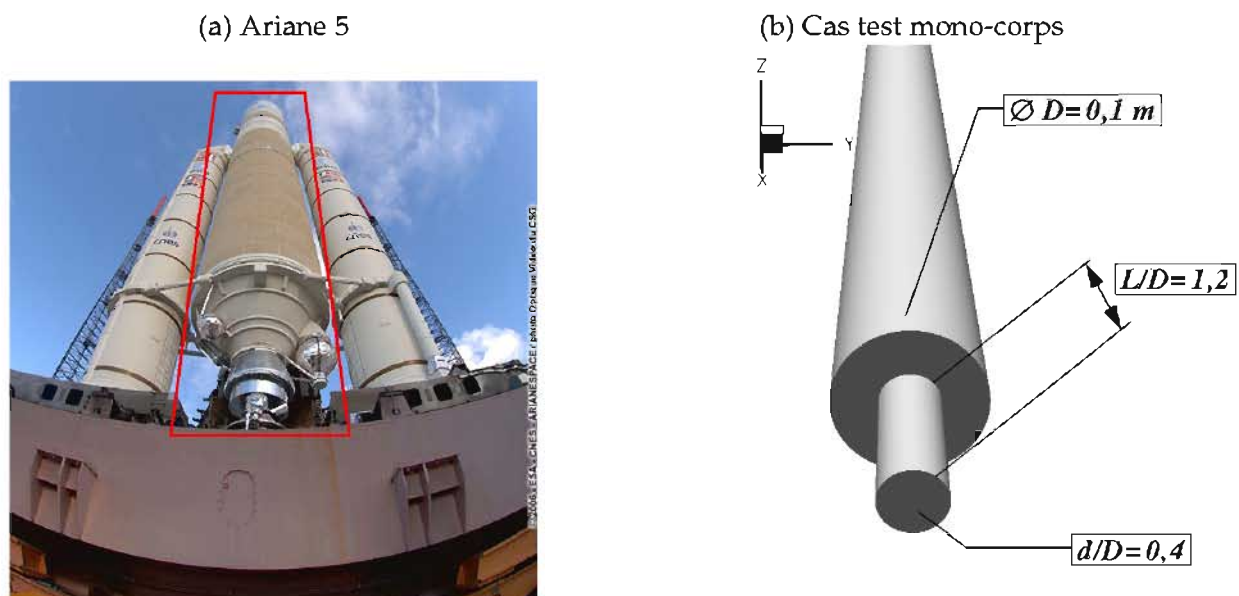


FIG. 3.1 - (a) Photographie du lanceur Ariane 5 sur son pas de tir. Adapté de : <http://www.cnes.fr/web/CNES-fr/5218-en-images-ariane-5-eca.php> (11 mars 2013) - Crédits ESA/ CNES/Arianespace - (b) Géométrie et dimensions caractéristiques du cas test axisymétrique.

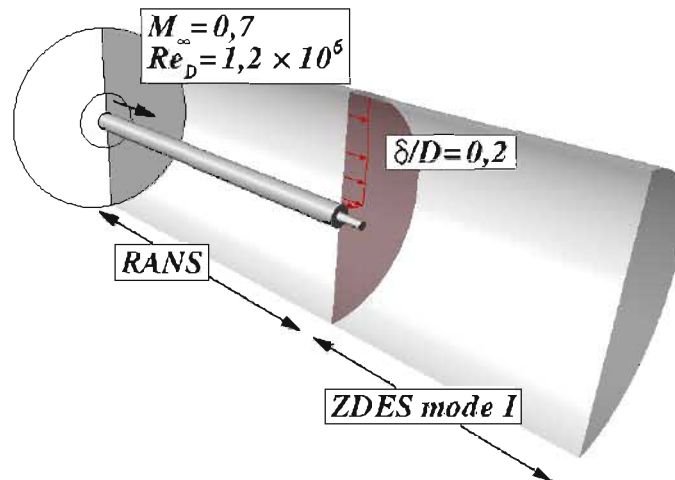


FIG. 3.2 – Vue en coupe du domaine de calcul.

La géométrie consiste ainsi en un cylindre de longueur finie et de diamètre $D = 0,1$ m qui s'étend jusqu'en entrée du domaine de calcul. La partie émergente du corps central est représentée par un cylindre de diamètre constant $d = 0,04$ m. On s'affranchit ainsi de la complexité géométrique de l'arrière-corps réel qui présente des variations de diamètre en fonction de la position le long de l'axe du corps central. Des études (e.g. Weiss et Deck [175]) ont en effet montré que la distribution du champ statistique à la paroi n'était pas sensiblement modifiée suite à cette simplification. D'autre part, le rapport L/D de la longueur d'émergence du corps central L sur le diamètre D est pris égal à 1,2 conformément à la géométrie réelle. L'influence de ce rapport a été montrée expérimentalement par Deprés et al. [44] qui ont notamment observé que la nature du recollement (fluide ou solide) dépendait de L/D .

Enfin, le jet propulsif est obstrué. Les essais de Deprés et al. [44] montrent en effet une faible influence du jet en sortie de tuyère sur le lâcher tourbillonnaire dans le sillage du corps central.

Conditions de l'écoulement et maillage Elles correspondent aux conditions de vol durant lesquelles les efforts latéraux mesurés sont les plus forts. Ceci correspond au régime transsonique du lanceur pour un nombre de Mach $M_\infty = 0,7$. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre D du corps central est $Re_D = 1,2 \times 10^6$. L'épaisseur de la couche limite au point de décollement est $\delta/D = 0,2$ comme indiqué sur la figure 3.2.

Un maillage structuré de 12×10^6 cellules hexaédriques est utilisé avec une résolution de 240 points dans la direction azimutale ($1,5^\circ$ par plan). Les cellules sont réparties en 24 blocs autour de la géométrie. Une topologie de type O-H est mise en place dans le sillage de l'émergence (cf. figure 3.3 (b)) afin d'éviter les problèmes de singularités au niveau de l'axe de symétrie de la géométrie. Le maillage est localement raffiné proche du point de décollement (cf. figure 3.3 (a)) afin de modéliser le départ des instabilités de la couche de mélange. Le maillage offre une résolution de 15 points comme recommandé par Simon et al. [157]. À mesure que la couche de mélange se développe, la résolution du maillage augmente et atteint 38 points à $x/D = 0,5$.

Approche numérique Comme précisé au chapitre 2, l'approche numérique adoptée est la Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES) qui est une méthode hybride RANS/LES zonale développée par Deck [34, 36]. La stratégie de cette approche consiste à sélectionner les régions de l'écoulement qui sont calculées avec l'approche RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) et celles utilisant la LES (Large Eddy Simulation). Cette sélection est directement liée à la nature du décollement de la couche limite amont.

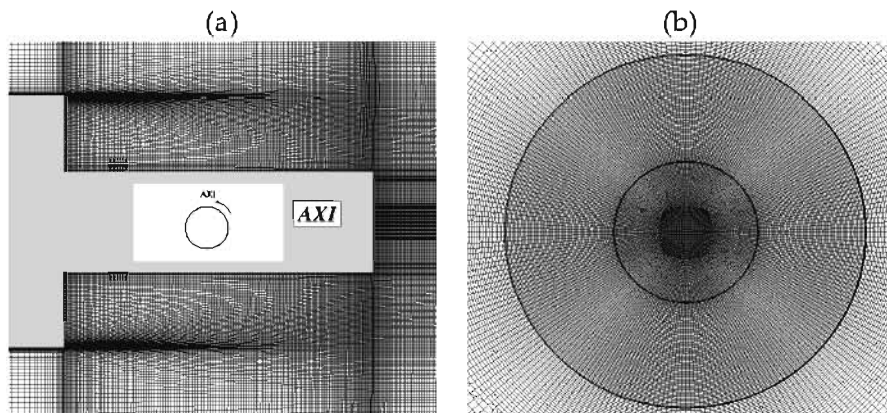


FIG. 3.3 – Illustration du maillage dans un plan longitudinal (a) et dans un plan transverse (b).

Dans la présente étude, la ZDES est appliquée dans son mode I puisque le décollement est fixé par la géométrie en raison d'un brusque changement de diamètre sur le corps central. Ce mode est adapté à la prise en compte de décollements massifs étant donné que le passage de l'approche RANS à l'approche LES est rapide au point de décollement, ce qui évite tout retard au départ des instabilités. La couche limite amont au décollement est modélisée avec le mode 0 (i.e. approche RANS) pour mettre à profit les performances du modèle RANS en ce qui concerne la modélisation des propriétés intégrales de la couche limite. Le modèle RANS utilisé est le modèle à une équation de Spalart-Allmaras basé sur le transport de la pseudo-viscosité cinématique turbulente notée $\tilde{\nu}$.

Paramètres du calcul : Le code aux volumes finis structuré et multi-domaines utilisé pour la résolution des équations de Navier-Stokes compressibles est le solveur FLU3M développé à l'ONERA et présenté au chapitre 2. Il est rappelé ici que la précision de ce solveur a été validée pour différentes applications, notamment sur des configurations de lanceurs avec les travaux de Deck et Thorigny [41], Simon et al. [157] et Weiss et al. [174, 177]. Les résultats numériques de ces références ont été confrontés aux données expérimentales disponibles au moyen de moments statistiques d'ordre 1 et 2, et d'analyses spectrales. Le schéma du second-ordre de Gear présenté par Péchier et al. [129] est utilisé pour la discrétisation des dérivées temporelles. Le pas de temps Δt_{ZDES} du calcul est de $2 \cdot 10^{-6}$ s pour un temps physique total simulé de 0,2 s. Pour chaque itération en temps, la convergence est assurée par un processus itératif de type Newton-Raphson avec 4 sous-itérations pour assurer une décroissance des résidus d'au moins un ordre de grandeur. Enfin, les dérivées en espace sont approximées par le schéma numérique AUSM+ proposé par Liou [96].

3.1.2 Considérations pour l'acquisition de données numériques instationnaires

Un des intérêts de la ZDES est sa capacité à rendre compte du caractère instationnaire de l'écoulement contrairement aux approches RANS. Ainsi, l'analyse de l'écoulement tri-corps fait l'objet d'une acquisition massive de données instantanées en vue de leur post-traitement. Quelques considérations préliminaires pour l'échantillonnage des signaux instationnaires sont ici présentées.

Critère d'échantillonnage : L'échantillonnage implique que le signal original soit discrétisé par un ensemble de points, séparés par un intervalle constant $\Delta t_{\text{échantillonnage}}$ en s. L'échantillonnage d'un signal temporel continu est alors soumis au critère de Nyquist-Shannon qui régit les conditions de discrétisation du signal original. Ce critère stipule que le contenu fréquentiel du signal d'origine est exactement conservé si la plus petite période T_{min} est discrétisée par un minimum de 2 points (en pratique, un minimum de 5 échantillons est recommandé). Autrement dit,

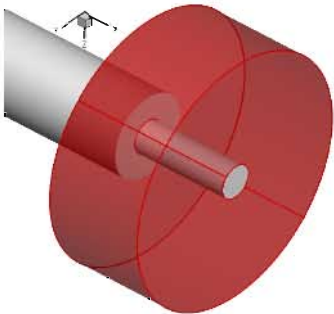
l'intervalle $\Delta t_{\text{échantillonnage}}$ doit vérifier $\Delta t_{\text{échantillonnage}} \leq T_{\text{min}}/2$. Le cas échéant, une partie de l'information fréquentielle du signal d'entrée est *biaisée*. Une partie de l'énergie du signal est transférée sur des fréquences qui ne sont pas forcément présentes dans le signal d'origine. Concrètement, ceci se traduit dans un spectre de Densité Spectrale de Puissance par une sur-estimation des fréquences $0 \leq f \leq f_{\text{échantillonnage}}/2$. Ce phénomène est appelé *repliement de spectre* (*aliasing* en anglais).

Par définition, les données issues de simulations numériques ou d'essais expérimentaux constituent un ensemble discret du système dynamique continu. Notons ici que la simulation numérique offre l'avantage d'un haut taux d'échantillonnage avec un pas de temps $\Delta t_{ZDES} \sim 1 \mu\text{s}$. Cependant, cet atout est nuancé par les coûts de calcul élevés pour l'acquisition du signal sur des temps physiques de l'ordre de la seconde. Par ailleurs, l'augmentation de la résolution spatiale des calculs CFD implique que le stockage mémoire des données devient un facteur limitant. Le choix du pas de temps pour l'échantillonnage des données $\Delta t_{\text{échantillonnage}}$ est dès lors d'une importance capitale pour pouvoir réaliser une analyse spectrale approfondie des fréquences caractéristiques de l'écoulement.

Echantillonnage du cas mono-corps : L'acquisition des données est initiée lorsque l'écoulement atteint un régime stationnaire à savoir lorsque le champ statistique est convergé. Suite à l'initialisation du calcul, l'écoulement passe en effet par un régime transitoire qu'il convient d'évacuer afin de ne pas introduire de contenu fréquentiel parasite dans les signaux acquis. La durée physique du transitoire est estimée à 200 ms ce qui équivaut à environ 16 traversées de domaine, basées sur la vitesse de l'écoulement libre. Cette durée est commensurable au temps de signal acquis à l'issue de ce transitoire.

La fréquence d'échantillonnage pour le cas mono-corps est $f_e = 100 \text{ kHz}$. D'après Nyquist-Shannon, la fréquence maximale qu'il est possible de capter est de 50 kHz soit un nombre de Strouhal basé sur le diamètre D , d'environ 21. Le temps physique total d'acquisition est $T_{\text{acq}} = 200 \text{ ms}$ ce qui équivaut à une fréquence minimale de 10 Hz ($St_D = 4 \cdot 10^{-3}$). Les variables physiques échantillonnées sont les variables conservatives ($\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho E, \rho \vec{v}$) et la pression p . Au total le stockage mémoire représente environ 2 Tera-octets de données avec $4,5 \cdot 10^6$ capteurs comme résumé dans le tableau 3.1.

TAB. 3.1 – Synthèse des paramètres d'acquisition de signaux instantanés.

	$N_{xyz} \text{ ZDES points}$	12×10^6
	$N_{xyz} \text{ échantillonnage points}$	$4,5 \times 10^6$
	$\Delta t_{ZDES} \text{ s}$	2×10^{-6}
	$\Delta t_{\text{échantillonnage}} \text{ s}$	10×10^{-6}
	$T_{\text{acquisition}} \text{ s}$	0,2
	Nombre de variables	7
	Stockage mémoire $\Delta t_{\text{échantillonnage}}$ T-octets	1,8

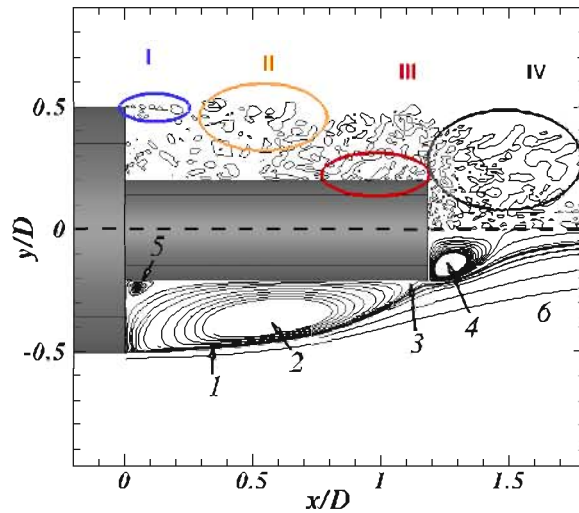


FIG. 3.4 – Figure adaptée de Marié et al. [100]. (*partie supérieure*) Iso-lignes du critère Q adimensionné ($QU_{\infty}^2/D^2 = 20$) : I. Instabilités de Kelvin-Helmholtz, II. Battement de la couche de mélange, III. Impact des structures tourbillonnaires de la couche de mélange, IV. Lâcher tourbillonnaire. (*partie inférieure*) Lignes de courant du champ moyen de l'écoulement : 1. Couche de mélange, 2. Zone de recirculation, 3. Point de recollement moyen, 4. Zone de recirculation secondaire, 5. Ecoulement de coin, 6. Sillage turbulent.

3.1.3 Topologie de l'écoulement

La géométrie mono-cylindre ayant fait l'objet de plusieurs études par le passé, cette section se limite à la présentation des caractéristiques principales des champs instantanés et statistiques. Une analyse de ces données est par ailleurs réalisée dans le chapitre suivant (cf. chapitre 4) où la configuration axisymétrique est comparée à une géométrie tri-cylindre. À titre d'introduction à l'analyse spectrale du champ fluctuant, une brève présentation des phénomènes instationnaires caractéristiques de l'écoulement est donc fournie dans la figure 3.4.

La partie supérieure de la figure présente un cliché instantané de l'écoulement dans un plan longitudinal avec les iso-lignes de critère Q . La définition de ce critère, ainsi que d'autres outils de visualisation des structures tourbillonnaires, est présenté dans le chapitre suivant (cf. chapitre 4, section 4.2). La partie inférieure présente l'écoulement moyen avec les lignes de courant.

En ce qui concerne le champ instantané, quatre zones principales associées aux phénomènes instationnaires dominants identifiés dans la littérature sont délimitées.

La zone I est associée aux instabilités de la couche de mélange, dites de Kelvin-Helmholtz, où les cisaillements dus au gradient de vitesse longitudinale dans la direction transverse génèrent des enroulements tourbillonnaires. Ces instabilités sont associées à des nombres de Strouhal basé sur le diamètre D ($St_D = fD/U_{\infty}$) de l'ordre de 7 proche du décollement.

La zone II délimite la région où le phénomène de battement de la couche de mélange mis en évidence par Driver et al. [47] est particulièrement visible. Ce battement est basse fréquence avec $St_D \sim 0,07$.

Au fur et à mesure que la couche de mélange se développe, elle s'infléchit vers le cylindre émergent (cf. figure 3.4), ce qui implique que les structures tourbillonnaires au sein de la couche cisailée finissent par impacter la paroi au point de recollement. La position de ce point oscille dans la zone III et les fluctuations de pression dans cette région sont composées d'une large gamme de fréquence centrée sur $St_D = 0,6$.

Enfin, la zone de sillage proche et lointain (IV) marque la région où le phénomène de lâcher tourbillonnaire (*Vortex-Shedding*) est le plus notable avec la formation d'une allée de Von-Kármán.

La configuration d'étude mono-cylindre issue des travaux de Weiss ([174, 177]) a été présentée. Un maillage structuré de 12×10^6 cellules est utilisé, avec une résolution de 240 points dans la direction azimutale.

La présente géométrie mono-cylindre a fait l'objet de nombreuses études avancées par le passé, à la fois expérimentales et numériques. L'analyse présentée ici repose sur l'utilisation de post-traitements de données instationnaires en vue de compléter la compréhension de la dynamique de l'écoulement d'arrière-corps axisymétrique.

Pour ce faire, l'acquisition de 0,2 s de signal des variables conservatives ainsi que la pression est mise en place sur un ensemble de $4,5 \times 10^6$ capteurs avec une fréquence d'échantillonnage $f_{\text{échantillonnage}} = 100$ kHz. La base de données représente 1,8 Tera-octets de stockage mémoire.

3.2 Organisation spatiale du champ de pression fluctuante

Sagaut et Deck [139] ont proposé une nomenclature des niveaux de validation pour les techniques de simulation. Cette nomenclature est répartie en 6 niveaux, le premier étant associé au calcul des efforts intégrés, et le dernier aux analyses de type fréquence-nombre d'onde.

La littérature associée à l'écoulement d'arrière-corps mono-cylindre a déjà permis d'aborder ces 6 niveaux. Les plus récentes analyses concernent les travaux de Weiss [173] avec des études de corrélation en deux points sur des signaux de pression fluctuante 2D à la paroi de l'émergence.

Cette section est concentrée sur l'analyse du champ fluctuant 3D (cf. tableau 3.1) acquis durant la simulation numérique. Le but est de caractériser l'organisation spatiale du champ de pression fluctuante dans le volume de la zone décollée.

3.2.1 Distribution de l'énergie dans l'espace de Fourier

L'évaluation de la distribution de l'énergie fluctuante dans l'espace fréquentiel peut être réalisée au moyen d'un spectre de Densité Spectrale de Puissance (DSP), notée $G(f)$ qui est définie par :

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} G(f)df = \int_0^{\infty} fG(f)d[\log(f)] \quad (3.1)$$

où σ est l'écart type du signal analysé.

Cette fonction est exprimée en [(unité du signal d'entrée)².Hz⁻¹] et définit le niveau des fluctuations pour une fréquence f donnée.

$G(f)$ est ici estimée sur un espace fréquentiel discret et fini issu d'une Transformée de Fourier Discrète.

L'analyse spectrale est appliquée aux signaux de pression fluctuante acquis. Rappelons que le volume d'acquisition représente au total, $4,5 \times 10^6$ capteurs pour le cas tri-cylindre et un total de 1,8 T-octets de données. Itérer une analyse des spectres en un point sur l'ensemble de ces capteurs s'avère par conséquent un processus lourd et complexe quant à la représentation des résultats.

Dès lors, on se propose de ne considérer que les fréquences associées aux fluctuations les plus énergétiques du champ fluctuant volumique autour de l'émergence. Décrivons brièvement la démarche mise en œuvre. Tout d'abord le spectre de DSP du signal temporel $p'(x_i, y_i, z_i, t)$ est calculé en chaque point i du volume d'acquisition (cf. tableau 3.1). Pour ce spectre, deux valeurs sont retenues comme illustré dans la figure 3.5 : La valeur maximale de la Densité Spectrale de Puissance en $[\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}]$:

$$\Psi_{p'} = \max_{(x_i, y_i, z_i)} [G_{p'}(f)] \quad (3.2)$$

et $St_D(\Psi_{p'})$ la fréquence adimensionnée correspondante.

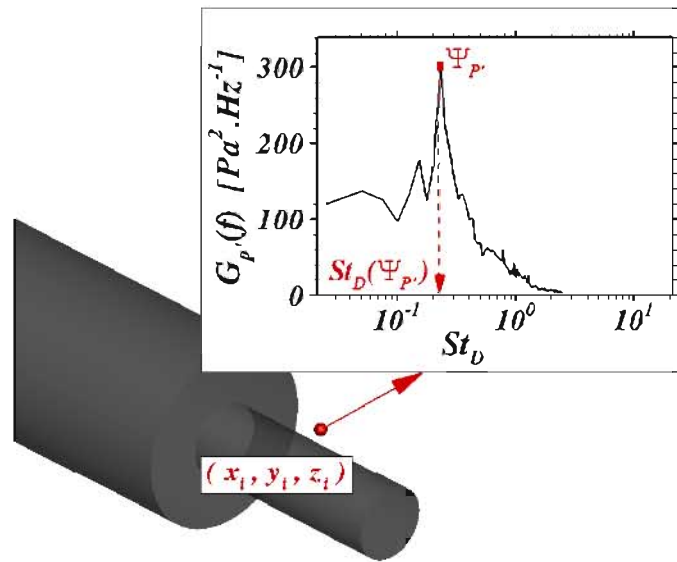


FIG. 3.5 – Identification des fréquences les plus énergétiques.

En reproduisant cette approche sur l'ensemble des capteurs du volume d'acquisition il est alors possible de représenter la distribution spatiale de $\Psi_{p'}$ autour de l'émergence comme illustré dans la figure 3.6 (a) (partie supérieure), ainsi que la distribution des fréquences les plus énergétiques comme dans la figure 3.6 (b) (partie supérieure).

Les champs sont moyennés dans la direction azimutale et le résultat est représentée dans le plan $(x/D, z/D)$. Ces contours permettent ainsi de visualiser à la fois la distribution spatiale des fluctuations de pression les plus énergétiques ainsi que leur distribution fréquentielle.

Par ailleurs, la distribution de la contribution énergétique locale des fluctuations de pression est observée. Le processus illustré dans la figure 3.5 est mis en place avec les spectres en un point de $fG(f)/\sigma^2$, où σ est l'écart-type du signal d'entrée. La contribution énergétique maximale est notée $Y_{p'}$:

$$Y_{p'} = \max_{(x_i, y_i, z_i)} \left[\frac{fG_{p'}(f)}{\sigma^2} \right] \quad (3.3)$$

Les nappes de $St_D(\Psi_{p'})$ et $St_D(\Psi_{p'})$ permettent de localiser les fréquences caractéristiques de l'écoulement. Quatre fréquences principales sont relevées, et sont résumées dans le tableau 3.2.

La nappe de la figure 3.6 (a) (partie supérieure) indique que les fluctuations avec les plus fortes amplitudes sont localisées au niveau de la seconde moitié de l'émergence ($0,55 \leq x/D \leq 1,0$) au sein

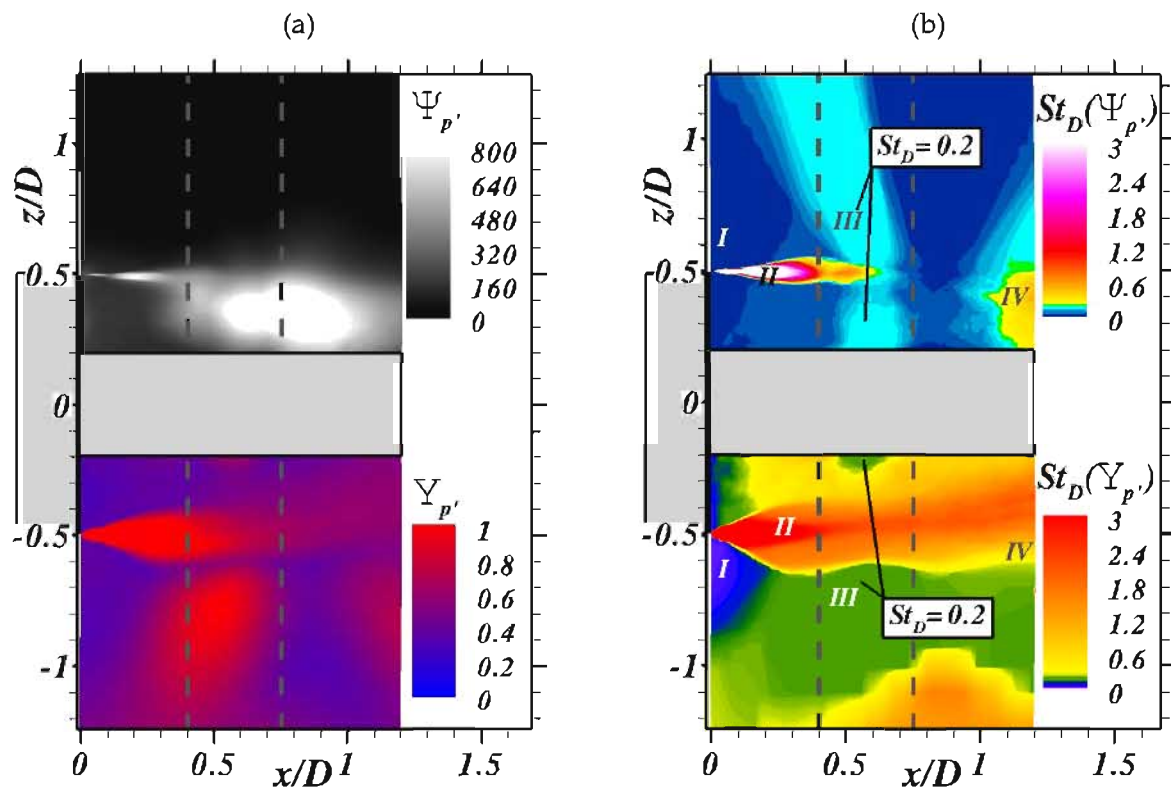


FIG. 3.6 – (a) : (partie supérieure) Nappe de $\Psi_{p'}$ - (partie inférieure) Nappe de $Y_{p'}$. (b) : (partie supérieure) Nappe de $St_D(\Psi_{p'})$ - (partie inférieure) Nappe de $St_D(Y_{p'})$. (- - -) Intervalle associé à une instabilité absolue d'après [177]. I-IV : Localisation des phénomènes caractéristiques de l'écoulement d'arrière-corps détaillées dans le tableau 3.2.

de la zone de recirculation ($z/D \leq 0,5$). Dans cette zone, la fréquence adimensionnée $St_D = 0,2$ associée au *Vortex-Shedding* (Phénomène III) est prédominante comme le montre la figure 3.6 (b) (partie supérieure). Cette observation est en accord avec les résultats de Weiss et al. [177] qui ont mené une étude de stabilité linéaire locale et mis en évidence une instabilité absolue dans la région $0,35 \leq x/D \leq 0,75$ (cf. figure 3.6) associée à $St_D = 0,2$. Dans la littérature, cette fréquence adimensionnée est associée au lâcher tourbillonnaire ([71, 115]) à l'origine de l'allée de Von-Kármán dans le sillage d'un écoulement possédant une direction homogène (e.g. un cylindre de section circulaire).

TAB. 3.2 – Dynamiques principales de la zone décollée/recollée.

Zone	Phénomène	St_D associé
I	Battement couche mélange / Respiration bulbe	$\sim 0,07$
II	Kelvin-Helmholtz	$0,4 \leq St_D \leq 10,0$
III	Lâcher tourbillonnaire	$\sim 0,2$
IV	Sillage proche	$\sim 0,5$

La figure 3.6 (b) met ainsi en lumière la zone d'action principale du *Vortex-Shedding* au sein de l'écoulement. Cette dynamique se montre particulièrement robuste et énergétique jusque dans le champ lointain comme en témoigne les niveaux de $Y_{p'}$ pour $z/D < 0,5$ dans la figure 3.6 (a) (*partie inférieure*).

Il ressort des nappes spectrales que la couche de mélange (Phénomène I) est le siège de fluctuations particulièrement intenses et haute fréquence. La figure 3.6 (b) (*partie supérieure et inférieure*) révèle clairement un évasement de la couche de mélange avec un élargissement de la zone associée au phénomène II pour x croissant. Cette propagation est linéaire suivant x de sorte que la zone associée à $St_D(\Psi_{p'}) > 0,6$ (cf. figure 3.6 (b) (*partie supérieure*)) s'élargit avec un évasement mesuré $\Delta_z/\Delta_x \simeq 0,36$ sur l'intervalle $0,1 \leq x/D \leq 0,3$. Ce taux de croissance est en accord avec les résultats numériques de Deck et Thorigny [41] qui relèvent un taux de croissance de l'épaisseur de vorticité de la couche de mélange $d\delta_\omega/dx = 0,36$ pour une configuration d'arrière-corps axisymétrique similaire avec jet propulsif. Ceci confirme que les fluctuations de pression dues aux instabilités de Kelvin-Helmholtz sont confinées dans la zone à $St_D(\Psi_{p'}) > 0,6$ (cf. figure 3.6 (b) (*partie supérieure*)).

Il apparaît par ailleurs que le développement de la couche de mélange est perturbé dans la zone d'instabilité absolue à en juger par l'évolution des nappes de $St_D(\Psi_{p'})$ et $St_D(Y_{p'})$ dans l'intervalle $0,4 \leq x/D \leq 0,75$.

Enfin, une zone très basse fréquence et à haut niveau de $\Psi_{p'}$ proche du point de décollement est identifiée et associée au phénomène I. Le battement de la couche de mélange est également le phénomène le plus amplifié plus en aval ($0,75 \leq x/D \leq 1,1$) comme en témoigne la figure 3.6 (b) (*partie supérieure*). Ceci est en accord avec les observations de Kiya et Sasaki [82] qui remarquent que le battement de la couche de mélange au niveau du point de séparation est associé à une oscillation longitudinale autour du point de recollement.

Etude de la couche de mélange L'intérêt est à présent porté sur la zone proche du point de décollement. L'objectif est d'étudier le champ de pression fluctuante dans la phase initiale de la couche de mélange. Pour ce faire, le spectre de $G_{p'}(f)$ est tracé le long de trois lignes de capteurs, normales à la paroi de l'émergence, et dans le plan $(x/D, z/D)$ (cf. figure 3.7 (a)). Le choix des positions x/D de ces lignes a été basé sur une longueur d'onde caractéristique $\lambda = \bar{U}/f(KH) = 2,23 \times 10^{-3}$ m de la couche de mélange. Cette longueur d'onde est basée sur la vitesse moyenne $\bar{U} = (U_\infty + U_{min})/2$ ($U_{min} = -0,33U_\infty$) et la fréquence maximale $f(KH)$ selon la théorie de Huerre et Rossi [72] (cf.  quation 4.8, chapitre 4, section 4.3.2) qui correspond à $\max(St_D(KH)) \simeq 15$. Les trois normales à la paroi sont ainsi placées à $x/D \simeq \lambda$, $x/D \simeq 10\lambda$ et à $x/D \simeq 20\lambda$.

D'après cette théorie, abordée dans le chapitre 4 suivant, la fréquence la plus amplifiée au sein de la couche de mélange varie avec la position longitudinale. La figure 3.7 (b) montre que la fréquence associée à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz pour $x/D \simeq \lambda$ est $St_D = 6,0$.

Dans un deuxième temps, à $x/D \simeq 20\lambda$ (figure 3.7 (d)) apparaît une contribution significative de fréquences plus basses de l'ordre de $St_D \sim 2,0$. Cette gamme de Strouhal est associée aux sous-harmoniques de la fréquence principale de la couche de mélange. Browand [15], pour une couche de mélange libre formée par le décollement d'une couche limite laminaire ($U_\infty = 4,9$ m.s⁻¹), associe ces sous-harmoniques au phénomène d'appariement des structures tourbillonnaires de la couche cisailée. L'auteur remarque notamment que la contribution énergétique de ces sous-harmoniques augmente pour x croissant jusqu'à devenir dominant. C'est ce qui est observé en comparant les niveaux de $G_{p'}(f)$ sur les figures 3.7 (b)   (d) avec le décalage progressif de la gamme des fréquences adimensionnées dominantes (de $5 \leq St_D \leq 7$ à $3 \leq St_D \leq 4$ puis $2 \leq St_D \leq 3$).

En outre, l'auteur relève que l'augmentation de la contribution des fréquences les plus énergétiques s'étale dans la direction transverse (ici z/D)   mesure que la couche cisailée se développe. Les figures 3.7 (c) et (d) mettent en évidence ce phénomène avec une expansion transverse de la zone où les amplitudes des sous-harmoniques ($1,5 \leq St_D \leq 3,0$) sont élevées, tandis que la zone associée à la fréquence primaire ($St_D \simeq 6$) reste confinée au niveau de l'axe du point de décolle-

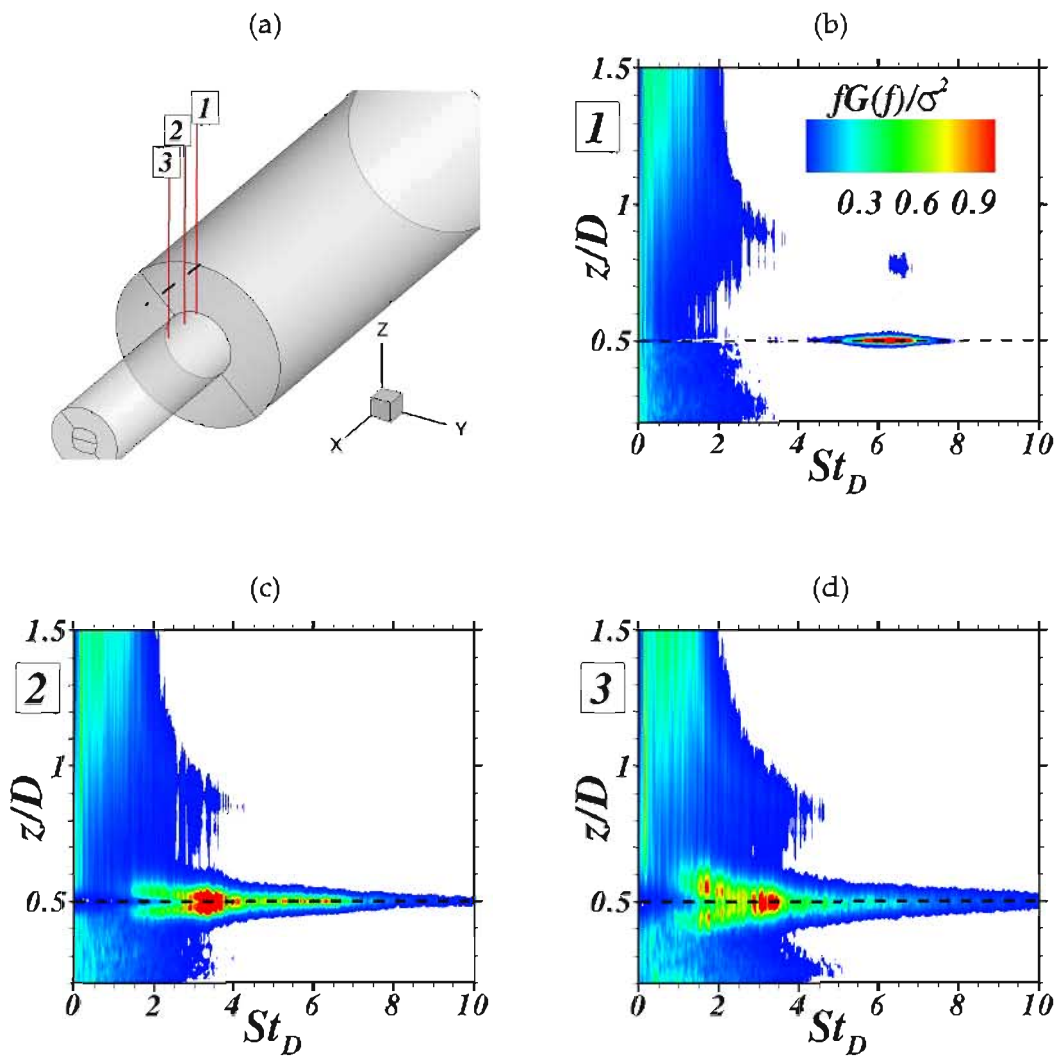


FIG. 3.7 – Nappes $(St_D, z/D)$ de la Densité Spectrale de Puissance adimensionnée pour trois positions x/D données : (b) $x/D \simeq \lambda$ - (c) $x/D \simeq 10\lambda$ - (d) $x/D \simeq 20\lambda$.

ment ($z/D = 0,5$).

Notons que d'après Ho et Huang [66], la présence du sous-harmonique agit comme un *catalyseur* du phénomène de *Vortex Pairing*, en ce sens que si le sous-harmonique est supprimé (e.g. par forçage dynamique au niveau du point de décollement [15, 66]), l'appariement des vortex est retardé mais non supprimé.

Enfin, il apparaît que le champ de pression fluctuante $p'(t)$ est symétrique par rapport à l'axe de la couche de mélange ($z/D = 0,5$). Ceci est un point commun remarquable avec le comportement d'une couche de mélange plane libre. Ce point est d'autant plus notable que la partie inférieure de la couche cisailée correspond au bulbe de recirculation de la zone décollée avec un fort courant de retour.

Cette section a permis d'analyser le contenu fréquentiel du champ de pression fluctuante dans l'ensemble de la zone décollée de la géométrie mono-cylindre. Ce type d'analyse sera reproduit pour la configuration tri-cylindre dans le chapitre suivant (chapitre 4) afin d'établir une comparaison entre les deux géométries.

3.2.2 Distribution spatiale en cohérence et phase

Pour approfondir la description de l'organisation spatiale de l'écoulement, la cohérence azimutale de deux capteurs de pression $p_1(r, x, \theta_1)$ et $p_2(r, x, \theta_2)$ situés dans un plan normal à la direction principale de l'écoulement libre, pour une position constante x et une altitude constante r est évaluée. Ce type d'analyse a été proposé par Fuchs et al. [54] pour des sillages axisymétriques comme celui en aval d'un disque placé perpendiculairement à l'écoulement.

La fonction complexe de cohérence permet de mesurer la corrélation entre les signaux p_1 et p_2 , et peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\begin{aligned} C(f, r, x, \Delta\theta) &= (C_r + jC_i)(f, r, x, \Delta\theta) \\ &= \frac{S_{12}(f, r, x, \Delta\theta)}{\sqrt{S_1(f, r, x, \theta_1)S_2(f, r, x, \theta_2)}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

où $j = \sqrt{-1}$, C_r et C_i sont respectivement les parties réelle et imaginaire de l'interspectre S_{12} et $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$, l'intervalle entre les positions azimutales des capteurs.

Compte-tenu de la topologie de l'écoulement, deux hypothèses sont faites :

- Homogénéité : L'interspectre S_{12} ne dépend pas de la position θ du capteur de référence, mais de l'éloignement relatif $\Delta\theta$ entre les points de mesure.
- Isotropie : Il n'existe pas de direction de propagation privilégiée des perturbations au sein de l'écoulement ce qui implique que $S_{12}(\Delta\theta) = S_{12}(-\Delta\theta)$ et conduit à $C_i = 0$.

Ainsi, la fonction C_r est 2π -périodique dans la direction azimutale et peut s'écrire au moyen de la transformée de Fourier en modes azimutaux :

$$C_r(f, \Delta\theta) = \sum_{m=0}^{\infty} C_{r,m}(f) \cos(m\Delta\theta) \quad (3.5)$$

$C_{r,m}$ représente le pourcentage de l'énergie fluctuante à la fréquence f relative au mode azimutal m étant donné que $\sum_m C_{r,m} = 1$.

Cette analyse spectrale a été réalisée pour le mode $m = 1$ sur l'ensemble des capteurs de pression fluctuante situés à la paroi de l'émergence comme illustré dans la figure 3.8 (a). Les nappes de C_r des trois premiers modes azimutaux ont été représentées dans les figures 3.8 (b) à (d).

La contribution à l'énergie fluctuante du mode $m = 0$ est confinée aux basses fréquences et sur la moitié de l'émergence ($0,4 \leq x/D \leq 1,0$) (cf. figure 3.8 (b)). Le mode antisymétrique $m = 1$ représente environ 80% des fluctuations de pression dans l'intervalle identifié par Weiss et al. [177] comme le lieu d'une instabilité absolue associée à $St_D = 0,2$ (cf. figure 3.8 (c)).

Enfin, le mode $m = 2$ est négligeable pour la configuration géométrique présente (cf. figure 3.8 (d)).

Au même titre qu'au paragraphe précédent, l'étude des niveaux de C_r est étendue à l'ensemble des capteurs dans le volume d'acquisition afin d'observer l'organisation du champ de pression fluctuante. L'intérêt est porté sur le mode antisymétrique, en particulier les fréquences adimensionnées $St_D \simeq 0,07$ et $St_D \simeq 0,2$ présentant les niveaux de corrélation les plus élevés.

La contribution associée au phénomène de *flapping* ($St_D \simeq 0,07$) est confinée dans la première moitié de la zone décollée y compris dans le champ lointain ($r/R \geq 0,4$, $R = D/2$) avec des niveaux de C_r de l'ordre de 80% (cf. figure 3.9 (a)). De manière remarquable, cette dynamique semble totalement indépendante de la dynamique propre à la couche de mélange puisque les niveaux de C_r s'étendent de part-et-d'autre de la couche cisailée.

Par ailleurs, la nappe associée au *Vortex-Shedding* (cf. figure 3.9 (b)) confirme les observations de la figure 3.8 (c). Une zone à $C_r \simeq 85\%$ est nettement mise en évidence au sein de l'écoulement libre, suivie d'une seconde région à l'extrémité de l'émergence, dans le sillage proche. Ceci suggère que le champ lointain est particulièrement sensible au lâcher tourbillonnaire dont la périodicité dans la direction x/D a été mise en lumière par Weiss [173] sur un arrière-corps plan avec $\lambda_x \simeq 2,05D$.

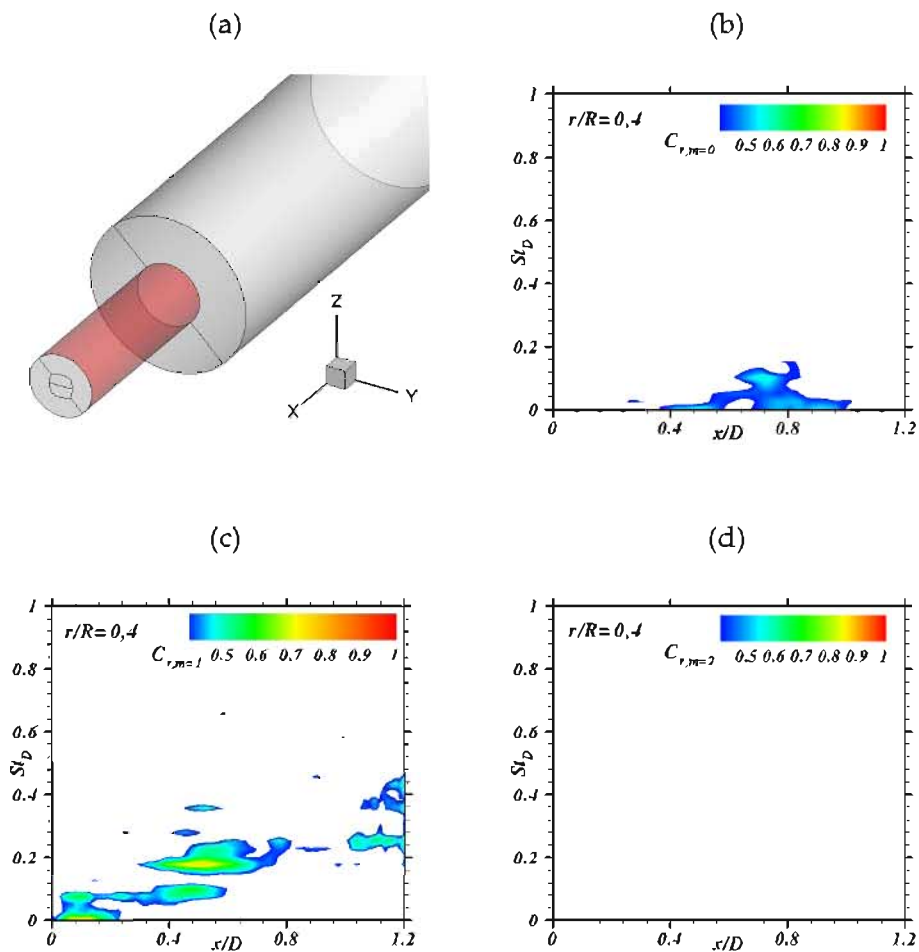


FIG. 3.8 – Nappes spectrales ($St_D, x/D$) de la fonction de cohérence pour la pression fluctuante à la paroi de l'émergence (a) ($r/R = 0,4$ correspond à la paroi, $R = D/2$). Modes azimutaux $m = 0$ (b) à $m = 2$ (d).

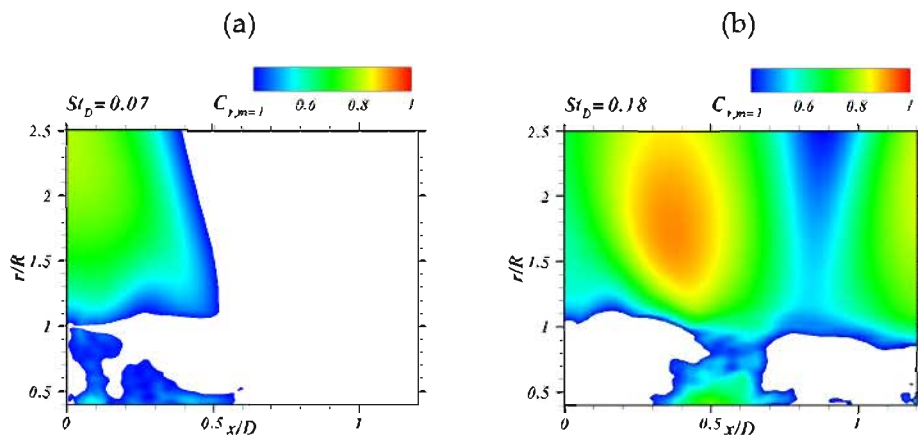


FIG. 3.9 – Nappes spectrales C_r pour le mode de pression $m = 1$ en fonction de x/D et r/R pour $St_D \approx 0,1$ (a) et $St_D \approx 0,2$ (b).

Une analyse spectrale du champ de pression fluctuante sur l'ensemble des capteurs contenus dans le volume autour du cylindre émergent a été mise en place.

Deux zones principales, sièges de fluctuations de pression intenses ont été mises en évidence. La première est située au niveau de la couche de mélange. La seconde est située sur la seconde moitié de l'émergence et s'étend dans la direction transverse à l'écoulement jusque dans le champ lointain.

La visualisation des fréquences les plus énergétiques dans le champ a permis d'associer un phénomène instationnaire à différentes zones caractéristiques. Parmi ces phénomènes, les plus notables sont l'appariement tourbillonnaire et l'instabilité de Kelvin-Helmholtz d'une part, et le battement de couche de mélange d'autre part. Enfin, de manière remarquable, la zone d'instabilité absolue relevée dans la littérature sur la seconde moitié de l'émergence coïncide nettement avec une vaste zone associée au lâcher tourbillonnaire.

3.3 Analyse modale du champ tridimensionnel de pression fluctuante

La section précédente a permis de mettre en évidence la distribution spatiale de l'énergie fluctuante ainsi que les fréquences principales de l'écoulement. Afin de déterminer l'organisation en espace de chacune de ces fréquences caractéristiques, une analyse modale est ici effectuée.

Dans un premier temps, l'étude porte sur l'analyse des modes de Fourier issus de l'analyse spectrale précédente. Dans un second temps, la méthode récente de Décomposition en Modes Dynamiques proposée par Schmid [146] et Rowley et al. [137] est appliquée.

3.3.1 Modes de Fourier

Les modes de Fourier discrets sont associés à un intervalle fréquentiel et donc à l'échantillonnage du signal d'entrée. L'utilisation de ces modes est un outil puissant afin de mettre en évidence le support spatial relatif aux différentes fréquences des fluctuations de l'écoulement.

Les paramètres du signal d'entrée pour $p'(x, y, z, t)$ ont été définis dans le tableau 3.1. Le temps CPU nécessaire pour le calcul des modes de Fourier sur l'ensemble des $4,5 \times 10^6$ de capteurs numériques et $N = 20\,000$ clichés s'est élevé à 20 h avec le code séquentiel utilisé.

Support spatial des fluctuations de la zone décollée Afin d'observer l'organisation spatiale des fluctuations de pression associées aux fréquences caractéristiques de l'écoulement, les modes de Fourier X normalisés sont représentés dans la figure 3.10. Les contours de $\Im(X) \cdot f_{ech}$, avec $f_{ech} = 100$ kHz la fréquence d'échantillonnage, sont homogènes à des Pascals. Cette normalisation vise à comparer les modes de Fourier aux modes dynamiques qui seront analysés par la suite. Quatre fréquences ont été retenues au vu de l'analyse spectrale de la section précédente et de la littérature ([41, 174, 177]) : $St_D = 0,07$, $St_D = 0,2$, $St_D = 0,6$, et $St_D = 6,0$.

Le premier mode (cf. figure 3.10 (a)) est lié au phénomène de battement de la couche de mélange (*Flapping*) mentionné précédemment et identifié par Driver et al. [47]. Proche du point de décollement, les iso-surfaces $\Im(X) \cdot f = \pm 200$ Pa mettent en évidence deux zones à valeurs positives et négatives diamétralement opposées. Ceci est en accord avec la nappe de cohérence de la figure 3.9 (a) qui montre que cette fréquence est associée au mode $m = 1$ pour $x/D \leq 0,6$. Cette distribution

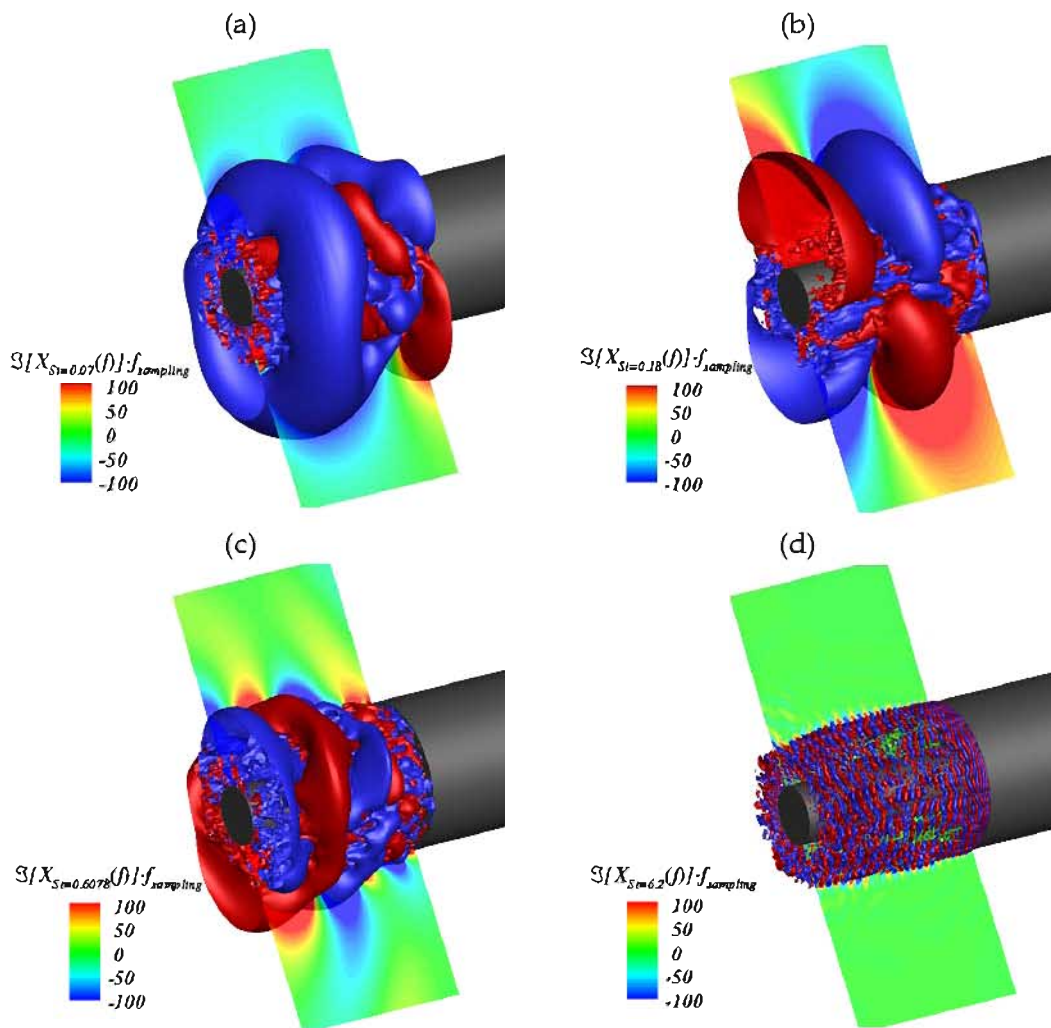


FIG. 3.10 – Iso-surfaces $\Im(X(f)) \cdot f_s = \pm 200$ Pa et contours des modes de Fourier adimensionnés associés à : (a) $St_D = 0,07$, (b) $St_D = 0,2$, (c) $St_D = 0,6$, (d) $St_D = 6,0$.

antisymétrique est suivie sur la seconde moitié de l'émergence par une organisation axisymétrique.

Le mode de lâcher tourbillonnaire (figure 3.10 (b)) montre une succession de paires de structures à grande échelle spatialement diamétralement opposées. Ceci est en accord avec les résultats de Deck et Thorigny [41] sur une géométrie similaire avec jet propulsif qui ont mis en évidence que le phénomène de *Vortex-Shedding* était associé au mode azimutal $m = 1$ antisymétrique et caractérisé par une opposition de phase pour deux points diamétralement opposés. La représentation des iso-surfaces $\Im(X) \cdot f = \pm 200$ Pa met en évidence la distribution des zones de forte et basse pression autour de l'émergence. Il apparaît ainsi que les sollicitations agissant proche de la jonction corps central/émergence soient contradictoires avec les fluctuations de pression à l'extrémité de l'émergence. Par analogie structurelle, cette opposition induit potentiellement une flexion du cylindre émergent. Ceci est en accord avec les observations expérimentales de la littérature ([44]) qui montrent que le mode $m = 1$ excite le mode de vibration dit de *Buffeting* (mode de tremblement, ou mode de pendule) sur l'arrière-corps.

Par ailleurs, les modes à $St_D = 0,6$ et en particulier $St_D = 6,0$ semblent confinés dans la couche cisailée qui se développe depuis le point de décollement jusqu'au point de recollement solide moyen.

Etude de la dynamique du lâcher tourbillonnaire Afin de représenter la dynamique du lâcher tourbillonnaire, le mode de Fourier correspondant est projeté dans l'espace temporel à l'aide de la transformée de Fourier discrète inverse.

Soit $p'_r(t)$ la pression fluctuante ainsi reconstruite :

$$p'_r(t_i) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X(f_k) \cdot e^{2j\pi t_i \frac{k}{N}} \quad (3.6)$$

La figure 3.11 présente quatre clichés couvrant au total une demi-période de *Shedding* (lâcher tourbillonnaire) reconstruite. Seule la partie imaginaire du mode de Fourier est représentée.

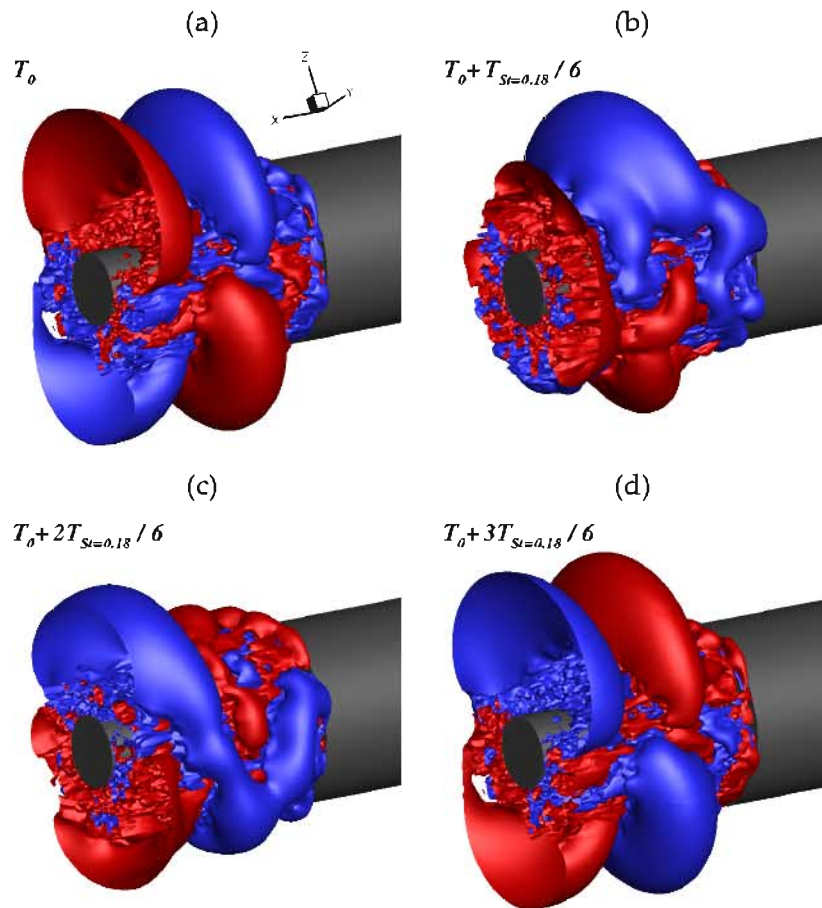


FIG. 3.11 – Projection dans l'espace temporel du mode $St_D = 0,2$: (a) $T = T_0$, (b) $T = T_0 + \Delta t$, (c) $T = T_0 + 2\Delta t$, (d) $T = T_0 + 3\Delta t$ avec $\Delta t = T_{St=0,2}/6$.

La dynamique mise en évidence par la partie imaginaire du mode $X_{St=0,2}$ consiste en un basculement des zones de haute et basse pression par un processus de convection des larges structures vers l'aval.

Cependant, les composantes réelle et imaginaire contribuent a priori à la dynamique du lâcher tourbillonnaire. Pour considérer ces deux composantes simultanément, il a été choisi d'utiliser la phase $\vartheta = \arctan(\Im(X)/\Re(X))$. L'interface entre les zones à phase positive et négative est mise en évidence par des iso-surfaces de $\vartheta = \pm 0,02$ comme illustré dans la figure 3.12 avec un axe x volontairement déformé pour mieux rendre compte de leur structure spatiale.

Il est ainsi observé que ces deux zones forment une organisation en double hélice dans le champ libre. Ceci est en accord avec les observations expérimentales de Taneda [169] ($10^4 \leq Re_\phi \leq 10^6$) et Berger et al. [12] ($1.5 \times 10^4 \leq Re_\phi \leq 3 \times 10^5$) qui mettent en avant l'hypothèse que le sillage en aval d'une sphère adopte une structure hélicoïdale. Monkewitz [115] a également montré que le mode instable privilégié dans un sillage axisymétrique forme une spirale. Weickgenannt et Monkewitz [172] l'ont par la suite bien représenté pour le cas d'un culot franc à $Re_D = 3 \times 10^4$. Ceci suggère que le basculement en azimuth des zones de haute et basse pression (cf. figure 3.11) pourrait être dû à cette structure hélicoïdale. Le sens de rotation mis en évidence dans la figure 3.12 est horaire (dans le sens des x croissant), ce qui est en accord avec la représentation de Weickgenannt et Monkewitz [172].

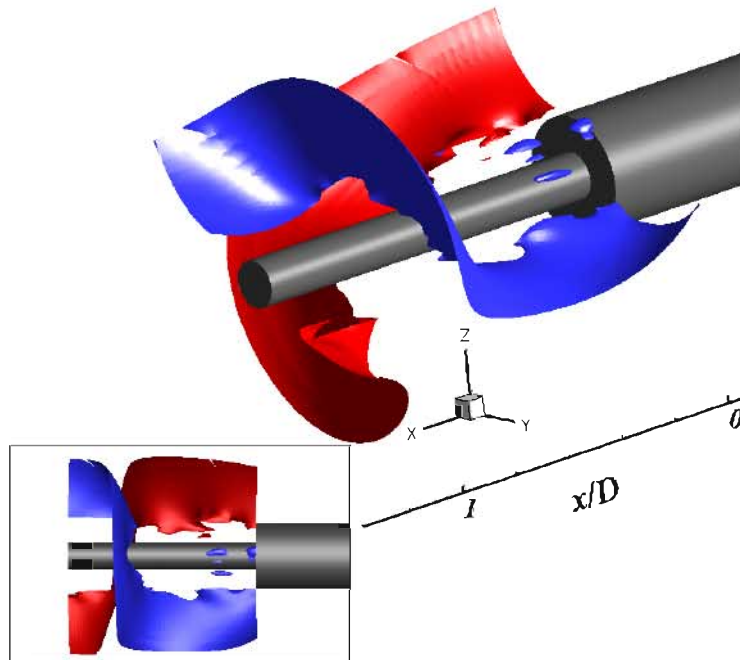


FIG. 3.12 – Iso-surfaces $\vartheta = \pm 0,02$ pour le mode de Fourier associé à $St_D = 0,2$.

3.3.2 Décomposition en modes dynamiques : notions préliminaires

Dans cette partie, le champ fluctuant tri-dimensionnel est analysé à l'aide de la décomposition en modes dynamiques (*Dynamic Mode Decomposition*, DMD) introduite par Schmid [146] et Rowley [137]. Cette méthode permet de décrire la dynamique non linéaire des écoulements en l'approchant par un opérateur linéaire. Cet opérateur est désigné par « opérateur de Koopman » et fait l'objet d'une analyse spectrale où chaque mode dynamique (ou mode de Koopman approché) est associé à une fréquence donnée.

Opérateur de Koopman Considérons un système dynamique non linéaire évoluant dans un espace M tel que :

$$\mathbf{x}_{i+1} = f(\mathbf{x}_i) \quad (3.7)$$

où $f : M \rightarrow M$ représente la dynamique du système (e.g. équations de Navier-Stokes), et où $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^m$ est le vecteur contenant l'ensemble des variables de l'écoulement à un instant i en tout point du domaine d'étude.

L'opérateur linéaire de Koopman, noté U , s'applique sur des fonctions à valeurs scalaires $g : M \rightarrow \mathbb{R}$ appelées *observables* (Rowley et al. [137]). Il est défini comme :

$$\forall g(x) \in \mathbb{R}, U : g(x) \mapsto Ug(x) \quad (3.8)$$

avec :

$$Ug(x_i) = g(f(x_i)) = g(x_{i+1}) \quad (3.9)$$

L'opérateur de Koopman est donc une application ($U : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$) permettant de propager le scalaire $g(x_i)$ de l'instant i à l'instant $i + 1$.

Ainsi, comme décrit par Aubard [5], si l'on considère une suite de clichés (i.e. de champs instantanés) \mathbf{v}_i de l'écoulement, séparés par un pas de temps Δt constant et rassemblés dans la matrice :

$$\mathbf{V}_1^N = \begin{pmatrix} \mathbf{v}_1 & \mathbf{v}_2 & \mathbf{v}_3 & \dots & \mathbf{v}_N \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

on suppose qu'il existe un opérateur linéaire A permettant de passer d'un cliché à l'autre :

$$\mathbf{v}_{i+1} = A\mathbf{v}_i ; \forall i \in [1, \dots, N - 1] \quad (3.11)$$

L'ensemble des observables s'écrit alors :

$$\mathbf{V}_1^N = \begin{pmatrix} \mathbf{v}_1 & A\mathbf{v}_1 & A^2\mathbf{v}_1 & \dots & A^{N-1}\mathbf{v}_1 \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

L'ensemble $\{\mathbf{v}_1, A\mathbf{v}_1, A^2\mathbf{v}_1, \dots, A^{N-1}\mathbf{v}_1\}$ composé d'itérations en temps du premier cliché est appelé espace de Krylov. En pratique, il est possible de ne considérer qu'un nombre fini de clichés N . L'opérateur linéaire A est donc approché sur un sous-espace de Krylov. Les valeurs propres et vecteurs propres de cette matrice réduite sont une approximation de celles de A . Ils sont appelés respectivement *valeurs de Ritz* et *vecteurs de Ritz* et conduisent au calcul des modes dynamiques.

De manière générale, Eisenhower [51] interprète l'opérateur de Koopman comme un outil permettant d'exprimer la dynamique de l'écoulement dans une autre base que celle de l'application f (ici les équations de Navier-Stokes). L'objectif est donc de définir cette base à l'aide de la matrice des clichés \mathbf{V}_1^N .

La partie suivante présente la méthode de calcul des modes de Koopman approchés, appelés modes dynamiques (Schmid [146]).

3.3.3 Méthode de calcul des modes de Koopman approchés : Dynamic Mode Decomposition

La Décomposition en Modes Dynamiques (DMD) a été proposée par Schmid [146] et Rowley et al. [137] sous une forme similaire. Les étapes principales de la méthode DMD sont représentées dans la figure 3.13.

Une fois la matrice des clichés \mathbf{V}_1^N constituée, les auteurs font deux principales hypothèses.

Hypothèse 1 : l'ensemble des clichés $\{A^0\mathbf{v}_1, A^1\mathbf{v}_1, A^2\mathbf{v}_1, \dots, A^{N-2}\mathbf{v}_1\}$ sont linéairement indépendants.

Hypothèse 2 : le cliché \mathbf{v}_N est une combinaison linéaire des $N - 1$ précédents.

$$\mathbf{v}_N = b_1\mathbf{v}_1 + \dots + b_{N-1}\mathbf{v}_{N-1} + \mathbf{r} = \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{b} + \mathbf{r} \quad (3.13)$$

où \mathbf{V}_1^{N-1} est la matrice qui rassemble les clichés \mathbf{v}_1 à \mathbf{v}_{N-1} par colonne, et \mathbf{r} est le résidu. Ruhe [138] met cependant en évidence qu'en pratique, il n'est pas possible de déterminer précisément la limite au delà de laquelle les clichés deviennent linéairement dépendants. D'après l'auteur, pour des applications numériques la dépendance entre les vecteurs apparaît en effet progressivement à mesure que leur nombre augmente dans la combinaison linéaire. Il note d'ailleurs que cette perte graduelle d'indépendance linéaire est une des origines du résidu \mathbf{r} dans les approximations.

En reprenant l'expression de Ruhe [138], l'équation 3.13 peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\mathbf{A}\mathbf{V}_1^{N-1} = \mathbf{V}_2^N = \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{C} + \mathbf{r}\mathbf{e}_{m-1}^T \quad (3.14)$$

où \mathbf{V}_2^N rassemble les clichés \mathbf{v}_2 à \mathbf{v}_N . \mathbf{C} est la matrice appelée « matrice *Compagnon* » (ou « matrice de Frobenius ») de dimension $(N - 1) \times (N - 1)$:

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & b_1 \\ 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & b_2 \\ 0 & 1 & 0 & \dots & 0 & b_3 \\ \cdot & & & & & \cdot \\ \cdot & & & & & \cdot \\ \cdot & & & \ddots & & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & b_{N-1} \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

et \mathbf{e}_{N-1} s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_1 & \mathbf{e}_2 & \mathbf{e}_3 & \dots & \mathbf{e}_{N-1} \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

avec \mathbf{e}_i le vecteur colonne unitaire ($\|\mathbf{e}_i\| = 1$).

Les coefficients b_i peuvent être calculés en utilisant une décomposition QR de \mathbf{V}_1^{N-1} :

$$\mathbf{V}_1^{N-1} = \mathbf{Q}\mathbf{R} \quad (3.17)$$

où \mathbf{Q} est une matrice orthogonale, et \mathbf{R} , matrice triangulaire supérieure. Le vecteur \mathbf{b} , dernière colonne de \mathbf{C} , s'exprime alors :

$$\mathbf{b} = \mathbf{R}^{-1}\mathbf{Q}^H\mathbf{v}_N \quad (3.18)$$

Enfin, les valeurs propres (μ_i) et vecteurs propres (ϕ_i) de \mathbf{C} sont définis comme :

$$\mathbf{C}\phi_i = \mu_i\phi_i \quad (3.19)$$

Les μ_i (respectivement ϕ_i) sont les valeurs propres (respectivement vecteurs propres) approchées de l'opérateur de Koopman. Elles sont désignées par « valeurs de Ritz » (respectivement « vecteurs de Ritz »). Les modes de Koopman approchés sont donnés par :

$$\mathbf{k}_i = \mathbf{V}_1^{N-1} \phi_i \quad (3.20)$$

Notons que les modes de Koopman approchés \mathbf{k}_i sont complexes et exprimés en unité du signal d'entrée. Les unités physiques portées par les différentes matrices utilisées ci-dessus sont détaillées en annexe A, section A.3.

En outre, le mode dynamique porte les mêmes variables physiques que la matrice des clichés \mathbf{V}_1^N . Soit p le nombre de points par cliché et q le nombre de variables physiques, \mathbf{k}_i est de dimension $m \times 1$, où $m = p \times q$ est le nombre de composantes des clichés \mathbf{v}_i .

Les fréquences associées à chaque mode dynamique sont données par $f_i = \arg(\mu_i) / (2\pi\Delta t)$. D'autre part, les taux d'amplifications σ_i sont déduits de $\sigma_i = \log(|\mu_i|) / (\Delta t)$.

Robustesse de l'algorithme Dans ses travaux, Schmid [146] fait remarquer que la convergence du processus itératif visant à minimiser le résidu \mathbf{r} est très instable numériquement. Cette instabilité est causée notamment par le bruit dans les mesures expérimentales et autres incertitudes. Il propose alternativement à la décomposition QR d'utiliser une décomposition en valeurs singulières (SVD) de \mathbf{V}_1^N , plus robuste :

$$\mathbf{V}_1^{N-1} = \mathbf{U}\Sigma\mathbf{W}^H \quad (3.21)$$

La matrice Compagnon est alors de dimension $p \times p$ (p : nombre de points dans le domaine d'étude) $\tilde{\mathbf{C}}$ qui en résulte s'écrit :

$$\tilde{\mathbf{C}} = \mathbf{U}^H \mathbf{V}_2^N \mathbf{W} \Sigma^{-1} \quad (3.22)$$

Afin de comparer les deux méthodes de décomposition (QR et SVD), la DMD a été appliquée sur une matrice de clichés canonique. Le développement des calculs est présenté en annexe A.

3.3.4 Modes dynamiques du cas d'arrière-corps axisymétrique

L'algorithme de DMD présenté précédemment est à présent appliqué au cas d'arrière-corps axisymétrique.

Le calcul de la matrice Compagnon \mathbf{C} est effectué au moyen d'un code séquentiel utilisant la bibliothèque logicielle LAPACK dédiée à la résolution numérique de systèmes d'équations linéaires. Cette bibliothèque est notamment utilisée pour la résolution du système matriciel pour le calcul de \mathbf{C} et pour la résolution du problème aux valeurs propres qui calcule le spectre complet des valeurs propres de l'opérateur approché \mathbf{U} .

Du fait de la valeur importante de m , un produit scalaire est utilisé afin de réduire la dimension du problème. Celui proposé par Chen et al. [24] est utilisé ici :

$$\langle \mathbf{v}'_i, \mathbf{v}'_j \rangle = \int_{\Omega} \left[\frac{1}{2} \bar{\rho} (u'_i u'_j + v'_i v'_j + w'_i w'_j) + \frac{p'_i p'_j}{\bar{p}(\gamma - 1)} \right] d\Omega \quad (3.23)$$

où u' , v' , w' , et p' désignent les variables du champ fluctuant (e.g. $u'(t) = u(t) - \bar{u}$), \bar{p} la pression moyenne, et $\bar{\rho}$ la masse volumique moyenne.

Le calcul de la matrice Compagnon revient alors à résoudre le système matriciel suivant :

$$\mathbf{Mat}_{\mathbf{C}} \mathbf{c} = \mathbf{Vect}_{\mathbf{C}} \quad (3.24)$$

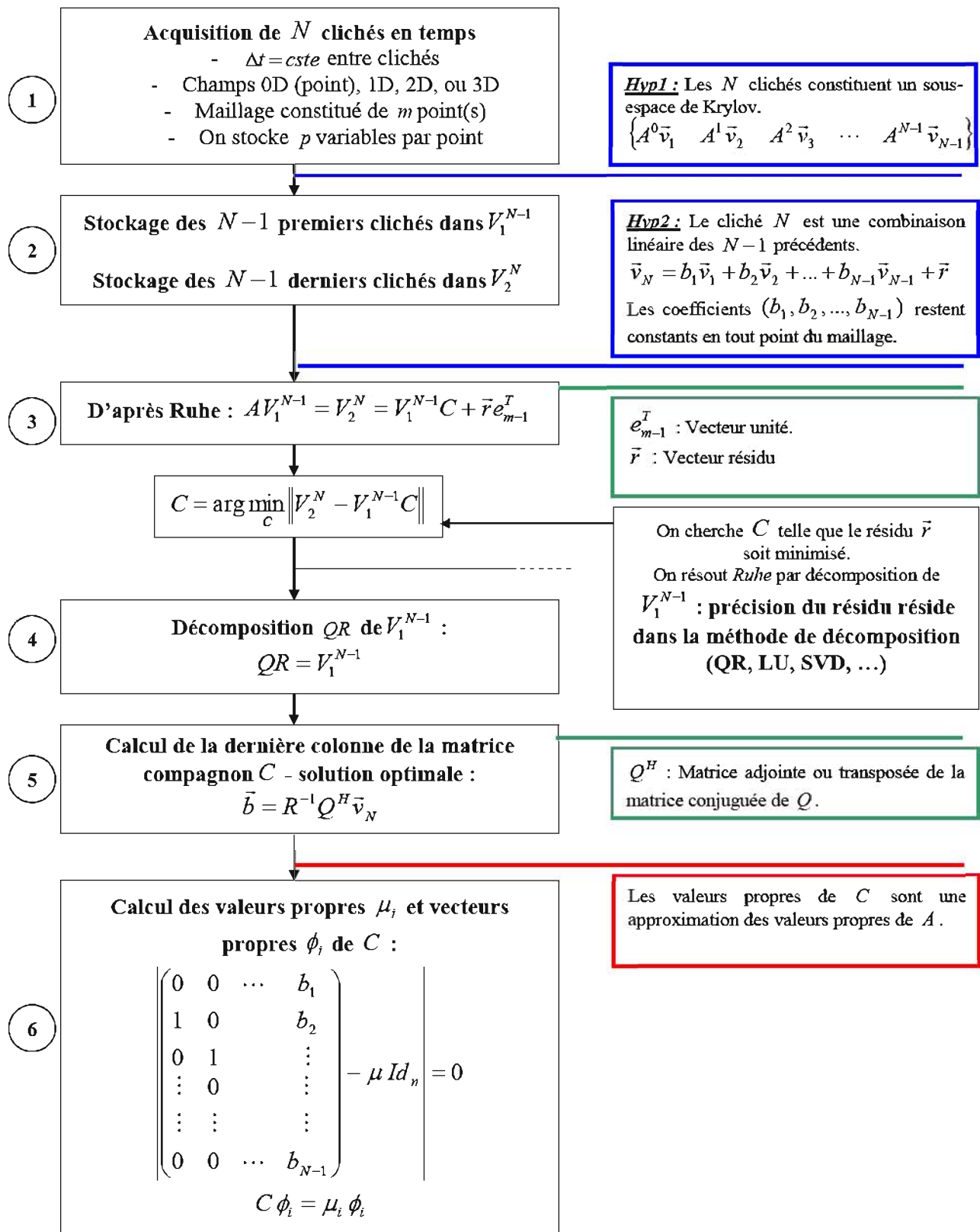


FIG. 3.13 – Schéma de synthèse de l’algorithme DMD.

où \mathbf{c} est le vecteur colonne contenant les coefficients b_i :

$$\begin{pmatrix} \langle \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_1 \rangle & \dots & \langle \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_{N-1} \rangle \\ \langle \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_1 \rangle & \dots & \langle \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_{N-1} \rangle \\ \langle \mathbf{v}_3, \mathbf{v}_1 \rangle & \dots & \langle \mathbf{v}_3, \mathbf{v}_{N-1} \rangle \\ \vdots & & \vdots \\ \vdots & & \vdots \\ \langle \mathbf{v}_{N-1}, \mathbf{v}_1 \rangle & \dots & \langle \mathbf{v}_{N-1}, \mathbf{v}_{N-1} \rangle \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ \vdots \\ \vdots \\ b_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_N \rangle \\ \langle \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_N \rangle \\ \langle \mathbf{v}_3, \mathbf{v}_N \rangle \\ \vdots \\ \vdots \\ \langle \mathbf{v}_{N-1}, \mathbf{v}_N \rangle \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

Avant l'analyse des modes dynamiques de la géométrie mono-corps, deux études préliminaires sont menées afin d'évaluer la sensibilité de la DMD du point de vue de la résolution temporelle du signal d'entrée d'une part, et de la résolution spatiale d'autre part.

Influence de la résolution temporelle du signal d'entrée Afin de réduire les temps de calcul engagés, le domaine d'intégration Ω pour le produit scalaire a été réduit dans un premier temps au volume indiqué sur la figure 3.14 (b) situé proche du point de décollement. Le choix de cette zone est motivé par le fait qu'elle est dominée par des fluctuations hautes fréquences (cf. section 3.2.1) qui nécessitent une fréquence d'échantillonnage, et donc un nombre de clichés N , suffisamment haute pour satisfaire le critère de Nyquist-Shannon (cf. section 3.1.2).

La figure 3.14, présente l'influence du nombre de clichés pour un temps d'acquisition $T_{acq} = 40 \text{ ms}$ constant offrant trois fréquences d'échantillonnage différentes résumées dans le tableau 3.3. À titre indicatif, la fréquence d'échantillonnage est comparée à la fréquence maximale prévue par la théorie de stabilité linéaire dans la couche de mélange ($\max(St_D(KH)) = 15$ soit $\max(f(KH)) = 35,55 \text{ kHz}$).

Les figures (a), (c) et (e) présentent le spectre des valeurs propres de Ritz μ_i . Les valeurs propres situées à l'intérieur du cercle sont atténuées tandis que celles à l'extérieur sont amplifiées. Ici, la majorité des μ_i sont sur le cercle unitaire, signe que l'écoulement est en régime stationnaire. Les figures (b), (d) et (f) présentent le spectre DMD de $\| \mathbf{k}_i \|^2 / f_{ech}$ en fonction du nombre de Strouhal St_D . Seule la variable de pression fluctuante $p'(t)$ dans le mode dynamique \mathbf{k}_i est prise en compte de sorte que $\| \mathbf{k}_i \|^2 / f_{ech}$ est homogène à des $\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$.

TAB. 3.3 – Synthèse des résolutions temporelles et des fréquences d'échantillonnage pour les signaux étudiés.

N	Δt (s)	f_{ech} (kHz)	f_{ech} / f_{Max}
1000	40×10^{-6}	25	0,7
2000	20×10^{-6}	50	1,4
4000	10×10^{-6}	100	2,8

Les spectres des figures 3.14 (b) et (d) montrent un repliement de spectre aux hautes fréquences. La fréquence de coupure apparaît nettement sur le spectre (b) à $St_D = 5,27$. Le spectre (f) présente un pic à $St_D = 6,1$ ce qui correspond à la valeur moyenne de $St_D(KH)$ estimée par Huerre et Rossi [72] dans le domaine Ω (cf. figure 3.14 (b)). Il est à noter que le spectre

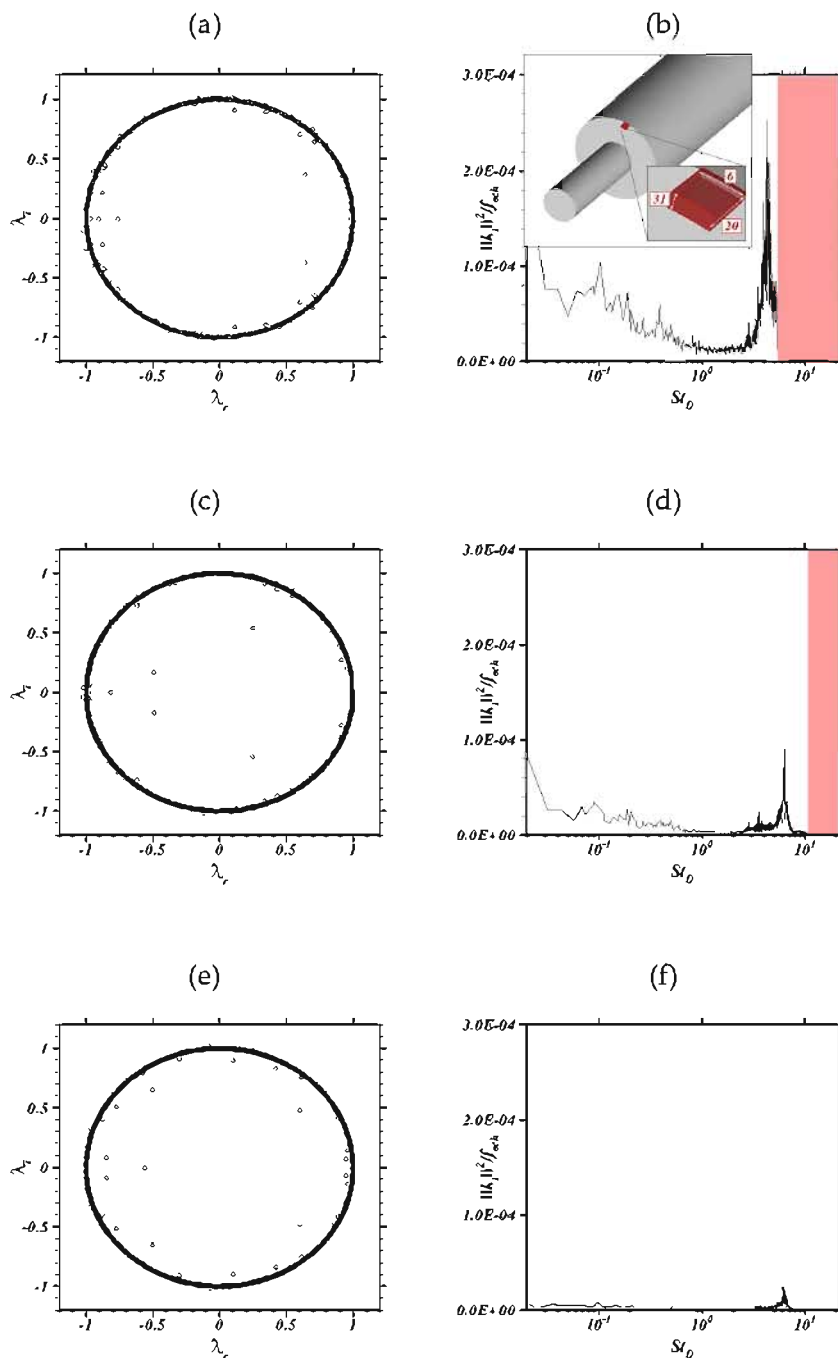


FIG. 3.14 – Influence de la fréquence d'échantillonnage sur l'allure du spectre DMD dans un même volume spatial et pour un temps d'acquisition fixé, $T_{acq} = 40$ ms - (a,b) $f_{ech} = 25$ kHz, (c,d) $f_{ech} = 50$ kHz, (e,f) $f_{ech} = 100$ kHz.

(d) capture également ce pic. En effet, bien que le critère de Nyquist-Shannon ne soit pas respecté sur la fréquence maximale $\max(St_D(KH))$ (cf. tableau 3.3), la fréquence de coupure du cas avec $N = 2000$ est $St_D = 10,55$.

Influence de la taille du domaine d'intégration Dans un second temps, l'influence de la taille et de la position du domaine d'étude Ω sur le contenu fréquentiel du spectre DMD est analysée. Pour ce faire, trois volumes d'acquisition sont considérés correspondant respectivement à la pre-

mière moitié de la zone décollée (cf. figure 3.15 (a)), à la seconde moitié (cf. figure 3.15 (d)) et à sa totalité (cf. figure 3.15 (g)).

Le temps d'acquisition du signal est $T_{acq} = 0,2$ s et le nombre de clichés $N = 10\,000$ offrant une fréquence d'échantillonnage $f_{ech} = 50$ kHz. Cette fréquence permet ainsi un bon compromis entre temps de calcul requis et résolution fréquentielle comme il a été détaillé précédemment.

Le tableau 3.4 présente le nombre de points considérés pour chacun des trois volumes ainsi que les temps de calcul engagés pour le calcul des modes dynamiques. Outre le nombre réduit de clichés N , le maillage des différents domaines a en effet été déraffiné afin de réduire le coût CPU.

TAB. 3.4 – Temps CPU des étapes principales de l'algorithme DMD.

Ω	N_{ijk} [points]	N [snapshots]	$T_{Lecture}$ [h]	T_C [h]	T_{μ_i, ϕ_i} [h]	T_{TOTAL} [h]
1-Première moitié	47 311	10 000	$O(1)$	$O(38)$	$O(12)$	$O(51)$
2-Seconde moitié	50 094	10 000	$O(1)$	$O(39)$	$O(13)$	$O(53)$
3-Domaine total	97 405	10 000	$O(1)$	$O(73)$	$O(14)$	$O(88)$

Le coût CPU est décomposé en trois étapes principales : $T_{Lecture}$ correspond au temps de lecture des clichés, et T_C et T_{μ_i, ϕ_i} décrivent respectivement les temps de calcul de la matrice Compagnon et des valeurs et vecteurs propres approchés.

Les spectres $\| \mathbf{k}_i \|^2 / f_{ech}$ résultants sont représentés dans les figures 3.15 (b), (e) et (h). Les fréquences caractéristiques qui en ressortent sont similaires à l'analyse de Fourier précédente.

Le contenu spectral de la première moitié (cf. figure 3.15 (b)) met en évidence les trois phénomènes principaux identifiés plus haut à savoir le battement de la couche de mélange (pic large bande centré sur $St_D \simeq 0,05$), le lâcher tourbillonnaire ($St_D = 0,18$) et les instabilités de la couche de mélange ($St_D = 6,0$).

La seconde moitié de l'émergence (cf. figure 3.15 (e)) est caractérisée par un pic énergétique aux basses fréquences et un spectre large bande centré sur $St_D \simeq 0,5$. Ceci est en accord avec les observations de Deck et Thorigny [41] qui mettent en avant deux phénomènes. Tout d'abord, l'aspect large bande est dû à l'impact des structures tourbillonnaires de la couche de mélange sur la paroi faisant apparaître des échelles spatiales plus petites. D'autre part, la fréquence $St_D \simeq 0,5$ correspond à la fréquence la plus amplifiée de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz pour une position $x/L_r \simeq 0,9$ (où L_r est la longueur de recollement moyenne). Il est à noter que le spectre du volume total résulte de la somme des deux premiers spectres comme le montre la figure 3.15 (h).

Enfin, les figures 3.15 (c), (f) et (i) illustrent les contours de $|\mathbf{k}_i|^2 / f_{ech}$ pour le mode dynamique à $St_D = 0,17$ sélectionné sur les spectres (cf. figures 3.15 (b), (e) et (h)). Il apparaît que la zone la plus énergétique est située sur la seconde moitié de l'émergence en accord avec l'analyse de Fourier.

D'autres études paramétriques sur la DMD peuvent être envisagées. Dans la littérature notamment, Duke et al. [49] ont étudié l'effet du taux de perturbations (*Signal to Noise Ratio* (SNR)) sur des signaux d'entrée canoniques. Une étude similaire a été réalisée avec des signaux ponctuels dans le cadre de l'utilisation de la DMD. Cette étude est présentée en annexe B.

Modes dynamiques Ce paragraphe est dédié à l'analyse des modes dynamiques 3D en vue de leur comparaison aux modes de Fourier étudiés plus haut. Chen et al. [137] ont récemment montré analytiquement que la DMD est équivalente à une DFT dans le cas où l'on soustrait la tendance moyenne aux clichés d'entrée.

Considérons le domaine total Ω de la figure 3.15 (g). Les nombres de clichés et de points en espace sont ceux détaillés dans la dernière ligne du tableau 3.4.

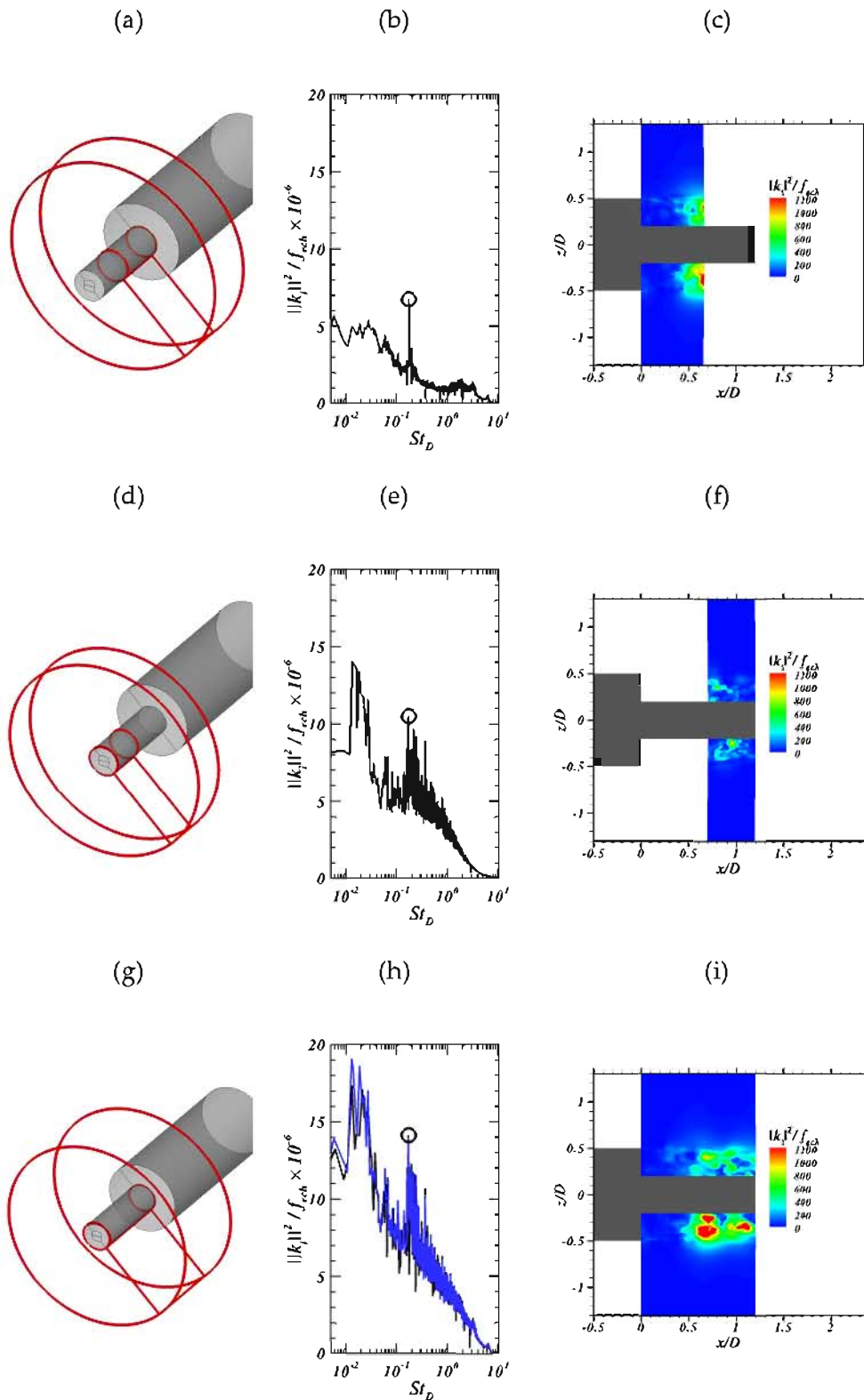


FIG. 3.15 – Influence de la taille du domaine d'étude sur le contenu fréquentiel du spectre DMD et sur le mode dynamique. (a), (d), (g) : Domaines Ω - (b), (e), (h) : Spectres $\| \mathbf{k}_i \|^2 / f_{ech}$, (—) Somme des spectres (b) et (e) - (c), (f), (i) : Contours de $|\mathbf{k}_i|^2 / f_{ech}$ dans le plan $(x/D, z/D)$.

La figure 3.16 présente les contours de $\Im(\mathbf{k}_i)$ dans un plan longitudinal pour les quatre fréquences d'intérêt identifiées au 3.2.1 : $St_D \simeq 0,07$, $St_D \simeq 0,2$, $St_D \simeq 0,6$ et $St_D \simeq 6,0$. Cette figure

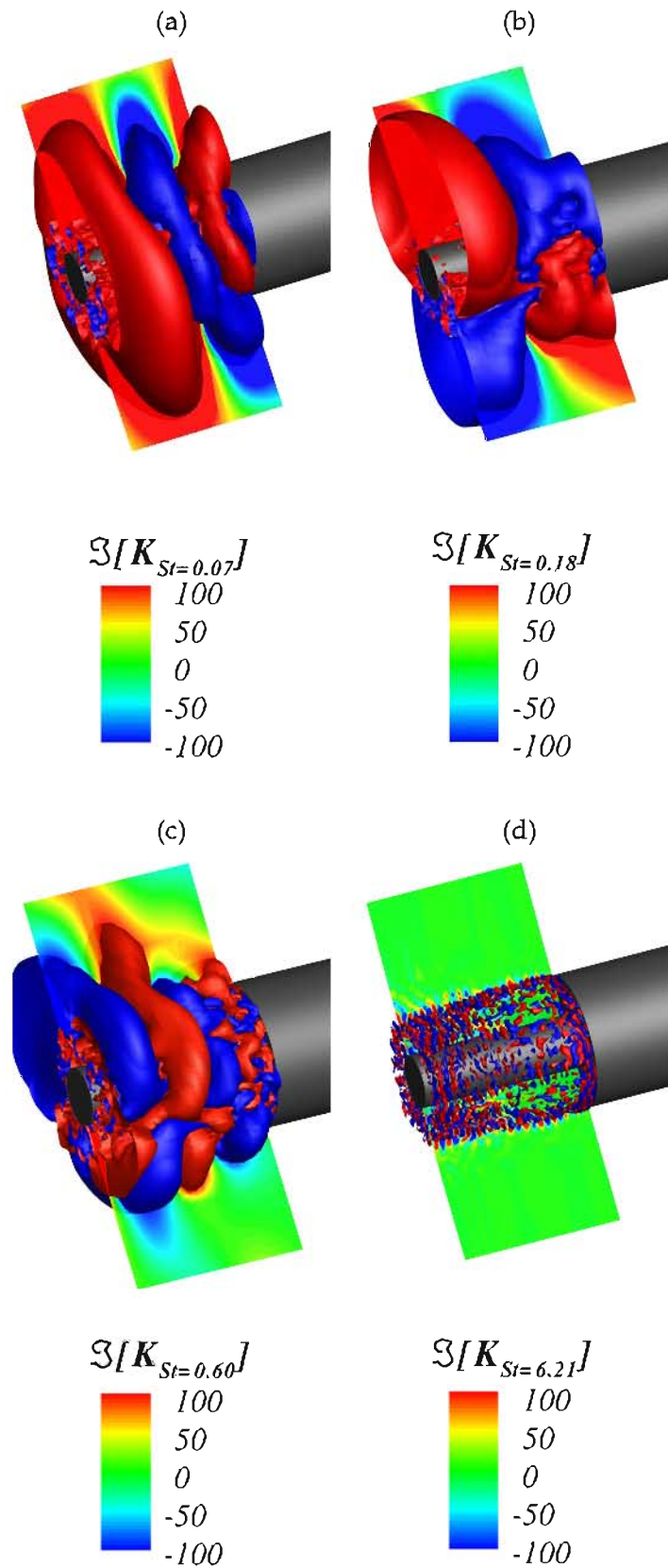


FIG. 3.16 – Iso-surfaces $\Im(k_j) = \pm 200$ Pa et contours des modes DMD associés à : (a) $St_D \simeq 0,07$, (b) $St_D \simeq 0,2$, (c) $St_D \simeq 0,60$, (d) $St_D \simeq 6,0$.

est obtenue à partir de l'information de pression pour les différents modes dynamiques. Par conséquent, la grandeur $\mathfrak{S}(\mathbf{k}_i)$ est homogène à des Pascals.

L'accord avec les modes de Fourier précédemment présentés est satisfaisant tant du point de vue de l'organisation spatiale que des amplitudes. Cet accord est d'autant plus satisfaisant que les deux méthodes (DMD et DFT) ont des prérequis différents en ce qui concerne les résolutions spatiales et fréquentielles, comme en témoigne la figure 3.16 (d) du mode associé à $St_D = 6, 0$. Ce mode étant associé aux petites échelles spatiales de la couche de mélange, la reproduction du support spatial est pénalisée par l'échantillonnage en espace.

Dans la littérature, Aubard [5] a également constaté numériquement la démonstration théorique de Chen et al. [24] pour le cas d'une interaction onde de choc - couche limite en 2D.

Une analyse modale du champ volumique de pression fluctuante autour de l'émergence a été effectuée au moyen de deux approches : une approche de type Transformée de Fourier Discrète (DFT) et une approche de type Décomposition en Modes Dynamiques (DMD). Ces analyses ont permis de mettre en évidence l'organisation spatiale tri-dimensionnelle associée à différentes fréquences données.

En particulier, le mode de Fourier associé au lâcher tourbillonnaire présente une organisation spatiale en double hélice.

En accord avec la théorie, la DMD a montré des résultats similaires à la DFT. Cette méthode a cependant nécessité des ressources CPU nettement plus importantes que l'approche de Fourier à la fois en stockage mémoire et en temps de calcul.

3.4 Synthèse

L'objectif de ce chapitre était de mettre en évidence la distribution du champ fluctuant au sein de la zone décollée d'une configuration de marche descendante axisymétrique de longueur finie. Pour ce faire, cette configuration a fait l'objet d'une acquisition massive de données sur un ensemble total de $4,5 \times 10^6$ capteurs et 1,8 Tera-octets en espace mémoire.

L'analyse de ces données a été réalisée en deux temps. Tout d'abord, des analyses spectrales en un et deux points ont été réalisées, suivies d'analyses modales. Les résultats principaux sont résumés ci-dessous.

Analyse spectrale L'analyse spectrale en un point a révélé que les fluctuations de pression les plus intenses sont situées sur la seconde moitié du bulbe de la zone décollée et dans la couche de mélange avec des niveaux de l'ordre de 1000 et 700 $\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ respectivement.

Dans la zone d'instabilité absolue identifiée par Weiss et al. [177] à la paroi du cylindre émergent, il a été mis en évidence que le champ de pression fluctuante est dominé par $St_D = 0,2$ et ce de la paroi, en accord avec la littérature, jusque dans le champ lointain, interagissant avec la couche de mélange issue du point de décollement.

D'autre part, l'analyse de la fonction de corrélation dans le champ volumique de $p'(t)$ a montré que les fluctuations sont principalement associées au mode azimutal $m = 1$ impliquant deux points diamétralement opposés. En particulier, le battement de la couche cisailée et le lâcher tourbillonnaire montrent des niveaux importants de corrélation pour cette organisation azimutale de l'ordre de 80%.

Analyse modale La représentation des modes de Fourier a permis de mettre en évidence l'organisation spatiale propre aux fréquences caractéristiques identifiées dans l'analyse spectrale en un et deux points. L'application massive de ce post-traitement sur la base de données numériques a nécessité 20 h CPU environ pour un ensemble de $4,5 \times 10^6$ de capteurs, un temps d'acquisition $T_{acq} = 200 \times 10^{-3}$ s et une fréquence d'échantillonnage $f_{ech} = 100$ kHz. Cette approche a en particulier permis d'exposer la structure spatiale associée au lâcher tourbillonnaire à $St_D = 0,2$. Cette structure est caractérisée par une double hélice pour le champ volumique de phase du mode de Fourier.

Enfin, la méthode de Décomposition en Modes Dynamiques a également été appliquée. Cette étape a impliqué des coûts de calcul nettement plus important que pour la méthode précédente, pour des durées d'acquisition similaires. 88 heures CPU ont été nécessaires pour un ensemble réduit d'environ $0,1 \times 10^6$ de capteurs et une fréquence d'échantillonnage $f_{ech} = 50$ kHz. Conformément à la littérature, les modes dynamiques ont montré des caractéristiques similaires à l'approche de Fourier.

Etude des effets de la présence de cylindres latéraux sur la dynamique de l'écoulement d'arrière-corps mono-cylindre

4.1	Présentation du cas test tri-corps	104
4.1.1	Définition de la géométrie d'étude	104
4.1.2	Mise en place de la simulation	106
4.2	Etude des champs instantanés et statistiques	108
4.2.1	Champs instantanés	108
4.2.2	Champs statistiques	111
4.3	Analyse du champ fluctuant	125
4.3.1	Analyse de signaux temporels de pression fluctuante	126
4.3.2	Mise en évidence des fréquences caractéristiques et distribution spatiale de l'énergie fluctuante	129
4.3.3	Dynamique azimutale du champ de pression fluctuante	137
4.4	Synthèse	141

Le chapitre précédent était dédié à l'analyse du champ volumique de pression fluctuante pour un arrière-corps axisymétrique. L'objectif était d'identifier l'organisation spatiale des fréquences caractéristiques de l'écoulement. L'analyse des modes dynamiques et des modes de Fourier a permis de mettre en évidence les structures tridimensionnelles associées à ces fréquences. La configuration d'arrière-corps axisymétrique fait apparaître un mode antisymétrique ($m = 1$) caractéristique du phénomène de *Buffeting*. Toutefois, si l'intérêt est porté sur le mode d'ovalisation de la tuyère ($m = 2$), la configuration d'arrière-corps mono-cylindre ne peut plus être utilisée. En effet, cette configuration ne permet pas de faire apparaître de façon significative un tel mode. La conception d'un modèle géométrique canonique capable de reproduire à la fois les modes $m = 1$ et $m = 2$, s'avère donc nécessaire. La solution adoptée consiste donc à considérer un écoulement d'arrière-corps avec boosters. Cette conception est orientée par deux objectifs principaux.

Le premier objectif est de déterminer les caractéristiques intrinsèques de cet écoulement de type tri-corps. Le second objectif est de mettre en évidence l'influence de cylindres latéraux sur l'écoulement de corps central isolé en comparant les caractéristiques de l'écoulement tri-cylindre à celles du cas mono-cylindre. Pour ce faire, des méthodes de post-traitement sont utilisées afin de décrire qualitativement et quantitativement l'écoulement sous différents points de vue (instantané, statistique et instationnaire).

Ce chapitre s'articule autour de trois parties. Dans un premier temps, le cas test de lanceur avec boosters est présenté. Puis, une analyse des champs instantanés et statistiques permet de fournir une première description de l'organisation de l'écoulement tri-corps. Ensuite, l'organisation spatiale de l'énergie fluctuante et les fréquences caractéristiques sont investiguées. Enfin, une analyse modale est pratiquée afin de définir la distribution spatiale de la pression propre aux différentes fréquences caractéristiques de l'écoulement.

4.1 Présentation du cas test tri-corps

4.1.1 Définition de la géométrie d'étude

Le lanceur Ariane 5 est constitué d'un corps central appelé Etage Principal Cryotechnique (EPC). De part et d'autre de ce corps central sont fixés les boosters désignés par Etages d'Accélération à Poudre (EAP) qui fournissent la poussée nécessaire au décollage (cf figure 4.1).

Le coeur de cette étude est de comprendre la physique de l'écoulement à l'origine des modes d'ovalisation et de Buffeting sur l'arrière-corps. Le but ici est donc de concevoir une géométrie d'étude à la fois simple dans sa topologie et représentative des mécanismes fluidiques à l'origine des modes de déformation de l'arrière-corps. Différents critères sont mis en œuvre pour définir la représentativité de la maquette illustrée dans la figure 4.1.

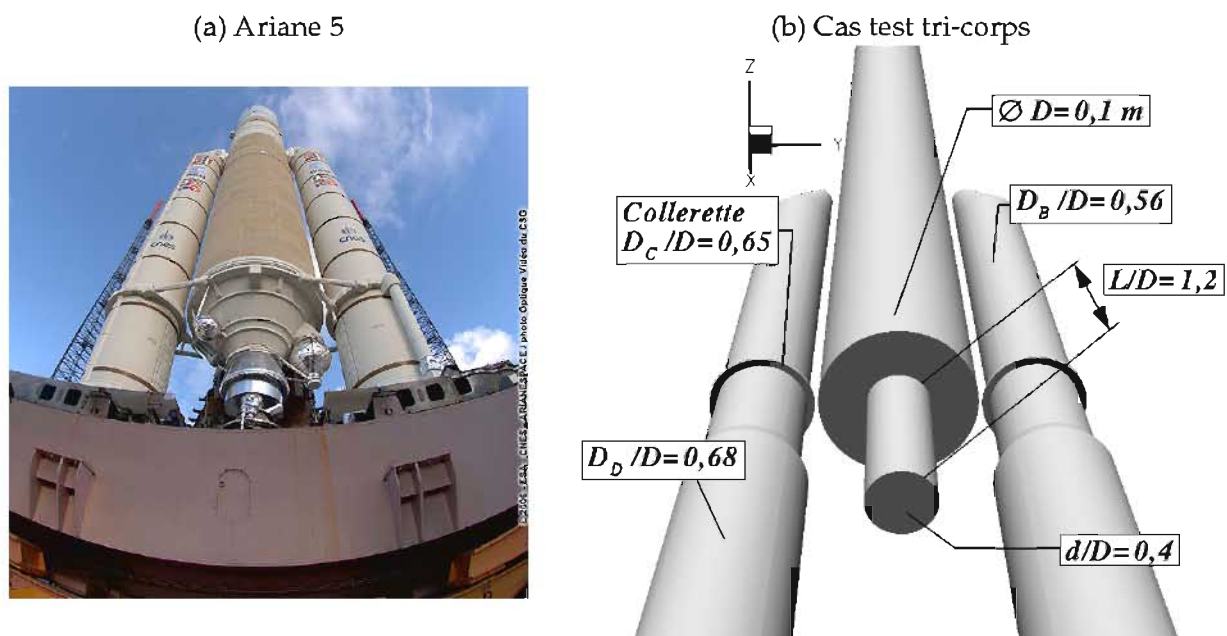


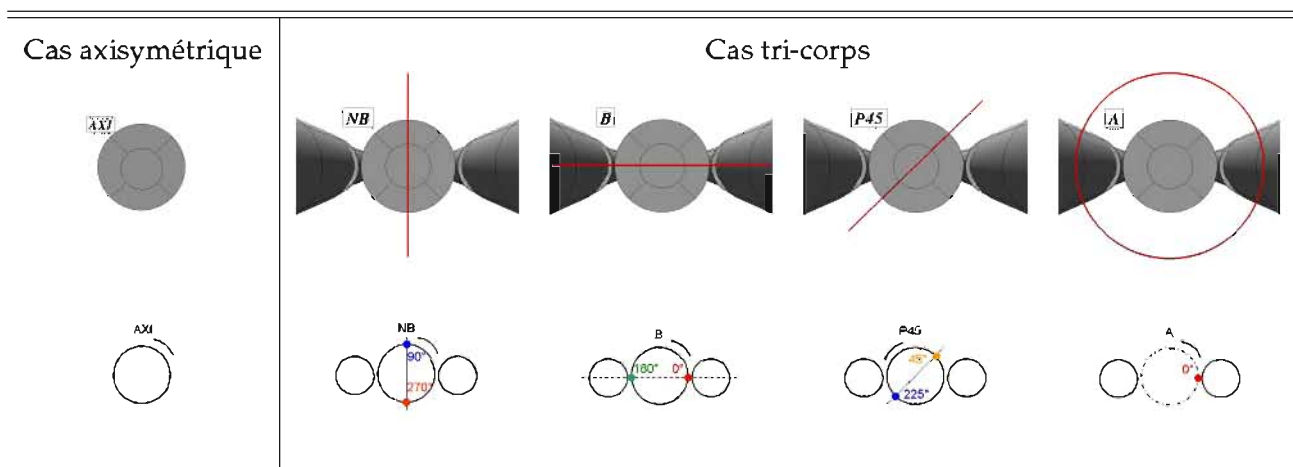
FIG. 4.1 – (a) Photographie du lanceur Ariane 5 sur son pas de tir. Issue de : <http://www.cnes.fr/web/CNES-fr/5218-en-images-ariane-5-eca.php> (11 mars 2013) - Crédits ESA/ CNES/Arianespace. (b) Géométrie et dimensions caractéristiques du cas test tri-corps.

Tout d'abord, le corps central est identique à la géométrie du cas mono-corps étudié au chapitre 3 précédent avec un diamètre $D = 0,1$ m. Le modèle géométrique de corps central isolé étudié expérimentalement par Deprés et al. [44] et numériquement par Deck et Thorigny [41] et Weiss et al. [177] a tout d'abord permis d'étudier le mode de Buffeting ($m = 1$). Parallèlement, les travaux expérimentaux de Meliga et Reijasse [104] sur une configuration tri-corps ont mis en évidence que la présence des boosters agissait sur les efforts latéraux appliqués sur l'émergence. Enfin, l'étude analytique et expérimentale des fréquences de résonance de la configuration tri-corps menée par Wong et al. [180] a révélé la présence d'au moins deux modes supplémentaires au mode de Buffeting $m = 1$. Dès lors, il s'avère que la présence des boosters joue un rôle primordial dans la physique de l'écoulement d'arrière-corps de type Ariane 5, ce qui constitue un indice pour reproduire le mode d'ovalisation $m = 2$. Ces boosters de diamètre $0,56D$ sont donc intégrés dans la géométrie d'étude comme illustré sur la figure 4.1. Ils sont dotés de la collerette d'attache de diamètre $0,65D$ au niveau de la jonction émergence/corps central pour reproduire au mieux l'effet dû au confinement de l'écoulement dans cette zone. On s'affranchit par ailleurs de certains éléments géométriques tels que les bielles servant de lien entre les boosters latéraux et le corps central ou encore du réservoir à hélium situé au dessus du divergent du moteur Vulcain. Le but étant d'étudier l'effet des boosters sur l'apparition du mode d'ovalisation de manière indépendante. La prise en compte de ces protubérances est également limitée par les possibilités du maillage structuré utilisé ici.

Enfin, le jet propulsif du cylindre central est obstrué. Les essais de Deprés et al. [44] montrent en effet une faible influence du jet en sortie de tuyère sur le lâcher tourbillonnaire dans le sillage du corps central. Les boosters sont quant à eux prolongés par des cylindres en sortie de tuyère qui représentent les dards de support de la maquette en soufflerie.

La géométrie retenue présente dès lors des plans d'intérêt que l'on définit dans le tableau 4.1. Dans le but de faciliter la localisation de ces plans, un symbole est attribué à chacun d'eux et est utilisé dans le reste de ce manuscrit. Ils correspondent aux plans de symétrie de la géométrie et seront désignés par la suite par le plan (NB) (pour *No Boosters*) et (B) (pour *Boosters*). Un plan (P45) intermédiaire à 45° est également investigué. Enfin, la direction azimutale est mise en avant par des visualisations dans des plans transverses (y, z) notés (A).

TAB. 4.1 – Plans d'intérêt et nomenclature.



4.1.2 Mise en place de la simulation

Conditions de l'écoulement : Elles sont identiques à celles du cas mono-cylindre précédent et sont résumées dans la figure 4.2 (a). Pour assurer le rapport $\delta/D = 0,2$ d'épaisseur de couche limite, le corps central est étendu de $17D$ en amont du point de décollement.

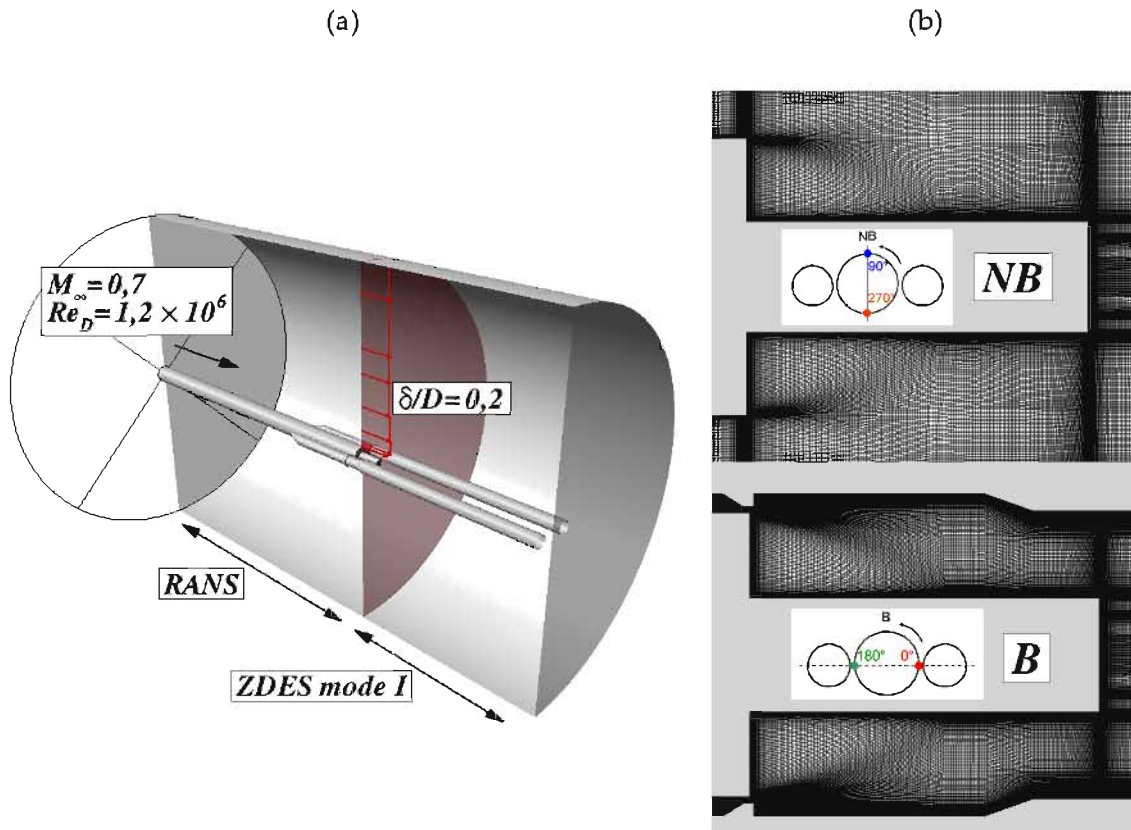


FIG. 4.2 – (a) : Vue en coupe du domaine de calcul - (b) : Illustrations du maillage dans la zone décollée dans les plans (NB) et (B).

Domaine de calcul et maillage : Les dimensions du domaine de calcul dans la direction de l'écoulement et dans la direction radiale sont de $29D$ et $10D$ respectivement. Un maillage structuré constitué de 33×10^6 de cellules hexaédriques est utilisé avec une résolution de 240 points dans la direction azimutale ($1,5^\circ$ par plan). Les cellules sont réparties en 99 blocs autour de la géométrie. Comme pour le cas mono-cylindre, une topologie de type O-H est mise en place dans le sillage de l'émergence du corps central (cf figure 4.3 (b)) afin d'éviter les problèmes de singularités au niveau de l'axe de symétrie du corps central.

Le maillage est localement raffiné dans la région décollée, en particulier proche du point de décollement afin de modéliser le départ des instabilités de la couche cisailée (cf. figure 4.2 (b)). La résolution locale du maillage est de 15 points dans la région proche du décollement et de 34 points à $x/D = 0,5$. La taille de première maille à la paroi Δx^+ est de l'ordre de 130 en amont du point de décollement, et de l'ordre de 6 dans la zone décollée. Dans la direction normale à la paroi la hauteur de maille Δr^+ est de l'ordre de 1. Enfin au niveau de la paroi de l'émergence $\Delta \theta^+ \sim 3$. Le nombre de Courant-Friedrich-Levy basé sur la vitesse acoustique ($U + a$) et sur la dimension maximale de maille $\max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ est inférieur à 7 dans la zone décollée excepté localement dans la couche de mélange où l'on atteint $CFL \sim 100$. Ces paramètres sont résumés dans le tableau 4.2.

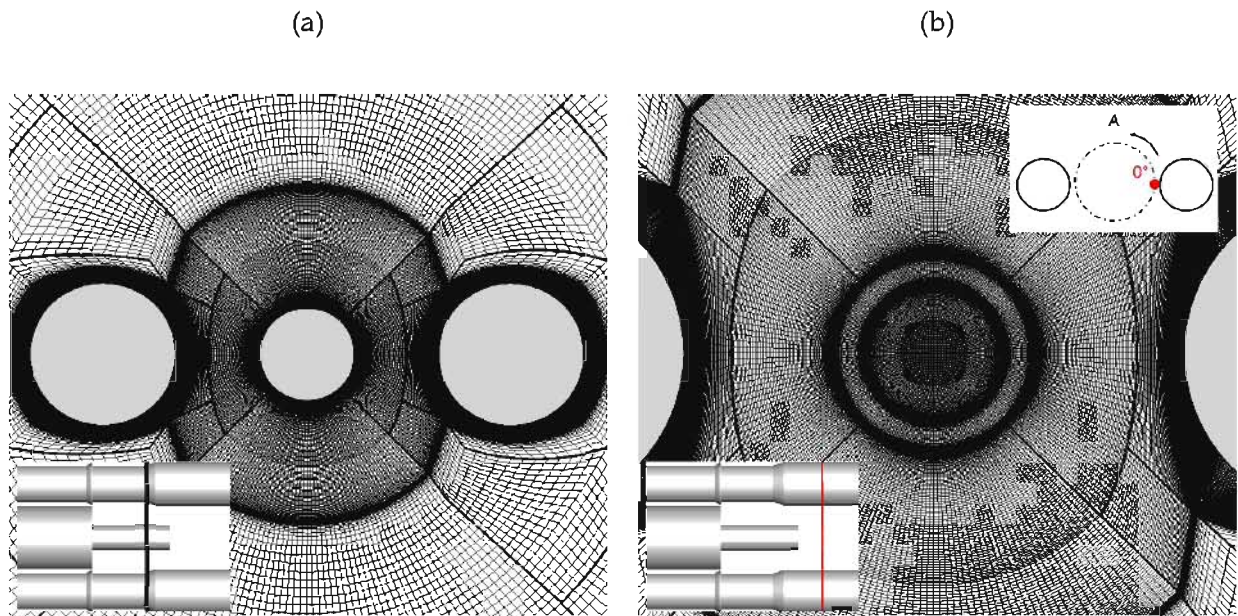


FIG. 4.3 – Vues du maillage dans deux plans transverses (A) : au niveau de l'émergence (a) et dans le sillage du corps central (b).

TAB. 4.2 – Paramètres du maillage pour le cas tri-corps. CM : Couche de Mélange

N_{xyz} points	$33 \cdot 10^6$			
	URANS	LES	CFL	
Δx^+	~ 130	~ 6	CM (NB)	~ 7
Δr^+	~ 1	~ 1	CM (B)	~ 7
$\Delta \theta^+$	~ 3	~ 3		

Paramètres du calcul : Comme pour le cas mono-cylindre du chapitre précédent, le code de calcul utilisé est le code aux volumes finis FLU3M. Le pas de temps Δt_{ZDES} du calcul est de 10^{-6} s pour un temps physique total simulé de 0,2 s. Tous les autres paramètres numériques sont identiques au cas axisymétrique précédent (cf. chapitre 3).

Echantillonnage du cas tri-corps : L'acquisition des données instationnaires pour le cas tri-cylindre est soumise aux mêmes critères d'échantillonnage que pour le cas mono-cylindre. Le temps physique total d'acquisition est $T_{acq} = 200$ ms et la fréquence d'échantillonnage est $f_e = 100$ kHz. Les variables physiques échantillonnées sont les variables conservatives ($\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho E, \rho \tilde{v}$) et la pression p . Au total le stockage mémoire représente environ 3 Tera-octets de données avec $6,5 \cdot 10^6$ capteurs pour le cas tri-cylindre comme résumé dans le tableau 4.3.

TAB. 4.3 – Synthèse des paramètres d'acquisition de signaux instantanés.

	Cas axisymétrique	Cas tri-corps
N_{xyz} ZDES points	12×10^6	33×10^6
N_{xyz} échantillonnage points	$4,5 \times 10^6$	$6,5 \times 10^6$
Δt_{ZDES} s	2×10^{-6}	1×10^{-6}
Δt échantillonnage s	10×10^{-6}	10×10^{-6}
$T_{acquisition}$ s	0,2	0,2
Nombre de variables	7	7
Stockage mémoire échantillonnage T-octets	1,8	2,7

La géométrie tri-corps non-contrôlée étudiée dans ce chapitre ainsi que les conditions d'essai ($M_\infty = 0,7$) ont été présentées. Un maillage structuré de $33 \cdot 10^6$ points est utilisé, avec notamment une résolution de $1,5^\circ$ par plan dans la direction azimutale. L'approche ZDES, méthode hybride RANS/LES, est utilisée. En vue de l'analyse du champ instationnaire de l'écoulement une acquisition massive de données instantanées est mise en place dans la région de l'arrière-corps. L'ensemble des capteurs représentent $6,5 \cdot 10^6$ points échantillonnés sur une durée de 0,2 s à une fréquence $f_{\text{échantillonnage}} = 100$ kHz. La base de données représente au total 2,7 Tera-octets de stockage.

4.2 Etude des champs instantanés et statistiques

À l'issue du calcul et de l'acquisition des données, l'analyse des résultats peut se décliner en trois différents niveaux. Le premier niveau consiste à analyser différents clichés instantanés de l'écoulement. Le deuxième niveau d'analyse est basé sur le champ statistique des grandeurs physiques mesurées. Enfin, le troisième niveau traite du champ fluctuant.

Dans cette section, notre intérêt se porte sur les deux premiers niveaux. Pour cela, l'analyse des champs instantanés du cas tri-corps non-contrôlé est tout d'abord présentée. La seconde partie est dédiée à l'étude des moments statistiques d'ordre 1 et 2. Pour chaque partie, les résultats du cas tri-corps sont comparés à ceux du cas axisymétrique.

4.2.1 Champs instantanés

L'objectif est de mettre en évidence l'organisation spatiale instantanée de l'écoulement au niveau de la zone décollée. La nature fortement turbulente de cet écoulement implique la présence de tourbillons instationnaires de différentes échelles. En effet, Chassaing [20] distingue trois caractéristiques intrinsèques du régime turbulent à savoir sa structure tridimensionnelle, sa cinématique rotationnelle et son intermittence.

On se propose donc d'orienter cette section sur la caractérisation des structures tourbillonnaires

au sein de l'écoulement. Pour cela, deux critères sont utilisés. Dans un premier temps, l'utilisation du critère Q sur le champ instantané du gradient de vitesse permet de visualiser les structures cohérentes au sein de l'écoulement et de décrire leur organisation spatiale tridimensionnelle. Un second critère, basé sur le gradient de masse volumique révèle la structure des tourbillons dans des plans d'intérêt.

Critère Q : Le critère Q proposé par Hunt et al. [73] et décrit par Dubief et Delcayre [48] est un moyen répandu pour la caractérisation des structures tourbillonnaires. Il consiste à calculer le second invariant du tenseur des gradients de vitesse, désigné par Q :

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) = -\frac{1}{2}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (4.1)$$

où $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$ et $S_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$ sont les composantes antisymétriques ($\Omega_{ij} = -\Omega_{ji}$) et symétriques ($S_{ij} = S_{ji}$) respectivement. Ω_{ij} représente les composantes de la rotation solide d'une part, et S_{ij} celles des déformations par cisaillement d'autre part. Une zone où Q est positif est donc favorable à la formation d'un tourbillon tandis qu'un volume de fluide pour lequel $Q < 0$ sera cisailé. D'autres critères d'identification tourbillonnaire existent. Citons par exemple le critère λ_2 proposé par Jeong et Hussain [76] qui repose sur le calcul des valeurs propres du tenseur $S_{ij}^2 + \Omega_{ij}^2$ et identifie les minima de pression par la condition $\lambda_2 \leq 0$.

Dès lors, pour délimiter les zones où le champ de Q est favorable à une rotation plutôt qu'à un cisaillement, on représente les iso-surfaces du critère adimensionné QD^2/U_∞^2 , comme illustré dans la figure 4.4. Par la suite, on désignera par « structures cohérentes » les iso-surfaces de critère Q dont l'organisation spatiale est préservée sur des échelles de temps supérieures aux échelles de temps caractéristiques des fluctuations turbulentes [140].

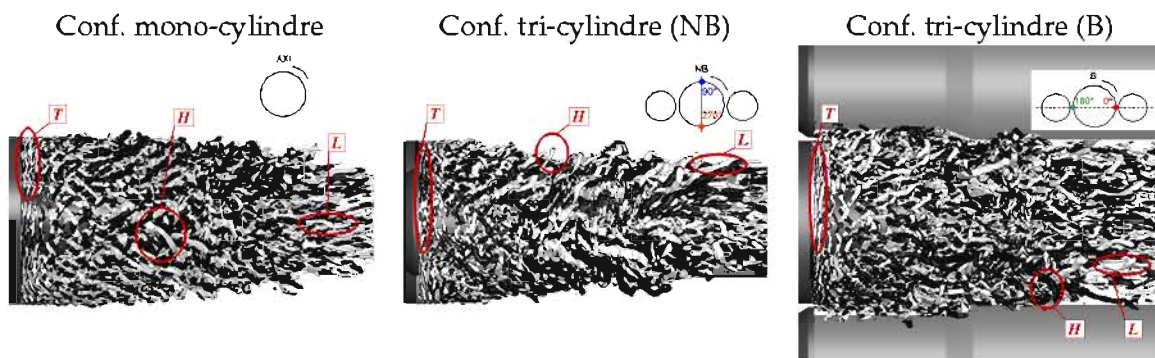


FIG. 4.4 – Iso-surfaces du critère Q adimensionné ($QU_\infty^2/D^2 = 50$) colorées par la composante x du rotationnel du champ de vitesse instantanée (en noir les valeurs négatives, et en gris les valeurs positives). Configuration mono-cylindre (gauche) et tri-cylindre dans le plan (NB) (milieu) et (B) (droite).

Deck et Thorigny [41] et Weiss *et al.* [177] identifient trois principaux types de structures cohérentes pour l'écoulement mono-cylindre. Au niveau du décollement, apparaît tout d'abord une succession d'enroulements tourbillonnaires bi-dimensionnels de forme toroïdale notés T dans la figure 4.4. Avec la convection, ces structures s'apparient selon un phénomène décrit par Brown et Roshko [16] et Driver *et al.* [47]. Au niveau du point de recollement, elles conduisent à des tourbillons en fer à cheval, également désignés par tourbillons de type *hairpin* et notés H . Enfin, au niveau du sillage, les structures de type H s'étirent dans la direction de l'écoulement, avant de se

rompre pour former des structures longitudinales de type **L**.

L'effet de la présence de cylindres latéraux sur l'écoulement de corps central isolé est d'ores et déjà observable sur l'organisation instantanée des iso-surfaces de critère Q . En comparant la figure du cas mono-cylindre (AXI) et celle du plan (NB) (cf figure 4.4), il apparaît nettement que l'épaisseur du sillage est plus faible dans le cas tri-corps que dans le cas axisymétrique. Cette contraction dans le plan (NB) s'oppose à une expansion dans le plan (B) où le diamètre du sillage devient supérieur au diamètre D du corps central et de l'ordre de l'écartement entre les boosters.

Afin d'obtenir une visualisation locale des structures tourbillonnaires, on propose à présent d'analyser le champ instantané dans les deux principaux plans d'intérêt que sont les plans (NB) et (B). Une méthode plus adaptée aux visualisations 2D consiste à calculer les gradients de masse volumique.

Gradients de masse volumique : Une méthode souvent utilisée en aérodynamique expérimentale, appelée méthode de *Schlieren* ou *Strioscopie*, consiste à utiliser les propriétés optiques de la lumière lorsque celle-ci traverse des milieux de densités différentes tels que des ondes de choc. Numériquement, cette approche consiste à localiser les zones où les variations de masse volumique sont importantes. Pour ce faire, Samtaney [142] utilise le détecteur dit de Sobel qui s'écrit en 2D :

$$strio(x, z) = \sqrt{\left(\frac{\partial \rho}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)^2} \quad (4.2)$$

De la même manière, il est possible de définir $strio(x, y)$.

Pour affiner les limites entre les zones de faibles et forts gradients dans la représentation graphique, une échelle de visualisation non linéaire est utilisée en calculant la grandeur $S(x, z)$ (respectivement $S(x, y)$)

$$S(x, z) = \exp\left(-2\frac{strio(x, z)}{strio_{Max}}\right) \quad (4.3)$$

où $strio_{Max}$ représente la norme maximale du gradient de ρ dans le champ total.

Les contours de S dans les plans longitudinaux des configurations mono et tri-cylindre (cf. figure 4.5) permettent d'observer le départ des instabilités de type Kelvin-Helmholtz au point de décollement et la formation de tourbillons. À mesure que ces structures s'apparient les couches de mélange des plans (AXI) et (NB) sont déviées vers le cylindre émergent avant de l'impacter au point de recollement instantané. La figure détaillée dans le plan (B) (cf. figure 4.5 partie inférieure) montre qu'une couche de mélange apparaît au point de décollement du corps central et au niveau de la collerette du cylindre latéral. Ces couches se développent côte à côte et conduisent à un recollement solide sur le booster latéral avec un impact des structures tourbillonnaires sur la paroi.

L'analyse des champs instantanés a permis de mettre en évidence la grande diversité d'échelles spatiales traduisant le niveau de turbulence de l'écoulement. Deux principaux effets de la présence de boosters latéraux sur la topologie instantanée de l'écoulement de corps central isolé ont été observés. Tout d'abord, le plan (B) présente un recollement solide sur le cylindre latéral contrairement à un recollement solide sur l'émergence dans les autres plans. Par ailleurs, la largeur du sillage est réduite dans le plan (NB) et augmentée dans le plan (B).

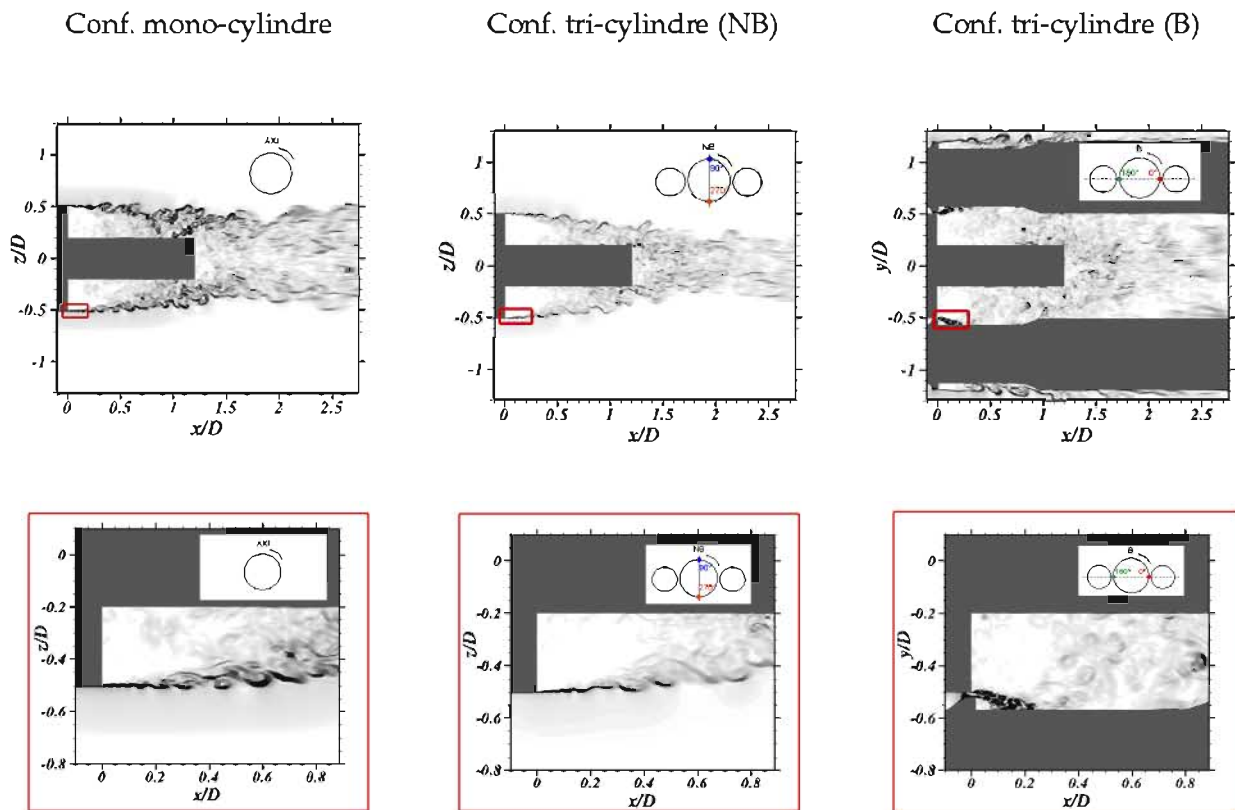


FIG. 4.5 – Strioscopies numériques des configurations axisymétrique et tri-corps avec vue détaillée des couches de mélange.

4.2.2 Champs statistiques

Cette section est consacrée à une analyse statistique des données instantanées issues du calcul ZDES. On propose dans un premier temps d’analyser la topologie moyenne de l’écoulement d’arrière-corps à l’aide des champs de vitesses moyennées. Ensuite, l’effet des cylindres latéraux est mis en évidence sur les champs de pression moyenne et de pression moyenne quadratique (coefficients RMS). Enfin, l’intérêt est porté sur les propriétés des couches cisillées en particulier dans les plans (NB) et (B). Notamment l’influence de l’organisation de ces couches sur le champ statistique est investiguée. Les données statistiques issues des travaux de Weiss [173] sont utilisées pour la comparaison des géométries mono et tri-cylindre.

Champs de vitesse moyenne : Tout d’abord, le champ de vitesse longitudinale U du cas axisymétrique est comparé au cas tri-corps dans les trois plans longitudinaux (NB), (P45) et (B). Puis la composante azimutale U_θ est investiguée.

Analyse du champ de U/U_∞ : Tout d’abord pour le cas axisymétrique, la zone décollée est constituée d’un bulbe de recirculation primaire de centre **C** et d’un bulbe secondaire contra-rotatif comme illustré dans la figure 4.6 (a). On remarque une zone de recirculation caractérisée par un courant de retour maximum de l’ordre de 34% de la vitesse en champ lointain U_∞ . Le point de recollement moyen basé sur la position x à la paroi où U représente 1% de U_∞ est situé à environ $x/D = 1,15$ soit une longueur de recollement $L_r = 0,115$ m.

En ce qui concerne la configuration tri-cylindre, la topologie moyenne varie très nettement

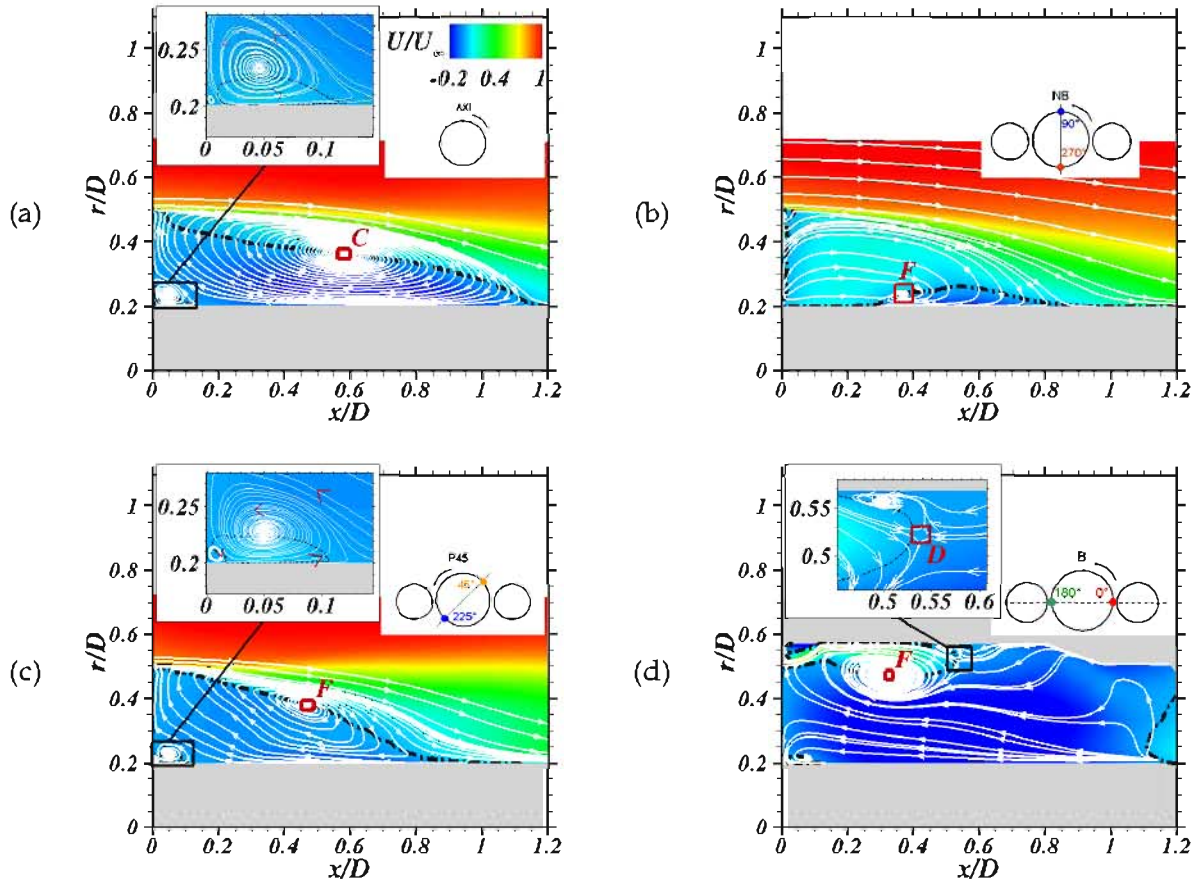


FIG. 4.6 – Champs de vitesse longitudinale moyenne adimensionnée U/U_∞ et iso-ligne $U/U_\infty = 0,01$.

selon le plan azimutal considéré. Dans le plan (NB) (cf. figure 4.6 (b)) on note l'absence de zone de recirculation secondaire. D'après les lignes de courant le bulbe primaire de foyer **F** s'assimile quasiment à un point d'arrêt à $x/D = 0,4$ environ. La longueur de recollement moyenne basée sur les lignes de courant est estimée à $L_r = 0,085$ soit une réduction d'environ 25% par rapport à la géométrie mono-cylindre.

Le plan (P45) à $\theta = 45^\circ$ est topologiquement le plus proche du cas de référence (AXI) avec notamment la présence d'une recirculation primaire et secondaire contra-rotative comme indiqué dans la figure 4.6 (c). Par ailleurs, le foyer de la zone primaire est à la même position $r/D = 0,35$. Toutefois sa position x/D est modifiée avec $x/D = 0,5$ contre $x/D = 0,6$ pour le cas mono-cylindre.

Enfin, le champ de vitesse longitudinale du plan (B) s'avère quasiment non-débitant avec une remontée des lignes de courant vers l'amont et un courant de retour environ 1,5 fois supérieur à celui du cas axisymétrique (maximum de $0,5U_\infty$). Ce plan se démarque nettement de (NB) et (P45) avec la déviation en $x/D = 0$ de l'écoulement amont qui conduit à un recollement solide sur le cylindre latéral. Une nouvelle couche limite se développe sur la paroi du cylindre latéral qui décolle à $x/D \simeq 0,43$ suite à un gradient de pression adverse. Ce nouveau décollement conduit localement à la formation d'une zone de recirculation contre la paroi ($0,45 \leq x/D \leq 0,55$ cf. encadré figure

4.6 (d)). Enfin, la rencontre de cette couche limite décollée avec le courant de retour provenant de l'extrémité de l'émergence conduit à un point selle **D** à $x/D \simeq 0,54$ et $r/D \simeq 0,53$.

Les observations ci-dessus sont résumées dans le tableau 4.4 et mettent ainsi en évidence que la contraction du sillage observée dans l'analyse du champ instantané du plan (NB) est associée à un confinement de la zone de recirculation contre le culot du corps central. De même, la présence des boosters latéraux et notamment des collerettes dans le plan (B) se traduit par un écoulement quasiment non-débitant.

TAB. 4.4 – Synthèse de la topologie moyenne de la zone décollée/recollée. CL : Couche Limite, G : Géométrique, GP : Gradient de Pression.

	AXI	NB	P45	B
Foyer F ou centre C recirculation primaire	$x/D = 0,6$ $r/D = 0,35$	$x/D = 0,4$ $r/D = 0,25$	$x/D = 0,5$ $r/D = 0,35$	$x/D = 0,4$ $r/D = 0,45$
Présence zone secondaire	Oui	Non	Oui	Oui
L_r en m	0,115	0,085	0,09	0,01
Origine du décollement de la CL	G	G	G	GP

La représentation des iso-lignes $U/U_\infty = 0,01$ a mis en évidence que les frontières du bulbe de recirculation dépendent de la position x et θ contrairement à une organisation axisymétrique pour le cas mono-cylindre. Afin de suivre cette évolution plus en détails, ces frontières sont à présent observées dans des plans transverses (A) pour quatre positions x/D comme indiqué dans la figure 4.7. Notre intérêt se porte sur la portion d'écoulement comprise entre le recollement solide sur les boosters dans le plan (B) ($x/D \geq 0,2$) et le recollement solide sur l'émergence dans le plan (NB) ($x/D \leq 0,8$). Deux plans intermédiaires S2 et S3 sont placés à intervalles réguliers entre ces deux bornes.

Les profils des coupes de l'iso-surface $U/U_\infty = 0,01$ sont représentées dans la figure 4.8 et mettent en évidence la symétrie du champ de U moyen selon les plans (B) et (NB). Le profil de la zone de recirculation du cas mono-cylindre est noté **R_{AXI}**. Celui du cas tri-cylindre est noté **R_{TRI}**. Ceci permet en isolant le quartier $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ de remarquer que l'intersection **P_{int}** entre les profils **R_{TRI}** et **R_{AXI}** se produit dans l'intervalle $40^\circ \leq \theta \leq 55^\circ$. Par symétrie selon les plans (NB) et (B), il en est de même pour les secteurs $130^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$, $220^\circ \leq \theta \leq 235^\circ$ et $310^\circ \leq \theta \leq 325^\circ$. Le plan **P_{int}** est par ailleurs associé à une variation brutale du rayon **R_{TRI}** du bulbe de recirculation, d'autant plus brutale que la section S considérée est proche du décollement en $x/D = 0$. Ainsi pour la position S1, **R_{TRI}** passe de 0,047 m en moyenne pour $0^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$ à 0,02 m (paroi de l'émergence : **R_{TRI}** = $d/2$) pour $55^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ soit un rapport de 2,35 entre les deux rayons de bulbe. Cette différence de rayon entre les plans (NB) et (B) a tendance à s'atténuer entre les positions S1 et S3.

Cependant, la structure du bulbe est de nouveau perturbée dans le plan S4 à l'approche du point de recollement ($L_r \sim 0,09$) dans les plans (NB) et (P45) impliquant une forte diminution de **R_{TRI}** au voisinage de $\theta = 90^\circ$ (cf. figure 4.8, S4). Par ailleurs, la présence des tuyères des boosters dans le plan S4 (voir figure 4.7) a tendance à réduire la section de passage dans (B) et confiner l'iso-ligne $U/U_\infty = 0,01$ vers l'émergence dans le secteur $0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$. Ceci se traduit aux angles $\theta = 40^\circ, 140^\circ, 220^\circ$ et 320° par une variation plus brutale de **R_{TRI}**.

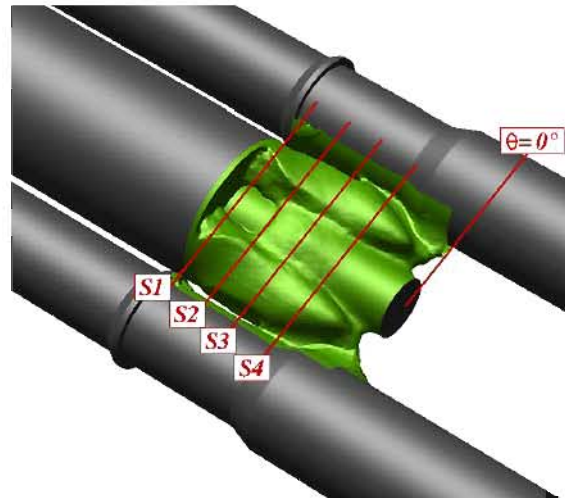


FIG. 4.7 – Iso-surface $U/U_\infty = 0,01$ et positions longitudinales des plans de coupe pour la figure 4.8. S1 : $x/D = 0,2$ - S2 : $x/D = 0,4$ - S3 : $x/D = 0,6$ - S4 : $x/D = 0,8$.

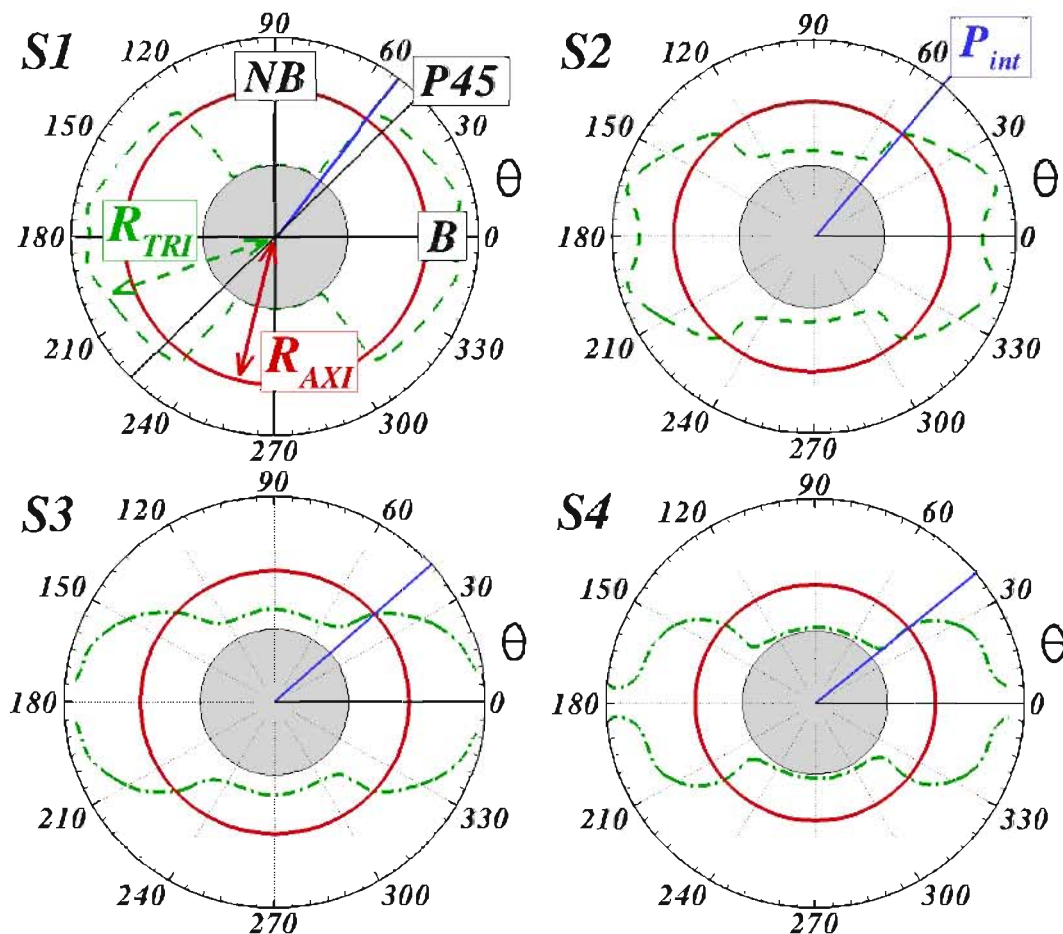


FIG. 4.8 – Coupes de l'iso-surface $U/U_\infty = 0,01$ aux positions S1, S2, S3 et S4 (cf. figure 4.7) : (- -) cas tri-cylindre et (—) valeur de référence du cas mono-cylindre. R_{TRI} : Rayon de bulbe pour le cas tri-corps - R_{AXI} : Rayon de bulbe pour le cas axisymétrique - P_{int} : Position azimutale dans le quadrant $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ où il y a intersection entre R_{TRI} et R_{AXI} .

De façon non intuitive, le plan présentant la zone de recirculation avec des caractéristiques similaires au cas axisymétrique n'est pas le plan (NB) mais un plan P_{int} pour un angle azimutal décroissant avec la position longitudinale.

Analyse du champ de U_θ/U_∞ : L'étude du champ de vitesse moyenne est complétée avec l'analyse de la composante azimutale U_θ dans les quatre plans transverses précédents (S1, S2, S3 et S4) (cf. figure 4.9). Le champ U_θ/U_∞ moyen du cas mono-cylindre est nul ce qui corrobore le fait que la direction azimutale est une direction homogène de l'écoulement pour ce cas. Par conséquent, seul le cas tri-corps est investigué.

De même que le champ de vitesse longitudinale était symétrique suivant les plans (NB) et (B), la composante azimutale moyenne est répartie par quadrant comme montré dans la figure 4.9. Ces quadrants, pris deux-à-deux, sont contra-rotatifs avec U_θ positif dans le sens trigonométrique et négatif dans le sens horaire.

À la station S1 proche du point de décollement, la figure 4.9 (a) montre que les vitesses de rotation dans le champ libre ($r/D \geq 0,5$) sont élevées avec des maxima d'environ $0,4U_\infty$. Ceci laisse supposer que l'organisation par quadrants de U_θ/U_∞ est déjà présente en amont du point de décollement. Les iso-surfaces $U_\theta/U_\infty = \pm 0,1$ de la figure 4.10 (a) délimitent les zones de rotation horaire et trigonométrique pour chacun des quadrants. Lorsque la couche limite du corps central rencontre le nez des boosters latéraux à $x/D = -4,5$, l'écoulement est dévié ce qui induit des mouvements transverses et l'apparition d'une composante radiale et azimutale pour la vitesse. À l'approche du point de décollement sur le corps central, de nouvelles zones de rotations autour de l'axe x apparaissent avant de se dissiper dans le sillage.

Proche du décollement de la couche limite amont (plan (S1)), le mouvement de rotation du champ libre se propage dans le bulbe de recirculation jusqu'à la paroi de l'émergence (cf. figure 4.9 (a)). À partir de $x/D \sim 0.4$ (S2), il apparaît une séparation entre le champ libre et le bulbe de recirculation représentée par les iso-lignes $U_\theta/U_\infty = \pm 0.01$. Il est à noter que cette frontière entre champ libre et bulbe de recirculation forme en S2 une ellipse¹ dont l'apogée est contenu dans le plan (NB) comme représenté dans la figure 4.9 (b). Cette ellipse passe par quatre points d'arrêt D1, D2, D3 et D4 répartis dans les plans (B) et (NB). L'allure de cette frontière entre champ libre et bulbe de recirculation évolue dans la direction principale de l'écoulement à mesure que ces points d'arrêt se déplacent. Les zones de part et d'autres de ces iso-lignes ont une rotation de signe opposé (cf. figures 4.9 (b), (c) et (d)) qui génère quatre foyers dans les quadrants bornés par les plans (NB) et (B) comme illustré par les lignes de courant de la figure 4.10 (b). Ces foyers indiquent une circulation de fluide suivant la direction longitudinale de l'écoulement visible sur la figure 4.10 (a).

Champs de pression moyenne et RMS : L'étude est à présent axée sur les champs de pression moyenne et de pression moyenne quadratique. Dans un premier temps, les coefficients de pression C_p et $C_{p,rms}$ à la peau des géométries mono et tri-cylindre sont présentés. Puis leur organisation au sein de l'écoulement dans un plan (A) est traitée.

La figure 4.11 (a) décrit l'évolution longitudinale des coefficients de pression moyens et RMS à la paroi pour les plans (NB), (P45) et un plan du cas (AXI). Comme exposé dans [177], la confrontation, des résultats du cas mono-cylindre avec les données expérimentales disponibles révèle de très bons accords. Comme décrit par Deck et Thorigny [41], trois zones peuvent être distinguées pour l'évolution de C_p . Tout d'abord, la pression moyenne décroît pour $-0,3 \leq x/D \leq 0$ en raison

¹On retrouve cette topologie pour le champ de pression moyenne. Ce type d'organisation contribue à l'excitation moyenne du mode d'ovalisation de l'émergence qui sera abordée dans le chapitre suivant.

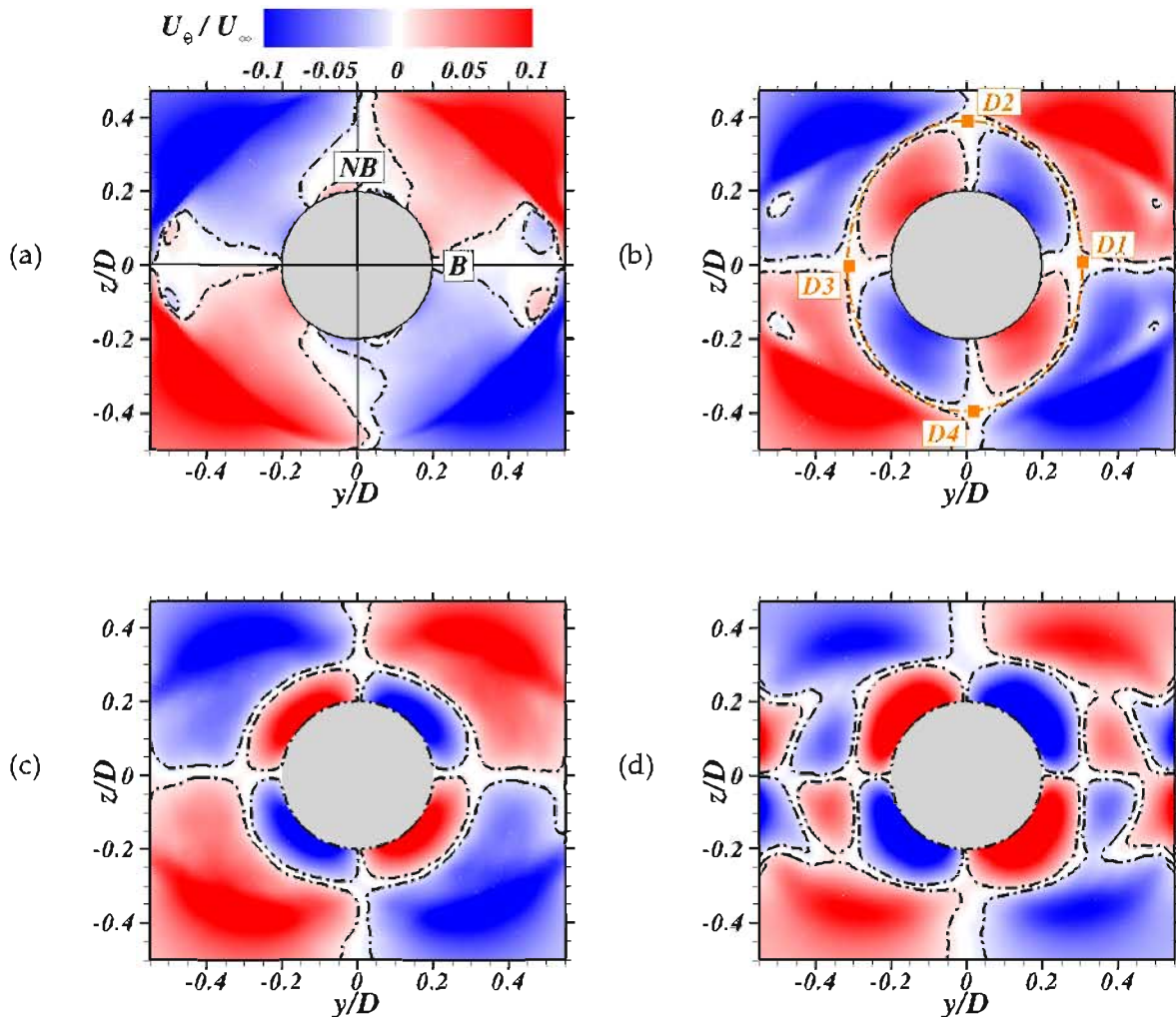


FIG. 4.9 – Champs de la vitesse azimutale adimensionnée U_θ/U_∞ dans les plans (A) : (a) S1 ($x/D = 0, 2$) - (b) S2 ($x/D = 0, 4$), (— —) représentation de l'ellipse passant par les points d'arrêt D1, D2, D3 et D4 - (c) S3 ($x/D = 0, 6$) - (d) S4 ($x/D = 0, 8$). Les iso-lignes $U_\theta/U_\infty = \pm 0,01$ délimitent les zones de rotation dans le sens positif (trigonométrique) et négatif (horaire).

de l'accélération locale de l'écoulement à mesure qu'il se rapproche du point de décollement. Dans la première moitié du bulbe de recirculation ($0 \leq x/D \leq 0,5$), l'accélération du courant de retour pour la configuration (AXI) engendre une nouvelle chute de pression pariétale avec un minimum de $C_p = -0,2$ à $x/D = 0,6$. Pour les plans (NB) et (P45), un C_p pariétal environ 20% plus faible que pour le cas mono-cylindre est atteint dès le décollement à $x/D = 0$ ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux de Meliga et Reijasse [104] le confinement de l'écoulement contre le culot du corps central mis en évidence par les champs de vitesse moyenne U (cf. figure 4.6). Enfin, un processus de recompression induit une rapide augmentation de C_p avec des pressions à l'extrémité de l'émergence très légèrement supérieures à p_∞ , signe d'un recollement solide d'après [44]. La représentation de la pression moyenne quadratique permet de mesurer le niveau de fluctuation pour la pression pariétale. Mabey [97] et Hudy et al. [69] décrivent la croissance continue de $C_{p_{rms}}$ comme le résultat du nombre croissant de structures cohérentes impactant la paroi à mesure qu'elles approchent le point de recollement. Le maximum atteint pour $C_{p_{rms}}$ dans le plan (P45) (cf. figure 4.11 (b)) est environ 50% plus fort que le cas (AXI) et 26% plus fort que dans le plan (NB).

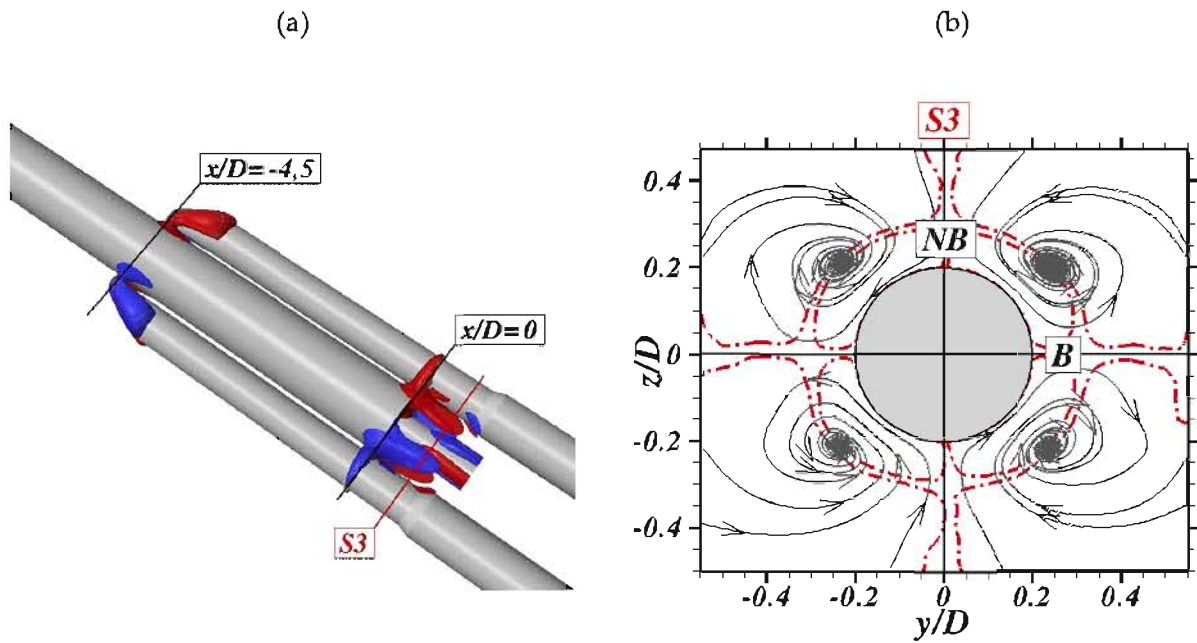


FIG. 4.10 – (a) Iso-surfaces $U_\theta/U_\infty = -0,1$ (bleue) et $U_\theta/U_\infty = 0,1$ (rouge) autour de la configuration tri-corps. (b) Lignes de courant dans le plan (A) à la position S3 et iso-lignes $U/U_\infty = 0,01$ (---).

L'évolution des moments statistiques du premier et second ordre (C_p et $C_{p,rms}$) met donc en évidence que le champ statistique de pression pariétale dépend fortement de la position azimutale θ , ce qui est illustré dans les figures 4.11 (b) à (e). Notamment, le coefficient de pression moyen à la paroi présente une distribution de type bi-lobe et quadri-lobe pour la pression RMS contre une organisation axisymétrique pour la géométrie mono-cylindre. La zone directement en amont du point de décollement dans le voisinage du plan (B) présente un pic de pression ce qui reflète que ce plan non-débitant est fortement sensible à la présence des collerettes.

Afin d'observer l'organisation azimutale du champ au sein de l'écoulement, les moments statistiques du premier et second ordre pour la pression sont présentés dans deux plans transverses (A) à $x/D = 0,4$ au milieu du bulbe de recirculation du cas tri-corps et à l'extrémité de l'émergence en $x/D = 1,0$ (cf. figure 4.12). Les iso-lignes de la figure 4.12 (b) montrent que l'organisation quadri-lobe du champ de moyenne quadratique à la paroi (cf. figure 4.11 (e)) est déjà présente au sein de l'écoulement et ce en amont du recollement. Les niveaux les plus forts de fluctuations de pression sont ainsi confinés dans les quadrants Q1, Q2, Q3 et Q4 (cf. figure 4.12 (b) et (d)) séparés par les plans (NB) et (B) tandis que ceux du cas axisymétrique sont localisés dans une couronne de rayon $r/D = 0,5$ environ à $x/D = 0,4$. Ce rayon correspond à la position radiale moyenne de la couche de mélange pour $x/D = 0,4$ (cf. figure 4.6 (a)). Pour la configuration tri-corps, le confinement dans les quadrants ($\theta \sim 45^\circ, 135^\circ, 215^\circ$ et 315°) est d'autant plus notable à $x/D = 1,0$ que le champ de C_p est contraint par les deux plans de symétries (NB) et (B). Notamment, le voisinage des angles $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 270^\circ$ (plan (NB)) est caractérisé par des C_p faiblement positifs ce qui traduit un recollement de la couche limite amont. Par ailleurs, le plan horizontal aux alentours du plan (B) montre un coefficient de l'ordre de $-0,13$.

Cette organisation azimutale en opposition de phase entre les champs de C_p et $C_{p,rms}$ suggère que l'organisation moyenne bi-lobe confine les fluctuations de pression dans les quatre quadrants Q1 à Q4. La figure 4.12 (b) montre que ces quadrants se situent au point de rencontre entre la couche de

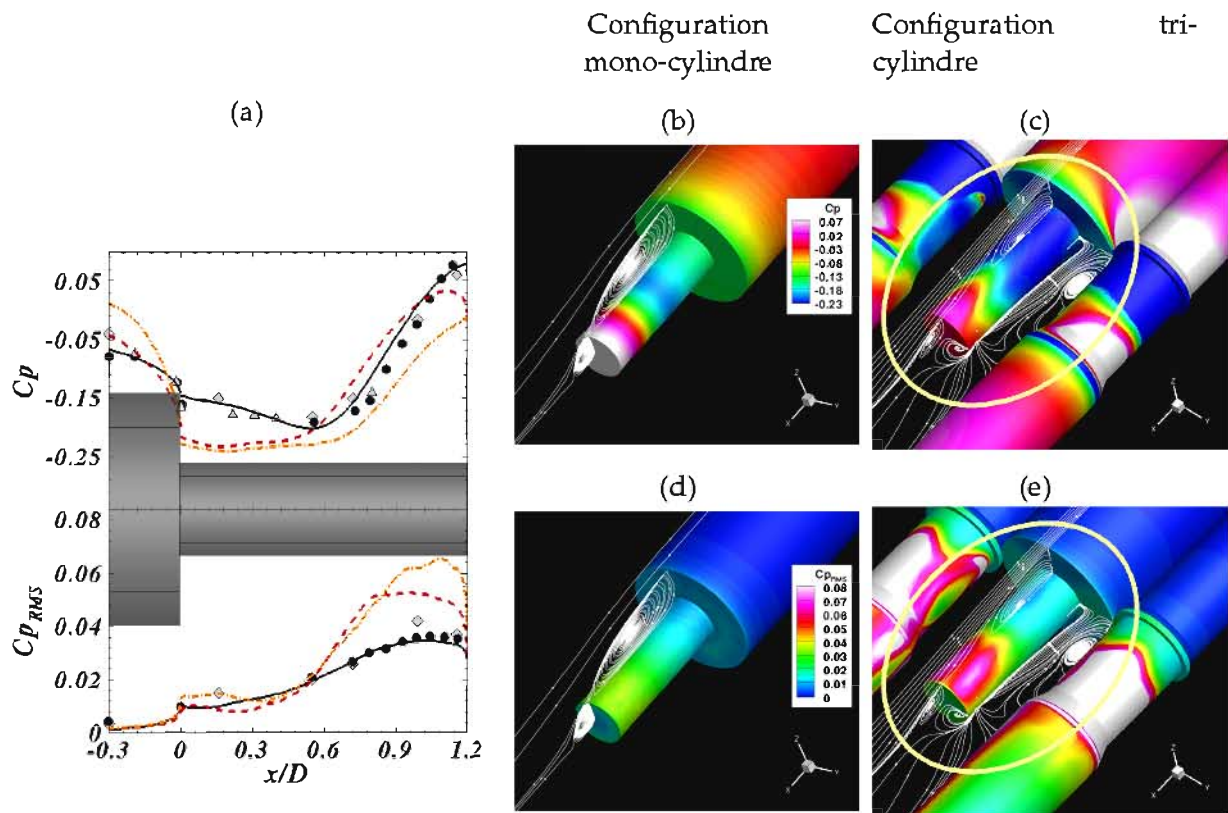


FIG. 4.11 – (a) Evolution longitudinale des coefficients de pression moyens (*haut*) et RMS (*bas*). (—) Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES) de Weiss *et al.* [177] et configuration tri-cylindre dans le plan (NB) (— —) et (P45) (— — —) comparés aux données expérimentales disponibles : (\diamond) Deprés *et al.* [44] (kulites), (\triangle) Deprés *et al.* [44] et (\bullet) Meliga et Reijasse [104]. Organisation des coefficients de pression moyens ((b), (c)) et RMS ((d), (e)) à la paroi.

mélange du corps central et celle des boosters latéraux ce qui est propice à des interactions fortes entre ces deux entités.

Influence de l'organisation des couches cisillées sur le champ statistique : Au vu de l'analyse des champs de $C_{p_{rms}}$ du paragraphe précédent, la couche de mélange présente des niveaux importants de fluctuations de pression. Il convient donc de caractériser les couches cisillées des configurations mono et tri-corps.

L'objectif de ce paragraphe est donc de caractériser les couches de mélange de la configuration tri-corps pour différentes positions azimutales avec comparaison au cas axisymétrique. Par ailleurs, en raison du recollement solide sur chacun des boosters, le plan (B) fait l'objet d'une étude plus approfondie du champ de pression et de vitesse.

Pour ce faire, l'évolution de l'épaisseur de vorticité dans la direction x et dans les plans (NB), (P45) et (B) est tout d'abord analysée. Puis une étude locale du champ de pression au niveau de la colle-rette du cylindre latéral fournit des éléments quant à la cause de la déviation du recollement.

Epaisseur de vorticité de la couche de mélange : Afin de caractériser la couche de mélange issue du point de décollement au niveau du corps central, l'épaisseur de vorticité est calculée dans les plans (NB), (P45) et (B) et comparée à la configuration mono-cylindre. L'épaisseur de vorticité

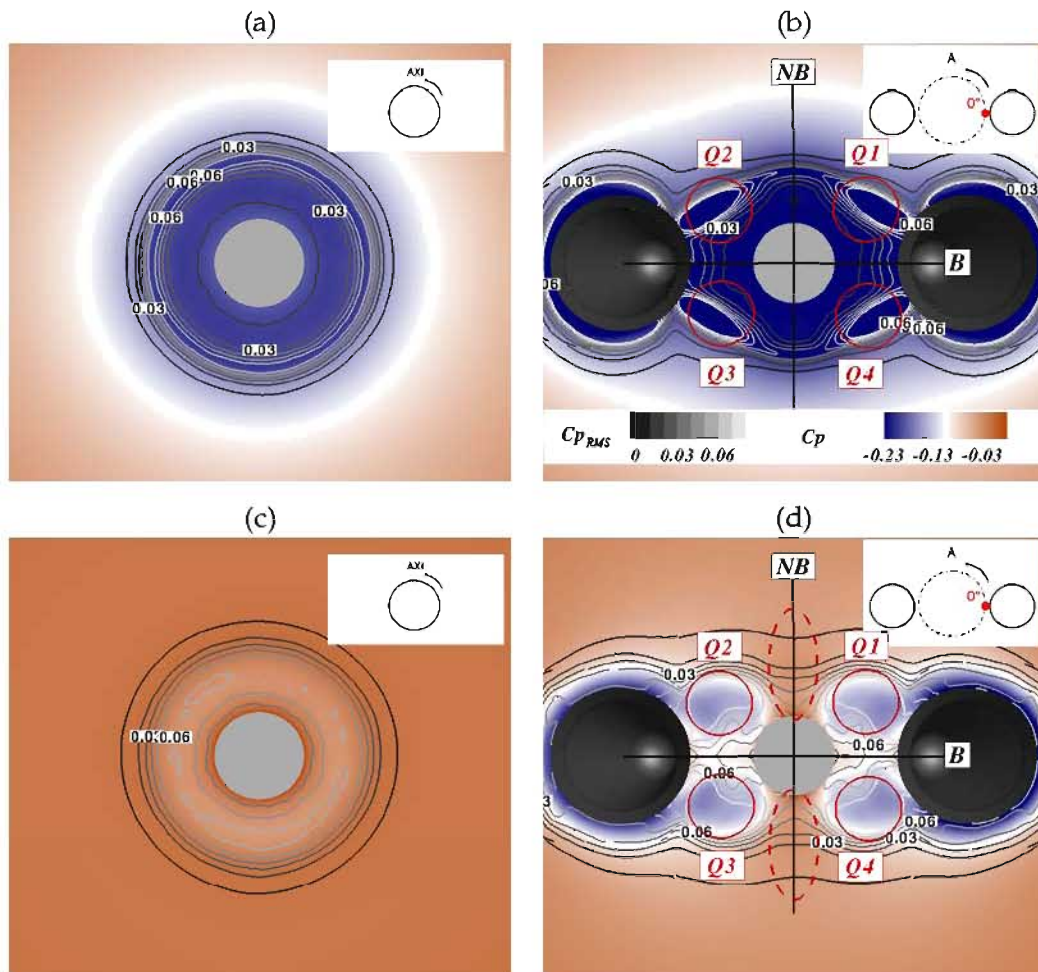


FIG. 4.12 – Contours des coefficients de pression et iso-lignes de Cp_{rms} à $x/D = 0,4$ ((a) et (b)) et $x/D = 1,1$ ((c) et (d)).

$\delta_\omega(x)$ (en m) s'écrit :

$$\delta_\omega(x) = \frac{\Delta U(x)}{\max_y \frac{\partial U(x)}{\partial y}} \quad (4.4)$$

où $\Delta U(x)$ représente la différence de vitesses moyennes de part et d'autre de la couche cisailée à la position x .

La figure 4.13 (b) présente l'évolution longitudinale de δ_ω dans les plans (NB) et (P45) du cas tri-corps et dans un plan du cas mono-cylindre. L'évolution globale de δ_ω est sensiblement identique avec une progression quasiment linéaire de l'épaisseur de vortécité pour $x/D \geq 0,3$ dans les cas mono et tri-corps avec une pente $d\delta_\omega/dx$ d'environ 0,38 en accord avec les résultats de Deck et Thorigny [41]. Ces derniers auteurs précisent que ce taux de croissance est deux fois supérieur à celui d'une couche de mélange plane libre (Ho et Huang [66]). Ils expliquent cette différence par le fait que dans le cas de l'arrière-corps axisymétrique, la partie basse vitesse de la couche de mélange est alimentée en structures turbulentes par la zone de recirculation adjacente, ce qui tend ainsi à augmenter l'épaisseur de vortécité.

La courbe de la figure 4.13 (b) présente par ailleurs une chute prématurée dans les plans (NB) et

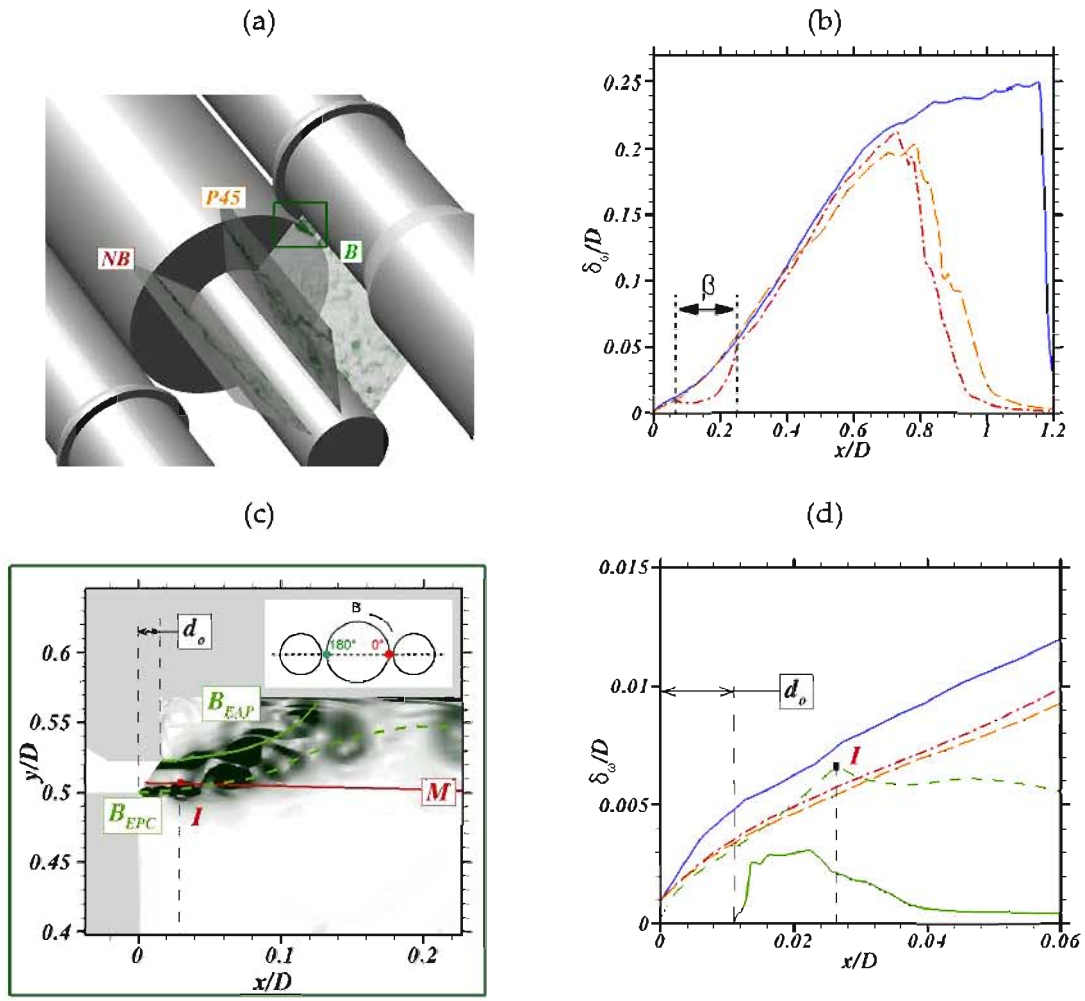


FIG. 4.13 – (a) Strioscopie numérique dans les plans (NB), (P45) et (B) de la configuration tri-corps. (b) Evolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité normalisée δ_ω/D dans les plans (NB) (---), (P45) (---) et (AXI) (—). (c) Détail de la strioscopie numérique dans le plan (B) au niveau du décollement. (d) Evolution longitudinale de δ_ω/D pour les couches de mélange B_{EPC} (---), B_{EAP} (---) et dans les plans (NB), (P45) et (AXI).

(P45)   $x/D = 0,7$ par rapport au cas (AXI). Cette chute est due à l'inflexion de la couche de mélange initialement horizontale au point de décollement puis déviée à mesure qu'elle approche le point de recollement. Le maximum du gradient transverse de U ($\max_n \frac{\partial U(x)}{\partial n}$) est calculé pour la composante normale à la paroi (i.e. $n = y$ dans le plan (B) ou $n = z$ dans le plan (NB)) et non suivant la direction normale locale à la couche de mélange moyenne. La courbe $\delta_\omega(x)$ des cas tri-corps et axisymétrique n'est donc comparable à une couche de mélange libre que dans le domaine à l'hypothèse de parallélisme de l'écoulement est vérifiée.

D'autre part, pour l'intervalle $0,05 < x/D < 0,25$ noté β on note une diminution locale de l'épaisseur de vorticité dans le plan (NB). D'après l'équation 4.4, si $\delta_\omega|_{tri-corps} < \delta_\omega|_{mono-corps}$ localement, ceci est dû à un $\Delta U(x)$ plus faible et ($\max_n \frac{\partial U(x)}{\partial n}$) plus fort. Le premier point est illustré dans les figures 4.6 (a) et (b) qui montrent que dans l'intervalle β le champ U/U_∞ du cas tri-cylindre ne présente pas de courant de retour contrairement au cas mono-cylindre. Ce point est détaillé dans les figures 4.14 (a), (b), et (c)

avec les profils de vitesses longitudinales adimensionnés aux stations $x/D = 0,09$, $x/D = 0,1$ et $x/D = 0,2$ respectivement. Ces profils indiquent que le bulbe de recirculation du plan (AXI) présente des vitesses U négatives ($\min(U/U_\infty)|_{(AXI)} \sim -0,031$) alors qu'elles sont positives pour le plan (NB) ($\min(U/U_\infty)|_{(NB)} = 0$). Ceci implique que $\Delta U(x)|_{tri-corps} < \Delta U(x)|_{mono-corps}$.

Par ailleurs, les figures 4.14 (e) à (h) illustrent l'évolution du gradient $\frac{\partial U}{\partial z}$ de la vitesse longitudinale moyenne pour les mêmes positions x/D . Le gradient en s^{-1} est adimensionné par la fréquence théorique moyenne de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans cette région notée f_{KH} . Le nombre de Strouhal théorique moyen pour les positions $x/D = 0,09$, $x/D = 0,1$, $x/D = 0,2$ et $x/D = 0,4$ est $St_D = \frac{f_{KH} D}{U_\infty} = 8,0$ environ, soit $f_{KH} = 18960$ Hz. Ainsi, la figure 4.14 (e) permet de constater que le maximum de $\frac{\partial U}{\partial z}$ pour le cas tri-cylindre est environ 1,1 fois supérieur au cas de référence ($\max_z \frac{\partial U(x)}{\partial z}|_{tri-corps} > \max_z \frac{\partial U(x)}{\partial z}|_{mono-corps}$) et que ces deux maxima sont strictement positifs.

La figure 4.13 (d) montre l'évolution longitudinale $\delta_\omega(x)/D$ dans le plan (B). Notons \mathbf{B}_{EPC} la couche de mélange originaire du corps central et \mathbf{B}_{EAP} celle émanant de la collerette du cylindre latéral comme illustré dans la figure 4.13 (c). Afin de caractériser chacune des couches de mélange indépendamment, le champ de vitesse $U(x, y)$ est séparé en deux par la ligne \mathbf{M} (cf. figure 4.13 (c)). La trajectoire de cette ligne est imposée par la topologie du maillage et vient finalement couper la couche de mélange \mathbf{B}_{EPC} à $x/D \sim 0,05$. On note enfin \mathbf{I} , le point où les tourbillons de Kelvin-Helmholtz dépassent la limite \mathbf{M} .

La figure 4.13 (d) indique que δ_ω pour la couche de mélange \mathbf{B}_{EPC} dans son état initial est identique aux plans (NB) et (P45) et proche du plan (AXI). Au point \mathbf{I} ($x/D \sim 0,025$), la coupure du champ de vitesse U selon la ligne \mathbf{M} dégrade l'estimation des termes $\Delta U(x)$ et $\max_y \frac{\partial U(x)}{\partial y}$ ce qui se traduit par une décroissance de $\delta_\omega(x)$. Le retard au développement d_o (cf. figure 4.13 (c) et (d)) en x/D de la couche cisailée \mathbf{B}_{EAP} est dû à la position décalée de la collerette par rapport à la rupture géométrique du corps central. Bien que le taux de croissance de $\delta_\omega(x)$ pour \mathbf{B}_{EAP} soit fort, la couche cisailée reste déficitaire par rapport à son homologue du corps central. Ceci est en accord avec les résultats de Sawyer [145] et Nasr et Lai [120] qui indiquent que le taux de diffusion de la couche de mélange est plus fort du côté convexe d'un jet (\mathbf{B}_{EPC}) que du côté concave (\mathbf{B}_{EAP}).

Déviaton du recollement dans le plan (B) : En caractérisant les couches de mélange au point de décollement, le paragraphe ci-dessus a permis d'aborder le phénomène de déviation du recollement illustré dans le champ de vitesse longitudinale moyenne du plan (B). L'objectif de ce paragraphe est de déterminer la cause physique de cette déviation. Par ailleurs les caractéristiques moyennes du recollement sont détaillées et comparées aux données expérimentales et analytiques disponibles.

Kadosch [78] a étudié le phénomène de déviation de jet par adhérence sur une paroi convexe dans le but de concevoir un critère semi-empirique d'adhérence. Ce critère est basé sur un bilan des efforts dans la direction radiale agissant sur un volume élémentaire de fluide. L'auteur en déduit ainsi que dans le cas où le jet est attaché à la paroi courbe, le gradient de pression dans la direction transverse de l'écoulement s'équilibre avec la force centrifuge :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{u^2}{R} \quad (4.5)$$

où n est la direction normale à la paroi, u la vitesse le long de la ligne de courant et R la distance entre la ligne de courant et le centre de la sphère inscrite tangente à la surface courbe considérée. Par analogie avec le cas de Kadosch, l'écoulement amont au niveau du point de décollement dans le plan (B) est assimilé à un jet de vitesse $U_{jet} = 0,87 \cdot U_\infty$ et d'épaisseur w comme illustré dans la figure 4.15 (a). Cette analogie est limitée par l'absence de paroi solide courbe le long du jet. Cependant, le jet présente une courbure intrinsèque due à sa déviation et le bilan des efforts radiaux est

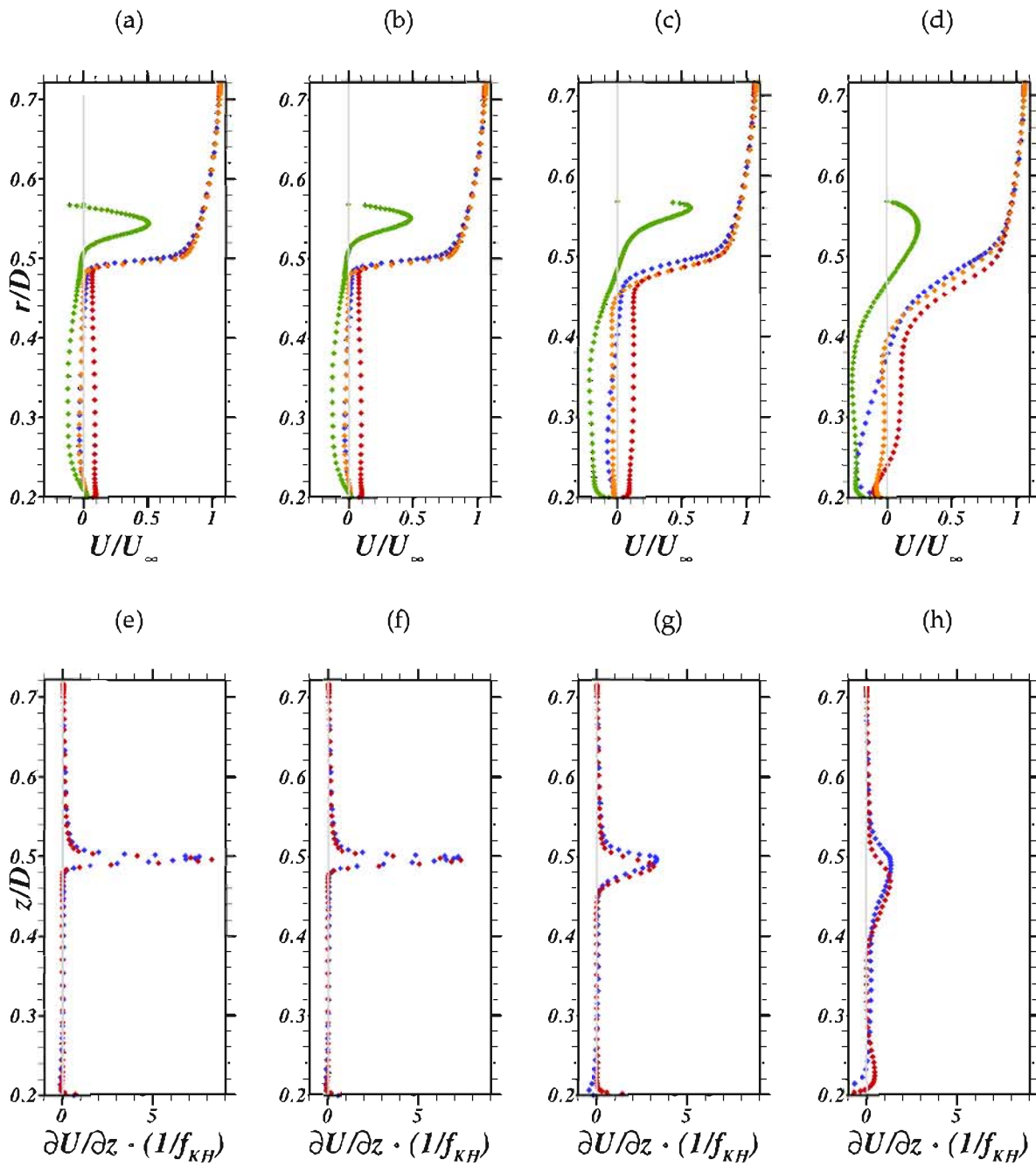


FIG. 4.14 – (a)-(d) : Profils des vitesses longitudinales U/U_∞ . (e)-(h) : Profils du gradient de vitesse $\frac{\partial U}{\partial z}$. (◆) Cas mono-cylindre - (◆) plan (NB) - (◆) plan (P45) - (◆) plan (B). (a),(e) : $x/D = 0,09$ - (b),(f) : $x/D = 0,1$ - (c),(g) : $x/D = 0,2$ - (d),(h) $x/D = 0,4$.

dressé pour une section du jet proche du décollement.

Considérons deux points I et E de part et d'autre du jet qui fournissent la pression P_I et la vitesse U_I du côté du booster et P_E , V_E du côté du corps central (cf. figure 4.15 (b)). Ces points sont volontairement pris proches du décollement où les champs moyens de pression et de vitesse ne sont pas conditionnés par la direction du jet. Soit \vec{n} , le vecteur normal à la ligne médiane du jet, orienté de

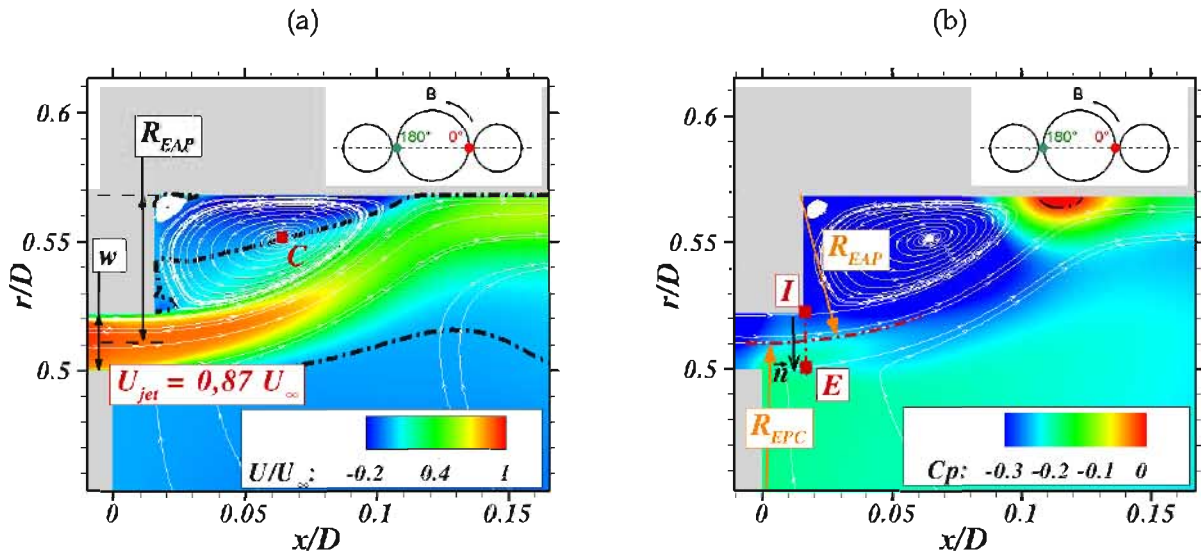


FIG. 4.15 – (a) Contours de vitesse longitudinale adimensionnée, iso-lignes $U/U_\infty = 0,01$ (---) et lignes de courant dans le plan (B). (b) Contours des coefficients de pression moyens, iso-ligne $C_p = 0$ et ligne médiane du jet de collerette (---).

I vers E . Le gradient de pression dans la direction radiale du jet est alors estimé par

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} \approx \frac{1}{\rho_{jet}} \frac{(P_E - P_I)}{w} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ N.kg}^{-1} \quad (4.6)$$

où $\rho_{jet} = 0,804 \text{ kg.m}^{-3}$ sur la ligne médiane (cf. figure 4.15 (b)).

En ce qui concerne l'expression de la force centrifuge, $\bar{U} = (U_I + U_E)/2$ la vitesse moyenne du jet pour la section isolée est définie. Deux cas de figure se présentent alors. Si le jet est dévié vers le booster, la force centrifuge par unité de masse s'exprime $\bar{U}^2/R_{EAP} = 1,4 \cdot 10^6 \text{ N.kg}^{-1}$ où R_{EAP} est la distance entre la ligne médiane du jet et le centre de la sphère inscrite tangente à la surface courbe. Dans le cas de figure opposé, la force centrifuge par unité de masse est donnée par $\bar{U}^2/R_{EPC} = 0,2 \cdot 10^6 \text{ N.kg}^{-1}$. Cependant, dans ce cas le gradient de pression estimé ($\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} |_{EPC} \approx \frac{1}{\rho_{jet}} \frac{(P_I - P_E)}{w} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} |_{EAP}$) est négatif et ne s'équilibre donc pas avec la force centrifuge. De manière générale, c'est donc le signe du gradient de pression dans la direction transverse qui est déterminant pour la direction de recollement du jet. L'orientation de cette déviation est alors opposée au signe imposée par $\frac{\partial P}{\partial n}$.

D'après Kadosch le scénario physique privilégié est celui pour lequel il y a équilibre entre $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}$ et la force centrifuge. Dans le cas présent, ceci se produit (à une erreur relative près) lorsque le jet est dévié vers le booster ce qui est en accord avec les résultats numériques. L'écart relatif de l'ordre de 15% entre le terme de gauche et \bar{U}^2/R_{EAP} montre une certaine limite à l'extension de l'approche bi-dimensionnelle de Kadosch pour le cas d'un jet sans surface d'adhérence tridimensionnelle. Cet écart est également dû en partie à l'erreur d'approximation du gradient. Par ailleurs, la localisation spatiale des mesures pour P_I , P_E , V_I , et V_E est basée sur les lignes de courant qui délimitent le jet et s'avère moins précise que dans le cas où les mesures sont prises le long d'une paroi avec une condition d'adhérence.

Enfin, il est à noter que le scénario opposé (recollement du jet sur le cylindre émergent) n'est pas envisageable puisque la force centrifuge et la force due aux gradients de pression transverses sont de même signe comme illustré dans la figure 4.16.

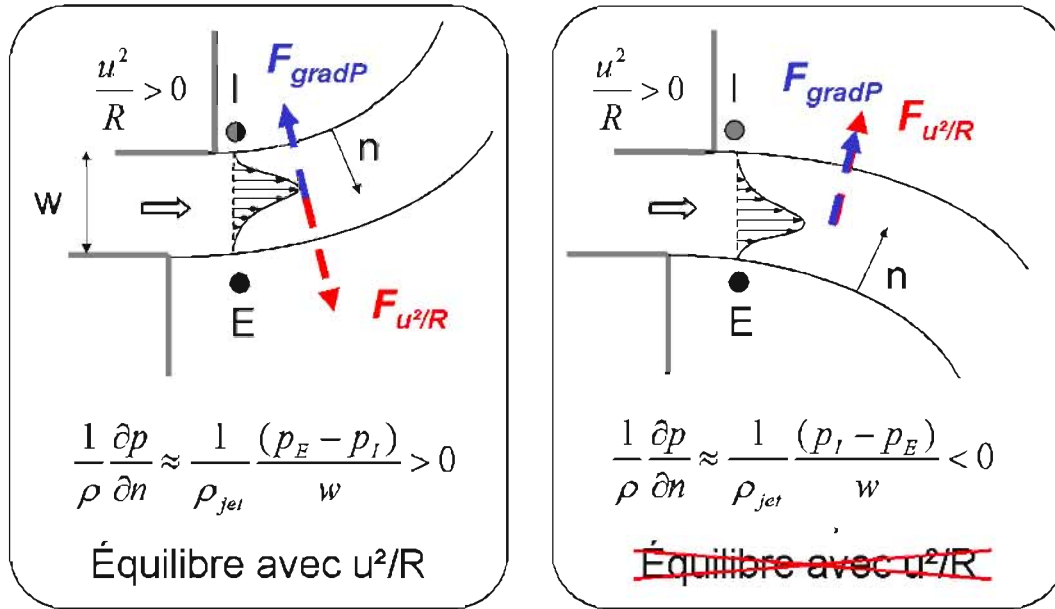


FIG. 4.16 – Schéma de synthèse pour l'orientation du jet dans le plan (B).

La figure 4.15 (b) montre que le bulbe de recirculation au niveau de la collerette du cylindre latéral est caractérisé par une longueur de recollement $L_r = 1,12 \cdot 10^{-2}$ m comme évoqué dans l'analyse du champ U/U_∞ (cf. figure 4.6). Cette longueur est en accord avec la formule empirique utilisée par Nasr et Lai [120] dans le cas d'un jet plan turbulent avec paroi latérale décalée par rapport au jet (cf. figure 4.17) à un nombre de Reynolds $Re = 1,1 \times 10^4$:

$$\frac{L_r}{w} = 2,630 \left(\frac{h}{w} \right)^{0,855} \quad (4.7)$$

Cette expression étant valide pour des rapports $h/w < 20$, avec h la distance entre la paroi et la ligne médiane du jet ($h = R_{EAP}$) et w l'épaisseur du jet ($w = 2,1 \cdot 10^{-3}$ m). D'après cette loi, $L_r = 1,31 \cdot 10^{-2}$ m avec $h/w = 2,74$ (cf. figure 4.15 (a)). Ce bon accord des résultats analytique et numérique montre que l'équation 4.7 peut être étendue d'un cas plan à un cas axisymétrique à haut nombre de Reynolds. Cependant, la zone de recirculation du cas tri-corps diffère du cas de Nasr et Lai avec un courant de retour maximum de l'ordre de 55% de la vitesse du jet contre 27% dans la littérature. Par ailleurs, Parameswaran et Alpay [127] ont étudié expérimentalement l'évolution de la position du centre de la zone de recirculation en fonction du rapport h/w sur une configuration 2D de jet avec paroi décalée à $Re = 31,25 \times 10^4$. En extrapolant leurs résultats pour $h/w = 2,74$, la position longitudinale du centre du bulbe de recirculation est estimé à $0,41 L_r$, contre $x/D \sim 0,57 L_r$ pour le cas tri-cylindre (soit un écart de 39%).

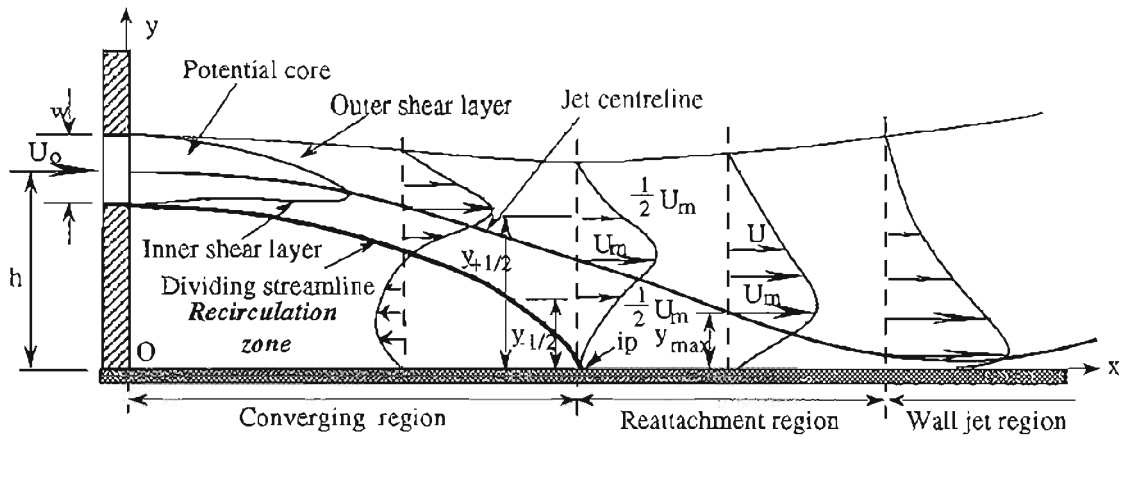


FIG. 4.17 – Schéma de jet plan turbulent avec paroi latérale décalée (issu de Nasr et Lai [120]).

L'analyse des champs statistiques a permis de mettre en évidence deux cas de figure pour le recollement de la couche limite amont décollée : un recollement solide sur l'émergence ou sur le cylindre latéral dans le plan (B).

Il a été montré que la longueur de recollement moyen ainsi que la structure de la zone de recirculation dépendait de la position azimutale θ . D'après les investigations dans la direction θ , les plans qui s'avèrent les plus proches topologiquement du cas monocylindre sont situés dans les secteurs $40^\circ \leq \theta \leq 55^\circ$, $130^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$, $220^\circ \leq \theta \leq 235^\circ$ et $310^\circ \leq \theta \leq 325^\circ$.

L'étude de la composante azimutale du champ de vitesse moyenne U_θ a montré des zones de rotation au sein de la zone décollée et dans le champ libre de la géométrie avec boosters. Il a été mis en évidence que ces zones prises deux à deux sont contrarotatives ce qui induit des cisaillements et des macros tourbillons ($l \sim d$, d diamètre de l'émergence) dans les quatre quadrants bornés par les plans (NB) et (B).

Les moments statistiques du premier et second ordre pour la pression pariétale sont caractérisés par une organisation bi-lobé et quadri-lobé respectivement.

Enfin, l'analyse des couches de mélange a montré que l'épaisseur de vorticit   d  pend de θ . Notamment, dans le plan (B), la pr  sence de deux couches de m  lange c  te-  c  te rompt avec le comportement des autres plans. Par analogie avec des cas de jets plans issus de la litt  rature, il a   t   montr   qu'un   quilibre entre les gradients de pression dans la direction transverse au jet de collerette et la force centrifuge conditionne la direction de d  viation du jet.

4.3 Analyse du champ fluctuant

Les modes de d  formations de l'  mergence du corps central, notamment le *Buffeting* et l'ovatisation, sont des ph  nom  nes li  s au champ de pression fluctuante dans l'  coulement. L'organisation spatiale du champ statistique de la pression a   t   analys  e dans la section pr  c  dente,

permettant ainsi d'atteindre les niveaux 2 et 3 (champ aérodynamique moyen et statistiques du second-ordre) de validation des données numériques de la nomenclature proposée par Sagaut et Deck [139]. Le niveau 1, concernant les efforts intégrés, fait l'objet du chapitre suivant qui porte sur le contrôle de ces efforts aérodynamiques. Dans cette section l'analyse porte sur les niveaux 4 et 5 qui consistent en des analyses spectrales en un et deux points. Pour ce faire, le champ aérodynamique fluctuant est ici considéré afin de caractériser les instationnarités du champ.

L'objectif est d'étudier comment la présence de boosters latéraux modifie l'organisation spatiale du champ fluctuant. La dynamique azimutale associée à ce champ pour le cas tri-corps est également analysée et comparée au cas mono-cylindre au même titre que la section précédente, . Pour ce faire, des signaux temporels de pression fluctuante à la paroi et au sein de l'écoulement sont tout d'abord visualisés afin de déterminer les directions de convection dominantes des perturbations. Dans un deuxième temps, les fréquences associées aux fluctuations de pression seront déterminées via une analyse spectrale des signaux autour de l'émergence. Enfin, la dynamique azimutale du champ fluctuant est mise en évidence au moyen de corrélations deux points - deux temps.

4.3.1 Analyse de signaux temporels de pression fluctuante

Afin de mettre en évidence les directions de convection des structures cohérentes, Deck et Thorigny ([41]) utilisent une nappe $(x/D, t)$ de la pression fluctuante adimensionnée. Ceci permet de visualiser l'évolution temporelle de la pression fluctuante dans une direction spatiale donnée et d'identifier des zones où les amplitudes de fluctuations sont importantes. Cette approche est ici appliquée dans la direction principale x tout d'abord, puis dans la direction azimutale θ sur des couronnes autour de l'émergence et au sein de l'écoulement.

Directions de convection des structures cohérentes La figure 4.18 expose l'évolution en temps du coefficient de pression fluctuante $Cp'(t) = p'(t)/q_\infty$ (avec q_∞ la pression dynamique dans le champ libre) dans la direction x de l'écoulement pour la géométrie mono-cylindre et les plans (NB) et (B).

Le signal de la pression fluctuante est pris le long d'une ligne de capteurs situés à la paroi de l'émergence comme représenté dans l'encadré supérieur des figures 4.18 (b) et (c). Le choix de la ligne de capteurs est arbitraire pour la configuration mono-cylindre car l'écoulement est homogène et aucune direction azimutale n'est privilégiée pour la propagation des perturbations. Les figures (a) à (c) représentent une durée de signal $T = 10$ ms et afin d'observer en détail les vitesses et les directions de convection suivant x , les figures (d) à (f) sont concentrées sur une durée $T = 3,5$ ms.

Tout d'abord, la géométrie axisymétrique (cf. figure 4.18 (a)) présente deux directions principales de convection illustrées par l'orientation des raies sur la nappe. La figure 4.18 (d) montre ainsi une convection vers l'amont de l'ordre de $0,26U_\infty$ pour $x/L_r \leq 1$ en accord avec Deck et Thorigny [41]. Cette convection représente la remontée d'une partie des structures cohérentes de la couche de mélange après leur impact sur la paroi au point de recollement. L'amplitude des fluctuations est la plus importante au niveau du point de recollement à environ $x/L_r = 1$ avec des extrema de $p'(t)$ de l'ordre de 10% de la pression dynamique à l'infini. Cherry et al. [26] attribuent les minima instantanés de pression pariétale au passage de tourbillons à large échelle spatiale qui sont immédiatement suivis d'impacts de l'écoulement libre sur la paroi (maxima de $p'(t)/q_\infty$). Des raies plus sombres sont identifiées pour $x/D \geq 0,6$ avec une période d'intermittence de l'ordre de $T = 2,1$ ms comme indiqué sur la figure 4.18 (a), ce qui correspond à la fréquence adimensionnée $St_D = 0,2$ du phénomène de lâcher tourbillonnaire (*vortex-shedding*). Ces fluctuations plus basses fréquences peuvent être imputées à la présence d'une instabilité absolue pour

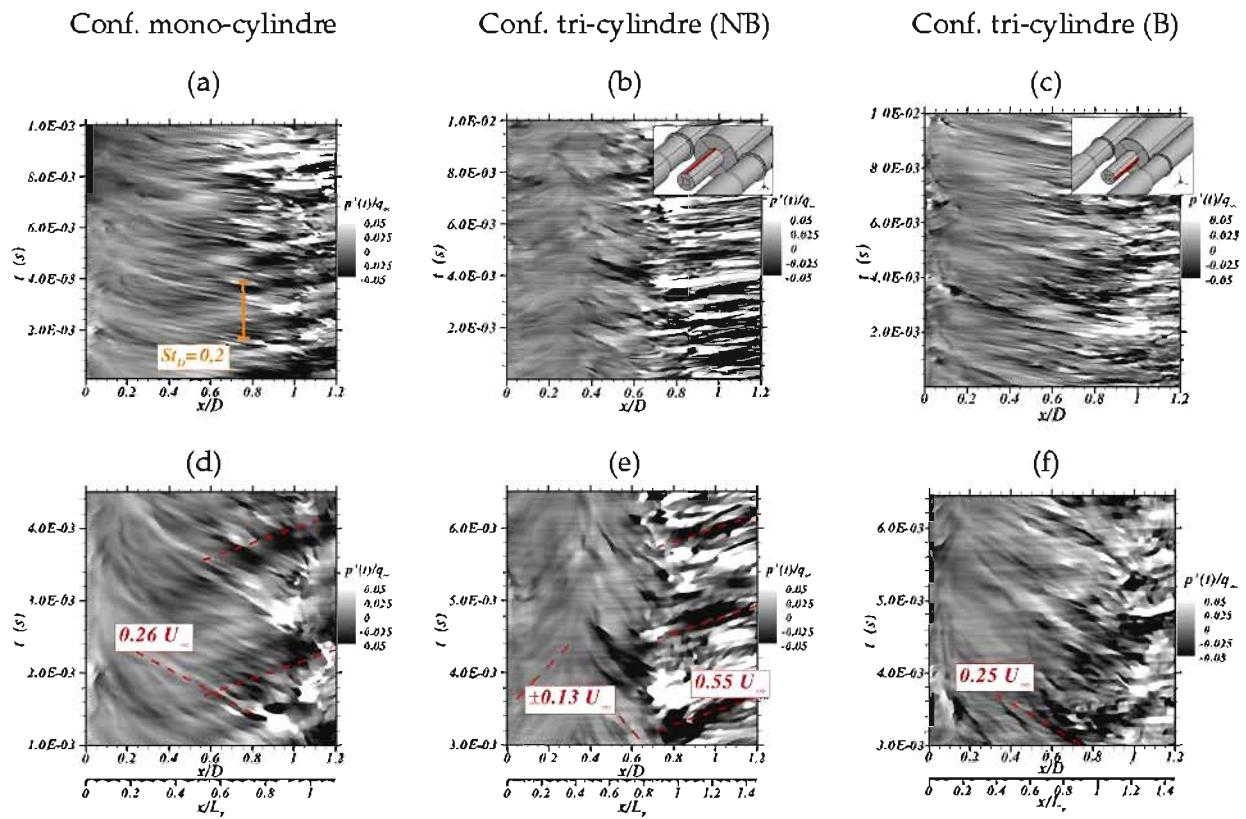


FIG. 4.18 – Nappes de coefficients de pression fluctuante ($p'(t)/q_\infty$) en fonction du temps pour une ligne de capteurs sur la paroi de l'émergence. (a) à (c) : 10 ms de signal - (d) à (f) : 3,5 ms de signal.

$0,35 \leq x/D \leq 0,75$ qui a été mise en évidence par l'étude de stabilité linéaire locale menée par Weiss et al. [177].

Les nappes associées à la génératrice dans le plan (NB) (cf. figures 4.18 (b) et (e)) présentent trois zones de convection distinctes : La zone de recirculation ($x/D \leq 0,8$) se scinde en une convection dans le sens de l'écoulement de l'ordre de $0,13U_\infty$ pour $x/L_r \leq 0,3$ et une convection dans le sens du courant de retour pour les positions $0,3 \leq x/L_r \leq 0,8$. Cette opposition de directions suggère la présence d'un point d'arrêt au lieu de convergence des raies ($x/D \simeq 0,4$), ce qui est cohérent avec le champ de U/U_∞ de la figure 4.6 (b).

Enfin, les fluctuations dans le plan (B)) montrent une vitesse de convection similaire à celle du cas mono-cylindre sur les deux premiers tiers de l'émergence. Ceci coïncide avec le champ de U/U_∞ (cf. figure 4.6 (d)) qui montre que le plan (B) présente principalement des vitesses longitudinales négatives. Par ailleurs, il ne ressort pas de tendance quant à la direction de convection pour $x/D \geq 0,8$ ce qui suggère que les perturbations restent locales (écoulement non-débitant).

Outre l'étude des fluctuations de pression dans la direction x , l'instationnarité de l'écoulement peut être observée dans la direction azimutale θ . Dans ce but, considérons les signaux $p'(t)$ issus de couronnes de capteurs comme illustré dans la figure 4.19.

De manière similaire au paragraphe précédent, les nappes (θ, t) de la pression fluctuante sont représentées afin d'identifier des orientations de convection azimutale autour de l'émergence.

La comparaison des figures 4.19 (a) et (b) montre nettement l'opposition entre une répartition homogène des perturbations pour le cas mono-cylindre et une distribution quadri-lobes pour le cas tri-corps. Les vitesses de convections azimutales du cas tri-corps sont environ 3 fois supé-

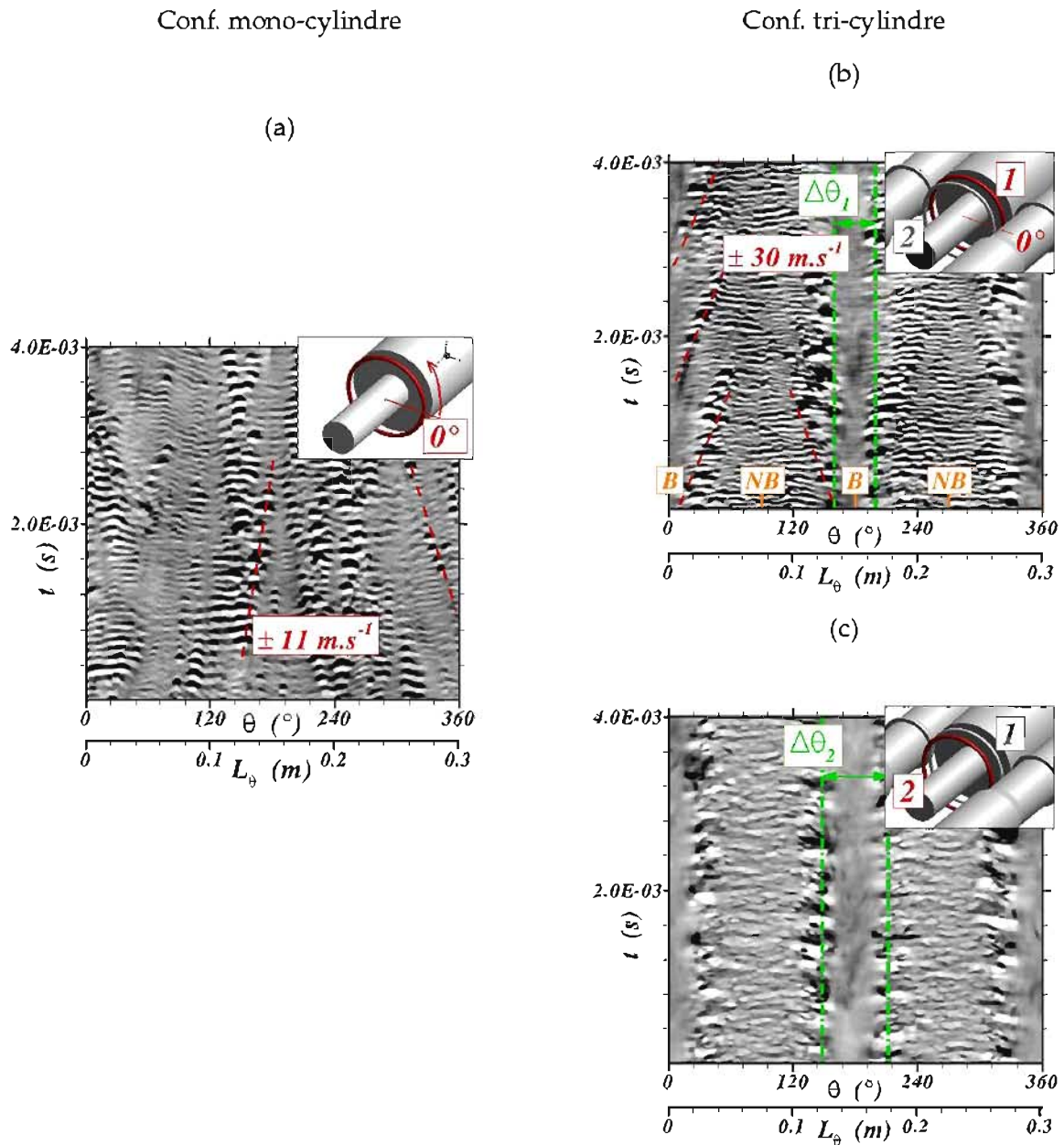


FIG. 4.19 – Nappes (θ, t) de coefficients de pression fluctuante $(p'(t)/q_\infty)$ pour des couronnes de capteurs à $r/D = 0,48$. (a) Cas mono-cylindre - (b) Cas tri-cylindre, couronne 1 : $x/D = 0,15$ - (c) Cas tri-cylindre, couronne 2 : $x/D = 0,33$.

rieures au cas axisymétrique ($\pm 30 \text{ m.s}^{-1}$). Ainsi pour la couronne 1, les secteurs $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ et $180^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ ont une convection positive (sens trigonométrique) tandis que celle des autres secteurs est négative (sens horaire) conformément au champ de vitesse azimutale moyenne U_θ/U_∞ (cf. figure 4.9). Ceci de sorte que les structures cohérentes convectées se rejoignent aux positions $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 270^\circ$ environ, correspondant au plan (NB).

Localisation spatiale des fluctuations les plus énergétiques Outre les directions de convection, les nappes de pression fluctuante permettent aussi d'apprécier l'intensité des fluctuations grâce aux nuances de gris de la nappe.

Le cas axisymétrique (cf. figures 4.18 (a) et (d)), de même que les plans (NB) et (B) mettent ainsi en évidence que les fluctuations de pression à la paroi sont les plus intenses après recollement, ce qui

est en accord avec l'évolution des niveaux de $C_{p_{rms}}$ de la section 4.2.2.

La couronne 1 de capteurs (cf. figure 4.19 (b)) montre des secteurs angulaires à forte amplitude de fluctuations à $\theta = 15^\circ, 165^\circ, 195^\circ$ et 345° . Par opposition, le voisinage du plan (B) est caractérisé par une faible activité fluctuante sur l'intervalle de temps représenté. Soit $\Delta\theta_1 = 40^\circ$ l'intervalle angulaire qui définit le voisinage du plan (B) pour la couronne 1 (cf. figure 4.19 (b)) et $\Delta\theta_2 = 64^\circ$ pour la couronne 2 (cf. figure 4.19 (c)) ce qui correspond à un taux d'écartement angulaire α par unité de longueur d'environ $1,3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ \cdot \text{m}^{-1}$ pour la portion $\Delta x = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ entre les deux couronnes. L'évolution de $\Delta\theta$ suivant x suggère que les perturbations issues du voisinage du plan (B) sont vouées à se déplacer dans la direction azimutale à mesure qu'elles sont convectées suivant x .

En conclusion de ce paragraphe, il apparaît que la dynamique azimutale du cas tri-corps est fortement contrainte par la présence des cylindres latéraux avec un forçage des directions de convection selon les quadrants azimutaux. Les fluctuations les plus intenses sont confinées dans le voisinage du plan (B) contrairement à une distribution homogène pour le cas axisymétrique. La périodicité des raies sur les nappes des figures 4.18 et 4.19 révèle une dynamique oscillatoire pour les fluctuations de pression qui peut être caractérisée par ses fréquences caractéristiques. Pour ce faire, une analyse dans l'espace de Fourier est mise en place dans la sous-section suivante.

4.3.2 Mise en évidence des fréquences caractéristiques et distribution spatiale de l'énergie fluctuante

Au même titre qu'au chapitre précédent (3), l'évaluation de la distribution de l'énergie fluctuante dans l'espace fréquentiel est réalisée au moyen des spectres de Densité Spectrale de Puissance (DSP) notée $G(f)$.

L'analyse spectrale est appliquée aux signaux de pression fluctuante acquis au cours de la simulation numérique selon les paramètres d'échantillonnage présentés dans la section 4.1.2. Rappelons que le volume d'acquisition représente au total, $6,5 \cdot 10^6$ capteurs pour le cas tri-cylindre et un total de 2,7 T-octets de données. Afin d'exploiter au mieux l'ensemble de ces données, l'analyse spectrale se déroule en deux étapes.

Notre intérêt porte dans un premier temps sur l'analyse spectrale de signaux issus de lignes de capteurs dans la zone proche du décollement. En particulier, le contenu spectral de couronnes de capteurs au sein de la couche de mélange est investigué. Puis, une analyse tridimensionnelle est mise en place en sélectionnant les instationnarités les plus énergétiques en chaque point de la zone décollée.

Dynamique de la couche de mélange en zone de proche décollement Huerre et Rossi ([72]) ont mené une étude de stabilité linéaire sur une couche de mélange plane libre et ont observé que la fréquence la plus amplifiée de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz évolue suivant la direction x et peut s'exprimer sous la forme :

$$f_{KH}(x) \approx 0.135 \frac{\overline{U}(x)}{\delta_\omega(x)} \quad (4.8)$$

Weiss [173] a montré que l'évolution des fréquences les plus énergétiques dans la couche de mélange du cas mono-cylindre est en très bon accord avec cette formule. Celle-ci est ici confrontée à la couche de mélange dans les plans (NB), (P45) et (B) du cas tri-cylindre comme illustré dans les figures 4.20 (b) à (d).

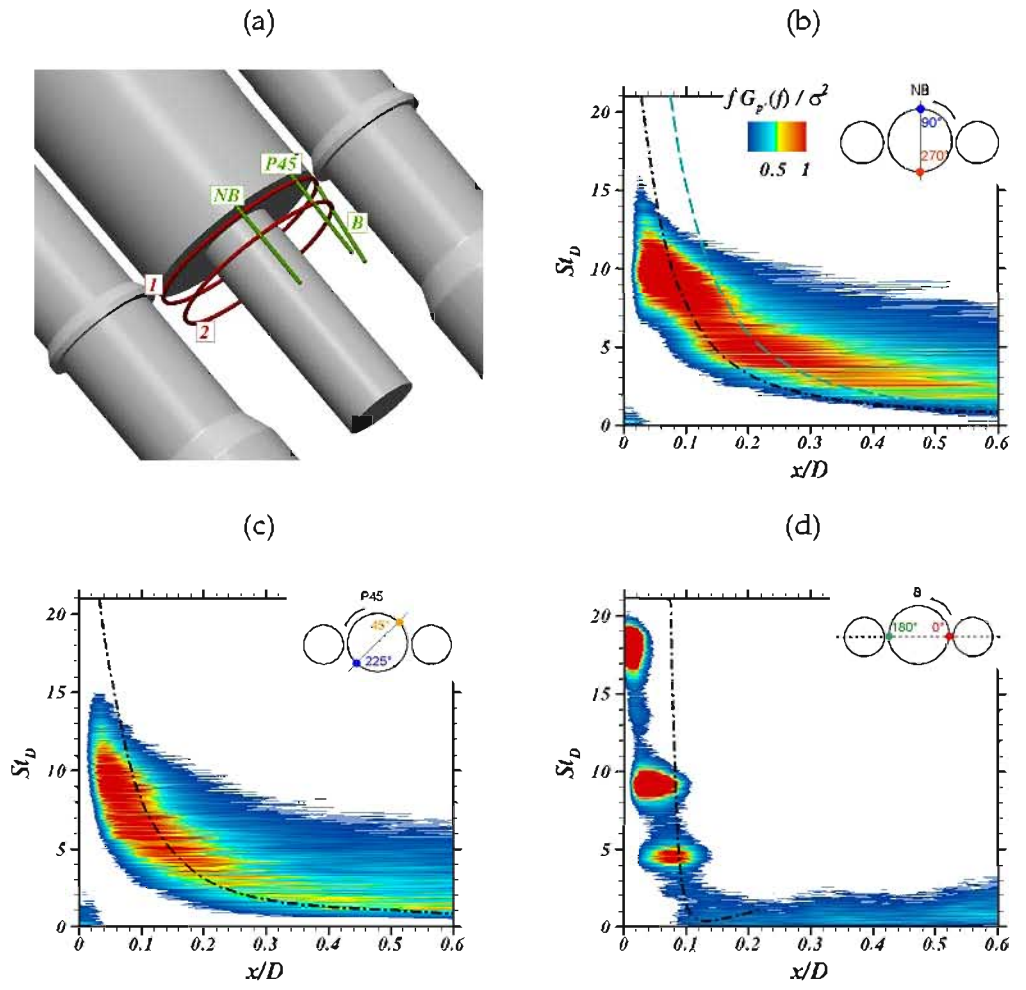


FIG. 4.20 – Nappes de Densité Spectrale de Puissance adimensionnée $fG(f)/\sigma^2$ du cas tri-corps pour la pression fluctuante issues de capteurs en zone proche décollement (cf. figure (a)) à $r/D = 0,5$. (a) Positions des capteurs. (b) plan (NB), (c) plan (P45) et (d) plan (B). Fréquence analytique pour une couche de mélange plane libre dans les conditions du plan (NB) (— —) et d'un plan (AXI) (— —) ([72]).

L'écart entre la courbe issue de l'équation 4.8 et les maxima de la DSP adimensionnée peut être dû au fait que la formule originale s'applique à une couche de mélange plane libre, non contrainte par une paroi comme pour le cas présent. Cet écart est d'autant plus important dans le plan (B) que la présence d'une seconde couche de mélange perturbe le contenu spectral de la couche cisailée principale. Les fluctuations les plus énergétiques de la couche de mélange à $St_D = 9$ sont confinées dans un intervalle cinq fois plus petit dans le plan (B) que dans le plan (NB). Ceci souligne un développement longitudinal de l'instabilité de type Kelvin-Helmholtz contraint par la présence des cylindres latéraux. La DSP de la figure 4.20 (d) est répartie dans trois gammes de fréquences adimensionnées centrées sur $St_D = 9$ et les harmoniques associés $St_D = 4,5$ et $St_D = 18$. Le premier harmonique est lié à l'appariement des tourbillons de la couche de mélange qui génère des structures de longueur d'onde deux fois supérieure comme observé par Browand [15]. Le second harmonique peut être imputé à un phénomène inhérent à la couche de mélange et générant des structures de longueur d'onde inférieure de moitié. Wang [171] suppose que le développement des couches de mélange courbées est accompagné de fortes interactions tridimensionnelles entre les structures cohérentes.

L'influence des boosters latéraux sur la répartition spatiale de l'énergie fluctuante est rendue plus évidente par les nappes de $G(f)$ dans la direction azimutale illustrées dans la figure 4.21. Ces nappes sont composées des spectres issus des 240 capteurs répartis sur les couronnes 1 et 2 à $r/D = 0,5$ de la figure 4.20 (a).

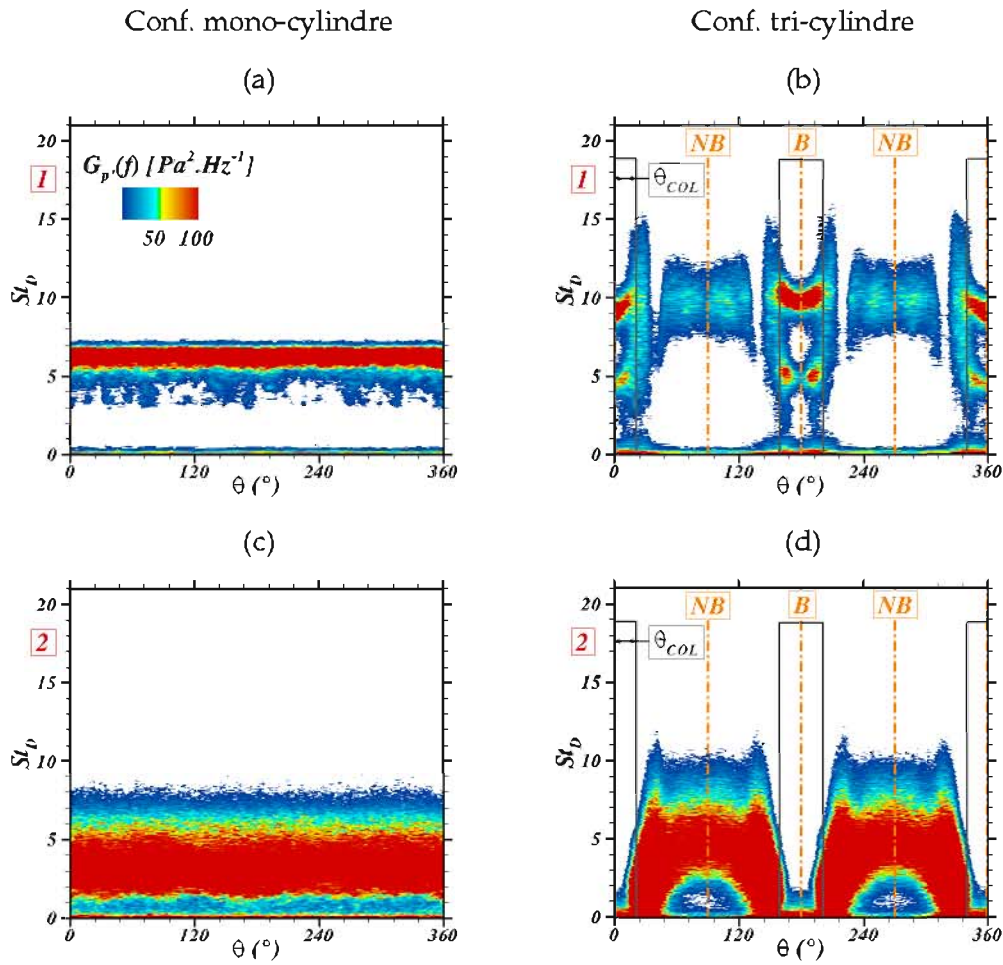


FIG. 4.21 – Nappes de Densité Spectrale de Puissance $G(f)$ pour la pression fluctuante sur des couronnes de capteurs à $r/D = 0,5$ en zone proche décollement (cf. figure 4.20 (a)). (a), (b) : $x/D = 0,05$ - (c), (d) : $x/D = 0,20$.

Le contenu spectral du cas tri-corps présente des secteurs angulaires où l'énergie fluctuante $G(f)$ est forte contrairement à une organisation axisymétrique pour le cas mono-cylindre. Notamment pour $x/D = 0,05$ (cf. figure 4.21 (b)), la DSP est confinée dans le voisinage du plan (B) à $St_D = 4,5$ et $St_D = 9,0$ pour un intervalle angulaire qui correspond à l'angle apparent de la collerette du cylindre latéral $\theta_{App} = 2 \cdot \theta_{COL} = 42^\circ$, où θ_{COL} est le demi-angle apparent représenté dans la figure 4.22. Cette zone à fort $G(f)$ présente une distribution en V associée à une nette discontinuité aux angles $\theta = 40^\circ, 140^\circ, 220^\circ$ et 320° qui montre que la dynamique de la couche de mélange est fortement sensible au jet de collerette dans le plan (B). La distribution en V des fréquences caractéristiques de la couche de mélange peut être attribuée aux brusques variations de la section de passage de l'écoulement dans le voisinage du plan (B). La figure 4.22 montre en effet que l'interstice Δe entre le corps central et les boosters latéraux augmente dans la direction azimutale à mesure que l'on s'éloigne du plan (B) où $\Delta e/D = 2,1 \cdot 10^{-2}$, pour finalement obtenir $\Delta e \rightarrow \infty$ à $\theta > \theta_{COL}$. La position $\theta = \theta_{COL}$ marque une nette discontinuité du contenu spectral comme illustré par les figures 4.21 (b) et (d). D'autre part, le secteur angulaire θ_{app} correspond au lieu où les couches de

mélange issues du corps central et des cylindres latéraux se rejoignent. Le contenu spectral illustré par les nappes de la figure 4.21 (b) suggère que ce secteur est le lieu de fortes interactions entre ces deux couches de mélange.

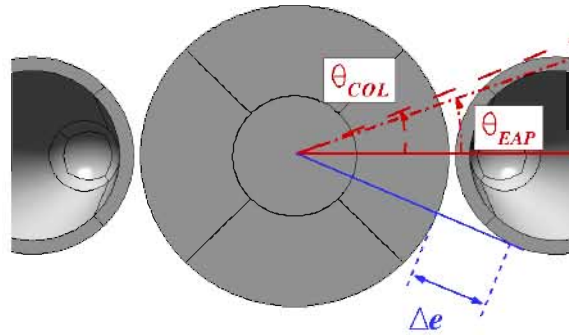


FIG. 4.22 – Demi-angles apparents du cylindre latéral θ_{EAP} et de la collerette θ_{COL} .

Les nappes spectrales des couronnes 2 mettent en évidence des pics énergétiques large bande qui soulignent le développement turbulent des couches cisailées. En particulier, la couronne du cas tri-cylindre présente une perte de DSP dans le voisinage du plan (B), en aval du point de recollement sur les boosters latéraux ($x/D = 0,11$). Cette perte se fait au profit d'une croissance du taux de fluctuations dans le plan (NB) qui est borné par un contenu spectral très large bande dans les quadrants azimutaux.

Notons que la fréquence moyenne la plus énergétique est environ 1,5 fois supérieure à celle du cas mono-cylindre. D'après l'équation 4.8, cette différence est due à une diminution de l'épaisseur de vorticité pour le cas tri-cylindre, ce qui est en accord avec l'analyse de l'épaisseur de vorticité de la couche de mélange $\delta_\omega(x)$ menée à la section 4.2.2.

Analyse du contenu spectral dans le domaine d'acquisition volumique Dans le paragraphe précédent, l'analyse du champ fluctuant était restreinte à la partie proche du point de décollement en considérant des couronnes de capteurs dans la couche de mélange.

Comme pour le chapitre précédent sur la configuration mono-cylindre une analyse volumique sur l'ensemble des capteurs numériques est réalisée.

La valeur maximale de la Densité Spectrale de Puissance notée $\Psi_{p'}$ (cf. chapitre 3, définition résumée dans la figure 3.5). La distribution spatiale de $\Psi_{p'}$ autour de l'émergence est illustrée dans la figure 4.23, et la distribution des fréquences les plus énergétiques dans la figure 4.24.

Pour les trois plans du cas tri-corps et le cas axisymétrique, la couche de mélange présente des niveaux importants de $\Psi_{p'}$ à environ $0 \leq x/D \leq 0,3$ et $r/D = 0,5$. Ceci est en accord avec les analyses du paragraphe précédent et confirme que les fluctuations les plus intenses pour cette intervalle x/D sont dues aux instabilités de Kelvin-Helmholtz avec des niveaux de l'ordre de $800 \text{ Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$.   la différence du cas mono-cylindre, le plan (NB) ne présente pas de forte DSP sur la seconde moitié de l'émergence excepté au niveau du point de recollement moyen à $x/D \simeq 0,8$ où les structures cohérentes de la couche de mélange impactent la paroi de l'émergence. Cette différence majeure avec la géométrie axisymétrique peut être imputée au fait que la couche cisailée du plan (NB) montre une épaisseur de vorticité plus faible dans la zone de proche décollement. Du point de vue du cas mono-cylindre, ceci suggère que la croissance de la couche de mélange joue un rôle primordial dans l'apport de quantité de mouvement au bulbe de recirculation et à l'entretien de phénomènes basses fréquences tels que la *respiration* du bulbe comme suggéré par Eaton

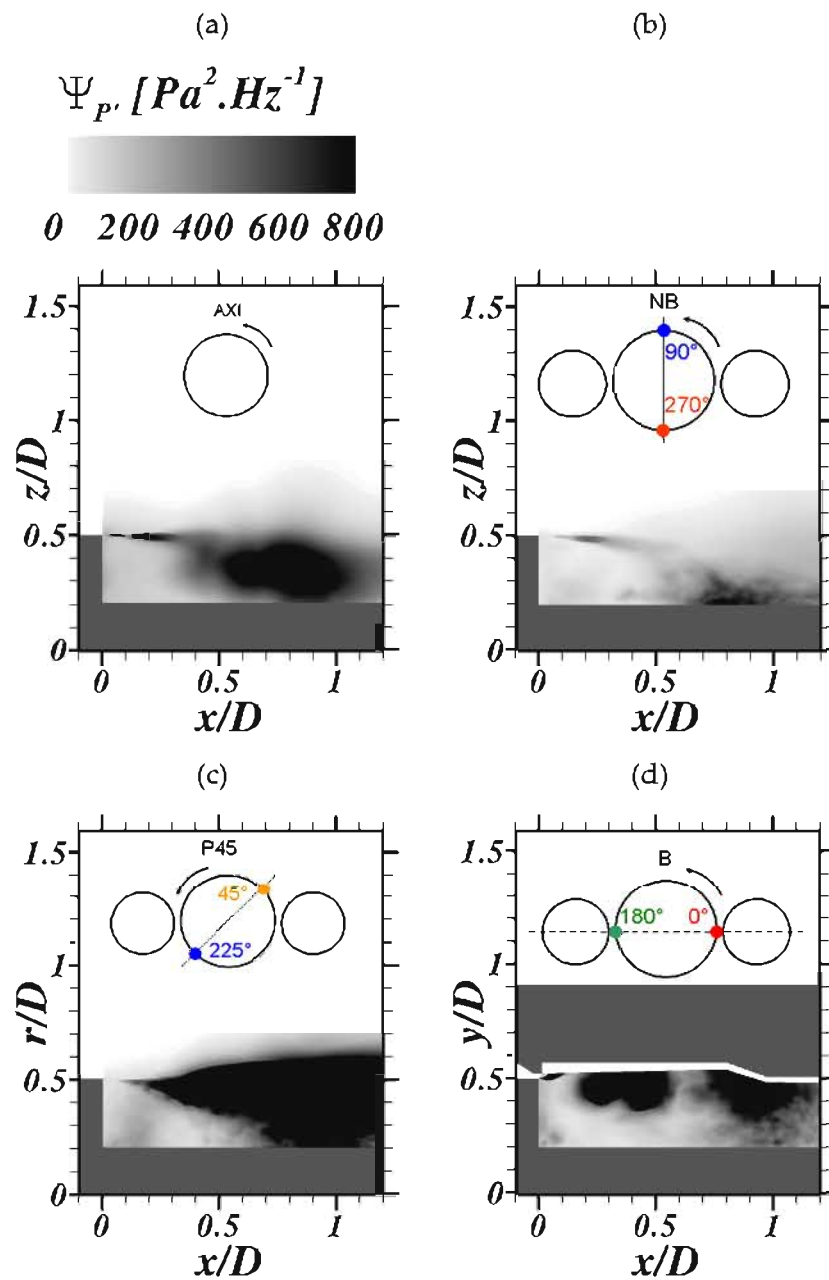


FIG. 4.23 – Nappes de Densité Spectrale de Puissance $\Psi_{p'}(f)$ pour la pression fluctuante dans la zone décollée.

et Johnston [50]. Ces auteurs observent expérimentalement sur une marche descendante plane un déséquilibre entre le taux d'entraînement du fluide dans la zone de recirculation par la couche cisailée et le taux de réinjection de fluide au niveau du point de recollement.

La nappe de $\Psi_{p'}$ pour le plan (P45) montre en revanche de fortes perturbations dans la couche de mélange qui impacte la paroi de l'émergence à $x/D = 0,8$ environ. Ceci est en accord avec les niveaux de $C_{p_{rms}}$ à la paroi (cf. figure 4.11) et semble expliquer l'origine de l'organisation quadri-lobes observée à la section 4.2.2 puisque cette distribution de $\Psi_{p'}(f)$ est propre au plan (P45).

Enfin, le plan (B) présente d'importants niveaux de $\Psi_{p'}$ autour de $x/D \sim 0,5$ et $r/D \sim 0,5$ qui correspond à la position de la zone de recirculation mise en évidence dans la figure 4.6 (d) en aval du point de recollement sur le cylindre latéral. Notons que ceci constitue un point commun notable avec le cas mono-cylindre et que tous deux présentent une activité fluctuante intense au niveau du bulbe de recirculation. Une zone secondaire à hauts niveaux de $\Psi_{p'}$ est observée pour

$0,7 \leq x/D \leq 1,2$ qui semble être liée à l'impact de structures cohérentes sur la tuyère du cylindre latéral.

Afin de mettre en évidence les fréquences caractéristiques associées aux niveaux de $\Psi_{p'}$, les nappes de $St_D(\Psi_{p'})$ sont tracées dans la figure 4.24.

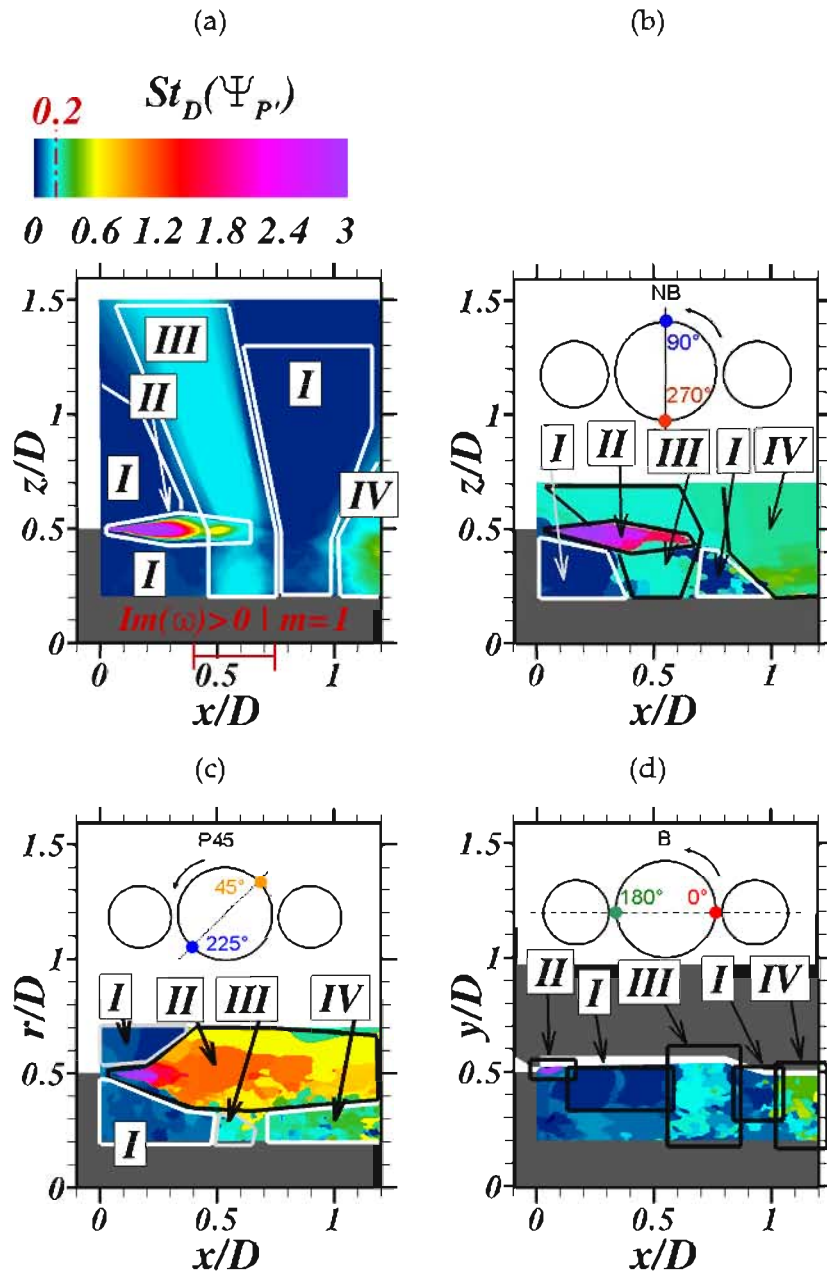


FIG. 4.24 – Nappes des fréquences adimensionnées les plus énergétiques $St_D(\Psi_{p'})$.

Dans la continuité du chapitre précédent, les quatre dynamiques principales associées aux quatre nombres de Strouhal caractéristiques de l'écoulement sont localisées. Le tableau de ces fréquences est rappelé ici (cf. tableau 4.5). Par ailleurs, les zones correspondant à chacune de ces dynamiques ont été délimitées sur les nappes spectrales (cf. figure 4.24).

De larges zones dominées par la dynamique de lâcher tourbillonnaire (dynamique (III)) sont repérées à la moitié de l'émergence environ. En particulier, pour le cas mono-cylindre la zone (III) correspond à l'intervalle $0,4 \leq x/D \leq 0,75$ et s'étend depuis la paroi jusque dans le champ libre. Cet intervalle correspond aux résultats de Weiss et al. [177] qui ont mis en évidence la présence

TAB. 4.5 – Dynamiques principales de la zone décollée/recollée.

Zone	Phénomène	St_D associé
I	Battement couche mélange / Respiration bulbe	$\sim 0,07$
II	Kelvin-Helmholtz	$0,4 \leq St_D \leq 10,0$
III	Lâcher tourbillonnaire	$\sim 0,2$
IV	Sillage	$\sim 0,5$

d'une instabilité absolue associée à $St_D = 0,2$ et au mode azimutal $m = 1$ dans cette même zone (cf. figure 4.24 (a)). Les positions de la zone (III) pour les plans (NB) et (P45) sont similaires au cas (AXI) tandis que celle du plan (B) est décalée avec $0,6 \leq x/D \leq 0,9$. Ce décalage peut être attribué à la réorganisation drastique du bulbe de recirculation dans ce plan. Notamment, la déviation du recollement sur les cylindres latéraux implique une augmentation de la taille du bulbe comme évoqué dans la section 4.2 ce qui peut impliquer une expansion des zones (I) et (III) au sein de la recirculation.

Pour les plans (NB) et (B), deux zones à $St_D \sim 0,05$ (dynamique (I)) se situent de part et d'autre de la zone (III). Cette dynamique est associée au battement de la couche de mélange et à l'oscillation du point de recollement. Ceci est en accord avec les travaux de Kiya et Sasaki [82] qui ont observé que le battement vertical de la couche de mélange vers le bas ou le haut au point de séparation est associé à une oscillation horizontale respectivement en amont ou en aval du point de recollement. Enfin, les dynamiques (II) et (III) correspondent respectivement à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et aux fréquences caractéristiques du sillage proche. Notons que la gamme de fréquences dans la zone (II) dépend fortement du plan considéré dans le cas tri-corps avec $1,6 \leq St_D \leq 18$ pour le plan (NB) et $0,6 \leq St_D \leq 18$ pour le plan (P45). Cette différence implique un contenu spectral large bande plus vaste dans le plan (P45) faisant intervenir des phénomènes physiques supplémentaires par rapport au plan (NB). Ceci souligne une nouvelle fois l'importance des propriétés de la couche de mélange à son origine sur le développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

L'influence de la présence des cylindres latéraux sur l'organisation tridimensionnelle du champ fluctuant est synthétisée dans la figure 4.26. Dans le but de simplifier la représentation graphique, seules les zones les plus énergétiques du domaine d'acquisition noté Ω sont tracées. Elles sont délimitées par les iso-surfaces de la figure 4.26. La démarche suivie pour obtenir ces surfaces est décrite ci-après.

Tout d'abord, la valeur maximale de $\Psi_{p'}$ est recherchée dans le volume Ω , comme illustré dans la figure 4.25 et est notée $\max_{\Omega}[\Psi_{p'}]$. Le but est de fixer un seuil η en pourcentage de $\max_{\Omega}[\Psi_{p'}]$ pour la sélection des fluctuations les plus énergétiques. Ce seuil est ici placé à $\eta = 0,4 \cdot \max_{\Omega}[\Psi_{p'}]$. Les zones autour de l'émergence qui présentent un taux de fluctuations supérieur à η sont ainsi tracées avec les iso-surfaces des figures 4.26 (a) et (b) pour les cas mono ($\eta = 900 \text{ Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$) et tri-cylindre ($\eta = 1400 \text{ Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$) respectivement. Notons que le taux de fluctuations maximum du cas tri-corps est environ 55% plus fort que le cas axisymétrique, ce qui est du même ordre de grandeur que l'augmentation des niveaux de Cp_{rms} entre les deux géométries.

La comparaison des figures 4.26 (a) et (b) met ainsi clairement en évidence la réorganisation à

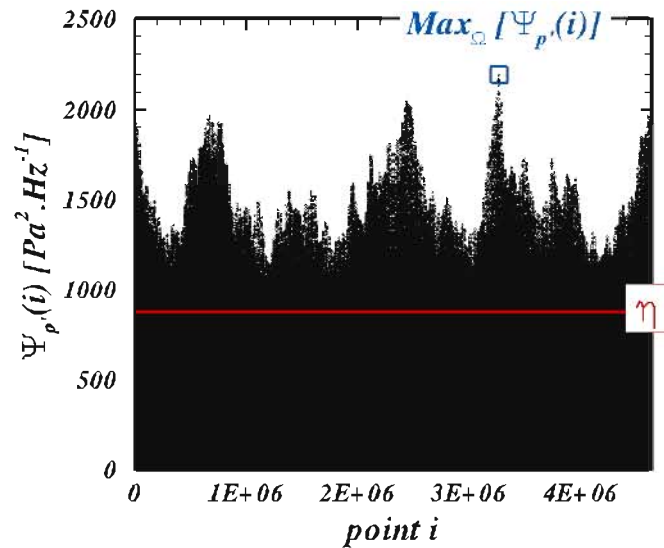
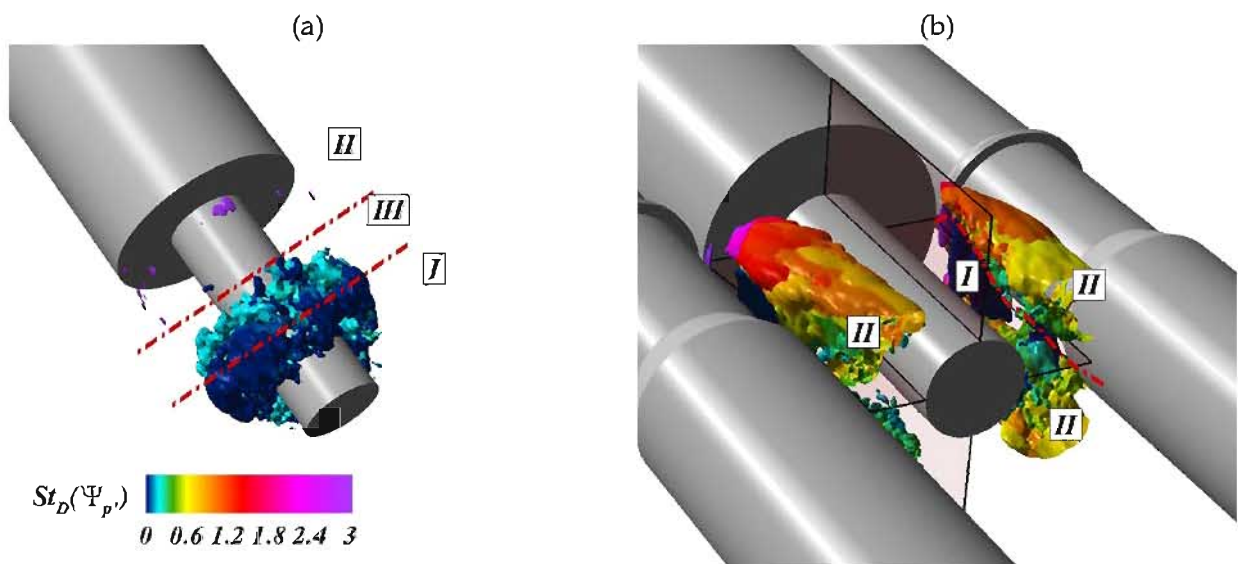


FIG. 4.25 – Identification des fréquences les plus énergétiques.

FIG. 4.26 – Iso-surface $0,6 \max_{\Omega} (\Psi_p)$.

la fois spatiale et fréquentielle des fluctuations les plus énergétiques due à la présence des boosters latéraux. D'un côté, l'énergie fluctuante est concentrée au niveau du point de recollement pour le cas axisymétrique. Pour le cas tri-cylindre, elle se retrouve principalement distribuée dans les quatre quadrants azimutaux (Q1, Q2, Q3 et Q4 cf. figure 4.12). Chacun de ces quadrant est caractérisé par une gamme de fréquences associée aux instabilités de la couche de mélange.

Néanmoins, une dynamique fortement énergétique aux basses fréquences subsiste dans le voisinage du plan (B) avec deux zones diamétralement opposées à $St_D \sim 0,07$. Bien que ce nombre de Strouhal soit similaire à celui de la couronne énergétique du cas mono-cylindre, il n'est pas possible de conclure quant à l'origine exacte de ces fluctuations. Même si l'analyse du champ moyen de U/U_{∞} a permis d'identifier le rôle potentiel des foyers de recirculation en aval du recollement

solide sur les boosters, les phénomènes physiques au sein de ces foyers restent inconnus.

Par ailleurs, les travaux de Deck et Thorigny [41] et Weiss et al. [174, 177] pour le cas axisymétrique ont montré que l'échelle spatiale qui contribue le plus à l'énergie dans la direction azimutale implique deux points diamétralement opposés. La couronne du cas axisymétrique représentée par l'isosurface (cf. figure 4.26 (a)) situe précisément la zone où cette échelle spatiale est la plus énergétique. Notons que la largeur de cette couronne est de l'ordre de h , la hauteur de marche ce qui constitue un point commun avec la configuration d'arrière-corps plan issue des travaux de Weiss [173]. Cette organisation implique que toutes les positions θ autour de l'émergence présentent le même taux de fluctuations ce qui souligne le caractère homogène de la direction azimutale. D'après la modification drastique de l'organisation spatiale du champ fluctuant due à la présence des boosters, l'extrapolation des conclusions du cas mono-cylindre au cas tri-corps n'est pas immédiate. Du point de vue des échelles spatiales caractéristiques de l'écoulement dans la direction azimutale, les corrélations entre les signaux temporels de pression fluctuante au sein des quadrants restent donc à investiguer afin de mettre en évidence d'éventuelles interactions entre les zones énergétiques. Cette étude fait l'objet de la section suivante.

4.3.3 Dynamique azimutale du champ de pression fluctuante

Dans la section précédente, les fluctuations du champ de pression fluctuante ont été caractérisées par leurs fréquences et leurs amplitudes. L'objectif ici est de déterminer l'échelle de longueur caractéristique de la dynamique azimutale du champ fluctuant. Pour ce faire, une analyse des signaux temporels de vitesse azimutale fluctuante $u'_\theta(t)$ dans les plans (NB), (P45) et (B) est tout d'abord présentée. Enfin, une analyse en cohérence et phase de signaux de pression issus de points autour de l'émergence est effectuée.

Signaux temporels de la vitesse azimutale fluctuante De manière similaire à l'étude de la pression fluctuante, des signaux temporels de la vitesse azimutale fluctuante issus de lignes de capteurs dans le champ sont présentés. En analysant la composante azimutale, l'objectif ici est de mettre en évidence le basculement instationnaire du sens de rotation autour de l'émergence (sens trigonométrique positif, et sens horaire négatif). Au même titre que pour les coefficients $p'(t)/q_\infty$, c'est à l'intensité des fluctuations dans les différents plans que se porte notre intérêt.

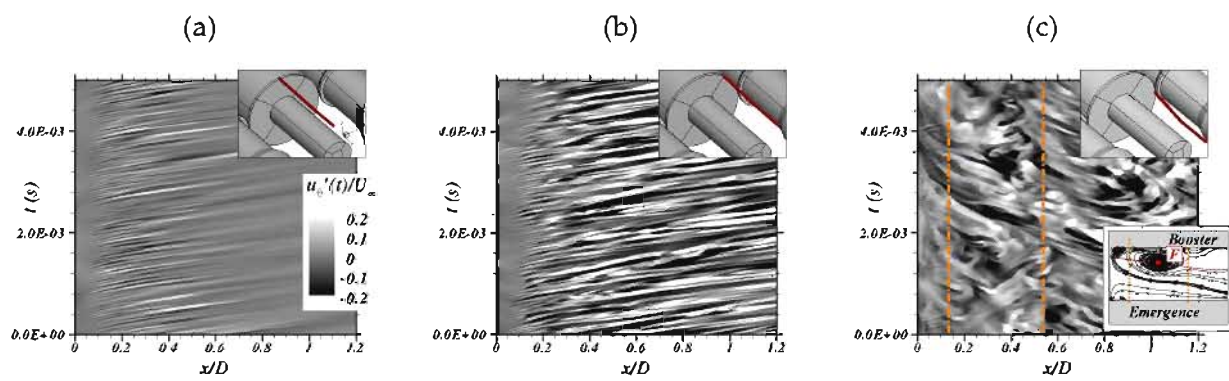


FIG. 4.27 – Nappes de vitesse azimutale fluctuante ($u'_\theta(t)/U_\infty$) en fonction du temps pour une ligne de capteurs dans le plan (NB) (a), (P45) (b) et (B) (c) sur 5 ms de signal.

Les lignes de capteurs sont placées dans le prolongement du point de décollement suivant x comme illustré dans les encadrés de la figure 4.27. Un premier examen des nappes montre que le plan (NB) se démarque des deux autres en présentant de très faibles intensités de fluctuations et

un maximum de $u'_\theta(t)/U_\infty$ de l'ordre de 28%. Ceci suggère qu'il n'existe quasiment pas de circulation de fluide au travers du plan (NB) au niveau de la couche de mélange et que le plan (NB) fait office de frontière entre les secteurs angulaires $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ et $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ (respectivement $180^\circ \leq \theta \leq 270^\circ$ et $270^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$). L'organisation du champ moyen de U_θ (cf. figure 4.9) est en accord avec cette observation.

Le plan (B) présente une nappe homogène sans direction privilégiée pour la propagation des perturbations mais avec des fluctuations de u_θ importantes (les extrema sont de l'ordre de $u'_\theta(t)/U_\infty = \pm 0,2$). La grande diversité des échelles de temps dans la nappe de ce plan ne permet pas de s'exprimer quant à la gamme de fréquences caractéristiques de la vitesse azimutale fluctuante. Cependant, le fait que la nappe ne présente pas de raies étroites laisse supposer que les structures tourbillonnaires présentent une échelle temporelle supérieure aux plans (NB) et (P45). Par ailleurs la taille globale suivant x des tâches de la nappe traduit une échelle spatiale plus importante, comme par exemple dans l'intervalle $0,15 \leq x/D \leq 0,55$ qui correspond à la position moyenne du foyer de recirculation dans le plan (B) (cf. encadré de la figure 4.27 (c)). Même si la vitesse azimutale moyenne est nulle dans le plan (B) (cf. figure 4.9), ceci suggère que des échanges se produisent entre les parties « supérieure » ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) et « inférieure » ($180^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$) de l'écoulement, comme en témoigne l'intermittence du signe de u'_θ le long de la ligne de capteurs. La dynamique de ces passages de tourbillons, à première vue basse fréquence, reste toutefois complexe et difficilement descriptible avec la simple visualisation des signaux temporels de $u'_\theta(t)$.

Enfin, le plan (P45) est caractérisé par des raies très marquées et une fréquence d'intermittence élevée. L'intensité des fluctuations de la vitesse azimutale est de l'ordre de 78% ce qui représente un rapport $\max(u'_\theta(t)) / \max(\overline{U_\theta})$ (où $\max(\overline{U_\theta})$ est la valeur maximale de la vitesse azimutale moyenne autour de l'émergence) de 1,64. Le maximum de fluctuation du plan (P45) est par ailleurs supérieur de 34% à celle du plan (B). De la même manière que pour le plan (B), ceci suggère le passage (de manière alternative dans le sens horaire et trigonométrique) de structures tourbillonnaires. Ce changement alternatif du signe de $u'_\theta(t)$ peut être attribué à une oscillation radiale du foyer de circulation mis en évidence à $r/D \simeq 0,3$ dans le plan (P45) (cf. figure 4.10 (b)).

Analyse en cohérence et phase Comme pour la configuration mono-cylindre du chapitre précédent (cf. chapitre 3, section 3.2.2), la description de l'organisation spatiale de l'écoulement est complétée par une analyse en cohérence azimutale de deux capteurs de pression $p_1(r, x, \theta_1)$ et $p_2(r, x, \theta_2)$ situés dans un plan normal à la direction principale de l'écoulement libre, pour une position constante x et une altitude constante r .

Dans le cas particulier de la géométrie tri-cylindre, le contenu fréquentiel est organisé selon les deux plans de symétrie (NB) et (B), et le champ de vitesse moyen possède une composante azimutale contrairement au cas axisymétrique ($U = U_r(r, \theta, x) + U_\theta(r, \theta, x) + U_x(r, \theta, x)$, cf. section 4.2.2). Ces considérations impliquent que les hypothèses du cas mono-cylindre (cf. chapitre 3 section 3.2.2) sur la dépendance de l'interspectre vis à vis de la position azimutale ne sont plus valables. En effet, l'interspectre S_{12} pour le cas tri-cylindre dépend de la position θ du capteur de référence et de l'éloignement relatif $\Delta\theta$ entre les points de mesure. Par ailleurs, la direction de propagation des perturbations au sein de l'écoulement dépend du quadrant considéré autour de l'émergence ce qui implique que $S_{12}(\Delta\theta) \neq S_{12}(-\Delta\theta)$ ($\Delta\theta \in]0; \pi[$) et conduit à $C_i \neq 0$.

Dans un premier temps, l'objectif est de caractériser les propriétés de corrélation entre les signaux de pression contenus dans un plan normal à l'écoulement moyen et situés dans les plans d'intérêt (NB), (P45) et (B).

Pour ce faire, les spectres de cohérence $\gamma^2 = |C|^2$ et de phase $\phi = \arctan(C_i/C_r)$ sont évalués sur trois ensembles de capteurs placés sur une couronne située dans le champ ($r/D = 0,5$) et au milieu de la zone décollée ($x/D = 0,5$). Ces ensembles de capteurs fournissent respectivement une paire de signaux diamétralement opposés dans les plans (NB) (cf. figure 4.28 (a)) et (B) (cf. figure 4.28 (b)), et quatre signaux issus de ces quatre quadrants (cf. figure 4.28 (c)). Pour ce dernier ensemble,

le point de référence Ref est comparé successivement aux points P45-2, P45-3 et P45-4.

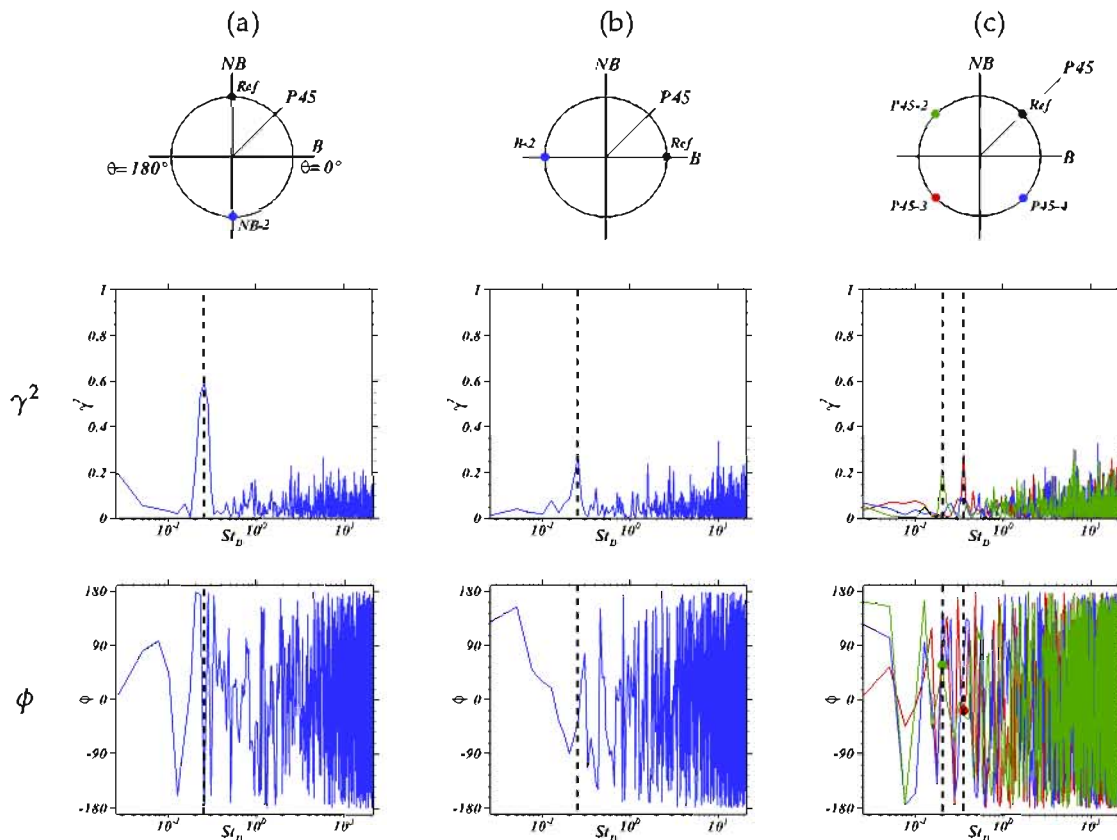


FIG. 4.28 – Spectres de cohérence γ^2 et de phase ϕ pour des capteurs situés à $x/D = 0,5$ et $r/D = 0,5$.

L'analyse de la paire de signaux dans le plan (NB) présente un net pic de cohérence (60%) à $St_D = 0,25$ associé à une opposition de phase ($\phi = -180^\circ$) avec le point NB-2 diamétralement opposé ce qui est caractéristique du mode azimutal $m = 1$. Il subsiste une cohérence de l'ordre de 0,2 dans les autres plans à $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ (cf. figures 4.28 (b) et (c)) mais avec une phase décroissante (de l'ordre de 45° entre le plan (P45) et (P45-2), et de l'ordre de 0° dans le plan (B)). Ceci suggère que le lâcher tourbillonnaire, mis en évidence pour la géométrie axisymétrique, reste la dynamique principale dans le plan (NB). D'un point de vue tridimensionnelle, ce phénomène associé au mode antisymétrique $m = 1$ semble propre au voisinage du plan (NB), tandis que les fluctuations en phase à $St_D = 0,25$ dans le plan (B) sont attribuées au mode $m = 0$. Le mode $m = 1$ étant principalement responsable des efforts latéraux ([41]), ceci peut impliquer que la majorité des efforts latéraux instationnaires agisse dans le voisinage du plan (NB) et que la présence des boosters latéraux limite la propagation de ces efforts dans la direction azimutale. Ce point sera développé dans le chapitre suivant.

Outre la dynamique du lâcher tourbillonnaire à $St_D = 0,25$, le spectre de cohérence des deux points du plan (P45) révèle un pic à $St_D = 0,36$ et une phase ϕ de l'ordre de 0° propre uniquement à la paire de points diamétralement opposés Ref / P45-3. Cette similitude notable ($\gamma^2 = 0,3$) entre ces points suggère que les interfaces entre les dynamiques autour des plans (NB) et (B) présentent elles-mêmes une dynamique propre. Ce point renforce les observations faites précédemment, à savoir que les plans situés à θ de l'ordre de l'angle apparent des boosters latéraux (au voisinage de (P45)) sont caractérisés par de fortes interactions entre les couches de mélange issues du corps

central et de la collerette des cylindres latéraux. Du fait que les signaux de pression fluctuante diamétralement opposés soient en phase, ils peuvent dès lors constituer une source d'excitation du mode d'ovalisation $m = 2$ comme il sera développé dans le chapitre suivant.

Dans un deuxième temps, le but est de cartographier les propriétés de cohérence des signaux de pression fluctuante à la paroi pour les fréquences identifiées précédemment (i.e. $St_D = 0,25$ et $St_D = 0,36$). Pour ce faire, les nappes $(\theta, x/D)$ de γ^2 associées à ces fréquences sont représentées dans la figure 4.29. La démarche consiste à calculer le spectre de cohérence pour chaque couronne à la peau de l'émergence et pour chaque paire de points sur cette couronne (le point **Ref** étant fixe). Les niveaux $\gamma^2 > 0,8$ sont volontairement tronqués à $\theta = 90^\circ$ (cf. figure 4.29 (a)) et $\theta = 45^\circ$ (cf. figure 4.29 (b)) pour s'affranchir des hauts niveaux de cohérence artificiels proches du signal de référence.

La figure 4.29 (a) à $St_D = 0,25$ illustre clairement que la cohérence dépend de l'éloignement relatif $\Delta\theta$ aux capteurs de référence. Ainsi, dans l'intervalle $0,1 \leq x/D \leq 0,55$, la fonction de cohérence est quasiment nul pour $\Delta\theta = 90^\circ$ et maximal pour un écartement de l'ordre de 180° ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux de Deprés et al. ([44]) sur la configuration axisymétrique. La nappe de cohérence à la paroi pour $St_D = 0,35$ ne montre pas de niveaux significatifs ce qui suggère que la dynamique à $r/D = 0,5$ mise en évidence dans le précédent paragraphe ne semble pas atteindre la paroi de l'émergence. D'après l'étude des fréquences caractéristiques du champ volumique de pression fluctuante (cf. figure 4.24) la zone associée à la dynamique (II) (cf. tableau 4.5) n'impacte en effet pas la paroi du cylindre émergent.

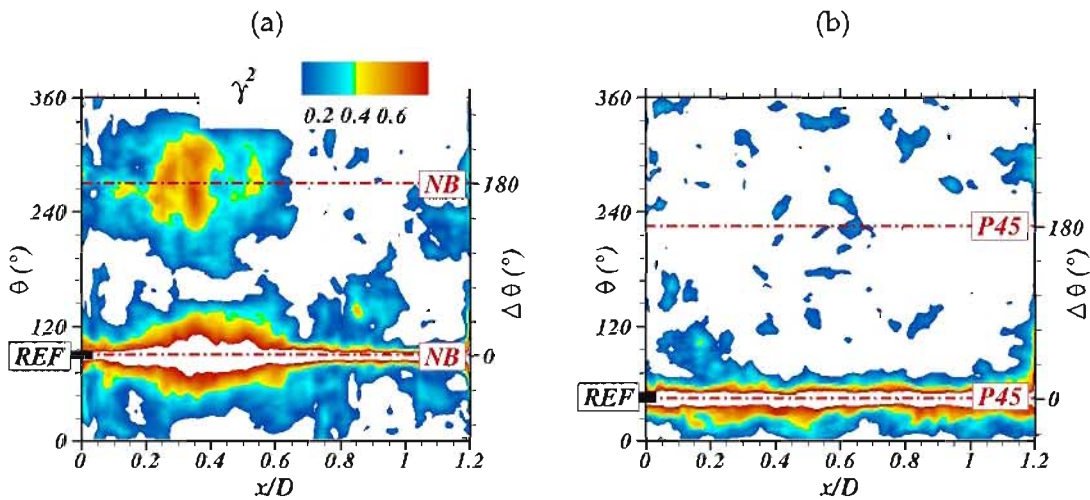


FIG. 4.29 – Nappes $(\theta, x/D)$ de la cohérence γ^2 à la paroi de l'émergence pour $St_D = 0,25$ et $St_D = 0,35$.

Dans cette section, l'analyse du champ fluctuant a permis de caractériser la dynamique instationnaire de la zone décollée.

Tout d'abord l'analyse des signaux de pression fluctuante le long de la paroi de l'émergence a montré que les directions de propagation des perturbations sont similaires entre le cas axisymétrique et le plan (B) avec des vitesses de convection de l'ordre de $0,26U_\infty$. Les nappes de $p'(t)/q_\infty$ dans la direction azimutale proche du point de décollement ont montré que les perturbations les plus intenses sont confinées aux quatre interfaces entre la dynamique haute fréquence au voisinage du plan (NB) et la dynamique basse fréquence autour du plan (B).

L'analyse spectrale de la pression fluctuante au sein de la couche de mélange a montré que l'évolution longitudinale des fréquences de Kelvin-Helmholtz dans les plans (NB) et (P45) est similaire à celle d'une couche de mélange plane libre. Dans le plan (B), la dynamique de la couche cisailée est organisée autour d'une fréquence adimensionnée principale $St_D \simeq 9$ et de ses harmoniques. Une analyse spectrale dans la direction azimutale a permis de mettre en lumière que la discontinuité entre ces deux dynamiques de couches cisillées se produit dans les secteurs angulaires correspondant aux angles apparents des boosters latéraux.

La mise en place d'une analyse spectrale pour l'ensemble volumique des capteurs numériques dans la zone décollée a permis de localiser les zones à fort taux de fluctuations pour les deux géométries étudiées et de déterminer les fréquences associées. Quatre gammes de fréquences ont été relevées correspondant respectivement au battement de la couche de mélange, aux instabilités de Kelvin-Helmholtz, au lâcher tourbillonnaire et au proche sillage.

La représentation tridimensionnelle des zones les plus énergétiques a mis en évidence une organisation axisymétrique (couronne dont l'épaisseur correspond à la hauteur h de la marche) sur la seconde moitié de l'émergence pour le cas mono-cylindre. Pour le cas tri-cylindre, les zones énergétiques sont identifiées dans les quadrants azimutaux, et dans deux zones diamétralement opposées autour du plan (B).

Enfin, l'étude de la fonction de cohérence pour des paires de capteurs autour de l'émergence a montré une zone fortement énergétique. Cette zone, confinée dans le voisinage du plan (NB), correspond à $St_D = 0,2$ et au mode azimutal $m = 1$.

4.4 Synthèse

Le but de ce chapitre était de mettre en évidence l'influence des boosters sur l'écoulement de corps central isolé en comparant les caractéristiques intrinsèques de l'écoulement tri-corps à celles du cas axisymétrique. Cette comparaison a été menée sur des données 2D (dans les plans d'intérêt de la géométrie (NB), (P45) et (B)) et 3D (volumes d'acquisition des champs instationnaires). La démarche a consisté à confronter successivement les champs instantanés, statistiques et fluctuants du cas tri-corps à ceux du cas mono-cylindre. Les principaux résultats pour chacun de ces champs sont synthétisés ci-dessous.

Champ instantané La représentation des structures cohérentes sur des clichés instantanés de l'écoulement a montré une dynamique complexe pour les deux géométries d'étude avec une grande diversité de structures cohérentes (de type Toroidal, Hairpin et Longitudinal). Il a également été mis en évidence que la présence d'une collerette sur chacun des boosters génère une couche de mélange supplémentaire qui interagit avec celle du corps central au niveau du point de décollement.

Champ statistique Les champs statistiques (vitesse, pression) de la configuration tri-cylindre sont organisés suivant les deux plans de symétries (NB) et (B) de la géométrie contrairement à une organisation axisymétrique pour le cas mono-cylindre.

Le champ de vitesse moyenne du cas tri-corps fait apparaître une composante azimutale (U_θ) qui induit une circulation de fluide suivant la direction longitudinale de l'écoulement dans les quatre quadrants autour de l'émergence.

L'évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité de la couche de mélange dans le plan (P45) est semblable à celle du cas axisymétrique. Le plan (NB) montre, en revanche, une diminution locale de $\delta_\omega(x)$ due à des profils de vitesse longitudinale moyenne U avec un gradient dans la direction transverse légèrement plus fort.

La géométrie tri-cylindre présente deux directions de recollement solide : Un recollement sur les boosters dans le plan (B) et un recollement sur l'émergence dans les autres plans. Proche du point de décollement dans le plan (B), il a été montré que le gradient de pression dans la direction transverse à l'écoulement était en effet favorable à une déviation de l'écoulement vers les boosters.

La longueur de recollement moyen sur l'émergence pour le cas tri-cylindre est globalement réduite de 24% par rapport à celle du cas mono-cylindre.

Du point de vue de la pression pariétale sur le plus petit cylindre, les contours de C_p présentent une organisation de type bi-lobe avec des maxima dans le plan (NB), contre une organisation de type quadri-lobe pour les $C_{p_{RMS}}$. Le niveau maximum du coefficient de pression RMS pour le cas tri-cylindre est environ 50% plus fort que pour le cas mono-cylindre. La chute de pression pariétale moyenne au niveau du culot de l'arrière-corps tri-cylindre est également 20% plus forte.

Champ fluctuant L'analyse spectrale en un point au sein des couches de mélange dans les plans (NB) et (P45) a montré que la gamme de fréquences des instabilités de Kelvin-Helmholtz est similaire à celle d'une couche de mélange plane libre avec $2 \leq St_D \leq 10$. Le contenu fréquentiel du plan (B) diffère nettement avec une dynamique basée sur une fréquence principale ($St_D = 9$) et les harmoniques $St_D = 18$ et $St_D = 4,5$, associé au phénomène d'appariement tourbillonnaire.

L'extension de l'analyse spectrale à l'ensemble des capteurs de la zone décollée a permis de mettre en évidence les fréquences les plus énergétiques. Les zones du cas tri-cylindre exhibant une forte Densité Spectrale de Puissance se situent d'une part proche du plan (B) avec $St_D \simeq 0,05$ et d'autre part dans les quadrants azimutaux avec une gamme de fréquences correspondant aux instabilités de la couche de mélange.

Une étude de la corrélation entre des signaux de pression fluctuante a été menée sur des capteurs situés au milieu de la zone décollée et à une distance à la paroi de l'ordre de la hauteur de marche entre le corps central et l'émergence. Il a été mis en évidence un pic de la fonction de cohérence γ à $St_D = 0,2$ avec une opposition de phase ($\phi = -180^\circ$) pour deux points diamétralement opposés dans le plan (NB). Une étude similaire dans le plan (P45) a révélé l'émergence d'une fréquence adimensionnée $St_D = 0,35$ associée à une phase quasiment nulle entre les deux points opposés. Enfin, l'analyse de la fonction γ sur toute la paroi de l'émergence pour $St_D = 0,2$ a révélé que la dynamique du lâcher tourbillonnaire était confinée au voisinage du plan (NB) et inexistante autour du plan (B).

Il s'avère donc que les secteurs angulaires autour des plans (B) et (NB) ont leur dynamique

propre, et que les interfaces entre ces secteurs sont circonscrites à des domaines angulaires étroits. Ces secteurs sont le lieu d'interactions à la fois complexes et intenses générant un important taux de fluctuations. Ces quadrants constituent donc des zones potentielles pour la génération des efforts instationnaires sur la paroi de l'arrière-corps. Le chapitre suivant porte sur l'estimation de ces efforts et sur la conception de systèmes de contrôle en vue de réduire leurs effets.

Contrôle des charges latérales instationnaires du cas tri-cylindre

5.1 Champs de pression pariétale et efforts latéraux induits	146
5.1.1 Définition des charges latérales	146
5.1.2 Représentation des déformations mécaniques dues au champ aérodynamique	150
5.1.3 Caractérisation de l'ovalisation	155
5.2 Conception de dispositifs de contrôle	159
5.2.1 Contrôle actif par injection fluidique	159
5.2.2 Contrôle passif par désobstruction dans le plan des cylindres latéraux . . .	160
5.3 Effets du contrôle sur les modes de <i>Buffeting</i> ($m = 1$) et d'ovalisation ($m = 2$) . .	161
5.3.1 Modifications du champ aérodynamique	162
5.3.2 Estimation de l'efficacité des systèmes de contrôle sur le mode de <i>Buffeting</i>	166
5.3.3 Estimation des performances du contrôle sur le mode d'ovalisation	168
5.3.3.1 Etude sur les champs instantané, moyen et fluctuant	168
5.3.3.2 Contribution modale de l'ovalisation moyenne et fluctuante	172
5.4 Synthèse	175

Le chapitre précédent était dédié à l'analyse des effets des cylindres latéraux sur l'aérodynamique d'arrière-corps mono-cylindre. Il a été notamment mis en évidence que la présence des boosters modifiait significativement l'organisation spatiale du champ de pression fluctuante. Dès lors que les effets des boosters latéraux ont été caractérisés au sein du champ aérodynamique, l'intérêt est à présent porté sur leurs effets du point de vue des efforts latéraux qui s'appliquent sur la géométrie.

Le premier objectif de ce chapitre est d'analyser les efforts instationnaires dus au champ de pression à la paroi de l'émergence. Le second objectif est de concevoir des dispositifs de contrôle visant à réduire les effets des charges latérales et d'étudier leur efficacité.

Pour ce faire, les charges latérales instationnaires sont dans un premier temps analysées sur la configuration tri-corps non contrôlée au moyen d'analyses spectrales. Dans un deuxième temps, un critère pour la détection du mode d'ovalisation est mis en place en reliant la distribution azimutale du champ de pression pariétale aux déformations engendrées sur la paroi. Enfin, deux

systèmes de contrôle sont proposés et leur capacité à réduire les effets des modes de *Buffeting* et d'ovalisation est quantifiée.

5.1 Champs de pression pariétale et efforts latéraux induits

5.1.1 Définition des charges latérales

En aérodynamique externe ([8]) ou interne (comme les écoulements de tuyère [35, 40, 121]), la quantification des effets de l'écoulement sur la géométrie est souvent complexe. En effet, les capteurs de mesures de charges (de type balance mécanique) restituent la superposition de la charge aérodynamique et de la réponse dynamique de la structure.

Le premier phénomène est directement lié à l'écoulement turbulent décollé-recollé. Le second phénomène est caractérisé par des déformations de la structure et leurs effets d'inertie. Ces deux phénomènes étant intimement couplés, il est souvent nécessaire d'appliquer une technique de correction inertielle ([58]) permettant de distinguer quantitativement l'impact de la charge aérodynamique et les mesures de la balance mécanique.

Cependant, l'attention du lecteur est attirée sur le fait que la présente étude ne fait pas l'objet d'une analyse des interactions fluide-structure. Seuls les efforts dus au champ de pression sont considérés.

Dans la littérature, Marié et al. [100] se sont intéressés à la répartition longitudinale et azimutale des efforts latéraux sur l'arrière-corps du lanceur axisymétrique. Pour cela, les auteurs ont considéré la peau de l'arrière-corps comme l'interface d'encaissement des efforts et la discrétisent en N_c surfaces élémentaires. On se propose de développer ici une approche similaire, où les surfaces élémentaires sont directement les surfaces du maillage à la paroi de l'émergence.

Définitions des charges dues à la pression pariétale Par définition, l'effort dû à la pression externe qui s'exerce sur la paroi du cylindre émergent est donné par le produit scalaire du champ de pression et de la surface exposée :

$$\mathbf{F} = \int_D -\mathbf{P}(x, \theta, t) \cdot \mathbf{n} dS \quad (5.1)$$

avec D le domaine d'intégration correspondant à la peau du cylindre émergent, \mathbf{n} le vecteur normal à la surface élémentaire $dS = R dx d\theta$ (cf. figure 5.1 (a)).

En intégrant le produit scalaire sur toute la paroi de l'émergence, et en projetant la force \mathbf{F} sur les axes y et z du repère comme représenté dans la figure 5.1 (b), il vient :

$$\begin{cases} F_y(t) = \int_0^L \int_0^{2\pi} p(x, \theta, t) R \cos(\theta) d\theta dx \\ F_z(t) = \int_0^L \int_0^{2\pi} p(x, \theta, t) R \sin(\theta) d\theta dx \end{cases} \quad (5.2)$$

où $R = 0,02$ m est le rayon de l'émergence.

Isolons à présent une couronne de l'émergence à x/D constante et de rayon R . À chaque instant, le champ de pression sur cette couronne est une fonction périodique de l'angle azimutale θ , de période $T = 2\pi$. D'autre part, le signal de la pression est d'énergie finie ou « de carré sommable » :

$$\|p(\theta, t)\|^2 = \int_{-\pi}^{+\pi} |p(\theta, t)|^2 d\theta \text{ est fini} \quad (5.3)$$

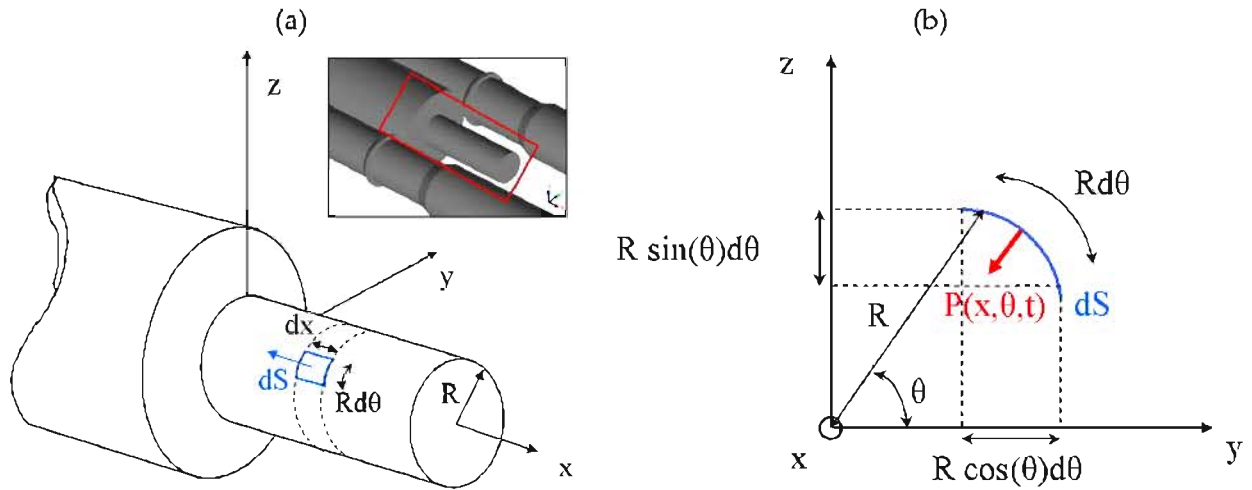


FIG. 5.1 – (a) Schéma d'un élément de surface à la peau de l'émergence. (b) Projection d'un élément de couronne dans le plan (y, z) sur les axes principaux.

On peut ainsi décomposer le champ de pression sous la forme d'une série de Fourier :

$$p(\theta, t) = a_0(t) + \sum_{m=1}^{N_c/2} (a_m(t) \cos(m\theta) + b_m(t) \sin(m\theta)) \quad (5.4)$$

où m est l'indice qui définit le mode azimutal, et $N_c = 240$ le nombre de capteurs dans la direction azimutale. $p(\theta, t)$ étant une fonction paire :

$$\begin{cases} a_0(t) = \frac{1}{T} \int_0^T p(\theta, t) d\theta \\ a_m(t) = \frac{2}{T} \int_0^T p(\theta, t) \cos(m\theta) d\theta \quad , 1 \leq m \leq N_c/2 \\ b_m(t) = \frac{2}{T} \int_0^T p(\theta, t) \sin(m\theta) d\theta \quad , 1 \leq m \leq N_c/2 \end{cases} \quad (5.5)$$

avec $T = 2\pi$. Afin d'éviter la saturation du mode $m = 0$ sur les nappes modales (cf. figure 5.4), la moyenne spatiale de $p(\theta, t)$ ($\bar{p} = 1/T \int_0^T p(\theta, t)$, $T = 2\pi$) est soustraite du champ de pression $p(\theta, t)$.

L'intérêt de la décomposition azimutale est d'attribuer une distribution spatiale du champ de pression pariétale à chaque mode de déformation de l'émergence. Ainsi, le mode de *Buffeting* (ou mode de « pendule ») est attribué au mode $m = 1$ car il est caractérisé par une translation de la couronne dans le plan (y, z) . La figure 5.2 montre que le terme $\cos(\theta)$ génère en effet un déplacement latéral orienté dans le sens des y négatifs pour deux points diamétralement opposés de la couronne tandis que le terme $\sin(\theta)$ génère un déplacement vertical orienté dans le sens des z positifs.

De même les termes en $m = 2$ de l'équation 5.4 sont intrinsèquement associés au mode d'ovalisation puisque ceux-ci génèrent une zone d'étirement et une zone de contraction avec un intervalle

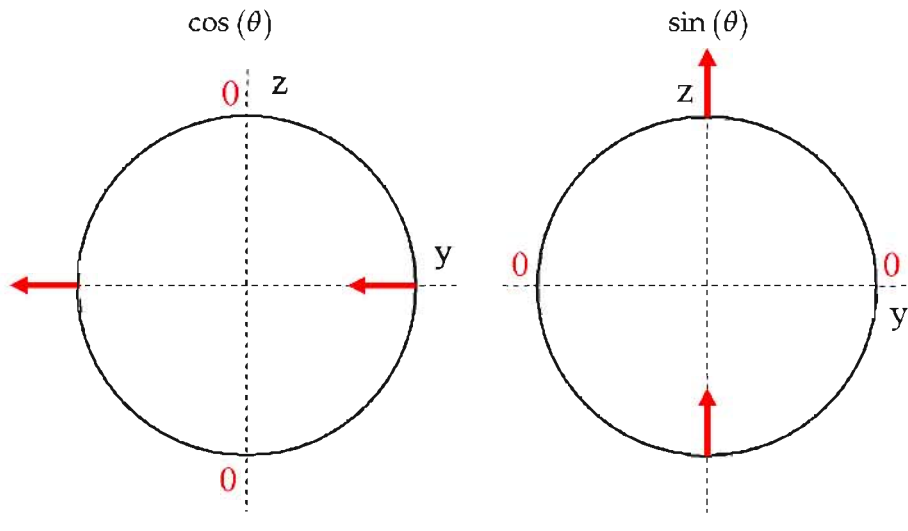


FIG. 5.2 – Représentation graphique du mode azimuthal $m = 1$ associé au mode de *Buffeting* avec l'orientation des termes $\cos(\theta)$ et $\sin(\theta)$ pour les quatre points remarquables $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$, et 270° .

angulaire de $\pi/2$ entre ces deux zones (cf. figure 5.3).

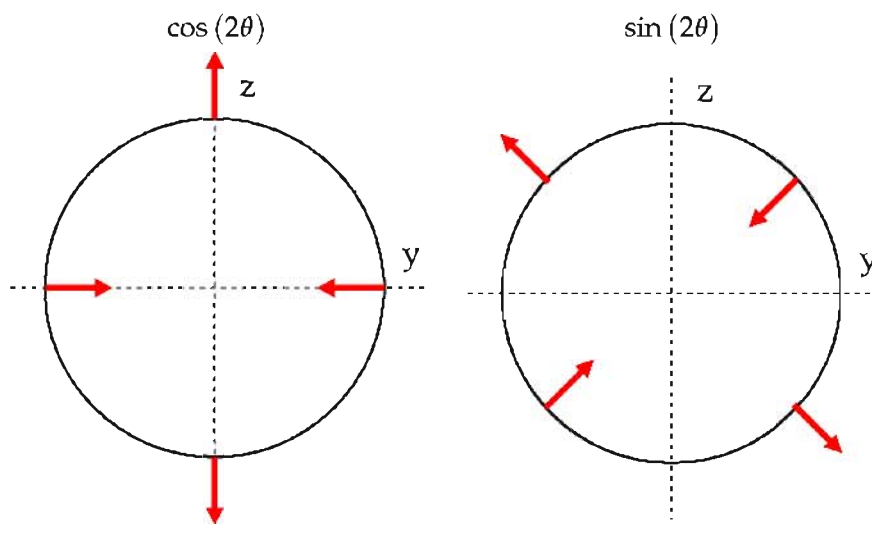


FIG. 5.3 – Représentation graphique du mode azimuthal $m = 2$ associé au mode d'ovalisation avec l'orientation des termes $\cos(2\theta)$ et $\sin(2\theta)$ pour les quatre points remarquables $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$, et 270° .

La contribution énergétique relative de chaque mode azimuthal est exprimée par le rapport suivant :

$$\frac{E_m}{E_{totale}}(t) = \frac{1}{2} \frac{(a_m(t)^2 + b_m(t)^2)}{E_{totale}(t)} \quad (5.6)$$

où $E_m(t)$ est l'énergie associée au mode azimuthal m , et

$$E_{totale}(t) = a_0(t)^2 + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{N_c/2} (a_m(t)^2 + b_m(t)^2) \quad (5.7)$$

de sorte que

$$\frac{E_0}{E_{totale}}(t) + \sum_{m=1}^{N_c/2} \frac{E_m}{E_{totale}}(t) = 1 \quad (5.8)$$

avec $E_0 = a_0(t)^2$.

La nappe $(m, x/D)$ du rapport $E_m/E_{totale}(t)$ exprimé en pourcentage pour le champ de pression moyen à la paroi de l'émergence est illustrée dans la figure 5.4. Il ressort que les modes à forte contribution sont les modes $m = 2$ et $m = 4$ dont la contribution atteint localement 90% à $x/D = 0,2$. La contribution notable du mode $m = 4$ illustre le rôle majeur des quatre quadrants répartis dans la direction azimutale entre les plans (B) et (NB).

Pour $x/D \geq 0,4$, le mode $m = 2$ devient prédominant, ce qui est en accord avec l'organisation bi-lobe des contours de C_p à la paroi (cf. chapitre 4, figure 4.11 (c)), et atteint $E_m/E_{tot} = 98\%$ à l'extrémité de l'émergence.

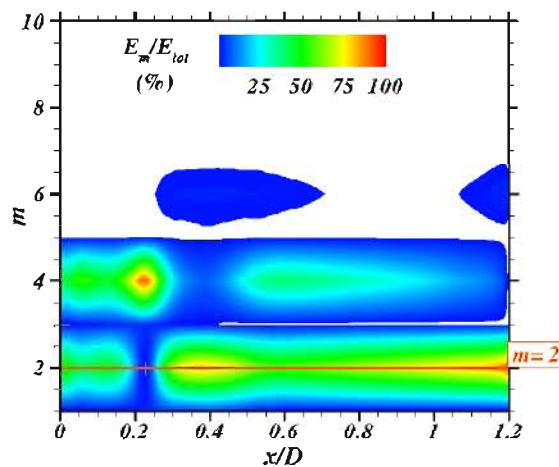


FIG. 5.4 – Nappe de contribution énergétique des différents modes azimutaux du champ de pression pariétale moyen.

Dès lors que les modes de *Buffeting* et d'ovalisation ont été attribués à un mode azimutal ($m = 1$ et $m = 2$ respectivement), il convient à présent de caractériser leur dynamique propre et d'identifier leur origine au sein de l'écoulement par croisement avec l'analyse du champ de pression fluctuante effectuée au chapitre précédent.

Fréquences caractéristiques des efforts latéraux Les composantes F_y et F_z de l'effort aérodynamique sont normales à l'axe de poussée du lanceur et constituent ainsi la source principale des nuisances vis-à-vis de la manoeuvrabilité du lanceur. Afin de mettre en évidence les fréquences caractéristiques des efforts instationnaires intégrés sur la peau du cylindre émergent, une analyse spectrale est effectuée sur les signaux temporels $F_y(t)$ et $F_z(t)$ définis précédemment. Les paramètres d'acquisition de ces signaux sont identiques à ceux présentés dans le tableau 4.3 du chapitre 4.

Pour chaque composante, le spectre de la Densité Spectrale de Puissance normalisée est comparé à la géométrie axisymétrique dans la figure 5.5.

En ce qui concerne le cas mono-cylindre, les contenus spectraux des signaux de F_y et F_z sont similaires ce qui suggère que l'émergence est sollicitée de manière égale dans les deux directions et

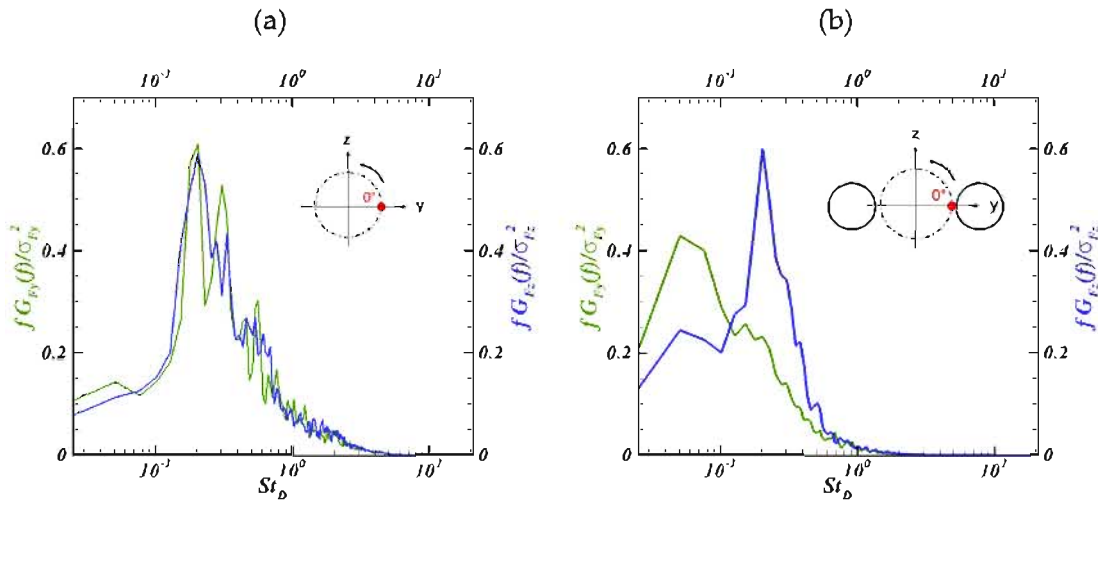


FIG. 5.5 – Spectres de Densité Spectrale de Puissance pour les efforts F_y (—) et F_z (—). (a) : Configuration mono-cylindre - (b) Configuration tri-cylindre.

corrobore une nouvelle fois le caractère homogène de l'écoulement. Chaque spectre est caractérisé par un pic large bande centré autour de $St_D = 0,2$ associé au phénomène de lâcher tourbillonnaire.

Inversement pour le cas tri-corps le spectre de F_y diffère du spectre de F_z . Les efforts suivant z (plan (NB)) restent majoritairement associés à $St_D = 0,2$ avec un niveau énergétique similaire au cas mono-cylindre ($fG_{F_y}(f)/\sigma_{F_y}^2 = 0,6$), tandis que les efforts latéraux suivant y sont caractérisés par un pic large bande centré sur une fréquence de l'ordre du phénomène de battement de la couche de mélange ($St_D = 0,06$). La contribution énergétique de cette gamme de fréquence est augmentée d'environ 180% et 140% pour F_y et F_z respectivement par rapport au cas axisymétrique. Une telle différence de la dynamique des efforts latéraux entre les plans (NB) et (B) est en accord avec l'analyse spectrale du champ de pression fluctuante du chapitre précédent. Ceci souligne la dissymétrie de l'excitation aérodynamique sur la paroi du cylindre émergent. Du point de vue des déformations de la paroi, ce déséquilibre des sollicitations mécaniques dans la direction azimutale peut engendrer des distortions du cylindre émergent. Afin d'illustrer ce point, un paragraphe préliminaire sur la modélisation des déformations mécaniques dues aux charges aérodynamiques est présenté. Puis, en considérant une couronne de l'émergence au repos, les distortions instationnaires dues à la dissymétrie des excitations aérodynamiques sont présentées.

5.1.2 Représentation des déformations mécaniques dues au champ aérodynamique

La seconde étape après la définition des charges aérodynamiques consiste à représenter leurs effets du point de vue des déformations de la paroi. Un modèle mécanique est ici présenté pour le calcul de ces déformations.

Modélisation des déformations mécaniques dues aux charges aérodynamiques Le modèle mécanique est utilisé pour relier la pression à la paroi de l'émergence $p(x, r = d/2, \theta, t)$ au déplacement de la surface élémentaire sur la paroi noté $u(x, r = d/2, \theta, t)$ en mètres.

En aucun cas il ne s'agit ici de modéliser les interactions fluide-structure. Les parois solides de la maquette sont considérées comme « passives » en ce sens qu'elles se déforment sous l'action du champ de pression environnant à chaque instant sans le modifier.

Le champ de contraintes dans un cylindre uniquement soumis à un champ de pression ex-

térieure découle d'un bilan des forces s'appliquant sur un élément du cylindre (cf. figure 5.6 (a) et (b)). Dans le repère cylindrique plan (r, θ) (x fixe), le bilan des efforts projetés dans la direction radiale s'écrit :

$$\begin{aligned} (\sigma_r + d\sigma_r)(r + dr)d\theta &= \sigma_r r d\theta + \sigma_\theta \sin(d\theta) dr \\ \Leftrightarrow (\sigma_r + d\sigma_r)(r + dr)d\theta &= \sigma_r r d\theta + \sigma_\theta d\theta dr \end{aligned} \quad (5.9)$$

où σ_r (en [Pa]) est la contrainte dans la direction radiale comme représenté dans la figure 5.6 (b), et $\sigma_\theta d\theta dr$ est la projection des contraintes tangentielles sur l'axe radial.

En négligeant les termes du second ordre il vient :

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (5.10)$$

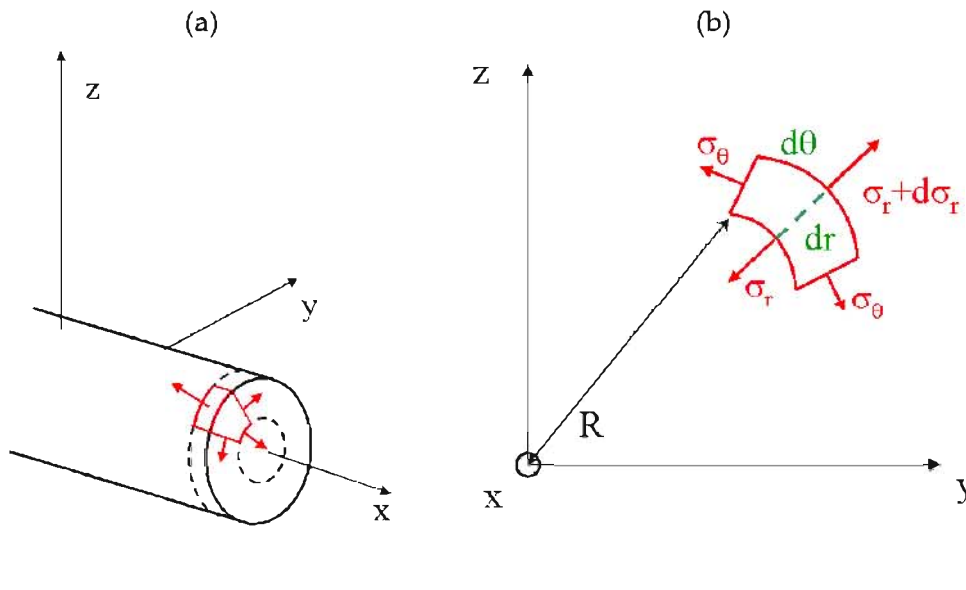


FIG. 5.6 – Volume élémentaire (a) et détails du problème plan (b) avec l'orientation des vecteurs normaux et des contraintes s'appliquant sur l'élément plan de l'émergence.

Pour définir le comportement mécanique du cylindre, il reste à présent à relier la contrainte σ , homogène à une pression, à la déformation mécanique.

Le modèle mécanique utilisé est basé sur la loi de Hooke qui postule que, dans le domaine des déformations réversibles (domaine élastique), le déplacement (étirement ou contraction) est proportionnel à la force appliquée. En s'affranchissant des caractéristiques géométriques ceci revient à :

$$\underline{\sigma} = E \underline{\varepsilon} \quad (5.11)$$

où $\underline{\sigma}$ est le tenseur des contraintes, $\underline{\varepsilon}$ celui des déformations et E le module d'Young en [Pa].

De manière plus générale, cette loi s'écrit :

$$\underline{\varepsilon} = \frac{1 + \nu}{E} \underline{\sigma} - \frac{\nu}{E} \text{tr}(\underline{\sigma} \cdot \underline{I}) \quad (5.12)$$

où ν est le coefficient de Poisson caractérisant la capacité du matériau à se contracter dans la direction radiale lorsqu'il est étiré dans la direction longitudinale (phénomène de striction). À titre

indicatif, $\nu = 0,3$ pour l'acier et $\nu = 0,5$ pour le caoutchouc.

Les tenseurs $\underline{\sigma}$ et $\underline{\varepsilon}$ s'écrivent dans le repère 2D (r, θ) :

$$\underline{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{rr} & \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{\theta r} & \sigma_{\theta\theta} \end{pmatrix} ; \underline{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{rr} & \varepsilon_{r\theta} \\ \varepsilon_{\theta r} & \varepsilon_{\theta\theta} \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

Du fait de l'axisymétrie de la géométrie, toutes les composantes de cisaillement s'annulent dans les tenseurs ($\sigma_{i,j} = 0, \forall i \neq j$ et $\varepsilon_{i,j} = 0, \forall i \neq j$). Pour simplifier la notation, on utilisera pour la suite ε_r au lieu de ε_{rr} et ε_θ au lieu de $\varepsilon_{\theta\theta}$, et de même pour les composantes du tenseur des contraintes. Soit u le déplacement radial en mètres d'un point sur la paroi de l'émergence. Dans le cas présent d'une émergence axisymétrique les autres composantes du déplacement (déplacement tangential et déplacement longitudinal) sont négligées et ε_r et ε_θ sont définis comme :

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr} ; \varepsilon_\theta = \frac{u}{r} \quad (5.14)$$

L'équation 5.12 se réécrit alors :

$$\begin{cases} \varepsilon_r = \frac{du}{dr} = \frac{1}{E}(\sigma_r - \nu\sigma_\theta) \\ \varepsilon_\theta = \frac{u}{r} = \frac{1}{E}(\sigma_\theta - \nu\sigma_r) \end{cases} \quad (5.15)$$

où ε_r est le taux de déformation dans la direction radiale et ε_θ celui dans la direction tangentielle. La solution du système 5.15 donne :

$$\begin{cases} \sigma_r = \frac{E}{(1-\nu^2)} \left(\frac{du}{dr} + \nu \frac{u}{r} \right) \\ \sigma_\theta = \frac{E}{(1-\nu^2)} \left(\frac{u}{r} + \nu \frac{du}{dr} \right) \end{cases} \quad (5.16)$$

En substituant cette solution dans 5.10, on obtient une équation différentielle sur le déplacement radial u :

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} - \frac{u}{r^2} = 0 \quad (5.17)$$

La solution est de la forme suivante :

$$u = C_1 r + \frac{C_2}{r} \quad (5.18)$$

où C_1, C_2 sont des constantes.

Dans le cas général d'un cylindre circulaire creux, de rayon interne r_i et de rayon externe r_o , soumis à une pression interne P_i et une pression externe P_o , les conditions aux limites de la contrainte radiale en $r = r_i$ et $r = r_o$ sont respectivement $\sigma_r(r_i) = -P_i$ et $\sigma_r(r_o) = -P_o$. En injectant 5.18 dans 5.16, il vient :

$$\begin{cases} \sigma_r(r_i) = \frac{E}{(1-\nu)} C_1 - \frac{E}{(1+\nu)} \frac{C_2}{r_i^2} = -P_i \\ \sigma_r(r_o) = \frac{E}{(1-\nu)} C_1 - \frac{E}{(1+\nu)} \frac{C_2}{r_o^2} = -P_o \end{cases} \quad (5.19)$$

Les coefficients C_1 et C_2 sont ainsi donnés par :

$$C_1 = \frac{1-\nu}{E} \left(\frac{r_i^2 P_i - r_o^2 P_o}{r_o^2 - r_i^2} \right); C_2 = \frac{1+\nu}{E} \left(\frac{(P_i - P_o) r_o^2 r_i^2}{r_o^2 - r_i^2} \right) \quad (5.20)$$

Dans le cas présent, l'émergence est assimilée à un cylindre plein, d'où $r_i = 0$, $P_i = 0$, $P_o = p(R, \theta, t)$, $r_o = R$, d'où $C_1 = \frac{\nu-1}{E} p(R, \theta, t)$ et $C_2 = 0$. Pour une section à x constante et $r = d/2 = R$, il vient donc :

$$u(R, \theta, t) = \left(\frac{\nu-1}{E} \right) p(R, \theta, t) R \quad (5.21)$$

L'équation 5.21 permet ainsi de relier directement le champ de pression au déplacement de chaque élément d'une couronne à la paroi de l'émergence et pour une section donnée à x/D constant.

Au moyen d'une décomposition azimutale (cf. paragraphe précédent) il est alors possible d'exprimer le déplacement $u^{(m)}(R, \theta, t)$, associé au mode azimutal m , en fonction de $p^{(m)}(R, \theta, t)$ la pression instantanée associée au mode m :

$$u^{(m)}(R, \theta, t) = \left(\frac{\nu-1}{E} \right) p^{(m)}(R, \theta, t) R \quad (5.22)$$

Par ailleurs, l'équation 5.22 ci-dessus est également valable pour la pression moyenne $\bar{p}(R, \theta)$ et pour la pression fluctuante $p'(R, \theta, t) = p(R, \theta, t) - \bar{p}(R, \theta)$. Pour illustrer le résultat du modèle de Hooke sur le champ de pression pariétale moyen du mode azimutal $m = 2$, la peau de l'émergence déformée est représentée dans la figure 5.7.

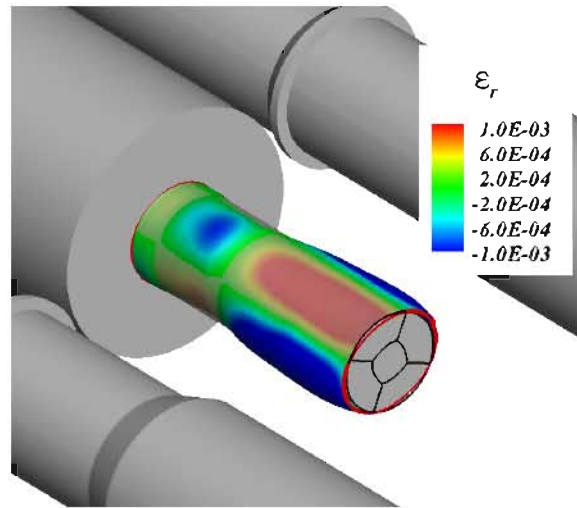


FIG. 5.7 – Modélisation des déformations de l'émergence associées au mode $m = 2$ de la pression pariétale moyenne décomposée.

Les contours du taux de déformations ε_r , dans la direction radiale sont montrés à titre indicatif afin de mettre en évidence les zones « comprimées » ($\varepsilon_r \geq 0$) et « étirées » ($\varepsilon_r \leq 0$) sur l'émergence. Les zones de compression correspondent aux deux lobes de C_p mis en évidence dans le chapitre précédent (cf. figure 4.12 du chapitre 4 section 4.2.2). En effet, le voisinage du plan (NB) est caractérisé par une forte pression moyenne contrairement au voisinage du plan (B). Cette dissymétrie est renforcée par le recollement solide sur l'émergence dans le plan (NB) ce qui induit une forte

pression dynamique à l'impact de l'écoulement sur la paroi. Cette distribution azimutale est particulièrement propice à l'ovalisation de l'émergence avec un « pincement » de la géométrie dans le plan (NB) et un étirement dans le plan (B).

Déformations d'une couronne soumise à des efforts latéraux instationnaires Les fréquences caractéristiques des efforts intégrés sur l'émergence $F_y(t)$ et $F_z(t)$ ont été identifiées et un modèle mécanique permettant de relier le champ de pression aux déformations mécaniques a été présenté. Dès lors, l'effet instationnaire des excitations $F_y(t)$ et $F_z(t)$ peut être représenté. Pour ce faire, on se propose ici d'analyser les déformations d'une couronne 2D isolée soumise aux efforts latéraux instationnaires suivants :

$$\begin{cases} \psi_y(t) = \sin(\omega_y t + \phi_t) \\ \psi_z(t) = \sin(\omega_z t + \phi_t) \end{cases} \quad (5.23)$$

où ω_y et ω_z sont les pulsations associées aux fréquences les plus énergétiques identifiées dans les spectres d'efforts F_y et F_z . Par souci de simplification, la phase temporelle ϕ_t est ici prise nulle. Ce point est discuté par la suite.

L'utilisation du modèle mécanique du paragraphe précédent permet alors de tracer la couronne déformée à chaque instant t comme illustré dans la figure 5.8.

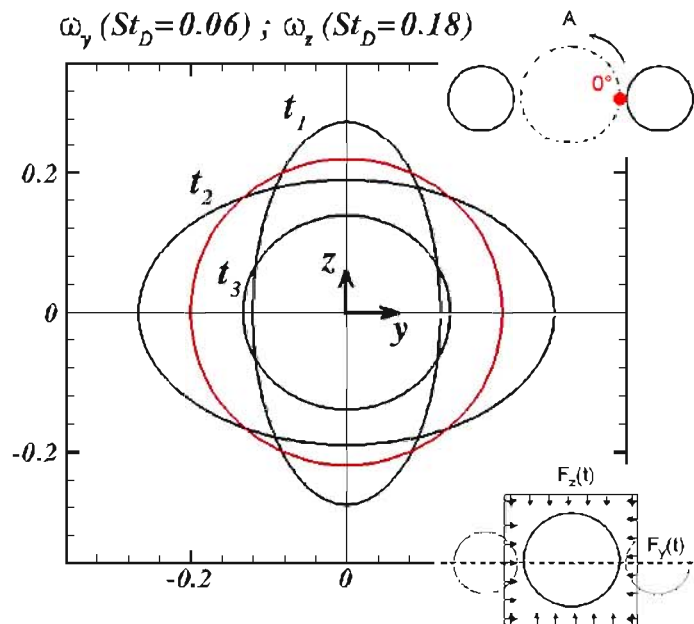


FIG. 5.8 – Modélisation d'une couronne déformée soumise à des sollicitations différentes entre les plans (B) (axe y) et (NB) (axe z). $t_1 = 1,7 \times 10^{-3}$ s, $t_2 = 2,4 \times 10^{-3}$ s, $t_3 = 2 \times 10^{-2}$ s. (—) Couronne au repos.

Il est observé que la différence de pulsation caractéristique ω dans la direction azimutale engendre naturellement un mode d'ovalisation pour différents instants. Au cours du temps, la direction du grand axe de l'ellipse ainsi formée est contenue soit dans l'axe y soit dans l'axe z . Ce mode de déformation fait apparaître quatre points pour lesquels la déformation est nulle (contenus sur le rayon au repos). Par analogie avec les modes de vibrations d'une corde, on désigne ces points par noeuds de vibrations.

Par ailleurs, lorsque les signaux ψ_y et ψ_z sont en phase (instant t_3), il est à noter qu'un mode axisymétrique ($m = 0$) apparaît.





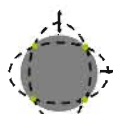
Ce paragraphe a donc permis d'identifier la différence de fréquence caractéristique entre $F_y(t)$ et $F_z(t)$ comme une première origine du mode d'ovalisation.

D'autres causes peuvent être envisagées pour ce mode de déformation. Par exemple, l'existence d'une phase temporelle ϕ_t entre les différents points de la couronne peut également induire une ovalisation.

Dans la littérature, [44] et [41], sur le cas mono-cylindre avec une excitation aérodynamique homogène en azimut, ont mis en évidence que le mode azimutal $m = 1$ était caractérisé par une phase temporelle $\phi_t = \pi$ entre deux points diamétralement opposés ($\Delta\theta = \pi$).

Le mode d'ovalisation se distingue quant à lui par une phase temporelle nulle ($\phi_t = 0$) entre deux points séparés de $\Delta\theta = \pi$, et une phase $\phi_t = \pi$ entre deux points séparés spatialement de $\Delta\theta = \pi/2$. Ces caractéristiques de phase en espace et en temps sont résumées dans le tableau 5.1 pour les trois premiers modes azimutaux.

TAB. 5.1 – Déphasages temporels des signaux de pression et modes de déformations associés.

Mode azimutal	$\Delta\theta = \pi$	$\Delta\theta = \pi/2$	Déformation
			
$m = 0$	$\phi = 0$	$\phi = 0$	
$m = 1$	$\phi = \pi$	$\phi = \pi/2$	
$m = 2$	$\phi = 0$	$\phi = \pi$	

À partir du calcul de la phase, il est possible de définir plusieurs critères de détection du mode d'ovalisation. Un des critères implique que l'on recherche la combinaison de trois points θ_1 , θ_2 et θ_3 autour de l'émergence, telle que $(\theta_2 - \theta_1) = \pi/2$, $(\theta_3 - \theta_1) = \pi$ et que la phase temporelle entre les signaux corresponde au mode $m = 2$ du tableau 5.1. Pour des signaux de pression ($p(\theta_1, R, t)$, $p(\theta_2, R, t)$ et $p(\theta_3, R, t)$), ceci se traduit par :

$$p(\theta_2, R, t) = p(\theta_1, R, t + (\phi_t = \pi/2)) ; p(\theta_3, R, t) = p(\theta_1, R, t + (\phi_t = \pi)) \quad (5.24)$$

Cependant, le calcul de la phase est un processus coûteux et complexe, et le critère ci-dessus n'est finalement pas retenu. Dès lors, la conception d'un critère simplifié basé sur des considérations géométriques est privilégié et fait l'objet de la section suivante.

5.1.3 Caractérisation de l'ovalisation

L'objectif de ce paragraphe est de concevoir un critère permettant de suivre au cours du temps l'évolution du mode d'ovalisation sur une couronne isolée.

Pour ce faire, deux paramètres géométriques associés au mode d'ovalisation sont tout d'abord définis : le paramètre θ définissant la position angulaire de l'apogée de l'ellipse (cf. figure 5.9) et le paramètre ΔR définissant l'amplitude de la déformation.

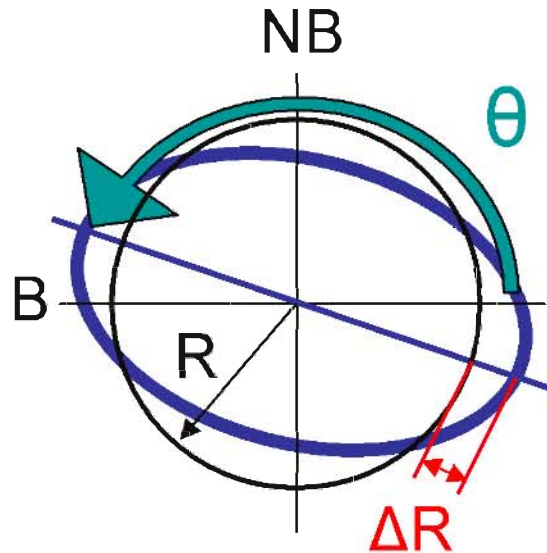


FIG. 5.9 – Définition des caractéristiques de la couronne ovalisée (—) avec θ la position angulaire de l'apogée de l'ellipse et ΔR l'écart au rayon au repos (—).

Pour chaque instant t , le but est d'isoler la « tendance » ovalisante des champs instantané, moyen et fluctuant de pression pariétale, c'est-à-dire isoler la sinusoïde de période π passant par la majorité des mesures de pression sur une couronne. La décomposition azimutale exposée précédemment s'avère être un outil adéquat puisque le terme $m = 2$ est par nature associé à l'ovalisation.

Cependant, il a été observé que la valeur du terme en $m = 2$ dans l'équation 5.4 variait en fonction de la position θ_0 de l'origine de l'axe θ dans le repère (r, θ) comme illustré dans la figure 5.10 (a). En effet, la figure 5.10 (b) montre qu'en décalant l'origine θ_0 , la valeur de $p^{(2)}(x = \text{cste}, R, \theta, t = \text{cste})$ varie pour atteindre un maximum noté $\chi_{m=2}$ pour un décalage $\Delta\theta(\chi_{m=2})$.

La première étape de l'analyse du mode d'ovalisation consiste donc à rechercher l'orientation du repère (r, θ'_0) telle que le déplacement $\Delta R_{m=2}$ (implicitement la pression $p^{(2)}(x = \text{cste}, R, \theta, t = \text{cste})$) soit maximal. L'origine des azimuts correspondant à l'instant t est alors notée $\theta'_0(\chi_{m=2})$ (cf. figure 5.10 (a)).

Ainsi le paramètre θ de la figure 5.9 est donné par la position angulaire, dans le repère initial (r, θ_0) , où $\Delta R_{m=2}$ est maximal. D'autre part, le paramètre ΔR est directement donné par la valeur de $\Delta R_{m=2}$.

En itérant cette recherche de $\theta'_0(\chi_{m=2})$ pour chaque instant t , il est alors possible de représenter la distribution temporelle des paramètres θ et ΔR dans une polaire $(\Delta R_{m=2}/R, \theta_{m=2})$ comme illustré dans la figure 5.11 (a). Chaque point de la figure correspond à la position de l'apogée de l'ellipse à un instant donné. Le nombre d'apparition de ces points suivant la direction azimutale est représentée dans la figure 5.11 (b) et sera désigné comme étant une « densité d'occurrence ».

Cette représentation permet d'observer que l'apogée de l'ellipse est principalement confinée dans le plan (B). Ceci concorde avec les déformations représentées dans la figure 5.7 où l'émergence est

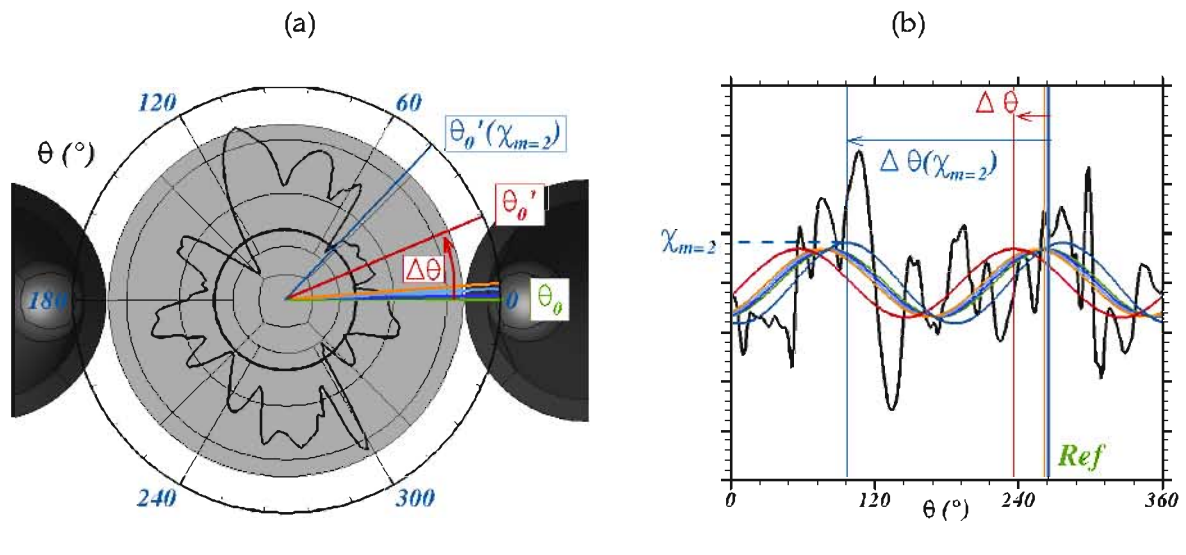


FIG. 5.10 – Recherche de l'orientation de la déformée associée au mode $m = 2$ à chaque instant t_i : (a) Décalage de l'origine du repère (r, θ) et (b) pression décomposée (série de Fourier) correspondante $p^{(2)}(x, r = d/2, \theta, t = t_i)$.

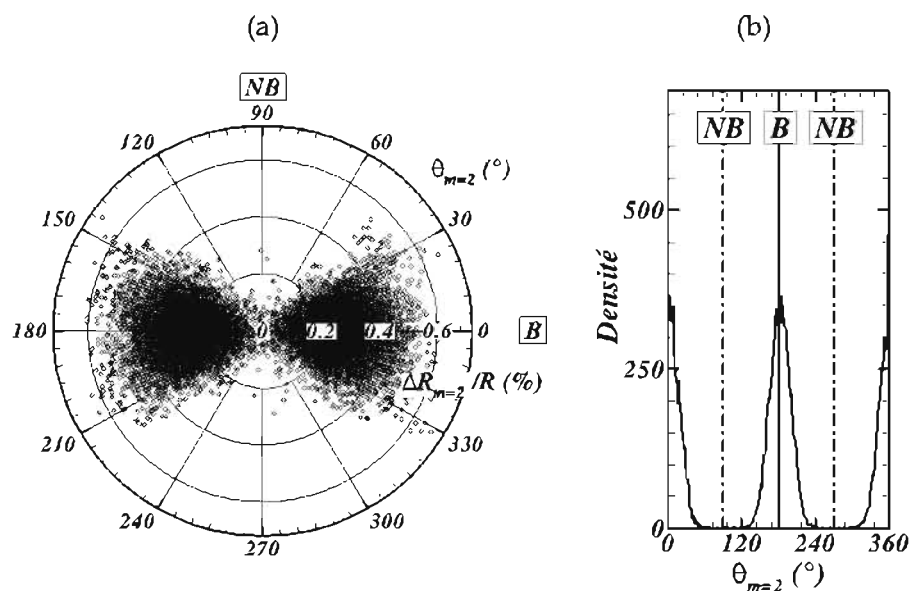


FIG. 5.11 – (a) Distribution temporelle de l'apogée de la couronne ovalisée ($x/D = 1, 18$) soumise au champ de pression instantanée - (b) Densité d'occurrence de la position angulaire du grand axe pour chaque position angulaire.

soumise en moyenne à de plus fortes sollicitations radiales dans le voisinage des plans (NB) et (B). Ceci renforce par ailleurs l'hypothèse que l'ovalisation est contrainte par le « pincement » dû à la topologie de l'écoulement.

À ce stade, il est important de noter que la démarche mise en œuvre ci-dessus n'implique pas que le mode d'ovalisation est le mode de déformations prépondérant à chaque instant t_i . En effet,

même si la nappe de contribution énergétique E_m/E_{tot} de la figure 5.4 a montré que c'était le cas en moyenne, il se peut qu'à certains instants, d'autres modes azimutaux infligent des déformations plus importantes à l'émergence.

La démarche pour la recherche du mode d'ovalisation proposée ici informe donc sur les orientations et les amplitudes du mode $m = 2$ mais pas sur sa contribution modale instantanée.

Dans le but d'identifier les mécanismes physiques responsables du mode d'ovalisation, les signaux temporels $\theta_{m=2}(t)$ et $\Delta R_{m=2}(t)$ sont extraits afin de réaliser une analyse spectrale. L'objectif est ainsi d'identifier les fréquences caractéristiques associées à la fois au basculement de l'ellipse dans la direction azimutale, et aux déformations radiales de la couronne. Par recoupement avec les analyses spectrales du champ de pression fluctuante issues du chapitre 4, l'intérêt est d'associer ces fréquences à des phénomènes au sein de l'écoulement.

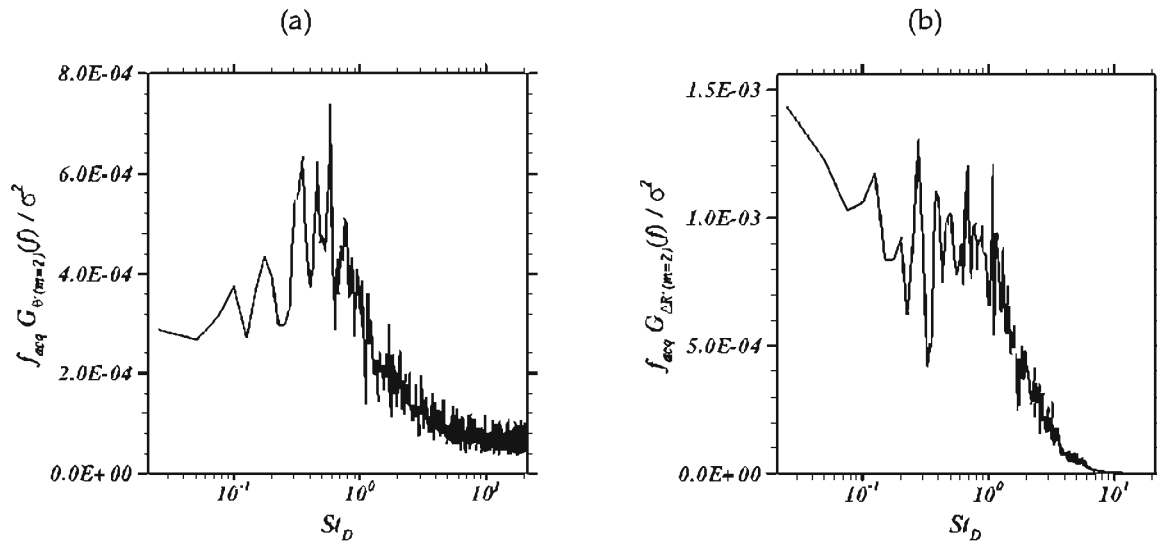


FIG. 5.12 – (a) Spectre du signal temporel de la position angulaire du grand axe $\theta_{m=2}$ de l'ellipse. (b) Spectre du signal temporel de l'amplitude $\Delta R_{m=2}$ de l'ellipse.

Le spectre de $f_{acq} G_{\theta_{m=2}}(f) / \sigma^2$ (cf. figure 5.12 (a)), où $f_{acq} = 5$ Hz est la fréquence d'acquisition, présente un pic large bande centré sur $St_D \simeq 0,5 - 0,6$. Ceci est en bon accord avec les prévisions analytiques de Wong et al. [180]. Ces auteurs modélisent l'arrière-corps du lanceur Ariane 5 par une cavité de longueur L et de hauteur D et utilisent le modèle semi-empirique de Rossiter proposé par Kerschen et Tumin [80] pour la prévision des fréquences de résonance. Ils en déduisent que le premier mode de résonance intervient à $St_L = 0,2$ et le second à $St_L = 0,6$. Ce spectre présente par ailleurs des pics très marqués à $St_D = 0,1$, $St_D = 0,18$, $St_D = 0,37$ et $St_D = 0,6$.

De plus, il semble que le *Vortex-shedding* ($St_D \simeq 0,2$), outre son rôle majeur dans le mode de *Buffeting* ($m = 1$) comme mis en évidence dans le chapitre 3 et dans la littérature, contribue également au mode d'ovalisation. D'après les figures 4.24 (b) et (d) du chapitre 4 (section 4.3.2), il a été montré que les fluctuations de pression les plus énergétiques sur la seconde moitié de l'émergence sont associées à $St_D = 0,2$ et à $0,4 \leq St_D \leq 10,0$. La représentation du spectre $f_{acq} G_{\theta_{m=2}}(f) / \sigma^2$ met ainsi en évidence que ces nombres de Strouhal contribuent fortement au basculement du grand axe de l'ellipse.

Ces sollicitations sont également visibles dans le spectre $f_{acq} G_{\Delta R_{m=2}}(f) / \sigma^2$ de la figure 5.12 (b) qui est aussi large bande avec une forte contribution énergétique des basses fréquences. La présence d'un pic distinct dans la gamme de fréquence $St_D = 0,2 - 0,3$ met en évidence que le phénomène

de lâcher tourbillonnaire engendre des amplitudes d'ovalisation importantes.

Les efforts latéraux engendrés par les champs instantanés, moyens et fluctuants de pression pariétale ont été définis. L'utilisation d'un modèle mécanique simple a permis de représenter les déformations engendrées par ces champs de pression sur l'émergence.

Une analyse spectrale des signaux de F_y et F_z a montré que le plan (NB) était dominé par la fréquence du *Vortex-shedding* tandis que le plan (B) est dominé par le battement de la couche de mélange. Il a été mis en évidence que ce contraste des sollicitations instationnaires dans la direction azimutale était une des causes de l'ovalisation de l'émergence.

Enfin, un critère de recherche du mode d'ovalisation a été proposé. Il permet de déterminer à chaque instant la position angulaire de l'apogée de l'ellipse ainsi que l'amplitude de la déformation.

Les efforts latéraux et l'ovalisation étant caractérisés, il reste à présent à tenter de les réduire au moyen de systèmes de contrôle.

5.2 Conception de dispositifs de contrôle

La stratégie de contrôle vise à réduire à la fois les efforts latéraux F_y et F_z pour le mode de *Buffeting* et le critère d'ovalisation pour le mode $m = 2$.

Afin d'explorer différentes possibilités pour le contrôle des effets de ces deux modes, deux systèmes ont été étudiés. Le premier dispositif a été mis au point par Weiss et Deck [174] sur la géométrie d'arrière-corps axisymétrique. Ce système est appliqué ici afin d'étudier ses performances sur la géométrie tri-corps. En effet, les performances de ce système pour le cas mono-cylindre étant particulièrement encourageantes, le but est d'étudier si ces performances sont modifiées dans le cas tri-corps.

La conception du second système est spécifique à la géométrie étudiée et consiste en une modification locale de la géométrie. Les critères qui ont conduit à sa conception sont détaillés ci-après.

Dans un premier temps, le système de contrôle par jets issu de la littérature est présenté et ses paramètres sont détaillés. Dans un second temps, les critères mis en œuvre pour la réalisation du dispositif propre à la géométrie tri-corps sont présentés.

5.2.1 Contrôle actif par injection fluide

Dans la littérature, les contrôles par jets fluidiques sont distingués en deux catégories : les systèmes de contrôle actifs avec une injection intermittente et les systèmes passifs à injection continue ([55]). Le dispositif de Weiss et Deck [174] appartient à cette dernière catégorie avec quatre jets continus au niveau de la jonction entre le culot de l'arrière-corps axisymétrique et l'émergence comme illustré dans la figure 5.13.

L'utilisation d'un tel dispositif nécessite par ailleurs de définir un régime de fonctionnement pour les injecteurs. Ce régime est caractérisé par le paramètre C_μ , couramment utilisé dans la littérature, qui estime la quantité de mouvement apportée à l'écoulement par rapport à celle de l'écoulement

libre.

$$C_\mu = \frac{Q_m U_{inj}}{0,5 \rho_\infty U_\infty^2 S_{ref}} = \frac{(\rho_{inj} S_{inj} U_{inj}) U_{inj}}{0,5 \rho_\infty U_\infty^2 S_{ref}} \quad (5.25)$$

où Q_m est le débit massique, U_{inj} la vitesse d'injection, U_∞ la vitesse de l'écoulement libre, ρ_{inj} et ρ_∞ les masses volumique de soufflage et de l'écoulement libre respectivement, et S_{inj} et S_{ref} les surfaces d'injection et de référence.

Dans la configuration d'origine de ce dispositif de contrôle, la vitesse ainsi que la masse volumique d'injection sont prises égales au champ libre comme il est d'usage dans la littérature ($\rho_{inj} = \rho_\infty$ et $U_{inj} = U_\infty$). La surface d'injection s'exprime $S_{inj} = N_{jet} \times S_{jet}$ soit $4S_{jet}$ ici.

En substituant dans l'équation 5.25, il vient ainsi :

$$C_\mu = 8 \frac{S_{jet}}{S_{ref}} \quad (5.26)$$

En prenant $S_{ref} = \frac{\pi D^2}{4}$ la surface de référence, le coefficient de quantité de mouvement est alors directement lié à la surface d'injection.

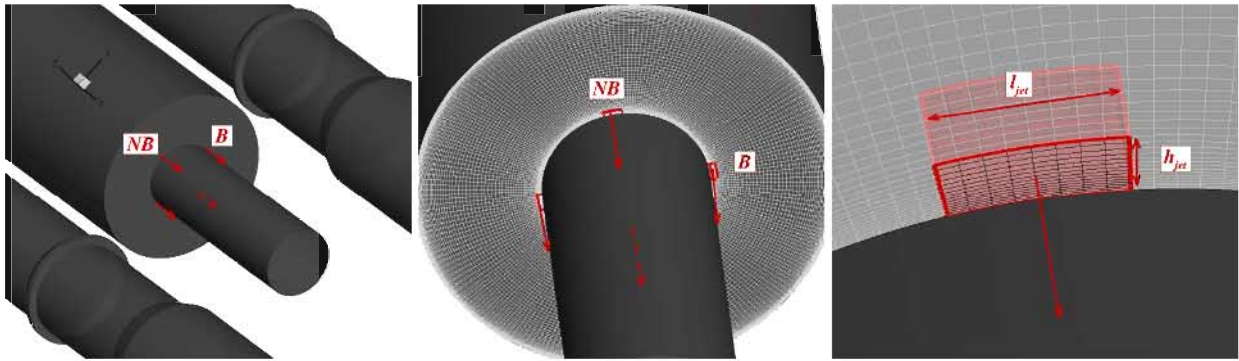


FIG. 5.13 – Géométrie de contrôle avec jets fluidiques.

Weiss et Deck [174] fixent la limite haute à 0,1% pour le coefficient de quantité de mouvement. Ils justifient le choix de cette valeur comme comprise dans l'intervalle des C_μ fréquemment utilisés expérimentalement ($0,01\% \leq C_\mu \leq 1\%$). Cette valeur permet d'envisager un bon compromis entre encombrement et débit d'injection du dispositif. Ceci revient ainsi à $S_{jet} = h_{jet} l_{jet} = 5 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, avec $h_{jet} = 1,3 \times 10^{-3} \text{ m}$ et $l_{jet} = 3,9 \times 10^{-3} \text{ m}$. La surface d'injection S_{inj} est donc de $20,3 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, soit un débit massique basé sur ρ_∞ et U_∞ de $0,40 \times 10^{-2} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$.

5.2.2 Contrôle passif par désobstruction dans le plan des cylindres latéraux

Le second dispositif de contrôle fait intervenir une modification locale de la géométrie d'étude. Les observations du chapitre 4 nous ont conduit à conclure que la présence des collerettes sur les boosters latéraux était la cause du caractère quasiment non-débitant du plan (B).

De manière alternative aux jets fluidiques, une solution envisageable consiste donc à augmenter le débit dans cette région de confinement. Pour ce faire, les collerettes sont localement tronquées de sorte qu'elles présentent un angle d'ouverture $\theta_{ouv} = 90^\circ$ autour du plan (B) comme illustré dans la figure 5.14.

Cette ouverture des collerettes correspond à une augmentation de l'interstice entre le corps central et les cylindres latéraux de $0,047D$ dans le plan (B). Du point de vue de la section de passage de

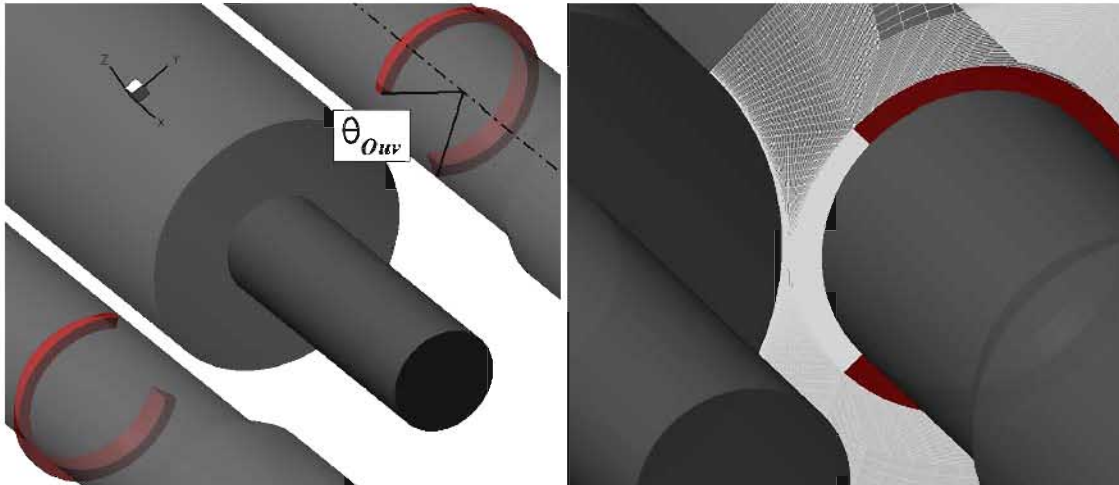


FIG. 5.14 – Géométrie du cas avec collerettes tronquées.

l'écoulement dans le plan (A) (plan transverse à l'écoulement), cette ablation représente une ouverture supplémentaire d'environ 5,5% de la surface de référence S_{ref} , soit un débit massique basé sur ρ_∞ et U_∞ de $8,5 \times 10^{-2} \text{ kg.s}^{-1}$. Ce débit est environ 20 fois supérieur à celui des quatre jets fluidiques du dispositif précédent.

Deux dispositifs de contrôle sont étudiés. Le premier, issu des travaux de Weiss et Deck [174], est constitué de quatre jets fluidiques situés au niveau de la jonction entre le corps central et le cylindre émergent et répartis dans les plans (NB) et (B). Le coefficient de quantité de mouvement est $C_\mu = 1,2 \times 10^{-3}$.

Le second dispositif est basé sur une modification géométrique. Une portion des collerettes est tronquée dans le voisinage du plan (B) afin de permettre une augmentation du débit dans ce plan. Cette ouverture génère une surface de passage supplémentaire d'environ $5,5 \times 10^{-2} S_{ref}$ pour l'écoulement.

5.3 Effets du contrôle sur les modes de *Buffeting* ($m = 1$) et d'ovalisation ($m = 2$)

Cette section présente les résultats des simulations instationnaires menées pour les deux cas de contrôle présentés précédemment. Leur influence respective à la fois sur le champ aérodynamique, et sur les efforts associés aux modes de *Buffeting* et d'ovalisation est analysée. Les paramètres d'acquisition du signal (fréquence d'échantillonnage et temps d'acquisition) sont identiques à ceux du cas de référence tri-corps non-contrôlé (cf. chapitre 4, section 4.1.2).

Les deux cas de contrôle ne font pas l'objet d'une nouvelle acquisition volumique de données comme pour le cas non-contrôlé qui nécessiterait une capacité mémoire et une manipulation de données d'autant plus massive. Le champ fluctuant est néanmoins échantillonné dans des plans 2D : à la paroi de l'émergence, dans les plans (B), (NB) et dans le plan (P45) et ses homologues à $\theta = 135^\circ$, $\theta = 225^\circ$ et $\theta = 315^\circ$.

Tout d'abord, le champ aérodynamique des systèmes de contrôle est comparé au cas de référence tri-corps, avec une analyse des champs instantané, statistique, et fluctuant. Puis les performances des deux dispositifs sont estimées du point de vue de la réduction des modes $m = 1$ et $m = 2$.

5.3.1 Modifications du champ aérodynamique

Champs instantanés La visualisation du gradient de masse volumique par strioscopie numérique permet d'obtenir un premier aperçu des structures cohérentes en présence pour un cliché instantané de l'écoulement dans les plans (NB) et (B).

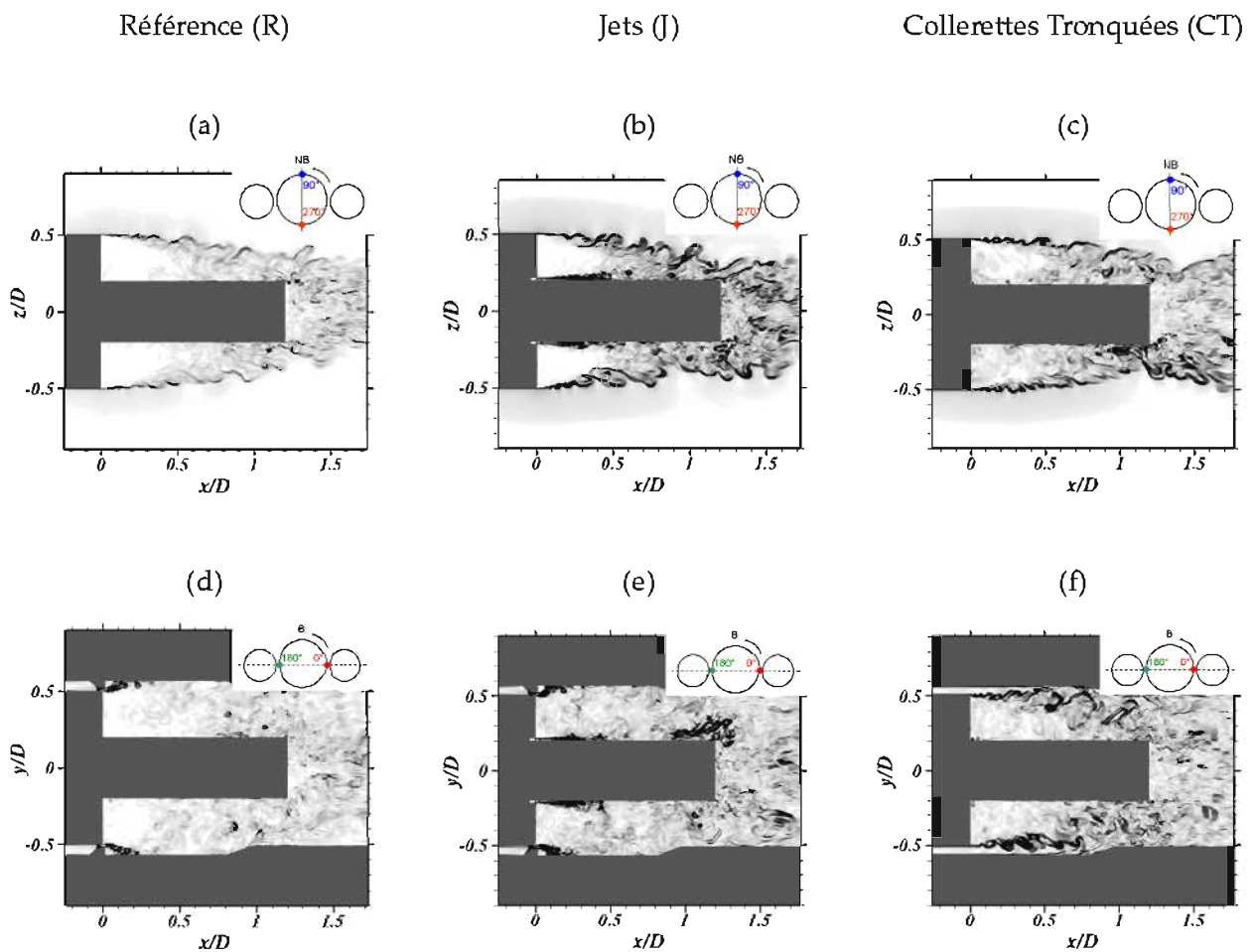


FIG. 5.15 – Strioscopie numérique.

Pour le premier cas de contrôle (J), les figures 5.15 (b) et (e) mettent clairement en évidence la position des jets. Ceux-ci génèrent le développement d'une couche de mélange en proche paroi. Par comparaison avec le cas de référence (cf. figures 5.15 (a) et (d)), il se développe ainsi des structures cohérentes supplémentaires dans la zone de recirculation. Les recollements solides de l'écoulement ne sont cependant pas modifiés pour autant.

En revanche, le plan (B) du cas avec collerettes tronquées montre une topologie drastiquement différente du cas non contrôlé. Il n'existe plus qu'une seule couche de mélange au point de décollement sur le corps central, et celle-ci est alignée avec la direction de l'écoulement libre avant de s'infléchir et de recoller sur l'émergence (cf. figure 5.15 (c) et (f)). Cette topologie est similaire à

celle de la géométrie mono-corps étudiée dans le chapitre 3 et à celle du plan (NB).

Champs statistiques La topologie moyenne de l'écoulement pour chaque configuration est illustrée dans les plans (NB) et (B).

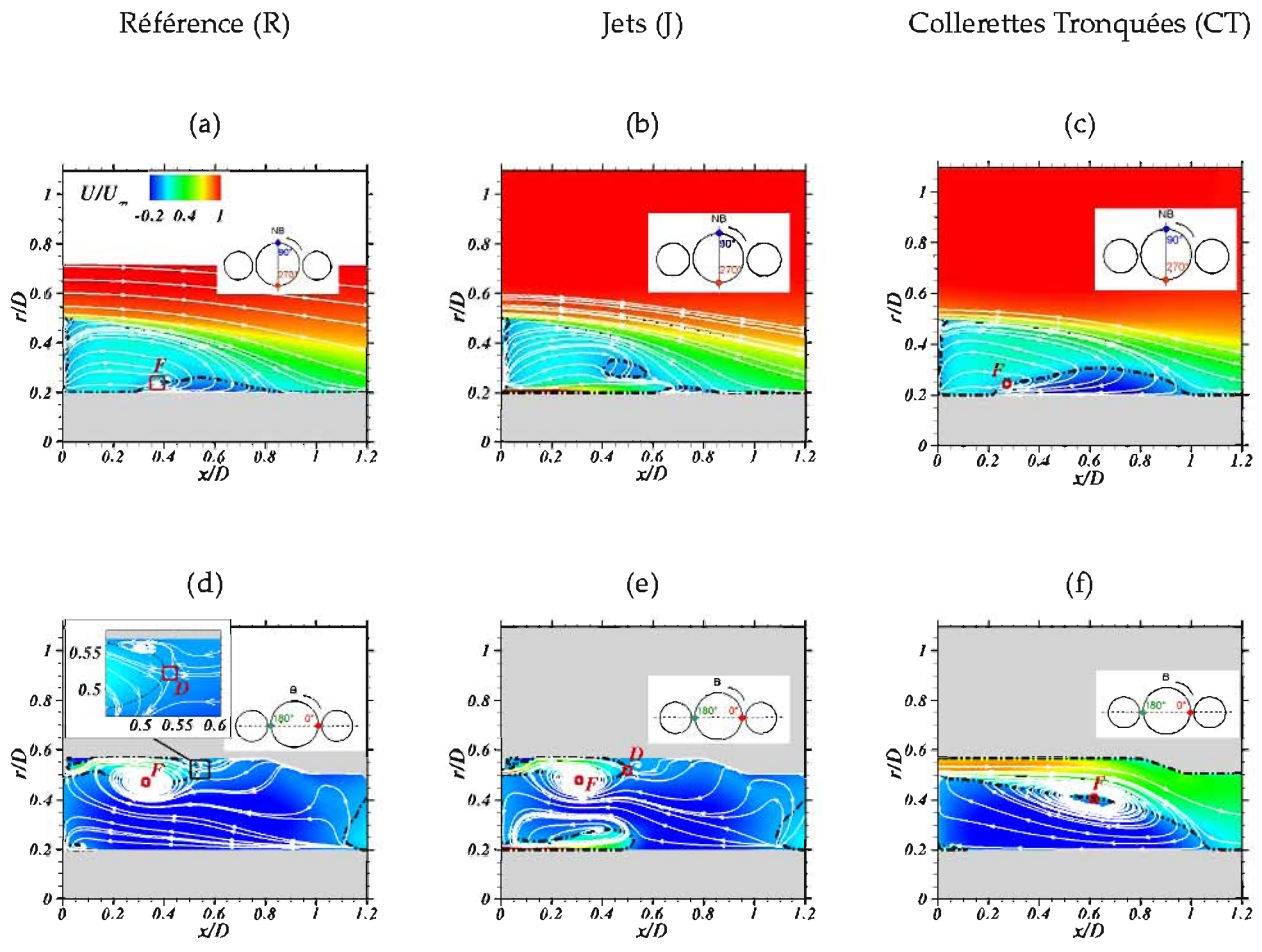


FIG. 5.16 – Vitesse longitudinale moyenne dans le plan (B).

Les contours de la vitesse longitudinale adimensionnée sont représentés dans la figure 5.16. Deux points sont à remarquer. Tout d'abord, la longueur de recollement solide L_r dans le plan (NB) n'est pas modifiée pour le cas avec jets (J) mais elle est augmentée de 25% dans le cas avec colletteres tronquées (CT) (cf. figures 5.16 (b) et (c)).

D'autre part, le recollement solide sur l'émergence dans le plan (B) est illustré par les lignes de courant du cas (CT) avec $L_r \simeq 1,1$ ce qui correspond à la longueur de recollement du cas axisymétrique de Weiss et al. [177]. Cette longueur est également de l'ordre de L_r dans le plan (NB), ce qui traduit que l'ouverture des colletteres tend à « axisymétriser » l'écoulement.

La présence de jets fluidiques génère l'apparition d'une nouvelle zone de recirculation dans le plan (B) (cf. figure 5.16 (b)). La position du foyer **F** et du point selle **D** du cas non-contrôlé n'est pas sensiblement modifiée ce qui suggère que l'effet des colletteres sur la topologie moyenne de l'écoulement de référence est robuste.

Bien que le cas (CT) présente un changement radical de topologie dans le plan (B), les contours de la vitesse azimutale adimensionnée dans le plan (A) à $x/D = 0,8$ (cf. figure 5.17) montrent que

la répartition par quadrants persiste. Ceci souligne que ce type de distribution azimutale pour U_θ est intrinsèque à la géométrie tri-corps comme décrit au chapitre 4.

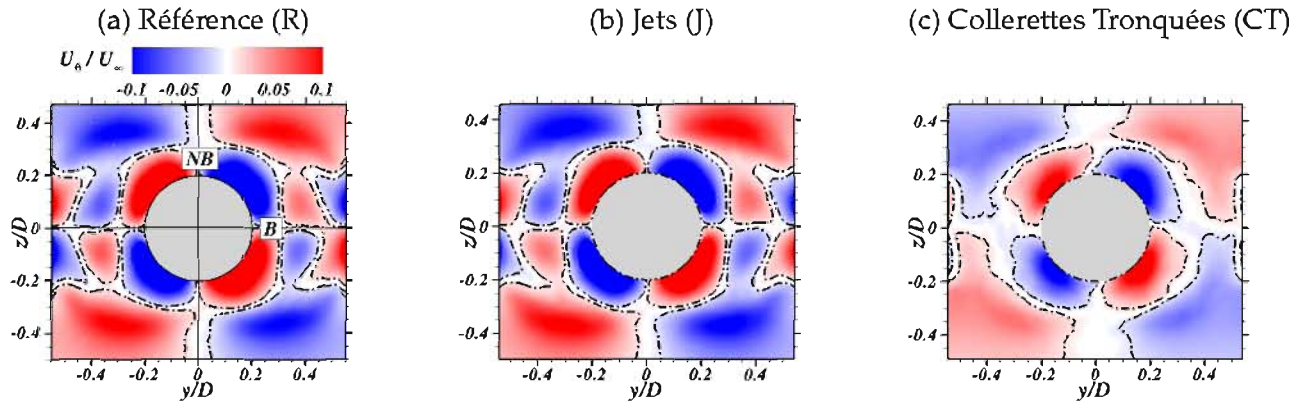


FIG. 5.17 – Champs de vitesse azimutale adimensionnée dans un plan (A) à $x/D = 0,8$ (plan de coupe S4 du chapitre 4, section 4.2.2).

Enfin, les statistiques du premier et second ordre pour la pression pariétale sont illustrées dans les figures 5.18 et 5.19.

L'organisation bi-lobe des C_p à la paroi est maintenue pour le cas avec jets fluidiques (J) alors que les coefficients du cas avec collettes tronquées (CT) tendent vers ceux d'une organisation axisymétrique. Ce dernier résultat est particulièrement encourageant quant à la réduction de l'ovalisation due au champ moyen de pression puisque ceci suggère que le phénomène de « pincement » dans le plan (NB) évoqué précédemment est réduit.

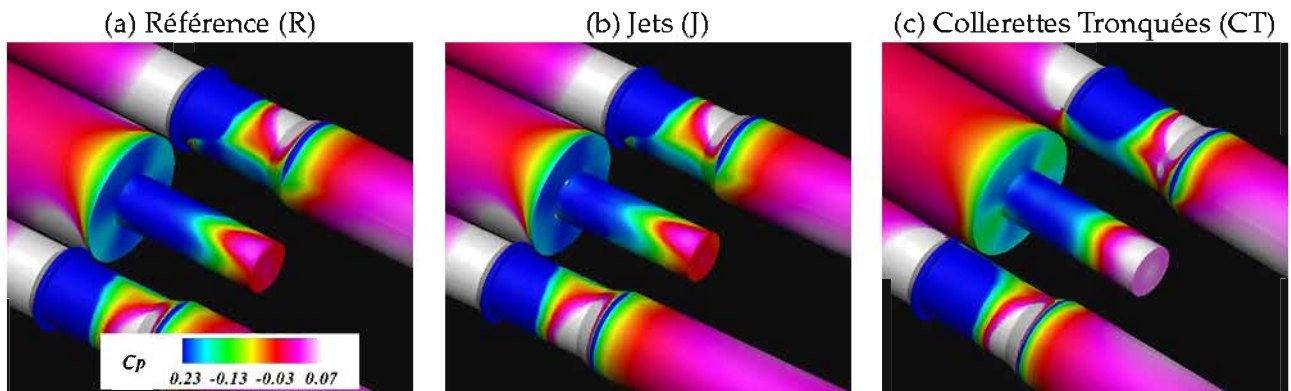


FIG. 5.18 – Contours des coefficients de pression pariétale.

Le phénomène de recompression en bout d'émergence du cas (CT) est par ailleurs plus intense que pour les deux autres avec un maximum d'environ $C_p = 0,08$ soit une augmentation de 140% par rapport au cas de référence.

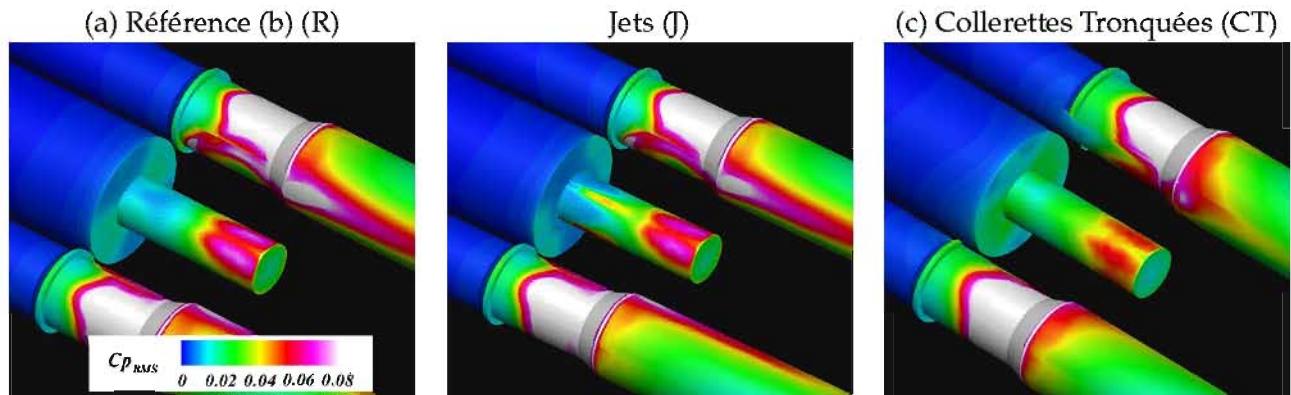


FIG. 5.19 – Contours des coefficients de pression pariétale RMS.

D'autre part, l'organisation quadri-lobe est toujours présente quelque soit le cas de contrôle comme en témoigne la figure 5.19.

Les fluctuations engendrées par les jets fluidiques (cf. figure 5.19 (b)) montrent que la zone cible des lobes est hors d'atteinte. Les jets contribuent néanmoins à une réduction de la valeur maximale des Cp_{rms} de l'ordre de 4%.

En ce qui concerne le cas avec collerettes tronquées, l'augmentation de la section de passage dans le plan (B) réduit nettement les niveaux de Cp_{rms} (de l'ordre de 25%) à l'extrémité de l'émergence.

De manière similaire à l'analyse faite à la section 5.1.1, la contribution énergétique des différents modes azimutaux est étudiée pour les champs moyens de pression pariétale des deux cas de contrôle. L'objectif est de déterminer l'impact du contrôle sur la distribution modale de l'énergie du signal.

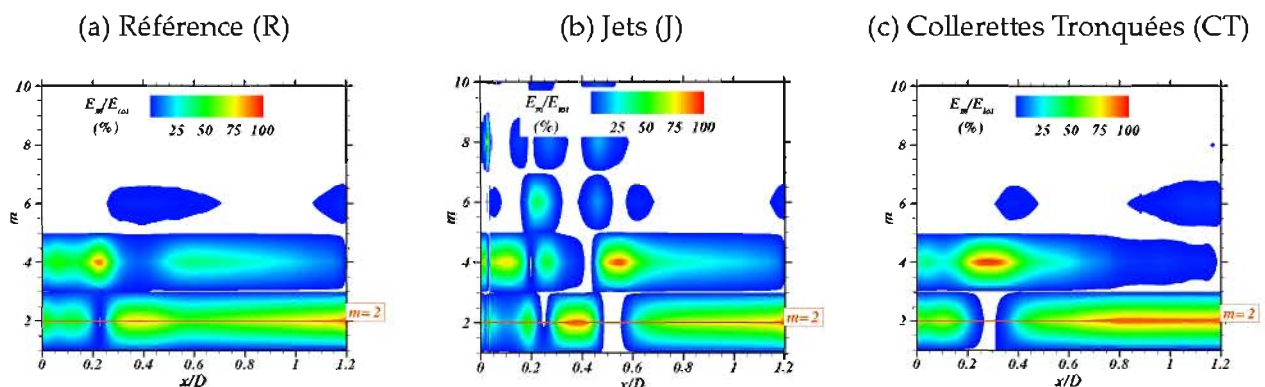


FIG. 5.20 – Nappe de contribution énergétique des différents modes azimutaux du champ de pression pariétale moyen.

La figure 5.20 présente la nappe $(m, x/D)$ des contributions énergétiques relatives E_m/E_{tot} en %. Il est observé que le contrôle par jets permet d'évacuer une partie de la contribution du mode $m = 2$ pour $0 \leq x/D \leq 0,3$ au profit des modes harmoniques ($m = 4, 6, 8$). La seconde moitié de l'émergence pour les cas (J) et (CT) conserve une hiérarchie des contributions modales similaire au cas

de référence (R).

De façon plus générale, il s'avère que les contributions des modes $m = 2$ et $m = 4$ sont localement plus élevées pour les deux cas de contrôle ($\max_f(E_m/E_{tot}) = 96,98\%$ pour le mode $m = 4$ à $x/D = 0,55$, $\max_{CT}(E_m/E_{tot}) = 97,53\%$ pour le mode $m = 4$ à $x/D = 0,3$). Toutefois, ceci n'implique pas nécessairement que les niveaux du champ de pression associé à ces modes soient plus importants que pour le cas (R). La comparaison des amplitudes de $p(x, \theta)$ pour les champs instantané, moyen et fluctuant et pour chaque mode azimutal est ainsi détaillée dans la section suivante.

Champs de pression fluctuante Afin d'analyser l'effet des dispositifs de contrôle sur le champ de pression pariétale fluctuante, les nappes de la Densité Spectrale de Puissance (DSP) sont représentées dans la figure 5.21.

Il est à noter que la période d'acquisition pour le cas avec jets fluidiques (J) n'est que de 175 ms (contre 200 ms pour les cas (R) et (CT)) en raison d'une erreur de stockage. Cette période d'acquisition représente tout de même environ 82 périodes de lâcher tourbillonnaire ce qui reste suffisant pour l'analyse spectrale développée ci-dessous.

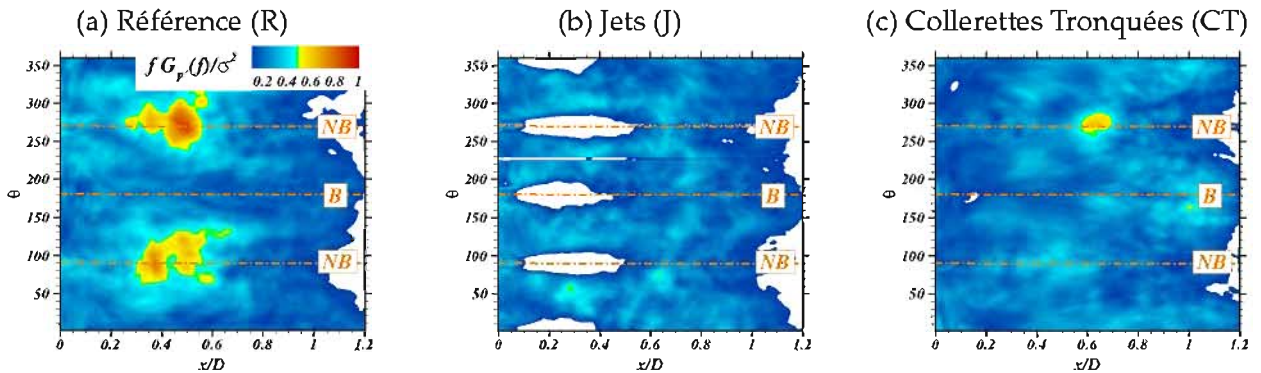


FIG. 5.21 – Nappe spectrale de la pression fluctuante pariétale associée à $St_D = 0,23$.

Parmi la vaste gamme de fréquences caractéristiques au niveau de la paroi de l'émergence (cf. chapitre 4), seule la fréquence associée au *Vortex-shedding* du cas tri-corps non-contrôlé ($St_D = 0,23$) est représentée. Ce choix est justifié par le fait que les fluctuations de pression à cette fréquence font partie des plus énergétiques, et qu'elles excitent les modes $m = 1$ et $m = 2$ comme il a été mis en évidence dans la section 5.1.3.

Les deux dispositifs de contrôle montrent une bonne capacité à évacuer l'énergie des fluctuations de pression avec des niveaux de $fG_p(f)/\sigma^2 \leq 0,4$. Les zones vides du cas (J) à $0,1 \leq x/D \leq 0,5$ (plans (NB) et (B)) correspondent aux zones d'actions des jets. Ces zones présentent une énergie fluctuante négligeable aux fréquences de l'ordre du *Vortex-shedding*, mais plus intense aux hautes fréquences ($St_D \geq 4,0$).

Pour le cas de contrôle (J), il s'avère que l'évacuation de l'énergie fluctuante est effective pour $St_D = 0,23$, mais que d'autres fréquences légèrement plus élevées persistent comme il est détaillé dans la section suivante.

5.3.2 Estimation de l'efficacité des systèmes de contrôle sur le mode de *Buffeting*

L'étude de l'efficacité des systèmes de contrôle est tout d'abord initiée par une analyse spectrale des efforts intégrés $F_y(t)$ et $F_z(t)$ pour chaque cas.

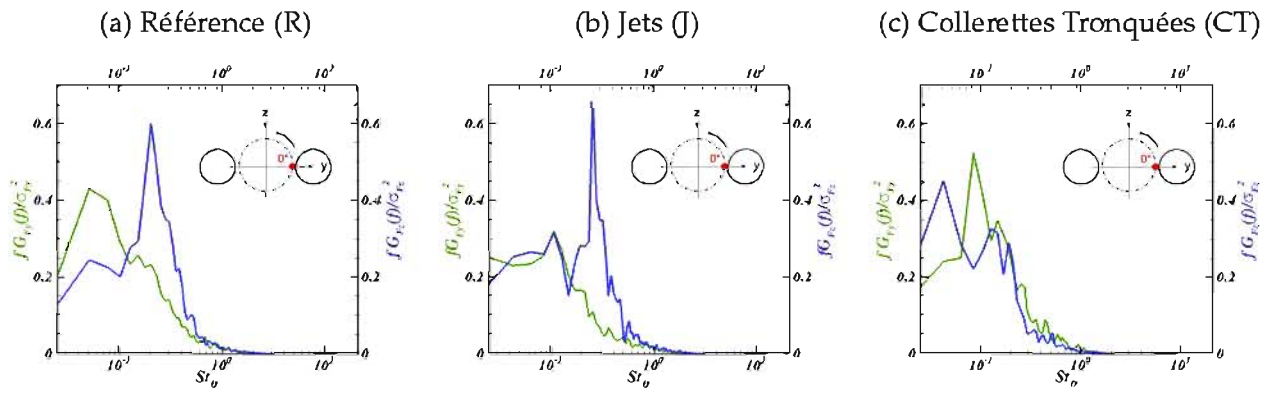


FIG. 5.22 – Spectres des efforts latéraux.

Tout d’abord, la figure 5.22 montre que pour les deux cas de contrôle le déséquilibre des fréquences caractéristiques entre les plans (NB) et (B) persiste.

Le système de contrôle par jets fluidiques réduit sensiblement le niveau énergétique des fluctuations basses fréquences ($St_D \leq 0,1$) de $F_y(t)$. Néanmoins, le pic de $fG_{Fz}(f)/\sigma_{Fz}^2$ persiste et est décalé à $St_D = 0,25$, même si l’aire sous la courbe est réduite par rapport au cas de référence.

Enfin, le cas avec collettes tronquées (CT) renforce les basses fréquences ($St_D \leq 0,09$) au détriment des gammes plus hautes.

La figure 5.23 présentent des polaires d’efforts latéraux adimensionnés $C_{Fz}(t) = F_z(t)/(q_\infty \pi D^2/4)$ en fonction de $C_{Fy}(t) = F_y(t)/(q_\infty \pi D^2/4)$. Cette figure permet d’apprécier la dispersion des efforts instationnaires qui s’appliquent sur l’émergence. Les cas avec et sans jets présentent des polaires d’effort similaires (cf. figures 5.23 (a) et (b)). En revanche, les charges latérales du cas avec collettes tronquées prennent des valeurs plus conséquentes que le cas de référence (cf. figures 5.23 (a) et (c)).

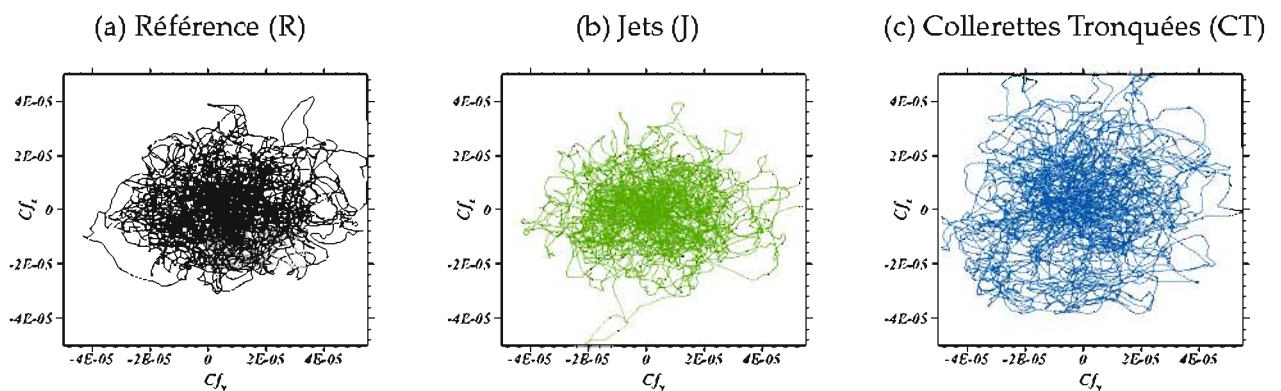


FIG. 5.23 – Distribution des efforts latéraux adimensionnés.

Pour le cas axisymétrique, le caractère isotrope (i.e. $\sigma_{Fy} = \sigma_{Fz}$) et aléatoire des charges latérales fluctuantes est toujours présent pour le cas avec collettes ouvertes. Pour le cas de référence (R) et pour le cas (J), les charges latérales sont anisotropes et aléatoires comme résumé dans le tableau 5.2.

Enfin, les enveloppes des efforts pour les trois cas sont centrées sur l’origine puisque pour l’écou-

lement moyenné, les efforts latéraux sont absents.

TAB. 5.2 – Valeur moyenne et écart-type des composantes de l'effort.

	$\overline{C_{Fy}}$	$\overline{C_{Fz}}$	$\overline{(C'_{Fy})^2}$	$\overline{(C'_{Fz})^2}$
R	$6,650 \times 10^{-6}$	$7,744 \times 10^{-7}$	$2,723 \times 10^{-10}$	$1,398 \times 10^{-10}$
J	$2,234 \times 10^{-6}$	$-6,820 \times 10^{-7}$	$2,498 \times 10^{-10}$	$1,259 \times 10^{-10}$
CT	$-1,425 \times 10^{-6}$	$1,833 \times 10^{-6}$	$3,496 \times 10^{-10}$	$3,223 \times 10^{-10}$
AXI	$8,844 \times 10^{-5}$	$9,249 \times 10^{-5}$	$9,063 \times 10^{-6}$	$7,925 \times 10^{-6}$

Le dispositif constitué de quatre jets permet de réduire de l'ordre de 10% les valeurs RMS des efforts latéraux ce qui correspond aux performances pour le cas mono-cylindre (12%). Le cas avec collerettes tronquées génère en revanche une augmentation drastique des efforts latéraux, de l'ordre de 28% dans le plan (B) et de 130% dans le plan (NB).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\overline{(C_{Fy})_R^2} - \overline{(C_{Fy})_I^2}}{\overline{(C_{Fy})_R^2}} = 8,3\% ; \quad \frac{\overline{(C_{Fz})_R^2} - \overline{(C_{Fz})_I^2}}{\overline{(C_{Fz})_R^2}} = 9,9\% \\ \frac{\overline{(C_{Fy})_R^2} - \overline{(C_{Fy})_{CT}^2}}{\overline{(C_{Fy})_R^2}} = -28,4\% ; \quad \frac{\overline{(C_{Fz})_R^2} - \overline{(C_{Fz})_{CT}^2}}{\overline{(C_{Fz})_R^2}} = -130,5\% \end{array} \right. \quad (5.27)$$

5.3.3 Estimation des performances du contrôle sur le mode d'ovalisation

5.3.3.1 Etude sur les champs instantané, moyen et fluctuant

Afin de quantifier l'effet de chaque dispositif de contrôle sur le mode d'ovalisation, le critère de détection du mode d'ovalisation (cf. section 5.1.3) est appliqué aux champs de pression pariétale des deux systèmes.

Il est ici rappelé au lecteur que ce critère s'applique sur chaque section de l'émergence prise indépendamment. Par souci de concision, l'étude se concentre par conséquent sur une seule couronne située à $x/D = 1,17$. Le choix de cette couronne est motivé par le fait que le mode azimutal $m = 2$ est prépondérant dans cette région comme en atteste la figure 5.4 commentée plus haut. Par ailleurs, les coefficients de pression pariétale ont montré des niveaux particulièrement forts dans cette région, ce qui implique des efforts aérodynamique élevés.

Les champs instantané, moyen et fluctuant de pression sont analysés séparément afin de distinguer respectivement l'ovalisation instantanée, moyenne et fluctuante.

Ovalisation instantanée L'estimation des performances est tout d'abord basée sur le champ de pression instantanée ($p(t) = \bar{p} + p'(t)$). La distribution temporelle de l'apogée de l'ellipse pour le cas de référence et les deux cas de contrôle est représentée dans la figure 5.24.

Comme pour la topologie de l'écoulement, le dispositif avec jets (J) ne modifie pas de manière significative la distribution azimutale du mode d'ovalisation. L'axe de l'ellipse est majoritairement confiné dans le voisinage du plan (B) comme pour le cas non-contrôlé. En revanche, la distribution

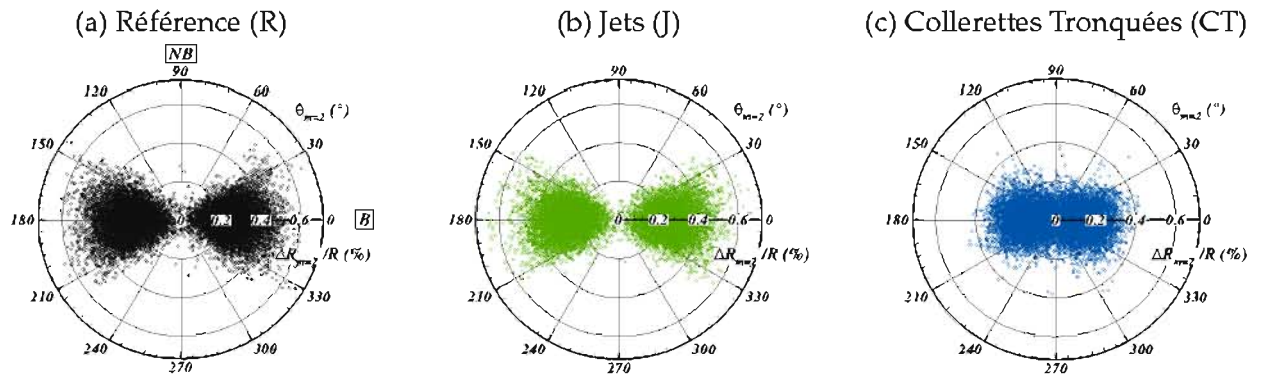


FIG. 5.24 – Distribution des orientations d'ovalisation pour une couronne ($x/D = 1, 18$) soumise au champ de pression instantanée.

temporelle de l'angle $\theta(\chi_{m=2})$ (apogée de l'ellipse) tend vers une organisation plus homogène dans le cas avec collerettes tronquées (CT). Cette modification s'accompagne d'une nette diminution de l'amplitude moyenne de l'ovalisation comme résumé dans le tableau 5.3.

TAB. 5.3 – Statistiques des amplitudes du mode d'ovalisation associé au champ de pression instantanée (en %).

	$\overline{\Delta R_{inst}^{m=2}(t)/R}$	$\overline{(\Delta R_{inst}^{m=2}(t)/R)^2}$
R	0,279	$9,186 \times 10^{-3}$
J	0,275	$8,675 \times 10^{-3}$
CT	0,156	$4,560 \times 10^{-3}$

Cette réduction de $(\Delta R_{inst}^{m=2}(t)/R)$ représente 50% des valeurs RMS pour le cas (CT) contre environ 6% pour le cas avec jets (J) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\overline{(\Delta R_{inst}^{m=2}(t)/R)^2}_R - \overline{(\Delta R_{inst}^{m=2}(t)/R)^2}_J}{\overline{(\Delta R_{inst}^{m=2}(t)/R)^2}_R} = 5,6\% \\ \frac{\overline{(\Delta R_{inst}^{m=2}(t)/R)^2}_R - \overline{(\Delta R_{inst}^{m=2}(t)/R)^2}_{CT}}{\overline{(\Delta R_{inst}^{m=2}(t)/R)^2}_R} = 49,9\% \end{array} \right. \quad (5.28)$$

Ovalisation moyenne Notre intérêt porte à présent sur l'ovalisation statique résultant du champ de pression pariétale moyen. La couronne déformée pour chaque cas d'étude est présentée dans la figure 5.25 et comparée à la couronne au repos.

L'orientation de l'apogée de l'ellipse est la même pour les trois cas avec un grand axe inclus dans le plan (B) à l'image des coefficients de pression pariétale moyens des figures 5.18 et du « pincement » de l'émergence par l'écoulement évoqué précédemment.

Les amplitudes moyennes du mode d'ovalisation $\overline{\Delta R_{moy}^{m=2}}/R$ sont résumées dans le tableau 5.4. L'ovalisation du cas avec collerettes tronquées est réduite de 55% environ. À nouveau, ceci est en

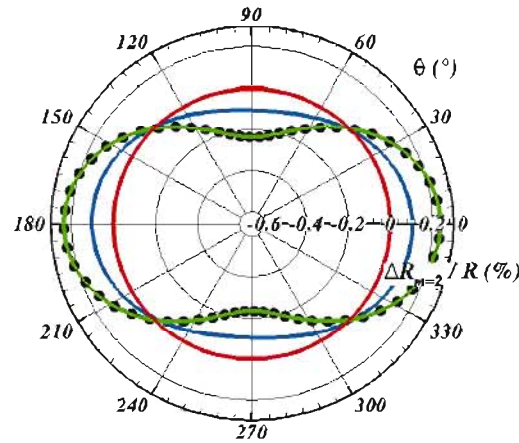


FIG. 5.25 – Ovalisation moyenne pour le cas de référence (—●—), le cas avec jets fluidiques (—) et le cas avec collerettes tronquées (—). (—) Couronne au repos.

TAB. 5.4 – Amplitudes maximales des déformations de l'ovalisation moyenne (en %).

	$\overline{\Delta R_{m=2}^{inst}} / R$
R	0,237
J	0,237
CT	0,105

accord avec les contours de coefficients de pression C_p pariétaux (cf. figure 5.18 (c)) puisque ceux-ci montrent une « axisymétrisation » de la distribution du champ de pression.

Afin de quantifier la contribution de l'ovalisation statique à l'ovalisation totale, les rapports des amplitudes moyennes $\left(\frac{\overline{\Delta R_{m=2}^{inst}} / R}{\overline{\Delta R_{m=2}^{stat}} / R}\right)$ ont été déterminés. Le cas de contrôle avec jets s'avère ainsi proche du cas non contrôlé avec une contribution d'environ 85% de l'ovalisation totale, contre une contribution de 67% pour le cas de collerettes tronquées.

Ovalisation fluctuante Enfin, l'ovalisation due au champ de pression fluctuante est étudiée. La distribution temporelle des orientations de l'ovalisation fluctuante de la figure 5.27 diffère nettement de la figure 5.24 par sa répartition en azimut. La densité d'occurrence des points est superposée sur les figures 5.27 (a), (b) et (c). Cette courbe permet d'observer le nombre de fois où l'apogée de l'ellipse apparaît pour chaque angle θ du maillage (cf. figure 5.9). Ainsi, il est observé que le grand axe de l'ellipse est plus souvent orienté selon les plans (B) et (NB). La densité du cas avec collerettes tronquées tend elle vers une organisation plus homogène.

Le tableau 5.5 montre que l'ovalisation dynamique du cas de référence et du cas avec jets est la contribution principale à l'ovalisation totale (contribution dynamique de 50% environ contre une contribution statique de 85% en valeurs moyennes). À l'inverse, la contribution de l'ovalisation dynamique est légèrement supérieure à celle de l'ovalisation statique pour le cas avec collerettes tronquées (71% contre 67% en valeurs moyennes).

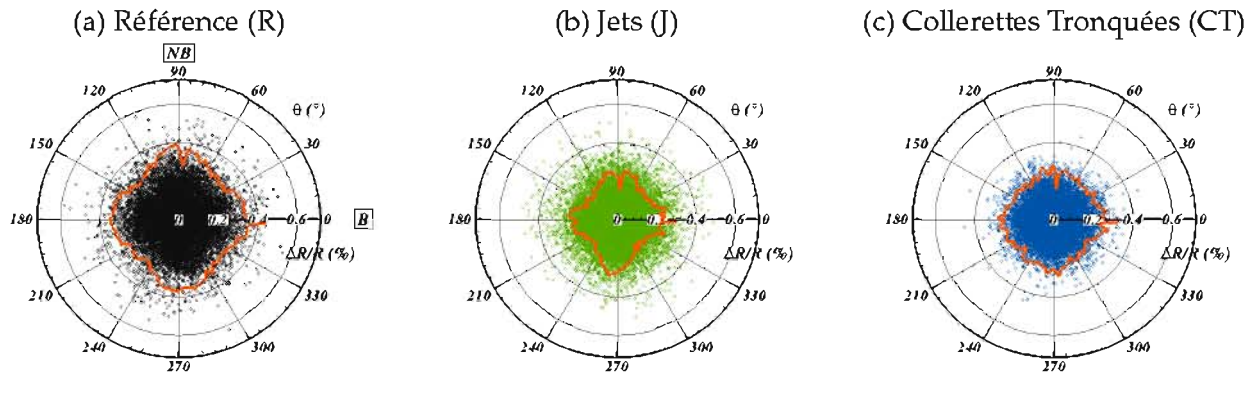


FIG. 5.26 – Distribution des orientations d'ovalisation pour une couronne ($x/D = 1, 18$) soumise au champ de pression fluctuante. (—) Densité d'occurrence de la position angulaire de l'apogée pour chaque angle θ .

TAB. 5.5 – Statistiques des amplitudes du mode d'ovalisation associé au champ de pression fluctuante (en %).

	$\overline{\Delta R_{fluc}^{m=2}(t)/R}$	$\left(\overline{\Delta R_{fluc}^{m=2}(t)/R}\right)^2$
R	0,149	$7,003 \times 10^{-3}$
J	0,142	$6,384 \times 10^{-3}$
CT	0,111	$3,572 \times 10^{-3}$

Ces observations suggèrent que le mode d'ovalisation est contraint par le champ de pression moyenne pour la configuration de référence non contrôlée. L'ovalisation statique semble en effet restreindre à la fois l'orientation et l'amplitude de l'ovalisation totale.

Pour le cas avec collerettes tronquées, les ovalisations statique et dynamique contribuent de manière égale à l'ovalisation totale en valeurs moyennes (71% et 67% respectivement).

Du point de vue des amplitudes moyennes de déformations ($\overline{\Delta R_{fluc}^{m=2}(t)/R}$), les dispositifs de contrôle contribuent à une réduction de 4,70% pour le cas avec jets fluidiques (J) et 25,5% pour le cas avec collerettes tronquées (CT). Les performances des dispositifs de contrôle basées sur le champ de pression fluctuante sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\left(\overline{\Delta R_{fluc}^{m=2}(t)/R}\right)_R^2 - \left(\overline{\Delta R_{fluc}^{m=2}(t)/R}\right)_I^2}{\left(\overline{\Delta R_{fluc}^{m=2}(t)/R}\right)_R^2} = 8,8\% \\ \frac{\left(\overline{\Delta R_{fluc}^{m=2}(t)/R}\right)_R^2 - \left(\overline{\Delta R_{fluc}^{m=2}(t)/R}\right)_{CT}^2}{\left(\overline{\Delta R_{fluc}^{m=2}(t)/R}\right)_R^2} = 48,9\% \end{array} \right. \quad (5.29)$$

Pour le cas de contrôle avec jets fluidiques, les performances sont légèrement supérieures aux performances basées sur le champ de pression instantanée. Ceci suggère que ce système de contrôle agit principalement sur l'ovalisation dynamique.

Par ailleurs, le cas avec collerettes tronquées présente des performances similaires pour la réduction de l'ovalisation dynamique et totale.

5.3.3.2 Contribution modale de l'ovalisation moyenne et fluctuante

Les considérations du paragraphe précédent ont permis de déterminer l'orientation du champ de pression qui génère l'ovalisation la plus importante, pour les champs instantané, moyen, et fluctuant.

Il reste à présent à déterminer la contribution énergétique du mode $m = 2$ parmi les autres modes azimutaux pour définir la contribution des ovalisations instantanée, moyenne et fluctuante.

Contribution des champs de pression moyen et fluctuant : Considérons la couronne isolée précédemment ($x/D = 1,18$), la pression instantanée est décomposée en une composante moyenne $\overline{p(\theta, t)}$, et fluctuante $p'(\theta, t)$:

$$p(\theta, t) = \overline{p(\theta, t)} + p'(\theta, t) \quad (5.30)$$

Le modèle mécanique défini précédemment est linéaire et les déformations $\Delta R/R$ propres aux champs instantané, moyen et fluctuant de pression sont alors données par :

$$\frac{\Delta R(\theta, t)}{R} = \frac{\overline{\Delta R(\theta, t)}}{R} + \frac{\Delta R'(\theta, t)}{R} \quad (5.31)$$

ou en reprenant les notations du paragraphe précédent :

$$\frac{\Delta R_{inst}(\theta, t)}{R} = \frac{\Delta R_{moy}(\theta)}{R} + \frac{\Delta R_{fluc}(\theta, t)}{R} \quad (5.32)$$

On peut définir la contribution des champs moyen et fluctuant, notées respectivement $C_{moy}(\theta, t)$ et $C_{fluc}(\theta, t)$:

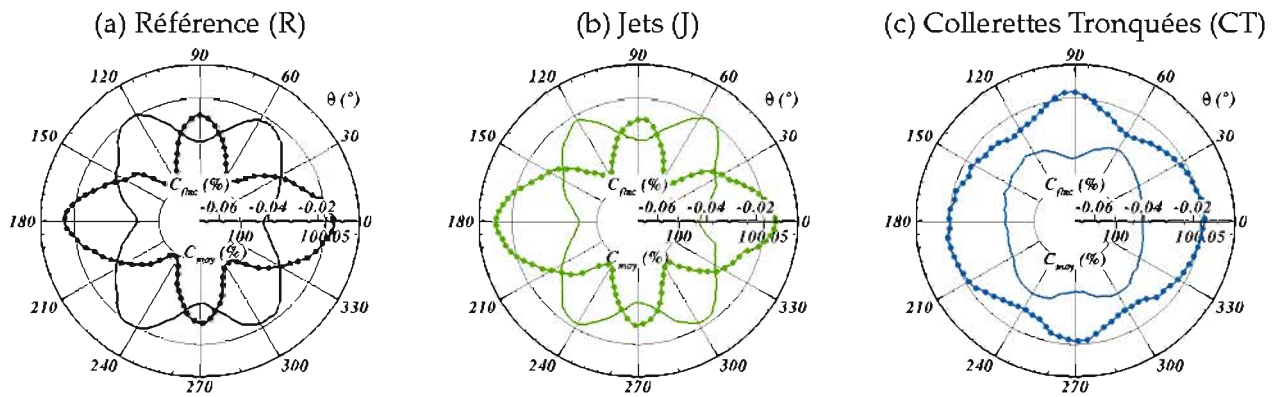
$$C_{moy}(\theta, t) = \frac{\Delta R_{moy}(\theta)/R}{\Delta R_{inst}(\theta, t)/R} ; C_{fluc}(\theta, t) = \frac{\Delta R_{fluc}(\theta, t)/R}{\Delta R_{inst}(\theta, t)/R} \quad (5.33)$$

De sorte que :

$$C_{moy}(\theta, t) + C_{fluc}(\theta, t) = 1 \quad (5.34)$$

La figure 5.27 associée à la couronne en $x/D = 1,17$ présente les contributions moyennes et fluctuantes moyennées en temps ($\overline{C_{moy}(\theta, t)}$ et $\overline{C_{fluc}(\theta, t)}$) pour le cas de référence, et les deux cas de contrôle.

Il s'avère que les niveaux de $\overline{C_{fluc}(\theta, t)}$ (de l'ordre de $1 \times 10^{-2}\%$) sont négligeables devant $\overline{C_{moy}(\theta, t)}$ ($\sim 1 \times 10^2\%$) bien que la couronne soit située à l'extrémité de l'émergence où les amplitudes des fluctuations de pression sont importantes. Indépendamment de ces niveaux de contribution, la figure 5.27 permet de mettre en évidence la distribution azimutale de $\overline{C_{moy}(\theta, t)}$ et $\overline{C_{fluc}(\theta, t)}$. Pour la configuration de référence (cf. figure 5.27 (a)), la contribution fluctuante $\overline{C_{fluc}(\theta, t)}$ est la plus forte en valeur absolue aux angles $\theta = 60^\circ, 120^\circ, 240^\circ$, et 300° ce qui est en accord avec l'organisation quadri-lobes des maxima de $C_{p_{rms}}$ (cf. chapitre 4, section 4.2.2, figure 4.11). Les pics de contribution moyenne $\overline{C_{moy}(\theta, t)}$ encadrent le secteur à fort $\overline{C_{fluc}(\theta, t)}$ avec des maxima à $\theta = 0^\circ, 180^\circ$, et deux pics secondaires à 90° , et 270° . Cette tendance est préservée pour les deux configurations de contrôle, avec des niveaux plus faibles pour $\overline{C_{moy}(\theta, t)}$ et $\overline{C_{fluc}(\theta, t)}$ pour le cas (CT) comme en témoigne les valeurs de $\overline{C_{moy}(\theta, t)}$ et $\overline{C_{fluc}(\theta, t)}$ moyennées en azimut ($\bar{\cdot}^\theta$) qui sont reportées dans le tableau 5.6.

FIG. 5.27 – $(-\bullet-)$ $\overline{C_{moy}}(\theta, t)$, $(-)$ $\overline{C_{fluc}}(\theta, t)$.

TAB. 5.6 – Statistiques des amplitudes d'ovalisation totale, dynamique et statique (en %).

	R	J	CT
$\overline{(C_{moy}(\theta, t))}^\theta$	100,033	100,031	100,020
$\overline{(C_{fluc}(\theta, t))}^\theta$	-0,033	-0,031	-0,020

Contribution modale des ovalisations moyenne et fluctuante : Enfin, dans le même esprit qu'au paragraphe 5.1.1, les champs de pression moyenne et fluctuante de la couronne isolée sont décomposés en modes azimutaux. La moyenne spatiale et temporelle \bar{p} est soustraite au signal de pression moyenne. La contribution énergétique de chaque mode azimutal est alors exprimée avec le rapport E_m/E_{totale} défini précédemment. Par concision, et pour différencier la décomposition azimutale de $\overline{p(\theta, t)}$ et $\overline{p'(\theta, t)}$ on notera ici les rapports $\tau_{moy}^m = E_{m,moy}/E_{totale,moy}$ et $\tau_{fluc}^m(t) = E_{m,fluc}(t)/E_{totale,fluc}(t)$ respectivement. τ_{moy}^m et $\overline{\tau_{fluc}^m(t)}$ sont reportées dans le tableau 5.7 pour différents modes azimutaux.

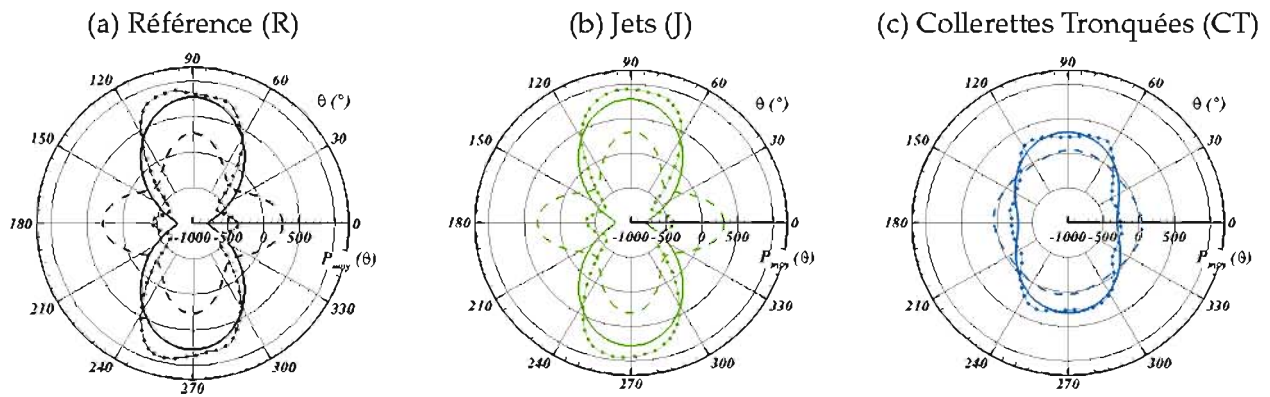
Tout d'abord, la contribution moyenne $\tau_{moy}^{m=2}$ pour le cas (J) est plus faible que le cas de référence (R). Cette diminution est compensée par une contribution plus forte du mode azimutal $m = 4$. Ceci semble montrer que le cas (J) tend à homogénéiser la contribution modale des modes paires, tout en conservant leur hiérarchie du cas de référence. Le cas de contrôle (CT) quant à lui fait nettement ressortir le mode $m = 2$ en particulier, au profit des autres modes. Ainsi, même si ce dispositif a permis de réduire significativement l'amplitude d'ovalisation $\overline{\Delta R_{inst}^{m=2}(t)}/R$ (cf. section 5.3.3.1), il apparaît que la contribution modale du mode d'ovalisation, vis-à-vis des autres modes, est renforcée.

La contribution des modes azimutaux $m = 2$ et $m = 4$ est analysée qualitativement dans la figure 5.28 qui présente la polaire de la pression moyenne $\overline{p(\theta, t)}$ pour la couronne isolée, et $\overline{p^m(\theta, t)}$ pour $m = 2$ et 4. À l'image des valeurs de $\tau_{moy}^{m=2}$ et $\tau_{moy}^{m=4}$ du tableau 5.7, cette figure met en évidence la contribution des modes azimutaux du point de vue de l'organisation spatiale des coefficients de pression C_p à la paroi de l'émergence.

Du point de vue du champ fluctuant, les niveaux de $\overline{\tau_{fluc}^m(t)}$ pour le mode azimutal $m = 1$ (cf. tableau 5.7) dominent pour tous les cas (R,J,CT). De manière générale, les dispositifs de contrôle ne modifient pas l'ordre des contributions modales du champ fluctuant. Seul le cas avec collerettes tronquées (CT) permet de réduire légèrement la contribution $\overline{\tau_{fluc}^m(t)}$.

TAB. 5.7 – Contributions des modes azimutaux $m = 1$ à $m = 10$ pour les champs de pression moyen et fluctuant (en %).

mode	τ_{moy}^m			$\overline{\tau_{fluc}^m(t)}$		
	R	J	CT	R	J	CT
$m = 0$	0,00	0,00	0,00	1,89	1,82	2,23
$m = 1$	0,01	0,04	0,96	15,28	16,15	13,78
$m = 2$	86,47	84,58	91,20	11,03	10,81	9,29
$m = 3$	0,21	0,02	0,02	9,73	9,81	8,01
$m = 4$	10,04	13,21	1,95	8,64	8,89	7,72
$m = 5$	0,11	0,02	0,08	7,71	7,51	6,61
$m = 6$	2,76	1,78	4,48	6,42	6,27	5,97
$m = 7$	0,03	0,03	0,01	5,33	5,35	5,24
$m = 8$	0,31	0,27	1,08	4,47	4,46	4,67
$m = 9$	0,00	0,02	0,01	3,78	3,68	4,11
$m = 10$	0,03	0,01	0,02	3,17	3,15	3,50
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
$m \rightarrow \infty$	0	0	0	0	0	0
TOTAL	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0

FIG. 5.28 – Distribution azimutale de $(-\bullet-\bullet-) \overline{p(\theta, t)}$ pour les trois configurations. $(-) \overline{p^{m=2}(\theta, t)}$ et $(- -) \overline{p^{m=4}(\theta, t)}$.

Les résultats numériques des deux dispositifs de contrôle ont été comparés au cas de référence pour une couronne isolée.

Contrôle par jets : Ce dispositif n'a pas présenté de modifications notables de la topologie instantanée et statistique de l'écoulement.

Il a permis néanmoins une réduction des efforts de *Buffeting* d'environ 10% ce qui est du même ordre que les performances obtenues pour la configuration axisymétrique.

Le mode d'ovalisation totale a été réduit d'environ 7%. L'ovalisation statique reste nettement prépondérante devant l'ovalisation dynamique.

Contrôle avec collerettes tronquées : L'ouverture des collerettes a sensiblement modifié la topologie de l'écoulement avec un recollement solide sur l'émergence dans le plan (B).

Ce moyen de contrôle a engendré une augmentation en valeurs *RMS* des efforts de *Buffeting* d'environ 30% dans le plan (B) et 130% dans le plan (NB).

Le mode d'ovalisation a lui été réduit de moitié. Les ovalisations dynamique et statique contribuent de manière similaire à l'ovalisation totale.

5.4 Synthèse

Le but de ce chapitre était de proposer des dispositifs de contrôle permettant de réduire les effets des modes *Buffeting* et d'ovalisation sur l'émergence du corps central.

Une analyse préliminaire a permis de définir les charges latérales aérodynamiques et de mettre en œuvre un critère pour la recherche du mode d'ovalisation.

Deux systèmes de contrôle ont été étudiés. L'un est issu de la littérature, l'autre consiste en une augmentation locale de la section de passage de l'écoulement dans le plan (B).

Les principaux résultats de ce chapitre sont synthétisés ci-dessous.

Charges latérales Seuls les efforts dus au champ de pression pariétale ont été considérés.

Un modèle mécanique a permis de relier le champ de pression à la paroi aux déformations mécaniques.

Une analyse spectrale des efforts suivant les deux directions transverses à l'écoulement (y et z) a révélé un déséquilibre des sollicitations mécaniques dans la direction azimutale. Il a été montré que ce déséquilibre représentait une des origines de l'ovalisation.

Critère d'ovalisation Trois types d'ovalisation ont été distingués : l'ovalisation statique résultant du champ de pression moyen, l'ovalisation dynamique résultant du champ fluctuant et l'ovalisation totale engendrée par le champ instantané.

Les orientations et les amplitudes de ces trois ovalisations ont pu être analysées à l'aide d'un critère de recherche du mode $m = 2$. Ce critère consiste à déterminer l'angle pour lequel le deuxième mode de la pression décomposée en série de Fourier est maximal.

Pour chacun des champs de pression, la contribution énergétique des différents modes azimutaux a été analysée. Pour la pression moyenne, les modes paires $m \geq 2$ sont les plus importants. Pour le champ fluctuant, le mode $m = 1$ domine et la contribution décroît progressivement pour les modes $m > 1$ quelque soit la configuration.

Contrôle par jets fluidiques Le système de contrôle par jets fluidiques s'est montré polyvalent avec une réduction du mode $m = 1$ et du mode $m = 2$. Il a permis une réduction d'environ 9% du mode de *Buffeting* ce qui correspond à la performance du même dispositif sur le cas monocylindre de la littérature. Il diminue par ailleurs de 6% l'ovalisation totale en valeurs *RMS* en bout d'émergence.

Contrôle par ouverture des collerettes Le dispositif consistant à tronquer une partie des collerettes a engendré une augmentation des efforts latéraux dans les plans (NB) et (B) de 130% et 29% respectivement. Il a en revanche contribué à une réduction de 50% de l'ovalisation totale.

Conclusions

Les travaux qui ont été réalisés se placent dans le contexte du transport spatial et présentent une étude de l'aérodynamique externe pour un lanceur de type Ariane 5. Le but principal était de réduire deux principaux effets instationnaires néfastes, observés en vol, que sont le tremblement (ou « *buffeting* culot »), et l'ovalisation de tuyère. Les objectifs de ces travaux étaient de mettre en évidence la dynamique de l'écoulement au culot du lanceur dans le régime transsonique. La démarche était dans un premier temps de constituer une base de données des variables instantanées de l'écoulement au sein de la zone décollée afin de réaliser une analyse spectrale massive. La conception et l'étude de dispositifs de contrôle appliqués sur un culot de type tri-corps a été envisagée dans un deuxième temps.

Synthèse bibliographique et mise en place des simulations numériques

De nombreuses études ont fait état de la physique des écoulements décollés dans la littérature. En revanche, l'analyse des écoulements pour des configurations tri-corps de type Ariane 5 est très peu documentée.

Physique des écoulements décollés axisymétriques : Dans un premier temps, l'intérêt a été porté sur les études concernant l'écoulement d'arrière-corps axisymétrique. Les résultats de ces études ont été synthétisés selon une approche phénoménologique zonale. De manière générale, ces résultats ont montré que la couche de mélange, qui se forme directement en aval du point de décollement, est le lieu de phénomènes instationnaires associés à deux gammes de fréquence. Les plus hautes fréquences ont été associées à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. La gamme la plus basse est liée au phénomène de battement de la couche cisailée. Cette couche de mélange délimite le bulbe de recirculation qui est caractérisé par des forts courants de retour pouvant atteindre 30% de la vitesse de l'écoulement libre. De plus, une instabilité absolue a été mise en évidence au milieu de la zone décollée. Elle est associée aux modes azimutaux $m = \pm 1$, faisant intervenir deux points diamétralement opposés, et à la fréquence du *shedding* ($St_D = 0,2$). Les études concernant les sillages en aval de corps axisymétriques ont permis de faire l'état des lieux des méthodes utilisées pour mettre en évidence la structure spatiale prépondérante. À ce titre, seules des études réalisées à des nombres de Reynolds inférieurs à 5×10^{-4} sont parvenues à extraire une structure hélicoïdale.

La synthèse bibliographique du contrôle a été concentrée sur les dispositifs permettant de réduire les charges latérales pour l'arrière-corps axisymétrique. Deux types de dispositifs ont été

étudiés dans la littérature. L'un fait usage d'une jupe dentelée ([105]) placée dans le prolongement du corps central et réduit d'environ 2% l'intensité des efforts latéraux en retardant le recollement de la couche de mélange issue du point de décollement. L'autre système est constitué de quatre jets équi-répartis en azimut et situés à la jonction entre le culot et le cylindre émergent ([174]). Ce type de contrôle permet de modifier l'organisation spatiale de la pression fluctuante en diminuant la cohérence du mode antisymétrique $m = 1$ à la paroi. Il s'avère plus efficace avec une réduction de 12% du *buffeting*.

Les études concernant l'écoulement des arrière-corps tri-cylindre de type Ariane 5 sont très peu nombreuses. Parmi celles disponibles, il a été montré que les fréquences des fluctuations d'efforts latéraux de l'arrière-corps étaient proches des fréquences de résonance acoustique d'une cavité pour les modes $m = 1$ et $m = 2$. Cette analogie ne s'est cependant avérée valable que pour des nombres de Mach faibles ($M_\infty \leq 0,3$).

Afin d'appréhender les cas de géométries complexes, des études concernant les écoulements au travers de géométries multi-corps ont été abordées. À ce titre, les études concernant les écoulements au travers de cylindres placés côte à côte ont montré qu'il existe des interactions fortes entre les structures tourbillonnaires dans les sillages. Ces interactions peuvent engendrer une modification de la fréquence caractéristique du sillage. Enfin, l'étude des interactions entre les couches de mélange pour des écoulements confinés de type jet ou diffuseur a mis en évidence que la déviation de jet dépend des efforts dans la direction transverse à l'écoulement.

Les cas de contrôle pour les écoulements d'arrière-corps multi-corps massivement décollés sont quasiment inexistantes. Seule une étude expérimentale a été menée pour des dispositifs passifs de contrôle qui modifient localement la géométrie d'un arrière-corps tri-corps. Le système le plus performant présentait une réduction des efforts latéraux de l'ordre de 26%.

Approche numérique : Une approche de type *Zonal Detached Eddy Simulation* (ZDES) implémentée dans le code FLU3M de l'ONERA a été retenue pour l'ensemble des simulations numériques. Cette méthode hybride RANS/LES zonale permet la résolution élevée dans les zones de recirculation d'une large gamme d'échelles de la turbulence tout en préservant les grandeurs intégrales caractéristiques des couches limites attachées. Le maillage pour l'arrière-corps axisymétrique était constitué de 12×10^6 de points et 33×10^6 pour le cas tri-corps.

Acquisition massive de données instationnaires : Les simulations numériques des cas axisymétriques et tri-corps non-contrôlés ont fait l'objet d'acquisitions massives des variables de l'écoulement afin de constituer une base de données numériques pour les post-traitements. Cette acquisition a été réalisée dans la zone décollée avec $4,5 \times 10^6$ et $6,5 \times 10^6$ points pour les cas mono et tri-corps respectivement. Le temps d'acquisition était de 200×10^{-3} s soit environ 90 périodes du phénomène de lâcher tourbillonnaire. La fréquence d'échantillonnage était de 100 kHz. Le stockage des données numériques a nécessité environ 2 et 3 To pour les deux cas de calcul non-contrôlés. Ainsi, les post-traitements ont été réalisés sur un total de 5 Téra-octets en mémoire. Cette quantité de mémoire correspondait à la quantité maximale affectée exceptionnellement à un utilisateur unique dans la période 2010-2012 de la présente étude.

Les simulations numériques ont tenu compte des rapports d'échelles géométriques ($L/D = 1,2$; $\delta/D = 0,2$) et des conditions d'un lanceur de type Ariane 5 en régime transsonique ($M_\infty = 0,7$; $Re_D = 1,2 \times 10^6$). Les principaux résultats du mémoire se déclinent en trois parties exposées ci-dessous.

Analyse spectrale et modale de la dynamique d'arrière-corps axisymétrique

L'analyse spectrale massive du champ tri-dimensionnel de pression fluctuante pour l'arrière-corps axisymétrique a permis de dresser la cartographie du contenu spectral dans la zone décollée. Il a été nécessaire d'adapter les méthodes de post-traitement en un point pour l'ensemble des capteurs numériques.

Analyse spectrale : Les post-traitements ont tout d'abord consisté à calculer la Densité Spectrale de Puissance (DSP) au moyen d'une Transformée de Fourier Discrète (TFD) sur le champ fluctuant. Les fluctuations de pression les plus intenses ont été localisées autour de la seconde moitié du cylindre émergent, avec plus de 60% du maximum de Densité Spectrale de Puissance, et dans la couche de mélange, proche du point de décollement. Il a été montré que la zone d'instabilité absolue est dominée par $St_D = 0,2$ et ce, de la paroi jusque dans le champ lointain. Il a été suggéré que la dynamique de la couche de mélange issue du point de décollement est amenée à interagir avec la zone d'instabilité absolue sur l'intervalle $0,35 \leq x/D \leq 0,75$. L'analyse spectrale en deux points dans l'intégralité du volume d'acquisition a mis en lumière que les perturbations à $St_D = 0,2$ sont associées au mode azimutal $m = 1$ avec des niveaux de corrélation de l'ordre de 80% au sein de l'écoulement libre (au-dessus de la zone décollée). Il a également été montré que les niveaux de cohérence pour le mode $m = 2$ sont négligeables pour cette géométrie et pour toute la gamme de fréquence résolue.

Analyse modale du champ de pression fluctuante : L'organisation spatiale propre aux différentes fréquences des fluctuations de pression les plus énergétiques a été mise en évidence au moyen de la décomposition en modes de Fourier. Notamment, la représentation du champ de phase pour le mode associé à la fréquence du lâcher tourbillonnaire a permis de visualiser une double hélice. Ce résultat a été confronté aux résultats de la littérature et met ainsi en évidence que la structure hélicoïdale, auparavant identifiée à bas nombre de Reynolds, persiste pour un écoulement fortement turbulent.

Parallèlement à l'analyse de Fourier, la récente décomposition en modes dynamiques a également été mise en œuvre pour le traitement de la base de données volumiques. En accord avec la littérature, il a été observé que la DMD était capable d'extraire des structures caractéristiques de l'écoulement similaires à la TFD avec une résolution temporelle deux fois plus faible. Cependant, dans le cadre de la présente étude, il s'est avéré que les ressources nécessaires à la fois en mémoire (prise en compte de plusieurs variables de l'écoulement contre une seule pour Fourier) et en CPU (temps de calcul 4 fois plus longs pour la DMD) font de la DMD une approche délicate à mettre en place et nettement plus coûteuse qu'une approche de type TFD. Contrairement à l'approche de Fourier qui projette le champ fluctuant en chaque point du maillage, de l'espace temporel vers l'espace fréquentiel, la DMD tri-dimensionnelle ne fournit qu'un unique spectre pour l'ensemble du volume d'étude. Il a été montré que le contenu spectral évoluait à la fois en fonction des résolutions spatiales et temporelles du signal d'entrée, et également en fonction de la région de l'écoulement sélectionnée. De plus, il s'est avéré que le spectre DMD du volume d'acquisition total correspond à la somme des spectres associés aux sous-volumes (i.e. somme des spectres associés aux deux moitiés du volume d'acquisition). Une utilisation « locale » de la DMD au sein de la zone de recirculation implique une connaissance a priori du contenu fréquentiel afin d'extraire les modes dynamiques pertinents. Enfin, il a été montré qu'il existe un nombre optimal de clichés de l'écoulement afin d'assurer une bonne prévision du contenu fréquentiel.

Analyse physique d'un arrière-corps avec cylindres latéraux

La synthèse bibliographique et l'analyse spectrale du chapitre précédent ont mis en lumière la nécessité de concevoir une géométrie de culot du lanceur Ariane 5 faisant apparaître à la fois le mode de *buffeting* ($m = 1$) et le mode d'ovalisation de tuyère ($m = 2$).

Au vu des études expérimentales et numériques existantes, une géométrie, sans jet propulsif, constituée d'un corps central et de deux cylindres latéraux similaires aux *boosters* d'Ariane 5 a été proposée. Cette géométrie est caractérisée par deux plans de symétrie notés (B) (plan passant par les *boosters*) et (NB) (plan orthogonal au plan (B)). Un plan (P45) placé à 45° de (B) a également été défini. Les deux configurations ont été désignées respectivement configuration mono-cylindre (ou mono-corps) et tri-cylindre (ou tri-corps) pour les différencier.

Effet des boosters sur les champs instantanés et statistiques : Les champs instantanés et statistiques entre les configurations mono et tri-cylindre ont été comparés. Il a été mis en évidence une grande diversité de structures cohérentes pour les deux configurations. Un des principaux effets observés de la présence des cylindres latéraux sur la dynamique de la zone décollée est l'apparition d'une couche de mélange au niveau des collerettes des *boosters*.

La configuration tri-corps a montré que les champs moyens de vitesse et de pression sont organisés suivant les plans (B) et (NB) contrairement à une organisation axisymétrique pour le cas mono-cylindre. Une des différences les plus notables entre les champs moyens de vitesses au culot des deux configurations était l'apparition d'une composante azimutale U_θ non nulle dans la zone décollée du cas tri-corps. Dans cette zone, le champ de U_θ était tel qu'il induisait une circulation de fluide suivant la direction longitudinale de l'écoulement dans les quatre quadrants entre les plans (B) et (NB). Cette tri-dimensionnalisation de l'écoulement moyen est également apparue en amont du point de décollement, au niveau du « nez » des *boosters*.

La géométrie tri-cylindre a présenté un recollement solide sur les *boosters* dans le plan (B). Il a été montré que le gradient de pression dans la direction transverse à l'écoulement était en effet favorable à une déviation de l'écoulement amont vers les *boosters*. Le recollement solide se faisait sur le cylindre émergent du corps central dans les autres plans. Dans le plan (NB) la longueur moyenne de recollement L_r était réduite de 25% environ par rapport au cas mono-cylindre. Du point de vue de la pression pariétale sur le cylindre émergent, les contours de C_p présentaient une organisation de type bi-lobé avec des maxima dans le plan (NB). Les coefficients de pression RMS montraient quant à eux une distribution de type quadri-lobé avec un niveau maximal 50% plus haut que le culot mono-corps, signe de fluctuations de pression plus intenses en proche paroi.

Effet des boosters sur le champ fluctuant : L'analyse des signaux temporels de pression fluctuante dans la direction azimutale proche du point de décollement a montré que les secteurs angulaires entre les plans (NB) et (B) de la géométrie tri-cylindre présentaient des niveaux de fluctuations intenses.

Au voisinage du plan (NB), il a été montré que l'évolution longitudinale des fréquences de Kelvin-Helmholtz dans la couche de mélange était similaire à celle d'une couche cisailée plane libre. Dans le plan (B), la dynamique de la couche de mélange était organisée autour d'une fréquence adimensionnée principale $St_D \simeq 9$ et de ses harmoniques. Une analyse spectrale dans la direction azimutale a permis de mettre en lumière que la discontinuité entre les deux précédentes dynamiques de couches cisillées se produisait dans les secteurs angulaires correspondant aux diamètres apparents des *boosters* latéraux. À une position x/D donnée sur l'axe de symétrie du corps central, le diamètre apparent correspond à l'angle sous lequel est vu un des *boosters* faisant face à l'émergence.

Comme pour le cas mono-cylindre, une analyse spectrale de l'ensemble des signaux de pression fluctuante a été mise en place afin de traiter le champ fluctuant de la zone décollée dans son

intégralité. Ainsi les fluctuations les plus énergétiques ont pu être localisées dans les quadrants azimutaux, et dans deux zones diamétralement opposées autour du plan (B). Trois gammes principales de fréquence associées à ces fluctuations énergétiques ont été relevées. Elles correspondaient au phénomène de battement de la couche de mélange, aux instabilités de Kelvin-Helmholtz, et au lâcher tourbillonnaire.

L'analyse des spectres de cohérence et de phase pour des paires de capteurs (à x/D et r/D constants) situées au sein de la zone de recirculation, a révélé un pic de la fonction de cohérence à $St_D = 0,2$. Ce pic est associé à une opposition de phase ($\phi = -180^\circ$) pour deux points diamétralement opposés dans le plan (NB) ce qui est caractéristique du mode antisymétrique $m = 1$ et similaire aux résultats de la littérature pour le cas mono-cylindre. Les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie de l'interspectre ne sont pas valables pour le cas tri-cylindre contrairement à son homologue mono-cylindre. Il a ainsi été montré que le spectre de phase et de cohérence dépendait de la position azimutale du capteur de référence et de l'écartement relatif $\Delta\theta$ entre les points de mesure. Notamment deux signaux issus de deux points diamétralement opposés dans le plan (B) se sont avérés en phase ($\phi = 0^\circ$) à $St_D = 0,2$ et avec des niveaux de cohérence plus faibles ($\gamma^2 \simeq 0,3$). Il a ainsi été suggéré que la présence des *boosters* tend à confiner l'antisymétrie du mode $m = 1$ au voisinage du plan (NB).

L'étude des spectres de cohérence et de phase pour deux points diamétralement opposés dans le plan (P45) à $x/D = 0,5$ a révélé l'apparition d'un pic énergétique pour $St_D = 0,36$ associé à une phase ϕ de l'ordre de 0° . Du fait du taux de cohérence notable entre ces deux points ($\gamma^2 \simeq 0,3$), il a été supposé qu'il existe une dynamique propre au voisinage du plan (P45) situé à l'interface entre les dynamiques dans les plans (NB) et (B). Ce résultat concordait par ailleurs avec l'organisation par quadrants du champ de Densité Spectrale de Puissance. Du fait que les signaux de pression fluctuante dans le plan (P45) étaient en phase, il a également été supposé qu'ils constituaient une source d'excitation du mode d'ovalisation.

Contrôle de l'arrière-corps avec cylindres latéraux

Suite à l'analyse de l'effet des *boosters* sur la dynamique de culot axisymétrique, l'étude de leur effet sur les charges latérales a été menée. Dans un premier temps, les charges latérales instationnaires ont été définies. L'utilisation d'un modèle mécanique simplifié a permis de relier le champ de pression pariétale de chaque couronne du cylindre émergent aux déformations de la structure. Enfin, des dispositifs de contrôle ont été proposés en vue de réduire les modes $m = 1$ et $m = 2$.

Analyse des charges latérales instationnaires : La simulation numérique a fourni les signaux des efforts intégrés sur la surface du cylindre émergent, projetés suivant les directions y et z . Il a été montré que les contenus spectraux de $f_y(t)$ et $f_z(t)$ diffèrent entre les plans (NB) et (B) contrairement à un contenu spectral homogène en θ pour l'arrière-corps axisymétrique. Ainsi, le signal des efforts dans le plan (NB) ($f_z(t)$) présente un pic énergétique à la fréquence du lâcher tourbillonnaire, comme pour le cas mono-cylindre. En revanche, le spectre du signal $f_y(t)$ est caractérisé par un pic large bande à une fréquence de l'ordre du battement de la couche de mélange ($St_D \simeq 0,07$). Il s'est donc avéré que la source d'excitation aérodynamique agissant sur la structure varie dans la direction azimutale. En isolant une section de l'émergence, soumise à des sollicitations sinusoïdales suivant y et z (avec des pulsations ω_y et ω_z différentes), il a été montré que cette différence de fréquence d'excitation dans le plan normal à l'écoulement conduisait naturellement à l'apparition du mode d'ovalisation $m = 2$.

Caractérisation de l'ovalisation : Dès lors, un critère permettant de mettre en évidence l'effet du mode $m = 2$ sur chaque couronne à la paroi de la géométrie, sollicitée par les champs instantané, moyen ou fluctuant de pression, a été établi. Ce critère est basé sur l'hypothèse que

la couronne « ovalisée » à chaque instant contient une ellipse. La caractérisation du mode d'ovalisation consiste alors à rechercher la position $\theta_{m=2}$ de l'apogée de cette ellipse dans le repère cylindrique, ainsi que son amplitude relative $\Delta R_{m=2}/R$. Il a été introduit les notions d'ovalisation totale, statique et dynamique correspondant respectivement aux champs de pression instantanée, moyenne et fluctuante.

Pour le champ instantané de la configuration tri-corps non-contrôlée et à l'extrémité de l'émergence ($x/D = 1,18$), il s'est avéré que l'apogée de l'ellipse est principalement située au voisinage du plan (B) avec une amplitude relative moyenne $\overline{\Delta R_{m=2}(t)}/R \simeq 0,28\%$ et un maximum $\max[\Delta R_{m=2}(t)/R] = 0,68\%$.

L'analyse spectrale du signal $\theta_{m=2}(t)$ associé au champ de pression instantanée a révélé un spectre large bande centré sur $St_D = 0,6$ suggérant que le basculement de l'orientation de l'ellipse est dû à une large gamme de perturbations. Il en est de même pour le spectre de l'amplitude relative $\Delta R_{m=2}(t)/R$.

Au vu des analyses spectrales précédentes, deux dispositifs ont été sélectionnés et simulés. Le premier, issu de la littérature sur l'arrière-corps axisymétrique, est constitué de quatre jets équirépartis en azimut. Ces jets ont été disposés à la jonction culot/émergence. L'injection a été fixée par le coefficient de quantité de mouvement C_μ de l'ordre de 0,1 % et se fait suivant la direction longitudinale de l'écoulement. Le second dispositif consiste à modifier la géométrie des *boosters* en tronquant une portion des collerettes dans le voisinage du plan (B). Cette ouverture permet d'augmenter la section de passage de l'écoulement dans ce plan avec un débit environ 20 fois supérieur à celui des quatre jets continus.

Une simulation numérique ZDES a été réalisée pour ces deux dispositifs. Leurs effets sur les champs instantané, moyen et fluctuant ont été observés et leur efficacité du point de vue de la réduction des modes de *buffeting* et d'ovalisation a été évaluée.

Contrôle avec jets : Hormis la génération de couches de mélanges au niveau des jets, ce système de contrôle n'a pas présenté de modifications notables des champs moyens de vitesse (U et U_θ) et de pression (C_p et $C_{p,rms}$). Du point de vue du champ de pression fluctuante, il a été montré que les fluctuations énergétiques de pression pariétale autour du plan (NB) pour $0,3 \leq x/D \leq 0,7$, étaient négligeables à $St_D = 0,2$ mais plus intenses à $St_D \geq 4,0$.

L'analyse spectrale des efforts instationnaires a montré une réduction significative des niveaux énergétiques basses fréquences dans le plan (B), malgré la persistance d'un pic associé au lâcher tourbillonnaire dans le plan (NB). Il s'est avéré que la réduction en valeurs RMS des efforts latéraux adimensionnés est équivalente aux performances mesurées dans la littérature pour l'arrière-corps axisymétrique. Du point de vue du mode d'ovalisation, l'utilisation des jets continus a conduit à une réduction des amplitudes de l'ovalisation totale d'environ 7% en valeurs moyennes.

Il apparaît donc que le dispositif avec jets continus est polyvalent, puisqu'il réduit les amplitudes moyennes à la fois des modes de *buffeting* et d'ovalisation de l'ordre de 10%. Les résultats de ce dispositif sont d'autant plus remarquables que les performances sur sa configuration d'origine sont maintenues sur une géométrie sensiblement différente.

Contrôle par ouverture des collerettes : Le cas de contrôle avec ouverture locale des collerettes des *boosters* a montré des différences significatives avec la configuration non-contrôlée.

Tout d'abord, dans le plan (B), il n'est apparue qu'une seule couche de mélange issue du point de décollement sur le corps central. Il a été observé que cette couche cisailée impacte l'émergence du corps central comme dans le plan (NB). Les longueurs de recollement moyennes L_r dans les plans (NB) et (B) sont similaires, ce qui a suggéré que ce cas de contrôle tend à renforcer le caractère axisymétrique de la dynamique de la zone décollée. Ce point a été confirmé par une organisation

quasiment axisymétrique des coefficients de pression C_p à la peau, bien que l'organisation quadri-lobe des $C_{p_{rms}}$ persiste.

En ce qui concerne la distribution des efforts instationnaires, il a été observé que les charges latérales du cas avec collerettes tronquées prennent des valeurs plus conséquentes que le cas non-contrôlé. Cette amplification représente respectivement environ 30% et 130% en valeurs RMS des efforts latéraux adimensionnés dans les plans (B) et (NB) respectivement. Paradoxalement, les amplitudes moyennes de l'ovalisation totale sont réduites de moitié par rapport au cas de référence et la distribution de l'apogée de l'ellipse $\theta_{m=2}(t)$ était plus homogène en azimut.

Ainsi, malgré une augmentation significative de l'intensité des efforts latéraux, l'ouverture partielle des collerettes au voisinage du plan (B) permet une réduction drastique du mode d'ovalisation.

Perspectives

Dans la continuité des travaux qui ont été présentés ici, plusieurs perspectives peuvent être envisagées. Quelques unes sont proposées, et brièvement exposées ici. Elles concernent des possibilités quant à des analyses spectrales supplémentaires, d'autres dispositifs de contrôle envisageables, et l'utilisation d'une géométrie de lanceur plus complexe.

Analyses spectrales : La tendance actuelle du point de vue de la simulation numérique des écoulements est à l'augmentation du nombre de points dans les maillages pour s'orienter vers une résolution directe des échelles de la turbulence. Cependant, dans [42] l'attention est attirée sur le fait que cette tendance conduit de manière conséquente à une recrudescence des besoins en mémoire vive, stockage et CPU pour le post-traitement des données instationnaires. À ce titre, il est rappelé ([42]) que les différences significatives des paramètres d'acquisition de signaux instantanés entre les essais expérimentaux et les simulations numériques doivent être pris en compte afin d'améliorer les validations des résultats numériques. Dans le cas présent, il pourrait ainsi être envisagé, pour un même maillage, de considérer des temps d'acquisition plus long.

Par ailleurs, les analyses spectrales qui ont été présentées reposent sur l'étude des signaux de pression fluctuante. Une étude similaire sur le champ de vitesse fluctuante pourrait être menée. De manière subsidiaire, l'étude des corrélations pression-vitesse pourrait apporter une meilleure compréhension de la dynamique dans la zone massivement décollée.

Autres dispositifs de contrôle envisageables et modifications de géométries : Du point de vue du contrôle, la géométrie d'arrière-corps de type Ariane 5 a fait l'objet de contrôles passifs et actifs. L'utilisation d'une jupe dentelée et de jets continus sur la configuration mono-corps, ainsi qu'une ouverture partielle des collerettes pour le cas tri-corps ont été testés. Deux perspectives possibles sont ici proposées .

Tout d'abord, dans le même esprit que l'étude expérimentale de Geurts [59], une optimisation de forme des obstacles géométriques (e.g. bielles dans ([59]) ou collerettes pour l'étude présente) pourrait constituer une amélioration en matière de réduction des efforts instationnaires.

D'un autre côté, et comme suggéré dans [173], le contrôle en amont du point de décollement peut être envisageable. L'utilisation d'obstacles tels que les *Vortex Generator* sur le corps central en amont du décollement et au voisinage du plan (B) pourrait permettre de favoriser le mélange des écoulements décollés du corps central et des *boosters*.

Enfin, il est apparu que la source principale du mode d'ovalisation résidait dans la présence des *boosters*. Au vu de la littérature concernant l'interaction des couches de mélange, il pourrait être envisagé d'analyser l'effet de l'écartement des *boosters* sur la dynamique de la zone décollée pour la géométrie tri-corps qui a été présentée ici. Par analogie avec les études de la littérature sur

l'écoulement au travers de cylindres côte-à-côte, des valeurs d'écartement critiques faisant apparaître des modifications de la dynamique en aval pourraient ainsi être identifiées.

Utilisation d'une géométrie plus complexe : Au cours de cette étude, il est apparu que l'ajout d'un élément géométrique du lanceur peut jouer un rôle primordial dans la dynamique de l'écoulement de culot. En ce sens, l'ajout des *boosters* en a été un premier exemple. La prise en compte des collerettes sur les cylindres latéraux s'est avéré également un point majeur. Dès lors, il est légitime de se demander si les obstacles du lanceur réel (bielles, réservoir d'hélium, etc.) peuvent également modifier de manière significative l'écoulement d'arrière-corps.

Annexes

Dynamic Mode Decomposition : Applications sur des matrices clichés simples

A.1 DMD avec décomposition QR	188
A.2 DMD avec décomposition aux valeurs singulières SVD	191
A.3 DMD et reconstruction temporelle d'un ou plusieurs modes	196

Introduction : La méthode DMD (*Dynamic Mode Decomposition*) utilisée dans le chapitre 3, sections 3.3.2 à 3.3.4 a fait l'objet d'une étude sur des signaux d'entrée canoniques. Cette annexe présente une application de la DMD sur une matrice « clichés » simple notée \mathbf{V}_1^N ([146]) composée des champs instantanés de l'écoulement numérotés de 1 à N . Ces champs instantanés sont rangés par colonnes dans \mathbf{V}_1^N de telle sorte que le champ instantané associé au premier instant correspond à la première colonne. Le champ instantané associé à l'instant N correspond à la colonne N . Soit \mathbf{V}_1^N la matrice ($m \times N$) suivante :

$$\mathbf{V}_1^N = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Avec $m = 2$ et $N = 4$.

L'hypothèse fondamentale de la DMD est que le « cliché » N est une combinaison linéaire des $N - 1$ premiers. Selon la littérature, il est d'usage de considérer deux matrices « clichés » notées \mathbf{V}_1^{N-1} ($m \times (N - 1)$) et \mathbf{V}_2^N ($m \times (N - 1)$). Elles contiennent respectivement l'information du champ instantané sur les trois premiers et trois derniers instants :

$$\mathbf{V}_1^{N-1} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} ; \mathbf{V}_2^N = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Le but est alors de déterminer la matrice \mathbf{C} qui contient les coefficients de la combinaison linéaire, et qui permet de passer de \mathbf{V}_1^{N-1} à \mathbf{V}_2^N ($\mathbf{V}_2^N = \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{C}$). La DMD repose sur l'analyse

spectrale de cette matrice. Dans chaque section sont exposés les résultats issus des méthodes de décomposition de \mathbf{V}_1^{N-1} proposées par Rowley [137] (DMD avec décomposition QR) et Schmid [146] (DMD avec décomposition SVD) afin d'apprécier les différences inhérentes à chacune de ces approches.

A.1 DMD avec décomposition QR

L'intérêt est porté sur la matrice \mathbf{V}_1^{N-1} . La décomposition QR consiste à exprimer \mathbf{V}_1^{N-1} sous la forme :

$$\mathbf{V}_1^{N-1} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{R} \quad (\text{A.3})$$

Où \mathbf{Q} est une matrice ($m \times m$) orthogonale, et \mathbf{R} ($m \times (N-1)$) triangulaire supérieure.

1. **Calcul de la matrice \mathbf{Q}** : La méthode de Gram-Schmidt¹ est appliquée pour le calcul des matrices \mathbf{Q} et \mathbf{R} . Soient $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ les vecteurs colonnes constituant \mathbf{V}_1^{N-1} :

$$\mathbf{a}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} ; \mathbf{a}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} ; \mathbf{a}_3 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

On cherche \mathbf{e}_1 et \mathbf{e}_2 les vecteurs colonnes de \mathbf{Q} tels que \mathbf{Q} soit orthogonale (i.e. $\mathbf{Q}^T \mathbf{Q} = Id$, avec \mathbf{Q}^T la matrice transposée de \mathbf{Q}). Pour cela, on construit une base orthonormée à partir de $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$:

$$\begin{cases} \mathbf{u}_1 = \mathbf{a}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ \mathbf{e}_1 = \frac{\mathbf{u}_1}{\|\mathbf{u}_1\|} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{cases} \mathbf{u}_2 = \mathbf{a}_2 - \Pi_{\mathbf{e}_1} \mathbf{a}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{\langle \mathbf{e}_1, \mathbf{a}_2 \rangle}{\langle \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_1 \rangle} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{(\mathbf{e}_1)^T \mathbf{a}_2}{(\mathbf{e}_1)^T \mathbf{e}_1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \mathbf{e}_2 = \frac{\mathbf{u}_2}{\|\mathbf{u}_2\|} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Où $\Pi_{\mathbf{e}_1}$ est l'opérateur de projection orthogonale sur \mathbf{e}_1 , avec $\langle \cdot, \cdot \rangle$ le produit scalaire tel que $\langle \mathbf{e}_1, \mathbf{a}_2 \rangle = (\mathbf{e}_1)^T \mathbf{a}_2$. Ainsi :

$$\mathbf{e}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} ; \mathbf{e}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

Et on obtient ainsi \mathbf{Q} sous la forme :

¹Il existe d'autres méthodes pour le calcul de la matrice \mathbf{Q} telles que la méthode de Householder.

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

2. **Calcul de la matrice R** : Dans la méthode de Gram-Schmidt, le calcul de R se fait de la manière suivante :

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \langle \mathbf{e}_1, \mathbf{a}_1 \rangle & \langle \mathbf{e}_1, \mathbf{a}_2 \rangle & \langle \mathbf{e}_1, \mathbf{a}_3 \rangle \\ 0 & \langle \mathbf{e}_2, \mathbf{a}_2 \rangle & \langle \mathbf{e}_2, \mathbf{a}_3 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\mathbf{e}_1)^T \mathbf{a}_1 & (\mathbf{e}_1)^T \mathbf{a}_2 & (\mathbf{e}_1)^T \mathbf{a}_3 \\ 0 & (\mathbf{e}_2)^T \mathbf{a}_2 & (\mathbf{e}_2)^T \mathbf{a}_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

D'où :

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

3. **Calcul de la matrice de Frobenius C** : Rowley [137] et Schmid [146] définissent la matrice de Frobenius (ou matrice compagnon) notée C (ou matrice compagnon) comme :

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & b_0 \\ 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & b_1 \\ 0 & 1 & 0 & \dots & 0 & b_2 \\ \cdot & & & & & \cdot \\ \cdot & & & & & \cdot \\ \cdot & & & \ddots & & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & b_{N-1} \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

Où la dernière colonne de C est donnée par $\mathbf{b} = \mathbf{R}^{-1} \mathbf{Q}^H \mathbf{v}_N$ (\mathbf{v}_N étant la dernière colonne de la matrice cliqué \mathbf{V}_1^{N-1}). Pour le cas présent, $\mathbf{v}_N = \mathbf{a}_4$.

\mathbf{Q}^H est la matrice conjuguée de la transposée de \mathbf{Q} . Ici, \mathbf{Q} étant à coefficients réels, $\mathbf{Q}^H = \mathbf{Q}^T$. D'autre part, \mathbf{R} étant rectangulaire, la matrice pseudo-inverse notée \mathbf{R}^+ et vérifiant $\mathbf{R}\mathbf{R}^+ = \mathbf{Id}$ a été calculée avec le logiciel MATLAB via la méthode de Moore-Penrose (fonction *pinv()*) :

$$\mathbf{R}^+ = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{-1}{3} \\ \frac{-1}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{1}{3} \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Ainsi :

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{-1}{3} \\ \frac{-1}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{1}{3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{3} \\ \frac{2}{3} \\ \frac{1}{3} \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

D'où :

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{-1}{3} \\ 1 & 0 & \frac{2}{3} \\ 0 & 1 & \frac{1}{3} \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

4. **Calcul des valeurs propres et vecteurs propres de la matrice de Frobenius C** : Le problème aux valeurs propres vérifie l'équation suivante :

$$|\mathbf{C} - \lambda \mathbf{Id}| = \det \begin{pmatrix} -\lambda & 0 & \frac{-1}{3} \\ 1 & -\lambda & \frac{2}{3} \\ 0 & 1 & \frac{1}{3} - \lambda \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A.15})$$

Qui s'écrit sous forme d'un polynôme de degré 3 :

$$\lambda \left(\lambda \left(\frac{1}{3} - \lambda \right) + \frac{2}{3} \right) - \frac{1}{3} = 0$$

$$\Leftrightarrow -\lambda^3 + \frac{1}{3}\lambda^2 + \frac{2}{3}\lambda - \frac{1}{3} = 0 \quad (\text{A.16})$$

Dont les solutions sont (avec $i^2 = -1$) :

$$\lambda_1 = -0,8712 ; \lambda_2 = 0,6022 + 0,1412 \cdot i ; \lambda_3 = 0,6022 - 0,1412 \cdot i \quad (\text{A.17})$$

Par ailleurs on détermine les vecteurs propres associés avec les équations suivantes :

$$\mathbf{C} \cdot \mathbf{x}_i = \lambda_i \cdot \mathbf{x}_i \quad (\text{A.18})$$

$$\mathbf{x}_1 = \begin{pmatrix} 0,2374 \\ -0,7474 \\ 0,6205 \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_2 = \begin{pmatrix} 0,4462 - 0,1045 \cdot i \\ -0,2287 - 0,1200 \cdot i \\ -0,8505 \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_3 = \begin{pmatrix} 0,4462 + 0,1045 \cdot i \\ -0,2287 + 0,1200 \cdot i \\ -0,8505 \end{pmatrix} \quad (\text{A.19})$$

5. **Calcul des modes dynamiques Φ_j** : Dans le cas du calcul de la matrice de Frobenius par la décomposition QR, les modes de Koopman approchés sont définis par :

$$\Phi_j = \mathbf{V}_1^{N-1} \mathbf{x}_j \quad (\text{A.20})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0,2374 \\ -0,7474 \\ 0,6205 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -0,1269 \\ 0,8579 \end{pmatrix} \\ \Phi_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0,4462 - 0,1045 \cdot i \\ -0,2287 - 0,1200 \cdot i \\ -0,8505 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1,0792 - 0,12 \cdot i \\ -0,4043 - 0,1045 \cdot i \end{pmatrix} \\ \Phi_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0,4462 + 0,1045 \cdot i \\ -0,2287 + 0,1200 \cdot i \\ -0,8505 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1,0792 + 0,12 \cdot i \\ -0,4043 + 0,1045 \cdot i \end{pmatrix} \end{array} \right. \quad (\text{A.21})$$

A.2 DMD avec décomposition aux valeurs singulières SVD

La décomposition en valeurs singulières de type SVD consiste à exprimer \mathbf{V}_1^{N-1} sous la forme :

$$\mathbf{V}_1^{N-1} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \mathbf{U} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{V}^* \quad (\text{A.22})$$

Où \mathbf{U} est une matrice ($m \times m$) unitaire (i.e. la norme de ses vecteurs colonnes est égale à 1), \mathbf{S} ($m \times (N-1)$) contient les valeurs singulières de \mathbf{V}_1^{N-1} et \mathbf{V}^* de dimension $((N-1) \times (N-1))$ matrice adjointe de \mathbf{V} unitaire également.

En pratique, décomposer une matrice par la méthode SVD implique de calculer les valeurs propres et vecteurs propres de $(\mathbf{V}_1^{N-1})^T \cdot \mathbf{V}_1^{N-1}$ et $\mathbf{V}_1^{N-1} \cdot (\mathbf{V}_1^{N-1})^T$. Les vecteurs propres de $(\mathbf{V}_1^{N-1})^T \cdot \mathbf{V}_1^{N-1}$ sont alors les vecteurs colonnes de \mathbf{V} . Les vecteurs propres de $\mathbf{V}_1^{N-1} \cdot (\mathbf{V}_1^{N-1})^T$ sont les vecteurs colonnes de \mathbf{U} . Enfin, la racine carrée des valeurs propres de $(\mathbf{V}_1^{N-1})^T \cdot \mathbf{V}_1^{N-1}$ ou $\mathbf{V}_1^{N-1} \cdot (\mathbf{V}_1^{N-1})^T$ sont les valeurs singulières dans \mathbf{S} .

1. Calcul de $\mathbf{V}_1^{N-1} \cdot (\mathbf{V}_1^{N-1})^T$:

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.23})$$

2. Recherche des valeurs propres de $\mathbf{V}_1^{N-1} \cdot (\mathbf{V}_1^{N-1})^T$:

$$\det \left\{ \begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{pmatrix} - \lambda \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right\} = 0 \quad (\text{A.24})$$

$$(2 - \lambda)^2 - 1 = 0$$

$$\Leftrightarrow \lambda^2 - 4\lambda + 3 = 0 \quad (\text{A.25})$$

Dont les solutions sont :

$$\lambda_1 = 1 ; \lambda_2 = 3 \quad (\text{A.26})$$

Les valeurs propres sont rangées par ordre décroissant :

$$\lambda_1 = 3 ; \lambda_2 = 1 \quad (\text{A.27})$$

3. Recherche des vecteurs propres de $\mathbf{V}_1^{N-1} \cdot (\mathbf{V}_1^{N-1})^T$:

$$\mathbf{V}_1^{N-1} \cdot (\mathbf{V}_1^{N-1})^T \cdot \mathbf{x}_i = \lambda_i \cdot \mathbf{x}_i \quad (\text{A.28})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{x}_1 : \begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = \lambda_1 \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{cases} 2a_1 + b_1 = 3 \cdot a_1 \\ a_1 + 2b_1 = 3 \cdot b_1 \end{cases} \Leftrightarrow b_1 = a_1 \\ \mathbf{x}_2 : \begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \lambda_2 \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{cases} 2a_2 + b_2 = 1 \cdot a_2 \\ a_2 + 2b_2 = 1 \cdot b_2 \end{cases} \Leftrightarrow b_2 = -a_2 \end{array} \right. \quad (\text{A.29})$$

Si on prend par exemple, $a_1 = a_2 = -1$, on obtient :

$$\mathbf{x}_1 = \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_2 = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.30})$$

On normalise enfin les vecteurs propres obtenus :

$$\mathbf{x}_1 = \frac{\mathbf{x}_1}{\|\mathbf{x}_1\|} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_2 = \frac{\mathbf{x}_2}{\|\mathbf{x}_2\|} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.31})$$

Et U s'écrit alors :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.32})$$

4. Calcul de $(\mathbf{V}_1^{N-1})^T \cdot \mathbf{V}_1^{N-1}$:

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.33})$$

5. Recherche des valeurs propres de $(\mathbf{V}_1^{N-1})^T \cdot \mathbf{V}_1^{N-1}$:

$$\det \left\{ \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix} - \lambda \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right\} = 0 \quad (\text{A.34})$$

$$(1 - \lambda)[(1 - \lambda)(2 - \lambda) - 1] - 0 + (-1(1 - \lambda)) = 0$$

$$\Leftrightarrow (1 - \lambda)[(1 - \lambda)(2 - \lambda) - 2] = 0 \quad (\text{A.35})$$

Dont les solutions sont :

$$\lambda_1 = 1 ; \lambda_2 = 0 ; \lambda_3 = 3 \quad (\text{A.36})$$

On range les valeurs propres par ordre décroissant :

$$\lambda_1 = 3 ; \lambda_2 = 1 ; \lambda_3 = 0 \quad (\text{A.37})$$

6. Recherche des vecteurs propres de $(\mathbf{V}_1^{N-1})^T \cdot \mathbf{V}_1^{N-1}$:

$$(\mathbf{V}_1^{N-1})^T \cdot \mathbf{V}_1^{N-1} \cdot \mathbf{x}_i = \lambda_i \cdot \mathbf{x}_i \quad (\text{A.38})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{x}_1 : \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ c_1 \end{pmatrix} = \lambda_1 \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \\ c_1 \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{cases} a_1 + c_1 = 3 \cdot a_1 \\ b_1 + c_1 = 3 \cdot b_1 \\ a_1 + b_1 + 2 \cdot c_1 = 3 \cdot c_1 \end{cases} \Leftrightarrow c_1 = 2a_1 ; b_1 = \frac{c_1}{2} \\ \\ \mathbf{x}_2 : \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \\ c_2 \end{pmatrix} = \lambda_2 \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \\ c_2 \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{cases} a_2 + c_2 = a_2 \\ b_2 + c_2 = b_2 \\ a_2 + b_2 + 2c_2 = c_2 \end{cases} \Leftrightarrow a_2 = -b_2 ; c_2 = 0 \\ \\ \mathbf{x}_3 : \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_3 \\ b_3 \\ c_3 \end{pmatrix} = \lambda_3 \begin{pmatrix} a_3 \\ b_3 \\ c_3 \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{cases} a_3 + c_3 = 0 \\ b_3 + c_3 = 0 \\ a_3 + b_3 + 2c_3 = 0 \end{cases} \Leftrightarrow c_3 = -a_3 ; b_3 = -c_3 \end{array} \right. \quad (\text{A.39})$$

Si on prend par exemple, $a_1 = -1$, $a_2 = 1$ et $a_3 = -1$ on obtient :

$$\mathbf{x}_1 = \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \\ -2 \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_3 = \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.40})$$

On normalise enfin les vecteurs propres obtenus :

$$\mathbf{x}_1 = \frac{\mathbf{x}_1}{\|\mathbf{x}_1\|} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{6}} \\ \frac{-1}{\sqrt{6}} \\ \frac{-2}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_2 = \frac{\mathbf{x}_2}{\|\mathbf{x}_2\|} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_3 = \frac{\mathbf{x}_3}{\|\mathbf{x}_3\|} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{3}} \\ \frac{-1}{\sqrt{3}} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.41})$$

Et \mathbf{V} s'écrit alors :

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{3}} \\ \frac{-1}{\sqrt{6}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{3}} \\ \frac{-2}{\sqrt{6}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.42})$$

7. Calcul de \mathbf{S} , la matrice aux valeurs singulières :

Les valeurs singulières sont la racine carrée des valeurs propres de $(\mathbf{V}_1^{N-1})^T \cdot \mathbf{V}_1^{N-1}$:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \sqrt{3} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.43})$$

8. Calcul de la matrice de Frobenius $\tilde{\mathbf{C}}$:

$$\tilde{\mathbf{C}} = \mathbf{U}^H \mathbf{V}_2^N \mathbf{V} \mathbf{S}^{-1} \quad (\text{A.44})$$

Comme pour la décomposition QR précédente, les coefficients de \mathbf{U} étant réels, on a $\mathbf{U}^H = \mathbf{U}^T$.

D'autre part, la matrice pseudo-inverse de \mathbf{S} , notée \mathbf{S}^+ , est :

$$\mathbf{S}^+ = (\mathbf{S}^* \mathbf{S})^{-1} \mathbf{S}^* = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.45})$$

\mathbf{V}_2^N regroupe les $(N - 1)$ derniers cliqués de \mathbf{V}_1^N :

$$\mathbf{V}_2^N = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.46})$$

D'où :

$$\tilde{\mathbf{C}} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{3}} \\ \frac{-1}{\sqrt{6}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{3}} \\ \frac{-2}{\sqrt{6}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{5}{6} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{-1}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{A.47})$$

9. Calcul des valeurs propres et vecteurs propres de la matrice de Frobenius \tilde{C} :

Le problème aux valeurs propres vérifie l'équation suivante :

$$|\tilde{C} - \lambda \mathbf{Id}| = \det \begin{pmatrix} \frac{5}{6} - \lambda & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} - \lambda \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A.48})$$

Qui s'écrit sous forme d'un polynôme de degré 2 :

$$\left(\frac{5}{6} - \lambda\right)\left(-\frac{1}{2} - \lambda\right) - \frac{1}{4} = 0 \quad (\text{A.49})$$

Dont les solutions sont :

$$\lambda_1 = \frac{-2}{3} ; \lambda_2 = 1$$

On range les valeurs propres par ordre décroissant :

$$\lambda_1 = 1 ; \lambda_2 = \frac{-2}{3}$$

Par ailleurs on détermine les vecteurs propres associés avec les équations suivantes :

$$\tilde{C} \cdot \mathbf{x}_i = \lambda_i \cdot \mathbf{x}_i \quad (\text{A.50})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{x}_1 : \begin{pmatrix} \frac{5}{6} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = \lambda_1 \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{cases} \frac{5}{6}a_1 + \frac{1}{2}b_1 = 1 \cdot a_1 \\ \frac{1}{2}a_1 - \frac{1}{2}b_1 = 1 \cdot b_1 \end{cases} \Leftrightarrow b_1 = \frac{a_1}{3} \\ \mathbf{x}_2 : \begin{pmatrix} \frac{5}{6} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \lambda_2 \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{cases} \frac{5}{6}a_2 + \frac{1}{2}b_2 = \frac{-2}{3} \cdot a_2 \\ \frac{1}{2}a_2 - \frac{1}{2}b_2 = \frac{-2}{3} \cdot b_2 \end{cases} \Leftrightarrow b_2 = -3a_2 \end{array} \right. \quad (\text{A.51})$$

Si on prend par exemple, $a_1 = 1$ et $a_2 = -1$ on obtient :

$$\mathbf{x}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0.333 \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_2 = \begin{pmatrix} -1 \\ 3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.52})$$

On normalise enfin les vecteurs propres obtenus :

$$\mathbf{x}_1 = \frac{\mathbf{x}_1}{\|\mathbf{x}_1\|} = \begin{pmatrix} 0.949 \\ 0.316 \end{pmatrix} ; \mathbf{x}_2 = \frac{\mathbf{x}_2}{\|\mathbf{x}_2\|} = \begin{pmatrix} -0.316 \\ 0.949 \end{pmatrix} \quad (\text{A.53})$$

10. **Calcul des modes dynamiques Φ_j** : Dans le cas du calcul de la matrice de *Frobenius* par la décomposition *SVD*, les modes de Koopman approchés sont définis par :

$$\Phi_j = Ux_j \tag{A.54}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_1 = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{3}{\sqrt{10}} \\ \frac{1}{\sqrt{10}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{-2}{\sqrt{5}} \\ \frac{-1}{\sqrt{5}} \end{pmatrix} \\ \Phi_2 = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{-1}{\sqrt{2}} \\ \frac{-1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{3}{\sqrt{10}} \\ \frac{1}{\sqrt{10}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{\sqrt{5}} \\ \frac{2}{\sqrt{5}} \end{pmatrix} \end{array} \right. \tag{A.55}$$

A.3 DMD et reconstruction temporelle d'un ou plusieurs modes

Il est possible de reconstruire les modes DMD en temps. L'algorithme qui le permet est brièvement présenté dans cette section.

Soit V_1^{N-1} et V_2^N , les matrices clichés présentées précédemment. Soit P la matrice regroupant les vecteurs propres (à droite) de la matrice compagnon C par colonnes, D la matrice diagonale contenant les valeurs propres et K la matrice contenant les modes DMD (rangés par colonnes).

$$V_2^N = V_1^{N-1} C = V_1^{N-1} P D P^{-1} = K D P^{-1}$$

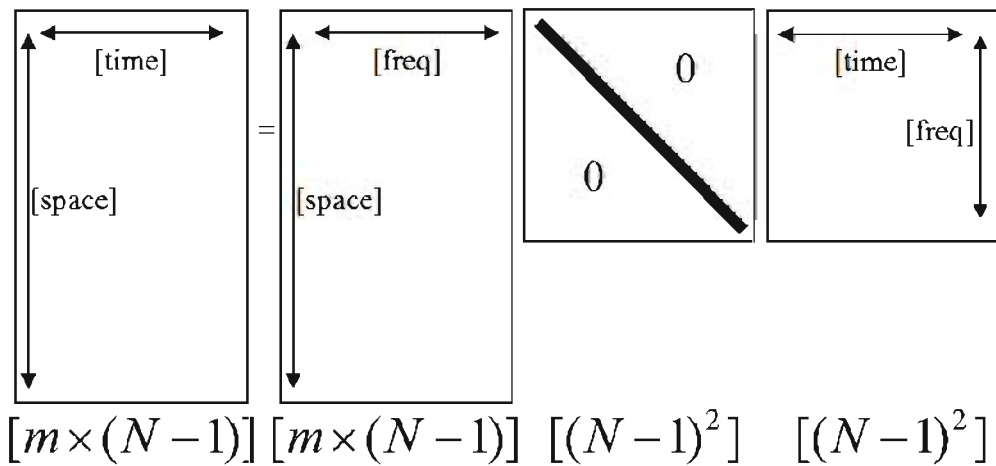


FIG. A.1 – Reconstruction temporelle pour la totalité du signal (tous les modes).

La figure A.1 détaille la nature des coefficients des matrices V_2^N , K , D et P^{-1} . La matrice clichés V_2^N contient les différents clichés du système dynamique. Chaque colonne représente chaque instant échantillonné, et contient tous les points du maillage dans le domaine d'étude. Les modes DMD sont caractérisés par leur fréquence et leur organisation spatiale propres. Enfin, la matrice inverse P^{-1} contient les coefficients de la matrice vecteur propre inverse en temps et en fréquence.

Soit $\mathbf{r}_j(\mathbf{t}_p)$, le vecteur cliché reconstruit du mode j à l'instant p . Ce vecteur contient les grandeurs physiques instantanées de l'écoulement en espace et en temps comme schématisé dans la figure A.2. \mathbf{k}_j est le mode DMD numéro j (j -ième colonne de la matrice \mathbf{K}). Enfin, λ_j est la valeur propre associée au mode DMD j , et \mathbf{P}_j^{-1} est la j -ième ligne de la matrice \mathbf{P}^{-1} . Les coefficients $\mathbf{P}_j^{-1}(t_p)$ de cette ligne correspondent à la valeur des coefficients de \mathbf{P}_j^{-1} à chaque instant p .

$$\bar{r}_j(t_p) = \bar{k}_j \lambda_j P_j^{-1}(t_p) = \bar{k}_j \lambda_j^p P_j^{-1}(t_1) ; p = 1, \dots, (N - 1)$$

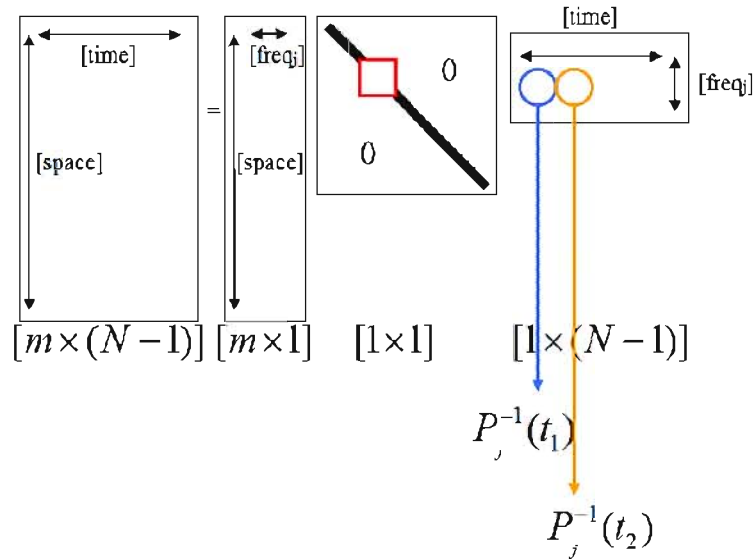


FIG. A.2 – Reconstruction temporelle du j -ième mode DMD.

Soit la matrice \mathbf{R}_j contenant l'ensemble des clichés reconstruits pour le mode j . La démarche pour reconstruire en temps un mode DMD j en particulier sur $(N - 1)$ instants est schématisée dans la figure A.3.

Les coefficients de la matrice \mathbf{R}_j sont complexes. De plus, en sortie de l'algorithme de la DMD, il existe un mode \mathbf{k}_j et son conjugué \mathbf{k}_j^* . Il est par conséquent nécessaire de les prendre en compte tous les deux lors de la reconstruction temporelle.

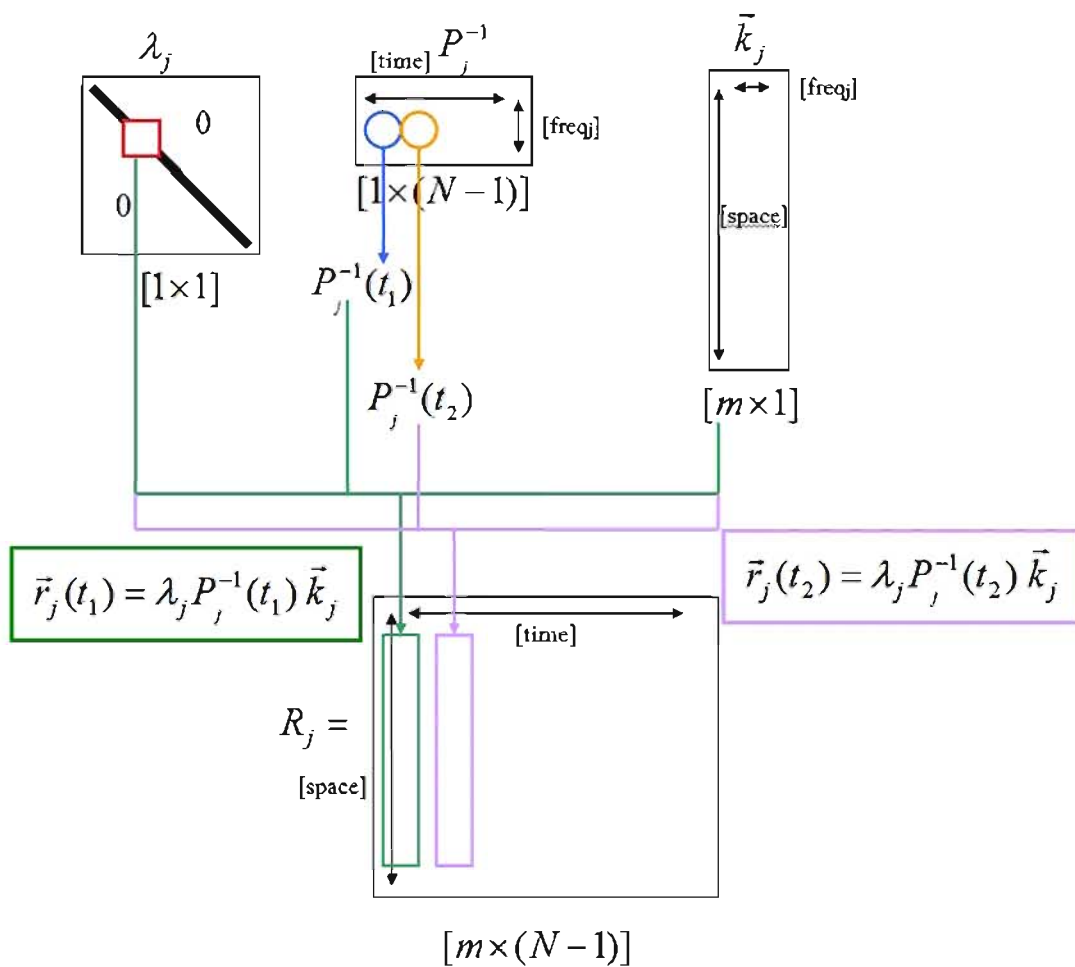


FIG. A.3 – Détails de l'opération de reconstruction temporelle du j -ième mode DMD : $\lambda_j P_j^{-1}(t_p) \mathbf{k}_j$ pour $p = [1, (N - 1)]$.

Dynamic Mode Decomposition. Applications à des signaux canoniques

B.1 Introduction	199
B.2 Pré-conditionnement des données	201
B.3 Calcul de la matrice de Frobenius C	202
B.4 Exemples de signaux canoniques	205

B.1 Introduction

Le but de ce chapitre est d'appliquer la DMD à un signal canonique. Aucune perturbation (ou bruit aléatoire) n'est ajoutée au signal afin de mettre en évidence l'effet d'éventuelles oscillations numériques. Dans cette partie, l'influence du produit scalaire, propre à l'algorithme DMD utilisé, sur l'estimation des fréquences et amplitudes des spectres DMD n'est pas étudiée. En effet, il n'apparaît pas pertinent de générer ici des signaux canoniques pour plusieurs variables physiques au risque qu'ils ne soient pas corrélés. Le signal retenu, sans dimension physique, est donc de la forme :

$$\Phi(t) = [a_1 \sin(-\omega_1 t + \phi_1) + a_2 \sin(-\omega_2 t + \phi_2) + a_3 \sin(-\omega_3 t + \phi_2)] + A_0 \quad (\text{B.1})$$

Dans la figure B.1 a été représenté un signal de moyenne $A_0 = 10$, de phases nulles $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_3 = 0$ et d'amplitude totale $A_{tot} = a_1 + a_2 + a_3 = 2,0 + 3,0 + 4,0 = 9,0$. Dans la suite de cette annexe, les pulsations sont $\omega_1 = 0,5 \text{ rad.s}^{-1}$, $\omega_2 = 5,0 \text{ rad.s}^{-1}$ et $\omega_3 = 25,0 \text{ rad.s}^{-1}$. Les spectres DMD sont obtenus en traçant la norme des modes DMD normalisés, notée E_j (cf. équation B.9), en fonction du nombre de Strouhal St basé sur une longueur $l = 1 \text{ m}$ et une vitesse $u_\infty = 1 \text{ m.s}^{-1}$ prises arbitrairement.

Temps d'acquisition : Pour obtenir un spectre DMD convergé, il a été remarqué (cf. figure B.2) qu'un temps d'acquisition correspondant à environ 7 fois la période maximale ($T_{acq} = 6,7 \cdot T_{max}$)

était nécessaire. Ainsi, pour $\omega_{min} = \omega_1 = 0,5 \text{ rad.s}^{-1}$, ce critère implique une durée d'acquisition minimale $T_{acq} \simeq 85 \text{ s}$.

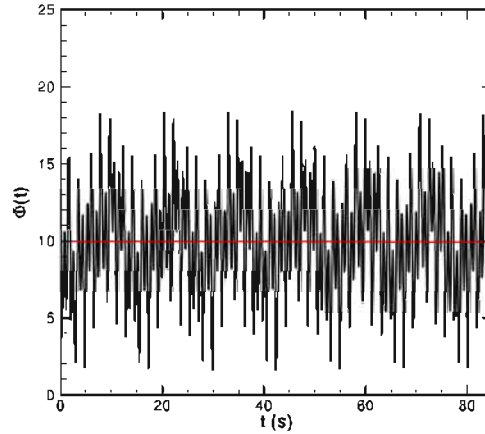


FIG. B.1 – Signal temporel de la variable Φ . (—) valeur de la moyenne A_0

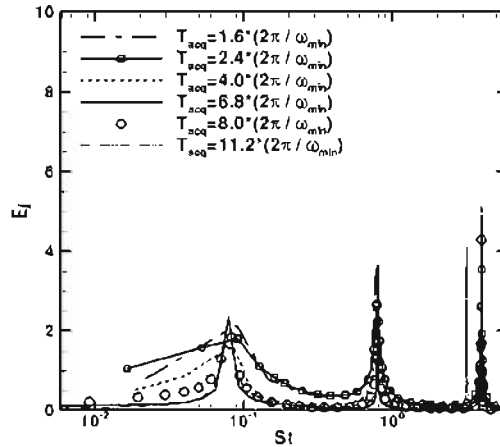


FIG. B.2 – Convergence du spectre DMD en temps d'acquisition T_{acq} . $St = fl/u_\infty$, avec $l = 1 \text{ m}$ et $u_\infty = 1 \text{ m.s}^{-1}$.

Fréquence d'échantillonnage : La fréquence d'échantillonnage du signal est soumise au cri-

tère de Nyquist-Shannon $f_e = \frac{1}{\Delta t} = \frac{N}{T_{acq}} \geq 2 \cdot \frac{\omega_{Max}}{2\pi}$, où N est le nombre de clichés. Dans la figure B.3, a été représentée l'étude de convergence des amplitudes et des fréquences adimensionnées du spectre en fonction du nombre de clichés pour un même temps d'acquisition ($T_{acq} = 85 \text{ s}$). Pour des fréquences d'échantillonnage au moins deux fois supérieures à la fréquence maximale du signal, on remarque que la résolution en fréquence des pics du spectre n'évolue pas de manière significative avec le nombre de clichés. C'est en revanche sur les niveaux des pics que la convergence est plus nette. On retiendra ici le critère optimisé suivant $f_e = \frac{N}{T_{acq}} \geq 2.95 \cdot \frac{\omega_{Max}}{2\pi}$, et on prendra $N = 1001$.

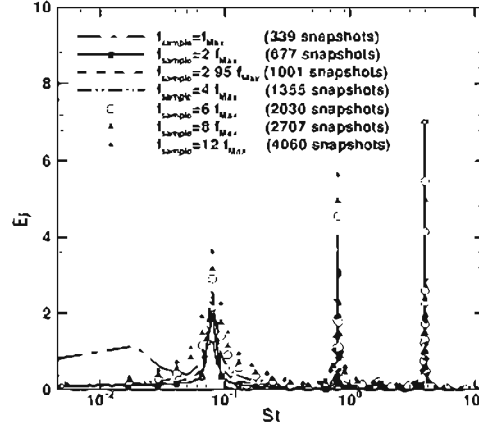


FIG. B.3 – Convergence du spectre DMD en résolution fréquentielle $f_{\text{échantillonnage}} = \left(\frac{T_{\text{acq}}}{N}\right)^{-1}$. $St = fl/u_{\infty}$, avec $l = 1$ m et $u_{\infty} = 1$ m.s $^{-1}$.

B.2 Pré-conditionnement des données

Soustraction de la tendance linéaire aux données d'entrée : Selon les mêmes notations qu'à l'annexe précédente (cf. annexe A), notons \mathbf{V}_1^N la matrice clichés totale. Avant l'initialisation de l'algorithme de Décomposition en Modes Dynamiques et le calcul des modes de Koopman approchés, Chen et. al [24] proposent un pré-conditionnement de la matrice \mathbf{V}_1^{N-1} . Ils suggèrent en effet de soustraire la tendance linéaire du signal, notée $\bar{\mathbf{v}}$, et calculée sur les N clichés pour ainsi obtenir la matrice clichés du champ fluctuant notée $\mathbf{V}_1^{N-1'}$.

$$\bar{\mathbf{v}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \mathbf{v}_j \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{V}_1^{N-1'} = [\mathbf{v}_1 - \bar{\mathbf{v}} \quad \dots \quad \mathbf{v}_{N-1} - \bar{\mathbf{v}}] \quad (\text{B.3})$$

D'après Chen et. al [24], ce pré-conditionnement permet notamment d'obtenir des valeurs propres de la matrice de Frobenius indépendantes des données d'entrée ($m = 1, \dots, (N-1)$) :

$$\lambda_m = \exp\left(\frac{2\pi i}{N} m\right) \quad (\text{B.4})$$

avec $i^2 = -1$. D'autre part, avec cette opération Chen et. al établissent le rapprochement direct entre la DMD et une DFT (Transformée de Fourier Discrète) en temps.

Calcul des coefficients de la matrice de Frobenius : Soit E l'espace vectoriel muni du produit scalaire noté \langle, \rangle et défini par :

$$\langle \mathbf{v}'_i, \mathbf{v}'_j \rangle = \int_{\Omega} \mathbf{v}'_i \cdot \mathbf{v}'_j d\Omega \quad (\text{B.5})$$

Où \mathbf{v}'_i et \mathbf{v}'_j sont les vecteurs clichés des instants i et j respectivement. Dans le cas présent, on ne considère que la variable Φ en un point. Les vecteurs clichés \mathbf{v}'_i et \mathbf{v}'_j ne contiennent qu'une composante, et le domaine Ω est réduit à un point. Par conséquent :

$$\langle \mathbf{v}'_i, \mathbf{v}'_j \rangle = \Phi'(t_i) \cdot \Phi'(t_j) \quad (\text{B.6})$$

Propriétés : Les propriétés du produit scalaire sont bien respectées :

- $\langle \mathbf{v}'_i, \mathbf{v}'_i \rangle$ est défini : $\forall \mathbf{v}' \in \mathbf{E}, \exists \mathbf{v}'_i, \langle \mathbf{v}'_i, \mathbf{v}'_i \rangle = 0 \Rightarrow \Phi'(t_i) \cdot \Phi'(t_i) = 0 \Rightarrow \Phi'(t_i) = 0$.
- $\langle \mathbf{v}'_i, \mathbf{v}'_i \rangle$ est défini positif : $\forall \mathbf{v}' \in \mathbf{E}, \exists \mathbf{v}'_i, \langle \mathbf{v}'_i, \mathbf{v}'_i \rangle \geq 0 \Rightarrow \Phi'(t_i) \cdot \Phi'(t_i) \geq 0$.

Soit :

$$\text{Mat}_{\mathbf{C}} = \begin{pmatrix} \langle \mathbf{v}'_1, \mathbf{v}'_1 \rangle & \langle \mathbf{v}'_1, \mathbf{v}'_2 \rangle & \cdots & \langle \mathbf{v}'_1, \mathbf{v}'_{N-1} \rangle \\ \langle \mathbf{v}'_2, \mathbf{v}'_1 \rangle & & & \\ \vdots & & & \\ \langle \mathbf{v}'_{N-1}, \mathbf{v}'_1 \rangle & & & \langle \mathbf{v}'_{N-1}, \mathbf{v}'_{N-1} \rangle \end{pmatrix}$$

Et :

$$\text{Vect}_{\mathbf{C}} = \begin{pmatrix} \langle \mathbf{v}'_1, \mathbf{v}'_N \rangle \\ \langle \mathbf{v}'_2, \mathbf{v}'_N \rangle \\ \vdots \\ \langle \mathbf{v}'_{N-1}, \mathbf{v}'_N \rangle \end{pmatrix}$$

Le vecteur \mathbf{c} contenant les coefficients de la dernière colonne de la matrice compagnon \mathbf{C} est donné par :

$$\text{Mat}_{\mathbf{C}} \mathbf{c} = \text{Vect}_{\mathbf{C}} \quad (\text{B.7})$$

On se propose ici de déterminer la meilleure méthode pour la résolution de ce système linéaire matriciel entre les décompositions LU et QR . Les approches de type SVD , comme celle détaillée dans l'annexe **A**, n'ont pas été retenues pour des raisons de rapidité d'implémentation.

B.3 Calcul de la matrice de Frobenius \mathbf{C}

Dans les deux méthodes de décomposition matricielle présentées ici, la méthode de Moore-Penrose est utilisée pour le calcul des matrices pseudo-inverses. Le détail de cette méthode n'est pas abordé ici. Il est néanmoins précisé que l'algorithme de Moore-Penrose repose sur le calcul des valeurs singulières de la matrice \mathbf{A} à décomposer et qu'il fixe à 0 les valeurs singulières en deçà d'un seuil de tolérance défini (ce qui induit un certain « lissage » des spectres).

Décomposition LU :

$$\text{Mat}_{\mathbf{C}} = \mathbf{L} \cdot \mathbf{U}$$

$$\mathbf{Y} = \mathbf{L}^{-1} \cdot \text{Vect}_{\mathbf{C}}$$

$$\mathbf{c} = \mathbf{U}^{-1} \cdot \mathbf{Y}$$

L'erreur numérique due à la méthode de résolution est quantifiée par le calcul du résidu entre le cliché N réel, et le cliché N calculé par combinaison linéaire des N premiers clichés :

$$\mathbf{r} = \mathbf{v}_N - \mathbf{V}_1^{N-1} \cdot \mathbf{c} \quad (\text{B.8})$$

La méthode *LU* a permis d'obtenir une norme du vecteur résidu \mathbf{r} de $4,441 \cdot 10^{-15}$.

Décomposition QR :

$$\text{Mat}_C = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{R}$$

$$\mathbf{c} = \mathbf{R}^{-1} \cdot \mathbf{Q}^H \cdot \text{Vect}_C$$

où \mathbf{Q}^H est la transposée de la matrice conjuguée de \mathbf{Q} . Avec la méthode *QR*, une norme du vecteur résidu de $3,997 \cdot 10^{-15}$ est obtenue.

Avec ces deux approches, il est constaté que l'hypothèse du N -ème cliché comme combinaison linéaire des $N - 1$ premiers est raisonnablement vérifiée à une erreur numérique près d'ordre très faible.

Avec une différence de résidu aussi faible entre les deux méthodes, des résultats quasiment identiques sont obtenus pour les coefficients de la dernière colonne de la matrice de Frobenius (cf. figure B.4), c'est-à-dire les coefficients de la combinaison linéaire liant les $N - 1$ premiers clichés au N -ème. De même, si les deux matrices \mathbf{C} sont quasiment identiques, les valeurs propres seront très proches.

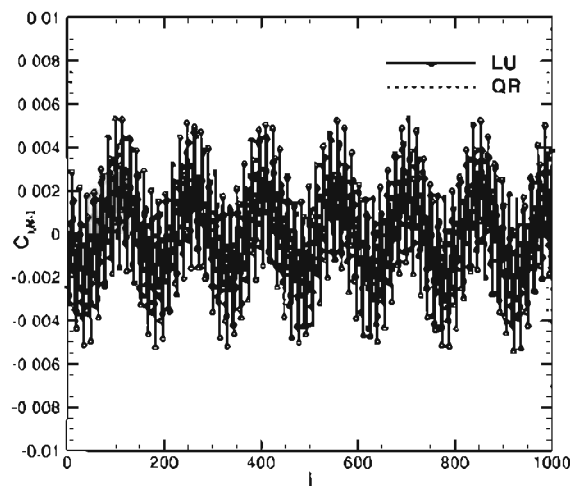


FIG. B.4 – Valeurs des coefficients $C_{i,N-1}$ ($i \in [1, N - 1]$) de la dernière colonne de la matrice de Frobenius obtenue par les méthodes de décomposition *LU* et *QR*.

Dans la figure B.5, la représentation des valeurs propres de \mathbf{C} dans le plan complexe (en variant les tailles des points et leur couleur en fonction de la norme du mode de Koopman approché associé) permet de révéler les trois modes principaux du signal (3 paires de points correspondant chacune à la valeur propre d'un mode et son conjugué). L'attention du lecteur est ici portée sur le fait que les autres modes (pour rappel, « il existe autant de modes de Koopman approchés que de clichés ») n'apparaissent pas sur la figure du fait de leur très faible norme (cf. figure B.6). On précise également ici que l'on a volontairement choisi trois sinus d'amplitudes égales (ici $a_1 =$

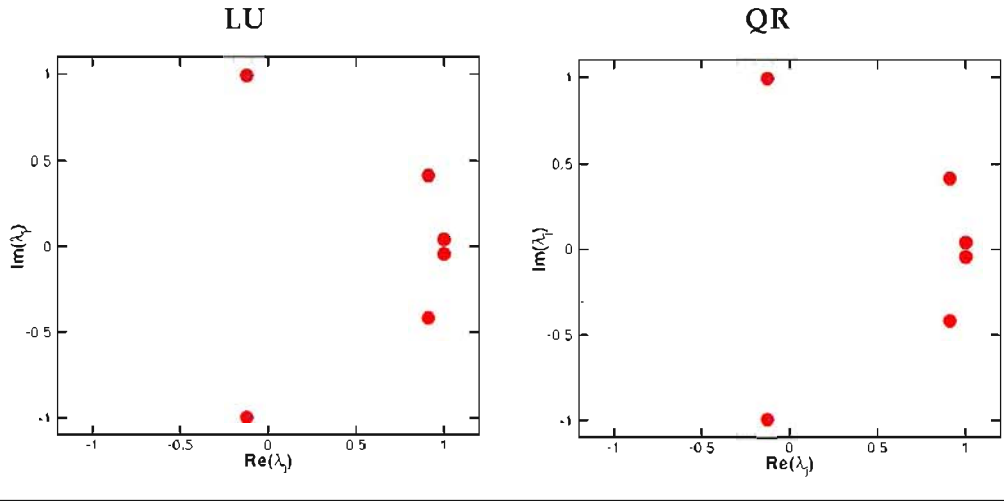


FIG. B.5 – Cercle unitaire dans le plan complexe pour les décompositions *LU* (gauche) et *QR* (droite). Les valeurs propres sont représentées par des points dont la taille et la couleur dépendent de la norme du mode dynamique associé à la valeur propre considérée.

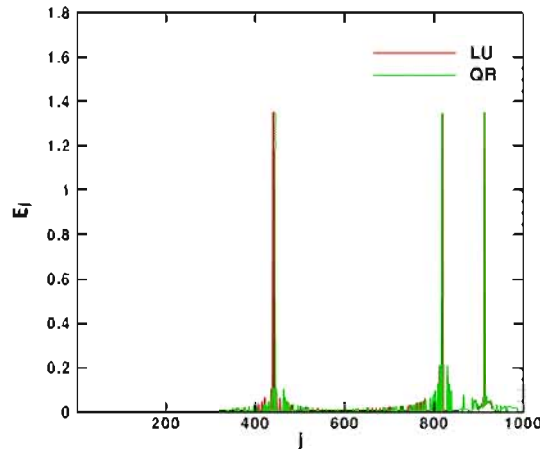


FIG. B.6 – Normes adimensionnées des modes dynamiques obtenus par les méthodes de décomposition *LU* et *QR* pour la somme de sinus avec $a_1 = a_2 = a_3 = 1, 0$. j est le numéro du mode DMD ($j = [1, N - 1]$).

$a_2 = a_3 = 1, 0$), ce qui explique que les trois modes principaux ont ici la même norme (cf. figure B.6).

Une fois les valeurs propres et les vecteurs propres de la matrice compagnon obtenus, les modes dynamiques sont calculés comme détaillé dans l'annexe A. Dans la figure B.6, la norme des modes dynamiques est adimensionnée par la norme de Frobenius de la matrice cliqués \mathbf{V}_1^N notée $\|\mathbf{V}_1^N\|_F$ comme proposé par Chen et. al [24]. On note E_j cette variable adimensionnée :

$$E_j = \frac{\sqrt{N} \|\mathbf{k}_j\|_2}{\|\mathbf{V}_1^N\|_F} \quad (\text{B.9})$$

Où $\|\mathbf{V}_1^N\|_F = \sqrt{\sum_{ij} |V_{ij}|^2}$. Dans le cas présent en un point, on a $\|\mathbf{k}_j\|_2 = \sqrt{\sum_i (k_j(i))^2}$ où i est l'indice sur les composantes du vecteur \mathbf{k}_j (ici, $i = 1$). Les coefficients du mode de Koopman approché étant complexes, la norme est calculée comme $\|\mathbf{k}_j\|_2 = \sqrt{\sum_i |k_j(i)|^2}$ où $|\cdot|$ représente le

module du nombre complexe considéré.

Choix de la méthode de décomposition : L'utilisation des méthodes de décomposition LU et QR pour la résolution du système $\mathbf{Mat}_C \cdot \mathbf{c} = \mathbf{Vect}_C$ a montré qu'il n'existait pas de différence notable du point de vue de la précision pour le calcul des modes de Koopman approchés. Il semble que la méthode QR soit néanmoins légèrement plus précise pour ce cas simple de signal sinusoïdal. Cependant la méthode LU a été retenue pour l'ensemble des calculs, car a priori plus simple à mettre en oeuvre avec la librairie $LAPACK$.

B.4 Exemples de signaux canoniques

Les capacités de la DMD ont enfin été évaluées qualitativement du point de vue de deux aspects. Le premier consiste à évaluer l'aptitude de la DMD à extraire le contenu fréquentiel d'un signal d'entrée large bande. Pour ce faire, un signal sinusoïdal à fréquence variable au cours du temps est utilisé.

Le second aspect concerne un signal d'entrée composé d'une somme de sinus à amplitudes variables. Pour ce dernier signal, le code MATLAB développé est étendu au traitement de signaux sur une ligne de capteurs.

Sinus à fréquence variable au cours du temps : Le premier signal est de type sinusoïdal et est caractérisé par une évolution linéaire de la pulsation au cours du temps :

$$\Phi(t) = \sin(2\pi f(t) \cdot t) \quad (\text{B.10})$$

avec :

$$f(t) = f_0 + \beta \cdot t ; \beta = \frac{f_1 - f_0}{T_{acq}} ; f_0 = 0,08 \text{ Hz} ; f_1 = 0,6 \text{ Hz} ; T_{acq} = 85,0 \text{ s} \quad (\text{B.11})$$

Ce signal est illustré dans la figure B.7 (a). Les valeurs propres de la matrice Compagnon sont représentées dans le plan complexe (cf. figure B.7 (b)) par des points dont la taille et la couleur dépend de la norme du vecteur propre de C associé. La norme adimensionnée de chaque mode dynamique est présentée dans la figure B.7 (c) en fonction de l'indice j du mode. Chaque mode est associé à une fréquence donnée. La figure B.7 (c) montre ainsi que la DMD identifie une gamme de fréquence énergétique dans le signal d'entrée. Néanmoins, pour cette gamme de fréquence, une différence d'amplitude dans le spectre est remarquée ; alors que le signal d'entrée présente une amplitude constante.

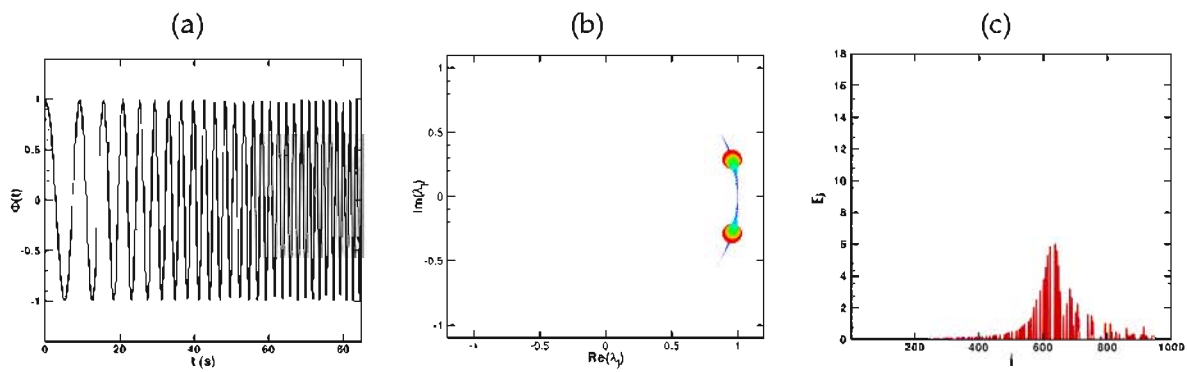


FIG. B.7 – (a) Signal sinusoïdal à fréquence variable. (b) Cercle unitaire dans le plan complexe. (c) Normes adimensionnées des modes dynamiques en fonction de leur indice j respectif.

Somme de sinus à amplitudes variables : Le second signal correspond à une somme de sinus à amplitudes variables. Il s'exprime sous la forme :

$$\Phi(t) = [a_1 \sin(-\omega_1 t) + a_2 \sin(-\omega_2 t) + a_3 \sin(-\omega_3 t)] + A_0 \quad (\text{B.12})$$

avec :

$$\omega_1 = 0,5 \text{ rad.s}^{-1}, \omega_2 = 5,0 \text{ rad.s}^{-1}, \omega_3 = 20,0 \text{ rad.s}^{-1}; a_1 = 10,0; a_2 = 20,0; a_3 = 5,0 \quad (\text{B.13})$$

De même que pour le précédent signal, les valeurs propres de la matrice Compagnon sont représentées dans le plan complexe (cf. figure B.8 (b)). Il ressort trois valeurs propres principales λ_j avec trois amplitudes différentes ce qui est cohérent avec l'évolution de E_j en fonction de l'indice j du mode dynamique (cf. figure B.8 (c)).

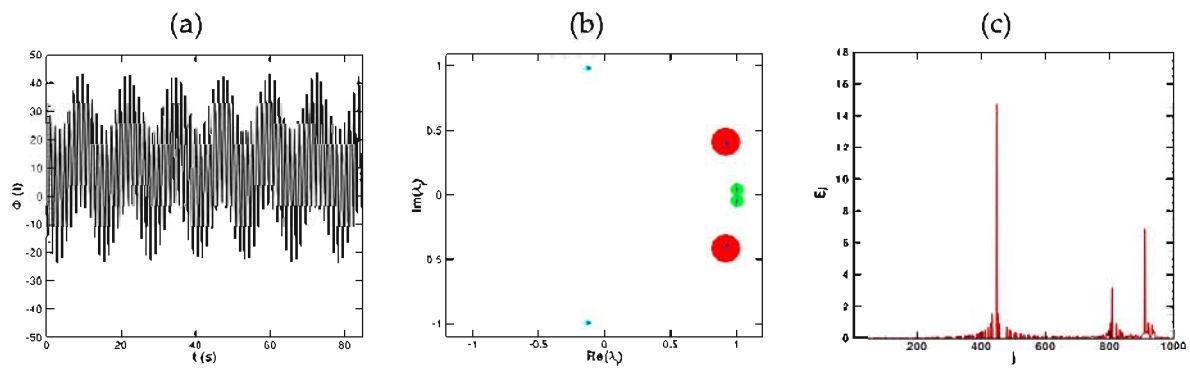


FIG. B.8 – (a) Somme de signaux sinusoïdaux à amplitudes distinctes. (b) Cercle unitaire dans le plan complexe. (c) Normes adimensionnées des modes dynamiques en fonction de leur indice j respectif.

L'application de la DMD a été étendue pour ce même signal d'entrée construit à partir d'une somme de sinus à amplitudes variables en 1D à une ligne de capteurs. Le plan complexe ainsi que le spectre DMD sont présentés dans les figures B.9 (a) et (b).

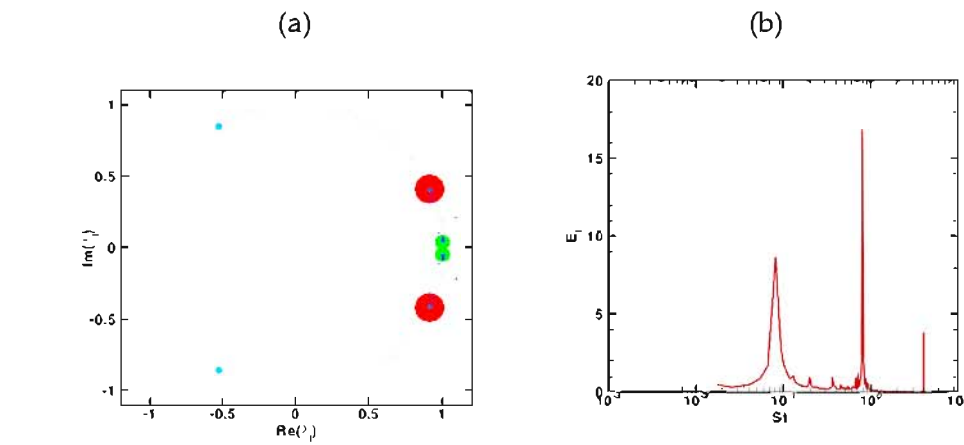


FIG. B.9 – Somme de signaux sinusoïdaux à amplitudes distinctes sur une ligne de capteurs (1D). (a) Valeurs propres dans le plan complexe. (b) Normes adimensionnées des modes dynamiques en fonction du nombre de Strouhal St .

Il s'avère que l'algorithme DMD capture correctement la dynamique du système avec un spectre présentant trois pics bien distincts. Par ailleurs, le classement des fréquences du signal d'entrée par amplitude croissante est respecté puisque $E_j(St_3) < E_j(St_1) < E_j(St_2)$ et que $a_3 < a_1 < a_2$.

Bibliographie

- [1] E. ACHENBACH. Vortex shedding from spheres. *Journal of Fluid Mechanics*, 62 :209 – 221, 1974.
- [2] J. L. AIDER and A. DANET. Large-Eddy Simulation study of upstream boundary conditions influence upon a backward-facing step flow. *C. R. Mecanique*, 334 :447 – 453, 2006.
- [3] M. A. AKAR. *Vortex control in side by side circular cylinders in shallow waters*. PhD thesis, Çukurova University, Institute of Natural and Applied Sciences, Department of Mechanical Engineering, 2008.
- [4] B. F. ARMALY, F. DURST, J. C. F. PEREIRA, and B. SCHÖNUNG. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 127 :473 – 496, 1983.
- [5] G. AUBARD. *Simulation des grandes échelles des instationnarités basses fréquences d'une interaction onde de choc / couche limite sur plaque plane*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2012.
- [6] G. AUBARD, J. C. ROBINET, and X. GLOERFELT. Physical insight into the unsteady shock-wave turbulent boundary layer interaction using Large Eddy Simulation. In *Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 2011.
- [7] W. J. BAARS, C. E. TINNEY, J. H. RUF, A. M. BROWN, and D. M. MC DANIELS. Wall pressure unsteadiness and side loads in over-expanded rocket nozzles. *AIAA Journal*, 50 :61 – 73, 2012.
- [8] F. BABAN, R. M. C. SO, and M. V. ÖTÜGEN. Unsteady forces on circular cylinders in a cross-flow. *Experiments in Fluids*, 7 :293–302, 1989.
- [9] J. BASLEY, L. R. PASTUR, F. LUSSEYRAN, T. M. FAURE, and N. DELPRAT. Experimental investigation of global structures in an incompressible cavity flow using time-resolved PIV. *Experiments in Fluids*, 50 :905 – 918, 2011.
- [10] F. BATTAGLIA, S. J. TAVENER, A. K. KULKARNI, and C. L. MERKLE. Bifurcation of low Reynolds number flows in symmetric channels. *AIAA Journal*, 35 :99 – 105, 1997.
- [11] P. W. BEARMAN and A. J. WADCOCK. The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 61 :499 – 511, 1973.

- [12] E. BERGER, D. SCHOLZ, and M. SCHUMM. Coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 4 :231–257, 1990.
- [13] M. BITTER, T. HARA, R. HAIN, D. YORITA, K ASAI, and C. J. KÄHLER. Characterization of pressure dynamics in an axisymmetric separating/reattaching flow using fast-responding pressure-sensitive paint. *Experiments in Fluids*, 53 :1737 – 1749, 2012.
- [14] P. BRADSHAW and F. Y. F. WONG. Reattachment of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 52, 1972.
- [15] F. K. BROWAND. An experimental investigation of the instability of an incompressible, separated shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 26 :281 – 307, 1966.
- [16] G. L. BROWN and A. ROSHKO. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64 :775–816, 1974.
- [17] C. BRUN. *Etude expérimentale et numérique de l'interaction forte entre sillages d'obstacles cylindriques*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 1998.
- [18] C. BRUN, D. TENCHINE, and E. J. HOPFINGER. Role of the shear layer instability in the near wake behavior of two side-by-side circular cylinders. *Experiments in Fluids*, 36 :334–343, 2004.
- [19] S. CANNON, F. CHAMPAGNE, and A. GLEZER. Observations of large-scale structures in wakes behind axisymmetric bodies. *Experiments in Fluids*, 14 :447 – 450, 1993.
- [20] P. CHASSAING. *Turbulence en mécanique des fluides. Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. 2000.
- [21] D. CHATTERJEE, G. BISWAS, and S. AMIROUDINE. Numerical simulation of flow past row of square cylinders for various separation ratios. *Computers and Fluids*, 39 :49 – 59, 2010.
- [22] N. CHAUVET. *Simulation numérique et analyse physique d'un jet propulsif contrôlé par des injections radiales*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2007.
- [23] N. CHAUVET, S. DECK, and L. JACQUIN. Zonal Detached Eddy Simulation of a controlled propulsive jet. *AIAA Journal*, 45 :2458 – 2473, 2007.
- [24] K. CHEN, J. H. TU, and C. W. ROWLEY. Variants of Dynamic Mode Decomposition : Boundary condition, Koopman, and Fourier analyses. *Journal of Nonlinear Science*, 22 :887 – 915, 2012.
- [25] W. CHERDRON, F. DURST, and J. H. WHITELAW. Asymmetric flows and instabilities in symmetric ducts with sudden expansions. *Journal of Fluid Mechanics*, 84 :13 – 31, 1978.
- [26] N. J. CHERRY, R. HILLIER, and M. E. M. P. LATOUR. Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 144, 1984.
- [27] K. B. CHUN and H. J. SUNG. Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing. *Experiments in Fluids*, 21 :417–426, 1996.
- [28] C. F. COE. The effects of some variations in launch vehicle nose shape on steady and fluctuating pressures at transonic speeds. Technical report, NASA, 1962.
- [29] D. G. CROWDY. Analytical solutions for uniform potential flow past multiple cylinders. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 25 :459 – 470, 2006.

- [30] A. DAUPTAIN, B. CUENOT, and L. Y. M. GICQUEL. Large Eddy Simulation of stable supersonic jet impinging on flat plate. *AIAA Journal*, 48(10), October 2010.
- [31] L. M. DEALBA. *Handbook of Linear Algebra*. Chapman and Hall/CRC - Taylor and Francis Group, 2007.
- [32] J. DEARDORFF. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 41 :453 – 480, 1970.
- [33] S. DECK. *Simulation numérique des charges latérales instationnaires sur des configurations de lanceur*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2002.
- [34] S. DECK. Zonal Detached Eddy Simulation of the flow around a high-lift configuration. *AIAA Journal*, 43 :2372 – 2384, 2005.
- [35] S. DECK. Delayed Detached Eddy Simulation of the end-effect regime and side-loads in an overexpanded nozzle flow. *Shock Waves*, 19 :239–249, 2009.
- [36] S. DECK. Recent improvements in the Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES) formulation. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 26 :523, 2012.
- [37] S. DECK and E. GARNIER. Detached and Large Eddy Simulation of unsteady side loads over an axisymmetric afterbody. In *5th European symposium on aerothermodynamics for space vehicles, Cologne, Germany, 8-11 novembre 2004*.
- [38] S. DECK, E. GARNIER, and P. GUILLEN. Turbulence modelling applied to space launcher configurations. *Journal of Turbulence*, 057 :1–21, 2002.
- [39] S. DECK and R. LARAUFIE. Numerical investigation of the flow dynamics past a three-element aerofoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 732 :401 – 444, 2013.
- [40] S. DECK and A. T. NGUYEN. Unsteady side loads in a thrust-optimized contour nozzle at hysteresis regime. *AIAA Journal*, 42 :1878–1888, 2004.
- [41] S. DECK and P. THORIGNY. Unsteadiness of an axisymmetric separating-reattaching flow : Numerical investigation. *Physics of Fluids*, 19, 2007.
- [42] S. DECK, P. E. WEISS, and R. PAIN. Some reflections on massive post-processing of large unsteady flow simulation datasets. In *Onera Scientific Day*, 2012.
- [43] D. DEPRÉS. *Analyse physique et modélisation des instationnarités dans les écoulements d'arrière-cors transsoniques*. PhD thesis, Université de la Méditerranée : Aix-Marseille II, 2003.
- [44] D. DEPRÉS, P. REIJASSE, and J. P. DUSSAUGE. Analysis of unsteadiness in afterbody transonic flows. *AIAA Journal*, 12 :2541–2550, 2004.
- [45] D. DRIKAKIS. Bifurcation phenomena in incompressible sudden expansion flows. *Physics of Fluids*, 9 :76 – 87, 1996.
- [46] D. M. DRIVER, H. L. SEEGMILLER, and J. MARVIN. Unsteady behavior of a reattaching shear layer. In *AIAA 16th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, 1983.
- [47] D. M. DRIVER, H. L. SEEGMILLER, and J. G. MARVIN. Time-dependent behavior of a reattaching shear layer. *AIAA Journal*, 25 :914 – 919, 1987.
- [48] Y. DUBIEF and F. DELCAYRE. On coherent-vortex identification in turbulence. *Journal of Turbulence*, 1 :1–22, 2000.

- [49] D. DUKE, J. SORIA, and D. HONNERY. An error analysis of the dynamic mode decomposition. *Experiments in Fluids*, 2011.
- [50] J. EATON and J. P. JOHNSTON. A review of research on subsonic turbulent-flow reattachment. *AIAA Journal*, 19 :1093–110, 1981.
- [51] B. EISENHOWER, T. MAILE, M. FISCHER, and I. MEZIĆ. Decomposing building system data for model validation and analysis using the Koopman operator. In *Fourth National Conference of IBPSA-USA*, 2010.
- [52] K. M. ELDRED. Base pressure fluctuations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 33, 1961.
- [53] J. FRÖHLICH and D. VON TERZI. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 44 :349 – 377, 2008.
- [54] H. V. FUCHS, E. MERCKER, and U. MICHEL. Large-scale coherent structures in the wake of axisymmetric bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 93 :185 – 207, 1979.
- [55] M. GAD-EL HAK. *Flow control : passive, active and reactive flow management*. Cambridge University Press, 2000.
- [56] Y. GAGNON, A. GIOVANNINI, and P. HÉBRARD. Numerical simulation and physical analysis of high reynolds number recirculating flows behind sudden expansions. *Physics of Fluids*, 5 :2377–2389, 1993.
- [57] F. GAND. *Dynamique des écoulements de jonction en régime turbulent*. PhD thesis, Université Paris VI, Pierre et Marie Curie, 2011.
- [58] F. GARÇON and J. P. DREVET. Unsteady load measurements on the main engine nozzle of the Ariane 5 launch vehicle. In *Proceedings of the Third European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, November 24-26 1998.
- [59] E. G. M. GEURTS. Steady and unsteady pressure measurements on the rear section of various configurations of the Ariane 5 launch vehicle. Technical report, National Aerospace Laboratory, 2006.
- [60] G. GILKA, D. M. LUCHTENBURG, F. THIELE, and M. MORZYŃSKI. Dynamic characterization of an actuated bluff body wake. In *European Conference on Computational Fluid Dynamics*, 2010.
- [61] A. GREENBAUM. *Iterative methods for solving linear systems*. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1997.
- [62] M. GRILLI, P. J. SCHMID, S. HICKEL, and N. A. ADAMS. Analysis of unsteady behaviour in shockwave turbulent boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 700 :16 – 28, 2012.
- [63] P. GUILLEN and M. DORMIEUX. Design of a 3d multi-domain Euler code. In *International Seminar of Supercomputing*, 1989.
- [64] S. D. HALL, M. BEHNIA, C. A. J. FLETCHER, and G. L. MORRISON. Investigation of the secondary corner vortex in a benchmark turbulent backward-facing step using cross-correlation particle imaging velocimetry. *Experiments in Fluids*, 35 :139 – 151, 2003.
- [65] T. HAWA and Z. RUSAK. The dynamics of a laminar flow in a symmetric channel with a sudden expansion. *Journal of Fluid Mechanics*, 436 :283 – 320, 2001.

- [66] C. M. HO and L. S. HUANG. Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 119 :443 – 473, 1982.
- [67] C. M. HO and N. S. NOSSEIR. Dynamics of an impinging jet. part 1. the feedback phenomenon. *Journal of Fluid Mechanics*, 105 :119 – 142, 1981.
- [68] P. HOLMES, J. LUMLEY, and G. BERKOOZ. *Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry*. Cambridge University Press, 1992.
- [69] L. M. HUDY, A. M. NAGUIB, and W. M. Jr. HUMPHREYS. Wall-pressure-array measurements beneath a separating/reattaching flow region. *Physics of Fluids*, 15, 2003.
- [70] P. HUERRE and P. MONKEWITZ. Local and global instabilities in spatial developing flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 22 :473 – 537, 1990.
- [71] P. HUERRE and P. A. MONKEWITZ. Absolute and convective instabilities in free shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 159 :151 – 168, 1985.
- [72] P. HUERRE and M. ROSSI. *Hydrodynamics instabilities in open flows*. Cambridge University Press, 1998.
- [73] J. C. R. HUNT, A. A. WRAY, and P. MOIN. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. In *Proceedings of the 1988 summer program*, pages 193–208. CTR, Stanford, 1988.
- [74] M. ILAK, P. SCHLATTER, S. BAGHERI, and D. S. HENNINGSON. Bifurcation and stability analysis of a jet in crossflow : onset of global instability at a low velocity ratio. *Journal of Fluid Mechanics*, 696 :94 – 121, 2012.
- [75] L. JACQUIN. Scales in turbulent motions. *AerospaceLab*, 1, 2009.
- [76] J. JEONG and F. HUSSAIN. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285 :69–94, 1995.
- [77] G. JOURDAIN, L. E. ERIKSSON, S. H. KIM, and C. H. SOHN. Application of Dynamic Mode Decomposition to acoustic-modes identification and damping in a 3-dimensional chamber with baffled injectors. *Journal of Sound and Vibration*, 332 :4308 – 4323, 2013.
- [78] M. KADOSCH. *Mécanisme de la déviation des jets propulsifs*. PhD thesis, Publications scientifiques et techniques du ministère de l’air, 1959.
- [79] M. KADOSCH. The curved wall effect. In *Second Cranfield Fluidics Conference, Cambridge*, 1967.
- [80] E. J. KERSCHEN and A. TUMIN. A theoretical model of cavity acoustic resonances based on edge scattering processes. In *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA, Reston, VA, also AIAA Paper 2003-175*, pages 1 – 10, 2003.
- [81] H. J. KIM and P. A. DURBIN. Investigation of the flow between a pair of circular cylinders in the flopping regime. *Journal of Fluid Mechanics*, 196 :431 – 448, 1988.
- [82] M. KIYA and K. SASAKI. Structure of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 137 :83 – 113, 1983.
- [83] A. KOCHED, M. PAVAGEAU, and F. ALOUI. Détection expérimentale de structures tourbillonnaires au sein d’un jet plan en impact. In *19^{me} Congrès Français de Mécanique, Marseille, 24-28 Août 2009*.
- [84] L. H. KOOPMANS. *The spectral analysis of time series*. Academic Press, 1995.

- [85] P. K. KUNDU and I. M. COHEN. *Fluid Mechanics*. Academic Press, 2008.
- [86] J. C. S. LAI and D. LU. Effect of wall inclination on the mean flow and turbulence characteristics in a two-dimensional wall jet. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 17 :377 – 385, 1996.
- [87] R. LARAUFIE. *Simulations avancées de turbulence pariétale à haut nombre de Reynolds sur des géométries curvilignes par une approche hybride RANS/LES*. PhD thesis, Université Paris VI, Pierre et Marie Curie, 2012.
- [88] R. LARAUFIE, S. DECK, and P. SAGAUT. A dynamic forcing method for unsteady turbulent inflow conditions. *Journal of Computational Physics*, 230-23 :8647–8663, 2011.
- [89] L. LARCHEVÊQUE. *Simulation des grandes échelles de l'écoulement au-dessus d'une cavité*. PhD thesis, Université Paris VI, Pierre et Marie Curie, 2003.
- [90] L. LARCHEVÊQUE, P. SAGAUT, and O. LABBÉ. Large Eddy Simulation of a subsonic cavity flow including asymmetric three-dimensional effects. *Journal of Fluid Mechanics*, 577 :105–126, 2006.
- [91] T. H. H. LÊ. *Etude expérimentale du couplage entre l'écoulement transonique d'arrière-corps et les charges latérales dans les tuyères propulsives*. PhD thesis, Département des Sciences de l'Ingénieur - Université de Poitiers, 2005.
- [92] I. LEE and H. J. SUNG. Characteristic of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step : Part i. time-mean statistics and cross-spectral analyses. *Experiments in Fluids*, 30 :262 – 272, 2001.
- [93] I. LEE and H. J. SUNG. Multiple-arrayed pressure measurement for investigation of the unsteady flow structure of a reattaching shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 463 :377 – 402, 2002.
- [94] J.-C. LIN, Y. YANG, and D. ROCKWELL. Flow past two cylinders in tandem : instantaneous and averaged flow structure. *Journal of Fluids and Structures*, 16 :1059 – 1071, 2002.
- [95] C. M. LINTON and D. V. EVANS. The interaction of waves with arrays of vertical circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 215 :549 – 569, 1990.
- [96] M.-S. LIOU. A sequel to AUSM : AUSM+. *Journal of Computational Physics*, 129 :364 – 382, 1996.
- [97] D. G. MABEY. Pressure fluctuations caused by separated bubble flows at subsonic speeds. Technical report, TR 71160, Royal Aircraft Establishment, 1971.
- [98] D. G. MABEY. Some measurements of base pressure fluctuations at subsonic and supersonic speeds. Technical report, Current Papers CP 1204, Aeronautical Research Council, 1972.
- [99] S. MALAVASI and A. GUADAGNINI. Interactions between a rectangular cylinder and a free-surface flow. *Journal of Fluids and Structures*, 23 :1137 – 1148, 2007.
- [100] S. MARIE, S. DECK, and P. E. WEISS. From pressure fluctuations to dynamic loads on axisymmetric step flows with minimal number of kullites. *Computers and Fluids*, 39 :747–755, 2010.
- [101] S. MARIE, H. LAMBARE, and P. DRUAULT. A modal overview of the unsteady loads induced by the Ariane 5 base-flow. In *4th European Conference for Aerospace Sciences*, 2011.
- [102] I. MARY and P. SAGAUT. Large Eddy Simulation of flow around an airfoil near stall. *AIAA Journal*, 40 :1139–1145, 2002.

- [103] P. MELIGA. *A theoretical approach for the onset and control of unsteadiness in compressible afterbody flows*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2008.
- [104] P. MELIGA and P. REIJASSE. Unsteady transonic flow behind an axisymmetric afterbody equipped with two boosters. In *25th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, 2007.
- [105] P. MELIGA, P. REIJASSE, and J. M. CHOMAZ. Effect of a serrated skirt on the buffeting phenomenon in transonic afterbody flows. In *Proceedings of the IUTAM Symposium - Unsteady Separated Flows and their Control, Corfu, Greece, 18 - 22 June, 2007*.
- [106] P. MELIGA, D. SIPP, and J. M. CHOMAZ. Elephant modes and low frequency unsteadiness in a high Reynolds number, transonic afterbody wake. *Physics of Fluids*, 21 :054105, 2009.
- [107] P. MELIGA, D. SIPP, and J. M. CHOMAZ. Effect of compressibility on the global stability of axisymmetric wake flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 660 :499 – 526, 2010.
- [108] F. MERY, D. C. MINCU, G. CASALIS, and A. SENGISSEN. Noise generation analysis of a cylindrical cavity by les and global instability. *AIAA Journal*, 3205, 2009.
- [109] I. MEZIĆ. Spectral properties of dynamical systems, model reduction and decompositions. *Nonlinear Dynamics*, 41 :309–325, 2005.
- [110] I. MEZIĆ. Analysis of fluid flows via spectral properties of the Koopman operator. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45 :357 – 378, 2013.
- [111] I. MEZIĆ and A. BANASZUK. Comparison of systems with complex behavior. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 197 :101 –133, 2004.
- [112] S. MITTAL and V. KUMAR. Flow-induced oscillations of two cylinders in tandem and staggered arrangements. *Journal of Fluids and Structures*, 15 :717 – 736, 2001.
- [113] J. MIZUSHIMA and N. SUEHIRO. Instability and transition of flow past two tandem circular cylinders. *Physics of Fluids*, 17 :104107, 2005.
- [114] A. M. MOHSEN. Experimental investigation of the wall pressure fluctuations in subsonic separated flows. Technical Report D6-17094, AD 669214, Boeing Co. Commercial Airplane Div., Renton, Washington, 1967.
- [115] P. MONKEWITZ. A note on vortex shedding from axisymmetric bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 192 :561 – 575, 1988.
- [116] P. A. MONKEWITZ and P. HUERRE. Influence of the velocity ratio on the spatial instability of mixing layers. *Physics of Fluids*, 25 :1137, 1982.
- [117] P. A. MONKEWITZ and L. N. NGUYEN. Absolute instability in the near-wake of two-dimensional bluff bodies. *Journal of Fluids and Structures*, 1 :165 – 184, 1987.
- [118] M. H. MOORE. Effect of in phase and out of phase forcing on circular cylinder wake. Master's thesis, Auburn University, 2013.
- [119] T. W. MULD, G. EFRAIMSSON, and D. S. HENNINGSON. Mode decomposition on surface-mounted cube. *Flow Turbulence and Combustion*, 88 :279 – 310, 2012.
- [120] A. NASR and J. C. S. LAI. A turbulent plane offset with small offset ratio. *Experiments in Fluids*, 24 :47 – 57, 1998.
- [121] A. T. NGUYEN. *Décollement instationnaire et charges latérales dans les tuyères propulsives*. PhD thesis, Université de Poitiers, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2003.

- [122] J. OSTLUND. *Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads*. PhD thesis, Kungl Tekniska Högskolan, 2002.
- [123] R. PAIN, P. E. WEISS, and S. DECK. Zonal Detached Eddy Simulation of the flow around a simplified launcher afterbody. *AIAA Journal*, 2013.
- [124] R. PAIN, P. E. WEISS, S. DECK, and J. C. ROBINET. Large scale dynamics of a high Reynolds axisymmetric separating/reattaching flow. *To be submitted to Journal of Fluid Mechanics*.
- [125] L. PALUSZEK. CFD modelling of nozzle ovalisation. Master's thesis, Cranfield University, School of Engineering, September 2009.
- [126] M. PAMIES. *Contrôle d'une couche limite turbulente au moyen d'un micro-système distribué*. PhD thesis, Université de Lille 1, 2008.
- [127] V. PARAMESWARAN and S. A. ALPAY. Studies on re-attaching wall jets. *Canadian Society for Mechanical Engineering, Transactions*, 3(2) :83 – 89, 1975.
- [128] M. PÉCHIER. *Prévisions numériques de l'effet Magnus pour des configurations de munitions*. PhD thesis, Université de Poitiers, 1999.
- [129] M. PÉCHIER, P. GUILLEN, and R. CAYSAC. Magnus effect over finned projectiles. *AIAA Journal of Spacecrafts and Rockets*, 38 :542 – 549, 2001.
- [130] B. PIER. Local and global instabilities in the wake of a sphere. *Journal of Fluid Mechanics*, 603 :39 – 61, 2008.
- [131] J. L. F. PORTEIRO, C. E. G. PRZIREMBEL, and R. H. PAGE. Modification of subsonic wakes using boundary layer and base mass transfer. *AIAA Journal*, 21 :665–670, 1983.
- [132] A. POWELL. On the edge tone. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 33 :395–409, 1961.
- [133] G. REGA and H. TROGER. Dimension reduction of dynamical systems : Methods, models, applications. *Nonlinear Dynamics*, 41 :1 – 15, 2005.
- [134] J. E. ROSSITER. Wind-tunnel experiments on the flow over a rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. *Aeronautical Research Council Reports and Memoranda*, No. 3438, 1964.
- [135] C. W. ROWLEY, T. COLONIUS, and R. M. MURRAY. Model reduction for compressible flows using pod and galerkin projection. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 189 :115 – 129, 2004.
- [136] C. W. ROWLEY, I. MEZIĆ, S. BAGHERI, P. SCHLATTER, and D. S. HENNINGSON. Reduced-order models for flow control : balanced models and koopman modes. In *Seventh IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition*, 2009.
- [137] C. W. ROWLEY, I. MEZIĆ, S. BAGHERI, P. SCHLATTER, and D. S. HENNINGSON. Spectral analysis of nonlinear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 641 :115–127, 2009.
- [138] A. RUHE. Rational krylov sequence methods for eigenvalue computation. *Linear Algebra and its Applications*, 58 :279–316, 1984.
- [139] P. SAGAUT and S. DECK. Large Eddy Simulation for aerodynamics : Status and perspectives. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 367(1899) :2849–2860, 2009.
- [140] P. SAGAUT, S. DECK, and M. TERRACOL. *Multiscale and multiresolution approaches in turbulence*. Imperial College Press, 2006.

- [141] H. SAKAMOTO and H. HANIU. A study on vortex shedding from spheres in a uniform flow. *ASME, Transactions, Journal of Fluids Engineering*, 112 :386 – 392, 1990.
- [142] R. SAMTANEY. Visualization, extraction and quantification of discontinuities in compressible flows. Technical report, Technical Report NAS-99-002, NASA, 1999.
- [143] R. D. SANDBERG and H. F. FASEL. Numerical investigation of transitional supersonic axisymmetric wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, 563 :1 – 41, 2006.
- [144] A. M. SASSOON, J. E. Jr. HUBBARD, A. FLATAU, and Z. HASNAIN. Flow over a backward facing step subjected to multiple synthetic jet actuators. In *31st AIAA Applied Aerodynamics Conference*, San Diego, 24 – 27 June 2013.
- [145] R. A. SAWYER. Two-dimensional reattaching jet flows including the effects of curvature on entrainment. *Journal of Fluid Mechanics*, 17 :481 – 498, 1963.
- [146] P. J. SCHMID. Dynamic Mode Decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics*, 656 :5–28, 2010.
- [147] P. J. SCHMID and D. S. HENNINGSON. Optimal energy density growth in Hagen-Poiseuille flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 277 :197 – 225, 1994.
- [148] P. J. SCHMID, L. LI, M. P. JUNIPER, and O. PUST. Applications of the Dynamic Mode Decomposition. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 25 :249 – 259, 2011.
- [149] F. SCHRIJER, F. SCARANO, and R. SCHWANE. Experimental investigation of transonic unsteady flow phenomena in the base of the Ariane 5 using PIV and pressure measurements. In *4th European Conference for Aerospace Sciences*, 2011.
- [150] F. SCHRIJER, A. SCIACCHITANO, and F. SCARANO. Experimental investigation of flow control devices for the reduction of transonic buffeting on rocket afterbodies. In *15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 5-8 July*, 2010.
- [151] A. SEENA and H. J. SUNG. Dynamic modes in turbulent cavity flows causing self-sustained oscillations. In *Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 2011.
- [152] A. SEVILLA and C. MARTÍNEZ-BAZÁN. Vortex shedding in high Reynolds number axisymmetric bluff-body wakes : Local linear instability and global bleed control. *Physics of Fluids*, 16 :3460 – 3469, 2004.
- [153] A. R. SHENOY and C. KLEINSTREUER. Flow over a thin circular disk at low to moderate Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 605 :253 – 262, 2008.
- [154] L. W. SIGURDSON. The structure and control of a turbulent reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 298 :139–165, 1995.
- [155] F. SIMON. *Simulations numériques hybrides RANS/LES de l'aérodynamique des projectiles et application au contrôle des écoulements*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille 1, 2007.
- [156] F. SIMON, S. DECK, P. GUILLEN, R. CAYZAC, and A. MERLEN. Zonal Detached Eddy Simulation of projectiles in the subsonic and transonic regimes. *AIAA Journal*, 45 :1606, 2007.
- [157] F. SIMON, S. DECK, P. GUILLEN, P. SAGAUT, and A. MERLEN. Numerical simulation of the compressible mixing layer past an axisymmetric trailing edge. *Journal of Fluid Mechanics*, 591 :215 – 253, 2007.

- [158] R. L. SIMPSON. Turbulent boundary-layer separation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 21 :205 – 234, 1989.
- [159] P. SPALART. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21 :252 – 263, 2000.
- [160] P. SPALART, S. DECK, M. SHUR, K. SQUIRES, M. STRELETS, and A. TRAVIN. A new version of Detached Eddy Simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 20 :181 – 195, 2006.
- [161] P. SPALART, W. JOU, M. STRELETS, and S. ALLMARAS. Comments on the feasibility of LES for wings and on a hybrid RANS/LES approach. In Ruston, editor, *In : Proceedings of the 1st AFSOR International Conference on DNS/LES*, pages 137 – 147, 1998.
- [162] P. G. SPAZZINI, G. IUSO, M. ONORATO, N. ZURLO, and G. M. DI CICCIA. Unsteady behavior of back-facing step flow. *Experiments in Fluids*, 30 :551 – 561, 2001.
- [163] D. SUMNER, S. J. PRICE, and M. P. PAÏDOUSSIS. Flow-pattern identification for two staggered circular cylinders in cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 411 :263–303, 2000.
- [164] D. SUMNER, S. S. T. WONG, S. J. PRICE, and P. PAÏDOUSSIS, M. Fluid behaviour of side-by-side circular cylinders in steady cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 13 :309–338, 1999.
- [165] K. R. SUSHIL and K. D. MANAB. Comparison of two low-Reynolds number turbulence models for fluid flow study of wall bounded jets. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 61 :365 – 380, 2013.
- [166] Y. SUSUKI and I. MEZIĆ. Nonlinear Koopman modes and coherency identification of coupled swing dynamics. *IEEE Transactions on Power Systems*, 26 :1894 – 1904, 2011.
- [167] C. K. W. TAM. Discrete tones of isolated airfoils. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 55 :1173, 1974.
- [168] C. K. W. TAM and P. J. W. BLOCK. On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities. *Journal of Fluid Mechanics*, 89 :373–399, 1978.
- [169] S. TANEDA. Visual observations of the flow past a sphere at Reynolds numbers between 10^4 and 10^6 . *Journal of Fluid Mechanics*, 85 :187 – 192, 1978.
- [170] A. K. VISWANATHAN, K. D. SQUIRES, and J. R. FORSYTHE. Detached Eddy Simulation off the flow over an axisymmetric cavity. In *AIAA Aerospace Sciences Meeting*, volume 0265, 2003.
- [171] C. WANG. *The effects of curvature on turbulent mixing layers*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1984.
- [172] A. WEICKGENANT and P. A. MONKEWITZ. Control of vortex shedding in an axisymmetric bluff body wake. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 19 :789 – 812, 2000.
- [173] P. E. WEISS. *Simulation numérique et analyse physique d'un écoulement d'arrière-corps axisymétrique et application au contrôle des charges latérales*. PhD thesis, Université Paris VI, Pierre et Marie Curie, 2010.
- [174] P. E. WEISS and S. DECK. Control of the antisymmetric mode ($m=1$) for high Reynolds axisymmetric turbulent separating/reattaching flows. *Physics of Fluids*, 23 :095102, 2011.
- [175] P. E. WEISS and S. DECK. Zonal Detached Eddy Simulation of the flow dynamics on an Ariane 5-type afterbody. In *4th European Conference for Aerospace Sciences*, 2011.

-
- [176] P. E. WEISS and S. DECK. Numerical investigation of the robustness of an axisymmetric separating/reattaching flow to an external perturbation using ZDES. *Flow Turbulence and Combustion*, doi : 10.1007/s10494-013-9484-6, 2013.
- [177] P. E. WEISS, S. DECK, J. C. ROBINET, and P. SAGAUT. On the dynamics of axisymmetric turbulent separating/reattaching flows. *Physics of Fluids*, 21 :075103, 2009.
- [178] P. D. WELCH. The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 15(2) :70 – 73, 1967.
- [179] R. WILLE and H. FERNOLZ. Report on the first European Mechanics Colloquium, on the Coanda effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 23 :801 – 819, 1965.
- [180] H. WONG, J. MEIJER, and R. SCHWANE. Experimental and theoretical investigation of base-flow buffeting on Ariane 5 launch vehicles. *Journal of Propulsion and Power*, 23, 2007.
- [181] Y. ZHOU, Z. J. WANG, R. M. C. SO, S. J. XU, and W. JIN. Free vibrations of two side-by-side cylinders in a cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 443 :197–229, 2001.

Simulation numérique, analyse physique et contrôle d'écoulements massivement décollés. Application au buffeting culot et à l'ovalisation de la tuyère sur des configurations de lanceur.

Le développement de l'accès à l'espace s'inscrit dans le contexte scientifique et économique actuel comme un enjeu majeur de l'industrie et de la recherche. Un des objectifs principaux est d'augmenter la capacité et le confort de la charge utile pour réduire les coûts de transport vers l'espace. L'exploitation des données en vol du lanceur Ariane 5 a mis en évidence la présence de fluctuations de pression pouvant induire des efforts instationnaires repris par les vérins du moteur Vulcain. Ces efforts s'exercent dans la zone décollée du culot d'un lanceur normalement à l'axe de la poussée, et sont qualifiés de charges latérales. Cette observation conduit à l'étude de deux aspects. Dans un premier temps, la dynamique des écoulements massivement décollés d'arrière-corps, à haut nombre de Reynolds et en régime compressible est considérée au moyen de simulations numériques ZDES. Une analyse approfondie des champs instantanés, moyens et fluctuants est réalisée au moyen de post-traitements avancés. Notamment, le champ tri-dimensionnel de pression fluctuante dans la région du culot fait l'objet d'analyses spectrales (Fourier) et modales (DMD) massives. Ensuite, le contrôle des phénomènes potentiellement nuisibles au confort de la charge utile à savoir le buffeting culot et l'ovalisation de tuyère est abordé. L'analyse physique de l'écoulement sur une géométrie tri-corps permet la conception d'un dispositif de contrôle adapté. Enfin, l'effet de deux dispositifs retenus (quatre jets équirépartis en azimut sur le corps central et augmentation de la section de passage entre les trois corps) est évalué au moyen des outils d'analyse de la dynamique de la configuration non contrôlée.

Mots-clés : SIMULATION NUMERIQUE ; RANS/LES ; ZDES ; TRANSSONIQUE ; CONTROLE DES ECOULEMENTS ; CHARGES LATERALES ; BUFFETING ; OVALISATION ; CULOT ; ARRIERE-CORPS ; LANCEUR ; DMD ; KOOPMAN

Numerical simulation, physical analysis and control of massively separated flows. Application to the buffeting phenomenon and nozzle ovalization on launcher configurations.

In the current scientific and economic framework, access to space has become a great challenge for both the industry and research. One of the main purpose is to increase both the payload capacity and safety in order to reduce space transportation costs. The analysis of flight data from the Ariane 5 launcher has put forward the occurrence of pressure fluctuations leading to unsteady loads on the actuators of the Vulcain engine. These loads occur in the separated zone of the launcher base flow and act normally to the thrustaxis. They are referred to as side loads. In the frame of such observations, two aspects are investigated. First, thedynamics of separating/reattaching flows at high Reynolds number and compressible regime is considered by means of numerical simulations of ZDES type. The instantaneous, mean and fluctuating flowfields are scrutinized using advanced post-processing. In particular, massive spectral (Fourier) and modal analyses (DMD) have been performed on the three-dimensional fluctuating pressure field of the base flow. Then, the control of phenomena which results in the buffeting phenomenon and nozzle ovalization is discussed. The physical analysis of the flow around a three-body geometry feeds into the design of an appropriate flow control device. Besides, the same analysis as for the uncontrolled configuration is undertaken in order to determine the effects of the tested devices (four jets equally distributed around the main body and increase of the cross section between the three bodies).

Keywords : NUMERICAL SIMULATION ; RANS/LES ; ZDES ; TRANSONIC ; FLOW CONTROL ; SIDE LOADS ; BUFFETING ; OVALIZATION ; BLUFF BODY BASE ; AFTERBODY ; LAUNCHER ; DMD ; KOOPMAN