

ANALYSE DU CHAMP DE PRESSION PARIÉTALE D'UN DIFFUSEUR COUDÉ DE TURBINE FRANCIS

THÈSE N° 2779 (2003)

PRÉSENTÉE À LA FACULTÉ SCIENCES ET TECHNIQUES DE L'INGÉNIEUR

Institut des sciences de l'énergie

SECTION DE GÉNIE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

Jorge Alejandro ARPE ALCA

ingénieur mécanicien diplômé EPF
et de nationalité péruvienne

acceptée sur proposition du jury:

Prof. F. Avellan, directeur de thèse

Dr M. Couston, rapporteur

Dr P. Dörfler, rapporteur

Dr M. Farhat, rapporteur

Prof. J. Thome, rapporteur

Lausanne, EPFL
2003

Résumé

A l'heure actuelle, le parc des machines hydrauliques est composé d'anciennes centrales qui ont besoin d'être réhabilitées en rendement et en puissance. La réhabilitation concerne en pratique les éléments d'accès facile tels que la roue et les aubes directrices. Le diffuseur et la bêche spirale ne sont généralement pas modifiés pour des raisons de coût et de sécurité. Une mauvaise adaptation de l'écoulement entre la roue modifiée et le diffuseur existant peuvent provoquer des chutes de rendement lorsque la centrale travaille aux régimes de fonctionnement off-design, ce qui est souvent le cas car il faut satisfaire les besoins en énergie des consommateurs. Par ailleurs, dans des conditions de fonctionnement non optimales, le diffuseur peut être à l'origine d'instabilités qui empêchent l'exploitation de la machine. La compréhension de l'écoulement dans le diffuseur est donc vitale pour la prédiction et la maîtrise des instabilités de fonctionnement d'une machine.

L'écoulement dans un diffuseur de turbine Francis est complexe, instationnaire et turbulent, en raison de sa nature tournante et de la géométrie du diffuseur. Afin d'augmenter les connaissances sur la physique de l'écoulement, des analyses de champ de pression moyen et fluctuant aux parois du diffuseur sont menées à travers des mesures de pression extensives dans tout le diffuseur. Le travail est divisé en deux grandes parties. La première concerne les analyses de mesures de pression aux points de fonctionnement proches du point optimal, afin de comprendre la chute de récupération de pression du diffuseur lorsqu'on augmente le débit. Une évolution particulière du champ de pression moyen est mise en évidence selon les points de fonctionnement autour du point optimal. Le résultat est une distribution du débit entre les 2 canaux du diffuseur selon le point de fonctionnement. Du point de vue des phénomènes périodiques, le champ fluctuant dans le cône montre principalement 2 composantes : une composante tournante à la fréquence de rotation de la roue f_n et une composante synchrone à $20f_n$ résultant de l'interaction rotor-stator. L'influence du bec de bêche sur les fluctuations de pression est mise en évidence en représentant tous les signaux de moyennes de phase selon la position angulaire absolue de la roue. Des phénomènes de nature aléatoire à très basse fréquence, en dessous de $0.3f_n$, se manifestent également. Ces fluctuations se propagent depuis le coude vers les canaux du diffuseur. Des corrélations entre les résultats du champ moyen et fluctuant sont aussi observées au cours de ces analyses.

La seconde partie concerne les analyses de mesures aux points de fonctionnement de débit partiel. Une très grande influence du volume de vapeur du vortex est observée sur le fonctionnement hydrodynamique et acoustique de la turbine à 3 valeurs de nombre de Thoma σ . Pour ces 3 valeurs, le champ de pression purement tournant en sortie de roue introduit par le vortex est complètement déséquilibré par une composante synchrone à la même fréquence, qui influence le niveau de fluctuations de pression sur les parois et surtout fait varier la vitesse de phase du vortex. A petit σ , le vortex cavitant de grand volume interagit avec le diffuseur, de telle sorte que le coude devient source de fortes ondes de pression qui se propagent vers l'aval, vers l'amont du diffuseur et dangereusement vers les conduites du circuit de la plate-forme. A moyen σ , le vortex cavitant de plus petit volume produit un champ de pression régulier dans le diffuseur et les fortes ondes de pression disparaissent. A σ élevé, en absence de phase vapeur, des comparaisons entre les mesures et un calcul numérique monophasique donnent une très bonne concordance dans le cône du diffuseur. Grâce à ce calcul, il est possible d'expliquer les allures des fluctuations de pression aux parois du cône.

Abstract

At this time, a large number of hydraulic turbomachinery installations are ageing, so that they need refurbishment to increase their efficiency and their associated output power. The items that need refurbishment are mainly the runner and the guide vanes. The draft tube and the spiral casing are generally not modified, for cost and safety reasons. An unsuitable match between the new runner and the old draft tube can lead to an unfavourable flow behavior and an efficiency drop when the hydroelectric plant works at off-design conditions, due to the rapidly changing user load conditions. Moreover, in non-optimum operating conditions, the draft tube can be the origin of instabilities that prevent the machine exploitation. The understanding of the flow in the draft tube is therefore very important for the prediction and the control of the machine stability.

The flow in the draft tube is complex, unsteady and turbulent because of its rotating nature and of the draft tube's geometry. In order to increase the understanding of the flow physics, analyses of the steady and unsteady pressure fields on the draft tube walls are lead through extensive pressure measurements in the whole draft tube. The investigation is divided in two parts. The first one concerns the analyses of the pressure measurements at the operating points near the optimum (BEP) in order to understand the recovery coefficient break-off when the flow rate increases. A particular evolution of the steady pressure field appears following the operating points around the BEP. Consequently, the flow is distributed between the 2 channels of the draft tube according to each operating point. As for the unsteady phenomena, the fluctuating field in the cone of the draft tube shows 2 components : a rotating component at the runner frequency f_n and a synchronous component at $20f_n$ resulting from the rotor-stator interaction. The influence of the spiral casing on the fluctuating pressure is pointed out by representing all phase average signals in the same absolute angular position of the runner. Unsteadiness of random nature at very low frequency, below $0.3f_n$, appears as well. These fluctuations propagate from the elbow to the 2 channels in the draft tube. Correlations between the steady and unsteady results are observed during the analysis.

The second part concerns the analysis at the low discharge operating points. An influence of the vortex volume, from a hydrodynamic and acoustic point of view, has been found in the turbine operation for 3 values of the Thoma number σ . For these 3 pressure

levels, the turning pressure field due to the vortex rotation is completely deformed by a synchronous pressure field at the same frequency. This field influences the magnitude of the fluctuations at the wall and mainly in the phase velocity of the vortex. At low σ , the big volume of the biphasic vortex interacts with the draft tube in such a way that the elbow becomes the source of strong pressure oscillations that propagate to the upstream and to the downstream of the draft tube and dangerously towards the pipes of the test rig system. At mean σ , the volume of the biphasic vortex decreases and causes a regular pressure field in the draft tube and the strong oscillations disappear. At high σ , the vapor phase disappears completely and the comparison between the measurements and a monophasic numerical calculation shows good consistency in the cone of the draft tube. Thanks to this computation it is possible to explain the fluctuations shape at the cone walls.

NOMENCLATURE

A_{ref}	Section de référence	m^2
A_o	Section d'entrée	m^2
\vec{C}, \vec{c}	Vitesse absolue de l'écoulement	m/s
c_n, c_u, c_r	Composantes de vitesse axiale, tangentielle et radiale	m/s
c_o	Vitesse moyenne de la section sondée	m/s
C_p	Coefficient de pression : $C_p = \frac{p-p_{ref}}{\frac{1}{2}\rho C_{ref}^2}$	—
D_1	Diamètre de la roue	m
E	Énergie hydraulique massique : $E = gH$	J/kg
f_n	Fréquence de rotation de la roue	Hz
f_T	Fréquence de rotation du vortex	Hz
f^*	Fréquence adimensionnelle : $f^* = \frac{f}{f_n}$	—
F, G, H, L	Coefficients adimensionnels d'étalonnage des sondes	—
gH_r	Pertes énergétiques massiques	J/kg
H	Chute nette	m
N	Vitesse de rotation en tours par minute	$t/min.$
k	Nombre d'onde	rad/m
p	Pression statique	N/m^2
\bar{p}	Pression : valeur moyenne	N/m^2
\tilde{p}	Pression : composante fluctuante	N/m^2
p_a	Pression atmosphérique	N/m^2
p_v	Pression de vapeur saturante de l'eau	Pa
Q	Débit volumique	m^3/s
R_1	Rayon de la roue	m
R_{xx}, R_{xy}	Fonction d'autocorrélation, intercorrélation	Pa^2
S_{xx}	Densité spectrale ou autospectre	Pa^2/Hz
S_{xy}	Densité interspectrale	Pa^2/Hz
T	Période	s
\vec{U}	Vitesse périphérique d'entraînement	m/s
\vec{W}, \vec{w}	Vitesse relative de l'écoulement	m/s
Z	Impédance : $Z = \frac{\delta_H}{\delta_Q}$	s/m^2

Caractères Grecs

α, β	angle d'écoulement, angle d'aubage	°
δ_H, δ_Q	Fluctuation de pression et de débit	$m, m^3/s$
η	Rendement hydraulique	—
ϕ	Angle "yaw", étalonnage de sondes de vitesse	°
θ	Angle "pitch", étalonnage de sondes de vitesse	°

ν	Vitesse spécifique	—
ν_φ	Vitesse de phase : $\frac{\omega}{k}$	m/s
ρ	Masse volumique du fluide	kg/m^3
σ	Nombre de Thoma : $\sigma = \frac{NPSE}{E}$	—
φ	Coefficient de débit : $\varphi = \frac{Q}{\pi\omega R_1^3}$	—
φ^*	Coefficient de débit divisé par le φ du point optimal	—
ψ	Coefficient d'énergie massique : $\psi = \frac{2E}{\omega^2 R_1^2}$	—
ψ^*	Coefficient d'énergie massique rapporté au ψ du point optimal	—
ψ_c	Chiffre d'énergie massique nette d'aspiration : $\psi_c = \frac{2NPSE}{(\omega D/2)^2}$	—
$\vec{\omega}$	Vitesse angulaire de rotation	rad/s
τ	Retard ou temps de propagation	s
χ	Coeff. de récupération de pression statique du diffuseur : $\chi = (\frac{1}{\rho} \Delta p) / (.5(\frac{Q}{A_{ref}})^2)$	

Indices

1	Section haute pression de la roue
$\bar{1}$	Section basse pression de la roue
I	Section de référence amont
\bar{I}	Section de référence aval
<i>ref</i>	Grandeur de référence

Abréviations

DSP	Digital Signal Processing
EPFL	École polytechnique fédérale de Lausanne
LMH	Laboratoire de machines hydrauliques
STI	Sciences et techniques de l'Ingénieur
LDA	Laser Doppler Anemometry
PIV	Particle Image Velocimetry
BEP	Best Efficiency Point
NPSE	Energie massique nette à l'aspiration
CFD	Computational Fluid Dynamics

Table des matières

Nomenclature	i
I Introduction	1
1 L'énergie hydraulique	3
1.1 Un peu d'histoire [13]	3
1.2 Situation actuelle de la production hydroélectrique	5
1.3 Importance de l'utilisation de la force hydraulique	7
1.4 Perspectives de développement	7
2 Cadre de l'étude	9
2.1 Problématique	9
2.2 Etat de l'art	11
2.3 Objectifs	13
2.4 Organisation du document	14
II Cas étudiés	15
3 La turbine Francis	17
3.1 Principe de fonctionnement	17
3.2 Paramètres de fonctionnement	19
3.3 Distribution de vitesses en sortie de roue	21
3.4 Coefficient de récupération d'un diffuseur	22
4 Les modèles réduits	25
4.1 La plate-forme d'essais	25
4.2 Modèle de roue et de diffuseur	26
4.3 Caractéristique de la machine	28
4.4 Points de fonctionnement	29

5 Conventions	33
5.1 Les positions mesurées	33
5.2 Définition des grandeurs	33
5.2.1 Pression adimensionnelle	33
5.2.2 Nombre de tours	34
5.2.3 Fréquence adimensionnelle	34
III Les moyens expérimentaux	37
6 Introduction	39
7 Mesures de sondage de vitesse	41
7.1 Les sondes à 5 trous	41
7.2 Les capteurs de pression	41
7.3 Système de déplacement	42
7.4 Collines d'étalonnage	42
7.5 Procédure d'automatisation des mesures de sondage	45
8 Mesures de pression en paroi	49
8.1 Système d'acquisition	49
8.2 PC de mesure et de traitement de données	51
8.3 Capteurs de pression	51
8.3.1 Etalonnage statique de capteurs	53
8.3.2 Etalonnage dynamique des capteurs	53
8.4 Chaîne de mesure	56
8.5 Procédure de mesure	57
IV Investigation autour de la chute de récupération du diffuseur	59
9 Introduction	61
10 Mesures préliminaires	63
11 Analyse du champ de pression moyen	73
11.1 Chute de performances du diffuseur	73
11.2 Mesures	74
11.3 Description du champ de pression à la paroi	74
11.4 Contribution à la validation des calculs	80

12 Analyse du champ de pression fluctuant	83
12.1 Introduction	83
12.2 Mesures	83
12.3 Mise en évidence des phénomènes	84
12.4 Fluctuations de pression en sortie de roue	86
12.5 Fluctuations de pression dans le coude du diffuseur	94
12.6 Cartes du champ de pression fluctuant	95
12.6.1 Fluctuations à f_n	95
12.6.2 Fluctuations à $20f_n$	95
12.7 Phénomènes auto-soutenus à très basses fréquences	100
12.7.1 Signaux dans le temps	100
12.7.2 Domaine Fréquentiel	100
12.7.3 Inventaire des résultats	104
12.7.4 Analyse de la propagation	111
12.7.5 Synthèse	116
13 Conclusion	123
V Investigation à débit partiel	125
14 Introduction	127
15 Mise en évidence des phénomènes	131
15.1 Mesures	131
15.2 Identification de fluctuations de pression	132
16 Vortex à faible σ	137
16.1 Introduction	137
16.2 Analyse à la fréquence du vortex f_T	138
16.2.1 Amplitudes et déphasages dans le cône	140
16.2.2 Mise en évidence de la composante synchrone	142
16.2.3 Décomposition vectorielle du champ de pression fluctuant	143
16.3 Analyse à la fréquence $2.5f_n$	145
16.3.1 Démodulation des signaux	145
16.3.2 Analyse aux fréquences modulantes	145
16.4 Synthèse et conclusion	160

17 Vortex à σ moyen	161
17.1 Introduction	161
17.2 Analyse à la fréquence du vortex f_T	161
17.2.1 Moyennes de phase	162
17.2.2 Champ de pression fluctuant en sortie de roue	167
17.3 Synthèse et Conclusion	171
18 Vortex à σ élevé	173
18.1 Introduction	173
18.2 Présentation du calcul	173
18.3 Description	175
18.4 Synthèse et Conclusion	176
VI Conclusions et perspectives	183
A Traitement du signal	189
A.1 Introduction	189
A.2 Notions statistiques [27], [5]	189
A.2.1 Erreurs statistiques	189
A.2.2 Erreurs systématiques	191
A.3 Analyse temporelle de signaux	192
A.3.1 La moyenne de phase	192
A.3.2 Introduction à la notion de corrélation	193
A.3.3 Exemple d'application	196
A.3.4 Décomposition temporelle de la rotation du vortex [34]	200
A.4 Analyse spectrale de signaux	201
A.4.1 Séries de Fourier	201
A.4.2 Transformée de Fourier	201
A.4.3 Fonction de densité spectrale	202
A.4.4 Mesures de cohérence	206
A.4.5 Exemples d'application	206
A.4.6 Fonction de cohérence partielle	208
A.4.7 Modulation et démodulation des signaux	209
A.4.8 La transformée de Hilbert	210
B Modélisation de la plate-forme	213
B.1 Modèle hydroacoustique	213
B.2 Impédance hydroacoustique	214

Bibliographie

218

Première partie

Introduction

Chapitre 1

L'énergie hydraulique

1.1 Un peu d'histoire [13]

On ne sait pas avec certitude par qui, où et quand la force et l'énergie que possède un courant d'eau ont été exploitées pour la première fois, bien qu'il semble probable que l'inspiration soit venue d'un autre usage plus ancien de l'eau : l'irrigation. Autrefois, divers moyens étaient utilisés pour faire monter l'eau des rivières à une hauteur supérieure à celle de leurs rives, pour la mener aux terres en passant par des canaux. L'un d'eux était la roue perse ou *saqia* qui était une grande roue montée sur un axe horizontal avec des cuillères sur son pourtour. Ces roues étaient mises en mouvement par des animaux de charge. Quelqu'un a su remarquer que lorsqu'on déchargeait la bête, le courant tendait à faire tourner la roue dans la direction opposée, concevant l'idée révolutionnaire que le courant d'eau avait une énergie et pouvait donc produire du travail. Les roues hydrauliques primitives n'étaient pas différentes de la *saqia* et en les connectant à une pierre, on leur donne la principale fonction de cette époque, qui était la pierre à moulin.

Les premières roues hydrauliques ont été probablement construites en Asie, en Chine et en Inde il y a 2200 ans ; depuis l'Asie elles ont été transmises à l'Égypte et de là à l'Europe (600 ans après l'Asie) et à l'Amérique. Leonard De Vinci, Galilée et Descartes, entre autres, ont fait des études théoriques et mathématiques sur ces roues. Le physicien et mathématicien français Parent (1666-1716) a étudié pour la première fois le fonctionnement des roues hydrauliques, et ingénieusement prévoit qu'il existe une relation optimale entre la vitesse de la roue et la vitesse du courant d'eau. Les améliorations faites aux roues ont donné naissance à la construction de roues d'impulsion et de réaction, qui présentaient l'avantage de tirer profit de l'énergie cinétique, ce qui a permis de réduire leur taille.

L'évolution de la technologie de la transmission électrique a permis le grand développement des centrales hydrauliques et par conséquent des turbines hydrauliques. Dans ce nouveau schéma de transformation d'énergie : énergie hydraulique-énergie mécanique-énergie électrique, les roues hydrauliques, sur la circonférence desquelles l'eau ne pouvait

agir que partiellement, présentaient deux désavantages : un bas rendement et une vitesse de rotation trop lente (4 à 10 rpm). En revanche, l'eau agit sur toute la circonférence des turbines hydrauliques qui sont nées pour remédier à ces inconvénients, et elles ont évolué de manière à pouvoir augmenter toujours plus leur vitesse de rotation, leur rendement et obtenir des puissances spécifiques plus élevées.

L'étude des turbomachines hydrauliques en tant que science n'a commencé que lorsqu'Euler publie en 1754 à Berlin son fameux mémoire sur les machines hydrauliques, où il expose sa théorie des machines à réaction : "*Théorie plus complète des machines qui sont mises en mouvement par la réaction de l'eau*". Dans ce travail de mémoire, Euler développe pour la première fois l'équation fondamentale des turbomachines.

Plus tard, le français Claude Burdin (1790-1873), professeur de l'Ecole des mines de Saint-Etienne, dans son célèbre mémoire "*la théorie des turbines hydrauliques ou machines rotatives à grande vitesse*" imprime pour la première fois le mot *turbine* dans le vocabulaire technique. Le mot turbine vient du latin *turbo-inem*, qui veut dire rotation ou tour.

Le développement des turbines hydrauliques peut se résumer dans ces principales étapes de la manière suivante : le XVIII^e siècle est celui de sa gestation, le XIX^e siècle celui de sa naissance (roues Pelton et Francis) et le XX^e siècle celui de son développement.

Les turbines hydrauliques sont des machines dont le développement ne date pas des dernières décennies, il y a plus de 2000 ans que l'homme s'en sert et un peu moins d'un siècle que les principaux constructeurs d'Europe, d'Asie et d'Amérique s'efforcent constamment de les perfectionner. Leur évolution n'est pas encore terminée et elle s'est accélérée ces dernières années, puisque les besoins en énergie propre croissent chaque jour et que les centrales exigent des turbines plus rapides, plus compactes et surtout plus efficaces.

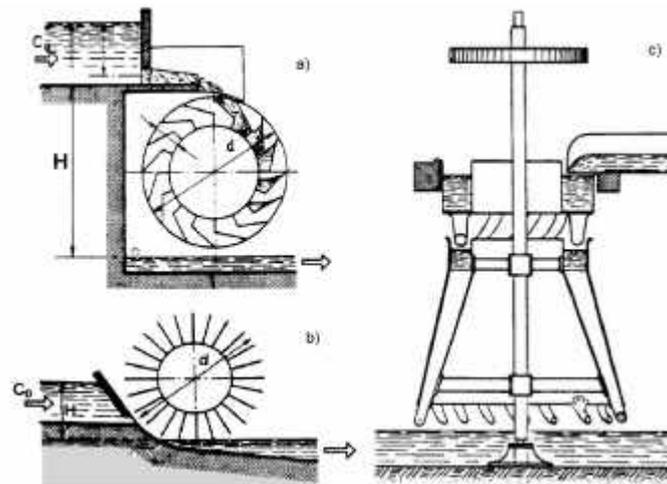


FIG. I.1.1: a) Roue à alimentation supérieure, b) à pales plates, c) turbine d'Euler.

1.2 Situation actuelle de la production hydroélectrique

Actuellement¹, la production mondiale d'énergie électrique est chaque année d'environ 14'500 milliards de kWh, dont 64 % proviennent des combustibles fossiles (charbon, pétrole, gaz), 18 % des ressources hydrauliques, 17 % des combustibles nucléaires et 1 % des autres sources d'énergie. Ces chiffres montrent l'importance considérable de l'énergie d'origine hydraulique dans le monde. La proportion d'hydroélectricité varie beaucoup d'un pays à l'autre, et, dans chaque pays, elle est susceptible d'évoluer dans le temps en fonction des ressources disponibles, du coût des autres modes de production et de la politique énergétique nationale.

En Suisse aujourd'hui, la production d'énergie hydraulique est, en année moyenne, d'environ 35'000 GWh. Elle correspond à 65% de la consommation de la Suisse en électricité. Cela montre l'importance élevée de l'énergie hydraulique pour la Suisse. Environ 2/3 de la puissance installée se trouve dans les cantons de montagne des Grisons, du Tessin, d'Uri et du Valais. Dans ces cantons sont produits les 2/3 environ de l'énergie électrique d'origine hydraulique. De même, les cantons d'Argovie et de Berne fournissent une contribution remarquable. Les centrales des aménagements internationaux sur les rivières qui forment frontière fournissent environ 10 % de la production hydraulique suisse.

En Europe actuellement, on estime à 843 milliards de kWh le potentiel hydroélectrique, dont 70 % sont déjà exploités. Ces dernières années, la course à la construction s'est donc notablement ralentie, d'autant que la consommation d'électricité a tendance à se stabiliser. Les nouveaux aménagements sont ainsi conçus pour répondre à plusieurs besoins à la fois. Dans les régions sèches ou fortement peuplées (Italie, Portugal, Espagne, Sud de la France, proximité de grandes agglomérations...), des aménagements à buts multiples peuvent servir simultanément à la production d'électricité, l'irrigation des terres et à l'alimentation en eau potable, alors que dans des régions pluvieuses, ils seront utilisés pour le contrôle des crues ou la navigation.

L'Asie est le continent le plus vaste et le plus peuplé du globe. C'est également un continent en plein essor économique dont les besoins en énergie électrique ne cessent d'augmenter. De nombreux pays veulent mettre en valeur leurs gisements hydrauliques. La Chine et l'Inde turbinent déjà chaque année 139 milliards de kWh et 70 milliards de kWh mais les possibilités d'équipement restent encore colossales. En Chine, elles représentent 370'000 MW, soit trois fois la puissance totale installée, par exemple, en France. En 1991, l'Assemblée chinoise a voté la réalisation du barrage des Trois-Gorges sur le Yang Tsé, le troisième fleuve du monde. Ce barrage d'une puissance de 18'000 MW va permettre le contrôle des crues et offrir 700 km de voies navigables.

Les Etats-Unis disposent à la fois de vastes ressources hydrauliques et d'importants

¹ Office fédéral des eaux et de la géologie (OFEG), Electricité de France (EDF).

gisements de combustibles. Aussi, en raison des grandes dimensions de ce pays et de la longueur des distances de transport depuis les sites de production hydraulique jusqu'aux points de consommation, les centrales thermiques se sont-elles rapidement développées de manière à rationaliser le système de production et de distribution de l'énergie électrique. Actuellement, 90 % de la production d'électricité est assurée par des centrales thermiques, classiques ou nucléaires. Toutefois, les Etats-Unis restent le deuxième producteur mondial d'hydroélectricité, avec 267 milliards de kWh par an, n'étant dépassés que par leur voisin du Nord, le **Canada** (315 milliards de kWh, 60 % de l'électricité est d'origine hydraulique). L'électricité canadienne provient en grande partie des eaux courantes et est produite par les puissantes centrales du Saint-Laurent et de ses affluents à l'Est du pays, de la Columbia River et de la rivière de la Paix à l'Ouest.

Origine	Production hydroélectrique par an en milliards de kWh (TWh)	Potentiel TWh/an
Asie	600	3600
Amérique du Nord	570	1100
Europe	580	800
Amérique du Sud	390	2300
Etats de l'ex-URSS	220	-
Océanie	78	105
Afrique	52	1000

TAB. I.1.1: Potentiel de production d'énergie hydroélectrique dans le monde

Dans le reste du monde, le potentiel hydroélectrique est loin d'être exploité, en particulier dans les pays semi- ou non industrialisés et en voie de développement, voir Tableau I.1.1, qui ont un très grand potentiel, comme les pays d'**Amérique Latine**. Ce continent compte sur son territoire parmi les plus grands fleuves du monde : l'Amazone, le Paraná, le Sao Francisco et l'Orénoque. Pas étonnant, donc, que la plus grande partie de l'électricité consommée sur ce continent soit issue de la force des fleuves. La centrale qui détient le record de production mondiale, Itaipú, est installée sur le fleuve Paraná au Brésil. Elle transforme les 16'000 m³/s d'eau qui traversent ses turbines en plus de 70 milliards de kWh par an, soit l'équivalent de toute la production française. Au **Pérou**, source de l'Amazone, la production électrique étant de 20 milliards de kWh par an, 16 milliards de kWh sont de production hydroélectrique, soit plus de 80% de la production totale, toutefois il reste 5 millions de Péruviens qui ne bénéficient toujours pas de l'électricité. Il y a encore du travail à faire.

1.3 Importance de l'utilisation de la force hydraulique

- La production d'énergie hydraulique est une énergie renouvelable. Grâce à elle on épargne les énergies non renouvelables qui, à long terme, deviendront plus rares et plus chères.
- L'utilisation des forces hydrauliques ne produit pas de déchets ou de résidus qui s'échappent dans l'atmosphère ou qui doivent être recyclés. Les aménagements hydrauliques produisent de l'énergie libre d'émissions (notamment le CO₂).
- Les centrales hydroélectriques ont un facteur de rendement énergétique élevé par rapport aux autres types de production. Pendant leur durée de vie, elles produisent jusqu'à 300 fois plus d'énergie que celle nécessaire pour leur construction.
- L'utilisation de la force hydraulique est possible également dans le cadre d'aménagements à buts multiples. Par exemple, l'alimentation en eau, l'épuration des eaux usées, la régulation des lacs et la protection contre les crues.
- La technologie actuelle repose sur un siècle de développement continu. Elle peut être mise en oeuvre sans problème dans l'ensemble des pays en voie de développement et d'industrialisation.
- Le coût du kilowatt-heure ne dépend pas, comme pour les énergies fossiles, du prix des combustibles, soumis aux fluctuations du marché mondial. L'hydroélectricité est donc un facteur d'indépendance énergétique et contribue remarquablement à la sécurité d'approvisionnement pour le pays qui l'exploite.

1.4 Perspectives de développement

La réhabilitation de centrales constitue actuellement, avec la mini-hydraulique, le pôle principal de développement de nouvelles réalisations dans le domaine des turbines hydrauliques et représente une partie importante du marché mondial. La production d'énergie additionnelle résultant de l'accroissement de la puissance d'anciens ouvrages s'avère particulièrement rentable. Dans la majorité des cas, c'est le seul moyen d'augmenter la production d'énergie électrique, d'une part parce que le potentiel hydroénergétique est très limité dans les pays développés, et d'autre part, dans les pays en voie de développement, parce que les problèmes financiers et écologiques retardent la construction de nouveaux aménagements.

Dans le cas de la réhabilitation d'une machine d'une centrale existante, la plupart du temps, seule la roue et les directrices sont modifiées. Les autres éléments tels que la bêche spirale et le diffuseur sont rarement modifiés pour des raisons de coût. Des comportements imprévisibles qui affectent le rendement de la machine peuvent apparaître si la "nouvelle" roue et le "vieux" diffuseur sont mal adaptés. La connaissance et la prédiction de l'écoulement dans le diffuseur sont donc très importantes pour obtenir la réhabilitation désirée d'une centrale d'énergie hydroélectrique. C'est dans ce sens que ce travail de recherche se dirige.

L'augmentation des puissances ne concerne pas seulement les travaux de réhabilitation des centrales mais aussi les nouvelles installations, grâce aux progrès technologiques dans différents domaines. Ainsi par exemple, les moyens de calcul numérique actuels permettent d'aborder des calculs d'écoulement impossibles à réaliser il y a quelques années en arrière. L'optimisation des géométries par le calcul aide à la conception de machines plus puissantes et efficaces dans des plages de fonctionnement plus larges. Dans le domaine de la métallurgie, des alliages plus résistants et homogènes rendent possible la construction de turbines fonctionnant à des niveaux d'énergie plus élevés. Des alliages résistants à l'érosion par cavitation permettent l'accroissement en puissance spécifique des turbines.

Chapitre 2

Cadre de l'étude

2.1 Problématique

L'écoulement dans un diffuseur coudé de turbine est très complexe, instationnaire et turbulent, en raison de sa nature tournante en sortie de roue et de la géométrie du diffuseur qui peut donner naissance à des écoulements secondaires et à des gradients de pression adverse causés par les changements de section à travers le diffuseur. Ce ne sont que quelques phénomènes physiques qui caractérisent l'écoulement dans le diffuseur. A cela peuvent s'ajouter de fortes fluctuations de pression apparaissant lorsque la machine travaille hors des régimes optimaux, à faible débit -dit aussi à faible charge- ou à fort débit -dit aussi à forte charge- ainsi que des phénomènes transitoires liés à un changement de régime soudain.

La mauvaise adaptation entre une roue et un diffuseur est aussi un grand problème pour les principaux constructeurs de machines, car lors de la réhabilitation de vieilles centrales, l'augmentation de gain obtenue dans le rendement au point optimal grâce à la nouvelle roue, peut être entachée d'une forte chute de rendement par augmentation du débit, comme cela est illustré à la Figure I.2.1. Ce comportement est inacceptable eu égard au fait que les centrales doivent travailler aussi dans des conditions off-design, selon les besoins en électricité des utilisateurs.

Le besoin en connaissances de l'écoulement a poussé les constructeurs à développer des codes de calcul modernes ces dernières années pour la conception et l'amélioration des diffuseurs coudés des turbines, avec de bons et de mauvais résultats. La validation de ces calculs a également mené à la réalisation de mesures expérimentales dans le diffuseur, qui se sont résumées la plupart du temps à des mesures ponctuelles dans quelques positions du diffuseur (mesures de pression pariétales), ou tout au plus dans quelques sections du diffuseur (sondages de vitesses, LDA¹, PIV²). Nous observons aujourd'hui qu'il y a encore

¹ Laser Doppler Anemometry

² Particle Image Velocimetry

un grand besoin de données expérimentales extensives, qui engloberaient cette fois tout le diffuseur, comme par exemple des mesures détaillées des champs de vitesses, des champs de pression, des caractéristiques turbulentes de l'écoulement, etc.

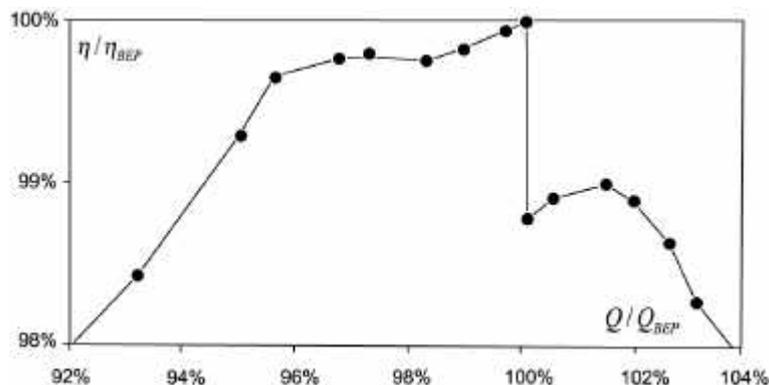


FIG. I.2.1: Chute de rendement par l'augmentation du débit à énergie spécifique constante [2]. Test en modèle réduit d'une roue améliorée de turbine Francis à $\nu = 0.6$

Motivation scientifique

Fournir des informations supplémentaires pour la compréhension de la chute de performance de récupération du diffuseur, mettre en évidence les phénomènes physiques qui caractérisent l'écoulement dans les turbines hydrauliques, comprendre les interactions parties fixes-parties mobiles principalement en sortie de roue, étudier l'interaction de fortes fluctuations de l'écoulement à débit partiel avec le diffuseur et l'installation, établir une base de données expérimentale complète pour contribuer aux validations de calculs numériques, mettre au point des techniques de mesure et d'outils d'analyse puissants, sont quelques-uns des défis de ce travail.

Motivation industrielle

Comme déjà mentionné, les projets de rénovation et de réhabilitation des centrales hydroélectriques sont fréquents ces dernières années et représentent une partie importante du marché mondial des turbines. Le but de la réhabilitation est d'améliorer le rendement et la puissance, ainsi que la stabilité de fonctionnement de la machine. Habituellement seules la roue et les aubes directrices sont remplacées. La bêche spirale et le diffuseur sont rarement modifiés car les coûts de construction sont trop élevés. Il est donc important d'être attentif à l'adaptation de l'écoulement dans la roue et le diffuseur, afin de ne pas compromettre la stabilité et réduire la plage d'utilisation optimale de la machine. Les rendements des turbines hydrauliques peuvent aller actuellement jusqu'à 95%, une augmentation de quelques points signifie donc une amélioration substantielle des profits pour les constructeurs et pour les exploitants. Les améliorations dans la conception du dif-

fuseur peuvent aussi augmenter la production d'électricité de plusieurs millions de kWh. C'est ainsi que l'augmentation des connaissances sur l'écoulement dans un diffuseur coudé s'impose dans le monde industriel.

2.2 Etat de l'art

L'écoulement complexe dans les diffuseurs de turbines, pompes et compresseurs en dynamique des fluides a été traité numériquement et expérimentalement dans un large nombre d'études ces dernières décennies, fournissant des informations de grande valeur pour la validation et l'amélioration de la précision des simulations numériques. Cependant seules quelques-unes d'entre elles présentent des validations expérimentales des résultats numériques. Nous pouvons nous référer aux travaux de T. C. Vu et W. Shyy en 1988 [53] qui ont comparé les résultats d'une analyse d'écoulement visqueux avec des données expérimentales d'un diffuseur installé dans une soufflerie. En 1989, Pulvin [41] a étudié l'influence des aspérités des parois sur la création des fines structures de turbulence dans la couche limite dans un diffuseur à section rectangulaire à ouvertures réglables dans un tunnel d'air. En 1990, Combes et al. [12], Tanabe et al. [49] et Ruprecht [45] ont fait des calculs validés expérimentalement avec un bon degré d'acceptation concernant les analyses des écoulements turbulents dans des diffuseurs modernes. En 1994, Ruprecht et al. [46] ont fourni davantage de comparaisons détaillées de CFD avec des résultats expérimentaux obtenus par des mesures LDA avec un générateur de tourbillons, Parkinson et al. [38] ont effectué des mesures de sondages à l'aide de sondes à 5 trous dans un diffuseur d'un modèle de turbine Francis et ont validé des travaux de CFD. En 1996, Ventikos et al. [52] ont rapporté la validation expérimentale d'une simulation numérique de l'écoulement utilisant le schéma de fermeture de turbulence près des parois, dans le cas des diffuseurs de turbines de la centrale de Norris.

Dans le cadre du projet de recherche FLINDT (Flow Investigation in a Draft Tube) dont les partenaires étaient les plus importants constructeurs de machines hydrauliques et l'EPFL, beaucoup de travaux numériques et expérimentaux de grande valeur scientifique ont pu être effectués. Ciocan et al. [10] ont mesuré le profil de vitesse à l'entrée du diffuseur par LDA et mis en évidence dans la composante tangentielle de vitesse une structure tourbillonnaire induite par la roue. La variation du sens de rotation de ce tourbillon avec le point de fonctionnement influence l'écoulement de façon importante. Des études de la chute de récupération dans le diffuseur ont été effectuées ces dernières années par Mauri [26], qui a conclu, grâce à des calculs numériques, que cette chute est la conséquence d'une bifurcation du débit due à un vortex Werlé-Legendre qui apparaît dans l'un des canaux en le bloquant et en augmentant les pertes globales dans le diffuseur, voir Figure I.2.2. Iliescu et al. [23] observent le même comportement par des mesures 2D-LDA en section de

sortie d'un diffuseur coudé et expliquent les pertes grâce aux mesures d'énergie cinétique de turbulence. Ciocan et al. [9] ont mis en place une procédure pour des mesures de frottement à la paroi dans le cône en sortie de roue afin de mettre en évidence des séparations instationnaires qui auraient une importante influence aux niveaux des pertes dans le diffuseur. Avellan [2] détaille les mesures de sondages par LDA et traite de l'influence des conditions limites et de la taille du maillage sur le calcul d'écoulement dans le diffuseur. Des comparaisons entre le calcul et les mesures de sondage montrent une excellente concordance.

En 1999 et 2001 ont eu lieu en Suède deux congrès concernant la simulation numérique dans un diffuseur de turbine Kaplan, [19], [51]. Les conditions limites expérimentales à l'entrée du diffuseur étaient 2 composantes de vitesse données sous la forme des 2 composantes de vitesse, axiale et circumférencielle, et 3 composantes du tenseur de Reynolds, et en sortie du diffuseur, la distribution de pression. Les résultats numériques montrent une grande plage de dispersion, cependant plusieurs ont prédit le coefficient de récupération de pression avec une précision raisonnable. Ces résultats numériques manquent pourtant de données expérimentales détaillées.

Il existe beaucoup de littérature sur l'étude du vortex à débit partiel depuis les années 70. Mollenkopf et al. [28] ont décrit expérimentalement la magnitude des fluctuations de vitesse et de pression causées par le vortex de débit partiel. Nishi et al. ([32], [33], [34], [35], [36], [37]) ont apporté leur contribution avec plusieurs travaux de mesures de pression en paroi et de vitesse concernant l'écoulement périodique à débit partiel, bien que le courant tourbillonnaire ait été induit par un ensemble d'aubes directrices au lieu d'une roue de turbine (tube à vortex). Dörfler [15] et Fanelli [17] ont proposé des modèles mathématiques de la torche et étudié son effet sur l'écoulement. Couston et al. ([14], [40]) ont modélisé le vortex avec phase vapeur à l'aide d'une matrice de transfert en tenant compte de la "souplesse" du vortex. Jacob [24] a fait un travail détaillé du comportement dynamique sur modèle réduit dans le but de prédire la stabilité de fonctionnement des turbines Francis. Skotak et al. [47] ont visualisé le vortex et effectué des mesures de sondage LDA dans un diffuseur complètement transparent et ont donné une explication de l'origine des fluctuations synchrones par la variation de la surface d'écoulement du coude causée par l'encombrement du vortex. Dörfler [16] a mis en évidence lors des tests sur des modèles de turbine Francis à haute vitesse spécifique et à faible débit, que l'on peut s'attendre, avec une grande probabilité, à des fluctuations de pression avec des fréquences allant de 1.5 à 4 fois la fréquence de rotation de la roue. L'origine de ces fluctuations est inconnue. Blommaert [7] a montré dans l'étude du comportement dynamique des turbines Francis qu'en excitant l'installation hydraulique avec le signal inverse des excitations émises naturellement, les fluctuations hydroacoustiques peuvent être réduites de manière remarquable. Nicolet et al. [31] ont développé des modèles analytiques de conduites, vannes, cheminées

d'équilibre et de turbine Francis, basés sur la méthode des impédances. Ces modèles sont implémentés dans un logiciel qui simule le comportement des réseaux électriques, le tout ayant comme résultat une simulation des phénomènes transitoires dans une turbine Francis d'une centrale d'énergie. Des fréquences propres de l'installation peuvent notamment être déterminées. D'autres scientifiques se sont consacrés aux mesures des fluctuations de pression et de vitesse à débit partiel, voir Muciaccia et al. [29], Kerkan et al. [25], Rihtarsic et al. [43], [42].

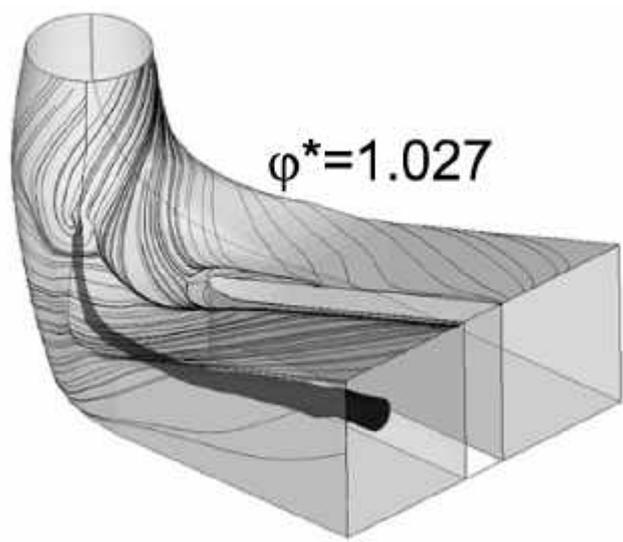


FIG. I.2.2: Vortex de type Werlé-Legendre se développant dans un canal du diffuseur [26].

2.3 Objectifs

Bien que la littérature concernant la recherche de l'écoulement dans le diffuseur soit vaste, nous observons un manque du point de vue expérimental de résultats donnant une vision globale des phénomènes hydrodynamiques et acoustiques dans tout le diffuseur. A part les techniques de visualisation de l'écoulement qui donnent des résultats qualitatifs, il ne reste que les techniques de mesures ponctuelles de pression non intrusives sur les parois du diffuseur pour remédier à ce manque. La distribution adéquate des capteurs de pression sur les parois du diffuseur permet d'interpoler le champ de pression moyen. Ainsi nous pouvons voir évoluer ces champs de pression avec le régime de fonctionnement de la turbine. De même, le déplacement des fluctuations de pression peut être suivi dans une section ou à travers une ligne de capteurs le long du diffuseur, par exemple. Grâce à ces mesures de pression pariétales, nous avons un moyen de caractériser les champs de pression moyen et fluctuant selon les régimes de fonctionnement de la turbine, ce qui est le but principal de ce travail. Cette caractérisation donnera une contribution à la compréhension

des chutes de performances de la récupération du diffuseur et du rendement de la machine, ainsi que des phénomènes acoustiques aux régimes de débit partiel dus à l'interaction d'un vortex cavitant avec le diffuseur.

2.4 Organisation du document

Le présent document est divisé en 6 parties. La **partie I** est l'introduction qui vient d'être exposée.

La **Partie II** présente les cas à étudier, c'est-à-dire les 6 points de fonctionnement pour l'étude du coefficient de récupération de la pression et les 3 points de fonctionnement pour l'étude aux débits partiels. Le *Chapitre 3* traite du principe de fonctionnement d'une turbine Francis et d'un diffuseur ainsi que de la définition d'un coefficient de récupération de pression. Le *Chapitre 4* introduit le modèle réduit de turbine Francis et le *Chapitre 5* les conventions adoptées pour la compréhension des résultats.

La **Partie III** présente les moyens expérimentaux employés dans ce travail. Le *Chapitre 7* concerne l'instrumentation utilisée pour les mesures préliminaires de sondage de vitesses dans 3 sections du diffuseur. Le *Chapitre 8* concerne l'instrumentation pour les mesures de pression en paroi du diffuseur.

La **Partie IV** concerne l'analyse faite aux points de fonctionnement qui mettent en évidence la chute du coefficient de récupération. Le *Chapitre 10* présente les résultats préliminaires de sondage de vitesses dans le diffuseur. Le *Chapitre 11* traite de l'analyse du champ de pression pariétale en moyenne et écart type, et le *Chapitre 12* de l'analyse du champ fluctuant dans le domaine temporel et fréquentiel.

La **Partie V** présente l'étude des points de fonctionnement à débit partiel. La mise en évidence des phénomènes à ces régimes est présentée au *Chapitre 15*. Les *Chapitres 16, 17 et 18* résument les analyses faites à 3 valeurs de nombre de Thoma σ , à très bas σ , à moyen σ et à σ élevé respectivement.

La **Partie VI** donne une brève synthèse du travail, ainsi que les conclusions et perspectives.

En **Annexe**, les techniques de mesures et les outils de traitement de signaux sont présentés pour mettre en évidence les phénomènes physiques importants dans le diffuseur. L'*Annexe A* concerne les outils d'analyse dans le domaine temporel, tels que la moyenne de phase et la fonction de corrélation avec des exemples d'application, ainsi que les outils dans le domaine fréquentiel, tels que la densité spectrale, la cohérence, la cohérence partielle, ainsi que des exemples d'application. L'*Annexe B* présente une modélisation de la plateforme d'essai afin d'identifier les fréquences propres de celle-ci à l'aide de la méthode des impédances.

Deuxième partie

Cas étudiés

Chapitre 3

La turbine Francis

3.1 Principe de fonctionnement

Les turbines Francis sont des machines dites à réaction, compactes, robustes et utilisées pour des chutes moyennes, pouvant développer des puissances très importantes. Leur rendement est très bon : pour des débits variant de 60 à 100 % du débit nominal, il dépasse les 80 %. On les appelle turbines à réaction lorsque la pression à l'entrée de la roue est supérieure à la pression de sortie de la roue.

Les éléments d'une turbine Francis (Figure II.3.1) sont :

- *Une bêche spirale*, qui alimente le distributeur. C'est une conduite en forme de colimaçon de section progressivement décroissante reliée, d'une part, à l'extrémité aval de la conduite forcée, et d'autre part, à la section d'entrée du distributeur. La bêche est tracée de telle façon que le débit passant à travers chaque arc de cercle de la section d'entrée du distributeur soit constant.
- *Le distributeur*, qui est constitué d'une série de directrices (aubes rotatives) entraînées par des biellettes liées à un cercle de vannage.
- *La roue de la turbine*, qui est placée à l'intérieur des distributeurs, l'arbre qui la relie à la génératrice est guidé par le palier principal de la turbine.
- *Le diffuseur* qui reçoit l'eau à la sortie de la roue et la conduit à la sortie de la turbine.

Deux principes sont à la base de son fonctionnement : le premier est la création d'un tourbillon au moyen de la bêche spirale et d'aubages directeurs, le deuxième est la récupération du mouvement circulaire du tourbillon par les aubages d'une roue en rotation qui dévient les filets d'eau pour leur donner une direction parallèle à l'axe de rotation.

L'écoulement de l'eau provoque sur le profil de l'aube une force hydrodynamique qui induit un couple sur l'arbre de la turbine : lorsqu'une aube se déplace dans l'eau, il se produit sur une des faces (intrados) une zone de surpression et sur l'autre (extrados) une

zone de dépression. Cette différence de pression produit le mouvement de rotation de la roue. L'arbre de la turbine est couplé au générateur qui réalise la transformation en énergie électrique.

L'eau sort de la roue avec une énergie cinétique résiduelle, le diffuseur se charge de la ralentir, transforme l'énergie cinétique en énergie de pression, et conduit l'eau jusqu'au réservoir en aval.

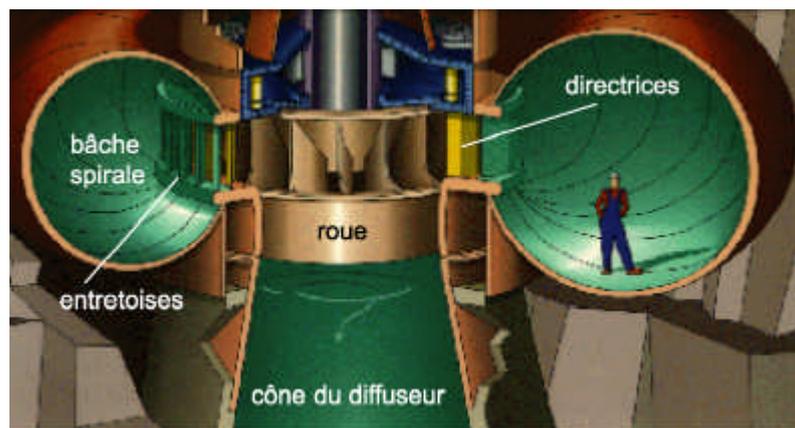


FIG. II.3.1: Composantes d'une turbine de type Francis.

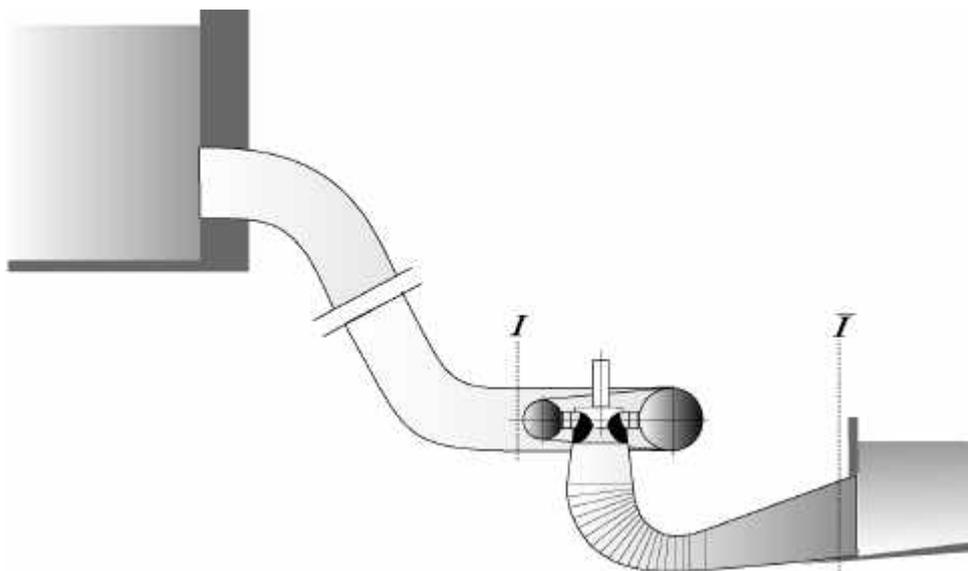


FIG. II.3.2: Schéma et sections de référence d'une centrale hydraulique.

3.2 Paramètres de fonctionnement

L'ensemble des points de fonctionnement possibles d'une machine hydraulique sont rassemblés sur sa caractéristique énergie-débit ($E - Q$) à vitesse angulaire constante. L'efficacité de la transformation de puissance hydraulique en puissance mécanique est reportée dans la caractéristique sous forme de courbes d'égal rendement η . La caractéristique est alors connue comme colline de rendement. Afin de comparer des machines semblables mais de dimensions et vitesses de rotation différentes, sont définis des coefficients adimensionnels d'énergie ψ et de débit φ à l'aide de la vitesse périphérique et de l'aire correspondant à la section de sortie de la roue :

$$\psi_1 = \frac{2E}{\omega^2 R_1^2} \quad (\text{II.3.1})$$

$$\varphi_1 = \frac{Q}{\pi \omega R_1^3} \quad (\text{II.3.2})$$

La vitesse spécifique ν est un paramètre adimensionnel résultant de la combinaison de coefficients d'énergie et de débit faisant disparaître la grandeur géométrique R . Des turbines de tracés hydrauliques différents, de dimensions éventuellement différentes mais travaillant au même régime hydraulique peuvent être comparées grâce à la vitesse spécifique. Au point nominal, ν est un critère de classification des tracés des machines. Les turbines Francis ont des vitesses spécifiques comprises entre 0.14 et 0.65. On parle de turbines *lentes* pour $\nu \leq 0.35$, *rapides* pour $\nu \geq 0.6$ et *moyennes* pour des vitesses spécifiques comprises entre les deux.

$$\nu = \frac{\varphi^{1/2}}{\psi^{3/4}} = \frac{\omega \sqrt{Q/\pi}}{(2E)^{3/4}} \quad (\text{II.3.3})$$

L'implantation d'une machine est également un paramètre important à cause des phénomènes de cavitation qui pourraient apparaître sous certaines conditions. La hauteur d'aspiration H_s d'une turbine est mesurée entre le plan d'eau aval $Z_{\overline{B}}$ et le plan de référence de la turbine, voir Figure II.3.3. La valeur H_s est positive si la turbine se trouve au-dessus du niveau d'eau aval et est négative dans le cas contraire. Pour réduire les frais de génie civil, la turbine sera placée le plus haut possible par rapport au niveau aval. Mais en surélevant la turbine, la pression devient négative à la sortie de la roue de la turbine (dépression). En effet, à la dépression statique, égale à la hauteur d'aspiration, se soustrait encore la dépression dynamique due à l'écoulement de l'eau autour du profil de l'aube (différence de pression entre intrados et extrados). En augmentant H_s , la dépression atteint localement la pression de vaporisation de l'eau p_v . Il y a alors formation de bulles

de vapeur qui se détachent de la surface de l'aube en suivant l'écoulement. Dès qu'elles atteignent une zone où la pression est plus élevée, les bulles de vapeur implosent en créant de fortes ondes de pression qui provoquent l'érosion de la surface de l'aubage. C'est le phénomène de cavitation.

Le niveau de pression absolue dans une turbomachine hydraulique est défini de manière standardisée par l'énergie massique nette à l'aspiration de la turbomachine ou *NPSE*. Elle représente la différence entre l'énergie hydraulique massique de la section d'aspiration gH_I (relative à la cote de référence) et l'énergie massique correspondant à la pression de vapeur p_v

$$NPSE = (gH_I - gZ_{ref}) - \frac{p_v}{\rho} \quad (\text{II.3.4})$$

En développant l'énergie massique de la section d'aspiration et en supposant que celle-ci communique avec un niveau libre, nous obtenons

$$NPSE = \frac{p_a}{\rho} + g(Z_a - Z_{ref}) - \frac{p_v}{\rho} + gH_{r_{I \rightarrow a}} \quad (\text{II.3.5})$$

Avec $H_s = Z_a - Z_{ref}$, et en sachant que les pertes entre les sections de sortie du diffuseur et le niveau aval correspondent au cas de l'élargissement brusque, c'est-à-dire $gH_{r_{I \rightarrow a}} = \frac{1}{2}C_I^2$, nous avons finalement

$$NPSE = \frac{p_a}{\rho} - gH_s - \frac{p_v}{\rho} + \frac{1}{2}C_I^2 \quad (\text{II.3.6})$$

Ainsi le *NPSE* est d'autant plus faible que l'altitude du niveau de référence est grande.

Le *nombre de Thoma* σ est un coefficient de cavitation obtenu en adimensionnalisant l'énergie massique nette à l'aspiration par l'énergie massique E de la machine :

$$\sigma = \frac{NPSE}{E} \quad (\text{II.3.7})$$

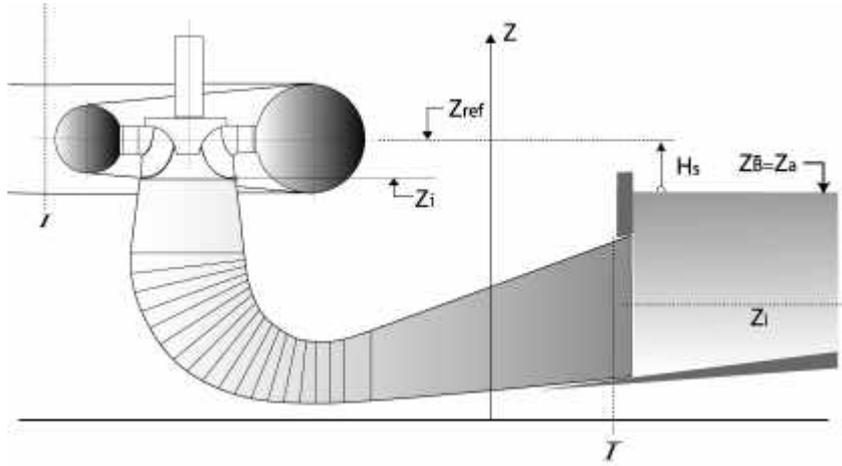


FIG. II.3.3: Principales cotes et sections de référence d'une turbine Francis.

3.3 Distribution de vitesses en sortie de roue

La décomposition de la vitesse de l'écoulement à l'entrée et à la sortie d'une aube de turbine Francis est montrée à la Figure II.3.4a. \vec{C}_m est la vitesse débitante dans le plan méridien et \vec{C}_u est la composante périphérique de la vitesse d'écoulement. Cette dernière est directement comparable à \vec{U} , vitesse périphérique de la roue au rayon d'un point considéré. La vitesse relative du fluide par rapport à l'aube de roue est $\vec{W} = \vec{C} - \vec{U}$. Les angles d'écoulement α et d'aubage β , que forment la vitesse absolue \vec{C} et la vitesse relative \vec{W} avec la vitesse périphérique \vec{U} sont représentés dans la Figure II.3.4b.

En sortie de roue et selon le régime de fonctionnement, l'écoulement se comporte de la manière suivante : la composante circonférentielle \vec{C}_{u_1} de la vitesse d'écoulement est nulle au régime optimal, afin de minimiser les pertes par vitesse résiduelle, Figure II.3.4d. Si le débit augmente et si le fluide quitte l'aube tangentielllement à son squelette, la croissance de la vitesse méridienne \vec{C}_m ne peut se faire que par ouverture de l'angle d'écoulement α , avec apparition d'une vitesse \vec{C}_{u_1} négative, Figure II.3.4e. Si le débit est réduit, \vec{C}_m devient plus petit et impose un \vec{C}_{u_1} positif, Figure II.3.4c. Les variations de régime de fonctionnement depuis le débit partiel au fort débit feront donc apparaître une inversion du sens de rotation de l'écoulement à la sortie de la roue, avec une plage de rotation minimale autour du régime pour lequel la roue a été conçue.

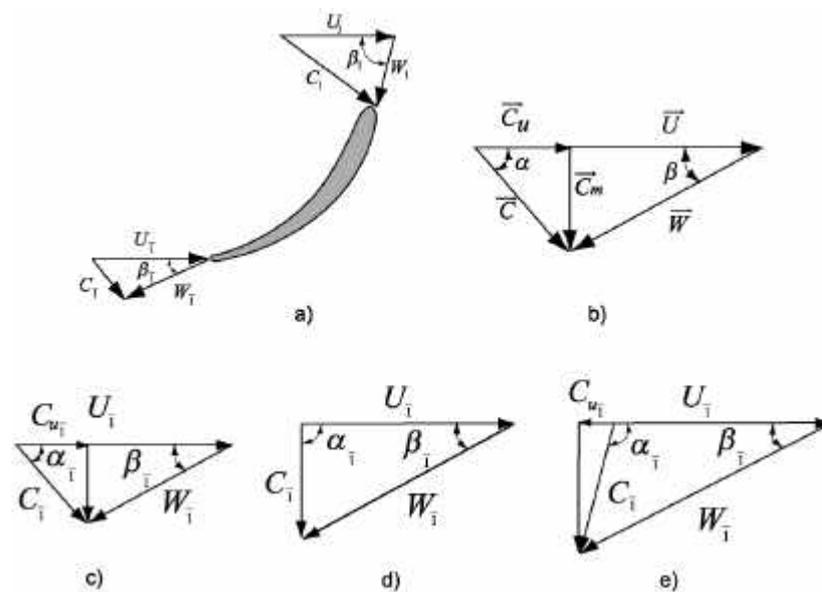


FIG. II.3.4: a), b) Triangles de vitesses à l'entrée et à la sortie d'une aube de turbine Francis. Triangle de vitesses à la sortie à différents régimes : c) débit partiel, rotation résiduelle dans le même sens que la roue ; d) régime optimal, rotation résiduelle minimale ; e) fort débit, rotation résiduelle opposée à celle de la roue.

3.4 Coefficient de récupération d'un diffuseur

Le diffuseur d'une turbine hydraulique est le composant où l'écoulement en sortie de roue est décéléré, transformant ainsi l'excès d'énergie cinétique en pression statique.

Le comportement global du diffuseur peut être étudié par l'introduction du coefficient de récupération de la pression statique χ [30] qui peut être obtenu avec le débit et les mesures différentielles des pressions moyennes à la paroi, entre les sections d'entrée et de sortie du diffuseur.

On considère un diffuseur avec une récupération idéale

$$gH_{\bar{I}} = gH_{\bar{I}} \quad (\text{II.3.8})$$

$$\left(\frac{p_{\bar{I}}}{\rho} + gZ_{\bar{I}}\right) - \left(\frac{p_{\bar{I}}}{\rho} + gZ_{\bar{I}}\right) = \frac{C_{\bar{I}}^2}{2} - \frac{C_{\bar{I}}^2}{2} \quad (\text{II.3.9})$$

et une récupération réelle

$$gH_{\bar{I}} = gH_{\bar{I}} + gH_{r_{\bar{I} \rightarrow \bar{I}}} \quad (\text{II.3.10})$$

$$\left(\frac{p_{\bar{I}}}{\rho} + gZ_{\bar{I}}\right) - \left(\frac{p_{\bar{I}}}{\rho} + gZ_{\bar{I}}\right) = \frac{C_{\bar{I}}^2}{2} - \frac{C_{\bar{I}}^2}{2} + gH_{r_{\bar{I} \rightarrow \bar{I}}} \quad (\text{II.3.11})$$

L'équation II.3.11 peut être mise sous la forme

$$\frac{\left(\frac{p_{\bar{I}}}{\rho} + gZ_{\bar{I}}\right) - \left(\frac{p_{\bar{I}}}{\rho} + gZ_{\bar{I}}\right)}{\frac{C_{\bar{I}}^2}{2} - \frac{C_{\bar{I}}^2}{2}} = 1 - \frac{gH_{r_{\bar{I} \rightarrow \bar{I}}}}{\frac{C_{\bar{I}}^2}{2} - \frac{C_{\bar{I}}^2}{2}} \quad (\text{II.3.12})$$

$$\chi = 1 - \frac{gH_{r_{\bar{I} \rightarrow \bar{I}}}}{\frac{C_{\bar{I}}^2}{2} - \frac{C_{\bar{I}}^2}{2}} \quad (\text{II.3.13})$$

où χ est appelé le *coefficient de récupération du diffuseur*.

Quantifions maintenant le gain énergétique que l'on obtient dans le cas d'une turbine avec diffuseur et dans le cas d'une turbine sans diffuseur.

Un bilan énergétique entre la sortie de la roue $Z_{\bar{I}}$ et le niveau libre $Z_{\bar{B}}$ donne

$$gH_{r_{\bar{I} \rightarrow \bar{B}}} = \frac{p_1 - p_a}{\rho} + \frac{C_{\bar{I}}^2}{2} + g(Z_{\bar{I}} - Z_{\bar{B}}) \quad (\text{II.3.14})$$

En l'absence du diffuseur, c'est-à-dire $p_{\bar{I}} = p_a$, cette expression devient

$$gH_{sans} = gH_{r_{\bar{1} \div \bar{B}}} = \frac{C_{\bar{1}}^2}{2} + g(Z_{\bar{1}} - Z_{\bar{B}}) \quad (\text{II.3.15})$$

Les pertes entre les sections $\bar{1}$ et \bar{B} dues aux changements de section peuvent être estimées par

$$gH_{r_{\bar{1} \div \bar{B}}} = (C_{\bar{1}} - C_{\bar{B}})^2/2 = C_{\bar{1}}^2/2. \quad (\text{II.3.16})$$

Finalement, les pertes en présence du diffuseur entre les sections $\bar{1}$ et \bar{B} peuvent être exprimées par

$$gH_{avec} = gH_{r_{\bar{1} \div \bar{B}}} = gH_{r_{\bar{1} \div \bar{1}}} + gH_{r_{\bar{1} \div \bar{B}}} = gH_{r_{\bar{1} \div \bar{1}}} + C_{\bar{1}}^2/2 \quad (\text{II.3.17})$$

Le gain énergétique grâce au diffuseur est donc

$$gH_{sans} - gH_{avec} = \frac{C_{\bar{1}}^2 - C_{\bar{1}}^2/2}{2} + g(Z_{\bar{1}} - Z_{\bar{B}}) - gH_{r_{\bar{1} \div \bar{1}}} \quad (\text{II.3.18})$$

Nous observons donc, selon l'équation II.3.18, que le diffuseur permet la récupération d'une partie de l'énergie cinétique entre la sortie de la roue et la sortie du diffuseur ainsi que la différence de niveaux.

Nous pouvons remarquer que l'énergie cinétique moyenne à la sortie du diffuseur peut être négligée par rapport à l'énergie cinétique moyenne à l'entrée du diffuseur, alors le coefficient de récupération devient

$$\chi = \frac{(\frac{v_{\bar{1}}}{\rho} + gZ_{\bar{1}}) - (\frac{v_{\bar{B}}}{\rho} + gZ_{\bar{1}})}{\frac{C_{\bar{1}}^2}{2}} \quad (\text{II.3.19})$$

Une colline des coefficients de récupération du diffuseur peut être établie sur la caractéristique (ψ, φ) , comme illustré à la Figure II.4.5b.

Chapitre 4

Les modèles réduits

4.1 La plate-forme d'essais

La plate-forme d'essais No 3 du LMH, Figure II.4.1, permet de tester des modèles réduits (1 :10) de turbines à réaction délivrant au maximum 300 *kW* de puissance. La plate-forme répond à la norme CEI¹ pour les essais de réception sur modèle. Le débit volumétrique Q , l'énergie hydraulique massique E , le couple mécanique transmis par la roue à l'arbre T , la vitesse de rotation ω et la densité de l'eau ρ , sont les principales grandeurs définissant le rendement d'une turbine. Voici quelques spécifications de la plate-forme :

- Chute maximale : 100 *m*
- Débit maximal : 1.5 *m*³/*s*
- Vitesse maximale de rotation : 2500 *rpm*
- Diamètre de modèle de roue standard : 400 *mm*

Un ensemble de 2 pompes de 300 *kW* chacune, assurent le fonctionnement en boucle fermée. Elles sont destinées à fonctionner seules, ou à deux, en parallèle pour les grands débits ou en série pour obtenir les grandes énergies massiques. Les régimes de fonctionnement désirés sont ajustés via le débit, la chute et la vitesse de rotation. Un circuit de refroidissement est installé dans la boucle pour maintenir constante la température de l'eau. La mesure du débit est assurée par un débitmètre électromagnétique. Les pressions différentielles donnant la chute sont acquises grâce à des capteurs différentiels à membrane *Keller*. L'erreur globale ε_η faite sur le rendement vaut 0.52%. Un PC sous un système d'exploitation *Windows 2000* gère l'ensemble des programmes de mesure et de la plate-forme par liaison GPIB avec la centrale d'acquisition ainsi qu'une liaison *RS232* avec un automate programmable *Siemens*. Cette liaison avec l'automate ainsi que l'architecture de commande de la plate-forme offrent la possibilité de piloter l'installation depuis le PC.

¹ Commission Electrotechnique Internationale

Une autre mesure essentielle dans le cas d'essais de cavitation est celle du nombre de Thoma, Section 3.2. La solution utilisée est un capteur différentiel de pression dont le côté haute pression est relié à une colonne d'eau dont la surface libre coïncide avec le niveau de référence de la machine, tandis que le côté basse pression est relié à la section d'aspiration. Si l'on nomme cette différence de pression Δp_σ , l'expression du nombre de Thoma référencé à la sortie de la roue $\sigma_{\overline{1}}$ devient

$$\sigma_{\overline{1}} = \frac{p_a - p_v - \Delta p_\sigma}{\rho E} + \frac{C_1^2}{2E} \quad (\text{II.4.1})$$

Compte tenu de la précision avec laquelle chacune des grandeurs nécessaires au calcul de $\sigma_{\overline{1}}$ est mesurée, on détermine de la même manière que pour le rendement une erreur globale maximale ε_σ de 0.05%.

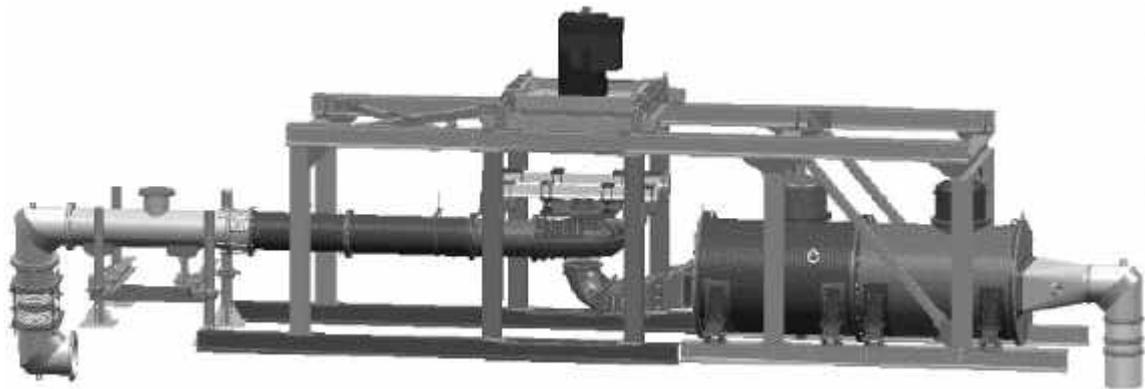


FIG. II.4.1: Plate-forme d'essai No3. LMH

4.2 Modèle de roue et de diffuseur

Les investigations sont menées sur un modèle réduit de roue Francis à haute vitesse spécifique ($\nu = 0.56$, $n_q = 92$) correspondant aux turbines d'une vieille centrale (1926). Ces roues ayant été réhabilitées dans les années 80, elles travaillent avec des diffuseurs de type Moody. Pour les besoins de cette recherche, plusieurs diffuseurs coudés ont été spécialement conçus. La Figure II.4.2 montre 3 coupes -à ψ constant- des collines mesurées du coefficient de récupération pour 3 versions du diffuseur. Le modèle de diffuseur retenu est celui qui reproduisait au mieux la chute des performances ou de récupération de pression par augmentation du débit, c'est-à-dire la version C.

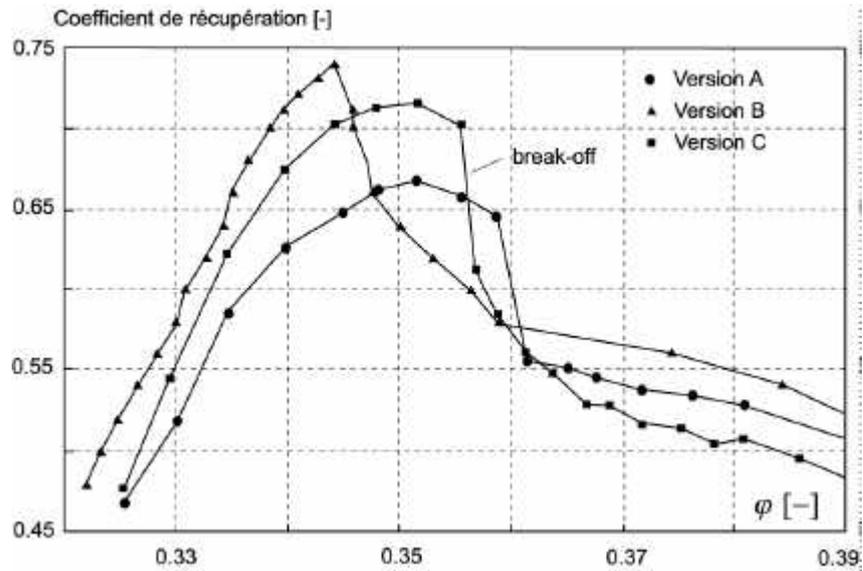


FIG. II.4.2: Coefficients de récupération pour les versions du diffuseur A, B, C.

Les principales caractéristiques du modèle sont :

- Une bêche spirale à double courbure avec un anneau de 10 entretoises
- Un distributeur avec 20 aubes directrices
- Une roue à 17 aubes et 0.4 m de diamètre de sortie.
- Un diffuseur coudé symétrique avec une pile qui sépare le diffuseur en deux canaux. La géométrie et la loi des sections du diffuseur sont illustrées dans la Figure II.4.3.

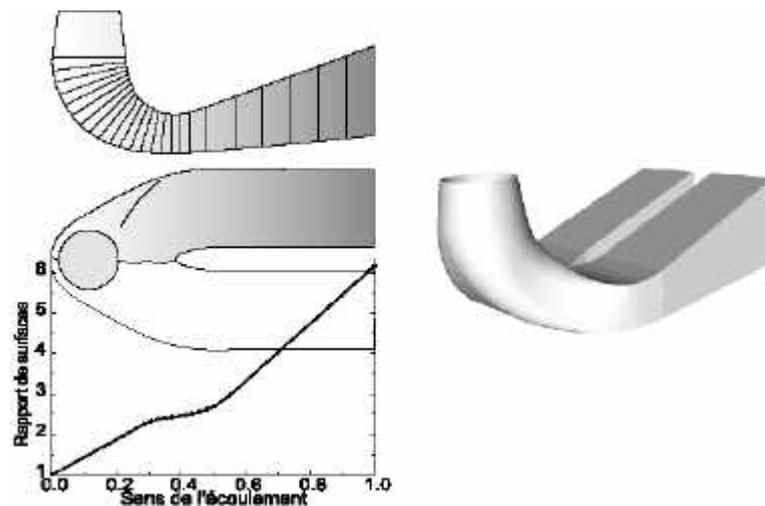


FIG. II.4.3: Evolution du rapport de sections dans le diffuseur.

Le diffuseur instrumenté utilisé dans cette étude est illustré dans la Figure II.4.4. Il est équipé de 300 interfaces pour l'installation des capteurs de pression pariétales et de 150 interfaces pour les sondages de vitesse. Il est aussi équipé de 10 fenêtres pour des mesures LDA. Il est composé de trois parties : la première partie est appelée le *cône du diffuseur* et est faite en plexiglas, la deuxième partie est appelée le *coude du diffuseur* et est faite en fibre de verre et résine époxy, la troisième partie est appelée l'*élément divergent du diffuseur* et est faite en tôle d'acier.

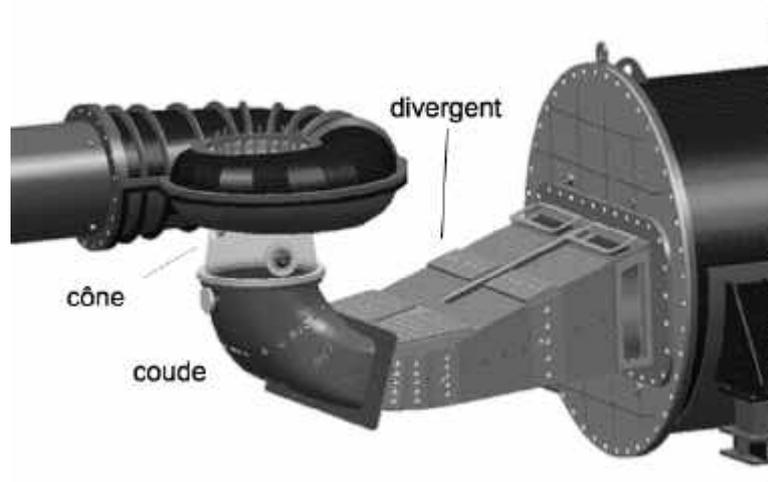


FIG. II.4.4: Modèle réduit de machine hydraulique. Diffuseur.

4.3 Caractéristique de la machine

Les collines du rendement de la machine et du coefficient de récupération du diffuseur mesurés à 1000 tour/min pour une large plage de valeurs de chute et débit, sont illustrées dans la Figure II.4.5. Le coefficient de récupération est estimé selon l'Equation II.4.2. La section de référence A_{ref} se trouve à $0.6D$ de la sortie de la roue ou section $\bar{1}$. La différence de pression Δp_{asp} est mesurée avec un capteur différentiel Keller entre la section de référence et la section de sortie du diffuseur.

$$\chi = \frac{\frac{1}{\rho} \Delta p_{asp}}{\frac{1}{2} \left(\frac{Q}{A_{ref}} \right)^2} \quad (\text{II.4.2})$$

Nous observons que la chute de la récupération de pression du diffuseur est fortement influencée par le coefficient de débit φ^* . Pour les valeurs élevées de $\psi^* > 1.15$, il y a une grande influence de ce coefficient sur la récupération de pression, par contre pour les

valeurs inférieures à 1.15, en variant la chute d'essais, nous observons que le nombre de Reynolds n'a pas d'influence visible sur le coefficient de récupération.

4.4 Points de fonctionnement

Ce travail de recherche comprend deux volets. Le premier concerne l'étude de la chute de la récupération de pression du diffuseur. Pour ce faire, 6 points de fonctionnement ont été déterminés, voir Tableau II.4.1. PF3 correspond au point de fonctionnement le plus proche du point optimal et PF4 correspond au point de fonctionnement qui suit la chute de performance du diffuseur, voir Figure II.4.6.

$\psi^* = 1.06$	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
φ^*	0.919	0.973	0.994	1.027	1.054	1.108

TAB. II.4.1: Points de fonctionnement pour l'investigation de la chute de récupération de pression du diffuseur.

Le deuxième volet concerne l'étude des points de fonctionnement à faible débit ou points de débit partiel, voir Tableau II.4.2. Ces points ont été choisis de manière à obtenir un vortex à rotation périodique produisant d'importantes amplitudes de fluctuations dans le diffuseur. L'interaction de la torche et du diffuseur est étudiée en observant la variation du niveau de pression de la machine avec 3 valeurs du nombre de Thoma, voir Partie V.

PF13 correspond au plus bas niveau de pression et à un grand volume de vortex, PF14 correspond au niveau de pression imposé par la pression atmosphérique à l'aval de la machine avec phase vapeur, PF15 correspond au niveau de pression le plus élevé dans la machine avec disparition complète de la phase vapeur.

$\psi^* = 1.06$	PF13	PF14	PF15
φ^*	0.703	0.703	0.703
σ	0.38	0.70	1.18

TAB. II.4.2: Points de fonctionnement pour l'étude du vortex à débit partielle.

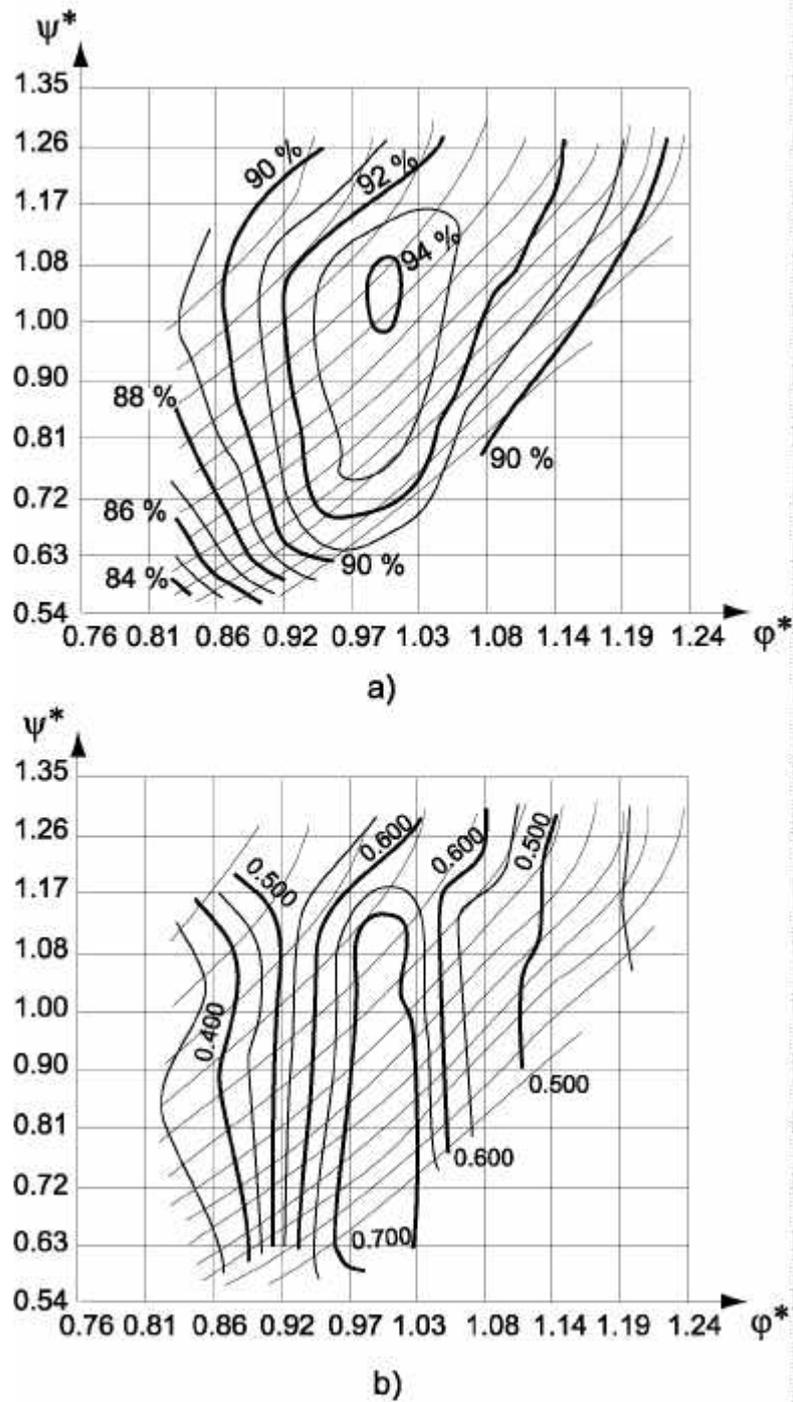


FIG. II.4.5: Collines : a) rendement de la machine, b) coefficient de récupération du dif-fuseur.

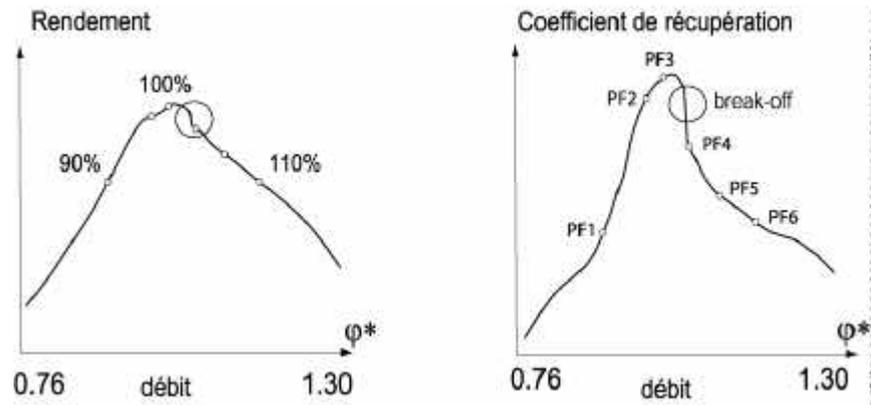


FIG. II.4.6: Chute du rendement de la machine et de la récupération du diffuseur par augmentation du débit à ψ constant. Les 6 points de fonctionnement.

Chapitre 5

Conventions

5.1 Les positions mesurées

Selon l'instrumentation du modèle, les mesures ont été effectuées dans 13 sections, voir Figure II.5.1. Ces sections sont représentées dans le plan et ordonnées selon le sens de l'écoulement. Chaque section porte une étiquette, telle que S1.3, S9.5, etc. La position des mesures est indiquée par des points noirs. Pour la représentation des graphiques, tels que les diagrammes en cascade, le point de départ est donné par la position de la mesure au départ de la flèche et suivant l'orientation de celle-ci (sens de rotation de la roue).

Pour une meilleure visualisation des champs de pression dans tout le diffuseur, la représentation des mesures à la paroi est faite sur la surface développée du diffuseur, voir Figure II.5.2. Selon ce développement, nous appelons le *coude interne* la zone du coude au plus petit rayon de courbure, tandis que le *coude externe*, par opposition, est la zone qui comprend le plus grand rayon de courbure. La *partie supérieure du divergent* est la zone instrumentée où l'on distingue les canaux droit et gauche du diffuseur, la *partie inférieure du divergent* comprend la zone instrumentée en dessous du diffuseur avec quelques positions de mesure seulement.

5.2 Définition des grandeurs

5.2.1 Pression adimensionnelle

Dans le domaine temporel, les pressions mesurées p_i sont mises sous forme adimensionnelle selon la définition du coefficient de pression C_{p_i} , par rapport à l'énergie cinétique à l'entrée du diffuseur

$$C_{p_i} = \frac{p_i}{\rho C_1^2 / 2} \quad (\text{II.5.1})$$

Cette pression adimensionnelle peut être divisée en deux composantes, soit la composante moyenne \overline{C}_{p_i} obtenue de la moyenne calculée à partir des échantillons du segment (ou de la moyenne de phase), et la composante \tilde{C}_{p_i} fluctuant autour de cette moyenne

$$C_{p_i} = \overline{C}_{p_i} + \tilde{C}_{p_i} \quad (\text{II.5.2})$$

Dans le domaine fréquentiel, les spectres d'amplitudes, les fonctions de densité spectrale et les fonctions d'interspectre sont adimensionnalisés par l'énergie massique transformée par la roue. Soit X , la transformée de Fourier d'un signal de pression $x(t)$, nous avons

$$X^* = \frac{X}{\rho E} \quad (\text{II.5.3})$$

5.2.2 Nombre de tours

La base temporelle est obtenue en multipliant la vitesse de rotation par le temps

$$\omega^* = \frac{tN}{60} \quad (\text{II.5.4})$$

où N est la vitesse de rotation exprimée en révolutions par minute. Cette base temporelle correspond simplement au nombre de révolutions de la roue autour de l'axe de rotation à un temps t donné. Il est ainsi possible de comparer des signaux acquis à des vitesses de rotation différentes. Cette base sera appliquée lorsque l'on représentera les résultats des moyennes de phase par exemple.

5.2.3 Fréquence adimensionnelle

La fréquence adimensionnelle est obtenue par

$$f^* = \frac{f}{f_n} = \frac{60f}{N} \quad (\text{II.5.5})$$

où f_n est la fréquence de rotation de la roue en Hz et N est la vitesse de rotation de la roue en *tours/min*.

Les résultats de l'analyse spectrale sont présentés en utilisant une échelle des abscisses basée sur la fréquence adimensionnelle, par exemple tous les événements découlant de la roue et les parties fixes de la turbine ont des fréquences caractéristiques entières $f^* = 1, 2, 3, \dots$

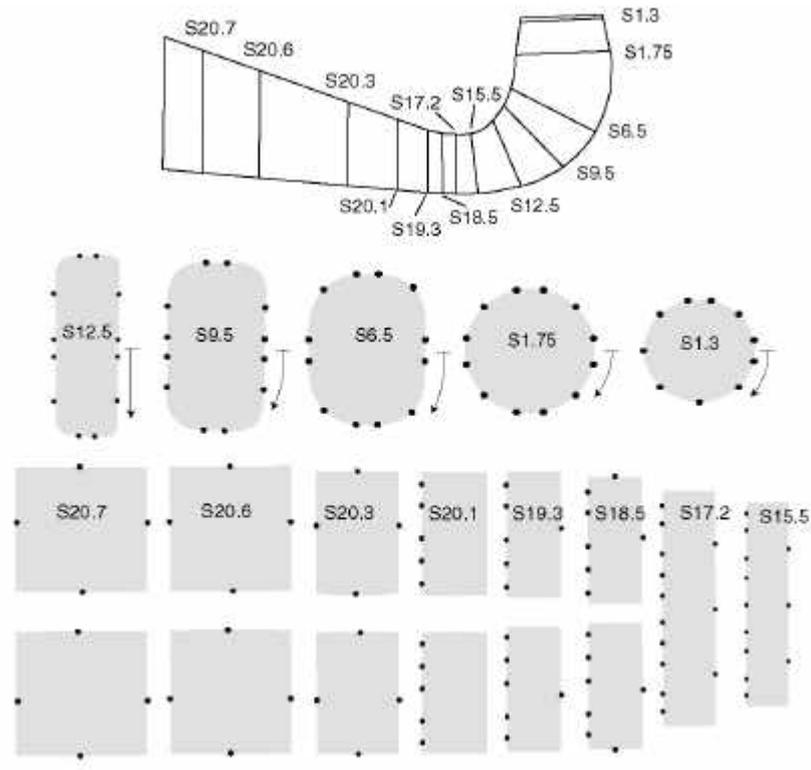


FIG. II.5.1: Sections de mesure et positions de mesures dans le diffuseur instrumenté.

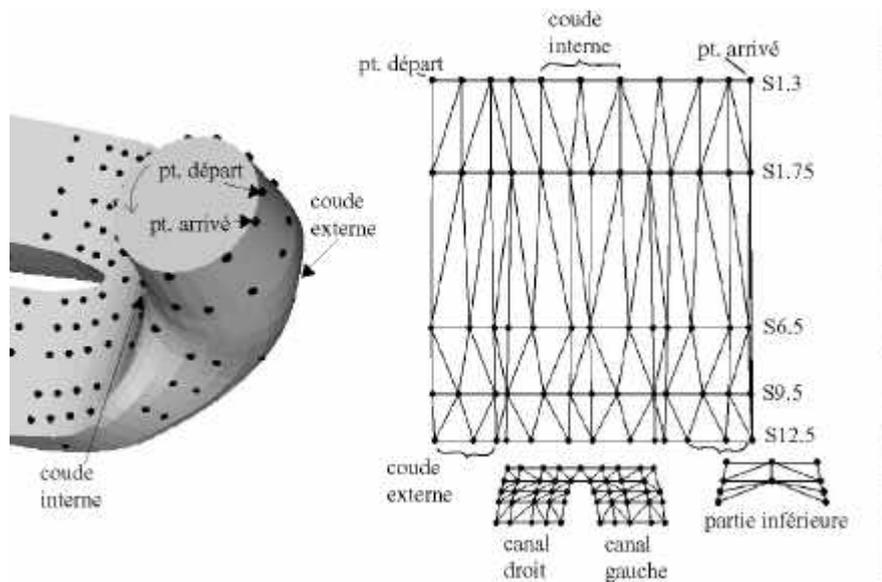


FIG. II.5.2: Représentation du diffuseur développé. Les noeuds correspondent aux positions des mesures.

Troisième partie

Les moyens expérimentaux

Chapitre 6

Introduction

Des explorations préliminaires du champ de vitesse et de pression ont été effectuées à l'aide de sondes à 5 trous dans 3 sections du diffuseur. La technique de sondage de vitesse est bien connue dans le monde scientifique et industriel, voir [3], [38], [11]. Les nouveautés que nous avons introduites dans cette technique sont l'automatisation complète de la procédure de sondage avec auto-orientation de la sonde dans l'écoulement sans intervention de l'homme. Ceci nous a permis d'effectuer 2 sondages en parallèle sur une vingtaine d'axes en un temps très court.

Les mesures extensives de pression en paroi du diffuseur, avec plus de 100 capteurs à gérer, nécessitent de grandes ressources du point de vue matériel et logiciel. La maîtrise du système de mesure et la programmation du processus d'acquisition est une partie importante de ce travail. Le cahier des charges concernant la mesure a été rempli de manière satisfaisante par le système d'acquisition *HP-VXI* dont la présentation est faite dans cette partie.

Chapitre 7

Mesures de sondage de vitesse

7.1 Les sondes à 5 trous

La géométrie de la sonde correspond à celle des sondes United Sensors pour les mesures de vitesse tridimensionnelles et de pression totale, Figure III.7.1. La différence entre les pressions mesurées sur chaque facette de la sonde permet de déterminer la position de celle-ci par rapport à la direction principale de l'écoulement.



FIG. III.7.1: Sondes de pression stationnaire à 5 trous.

7.2 Les capteurs de pression

Les trous de la sonde sont reliés aux capteurs de pression au moyen de tuyaux en plastique. Les pressions relatives entre les différents trous sont mesurées avec des capteurs différentiels à membrane *Keller U662* dont la plage de mesure est comprise entre ± 0.5 bar.

Le système d'acquisition sera discuté dans la Section 8.1.

7.3 Système de déplacement

Les sondages de vitesse ont été automatisés à l'aide d'un système mécano-électronique qui permet des déplacements axiaux (pas de 0.019635 mm) et angulaires (pas de 0.03272°) de la sonde. Le schéma de ce système est montré à la Figure III.7.2 et Figure IV.10.8.

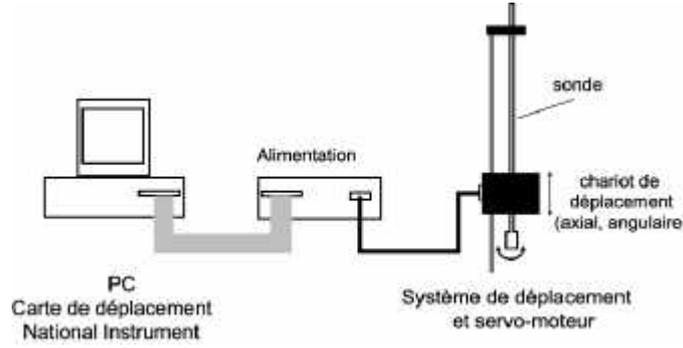


FIG. III.7.2: Schéma du système de déplacement de la sonde.

7.4 Collines d'étalonnage

L'étalonnage des sondes de pression a été fait dans un tunnel hydraulique du LMH de section 150x150 mm, voir Figure IV.10.8. Puisque la composante verticale de la vitesse est de 0.2% de la vitesse moyenne, nous assumons que l'écoulement est constant et unidirectionnel dans le tunnel. La méthode utilisée est celle des collines d'étalonnage. Cette méthode consiste à mesurer des pressions différentielles entre les faces de la sonde lorsqu'elle est orientée dans l'écoulement du tunnel selon les angles ϕ ("yaw") et θ ("pitch") définis à la Figure III.7.3. Les mesures des pressions différentielles déterminent 4 coefficients non dimensionnels, voir équations III.7.1. Les collines de ces coefficients en fonction des angles de l'écoulement sont illustrées dans les Figures III.7.4 et III.7.5. Ces collines permettent de déterminer les vecteurs de vitesse locale et la pression statique lors des mesures dans le modèle de turbine. L'avantage de cette méthode est qu'on peut déduire les valeurs de pression et de vitesse même si la sonde n'est pas alignée avec la direction de l'écoulement ; les désavantages sont les limites angulaires imposées par la géométrie de la sonde.

$$\begin{aligned}
 F(\phi, \theta) &= \frac{p_2 - p_3}{p_1 - p_m} & G(\phi, \theta) &= \frac{p_4 - p_5}{p_1 - p_m} & (III.7.1) \\
 L(\phi, \theta) &= \frac{p_t - p_m}{p_t - p_o} & H(\phi, \theta) &= \frac{p_1 - p_t}{p_t - p_o} \\
 p_m &= \frac{p_2 + p_3 + p_4 + p_5}{4}
 \end{aligned}$$

La vitesse de l'écoulement dans le tunnel est mesurée avec une sonde de Pitôt, simultanément à l'étalonnage. La plage angulaire d'étalonnage a été : $-25^\circ < \phi < +25^\circ$ et $-30 < \theta < +30^\circ$.

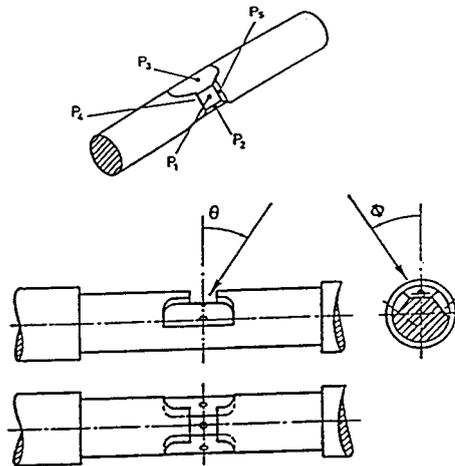


FIG. III.7.3: Définition d'angles ϕ (*yaw*) et θ (*pitch*) pour l'étalonnage de la sonde.

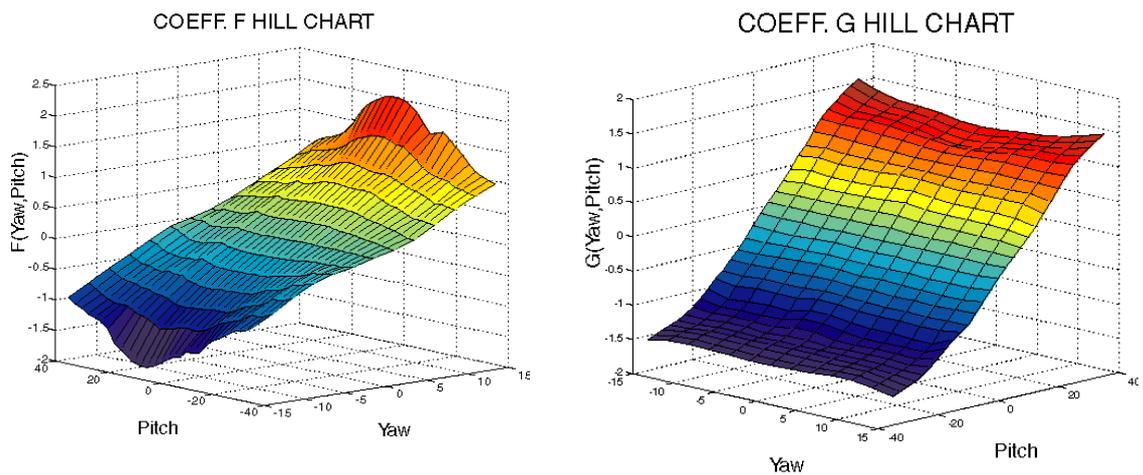


FIG. III.7.4: Collines d'étalonnage F et G pour la détermination des angles du vecteur vitesse.

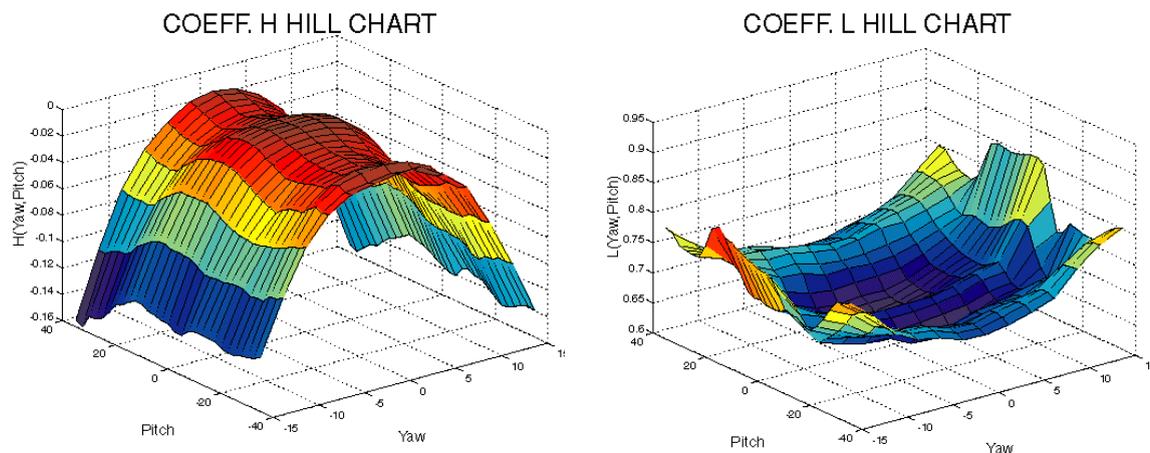
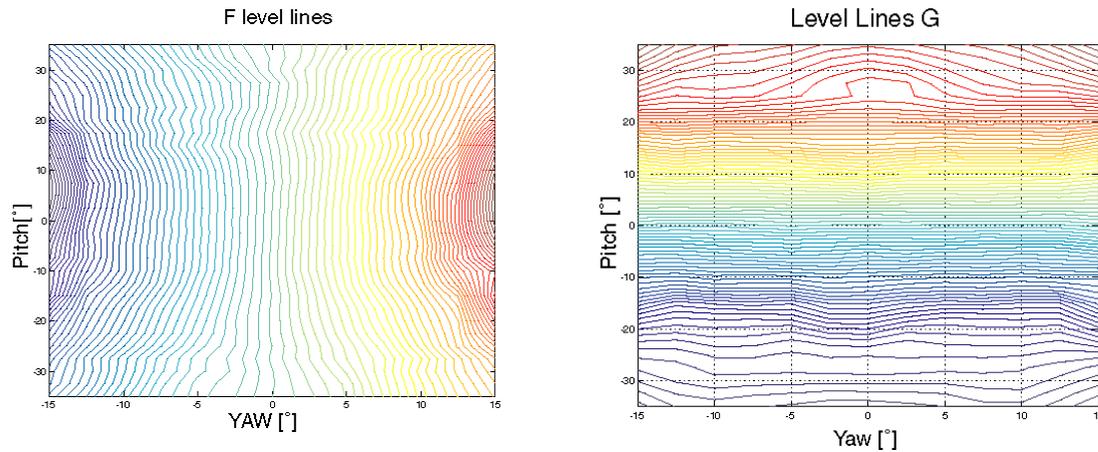


FIG. III.7.5: Collines d'étalonnage H et L pour la détermination de la pression statique et la norme de la vitesse locale.

Les angles du vecteur vitesse locale sont déterminés par les valeurs F et G obtenues par la mesure dans un point de sondage. L'intersection de ces deux collines donneront les angles yaw et $pitch$ correspondant aux valeurs de F et G mesurées. Pour déterminer l'intersection des collines, on a construit un réseau composé de lignes de niveau de F et de G , Figure III.7.6. La densité des cellules créées dépend du nombre de lignes de niveau. Les dimensions de ces cellules déterminent la sensibilité angulaire du sondage et elle est de 0.25° . Nous observons des distorsions vers les extrêmes des collines, ce qui va réduire la plage d'opération angulaire de la sonde. Pour les sondages, les plages valables sont : $-15^\circ < yaw < +15^\circ$ et $-20^\circ < pitch < +20^\circ$. Une fois les angles du vecteur vitesse estimés, nous déterminons les valeurs de L et H qui correspondent à ces angles, alors la pression statique et la norme de la vitesse locale sont déterminés avec les équations III.7.1.

FIG. III.7.6: Lignes de niveau des coefficients F et G .

Une des conditions nécessaires à l'utilisation de cette méthode est la vérification de l'absence d'influence du nombre de Reynolds sur la forme des collines d'étalonnage. Nous avons effectué des étalonnages à plusieurs vitesses : 2, 4, 6, 8 m/s et nous avons conclu que les effets de la vitesse sont négligeables sur l'étalonnage.

7.5 Procédure d'automatisation des mesures de sondage

Le but de cette procédure est l'automatisation complète des mesures de sondage sans intervention de l'homme. La sonde doit s'orienter vers le centre des collines d'étalonnage, en d'autres termes, s'orienter vers la direction principale de l'écoulement. Lors des mesures dans le modèle de turbine, nous avons accès aux déplacements axiaux et angulaires autour de l'axe (angle yaw). Les rotations autour de l'angle $pitch$ ne sont pas possibles. Le seul paramètre de décision est donc l'angle yaw . La Figure III.7.7 montre l'évolution du coefficient F sur une rotation presque complète autour de l'axe de la sonde, selon l'angle yaw . Nous observons que la zone valable des mesures se trouve autour de 0° . La procédure consiste à faire une mesure du coefficient F , analyser où se trouve ce point dans la colline et tourner la sonde de sorte que le nouveau coefficient F se trouve dans un intervalle de tolérance autour de 0° . La détermination de l'angle $pitch$ est moins évidente et dépend, soit de la direction de l'écoulement, soit de la zone valable d'étalonnage. Pour que la mesure soit validée, les deux angles doivent être déterminés.

L'organigramme de la Figure III.7.8 résume cette procédure.

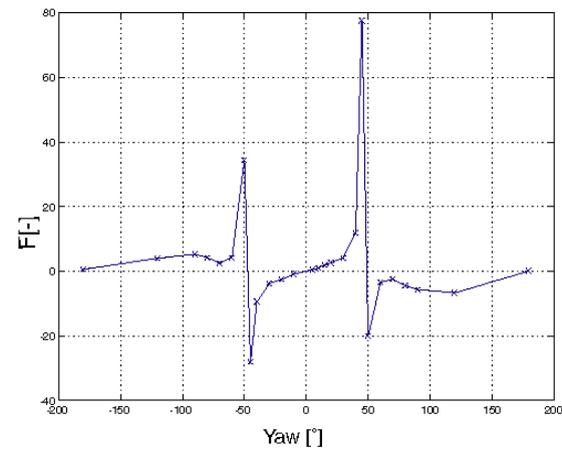


FIG. III.7.7: Evolution du coefficient F selon l'angle yaw . Coupe à $pitch = 0$.

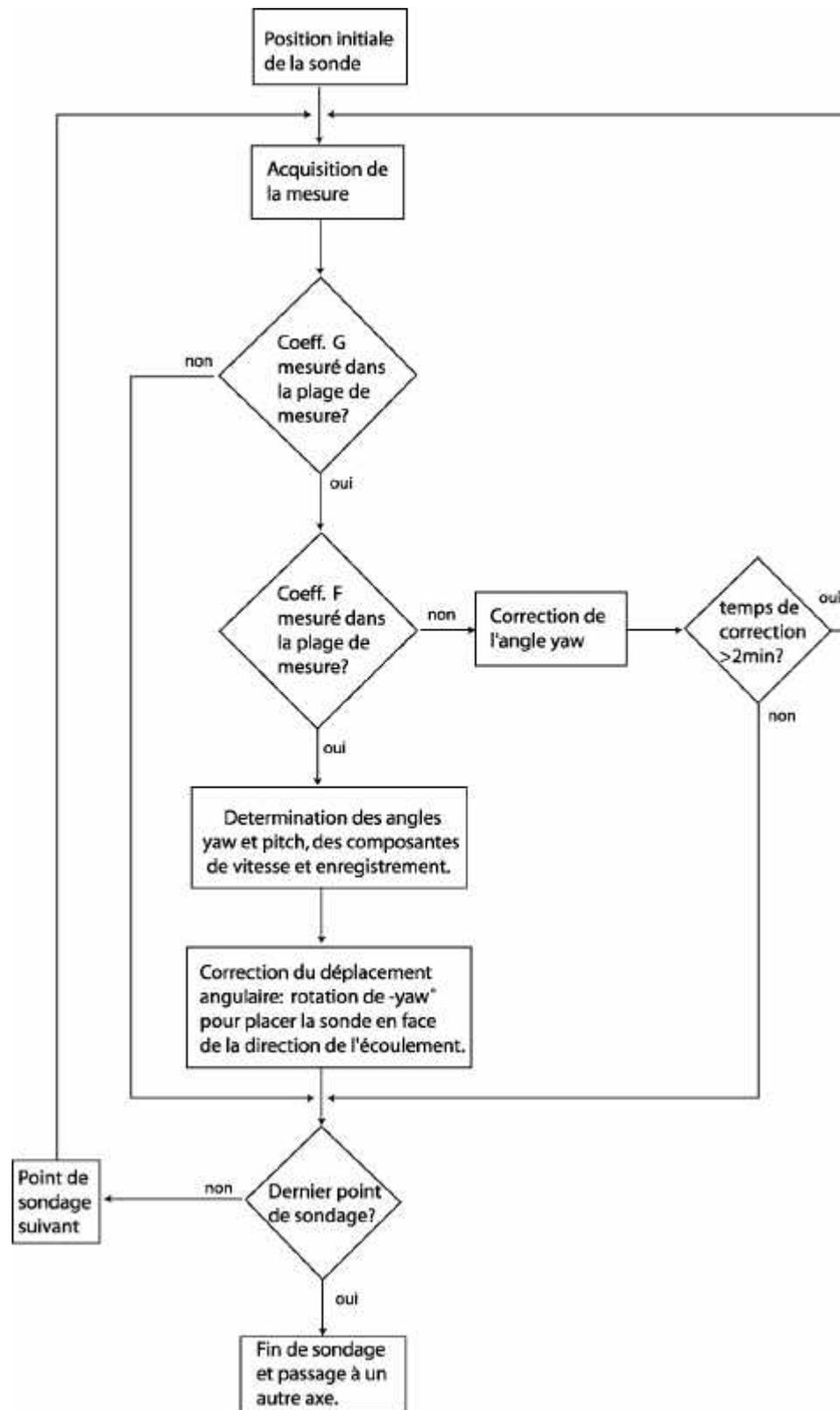


FIG. III.7.8: Procédure de mesure de sondage de vitesse.

Chapitre 8

Mesures de pression en paroi

8.1 Système d'acquisition

Le choix du système d'acquisition pour les mesures de pression à la paroi obéit à un cahier des charges ayant comme principales spécifications :

- Acquisition simultanée des signaux délivrés par les capteurs de pression à haute vitesse d'acquisition.
- Gestion de plus de 100 voies d'acquisition et de grandes quantités de données.
- Haute vitesse de transfert des données vers le PC de travail.

Nous avons opté pour un système Hewlett-Packard avec la technologie VXI (VMEbus Extensions for Instrumentation) composé de

- *Un HP E1401B High Power VXI Mainframe*, choisi pour les applications à nombre élevé d'instruments. Il possède 13 compartiments et fournit l'alimentation et ventilation aux cartes d'acquisition via un panneau arrière (backplane) qui est aussi la ligne de bus pour le transfert de données et la communication entre les différents modules d'acquisition.
- *Une carte HP E8491B IEEE-1394 PC Link to VXI*, qui fournit la connexion directe depuis le PC au VXI mainframe via le bus industriel standard IEEE-1394 ou FireWire. Cette carte (Slot 0) gère le flux de données à travers le panneau arrière (backplane). Une carte IEEE-1394/PCI est connectée au PC pour le transfert de données à une vitesse allant jusqu'à 400Mbits/sec.
- *7 cartes HP E1432A*. Chaque carte est un module VXI à 16 canaux, pouvant numériser à une vitesse d'acquisition allant jusqu'à 51,2kHz par canal. Ces cartes font directement le conditionnement du signal, la protection anti-repliement et la numérisation et elles permettent une très haute vitesse de transfert vers le PC à travers le bus VXI. 4 processeurs DSP sont intégrés dans chaque carte (1 DSP pour

4 canaux) pour les traitements directs des signaux. Les caractéristiques les plus importantes de ces cartes sont montrées dans le Tableau III.8.1. Un schéma de cette carte est donné à la Figure III.8.1.

Bande passante (variable)	0-20 kHz
Fréquence d'échantillonnage	25.6 Hz à 51.2 kHz
Filtre anti-repliement	Butterworth de 5ème ordre
Convertisseur AD	Delta-Sigma
Résolution	16 bits

TAB. III.8.1: Spécifications de la carte HP E1432A

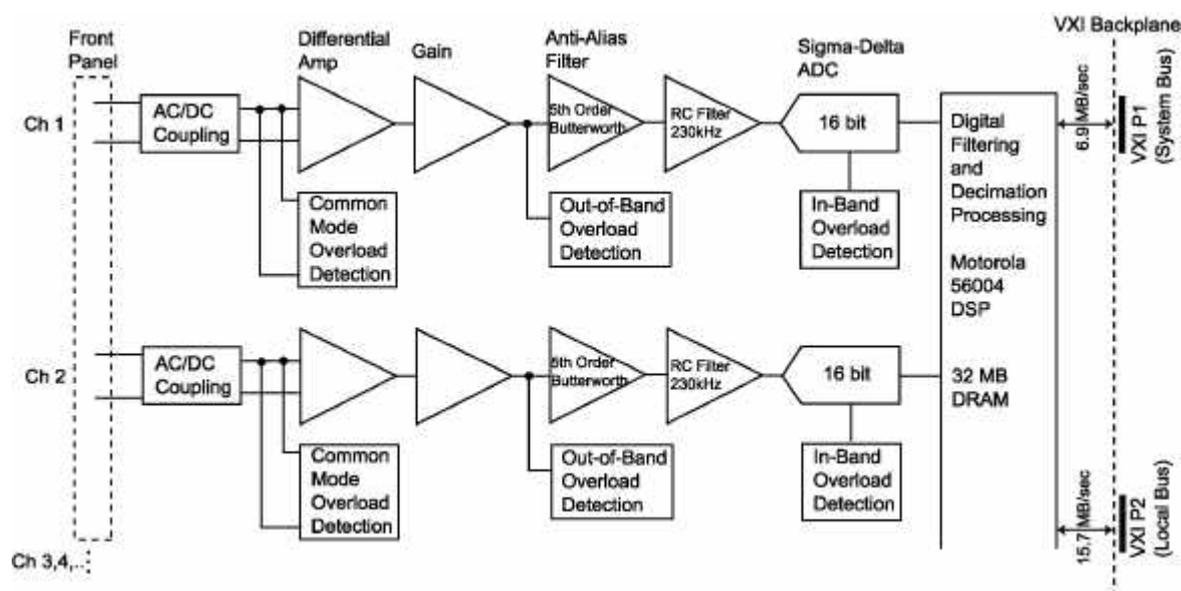


FIG. III.8.1: Schéma de la carte HP E1432A

Chaque carte HP E1432A possède une mémoire (RAM) de 32MB. Puisqu'il y a 2 bytes par échantillon, cette mémoire représente donc 16 Mega-échantillons de données. Cette mémoire est distribuée de façon égale entre les canaux actifs. Ainsi, si tous les canaux d'une carte sont actifs, c'est-à-dire 16 canaux, nous aurons 1 Mega-échantillon par canal. Prenons maintenant le cas extrême de la réalisation de mesures à la fréquence d'échantillonnage maximum, 51'200 échantillons par seconde, alors nous pourrions enregistrer à cette fréquence des données pendant $10^6/51200$ sec ou 20 sec, après quoi le buffer de la mémoire sera rempli. Puisque les principales mesures à effectuer se feront dans les domaines de basses et moyennes fréquences, jusqu'à 6kHz environ, alors les 32MB de RAM de chaque carte seront largement suffisants dans nos applications.

Le système d'acquisition HP-VXI avec tous ses éléments est illustré à la Figure III.8.2.

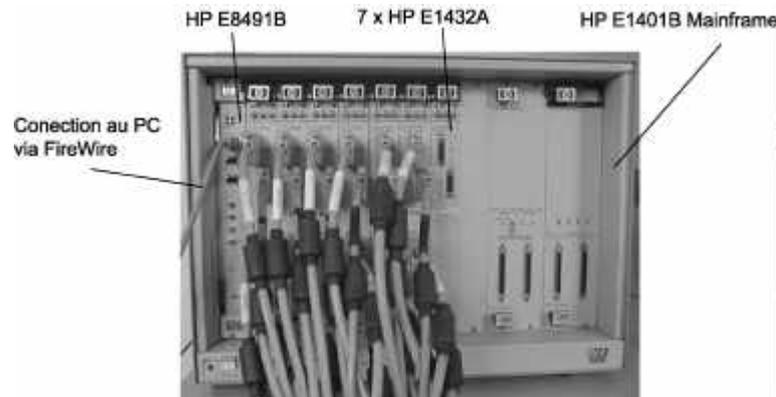


FIG. III.8.2: Système d'acquisition de mesures HP-VXI à 104 canaux

8.2 PC de mesure et de traitement de données

Vu le grand nombre de canaux de mesure, la quantité de données à transférer à chaque mesure, ainsi que le post-traitement de grandes tailles de données, il s'impose de travailler avec un PC suffisamment performant. La configuration utilisée est composée principalement de :

- 2 processeurs Intel Pentium III, 683 Mhz
- 1 Mémoire vive : DDR DIMM 512 MB
- 2 disques durs Maxtor, Ultra-DMA 66.7 MB/s, 7200rpm, 12 et 20 GB

Cette configuration est suffisante pour le stockage direct de données sur les disques durs du PC ainsi que pour l'affichage de l'information en temps réel des "mesures courtes" préliminaires avant le démarrage de la mesure définitive. Inutile de vouloir observer en temps réel toutes les données acquises sur plus de 100 canaux, puisque la mémoire vive serait vite dépassée et le taux de transfert des disques durs ne suffira plus pour un affichage rapide de l'information.

8.3 Capteurs de pression

Nous avons utilisé des capteurs miniatures de pression fabriqués par la maison Keller (série 2MI), développés spécialement pour la mesure de pressions hydro- et aérodynamiques. L'élément sensible à la pression est un chip piézorésistif de haute sensibilité, en silicium micro-usiné, monté dans un boîtier en acier inoxydable, Figure III.8.3. Il est protégé du milieu extérieur par une fine couche d'élastomère silicone. L'alimentation électrique et la

mesure du signal se font par un câble très mince blindé et scellé à l'arrière du boîtier du capteur. Il a l'avantage d'être facilement assemblé sur une structure par simple collage du boîtier sur celle-ci.

Le capteur est collé sur un support mécanique, qui peut être vissé sur un bossage, interface entre le support du capteur et le diffuseur, voir Figure III.8.4 et Figure IV.12.29.

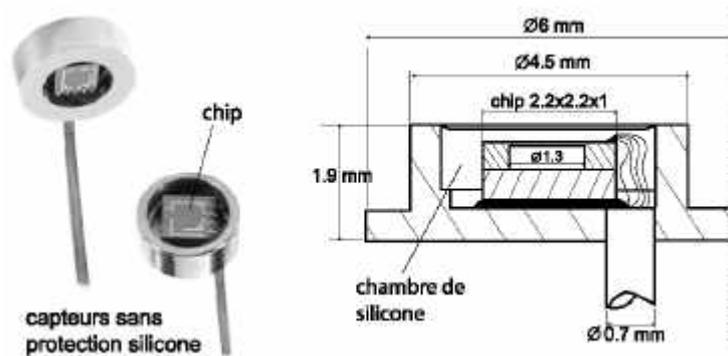


FIG. III.8.3: Capteurs de pression Keller, séries 2MI.

Les principales spécifications de ces capteurs sont :

Type :	Capteur de pression absolue
Etendue de la mesure :	0-3 bar (max. 5 bar en surpression)
Sensibilité (usine) :	35 mV/bar
Fréquence propre :	>300 kHz
Température d'utilisation :	0 à 80°C
Température compensée :	0 à 40°C
Résistance de pont :	3500-

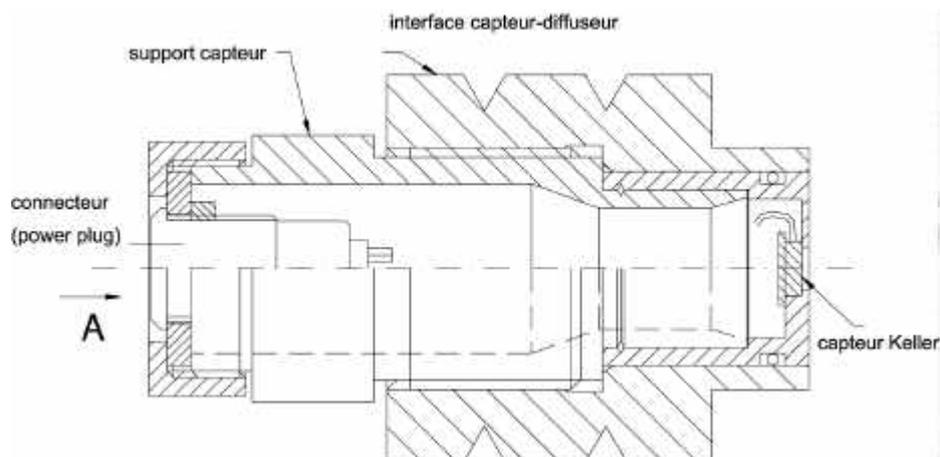


FIG. III.8.4: Support mécanique du capteur.

8.3.1 Etalonnage statique de capteurs

Les capteurs piézorésistifs sont montés sur leur support par collage, la partie sensible est protégée de l'extérieur grâce à une couche d'un adhésif silicone. Cela modifie légèrement les caractéristiques que le capteur possédait à la sortie d'usine. Afin de revérifier la sensibilité des capteurs, la répétabilité ainsi que l'hystérésis, un étalonnage statique s'impose. Cet étalonnage consiste à soumettre le capteur de pression à plusieurs niveaux de pression. Le signal de sortie de ce capteur (en Volts) ainsi que le signal de référence (en bar) fournis par un étalon de transfert sont enregistrés et comparés.

L'étalonnage statique est effectué selon deux procédures. La première consiste à un contrôle de l'état des capteurs avant le montage dans le diffuseur. Pour ce faire, une cuve en PVC est usinée avec 28 logements pour la mise en place des capteurs. Des étalonnages statiques sont faits par mise en pression ou en dépression progressive de la cuve remplie d'eau. Des parcours de pression en montée et en descente fournissent l'information de l'hystérèse des capteurs. La deuxième procédure consiste en des étalonnages statiques directement dans le diffuseur. Les capteurs de pression contrôlés et aptes à mesurer sont installés dans le diffuseur. La plate-forme de mesure est ensuite remplie d'eau et soumise à des augmentations et des diminutions progressives de la pression.

La Figure III.8.5 illustre les pentes obtenues par l'étalonnage statique pour 4 capteurs de pression. Nous observons également que l'écart des mesures autour des droites d'étalonnage est d'environ $\pm 0.3\%$ de l'échelle des mesures. En général nous avons trouvé des écarts allant de 0.3 à 0.8%. C'est un bon résultat en considérant le comportement particulier des capteurs piézorésistifs par rapport aux dérives du signal dans le temps.

8.3.2 Etalonnage dynamique des capteurs

L'étalonnage dynamique d'un capteur de pression est l'opération qui consiste à déterminer la fonction de transfert, relation qui lie la réponse dynamique entre le capteur à étalonner et un capteur de référence connu, les deux soumis à la même excitation. Pour accéder à cette fonction, deux techniques sont utilisées, une méthode quasi-harmonique et une méthode transitoire, chacune d'entre elles mettant en oeuvre des moyens différents. Un générateur de pression périodique est utilisé dans la première méthode et un générateur de pression apériodique dans la deuxième. L'étalonnage détermine la linéarité du capteur en mode dynamique et la plage des fréquences de fonctionnement à haut niveau de confiance.

Etalonnage dynamique à hautes fréquences

La méthode d'étalonnage dynamique (transitoire) a été conçue et réalisée par Pereira et al. [39]. L'excitation des capteurs se fait au moyen d'une impulsion de pression d'amplitude élevée et de durée très courte ($10 \mu s$) par génération d'un arc électrique dans l'eau. Cet

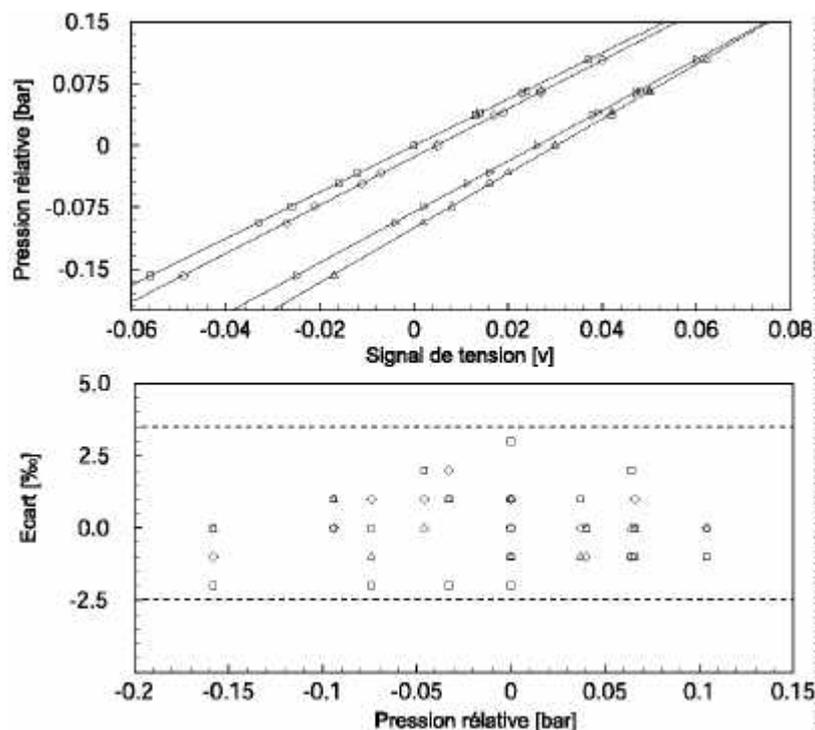


FIG. III.8.5: Etalonnage statique de capteurs de pression *Keller*.

arc génère une bulle de cavitation dont l'explosion et l'implosion s'accompagnent d'une onde de choc sphérique. Le capteur de référence est un capteur *Kistler 701* qui est choisi en raison notamment de sa densité spectrale sensiblement constante sur une bande de fréquences s'étendant jusqu'à 50 kHz. Les capteurs *Keller* à étalonner ainsi que le capteur de référence sont montés sur une même circonférence autour de l'éclateur électrique, de façon à ce que les capteurs reçoivent l'onde directe de pression au même moment.

Les résultats de cet étalonnage dynamique sont montrés dans la Figure III.8.6. Une excellente cohérence (voir Section A.4.4) est observée entre 150 et 25kHz. Pour les fréquences inférieures à 200 Hz, la mauvaise cohérence est due à un manque d'énergie d'excitation à basses fréquences, ou aux phénomènes de réflexion autour des capteurs qui donnent une mauvaise corrélation entre les signaux.

Etalonnage dynamique à basses fréquences

Les principaux phénomènes physiques à étudier dans le diffuseur se produisent à basses et moyennes fréquences (vortex à débit partiel, propagation de structures, interactions rotor-stator, etc.). Il est donc fondamental de qualifier dynamiquement les capteurs *Keller* dans ces bandes de fréquence. Pour ce faire, nous utilisons la méthode harmonique qui consiste à générer des ondes de pression grâce à une vanne rotative. Un capteur *Keller*

et un capteur *Kistler* de référence sont placés l'un en face de l'autre (diamétralement opposés) dans la section d'une conduite d'une plate-forme d'essai du LMH. Un petit débit d'eau est injecté au moyen d'une vanne rotative à un point donné du circuit produisant un champ de fluctuation de pression. La vitesse de rotation du moteur de la vanne rotative est contrôlée par un générateur de fonction dont la consigne est une fonction rampe (montante et descendante), produisant une variation progressive de la vitesse de rotation de la vanne, simulant un balayage de fréquences comprises entre 0 et 250 Hz environ.

Les résultats obtenus sont montrés dans la Figure III.8.7. La fonction de cohérence montre un haut transfert d'énergie jusqu'à 150 Hz.

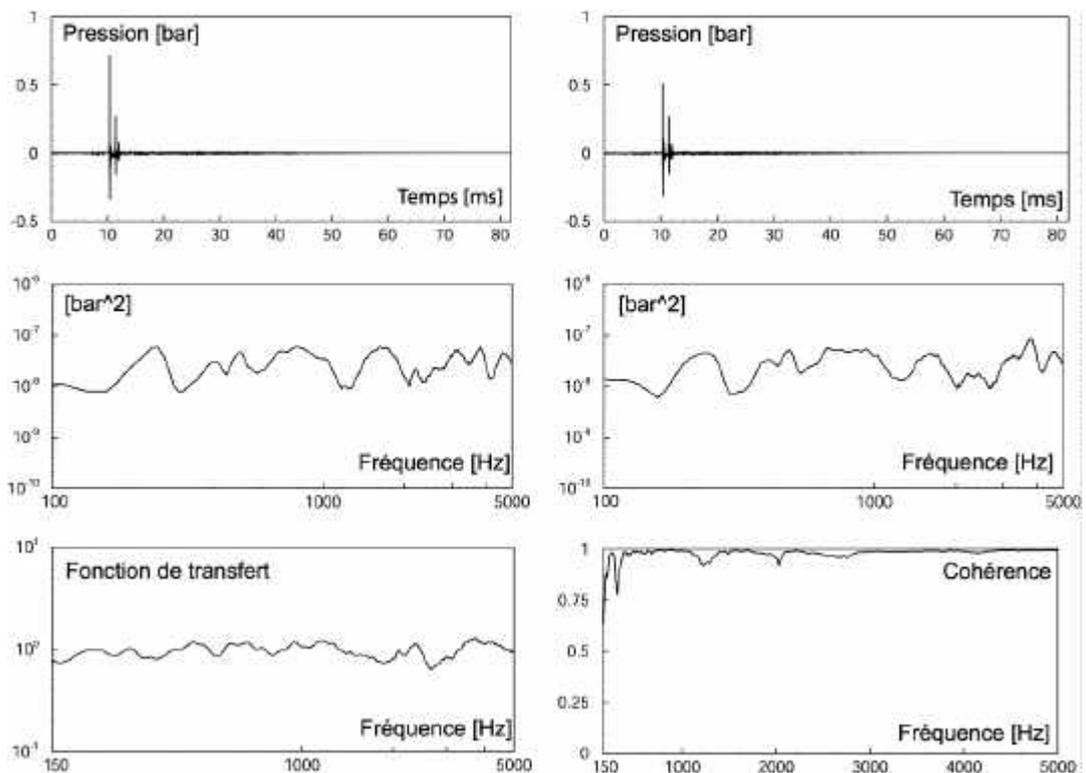


FIG. III.8.6: Etalonnage dynamique à hautes fréquences.

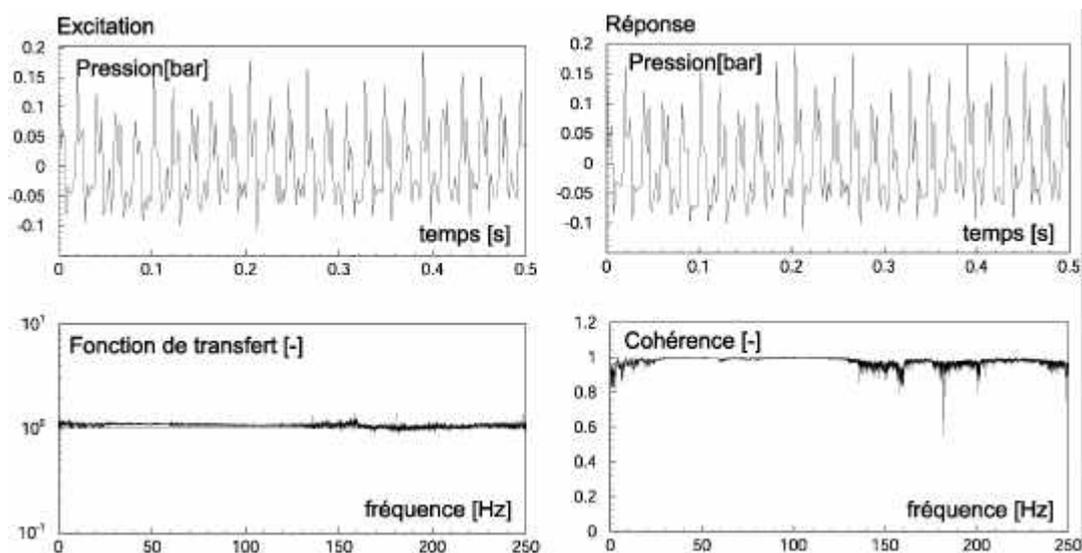


FIG. III.8.7: Etalonnage dynamique à basses fréquences.

8.4 Chaîne de mesure

La Figure III.8.8 illustre un schéma de l'instrumentation utilisée pour les mesures de pression à la paroi. Nous avons 104 voies d'amplification et d'acquisition à disposition. L'ensemble des amplificateurs remplit 2 fonctions, l'alimentation des capteurs piézorésistifs et l'amplification du signal proprement dit.

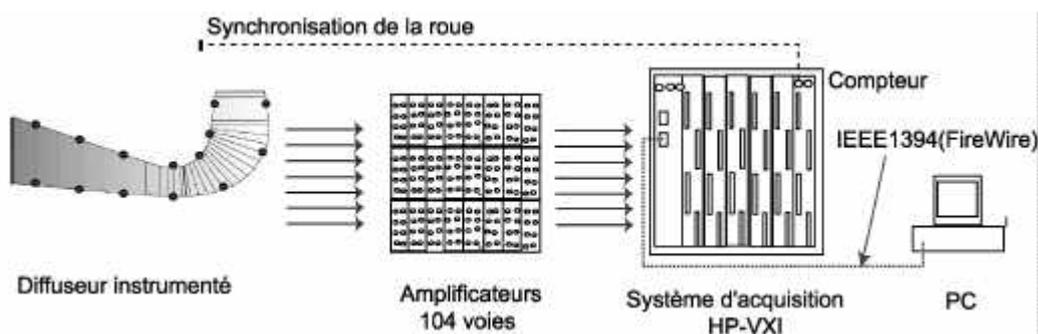


FIG. III.8.8: Chaîne de mesure de pression à la paroi du diffuseur.

Un encodeur optique monté dans l'arbre de la roue fait la synchronisation des signaux de pression et de la position de la roue. Il délivre une impulsion par rotation. L'information de l'encodeur est ensuite acquise par un compteur de tous de roue (en option sur certaines cartes HP E1432A). De cette manière des analyses de moyenne de phase peuvent être faites.

Le transfert de données à chaque mesure est fait à haute cadence vers le PC de mesure grâce au bus IEEE 1394.

Des photos de l'équipement de mesures de pression à la paroi sont montrées dans la Figure IV.12.29.

8.5 Procédure de mesure

L'un des inconvénients de l'utilisation de capteurs piezorésistifs est la dérive des offsets électriques au cours du temps. L'amplitude de la dérive est variable et dépend de l'histoire du capteur. Pendant l'étalonnage, une dérive de 3 mbar sur 20 minutes a été observée en moyenne. Une procédure de mesure qui tenait compte de ce problème a dû être établie. La Figure III.8.9 résume les étapes de la mesure de pression aux parois du diffuseur.

Voici quelques points importants de cette procédure : les conditions initiales sont soigneusement respectées avant le démarrage de chaque campagne de mesure, ainsi, le dégazage de l'installation et le niveau d'eau du réservoir à l'aval, entre autres, sont contrôlés et maintenus constants. Une mise à zéro des capteurs de pression à l'arrêt permet de déterminer l'offset de la droite d'étalonnage. La dérive des capteurs fera varier cet offset, donc la valeur de la pression, s'il n'est pas corrigé. Après le démarrage de la plateforme et la mise en place du point de fonctionnement, une acquisition courte est d'abord effectuée pour le contrôle des paramètres de mesure, l'acquisition définitive est ensuite lancée. Plusieurs points de fonctionnement peuvent être mesurés pendant 20 minutes. Passé ce délai, la plate-forme est arrêtée et une nouvelle mise à zéro des capteurs est effectuée, ce qui détermine un nouvel offset de la droite d'étalonnage. La boucle de mesures continue jusqu'au dernier point de fonctionnement à mesurer.

D'autres procédures de mesure avec correction d'offset peuvent être établies sans arrêt de la machine. Par exemple en définissant une pression de référence à un point de fonctionnement de référence, de telle sorte qu'après un certain temps de mesure, l'on puisse revenir à ce point de référence et vérifier si la pression statique a évolué dans une plage de tolérance. L'inconvénient est qu'entretemps d'autres facteurs ont évolué, comme par exemple les pertes d'eau qui modifient le niveau aval, l'augmentation de la concentration de bulles d'air, la température qui, même si elle est régulée, varie un peu. Nous avons effectué des tests préliminaires et nous avons conclu que la correction avec arrêt de la machine après 20 minutes et contrôle des conditions initiales, s'avèrait être la meilleure.

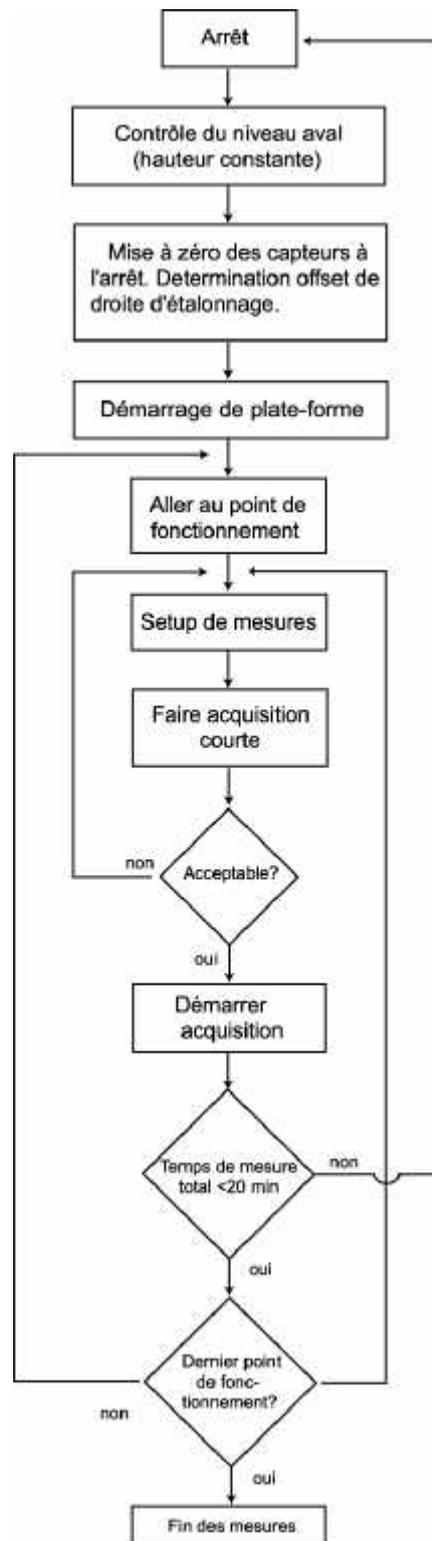


FIG. III.8.9: Organigramme de la mesure de pression pariétale dans le diffuseur.

Quatrième partie

Investigation autour de la chute de récupération du diffuseur

Chapitre 9

Introduction

Cette partie du document traite de l'analyse des mesures de pression pariétales dans le diffuseur, faites aux points de fonctionnement choisis pour l'investigation de la chute du coefficient de récupération selon le Tableau II.4.1. L'analyse du champ de pression statique, en moyenne et en écart type, sera d'abord étudiée sous forme de cartes de pression pour mettre en évidence l'évolution du champ de pression statique selon les régimes étudiés. L'analyse du champ de pression fluctuant est divisée en deux parties : l'une traite des phénomènes à très basses fréquences, en dessous de $0.3f_n$, et l'autre des phénomènes à moyennes fréquences proportionnelles à f_n . Les principaux outils employés pour l'analyse du champ de pression fluctuant sont d'une part, les moyennes de phase et les fonctions d'intercorrélation dans le domaine temporel et d'autre part, les spectres d'amplitudes, les fonctions de densité spectrale, l'interspectre et la cohérence dans le domaine fréquentiel. La description de ces outils se trouvent en Annexe A. L'évolution de ces fluctuations selon leur fréquence caractéristique et selon le régime de fonctionnement sera également étudiée. Ainsi, nous verrons que des fluctuations à très basses fréquences se propagent depuis le coude vers les canaux du diffuseur de façon aléatoire. Les interactions des parties fixes et parties mobiles influencent aussi le champ de pression fluctuant, principalement en sortie de roue. Des corrélations entre les résultats du champ de pression moyen et fluctuant seront aussi observées au cours de ces analyses.

Nous allons commencer d'abord par une courte analyse des mesures préliminaires de sondages de vitesse effectués principalement dans la section $S15.5$ où se produit la bifurcation du débit entre les 2 canaux du diffuseur. Une évolution de la distribution de débit sera déterminée en fonction du point de fonctionnement, notamment au point qui précède et celui qui suit la chute du coefficient de récupération.

Chapitre 10

Mesures préliminaires

Les mesures de sondage de vitesse ont été faites partiellement dans 3 sections du diffuseur, dans les sections S1.3, S1.75 et S15.5, Figure IV.10.1. Ces résultats ont permis de valider les travaux numériques de Mauri [26]. Les vitesses ont été adimensionnalisées avec la vitesse moyenne de la section sondée (C_o). Les sondages à la section S1.3 ont été comparés avec des mesures LDA effectuées dans une section proche de S1.3 par Ciocan [10] sur le même modèle du diffuseur. La sonde à 5 trous parcourt un rayon tandis que le laser fait des mesures sur tout le diamètre. La Figure IV.10.2 montre les comparaisons au point de fonctionnement PF3 ($\varphi^* = 0.994$). De bonnes correspondances sont observées dans les composantes de vitesse axiale c_n et tangentielle c_u malgré l'écart entre les sections sondées. Les différences sont plus remarquables entre les composantes radiales qui ont des échelles de vitesse plus petites que celles des 2 autres composantes. L'évolution linéaire des vitesses radiales est plus ou moins respectée selon les 2 techniques de mesure.

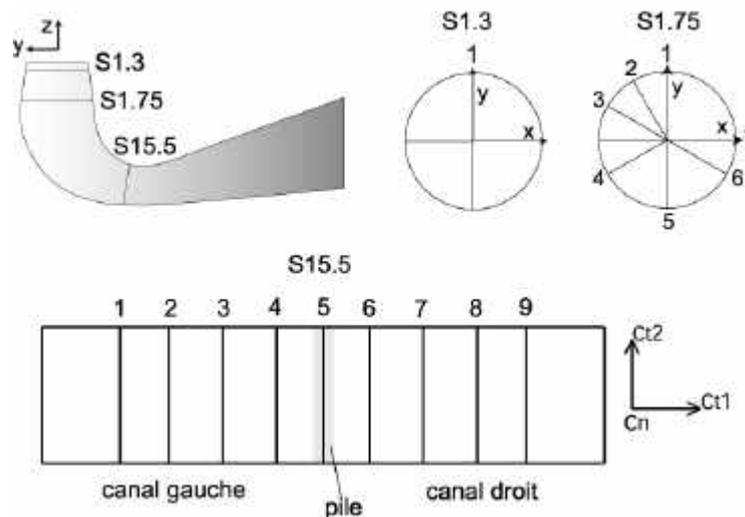


FIG. IV.10.1: Axes de sondage dans 3 sections du diffuseur.

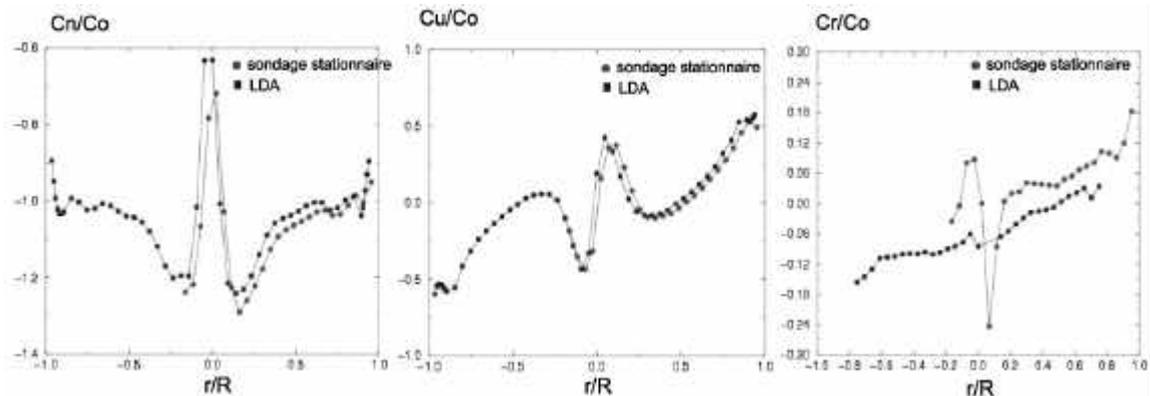


FIG. IV.10.2: Comparaisons de sondages à la sortie de la roue, avec sonde stationnaire et LDA au point de fonctionnement PF3 proche du point optimal.

La Figure IV.10.3 montre les composantes de vitesse dans 2 axes de sondage, dans les sections S1.3 et S1.75. L'axe d'abscisse va depuis les parois (0) vers le centre (1). L'évolution de la composante axiale c_n est caractérisée par une diminution des vitesses vers le centre à cause de la présence d'un tourbillon. Ce tourbillon est beaucoup plus prononcé au point de fonctionnement de plus petit débit. La composante radiale c_r montre que les vecteurs vitesses sont parallèles près des parois du cône et elle évolue presque linéairement à l'intérieur de ce dernier. A 3/4 du rayon cette composante devient négative, c'est-à-dire que les vecteurs de vitesse ont tendance à se diriger vers le centre de la section. La composante tangentielle c_u est celle qui donne les informations les plus importantes : nous observons des passages de valeurs positives à des valeurs négatives de la vitesse le long du rayon. Ceci indique des changements dans le sens de la rotation de l'écoulement à l'entrée du diffuseur par augmentation du débit. Cela est clairement visible à la Figure IV.10.4. Ce comportement contribue à l'apparition des phénomènes secondaires dans le coude du diffuseur et au changement de la direction de l'écoulement dans les canaux. Ce profil de vitesse peut être expliqué avec les triangles de vitesses, voir Section 3.3, pour les cas à faible débit, débit optimal et fort débit. Un tourbillon au centre de la section est également observable.

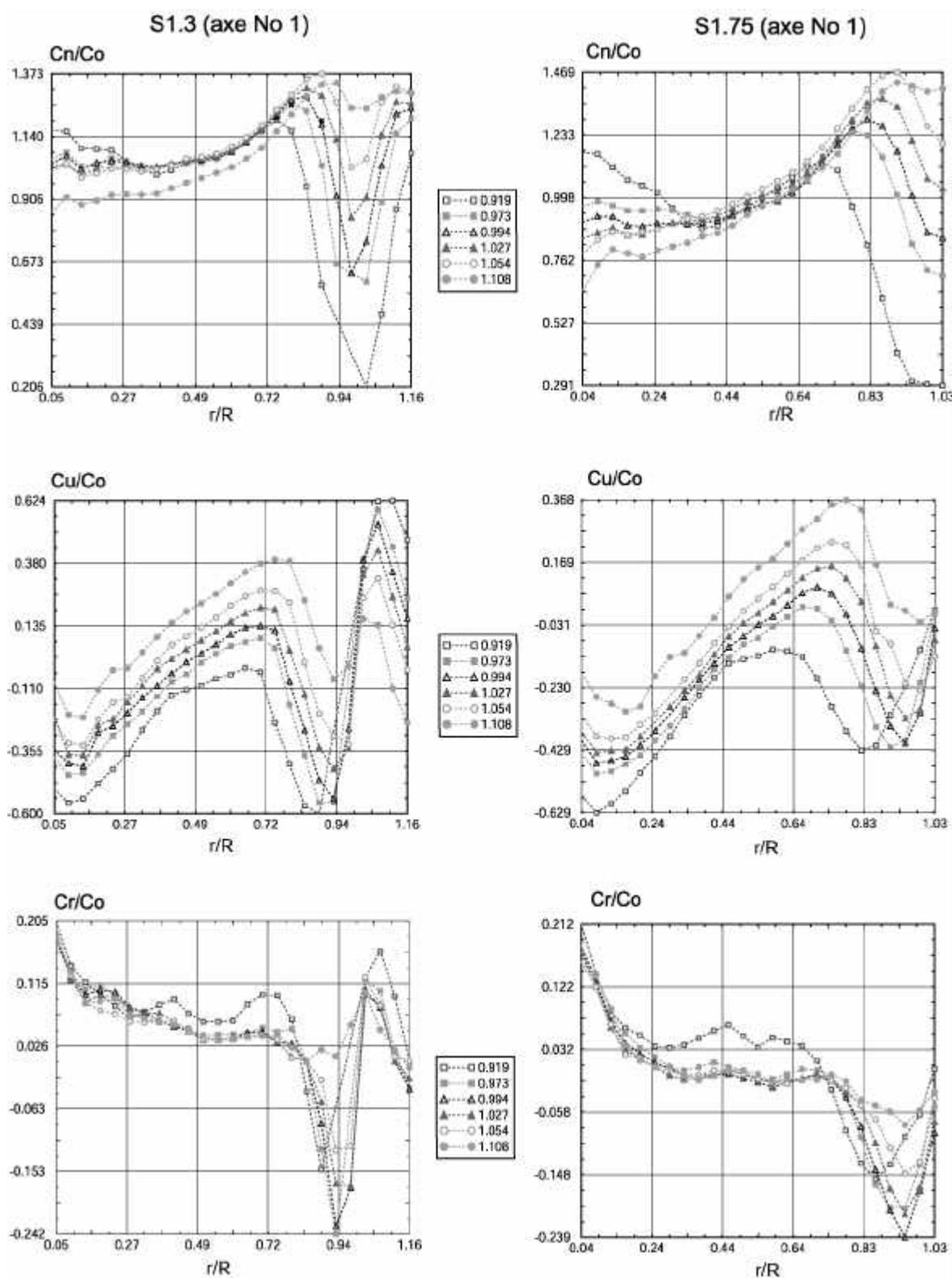


FIG. IV.10.3: Composantes de vitesse dans les sections S1.3 et S1.75.

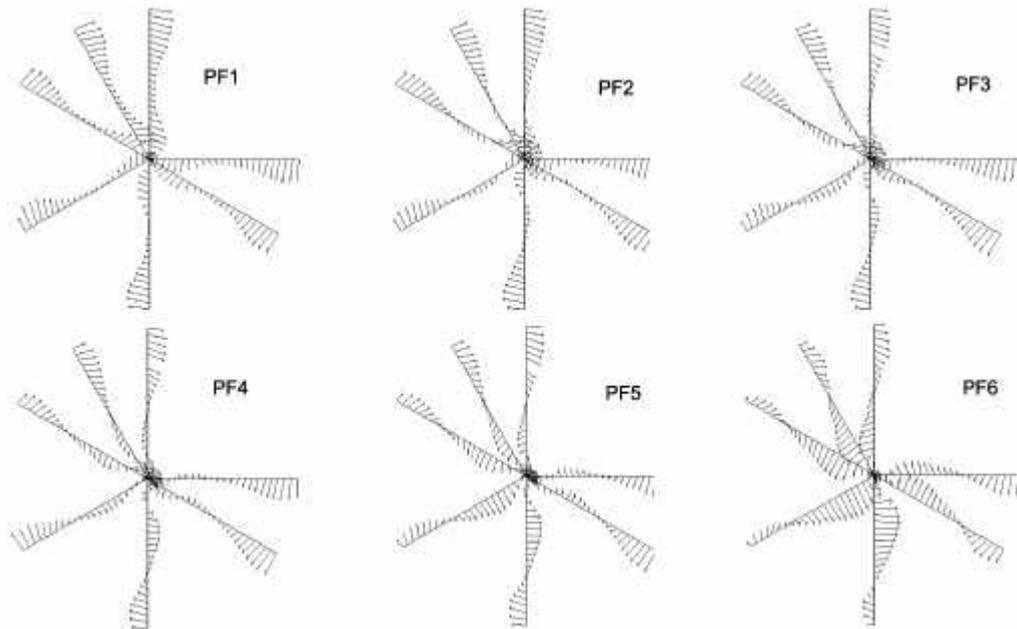


FIG. IV.10.4: Composante tangentielle c_u du champ de vitesse à la section $S1.75$, en fonction des points de fonctionnement.

La Figure IV.10.5 représente les sondages effectués à la section $S15.5$, selon les 9 axes signalés sur la Figure IV.10.1. Les composantes de vitesses locales sont représentées dans un système de coordonnées (c_n, c_{t1}, c_{t2}) par rapport à cette section. La composante c_n donne l'information du débit qui se distribue entre les 2 canaux du diffuseur. La composante c_{t1} renseigne sur le niveau de basculement des vecteurs vitesse vers la gauche ou vers la droite tandis que la composante c_{t2} vers le haut et vers le bas. Nous pouvons observer qu'au point de fonctionnement qui précède et à celui qui suit la chute du coefficient de récupération, des variations importantes se présentent au niveau du canal droit selon la composante c_{t1} où le basculement des vecteurs vitesses devient beaucoup plus prononcé, voir zone encadrée. Ces changements soudains dans la direction de l'écoulement sont source d'augmentation de pertes énergétiques dans le diffuseur.

La Figure IV.10.6 montre l'évolution de la composante débitante c_n en fonction des points de fonctionnement dans la section $S15.5$. Une interpolation cubique entre les mesures a été appliquée pour déterminer des cartes de vitesses. La première constatation concerne une zone non mesurable sur l'axe No 6 à presque tous les points de fonctionnement. C'est une zone à forte instationnarité avec des changements soudains de la direction de l'écoulement ; la sonde n'est plus capable de s'orienter. La deuxième constatation est qu'en moyenne les plus grandes vitesses, donc le plus grand débit, se trouvent dans le canal gauche. Nous pouvons résumer la répartition de l'écoulement dans ce canal comme ceci :

au point de fonctionnement PF1 à plus faible débit, la répartition du débit est évidente, il est plus grand dans le canal gauche que dans le canal droit. Au point de fonctionnement suivant PF2, il y a une tendance d'équilibre, cela se confirme également au point de fonctionnement proche du point optimal PF3. Au point de fonctionnement PF4, après la chute du coefficient de récupération, le débit augmente à nouveau dans le canal gauche et cette tendance s'accroît aux points de fonctionnement à plus fort débit PF5 et PF6. L'intégration des vitesses dans cette section nous donne la répartition du débit entre les deux canaux. Ce résultat est montré dans la Figure IV.10.7. Nous comparons la répartition de débit avec celle obtenue par des mesures LDA effectuées sur le même modèle par Illiescu [23] dans la section de sortie du diffuseur. Bien que les vitesses obtenues avec la sonde à 5 trous montrent une très grande incertitude à cause du nombre relativement bas de points mesurés dans la section, nous observons plus ou moins les mêmes tendances dans la distribution du débit.

La zone à forte instationnarité observée auparavant peut être le lieu de recirculations et vitesses négatives qui mettraient en évidence l'existence d'un vortex produisant un blocage du canal droit, ce qui rejoindrait les résultats numériques de Mauri.

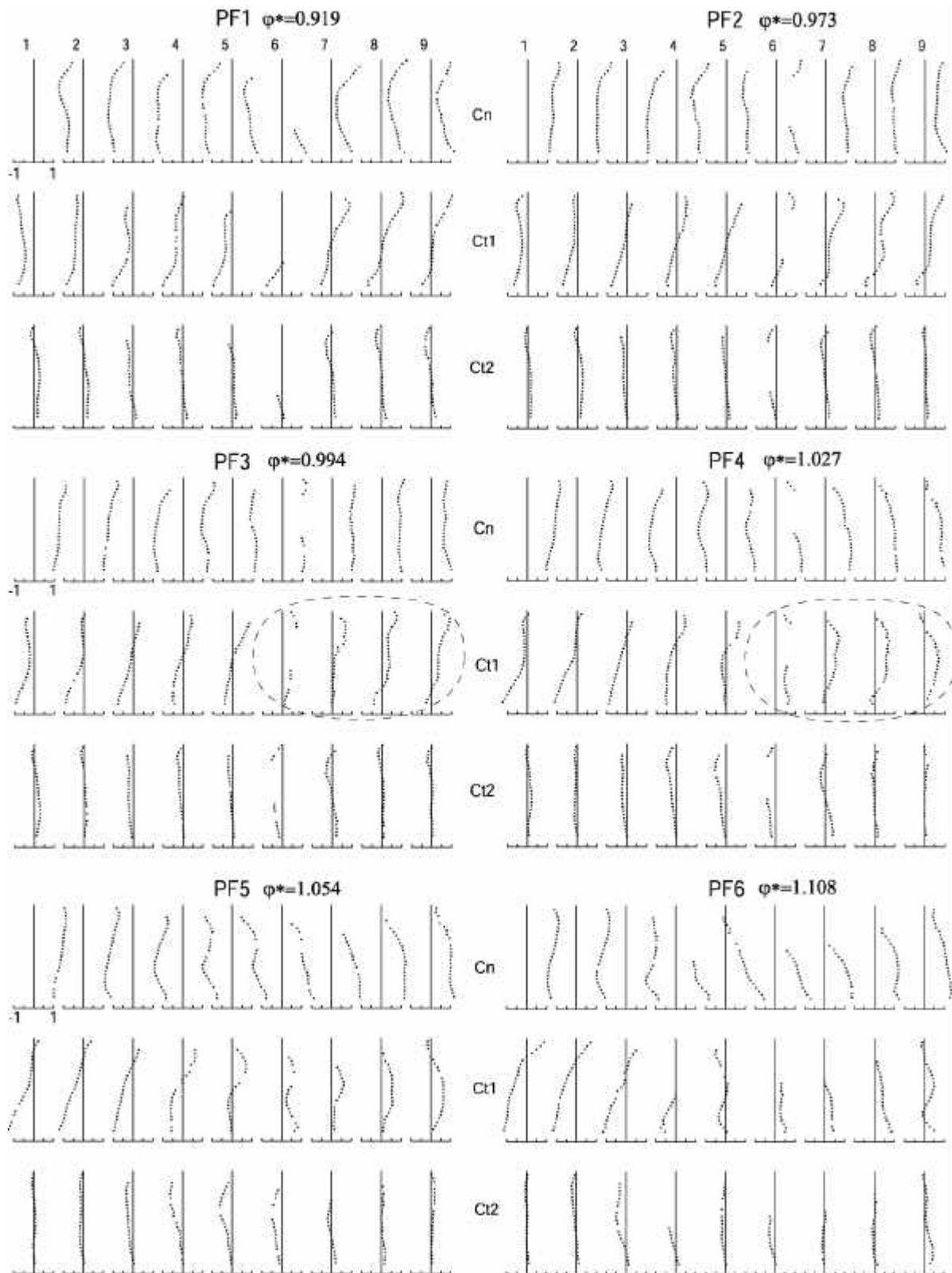


FIG. IV.10.5: Composantes de vitesse (c_n , c_{t1} , c_{t2}) dans la section $S15.5$.

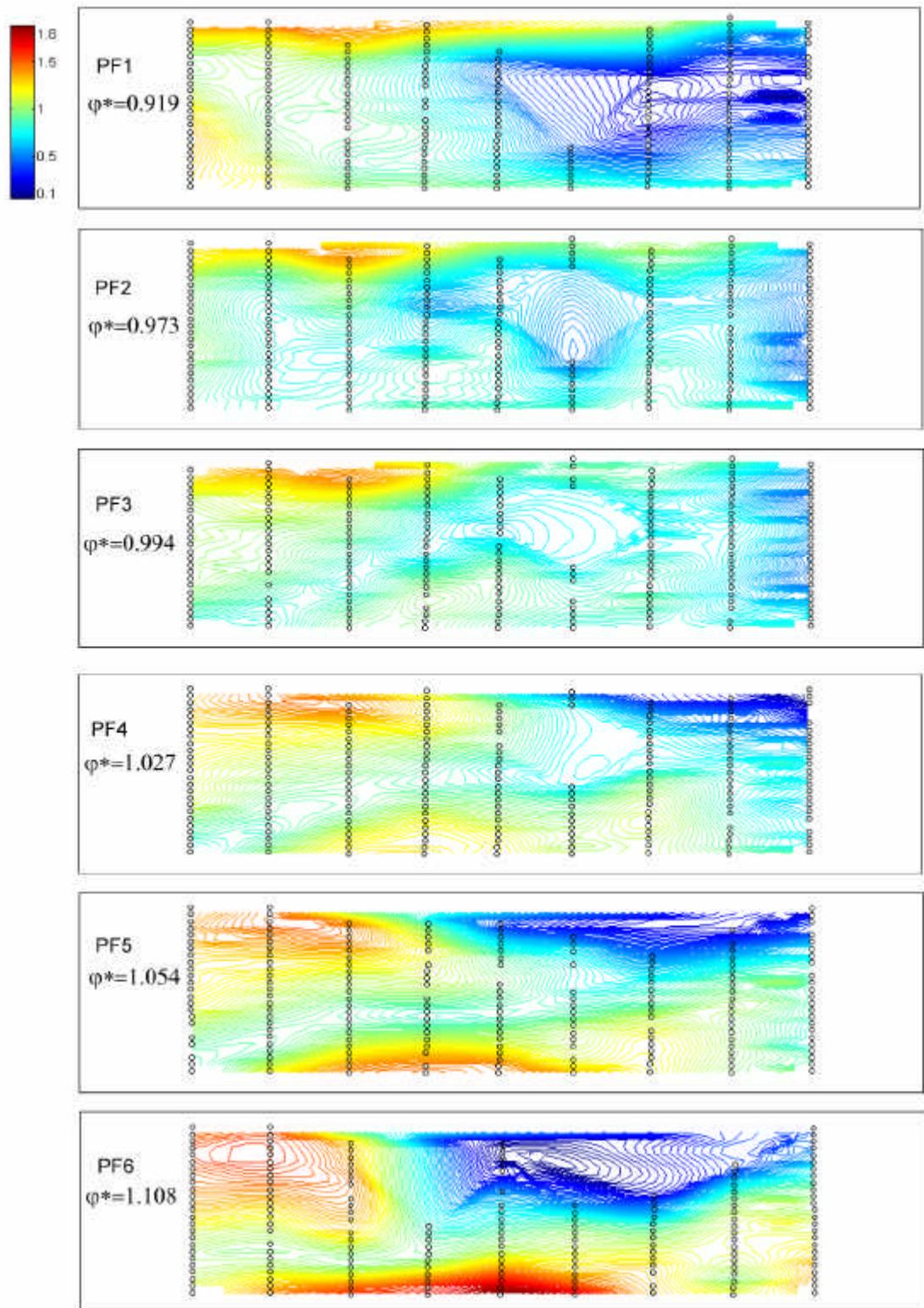


FIG. IV.10.6: Vitesses dans la section S15.5. Sondages stationnaires.

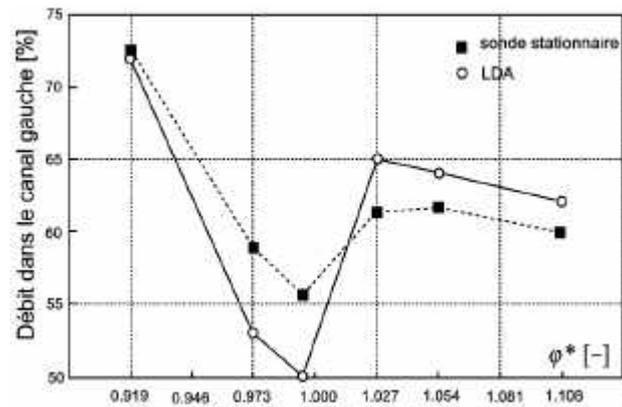


FIG. IV.10.7: Répartition du débit entre les canaux gauche et droit.

Etalonnage de la sonde à 5 trous



Tunnel hydraulique d'étalonnages du LMH.



Sonde dans le tunnel hydraulique.

Mesures de sondage de vitesse dans le modèle de turbine



Sondage sur deux axes en parallèle.



Sondage de vitesse à la section S15.5.



Sondage de vitesse à la Section S1.3



Systèmes d'acquisitions pour sondages en parallèle

FIG. IV.10.8: Instrumentation de sondage.

Chapitre 11

Analyse du champ de pression moyen

11.1 Chute de performances du diffuseur

La chute du coefficient de récupération de pression a été commentée à la Section 3.4. La Figure IV.11.1 montre l'évolution du coefficient en fonction de 6 points de fonctionnement à étudier. Il a été estimé à l'aide des mesures de pression pariétales. Les valeurs de pression moyennes des sections à l'entrée $S1.3$ et à la sortie $S.20.7$ sont utilisées pour estimer la pression différentielle Δp dans l'estimation de ce coefficient. Nous observons la chute de la récupération entre les points de fonctionnement $PF3$ et $PF4$.

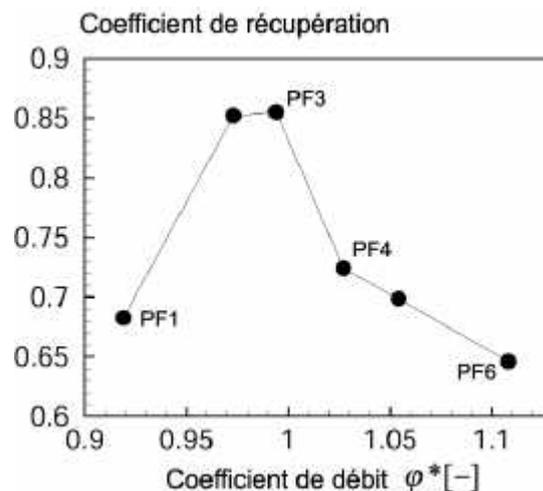


FIG. IV.11.1: Coefficient de récupération à $\psi^* = 1.06$ et aux 6 points de fonctionnement à étudier.

11.2 Mesures

Les mesures pour l'analyse du champ de pression moyen ont été effectuées à une fréquence d'échantillonnage de 200Hz , 16'384 échantillons, ce qui fait un temps d'acquisition de presque 82 secondes. Pour chaque point de fonctionnement les mesures ont été répétées 3 fois avec les mêmes conditions afin de réduire les erreurs de mesure. La procédure de correction de dérives des capteurs piézorésistifs a été effectuée environ toutes les demi-heures pendant le processus de mesure. Les résultats de pression statique sont adimensionnalisés par l'énergie cinétique à l'entrée du diffuseur.

11.3 Description du champ de pression à la paroi

La Figure IV.11.2 montre l'évolution du champ de pression moyen pariétale pour les 6 points de fonctionnement dans les 5 premières sections du diffuseur, c'est-à-dire dans le cône et le coude. La Figure IV.11.3 montre l'évolution de la pression au niveau du divergent du diffuseur, dans les canaux droit et gauche. La valeur moyenne de la pression statique est estimée à chaque point mesuré et les cartes de pression sont établies à l'aide d'une interpolation cubique entre les points, qui sont représentés par des cercles dans ces figures.

A la Figure IV.11.2, nous observons le travail de récupération d'énergie du diffuseur. La pression statique augmente depuis l'entrée du cône jusqu'à la sortie du coude. En sortie de roue la pression statique est très basse, la divergence du cône permet de ralentir fortement l'écoulement déjà au niveau de la section $S1.75$. Nous observons que les pressions au niveau du coude externe sont plus grandes que celles du coude interne à cause des effets centrifuges (courbure) lorsque l'écoulement traverse le coude. Ainsi l'écoulement est accéléré au niveau du coude interne.

En comparant les cartes de pression en fonction du point de fonctionnement, nous observons que pour le régime à plus faible débit $PF1$, il y a une tendance de l'écoulement à débiter sur le canal gauche, voir Figure IV.11.2a et Figure IV.11.3a. Au régime suivant $PF2$, l'écoulement change complètement et tend à débiter sur le canal droit, voir Figure IV.11.2b et Figure IV.11.3b. Pour les régimes qui suivent, de $PF3$ à $PF6$, l'écoulement dévie progressivement vers le canal gauche et nous observons que le débit augmente dans ce canal. La vitesse de l'écoulement est plus grande dans le canal gauche que dans celui de droite, voir Figure IV.11.2c-f et Figure IV.11.3c-f. Dans la partie inférieure du divergent, Figure IV.11.3a-f, nous observons que la pression statique autour de la pile du diffuseur augmente avec le débit. Le point qui présente la valeur maximale de pression est un *point d'arrêt*.

L'écart type de la pression dans le cône et le coude du diffuseur est illustré à la Figure

IV.11.4. Au régime à faible débit $PF1$ nous observons un écart très grand au niveau du coude, ce qui peut être la manifestation des fortes instationnarités dans ces zones. Aux régimes de fonctionnement proches du sommet de la colline de rendement, $PF2$ et $PF3$, les écarts sont très faibles. A plus fort débit ($PF4$, $PF5$, $PF6$), des grands écarts réapparaissent toujours au niveau du coude. Les plus grands écarts sont de l'ordre de 10% sur la valeur moyenne de la pression statique.

La Figure IV.11.5 représente l'évolution de la pression statique suivant 4 chemins à travers le diffuseur, depuis l'entrée du cône jusqu'à la sortie du diffuseur, pour les 6 points de fonctionnement. Nous observons l'augmentation de pression depuis l'entrée jusqu'à la sortie du diffuseur selon ces 4 chemins, ce qui montre le travail de récupération d'énergie du diffuseur. La majeure partie de la récupération d'énergie se fait dans le cône et le coude, en remarquant que c'est sur la partie externe du diffuseur (chemins 3 et 4) que ce gain est beaucoup plus important et que c'est ici que le ralentissement des vitesses est plus notable, comme nous l'avons déjà remarqué dans la Figure IV.11.2. La pression locale est donc sensible aux accélérations et décélérations de l'écoulement près des parois. Nous observons des chutes locales de la pression statique dues à des accélérations de l'écoulement.

La Figure IV.11.6 résume la récupération d'énergie de pression entre les sections du diffuseur. Pour chaque section, une valeur moyenne de la pression statique est estimée et introduite dans le calcul du coefficient de récupération. Nous observons clairement ici que la plus grande partie de la récupération est faite dans le cône (environ 35%). Une autre grande partie est réalisée dans le divergent du diffuseur entre les sections $S12.5 - S20.7$. Les pertes correspondent à la partie résiduelle d'énergie cinétique qui n'est pas récupérée et aux pertes de charge dans le diffuseur principalement.

D'après ces résultats, nous observons que le champ de pression moyen dans le diffuseur est très sensible au débit. La distribution du débit entre les deux canaux est évidente, comme nous l'avons remarqué dans les mesures préliminaires de sondage. On ne voit pas de grands changements au niveau du champ de pression moyen entre les régimes $PF3$ et $PF4$, c'est-à-dire au début et à la fin de la chute de la colline de récupération, si ce n'est qu'à partir de $PF4$ les vitesses dans le canal gauche augmentent rapidement. Des mesures à un point au milieu de la chute auraient été intéressantes mais l'instabilité de ces points nous empêche de les réaliser. Ce changement de débit entre les deux canaux provoque l'augmentation des pertes globales dans le diffuseur ce qui produirait cette forte chute dans la récupération de la pression. La cause de cette distribution de débit a été étudiée par Mauri [26] qui soutient qu'elle est due à une instabilité globale de l'écoulement. Cette instabilité qui apparaît aux points de fonctionnement pendant la chute de la colline de récupération, se manifeste par l'apparition d'un vortex qui naît dans le coude et grandit dans le canal droit en fonction du débit en le bloquant. Cela a été également vérifié avec les sondages de vitesse. Les champs de pression pariétales renforcent cette explication.

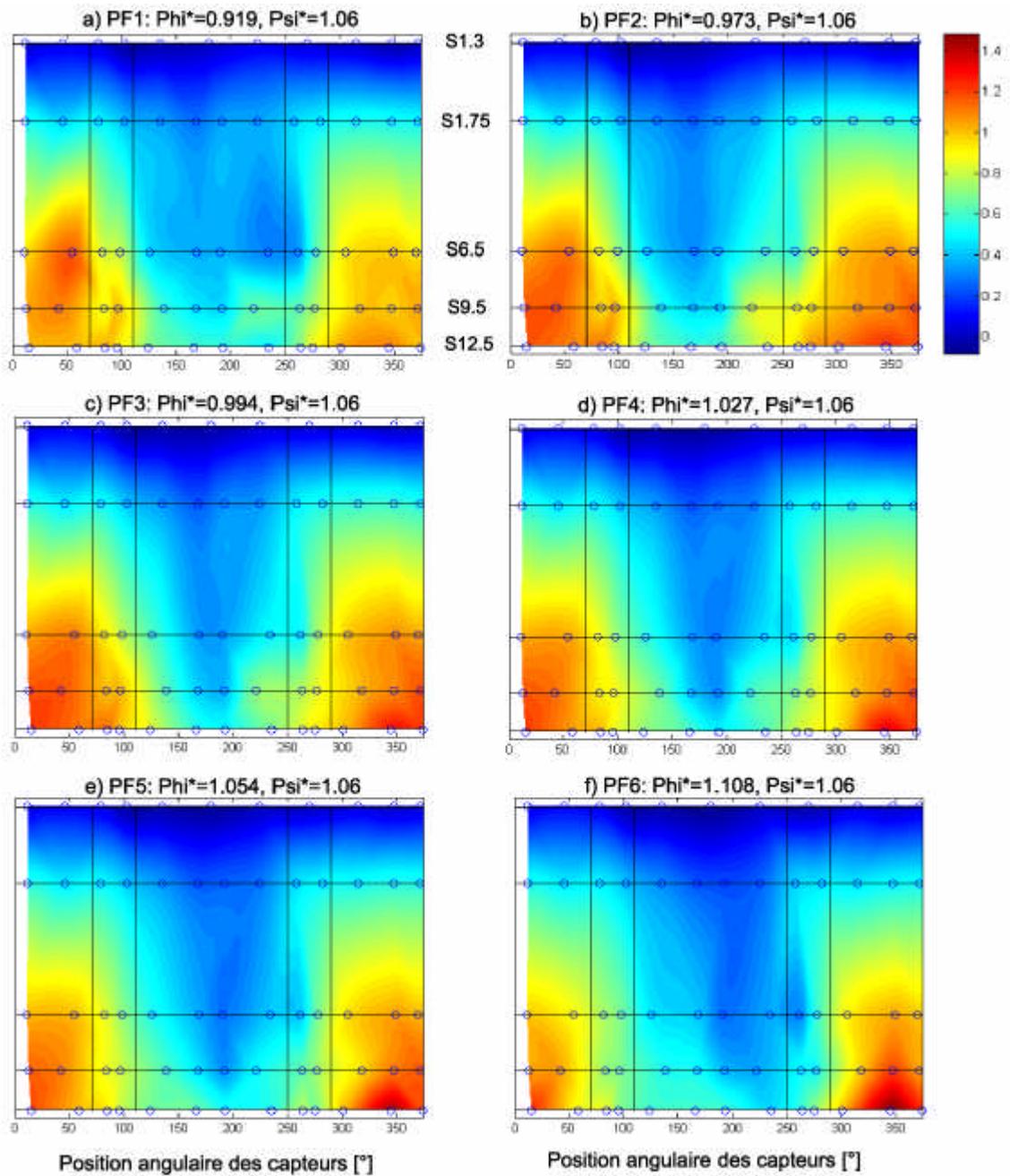


FIG. IV.11.2: Evolution du champ de pression statique pariétale dans le cône et le coude du diffuseur selon 6 points de fonctionnement, du plus faible débit *PF1* au plus fort débit *PF6*.

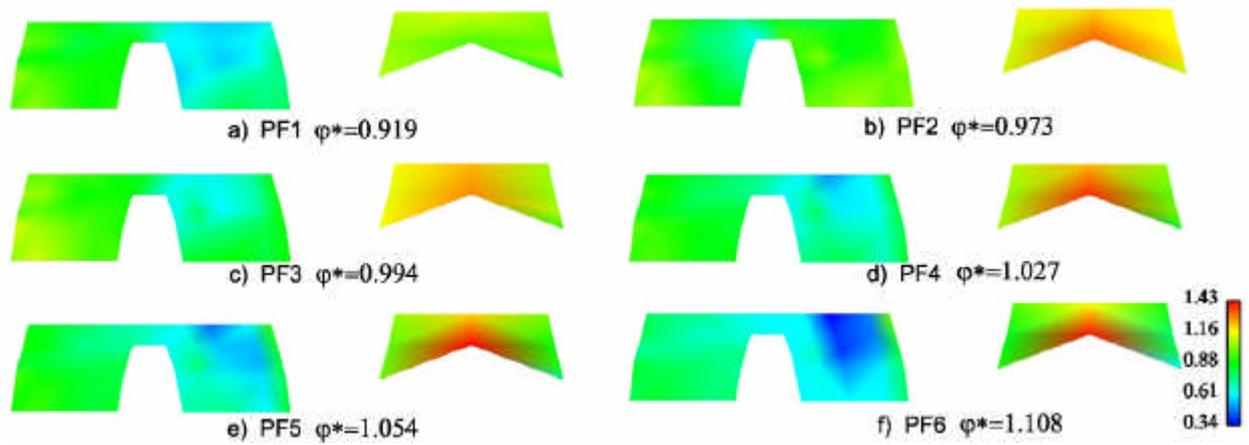


FIG. IV.11.3: Evolution du champ de pression statique dans les canaux du diffuseur selon 6 points de fonctionnement. À gauche de chaque figure, la partie supérieure du divergent et à droite sa partie inférieure.

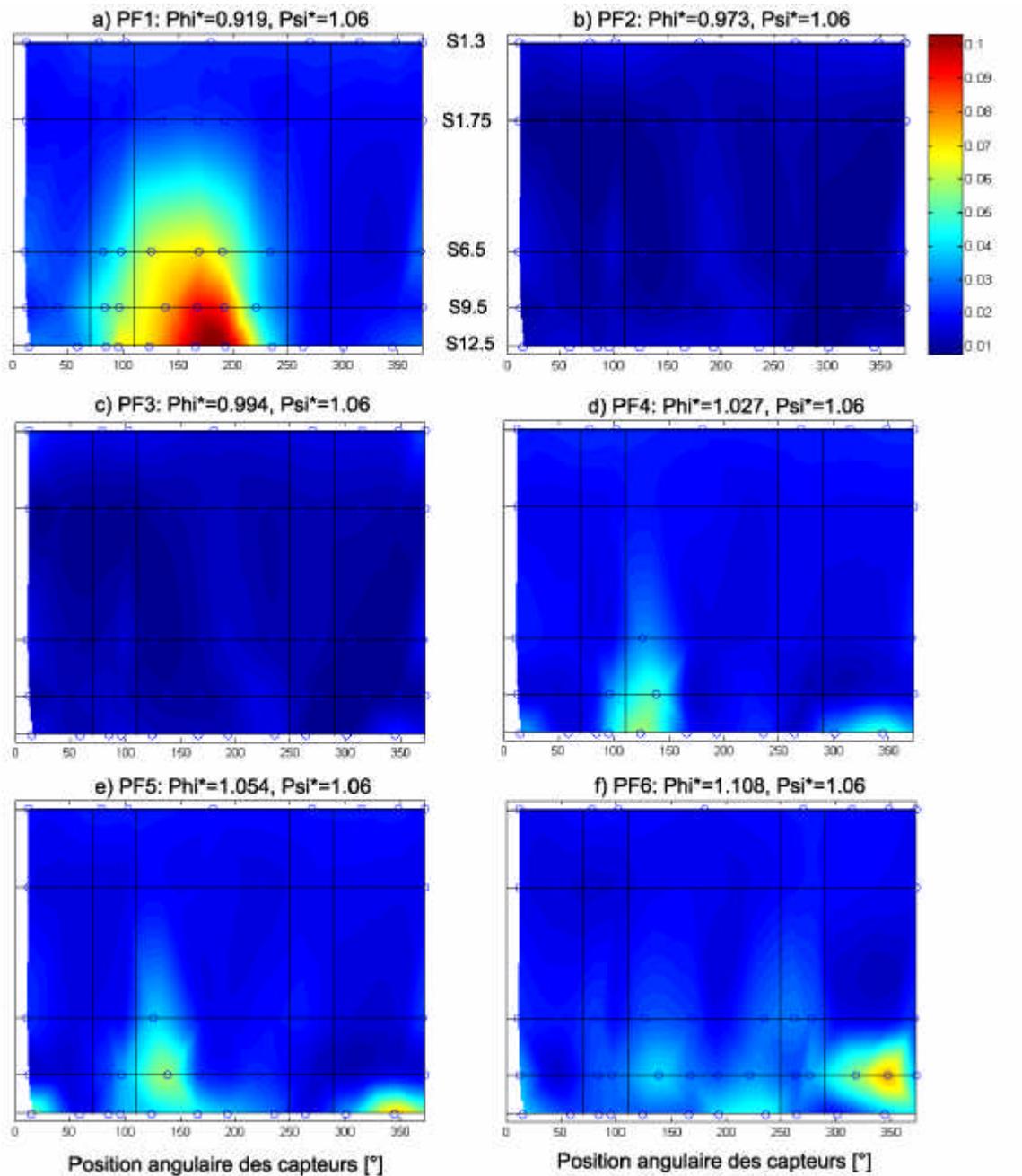


FIG. IV.11.4: Représentation de l'écart type de la pression moyenne dans le cône et le coude du diffuseur selon 6 points de fonctionnement, du plus faible débit *PF1* au plus fort débit *PF6*.

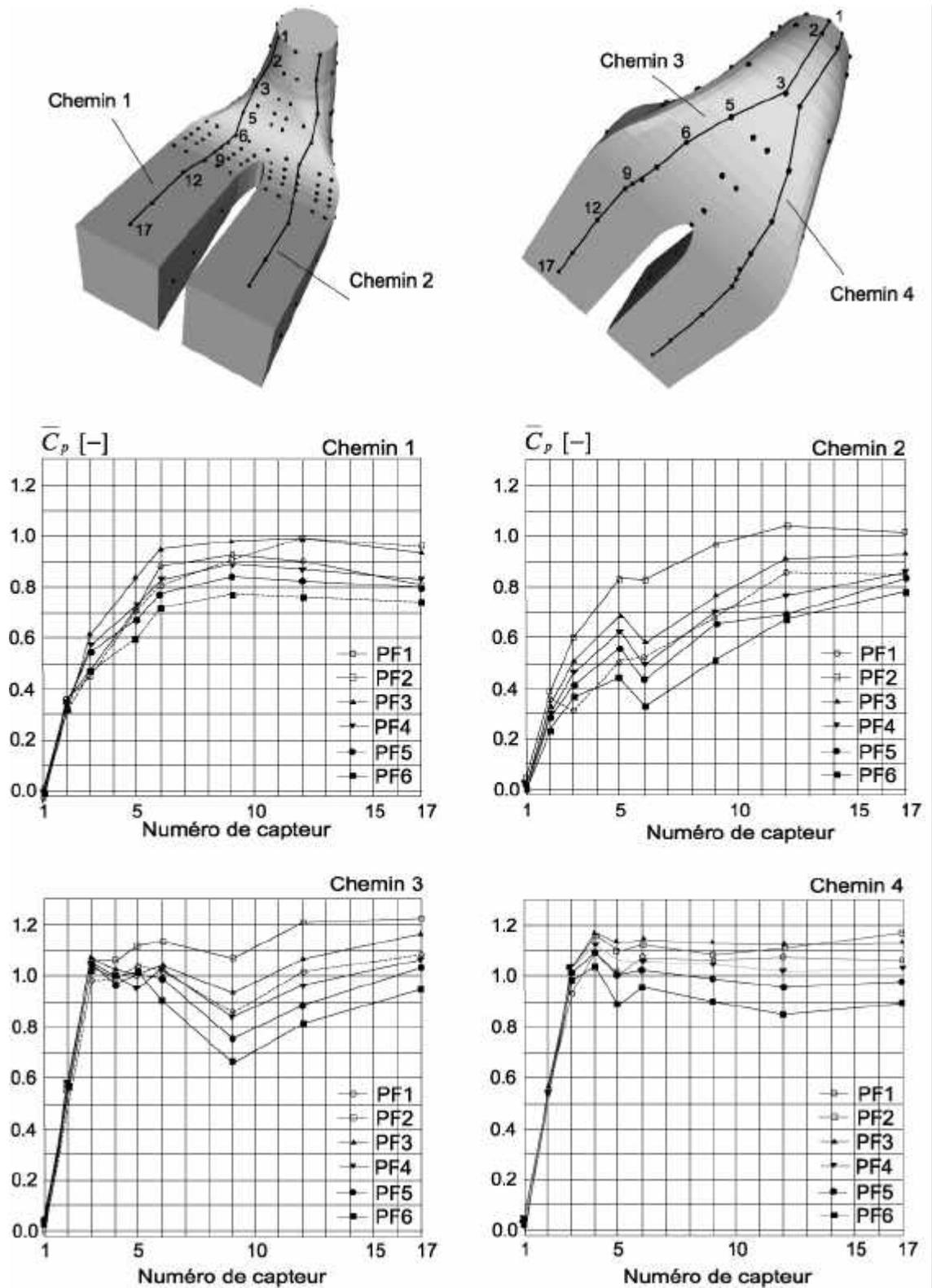


FIG. IV.11.5: Evolution de la pression statique moyenne suivant 4 chemins dans le diffuseur.

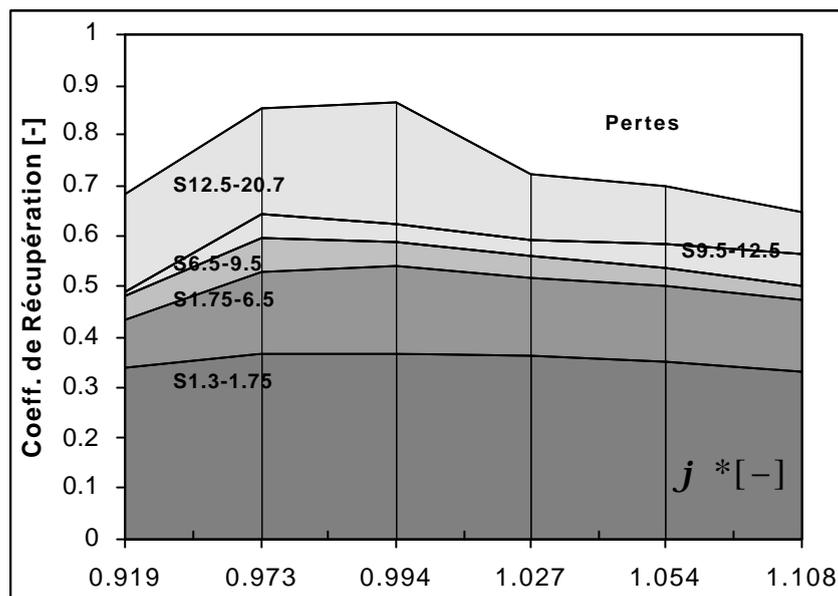


FIG. IV.11.6: Travail de récupération du diffuseur par étages de sections, en fonction des 6 points de fonctionnement

11.4 Contribution à la validation des calculs

La Figure IV.11.7 montre la comparaison mesure-calcul de la pression statique aux parois du diffuseur dans les 5 premières sections du diffuseur, pour 3 points de fonctionnement. C'est un calcul d'écoulement effectué dans un diffuseur avec la même géométrie que celui que nous étudions, effectué par Mauri [26]. Grâce aux mesures, il est montré que, globalement, le calcul prédit correctement l'évolution du champ de pression expérimental, même si localement les différences peuvent atteindre jusqu'à 80% de la valeur mesurée.

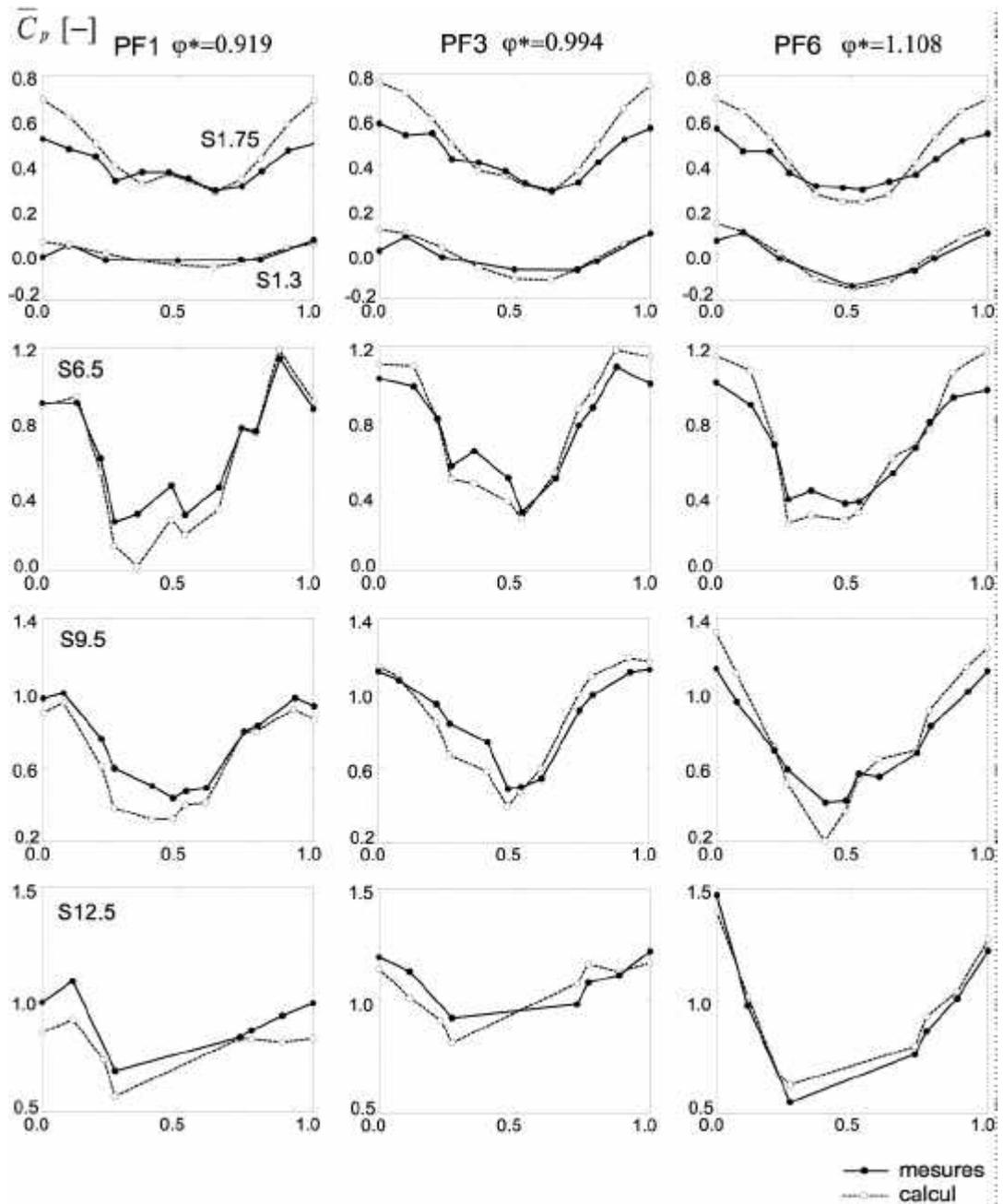


FIG. IV.11.7: Comparaison mesures et calcul de la pression pariétale aux sections $S1.3$, $S1.75$, $S6.5$ et $S12.5$. Points de fonctionnement au plus bas débit $PF1$, au débit optimal $PF3$ et au plus haut débit $PF6$.

Chapitre 12

Analyse du champ de pression fluctuant

12.1 Introduction

Le champ de pression fluctuant qui apparaît aux régimes de fonctionnement autour du point optimal, est a priori de faible magnitude par rapport à l'énergie spécifique de la machine pour une roue bien conçue. La rotation de cette roue introduit des fluctuations de pression à fréquences différentes. Il est habituel qu'on observe la fréquence de rotation de la roue f_n , due à la non symétrie axiale de l'écoulement (roue déséquilibrée, influence du bec de bêche) et la fréquence du passage des aubes, ou sillage de la roue, produit par la différence de vitesses entre les faces des aubes. Ce ne sont pas les seuls phénomènes. Les principales sources des fluctuations proviennent également des interactions entre les parties fixes et mobiles de la machine. L'évolution de ce champ de pression fluctuant dans le diffuseur sera étudiée dans cette section.

Les mesures de pression pariétale peuvent également mettre en évidence des propagations des fluctuations de pression à une certaine fréquence. Les analyses de corrélation indiquent le sens de propagation et le temps de parcours de ces fluctuations.

12.2 Mesures

Les mesures pour l'étude du champ fluctuant ont été effectuées à des fréquences d'échantillonnage de 200, 1'200 et 6'400 Hz . Les nombres d'échantillons sont 2^{14} , 2^{15} , 2^{16} respectivement. Le temps d'enregistrement a permis la capture de 1300, 350 et 172 rotations de roue respectivement. Chaque mesure a été effectuée 3 fois.

12.3 Mise en évidence des phénomènes

Afin de mettre en évidence les phénomènes principaux qui apparaissent dans le diffuseur, une analyse spectrale d'amplitude est faite sur le point de fonctionnement dont l'écoulement tend à être plus complexe, c'est-à-dire celui à plus faible débit $PF1$. La Figure IV.12.1 montre les fréquences caractéristiques à basses fréquences aux points mesurés suivant le chemin 1 de la Figure IV.11.5, depuis la section d'entrée $S1.3$ jusqu'à la section de sortie $S20.7$. Dans la section d'entrée $S1.3$, des fluctuations de pression à la fréquence de rotation de la roue et ses harmoniques sont identifiées. Dans la section $S1.75$ ces fluctuations décroissent rapidement. Nous identifions également dans ces sections, à très basse fréquence $0.18f_n$, la trace laissée par un vortex résiduel caractéristique de la fin de débit partiel. A partir de la section $S6.5$ dans le coude, apparaît une large zone de haute énergie autour de $0.25f_n$. Ces fluctuations se maintiennent jusqu'à la section $S18.5$ et décroissent ensuite jusqu'à la sortie du diffuseur. Nous verrons plus loin que ces derniers phénomènes apparaissent dans plusieurs régimes de fonctionnement et qu'ils peuvent être des phénomènes locaux qui naissent à un endroit donné du diffuseur et se propagent.

En résumé, nous allons nous consacrer à l'analyse des phénomènes à basses fréquences autour de $0.25f_n$ et f_n . Ensuite nous nous intéresserons à l'analyse des fluctuations de pression à moyenne fréquence, autour de $17f_n$ et $20f_n$, provenant de l'interaction entre les parties fixes et mobiles du diffuseur. L'exploration des plages à haute fréquence ($> 40f_n$) ne mettent pas en évidence d'autres phénomènes importants.

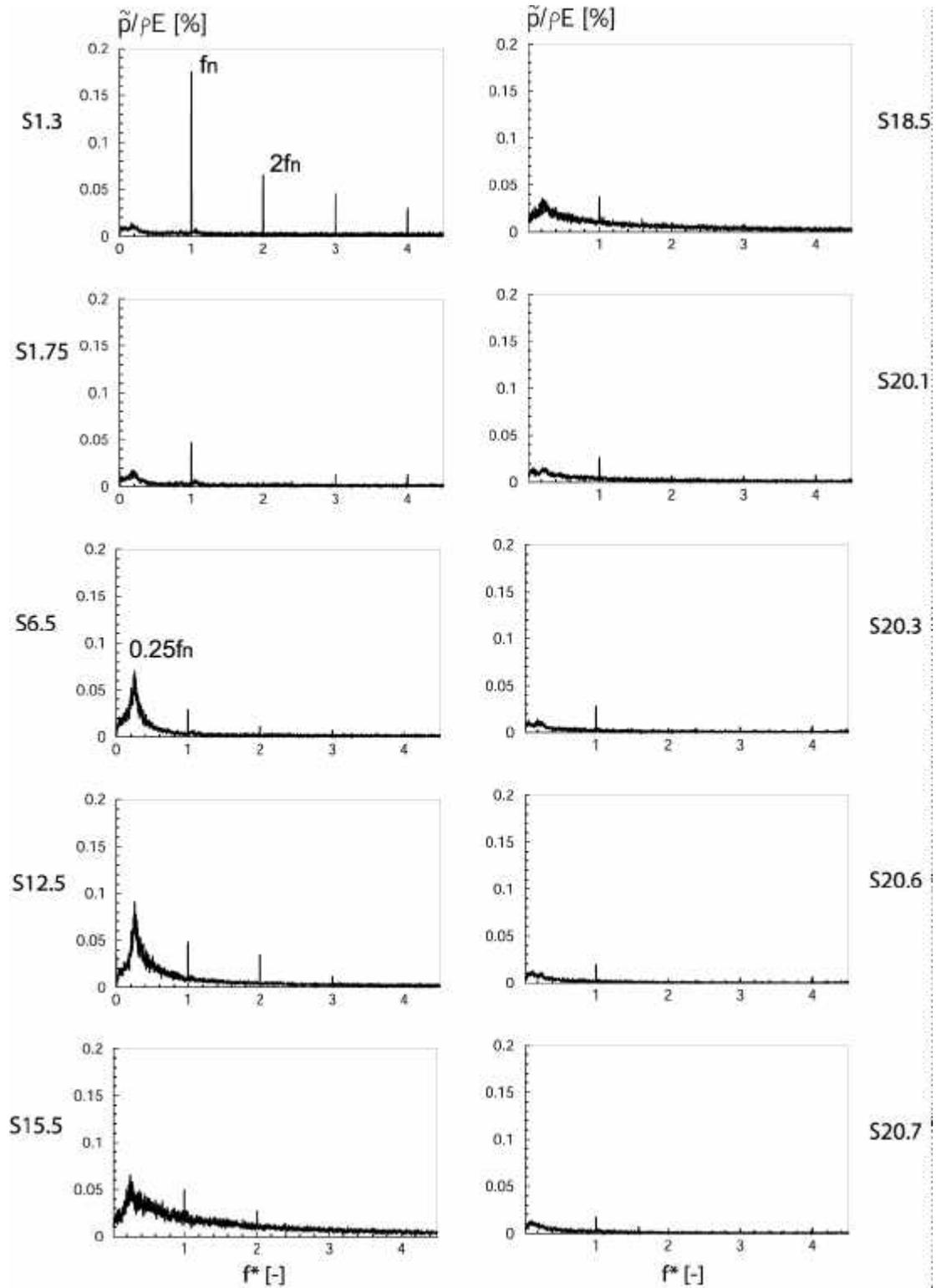


FIG. IV.12.1: Spectres d'amplitude dans les sections du diffuseur au régime PF1 ($\varphi^* = 0.919$). Exploration des basses fréquences.

12.4 Fluctuations de pression en sortie de roue

L'analyse spectrale en amplitude dans les deux sections du cône, selon 3 points de fonctionnement -*PF1*, *PF3* et *PF6*, au plus faible débit, débit nominal et plus grand débit respectivement- est illustrée dans la Figure IV.12.2. La fluctuation à la fréquence de la roue ainsi que ses harmoniques sont observées. Elles décroissent fortement dans la section *S1.75*. La fréquence du sillage des aubes est mise en évidence à $17f_n$, elle décroît également en amplitude dans la section *S1.75*. L'influence du nombre de directrices est aussi présente dans le spectre à $20f_n$, elle représente l'interaction entre la roue et la partie statique de la machine. La comparaison des fréquences caractéristiques et amplitudes des fluctuations montrent une grande similitude indépendamment du point de fonctionnement étudié.

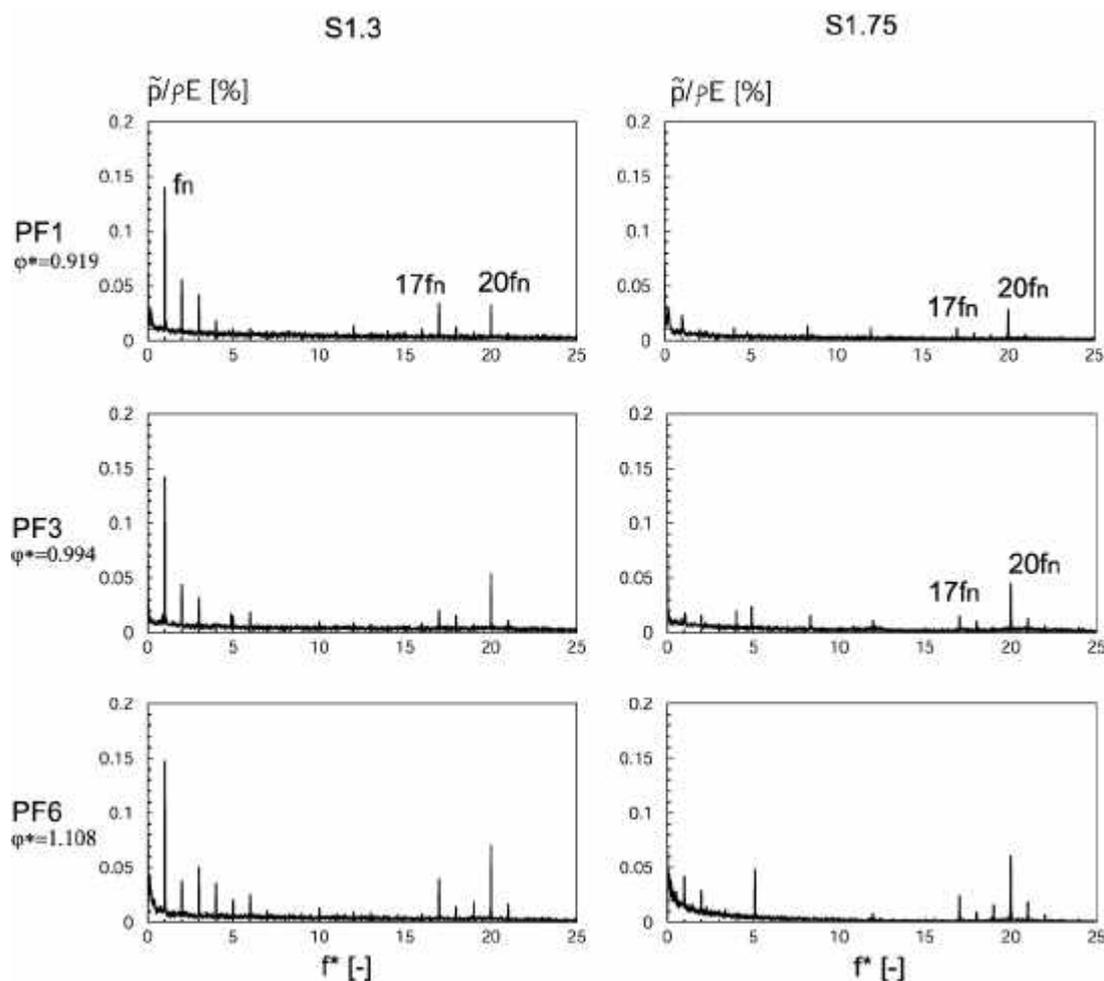


FIG. IV.12.2: Analyse spectrale dans le cône selon 3 points de fonctionnement

Moyennes de phase

Les moyennes de phase par rapport au tour de roue, effectuées dans les sections *S1.3* et *S1.75*, sont illustrées dans les Figures IV.12.3-IV.12.5 pour les 6 points de fonctionnement examinés. La moyenne est faite toutes les 3 périodes. À gauche nous avons les fluctuations d'un signal de pression et à droite la représentation en cascade de tous les signaux sur les sections, selon convention de la Figure II.5.1. Nous observons que les résultats sont similaires pour tous les points de fonctionnement. Dans la section *S1.3*, nous avons 3 oscillations dues aux 3 passages de roue. Selon la représentation en cascade, les signaux sont périodiques avec un déphasage constant entre eux selon la position de la mesure, c'est le champ tournant. Ces déphasages montrent la caractéristique advective du champ de pression uniforme produit par la rotation de la roue à l'entrée du diffuseur, bien que l'on soit en présence d'un écoulement axial. Des petites fluctuations se superposent aux plus grandes ondes, elles proviennent du sillage des aubes et de l'interaction rotor-stator. Dans la section *S1.75*, le champ tournant présent dans la première section s'atténue fortement et par conséquent l'amplitude de la fluctuation à la fréquence de la roue. 3 faibles oscillations à la fréquence de la roue sont également visibles avec un déphasage non constant, dues au champ tournant résiduel non uniforme. Il reste toujours de plus petites fluctuations provenant du sillage des aubes et de l'interaction rotor-stator.

Afin de mieux mettre en évidence les fluctuations de pression dues à l'interaction parties fixes-parties mobiles, nous représentons les moyennes de phase dans un cercle polaire. Ici la période principale de moyennage correspond à un tour de roue. Dans les Figures IV.12.6-IV.12.7 sont illustrés les résultats de moyennes de phase dans les 2 premières sections du cône et pour les 6 points de fonctionnement. Pour une rotation de roue on peut observer 20 oscillations. Ces ondes sont plus visibles dans la section *S1.75*, puisque l'influence advective de la rotation de la roue s'y atténue fortement. Nous observons que ces fluctuations sont quasiment en phase dans les 2 sections, une composante synchrone stationnaire est donc mise en évidence. L'amplitude de ces fluctuations augmente avec le coefficient de débit. Cette composante synchrone est bien le résultat de l'interaction de la rotation de la roue et les directrices de la machine. Les fluctuations de pression dues aux sillages des aubes de la roue sont plus petites que celles qui sont causées par les directrices et elles se superposent entre elles. Le résultat de cette addition est observé dans les spectres d'amplitude où l'on observe que l'influence des directrices s'impose. Ces résultats permettent d'affirmer qu'il existe un champ de pression fluctuant à deux composantes principalement en sortie de roue, un champ fluctuant tournant qui résulte de la caractéristique convective de l'écoulement à f_n et un champ fluctuant synchrone à $20f_n$. Ce dernier se manifeste comme une oscillation de masse axiale dans le cône qui explique le déphasage nul entre ces fluctuations.

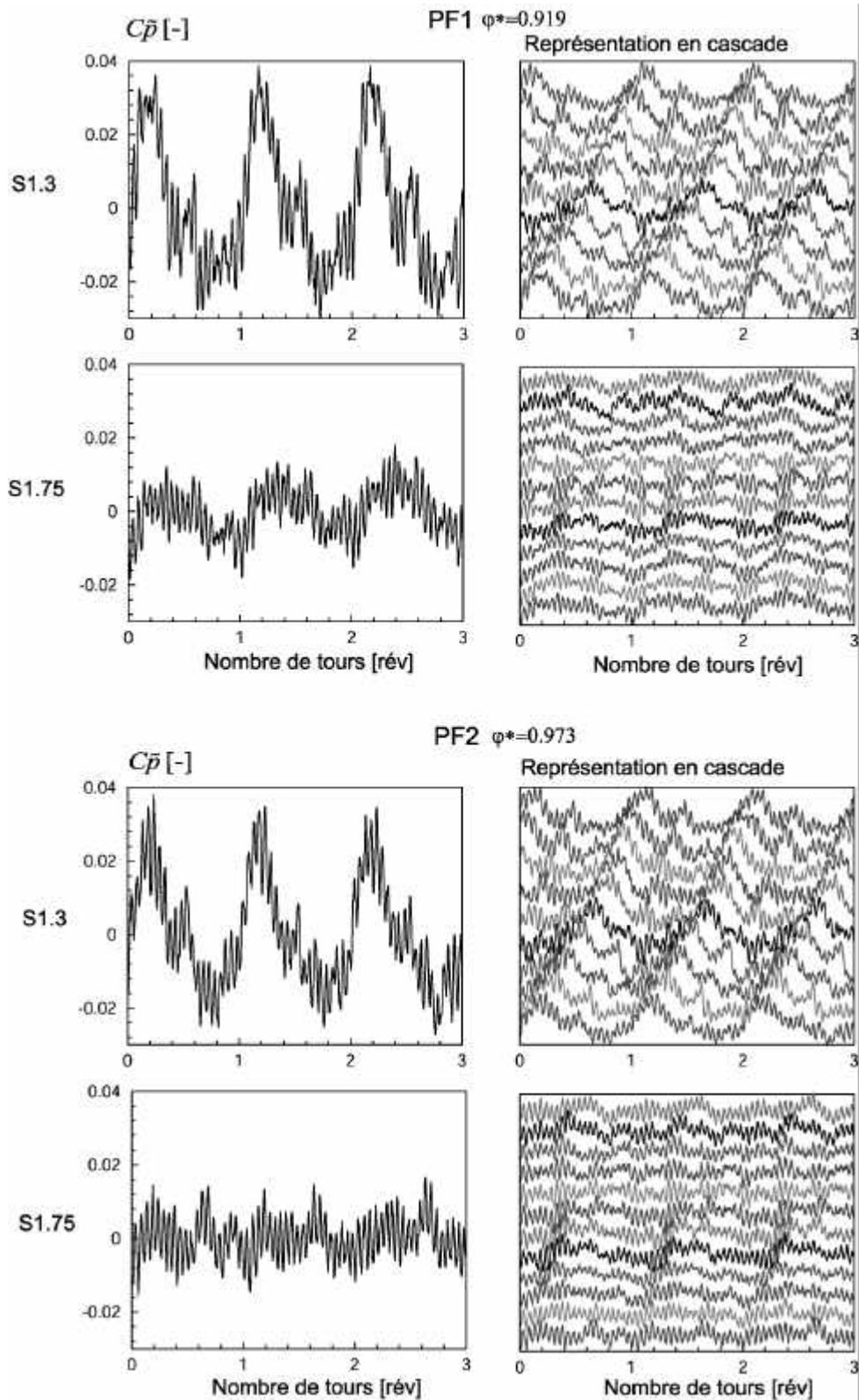
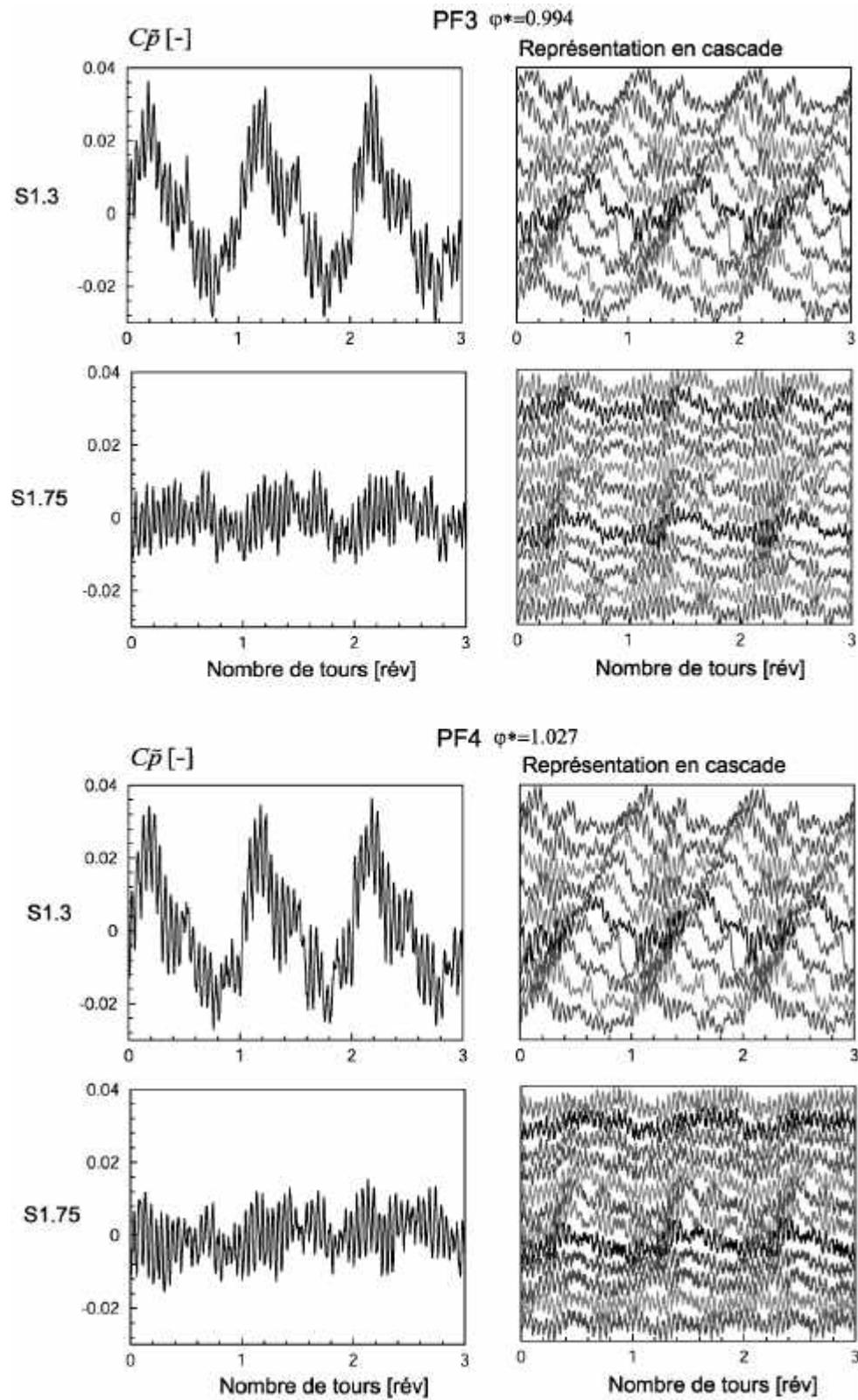
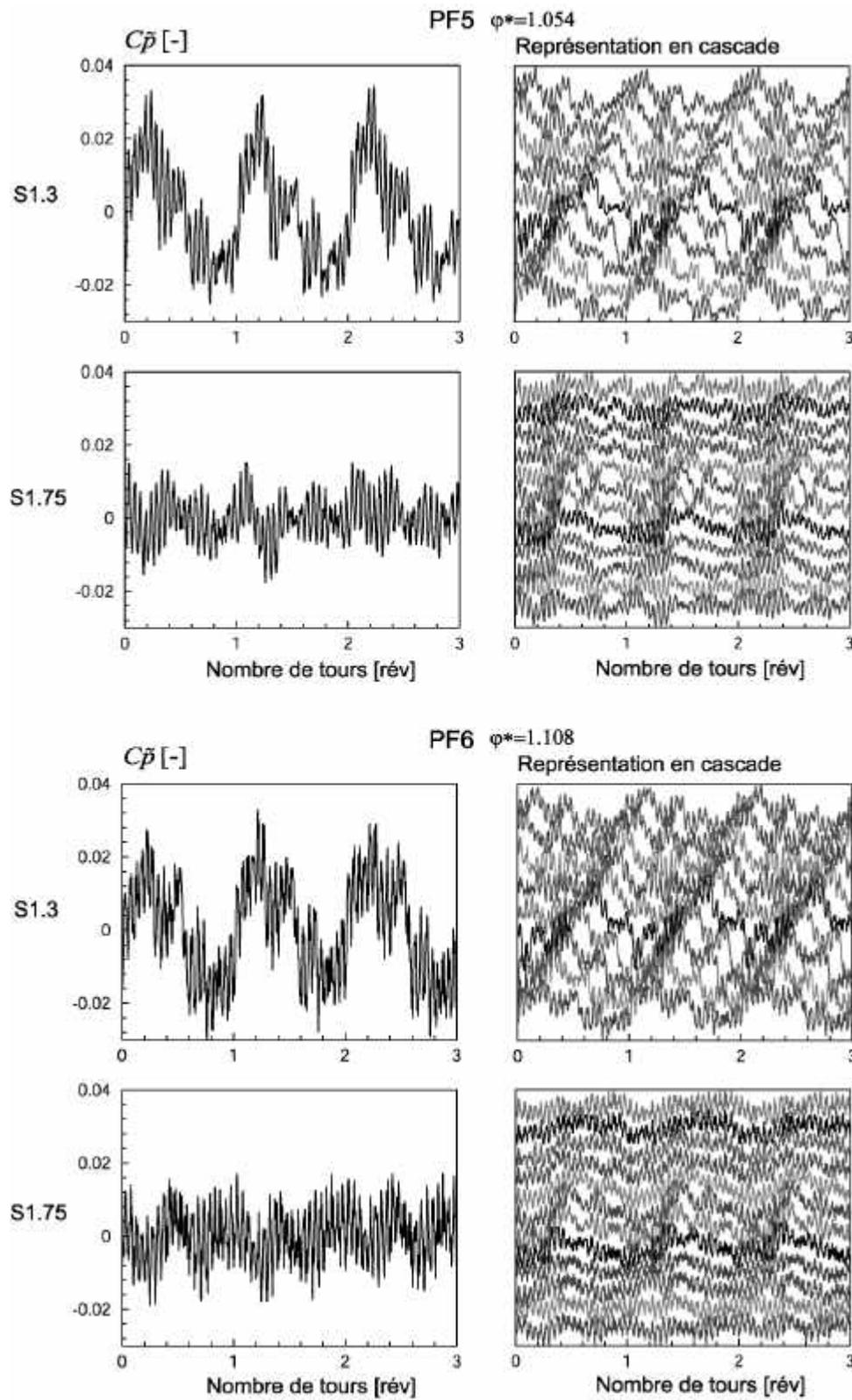


FIG. IV.12.3: Moyenne de phase dans les sections du cône. Régimes $PF1$ et $PF2$.

FIG. IV.12.4: Moyenne de phase dans les sections du cône. Régimes *PF3* et *PF4*.

FIG. IV.12.5: Moyenne de phase dans les sections du cône. Régimes *PF5* et *PF6*.

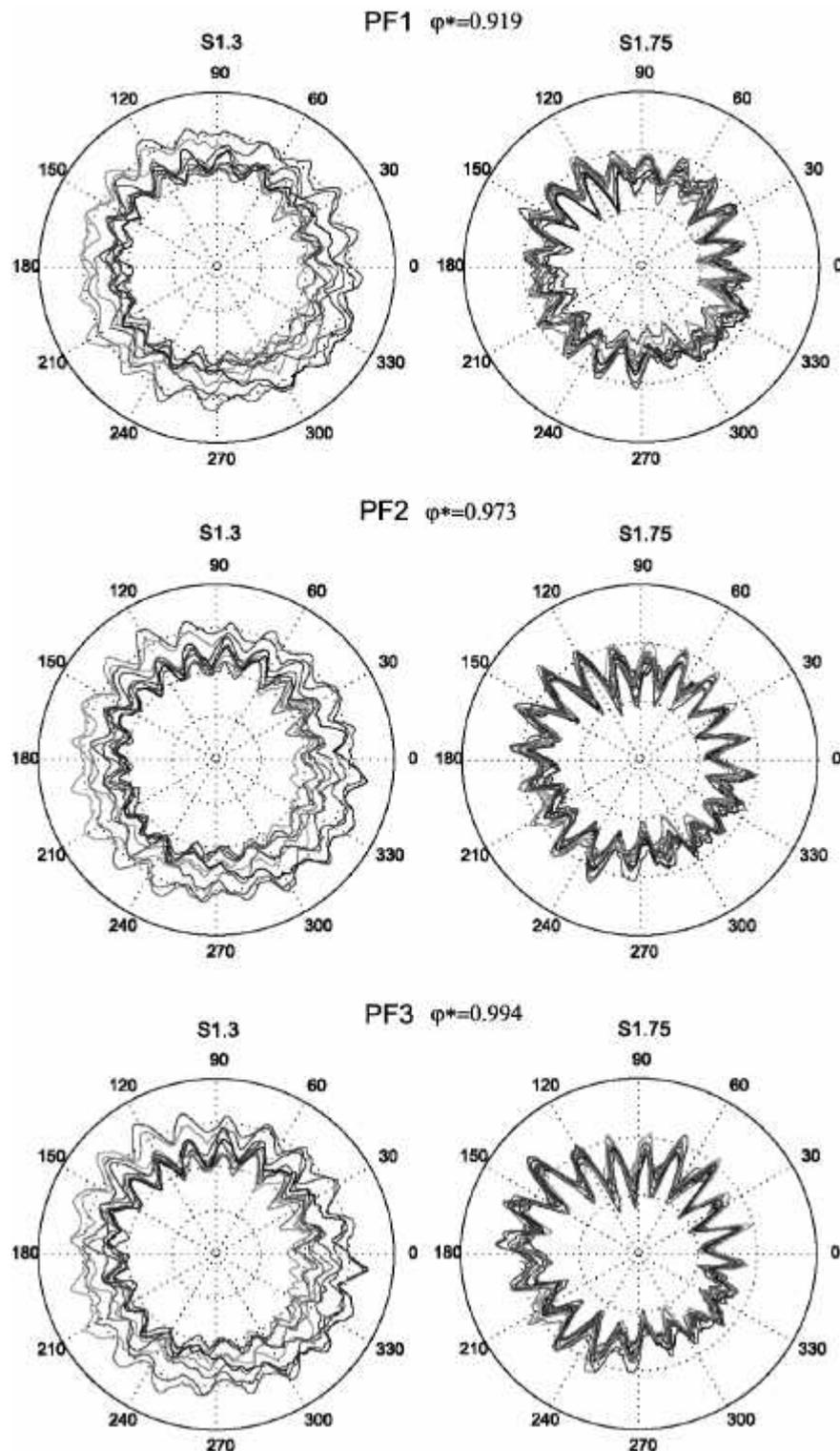


FIG. IV.12.6: Représentation polaire des moyennes de phase dans les sections $S1.3$ et $S1.75$. Régimes $PF1$, $PF2$, $PF3$.

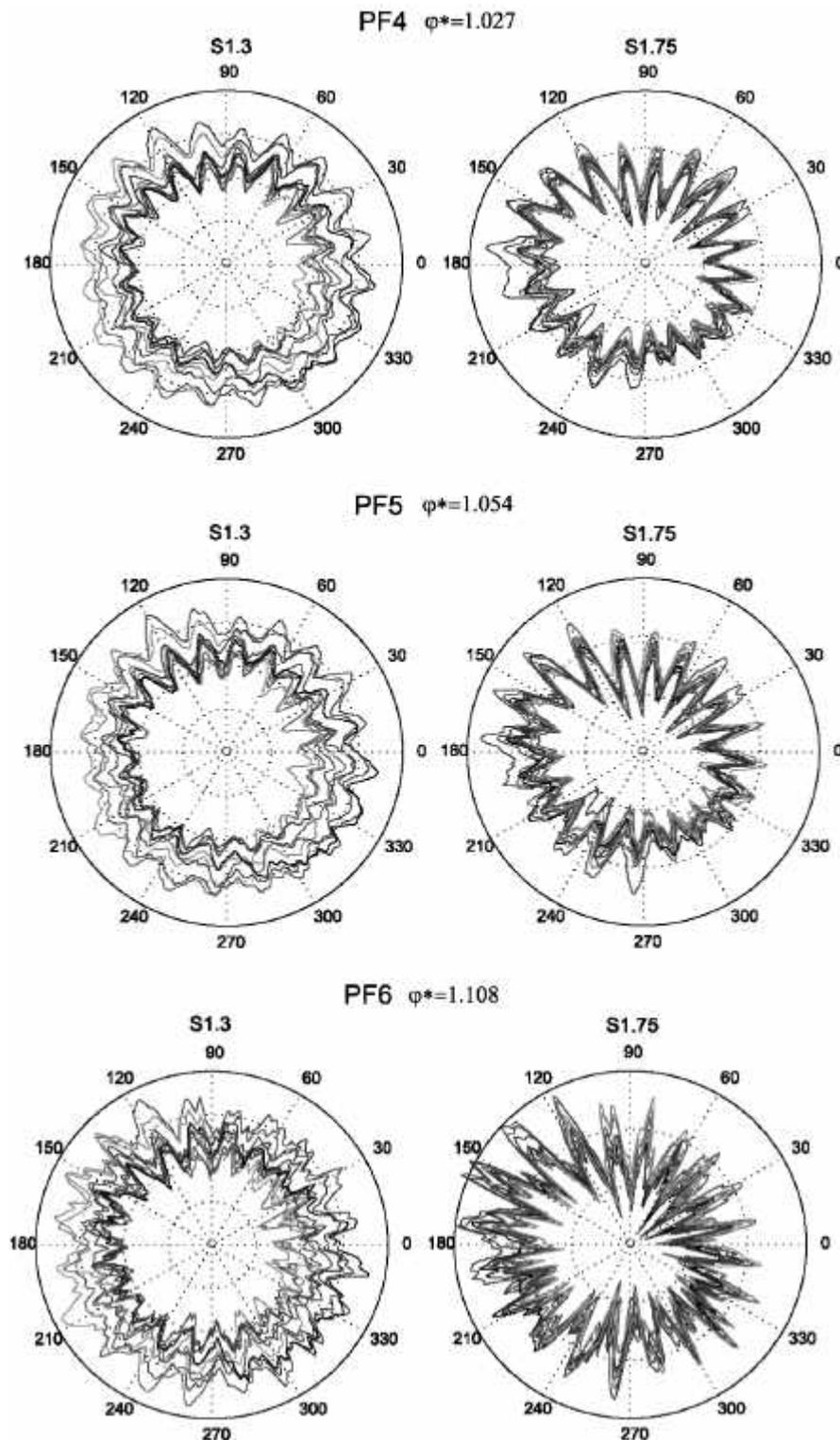


FIG. IV.12.7: Représentation polaire des moyennes de phase dans les sections $S1.3$ et $S1.75$. Régimes $PF4$, $PF5$, $PF6$.

La position de l'encodeur optique permet de représenter les moyennes de phase de la section *S1.3* reportées à la position absolue de la roue pendant un tour. Ces résultats sont illustrés dans la Figure IV.12.8. Nous observons que les minima des fluctuations correspondent à la position angulaire du bec de la bêche spirale. Cette image démontre la participation du bec dans la modulation du champ fluctuant à l'entrée du diffuseur et montre bien que le bec est également à l'origine des fluctuations à f_n . Les plus petites fluctuations ne sont pas en phase car le déphasage entre les oscillations à f_n ne correspondent pas exactement à la position géométrique des capteurs dans la section, Figure IV.12.9. Ceci est dû à l'influence du coude du diffuseur sur les fluctuations.

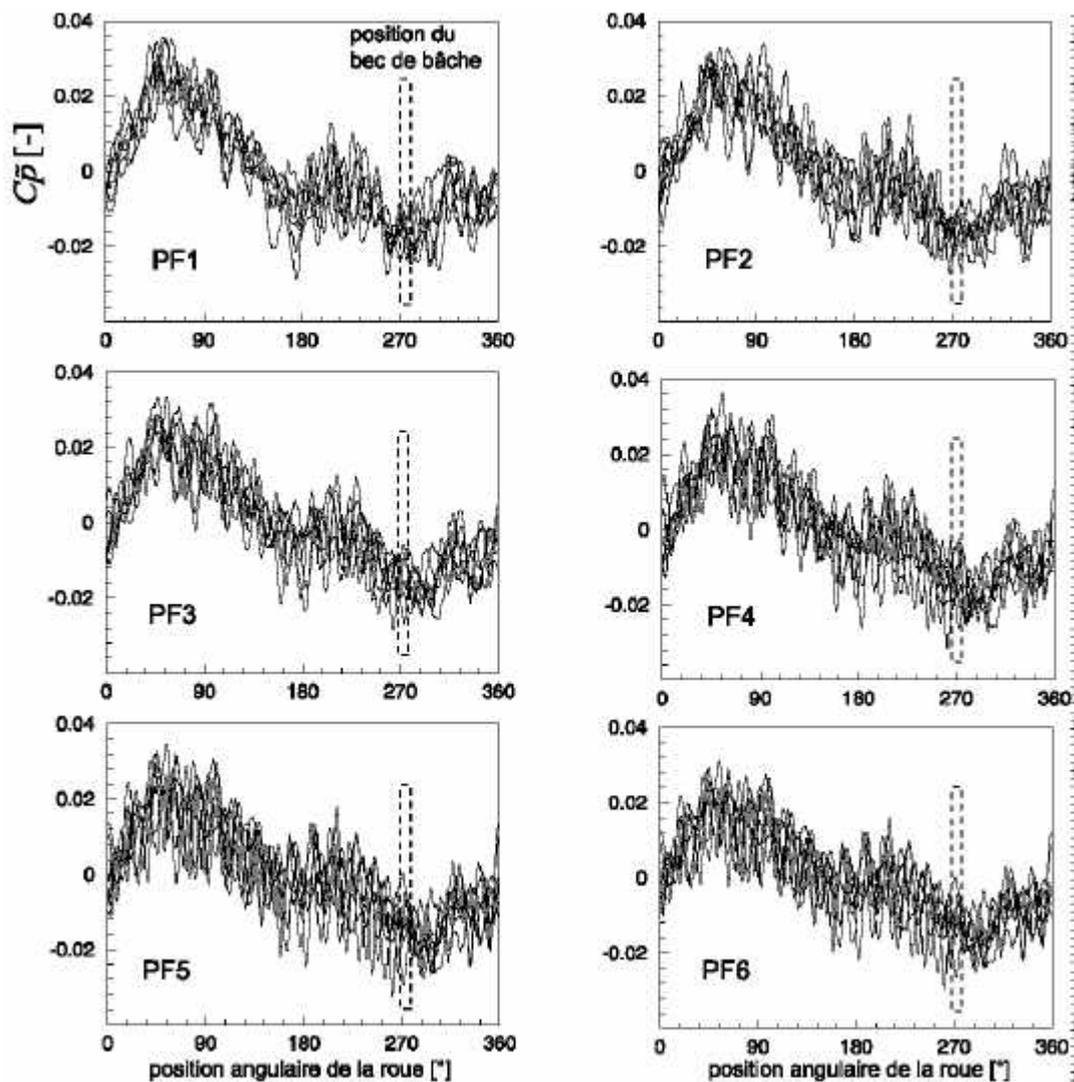


FIG. IV.12.8: Moyennes de phase reportées à la position absolue de la roue.

La caractéristique convective de l'écoulement à l'entrée du diffuseur peut être quantifiée à l'aide des mesures de fluctuations de pression dans la première section $S1.3$. Le déphasage entre les signaux en fonction de la position de la mesure en abscisse curviligne est représenté à la Figure IV.12.9, pour le point de fonctionnement $PF3$. La pente de la droite obtenue par régression linéaire représente le nombre d'onde k de la fonction d'onde qui voyage dans la première section du diffuseur. Nous observons une très faible dispersion autour de la droite de régression et le nombre d'onde a une valeur assez constante. La vitesse de phase est donnée par : $v_\varphi = \frac{\omega}{k}$, avec $\omega = 2\pi f$ et $f = 16.67 \text{ Hz}$. Elle est estimée à $v_\varphi = 23.27 \text{ m/s}$. Cette valeur est assez proche de la composante périphérique du champ de vitesse en sortie de roue. Des résultats analogues peuvent être obtenus pour les autres points de fonctionnement.

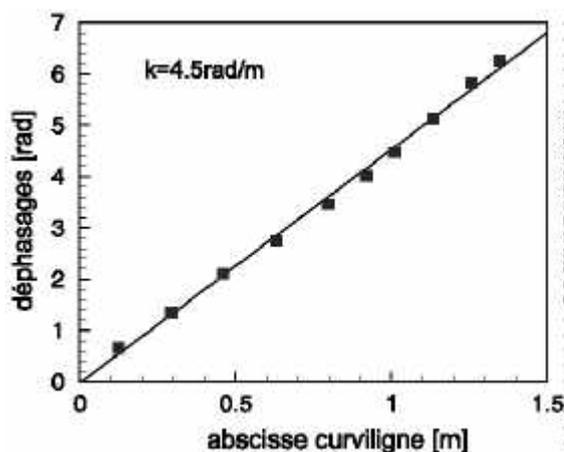


FIG. IV.12.9: Estimation du nombre d'onde k . Point de fonctionnement $PF3$ ($\varphi^* = 0.994$).

12.5 Fluctuations de pression dans le coude du diffuseur

Moyenne de phase

Aux fréquences proportionnelles à la fréquence de rotation de la roue f_n , la moyenne de phase permet d'obtenir des résultats significatifs à l'entrée du diffuseur. À l'intérieur du diffuseur, à cause de la géométrie du coude et de la loi de sections, l'écoulement est très complexe et d'autant plus selon le régime de fonctionnement. Il est difficile de décrire le champ de pression fluctuant dans cette partie du diffuseur. Cependant la moyenne de phase effectuée dans le coude donne des renseignements intéressants. La Figure IV.12.10 montre ces résultats pour les 3 sections dans le coude $S6.5$, $S9.5$ et $S12.5$, pour le point de fonctionnement $PF3$. À droite, nous avons la représentation en cascade des moyennes de phase, ordonnées selon la convention de la Figure II.5.1, avec moyennage par périodes de $3T$. Nous observons en général que les niveaux d'amplitude des fluctuations représentent

environ 30% de celles observées à l'entrée du diffuseur et que des oscillations à la même fréquence de rotation de la roue sont prédominantes. Des petites oscillations résiduelles, sous forme de modulations, qui proviennent de l'interaction rotor-stator, se superposent. Nous observons que les grandes oscillations sont à peu près en phase aux endroits signalés par des crochets, dans les sections $S6.5$ et $S9.5$. Ces résultats donnent l'impression d'un mouvement d'expansion et de compression de masse d'eau (compressibilité de l'eau) qui fluctue à la fréquence de rotation de roue. Le synchronisme entre les signaux de chaque section et entre les sections donne l'impression d'un mouvement de masse plutôt latéral que vertical. Les zones du coude où il n'y a plus de synchronisme se trouvent dans le coude interne du diffuseur. Là, les fluctuations ne suivent aucun ordre. Pour les points de fonctionnement à faible débit, les comportements décrits ci-dessus se présentent à nouveau. A fort débit, il est difficile de donner une description claire du phénomène.

La moyenne de phase des signaux dans la partie divergente du diffuseur et dans les canaux n'est pas significative aux fréquences proportionnelles de f_n . Nous verrons dans la Section 12.7, au sujet des fluctuations de pression à très basse fréquence, que des passages de structures sont identifiables dans le coude et dans le divergent du diffuseur.

12.6 Cartes du champ de pression fluctuant

Grâce aux moyennes de phase et à l'analyse spectrale, nous pouvons séparer les composantes du champ de pression fluctuant selon leurs fréquences d'apparition. Ainsi, des cartes d'amplitude de fluctuations de pression et de phase sont établies fréquence par fréquence.

12.6.1 Fluctuations à f_n

La Figure IV.12.11 représente l'évolution des fluctuations à la fréquence de rotation f_n de la roue pour 4 phases ($0, T/4, T/2, 3T/2$). L'on peut identifier un train d'ondes qui voyage dans le cône du diffuseur selon le sens de rotation de la roue. Dans les autres sections, le jeu de couleurs permet d'affirmer que les amplitudes décroissent et que les signaux sont quasiment en phase. Remarquons finalement l'augmentation des amplitudes en sortie du coude côté extérieur. L'oscillation de la masse d'eau dans le coude du diffuseur peut être amplifiée par sa géométrie à cet endroit-là.

12.6.2 Fluctuations à $20f_n$

La Figure IV.12.12 montre l'évolution du champ fluctuant produit par l'interaction rotor-stator à $20f_n$. Le plus petit débit $PF1$, le débit nominal $PF3$ et le plus grand débit $PF6$, sont tous trois représentés. A gauche, nous avons l'évolution des amplitudes des

fluctuations, estimées à l'aide du spectre d'amplitude. À droite, nous avons l'image de la phase de ces fluctuations estimée à l'aide du spectre de phase. La carte des amplitudes montre que l'influence de ces fluctuations est beaucoup plus importante à l'entrée du diffuseur, puis ces amplitudes décroissent progressivement et elles s'amortissent à la fin du coude. Nous observons une symétrie dans cette évolution. Les amplitudes dans le divergent, à l'entrée des canaux, sont représentées sur une échelle de valeurs réduites pour observer la décroissance des fluctuations dans les deux canaux. La carte des phases en degrés montre que les déphasages sur les 2 premières sections du cône sont nuls, c'est le champ synchrone. Nous observons, grâce aux couleurs, que ce n'est pas un front d'onde droit qui se propage dans le diffuseur, mais une propagation d'ondes symétriques selon qu'il s'agisse du côté interne ou externe du coude. Ces allures s'expliquent du fait que la géométrie du coude est complexe et que c'est ici que des réflexions d'onde se produisent en déformant le front d'onde droit. Des estimations faites sur les vitesses de propagation de ces ondes montrent qu'elles se propagent avec la célérité du son dans l'eau. À l'entrée des canaux du diffuseur, il est possible de voir un front d'onde diagonal dans la direction de l'écoulement.

Ces propagations d'onde, de très faible énergie, sont intéressantes à signaler mais elles ne représentent de danger pour le fonctionnement normal ni de la machine ni du circuit. Des propagations d'onde dangereuses seront étudiées dans les régimes de débit partiel au Chapitre 16.

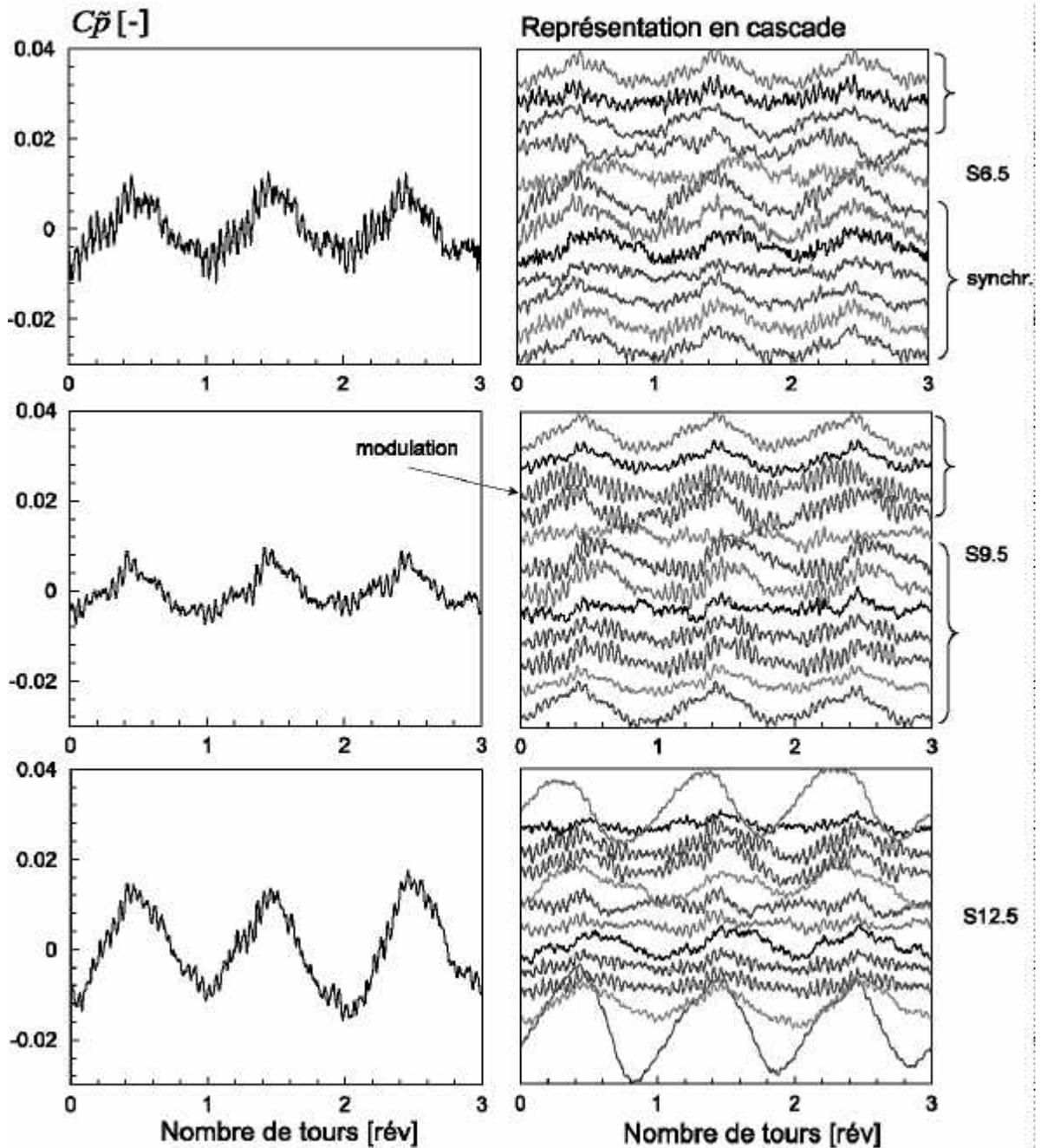


FIG. IV.12.10: Moyennes de phase dans le coude du diffuseur. A gauche, fluctuation adimensionnelle et à droite, représentation en cascade. Régime PF3 ($\varphi^* = 0.994$).

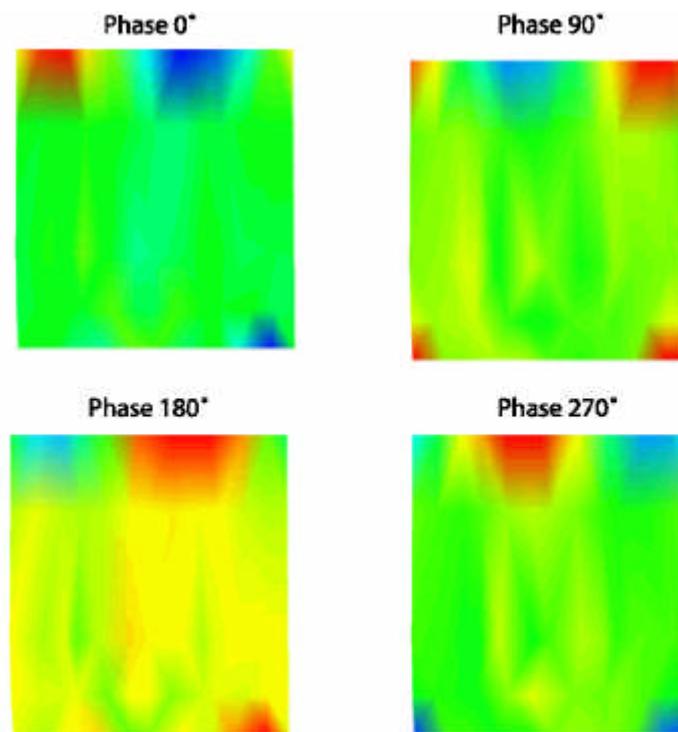


FIG. IV.12.11: Evolution des fluctuations de pression dans le cône et le coude à f_n pour 0, 1/4, 1/2 et 3/4 de tour de roue. Régime PF3, $\varphi^* = 0.994$.

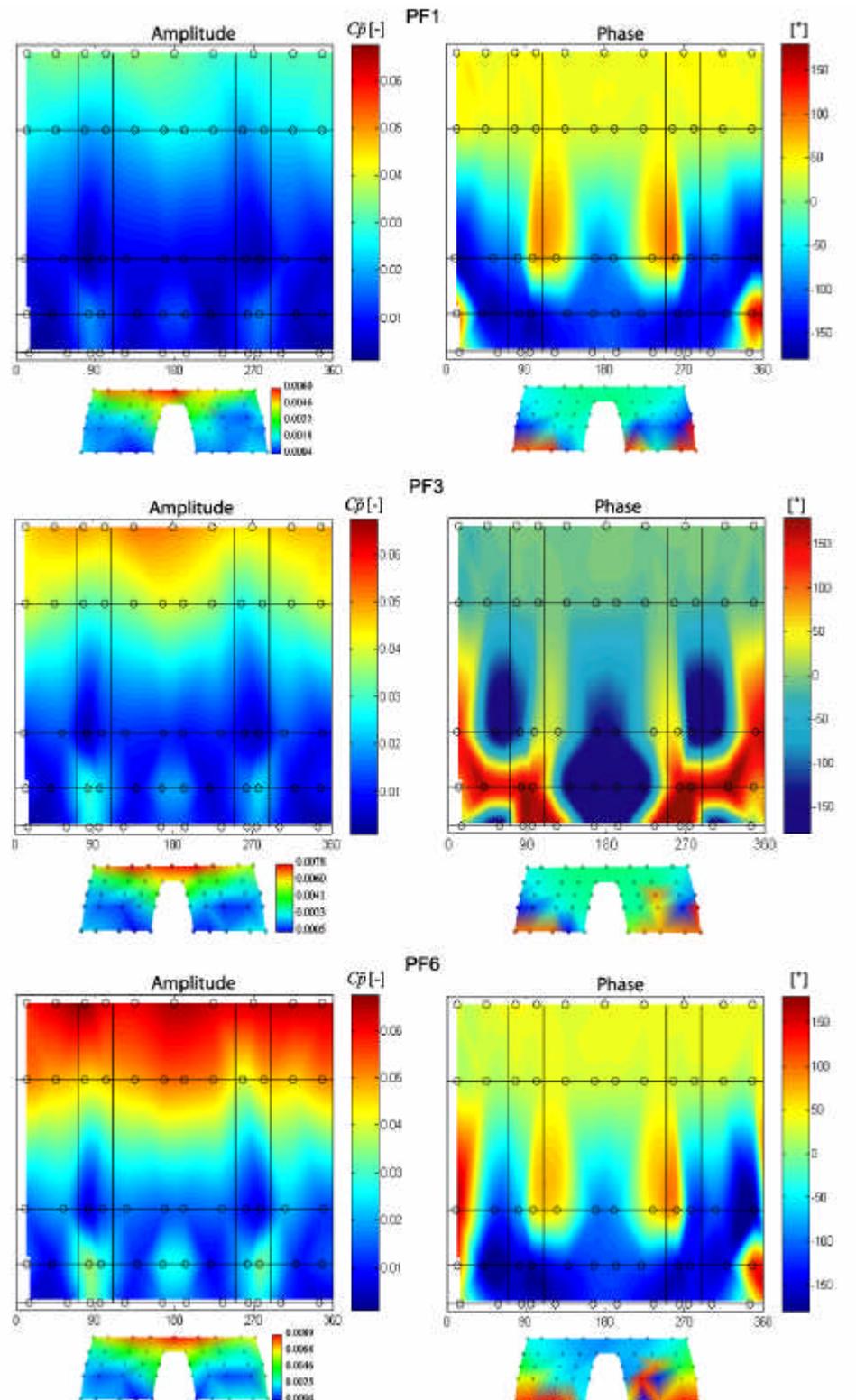


FIG. IV.12.12: Fluctuations à $20f_n$ à bas débit PF1 $\varphi^* = 0.919$, à débit nominal PF3 $\varphi^* = 0.994$ et à plus grand débit PF6 $\varphi^* = 1.108$.

12.7 Phénomènes auto-soutenus à très basses fréquences

Dans la Section 12.3, lors de la mise en évidence des phénomènes physiques dans le diffuseur, la présence de fluctuations à très basses fréquences dans le coude, autour de $0.26f_n$, et de moyenne énergie, a été signalée. Dans cette section, nous verrons que c'est dans ces gammes de fréquences-là que des phénomènes de nature aléatoire se manifestent dans le diffuseur. Il n'y a pas en soi un seul phénomène qui prédomine mais plusieurs qui se superposent et qui se propagent, principalement dans le coude et à l'entrée des canaux du diffuseur. Contrairement aux analyses faites dans la section précédente où nous avons des raies spectrales très propres et qui témoignaient de la très grande périodicité de ces fluctuations, nous allons dans cette section opter par une approche énergétique basée plutôt sur la définition d'une densité spectrale que sur la définition d'un spectre linéaire. L'analyse de la propagation est étudiée au moyen des fonctions de corrélation afin d'extraire l'information d'un temps de propagation entre 2 points dans le domaine temporel, et des fonctions de cohérence et de transfert pour qualifier le transfert d'énergie dans le domaine fréquentiel.

12.7.1 Signaux dans le temps

La Figure IV.12.13 illustre de courts enregistrements temporels de fluctuations de pression en 2 points mesurés sur les parois supérieures des canaux du diffuseur pour 3 points de fonctionnement. Ce sont des fluctuations de pression à très basse fréquence. Nous observons sur les enregistrements du capteur 1 que ce sont des signaux aléatoires qui ressemblent à une superposition de plusieurs ondes à plusieurs fréquences voisines. Nous nous attendons donc à avoir, dans le domaine spectral, une large gamme de fréquences à haute énergie centrées sur les fréquences des phénomènes prédominants. Le capteur 2, dans le canal gauche, met en évidence des fluctuations de pression à une beaucoup plus petite fréquence, ce qui montre la diversité des fluctuations selon le régime de fonctionnement.

12.7.2 Domaine Fréquentiel

La Figure IV.12.14 illustre les densités spectrales des signaux selon les positions étudiées dans la Figure IV.12.13 pour 3 points de fonctionnement. Nous pouvons mettre en évidence des fluctuations de pression à haute énergie et à très basses fréquences. Les spectres sont montrés sur une plage allant jusqu'à $2.5f_n$, pour remarquer qu'après cette fréquence, les fluctuations sont négligeables. Comme il a été remarqué dans les signaux temporels, il existe une large bande de fréquences autour de la fréquence du phénomène dominant. Nous observons que cette fréquence dominante change selon le point de fonctionnement. Nous allons voir qu'il existe des caractéristiques propagatives de ces fluctuations selon le régime

étudié.

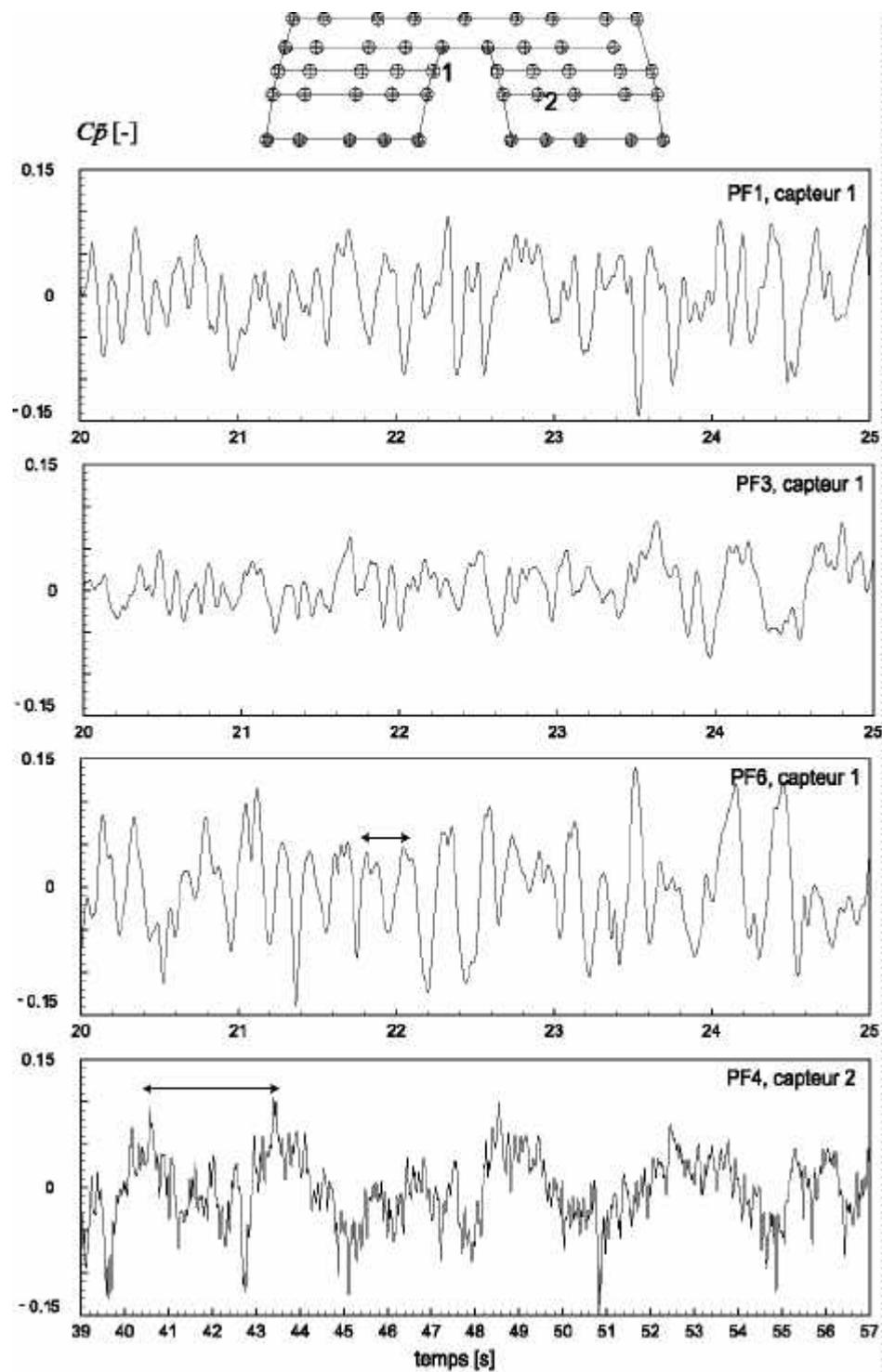


FIG. IV.12.13: Traces temporelles de fluctuations de pression à très basses fréquences.

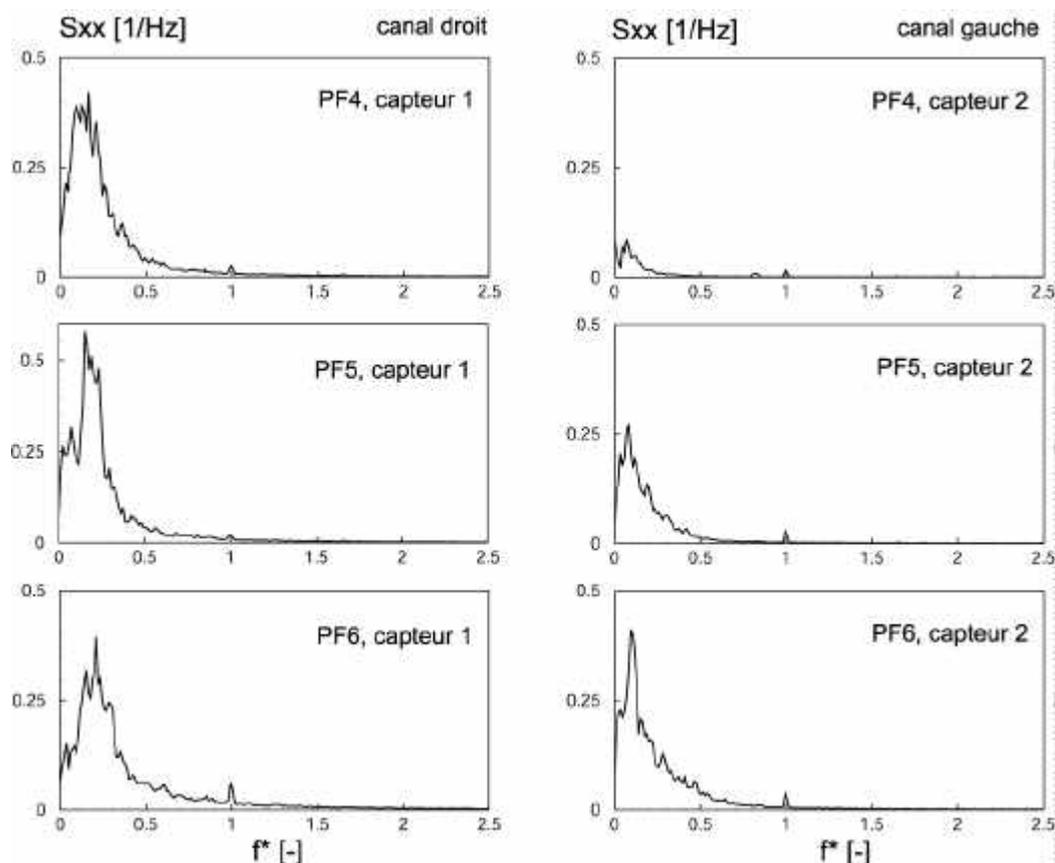


FIG. IV.12.14: Exemples de fonctions de densité spectrale dans les canaux du diffuseur.

Pour vérifier que les fluctuations de pression observées ne sont pas la conséquence des émissions acoustiques à basses fréquences qui pourraient provenir du circuit de la plateforme (s'il y en a), une analyse de la fonction de cohérence partielle (voir Annexe A.4.6) est faite entre deux signaux du coude, deux signaux du divergent supérieur et un signal provenant de la conduite amont, Figure IV.12.15. Les points de fonctionnement à plus petit débit $PF1$ et à plus grand débit $PF6$ sont étudiés. A gauche, nous avons les fonctions de cohérence ordinaire par couple de capteurs du coude ($c1, c2$) et du divergent ($d1, d2$). A droite, nous avons la fonction de cohérence partielle après avoir enlevé les effets de la conduite amont à basse fréquence, ($A, c1, c2$) et ($A, d1, d2$). Par exemple, si les signaux obtenus dans le coude étaient corrélés avec le signal de la conduite, la fonction de cohérence partielle serait complètement aplatie et aurait de très basses valeurs. Nous observons que ce n'est pas le cas. En effet, les fonctions de cohérence ordinaire sont semblables aux fonctions de cohérence partielle, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'influence de l'amont sur les fluctuations dans le coude du diffuseur. Les mêmes remarques s'appliquent aux signaux du divergent du diffuseur.

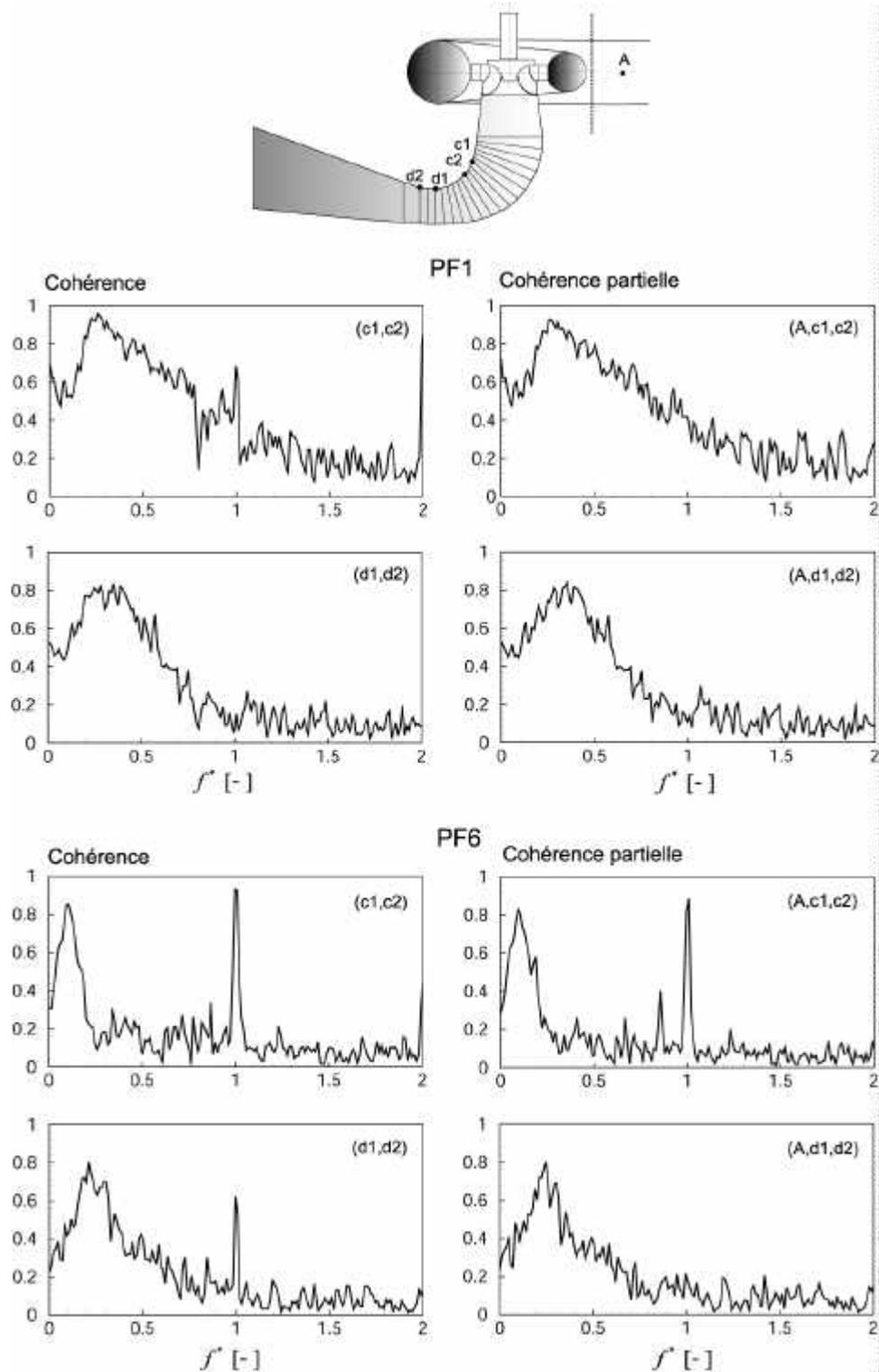


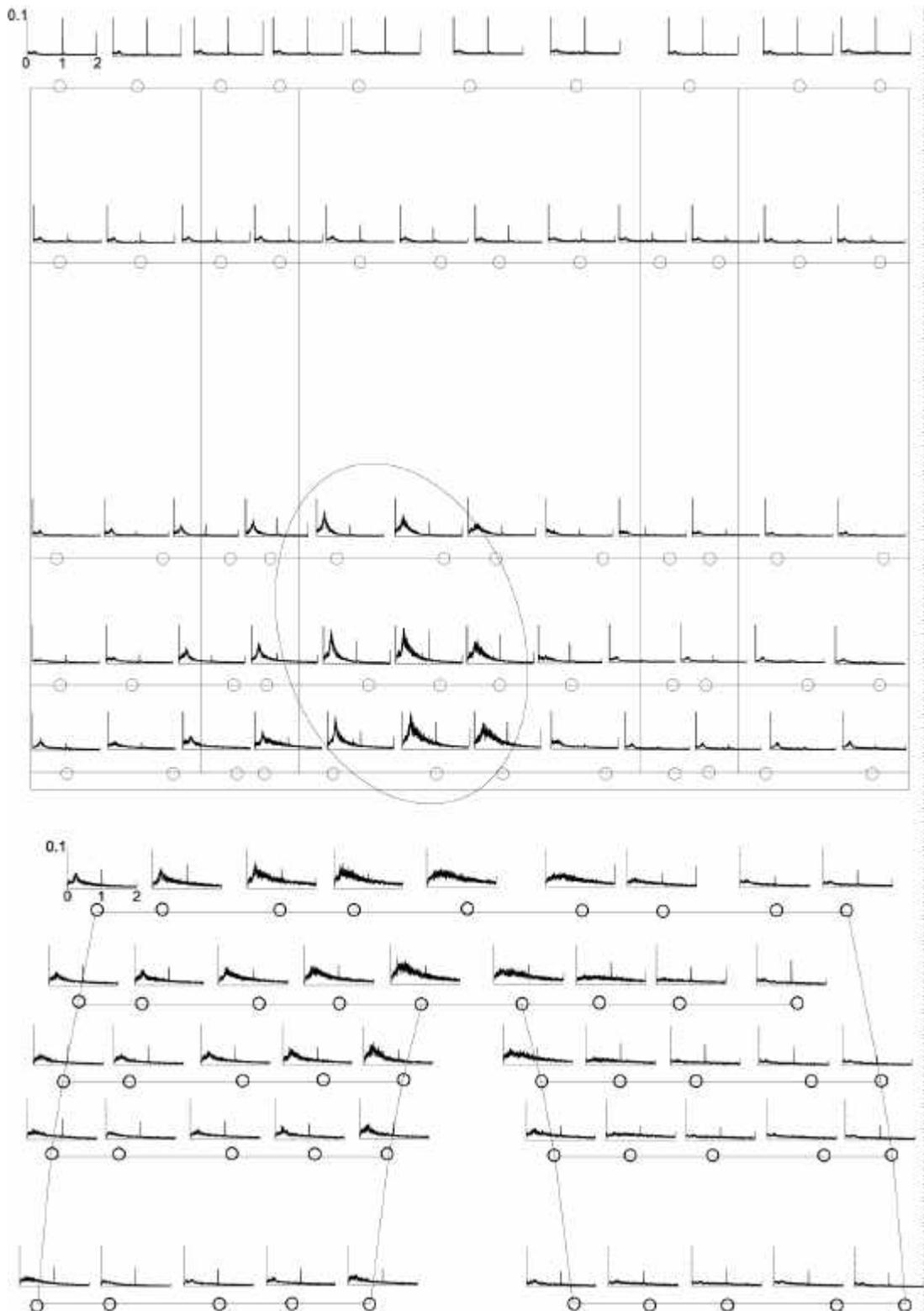
FIG. IV.12.15: Cohérence normale et cohérence partielle obtenue en enlevant les effets de la conduite amont du coude et du divergent supérieur. Régimes à plus petit débit *PF1* ($\varphi^* = 0.919$) et à plus grand débit *PF6* ($\varphi^* = 1.108$).

12.7.3 Inventaire des résultats

Les Figures IV.12.16-IV.12.21 montrent les cartes des fluctuations de pression dans le diffuseur sur une plage de fréquences allant jusqu'à $2f_n$. Nous observons la présence de fluctuations à basse fréquence et de fluctuations à la fréquence de la roue f_n . Les fluctuations à basse fréquence se manifestent dans le domaine spectral comme une large bande autour d'un pic d'amplitude. L'analyse spectrale moyennée met en évidence les fréquences prépondérantes de ces fluctuations.

Le point de fonctionnement à plus faible débit *PF1* (Figure IV.12.16) montre des fluctuations de pression à grande amplitude au niveau du coude interne. Ces fluctuations décroissent progressivement dans le canal droit. Dans le canal gauche nous notons l'absence de fluctuations à basse fréquence, seule une zone à faible énergie sur le bord proche de la pile du diffuseur se manifeste. Les résultats du point de fonctionnement *PF2* (Figure IV.12.17) sont très parlants, il n'y a pas de fluctuations à basse fréquence, ni dans le coude ni dans les canaux, à part une zone à petite énergie autour de la pile du diffuseur. Le point de fonctionnement à débit nominal *PF3* (Figure IV.12.18) montre la réapparition de ces fluctuations au niveau du coude interne et dans le canal droit. Le point de fonctionnement *PF4* (Figure IV.12.19) est intéressant, car mises à part les fluctuations de pression au niveau du coude interne et dans le canal droit, nous observons l'apparition de fluctuations de pression dans le canal gauche. Ceci va se confirmer aux points de fonctionnement à plus grand débit *PF5* et *PF6*, Figures IV.12.20, IV.12.21 respectivement. Les fluctuations dans le canal gauche augmentent en amplitude et elles sont présentes dans presque tout le canal dans le point de fonctionnement à plus fort débit *PF6*.

Comme nous l'avons observé dans l'analyse du champ de pression moyen, Section 11.3, les écarts types montrent une zone à haute instabilité au niveau du coude du diffuseur, tandis que les moyennes de pression statique montraient un basculement du débit vers le canal gauche. Les analyses du champ de pression fluctuant gardent une certaine corrélation avec les résultats du champ moyen : le point d'origine de ces fluctuations se trouverait au niveau du coude interne du diffuseur et se propagerait dans les canaux droit et gauche selon le régime de fonctionnement de la machine. La description de la propagation est traitée à la Section 12.7.4.

FIG. IV.12.16: Fluctuations de pression à basse fréquence. PF1 ($\varphi^* = 0.919$).

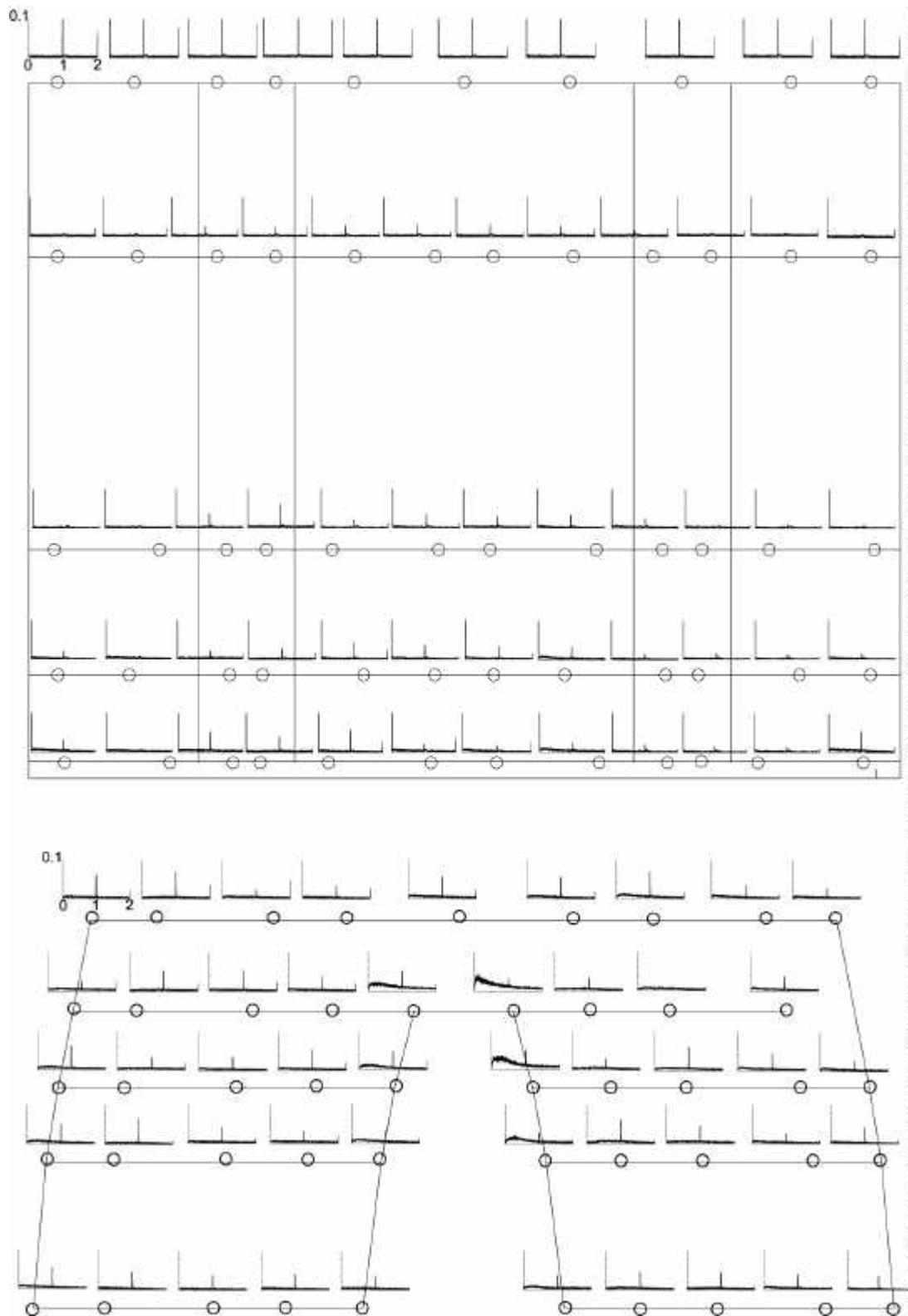


FIG. IV.12.17: Fluctuations de pression à basse fréquence. PF2 ($\varphi^* = 0.973$).

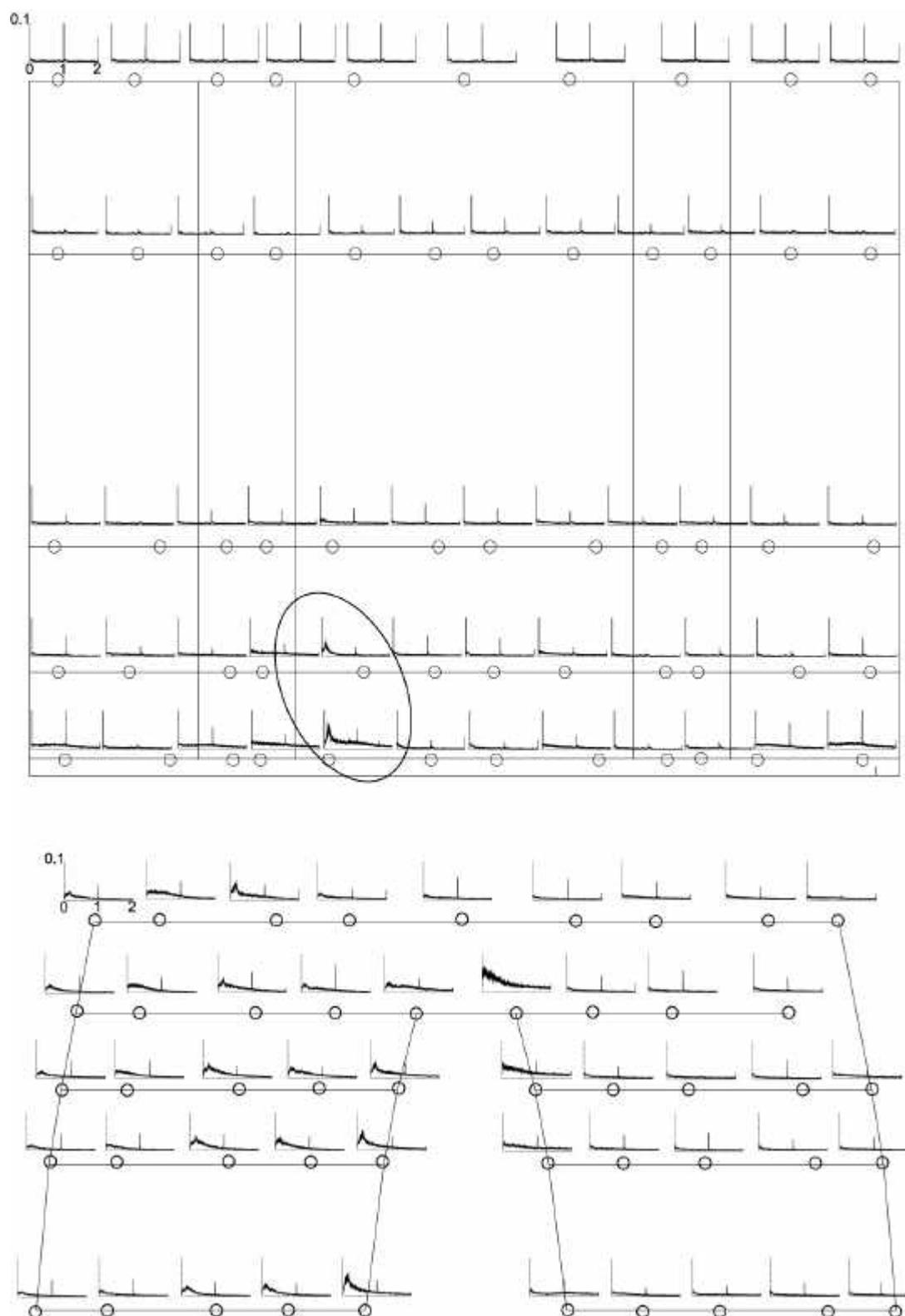


FIG. IV.12.18: Fluctuations de pression à basse fréquence. PF3 ($\varphi^* = 0.994$).

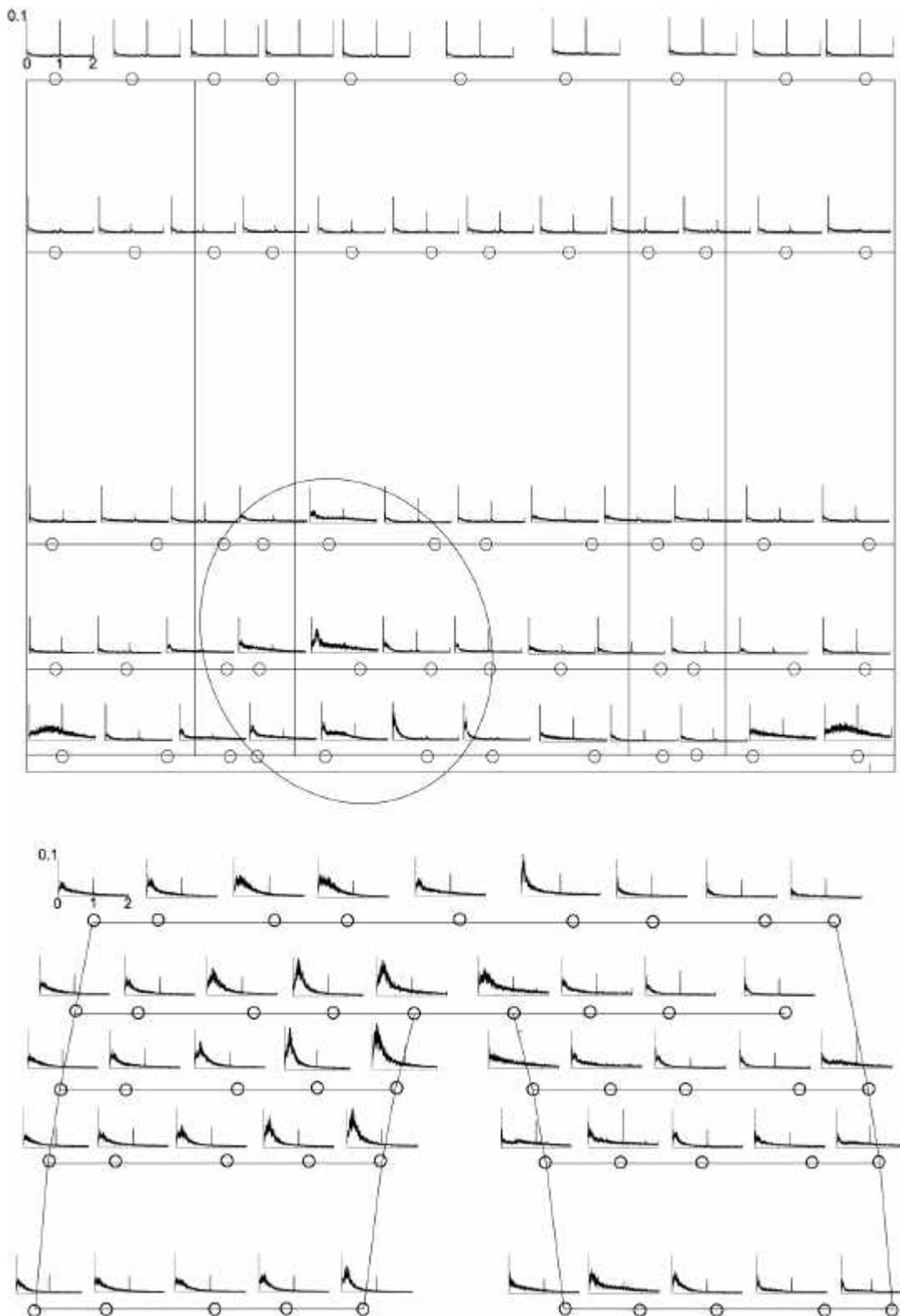


FIG. IV.12.19: Fluctuations de pression à basse fréquence. PF4 ($\varphi^* = 1.027$).

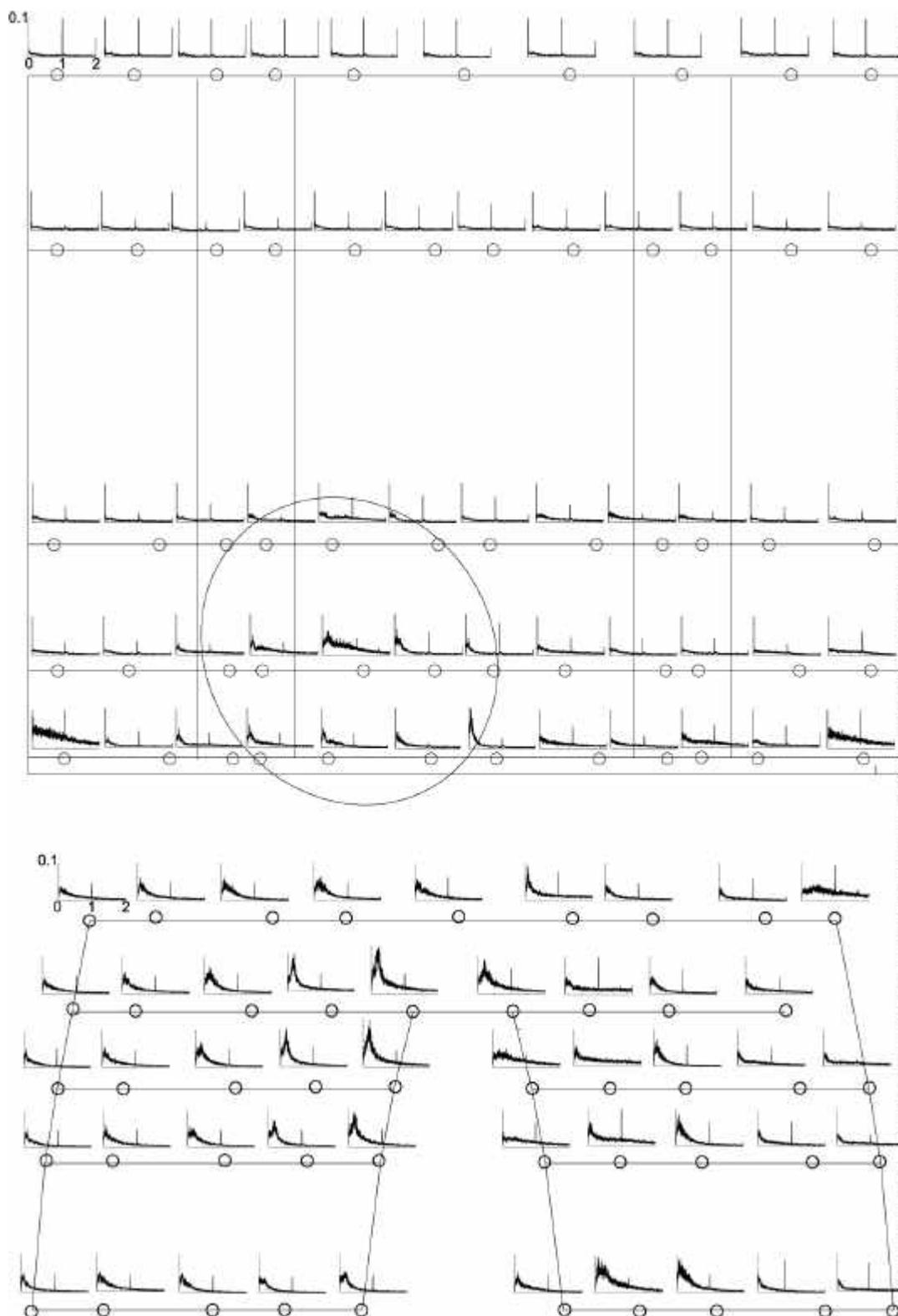


FIG. IV.12.20: Fluctuations de pression à basse fréquence. PF5 ($\varphi^* = 1.054$).

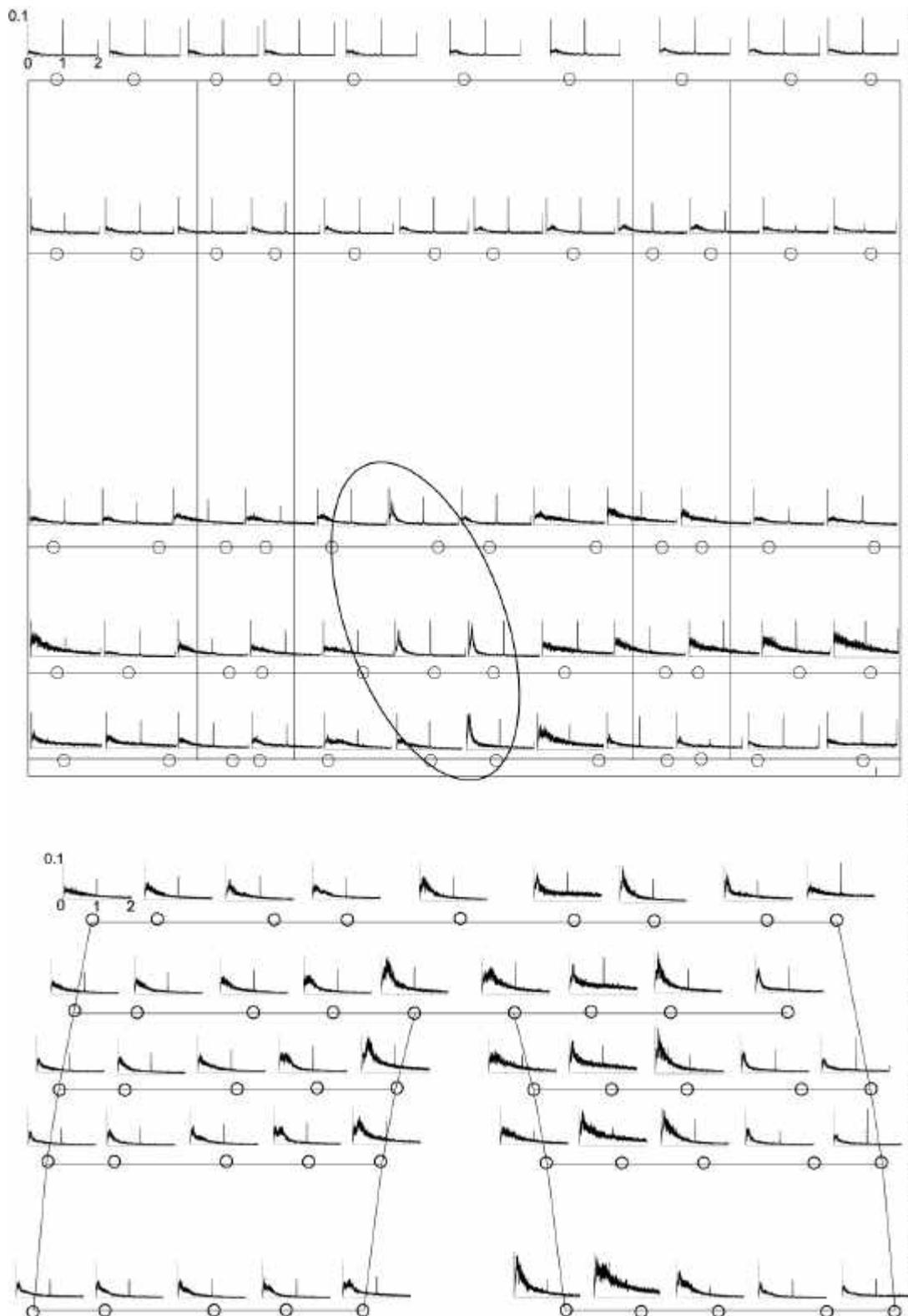


FIG. IV.12.21: Fluctuations de pression à basse fréquence. PF6 ($\varphi^* = 1.108$).

12.7.4 Analyse de la propagation

L'inventaire des résultats décrits à la Section 12.7.3 met en évidence des fluctuations de pression dont l'intensité change en fonction de la position dans le diffuseur et en fonction du régime de fonctionnement. La caractérisation de ces phénomènes est présentée dans cette section. La propagation de ces fluctuations est étudiée à l'aide de la fonction de corrélation principalement. Des correspondances dans le domaine fréquentiel seront étudiées avec la cohérence, la densité interspectrale et la phase.

Nous allons examiner principalement les fluctuations de pression qui apparaissent au régime à plus petit débit *PF1*, car nous avons estimé que c'est le cas qui se prête le mieux à ce type d'analyse. Les fluctuations de pression aux régimes à plus fort débit telles que *PF4*, *PF5* et *PF6* seront commentées. Le modèle de propagation est celui décrit à l'Annexe A.3.2. Les distances de propagation sont approximées par des lignes droites entre les points mesurés et nous ne tenons pas compte de la courbure du diffuseur. Nous obtenons donc une estimation grossière de la direction et de la célérité de la propagation. C'est une analyse plus qualitative que quantitative.

Au régime à plus faible débit *PF1*

Nous avons vu dans la Figure IV.11.4, qui représentait l'écart type de la moyenne, des grands écarts au niveau de la fin du coude au point de fonctionnement *PF1*. La Figure IV.12.16 confirme cette observation puisqu'elle montre des fluctuations à basses fréquences qui prennent naissance dans la partie interne du coude du diffuseur. Ces fluctuations semblent se propager depuis le coude vers les canaux de la partie divergente.

La méthode utilisée pour déterminer le sens de la propagation de ces fluctuations de pression est d'estimer la fonction de corrélation entre le signal enregistré dans un point, dit de référence, et les signaux de pression des points voisins, voir schéma Figure IV.12.22a. Selon la valeur et le signe du retard τ obtenus par corrélation, il est possible de donner une direction principale de propagation. La Figure IV.12.22b montre les fonctions de corrélation entre un signal de référence et des signaux de pression voisins. Nous observons que les valeurs de retards $\tau > 0$ montrent la tendance du sens de la propagation : une onde va depuis le point *Réf* vers le point 3 et vers le point 4, cela veut dire qu'il y a deux composantes selon x et y . Les valeurs $\tau < 0$, veulent dire simplement que les fluctuations vont depuis le point 1 vers le point *Réf* et depuis le point 2 vers le point *Réf*, confirmant également le sens de la propagation dans le sens de l'écoulement. A l'aide des valeurs de retards estimés τ et sur la base des distances d entre les points, nous pouvons estimer le vecteur vitesse de propagation à ce point-là selon d/τ . La grande difficulté de ces résultats de corrélation est de savoir si le niveau d'énergie d'interaction entre deux points est suffisamment grand pour donner un bon niveau de confiance aux résultats des

corrélations. Pour la qualification de l'énergie mutuelle d'interaction, nous avons le *coefficient de corrélation* ρ dans le domaine temporel défini à l'Equation VI.A.13, voir Annexe A.3.2. Dans le domaine fréquentiel nous avons la correspondance de ρ qui est la fonction de cohérence. Nous adoptons cette dernière pour qualifier le transfert d'énergie et des valeurs de cohérence ≥ 0.8 sont utilisées pour accepter ou refouler les valeurs de retards τ établies avec les fonctions de corrélation. En suivant ces arguments, la Figure IV.12.22c montre que les résultats de corrélation sont acceptables seulement dans la direction débitante y . Cela apparaît clairement aussi dans les résultats de la phase de l'interspectre à la Figure IV.12.22d. La phase évolue de façon linéaire sur la zone à haut transfert d'énergie et on peut estimer une valeur de déphasage à la fréquence où le transfert d'énergie est maximal (zone encerclée). Par contre, pour les basses valeurs de cohérence, la phase n'est pas significative. Le comportement décrit ci-dessus est observé quel que soit le point de référence que l'on adopte. Nous allons donc estimer les vitesses de propagation selon la composante débitante. Les estimations des directions de propagation et de célérité des fluctuations dans la partie supérieure du divergent, qui résument tous les résultats obtenus, sont représentées dans les Figures IV.12.23b et c. L'absence de direction à certains points est due aux faibles énergies d'interaction à ces endroits.

Prenons maintenant le cas des fluctuations de pression dans le coude interne du diffuseur selon le schéma de la Figure IV.12.23a. Les fonctions de corrélation, Figure IV.12.24, montrent bien que les retards τ sont du même ordre de grandeur et que les valeurs positives indiquent bien la direction de propagation selon l'écoulement avec des composantes de vitesse dans x et y . Les fonctions de cohérence mettent en évidence des transferts d'énergie seulement aux très basses fréquences autour de $0.26f_n$ ainsi qu'aux fréquences de rotation de roue f_n . Ces valeurs de cohérence sont > 0.8 , donc nous estimons que ces résultats sont fiables. La phase de l'interspectre S_{xy} montre également un déphasage à peu près constant entre les signaux de pression aux positions étudiées, sauf pour le couple (1,2), car ces points sont éloignés l'un de l'autre. Des estimations des directions de propagation et de célérité dans le coude à l'aide des points étudiés sont données dans la Figure IV.12.23a.

L'estimation du déphasage dans le domaine fréquentiel entre deux signaux de pression revient à estimer le temps de retard obtenu par la méthode de corrélation. Nous avons préféré cette dernière méthode car l'estimation d'une valeur de la phase à la fréquence où l'on a un maximum de cohérence est moins précise, du fait de la largeur de la plage des fréquences à haute cohérence.

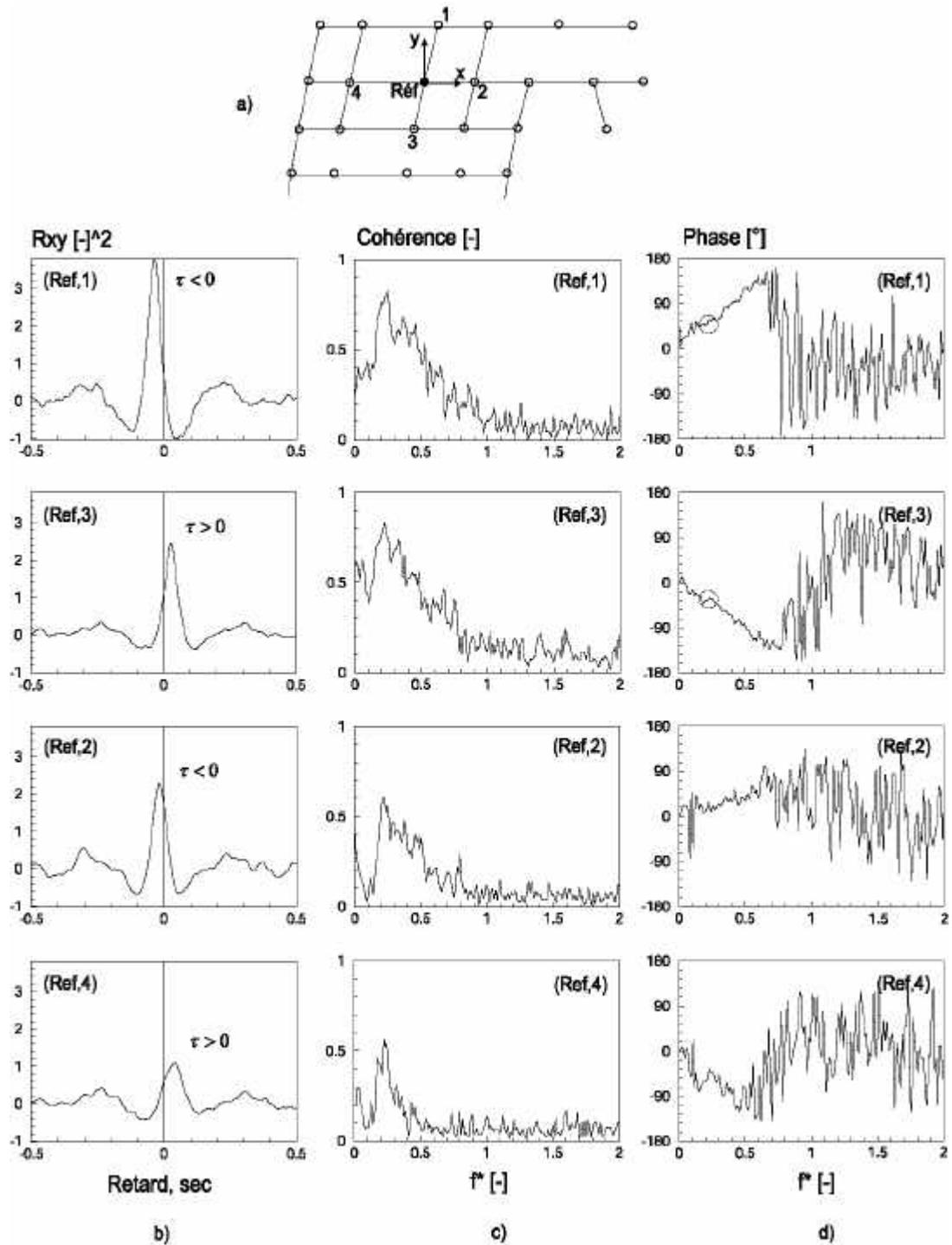


FIG. IV.12.22: a) Schéma de la détermination de la direction de propagation, b) fonctions de corrélation, c) cohérence et d) phase de l'interspectre, entre un signal de pression de référence et un signal de pression voisin. Régime au plus faible débit PF1 ($\varphi^* = 0.919$).

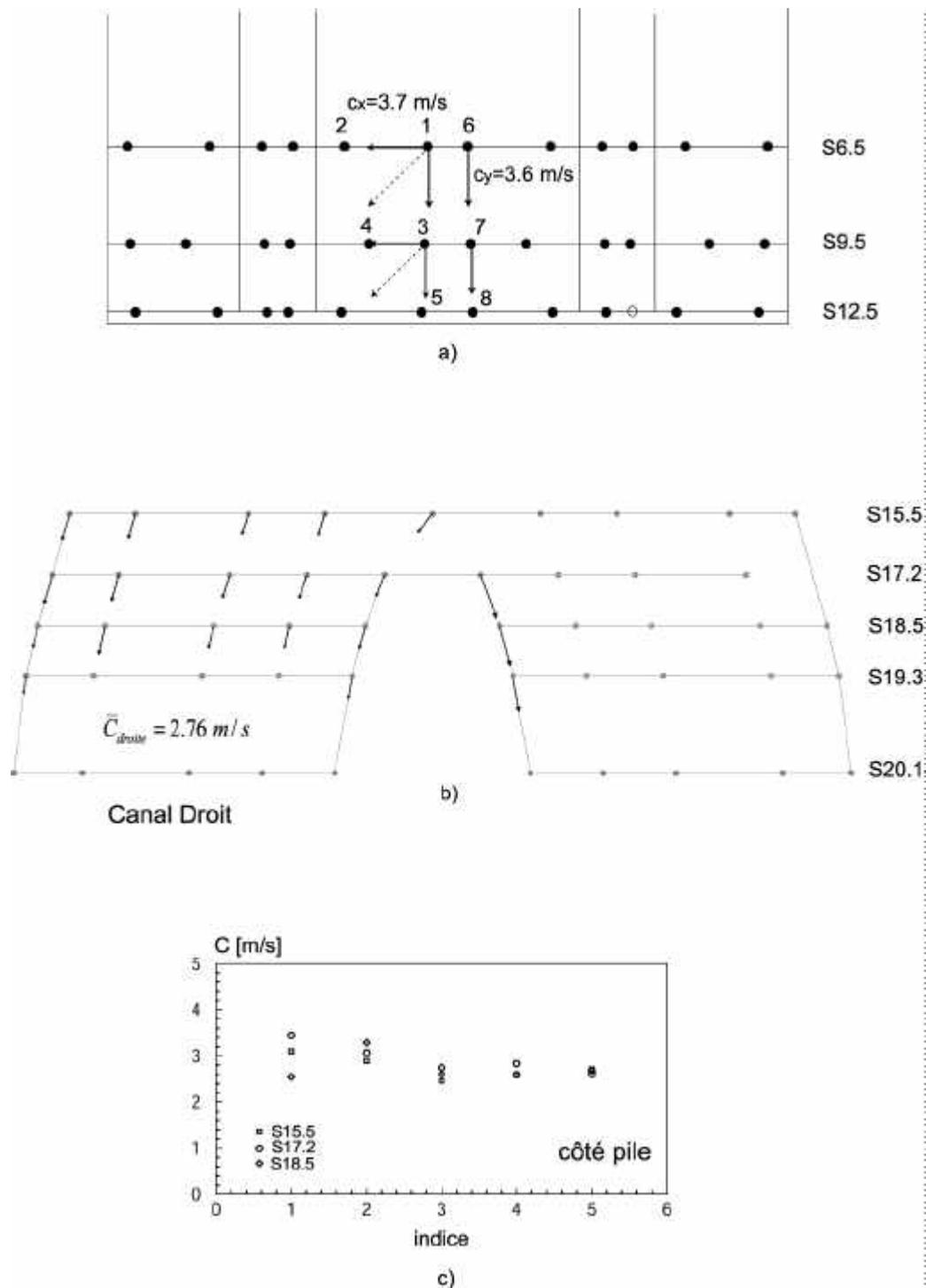


FIG. IV.12.23: Vitesses de propagation de fluctuations au régime de débit faible PF1 ($\varphi^* = 0.919$). a) Schéma de direction de propagation au niveau du coude interne, b) vecteurs de vitesse de propagation dans les canaux, composante débitante, c) amplitude de vitesses selon la composante débitante.

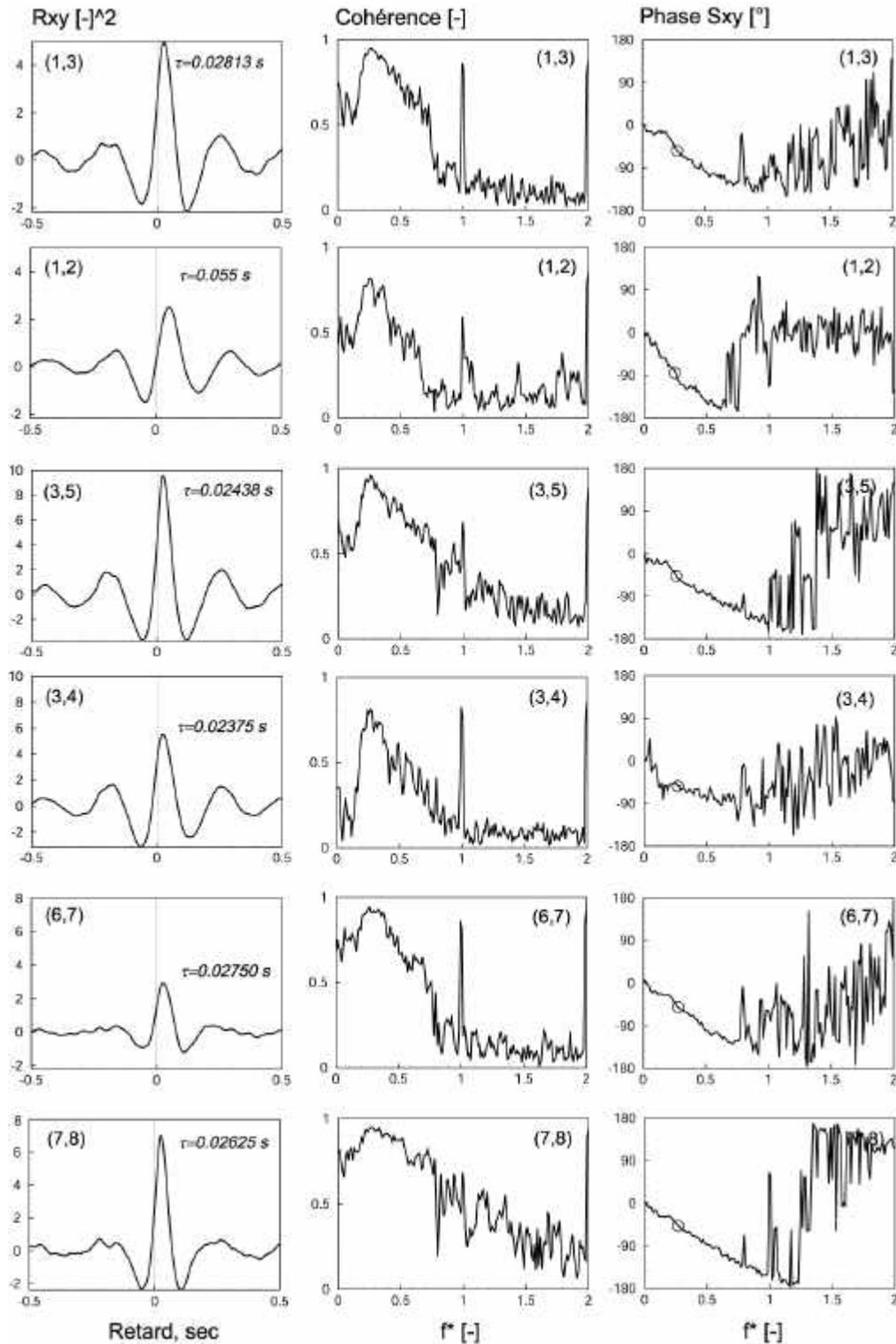


FIG. IV.12.24: Analyse de la propagation dans le coude au point de fonctionnement $PF1$.
 a) Fonctions de corrélation, b) fonctions de cohérence et c) phase de l'interspectre S_{xy} .

Aux régimes de fonctionnement PF4, PF5, PF6

Les points de fonctionnement *PF2* et *PF3*, proches du régime optimal, ne nous donnent pas d'informations importantes sur la propagation des fluctuations de pression à basse fréquence. Nous les étudions aux régimes à plus fort débits. Les Figures IV.12.25, IV.12.26 et IV.12.27 illustrent la détermination des directions de propagation dans la partie supérieure du divergent pour les points de fonctionnement *PF4*, *PF5* et *PF6* respectivement. La direction de la propagation est toujours la même que le sens de l'écoulement. Nous observons qu'avec l'augmentation du débit, les vecteurs de propagation sont plus faciles à déterminer dans le canal gauche. En moyenne, les vitesses de propagation sont plus grandes dans le canal gauche. Dans ce canal, vers l'extérieur, nous observons que des vecteurs de propagation ne peuvent pas être déterminés car les valeurs de cohérence estimées ne sont pas significatives. L'analyse dans le coude du diffuseur donne des résultats similaires à ceux expliqués précédemment pour le point de fonctionnement *PF1*.

12.7.5 Synthèse

Apparemment ces fluctuations sont propres à l'écoulement et sensibles au débit. D'après ce qu'on a pu observer, l'apparition de celles-ci se fait au niveau du coude, ce qui confirme que c'est une zone créatrice de perturbations. L'ordre de grandeur des vitesses de propagation de ces fluctuations, qui sont extrêmement approximatives, sont de l'ordre de grandeur des vitesses de l'écoulement. Ces fluctuations sont de nature aléatoire, la large bande à basses fréquences le prouve. Les longues durées d'enregistrement avec une résolution acceptable ont permis leur mise en évidence. Nous pensons que ces fluctuations de pression sont les traces laissées par un lâcher de tourbillons qui se détacherait du coude interne et qui voyagerait avec l'écoulement, près des parois supérieures du divergent, en se propageant dans les deux canaux du diffuseur jusqu'à la sortie.

Ces résultats vérifient les prédictions de Mauri [26], qui au moyen d'un calcul instationnaire a mis en évidence la propagation d'un vortex naturel à une fréquence de 2.4 *Hz* pour quelques points de fonctionnement, Figure IV.12.28. Nous avons trouvé expérimentalement que ces fluctuations varient entre 3 et 4 *Hz* selon le point de fonctionnement. Ces fluctuations sont de nature aléatoire et non périodique comme le calcul l'indique.

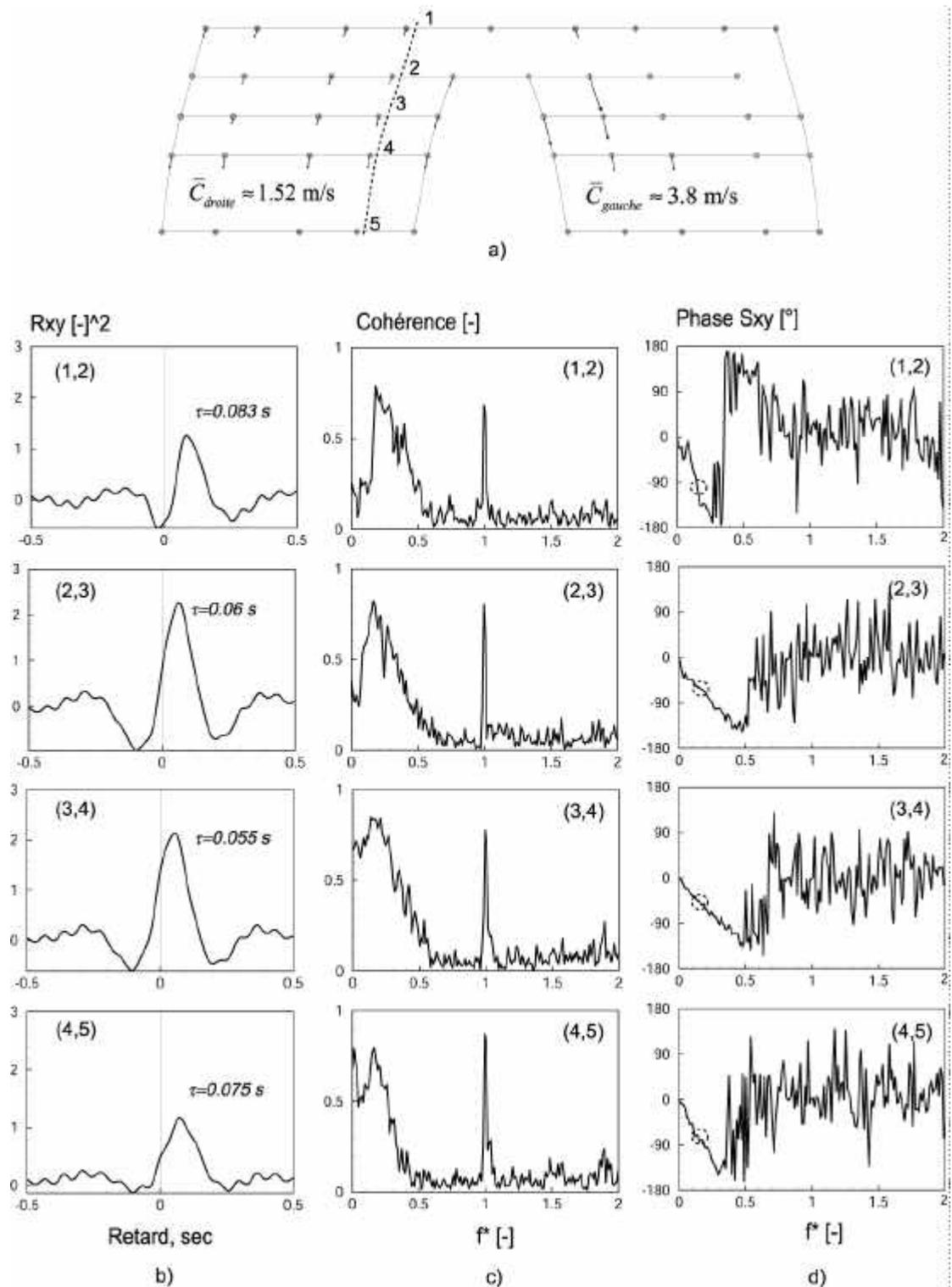


FIG. IV.12.25: Analyse de la propagation au point de fonctionnement $PF4$ ($\varphi^* = 1.027$), dans la partie supérieure du divergent.

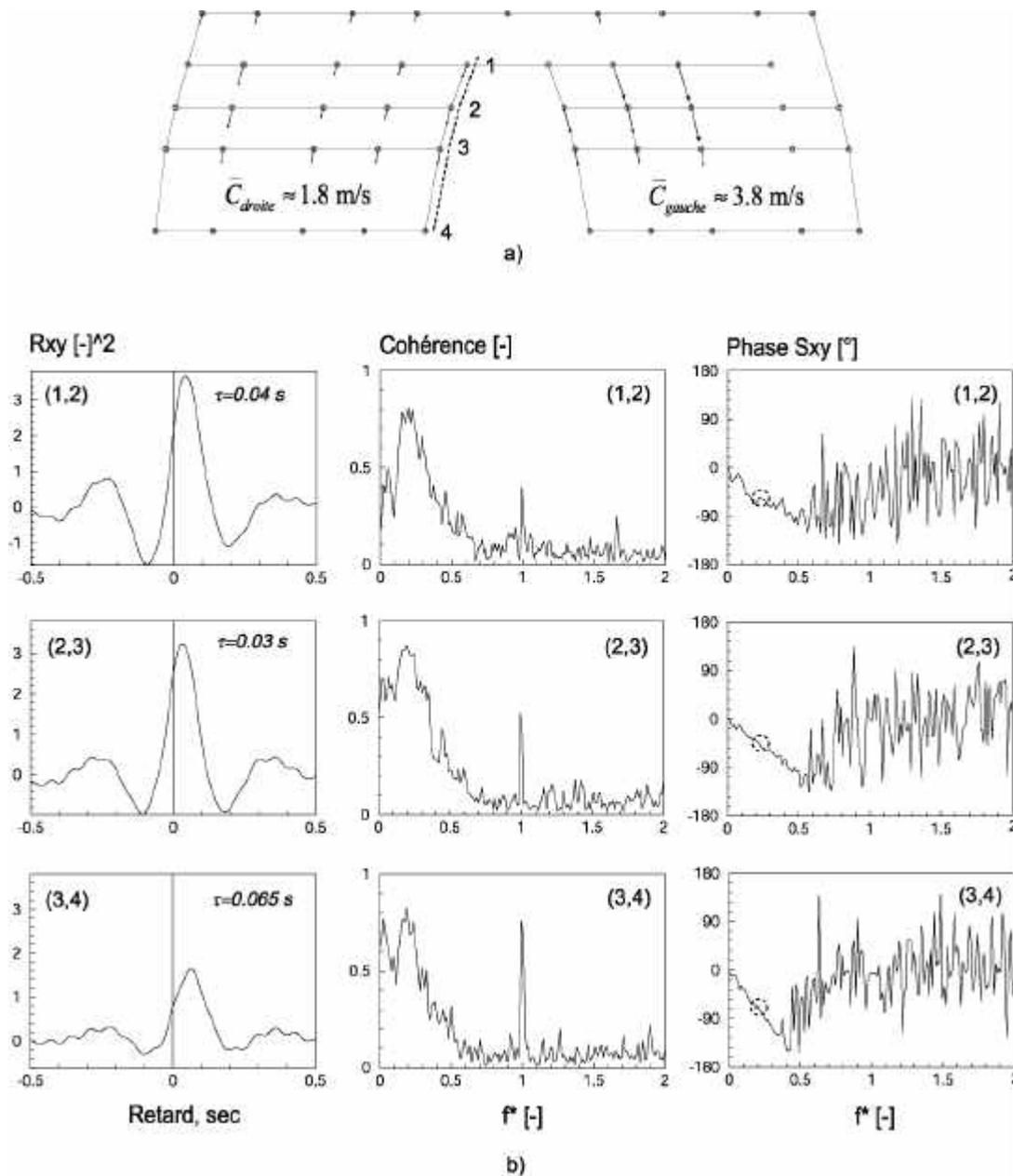


FIG. IV.12.26: Analyse de la propagation au point de fonctionnement $PF5$ ($\varphi^* = 1.054$), dans la partie supérieure du divergent.

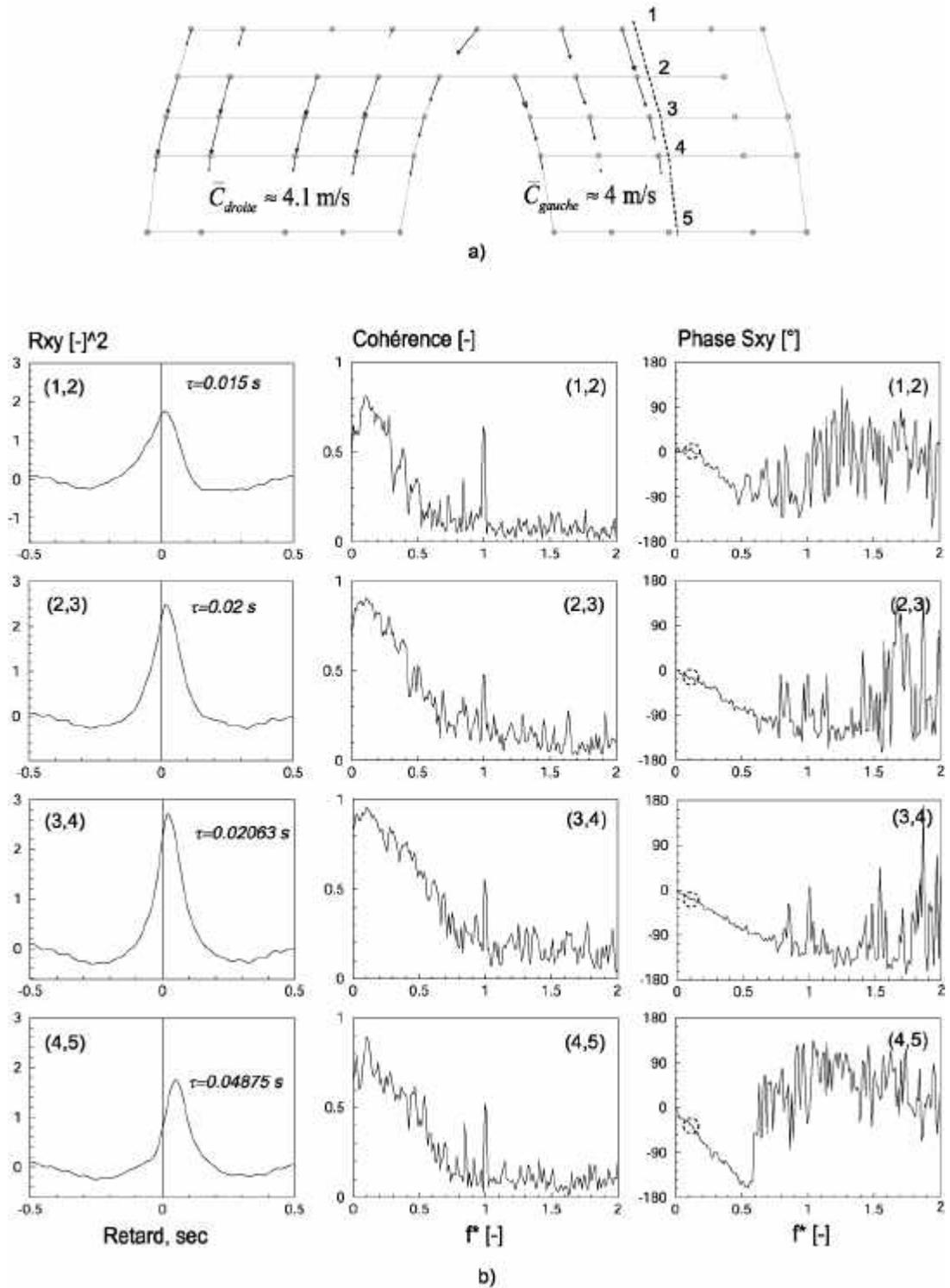


FIG. IV.12.27: Analyse de la propagation au point de fonctionnement à plus grande débit $PF6$ ($\varphi^* = 1.108$), dans la partie supérieure du divergent.

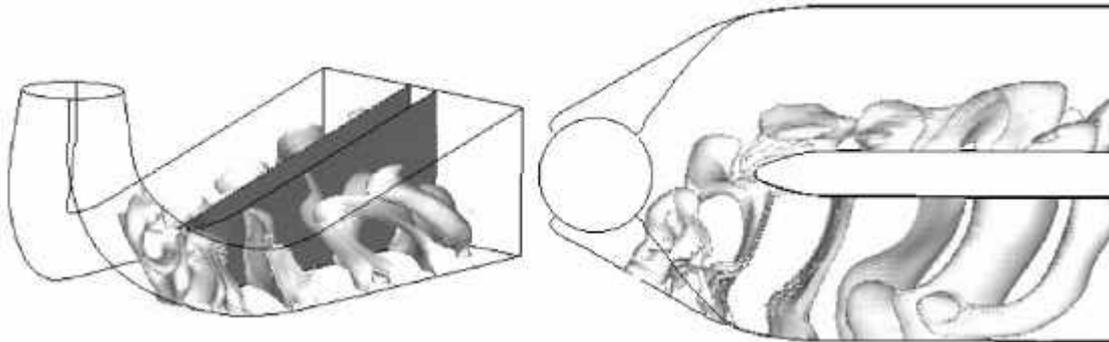


FIG. IV.12.28: Train d'ondes se propageant à une fréquence naturelle très basse ($2.4Hz$) créée au niveau du coude (Mauri [26]).



FIG. IV.12.29: Equipement de mesures de pression à la paroi du diffuseur.

Chapitre 13

Conclusion

Les mesures de pression aux parois du diffuseur ont apporté un plus dans la connaissance de la physique de la chute de la récupération de pression du diffuseur. L'évolution du champ de pression moyen, selon les points de fonctionnement étudiés, met en évidence une répartition du débit entre les canaux du diffuseur : les vitesses tendent à être plus grandes dans le canal gauche lorsqu'on augmente le débit dans la machine. Ce changement de vitesse, qui peut être brusque pour une machine travaillant sur un point de la chute des performances, provoque évidemment l'augmentation des pertes globales par bifurcation, provoquant ainsi la chute observée. Les écarts types de la valeur moyenne ont montré que le coude interne est une zone siège des phénomènes hautement instationnaires et probablement source des instabilités de l'écoulement. En effet, on soupçonne que la répartition du débit soit due à une instabilité globale qui provoquerait le blocage du canal droit. La zone critique de départ de cette instabilité serait le coude interne. C'est depuis là, également, que des probables lâchers de tourbillons partent et se propagent dans les canaux du diffuseur avec l'écoulement, comme nous l'avons mis en évidence avec l'analyse des fluctuations à très basses fréquences.

Du point de vue des composantes du champ de pression fluctuant, principalement en sortie de roue, nous avons identifié un champ de pression tournant provoqué par la rotation de la roue et un champ de pression synchrone produit par l'interaction roue-aubes directrices. Le sillage des aubes est également identifié, mais il est noyé sous l'influence des aubes directrices. De plus, ce sillage s'amortit déjà en sortie du cône. Un autre résultat important est la mise en évidence de la participation du bec de la bêche spirale sur la modulation des fluctuations. Tous ces phénomènes ne mettent pas en défaut le fonctionnement normal de la turbine hydraulique, mais ils sont intéressants pour la connaissance des interactions rotor-stator.

Cinquième partie

Investigation à débit partiel

Chapitre 14

Introduction

L'une des plus grandes difficultés dans l'exploitation d'une centrale hydraulique est le travail en condition de faible charge ou de débit partiel. Ce fonctionnement est souvent accompagné d'un vortex tournant autour de l'axe central du diffuseur. Selon le niveau de pression (nombre de Thoma σ) en sortie de roue, ce vortex peut devenir cavitant et visible lorsque la région de basse pression qui l'entoure atteint la pression de vapeur. Typiquement, ce vortex tourne à une fréquence allant de 20% à 40% de la fréquence de rotation de la roue. Malheureusement, ce vortex réagit avec le diffuseur, produisant de fortes oscillations de pression et de vitesse qui peuvent restreindre le fonctionnement de la machine dans ces plages-là. Ces oscillations hydrauliques à basse fréquence se propagent à l'ensemble du système d'adduction et aux parties tournantes de la machine électrique. Elles dépendent du tracé de la machine, des conditions de fonctionnement, ainsi que de la réponse dynamique du système hydraulique, mécanique ou électrique. Elles peuvent être associées à des fluctuations du couple et d'arbre entraînant une variation de la puissance électrique. Dans le cas où la fréquence de l'excitation naturelle de la turbine coïncide avec celle d'un mode vibratoire propre de l'installation, la réponse dynamique peut affecter également l'exploitation normale de la centrale.

Le volume du vortex dépend essentiellement du nombre de Thoma σ ou ψ_c (chiffre d'énergie spécifique nette d'aspiration). La variation de ce volume "capacitif" change les caractéristiques dynamiques du diffuseur et de l'installation et introduit une fréquence caractéristique du système f_c . La combinaison de cette fréquence et de la fréquence d'excitation introduite par le vortex f_T peut mener à une amplification des fluctuations de pression ou résonance du système. Jacob [24] appelle f_o la fréquence des oscillations libres de la colonne d'eau dans le diffuseur. C'est une oscillation naturelle à débit partiel qui se caractérise par un synchronisme des fluctuations dans une section. De fortes augmentations d'amplitude de fluctuation et du couple ont été observées lorsque f_o était égale à f_T . La recherche des fréquences de résonance consiste à comparer la fréquence du vortex et la fréquence d'oscillations libres qui résultent de la variation du niveau de pression. Leurs

points d'intersection déterminent les fréquences dangereuses ou les fréquences propres du système f_c . La Figure V.14.1 montre un schéma de la recherche de ces fréquences. A titre d'exemple nous citons les tests effectués sur le modèle de turbine à étudier dans la plateforme No 3. La recherche des fréquences propres de l'installation ont donné les résultats de la Figure V.14.2. Nous observons que malgré la variation du niveau de pression dans une large plage, les fréquences d'oscillations libres et la fréquence du vortex ne se rejoignent qu'à très faible valeur de ψ_c , ce point de fonctionnement étant très instable et très cavitant pour toute investigation.

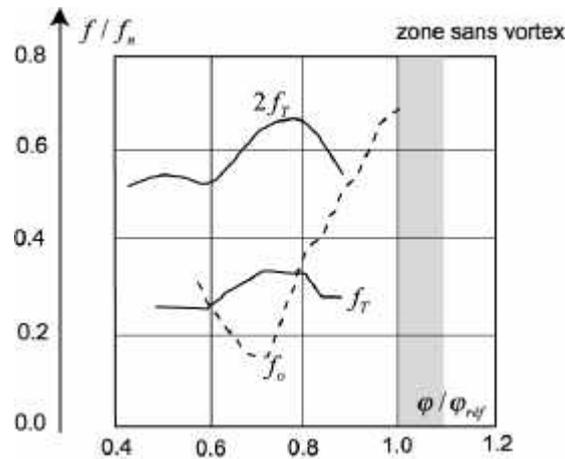


FIG. V.14.1: Evolution typique des fréquences caractéristiques dans un diffuseur. f_T est la fréquence du vortex et f_o la fréquence des oscillations libres.

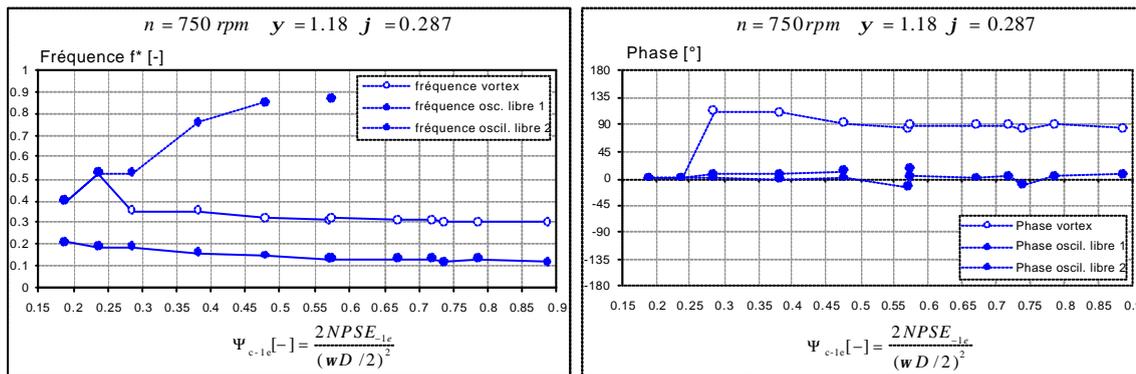


FIG. V.14.2: Recherche des fréquences propres du diffuseur. A gauche, évolution des fréquences caractéristiques selon ψ_c . A droite, détermination des fréquences d'oscillations libres à l'aide des déphasages nuls dans une section.

Les vortex de débit partiel apparaissent sur une large plage de points de fonction-

nement. Nous avons choisi 3 points de fonctionnement pour 3 valeurs de σ très différentes. Le but est d'étudier les interactions entre le vortex et le diffuseur par l'augmentation ou la diminution du volume du vortex au moyen du champ de pression fluctuant aux parois du diffuseur, qui se crée à ces régimes-là.

Chapitre 15

Mise en évidence des phénomènes

15.1 Mesures

Afin de mettre en évidence des fluctuations de pression dans le diffuseur sur une large plage de fréquences, les mesures ont été faites à 200 Hz , $1'200\text{ Hz}$, $6'400\text{ Hz}$ et $51'200\text{ Hz}$ comme fréquence d'acquisition. Les nombres d'échantillons sont 2^{14} , 2^{15} , 2^{16} et $153'600$ respectivement. Le temps d'enregistrement à chaque mesure a permis la capture d'environ 430, 120, 58 et 17 rotations de vortex respectivement. Chaque mesure a été effectuée 3 fois.

Afin de synchroniser les mesures de pression pariétale et le vortex de débit partiel, un signal de référence (*Keller 701*) est placé dans la section d'entrée du diffuseur S1.3 et enregistre le passage du vortex. Les mesures de pression pariétale sont enregistrées simultanément avec ce signal de référence.

Le point de fonctionnement à étudier est obtenu à une vitesse de rotation de $750t/min$, avec une ouverture de 16° , un coefficient de débit $\varphi^* = 0.703$ et un coefficient d'énergie $\psi^* = 1.06$. Les investigations sont faites à 3 niveaux de pression déterminés par le nombre de Thoma σ selon le Tableau V.15.1. Visuellement, le point nommé *PF13* au plus bas σ , correspond à un vortex de débit partiel avec un grand volume de phase vapeur. Le point nommé *PF14* correspond à un vortex de volume moyen de phase vapeur. Le point nommé *PF15* correspond à un vortex non cavitant, la valeur de ce σ est suffisante pour que la phase vapeur disparaisse tout en gardant une forte amplitude de fluctuations, voir Figure V.15.1.

$\psi^* = 1.06$	PF13	PF14	PF15
φ^*	0.703	0.703	0.703
σ	0.38	0.70	1.18

TAB. V.15.1: Points de fonctionnement pour l'investigation à débit partiel

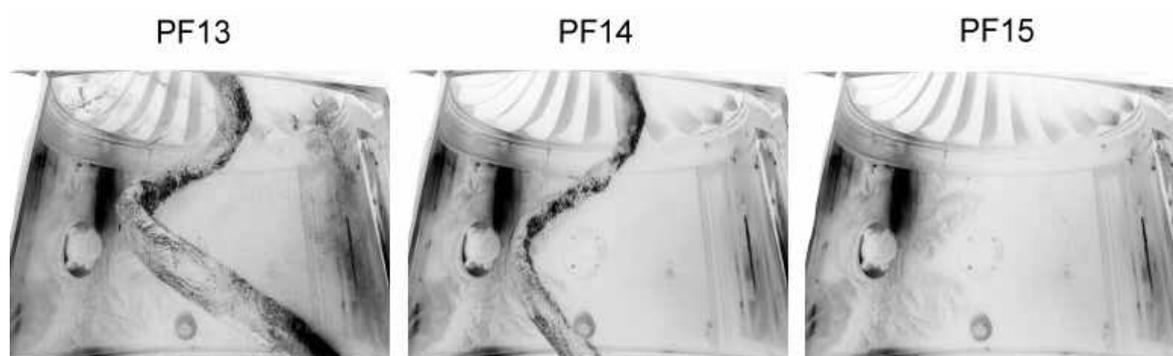


FIG. V.15.1: Vortex à débit partiel étudiés.

15.2 Identification de fluctuations de pression

La Figure V.15.2 représente l'amplitude des fluctuations d'un signal de pression situé à la section d'entrée S1.3 en fonction des valeurs de σ qui résultent de la diminution et de l'augmentation progressive du niveau de pression de la plate-forme. Les 3 points de fonctionnement à étudier sont visibles dans cette figure. Les principales fréquences caractéristiques correspondent à celle du vortex de débit partiel et ses harmoniques. Nous observons que l'allure et les niveaux des fluctuations de pression ne sont pas trop influencés par le haut niveau de pression ($\sigma > 0.7$). En revanche, en dessous de cette valeur, par diminution progressive du niveau de pression, une zone à énergie moyenne apparaît autour de $3f_n$ au détriment de l'amplitude du vortex, comme on peut le voir dans la Figure V.15.3, qui représente un agrandissement de la zone de basses valeurs de σ . Nous observons aussi l'apparition de fortes vibrations du diffuseur et des conduites de la plate-forme à très bas σ .

La Figure V.15.4a montre l'influence du niveau de pression sur les amplitudes et fréquences des fluctuations de pression caractéristiques. Nous observons l'évolution de la fréquence de rotation du vortex avec l'augmentation du σ ; le volume de vapeur modifie le champ de vitesses dans le cône et donc la fréquence de la précession, voir [24]. L'influence du nombre de Thoma σ sur la fréquence est minimale (d'environ 1Hz, soit 5% de variation relative), l'influence la plus notable est observée sur l'amplitude des fluctuations dans le

cône. Dans la Figure V.15.4b, nous observons que les fluctuations de pression autour de $3f_n$ se déplacent vers les plus grandes fréquences lorsqu'on augmente le nombre de Thoma σ tandis que leurs amplitudes s'atténuent rapidement à une certaine valeur de σ pour ensuite disparaître, ce qui montre l'influence de la variation du volume du vortex sur les fréquences caractéristiques dans le diffuseur.

La fonction de densité spectrale S_{xx} est un outil puissant pour mettre en évidence des phénomènes et leurs fréquences caractéristiques qui ne sont pas clairement observables dans un spectre d'amplitudes. La Figure V.15.5 représente les densités spectrales des 2 signaux de pression enregistrés dans les deux sections du cône S1.3 et S1.75 pour les 3 points de fonctionnement à étudier. Nous observons au point PF13 la fréquence et les harmoniques du vortex de débit partiel, ainsi qu'une zone à haute énergie autour de $2.5f_n$ et $5f_n$, dont l'allure ressemble à une modulation entre 2 phénomènes particuliers, voir Section 16.3.1. Les résultats aux points de fonctionnement PF14 et PF15 se ressemblent fortement du point de vue des fréquences caractéristiques ; ainsi, nous observons des raies à la fréquence du vortex f_T et aux harmoniques qui sont très nettes, ce qui nous permet d'affirmer que la rotation du vortex est très périodique. La fréquence de rotation de la roue f_n et ses harmoniques sont aussi présentes, toutefois l'amplitude des fluctuations provenant de la roue sont de l'ordre de 5 à 10% de celles du vortex.

Des explorations dans les plages de fréquence $> 6f_n$ n'ont pas fait ressortir de phénomènes intéressants à relever.

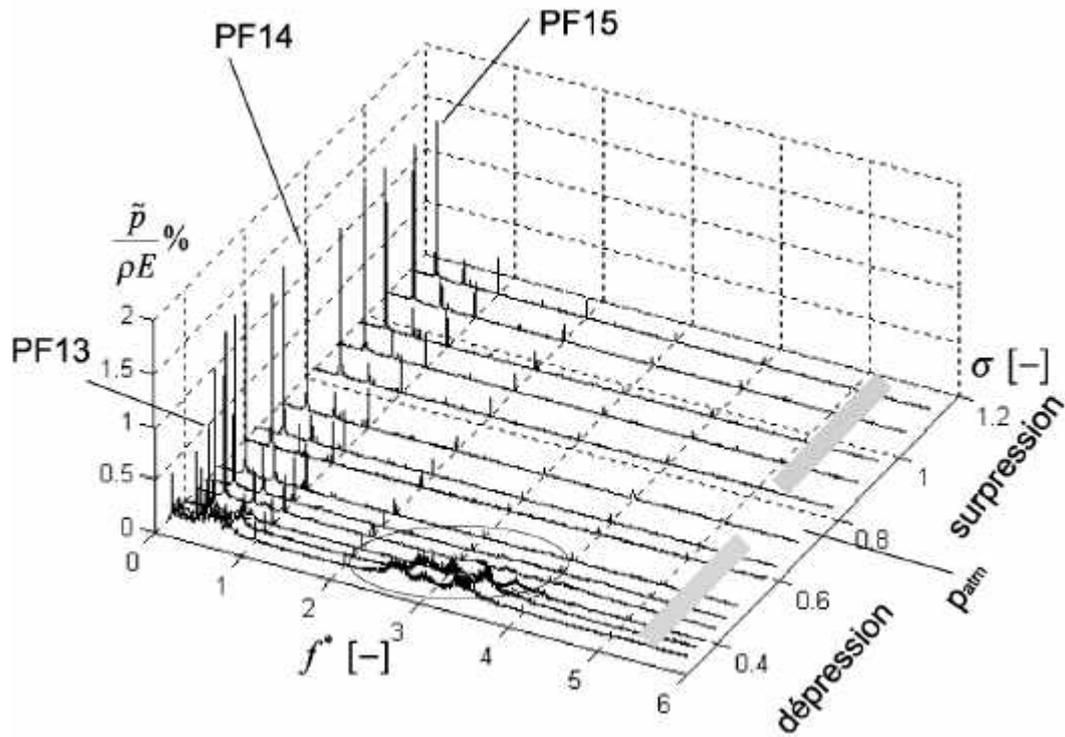
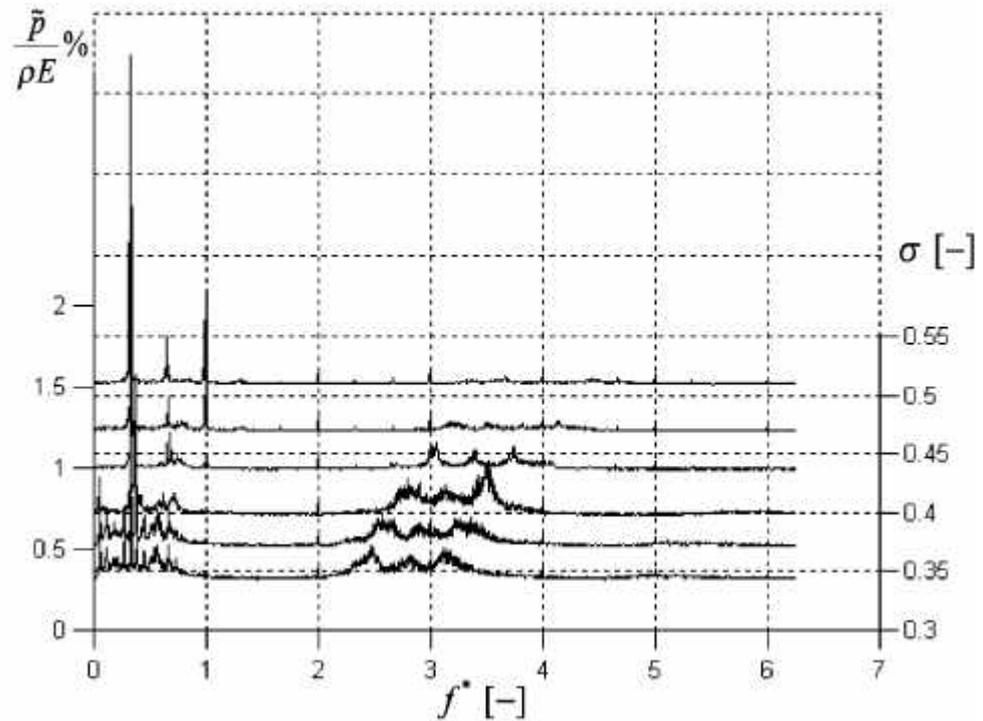
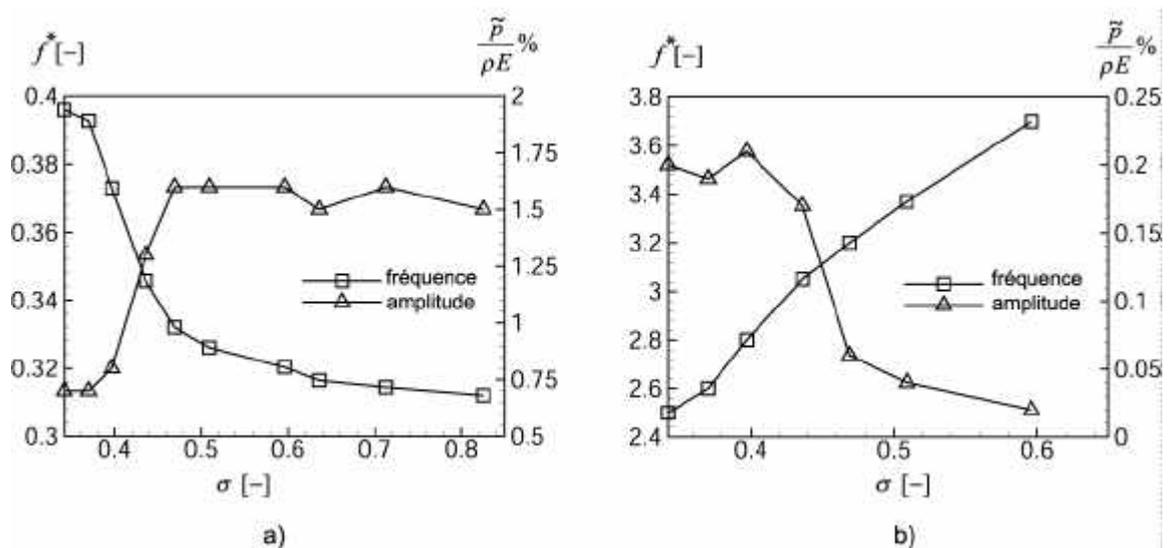


FIG. V.15.2: Cascade de spectre d'amplitudes en fonction de σ . Balayage en σ allant de l'apparition du vortex cavitant jusqu'à la disparition de la phase vapeur.

FIG. V.15.3: Agrandissement de la vue des fluctuations de pression à bas σ .FIG. V.15.4: Influence du nombre de Thoma σ : a) Evolution de la fréquence et amplitude des fluctuations de pression dues au vortex. b) Evolution de la fréquence et amplitude des fluctuations de pression mises en évidence à moyenne fréquence.

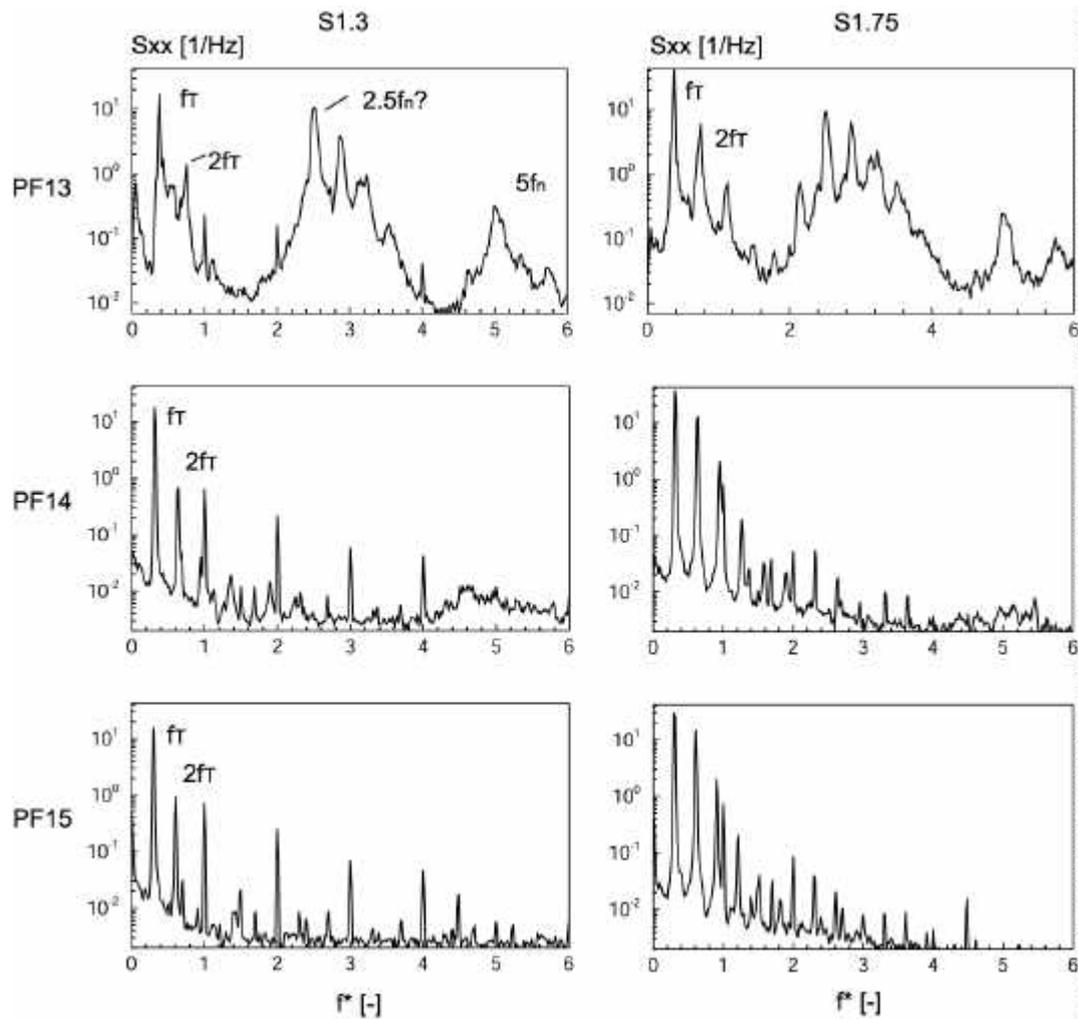


FIG. V.15.5: Densités spectrales des 3 points de fonctionnement à étudier, dans les sections S1.3 et S1.75.

Chapitre 16

Vortex à faible σ

16.1 Introduction

La Figure V.16.1 représente l'enregistrement simultané dans le temps des signaux de pression dans les 5 premières sections du diffuseur, selon le chemin 4 de la Figure V.16.2. Nous observons des modulations dont les ventres sont quasiment en phase dans les 5 sections. L'enveloppe de ces fluctuations nous indique des phénomènes à très basses fréquences, auxquels s'ajoutent les fluctuations dues à la rotation du vortex cavitant, et les fluctuations à moyenne fréquence à $2.5f_n$ mises en évidence à la Section 15.2. La phénoménologie est donc vaste au sein du diffuseur pour ce point de fonctionnement.

Les fluctuations de pression présentes dans les premières sections du diffuseur au point de fonctionnement *PF13* se manifestent tout le long du diffuseur. Nous avons dans la Figure V.16.2 des représentations en cascade de l'évolution des fluctuations de pression selon 4 chemins. Nous observons que les amplitudes des fluctuations autour de $2.5f_n$ s'accroissent au niveau du coude et s'atténuent en sortie du diffuseur. Les fluctuations du vortex cavitant diminuent fortement déjà à la sortie du coude.

Nous allons étudier principalement l'influence du vortex à f_T et des fluctuations à $2.5f_n$ sur le champ de pression fluctuant dans le diffuseur. Nous allons démontrer que le profil de pression tournant à l'entrée du diffuseur varie avec le temps, de telle façon que la vitesse de phase du vortex n'est pas constante dans les 2 premières sections circulaires du cône. Nous allons voir que les fluctuations à $2.5f_n$ sont l'une des résultantes de l'interaction vortex-diffuseur et se propagent à travers celui-ci et dangereusement à travers le circuit. Philibert et al. [40] et Dörfler [16] ont observé expérimentalement ces fluctuations en les considérant comme des phénomènes "typiques" qui apparaissent à basse valeur de σ .

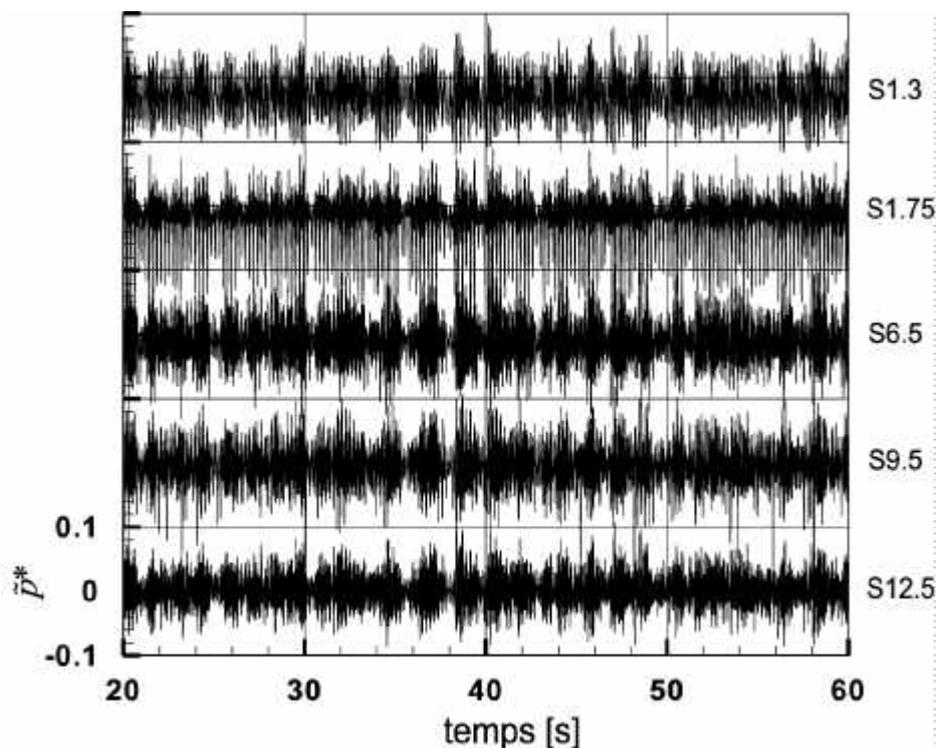


FIG. V.16.1: Signaux temporels des fluctuations de pression dans les 5 premières sections du diffuseur. PF13.

16.2 Analyse à la fréquence du vortex f_T

Les fluctuations de pression à la fréquence de rotation du vortex f_T sont étudiées dans les sections du cône S1.3 et S1.75. La Figure V.16.3 résume les principales caractéristiques de ces fluctuations. La fréquence du vortex cavitant est très clairement mise en évidence avec la fonction de densité spectrale S_{xy} : elle vaut $0.375f_n$. La fonction de cohérence montre un haut transfert d'énergie à f_T et aux harmoniques, elle nous indique également des échanges importants d'énergie à plus petite fréquence ; on verra plus loin qu'il s'agit de la fréquence de l'enveloppe des modulations. La phase de S_{xy} montre l'évolution du déphasage à f_T entre les signaux dans le sens de rotation du vortex. La phase, en valeur absolue, augmente, change de quadrant et ensuite diminue lorsque le vortex complète un tour. On observe également que la phase, à la fréquence de rotation de la roue $f^* = 1$, évolue dans le même sens que celle du vortex, ce qui montre que le champ tournant introduit par la roue (voir Section 12.4) est présent, mais son énergie d'interaction est négligeable vis-à-vis de celle du vortex. La phase à très basses fréquences est nulle, ce qui confirme que les modulations observées à la Figure V.16.1 sont synchrones.

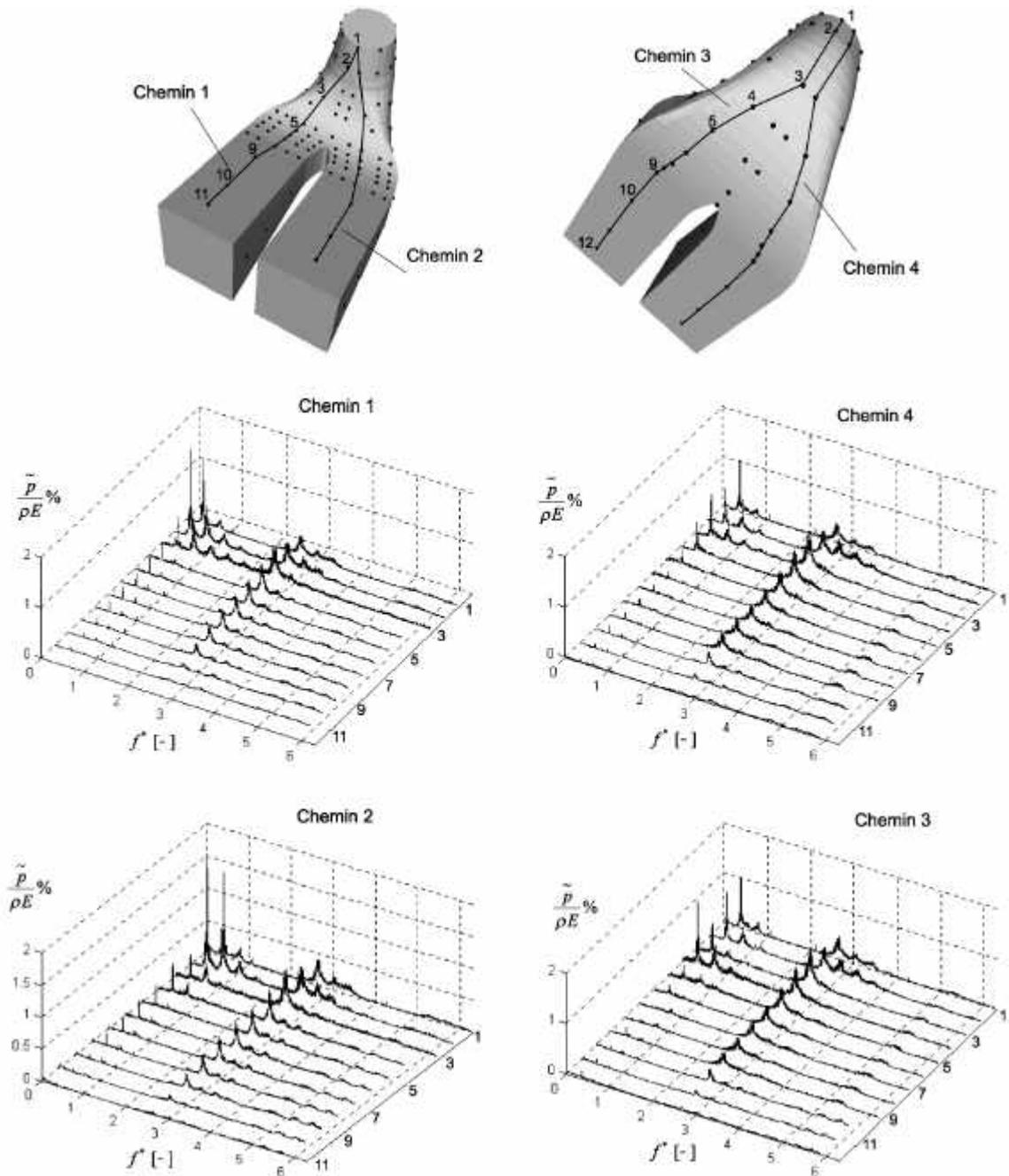


FIG. V.16.2: Evolution des fluctuations de pression selon 4 chemins au point de fonctionnement PF13.

16.2.1 Amplitudes et déphasages dans le cône

La Figure V.16.4 représente les amplitudes et déphasages des fluctuations de pression en fonction de la position du capteur. Ces estimations sont faites entre les signaux d'une même section et un signal de référence, à la fréquence du vortex f_T . La position des capteurs dans la section est exprimée en mètres (abscisse curviligne). Théoriquement, si le vortex tournait à l'intérieur d'un diffuseur cylindrique et rectiligne à vitesse de phase et à fréquence constante, on mesurerait sur les parois du cylindre des amplitudes de fluctuations de pression et des déphasages constants. Nous observons expérimentalement que la géométrie du diffuseur coudé crée un champ de pression non homogène dans chaque section.

L'évolution des amplitudes de fluctuations sur les parois du cône montrent des maxima et des minima selon la position des capteurs. Intuitivement ceci montre que le mouvement du vortex est complètement décentré et qu'il décrit une trajectoire qui n'est pas du tout circulaire.

En ce qui concerne les déphasages estimés, la pente de la droite d'interpolation de la courbe mesurée nous donne une approximation du nombre d'onde k , avec lequel on peut estimer la vitesse de phase du mouvement périodique dans la section. Nous avons aussi représenté la droite théorique dans le cas où le nombre d'onde reste constant. Nous observons une nette différence entre les courbes mesurées et les courbes théoriques. Dans la section S1.3, en suivant la pente de la courbe mesurée, nous pouvons affirmer que la vitesse de phase du vortex augmente, atteint un maximum et ensuite décroît jusqu'au tour complet et ainsi de suite. Le temps de parcours du vortex sur un tour reste constant et est égal à $1/f_T$. Dans la section S1.75 se produit un phénomène opposé, premièrement il y a décélération, suivie d'une accélération du vortex. Les nombres d'onde k estimés dans les 2 sections du cône, indiquent que la vitesse de phase ($v_\varphi = \omega/k$) dans la section S1.75 est plus grande que dans la section S1.3, car la distance que l'onde doit parcourir est plus grande dans la deuxième section que dans la première, pour une même valeur de ω . Les amplitudes des fluctuations de pression sont en moyenne plus grandes dans la section S1.75 car visuellement le volume du vortex tourne plus près des parois du cône à cette section, voir aussi Section 17.2.1. Dans la section suivante nous donnerons une interprétation physique de ces résultats.

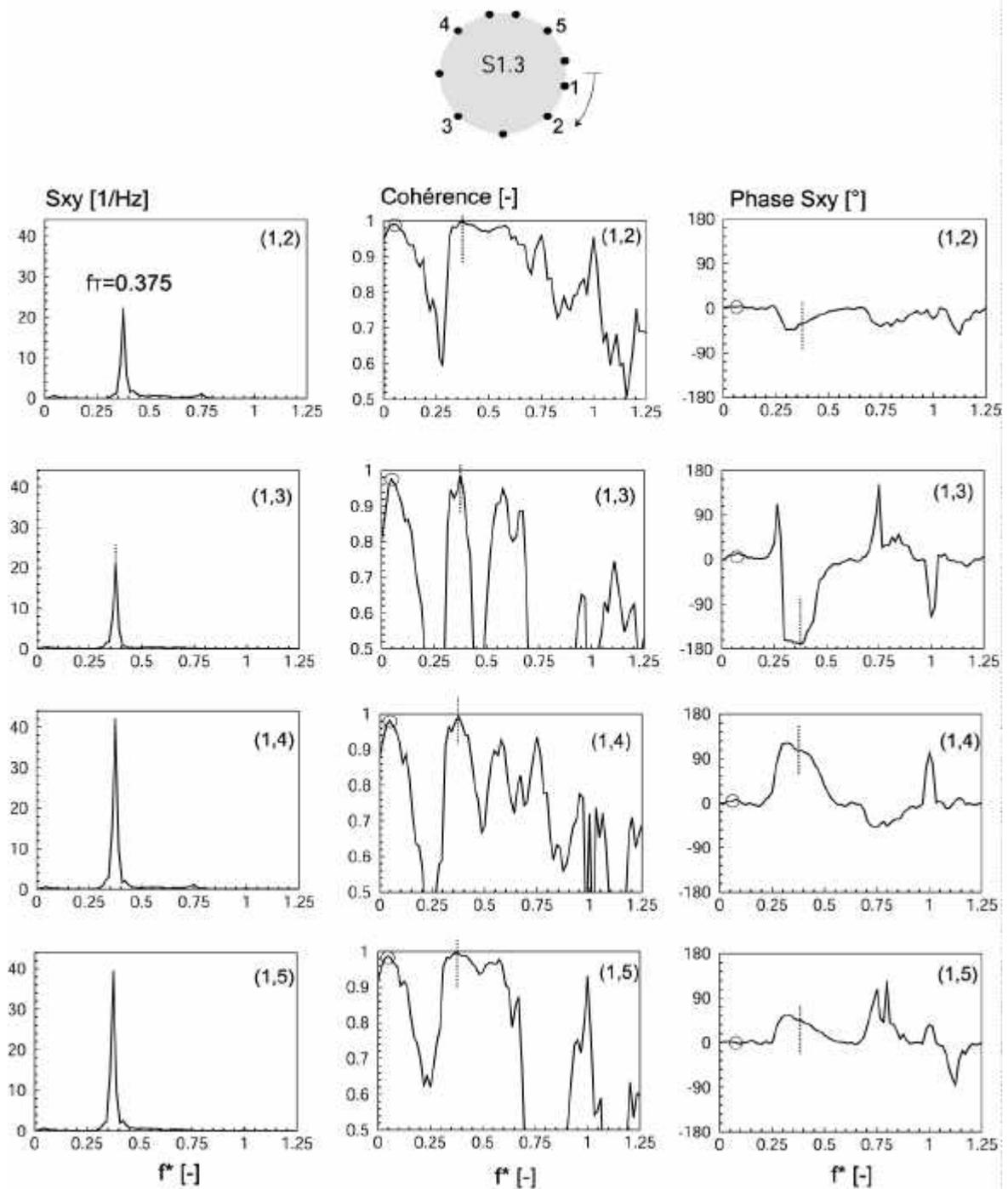


FIG. V.16.3: Analyse des fluctuations de pression à la fréquence du vortex f_T , dans la section S1.3

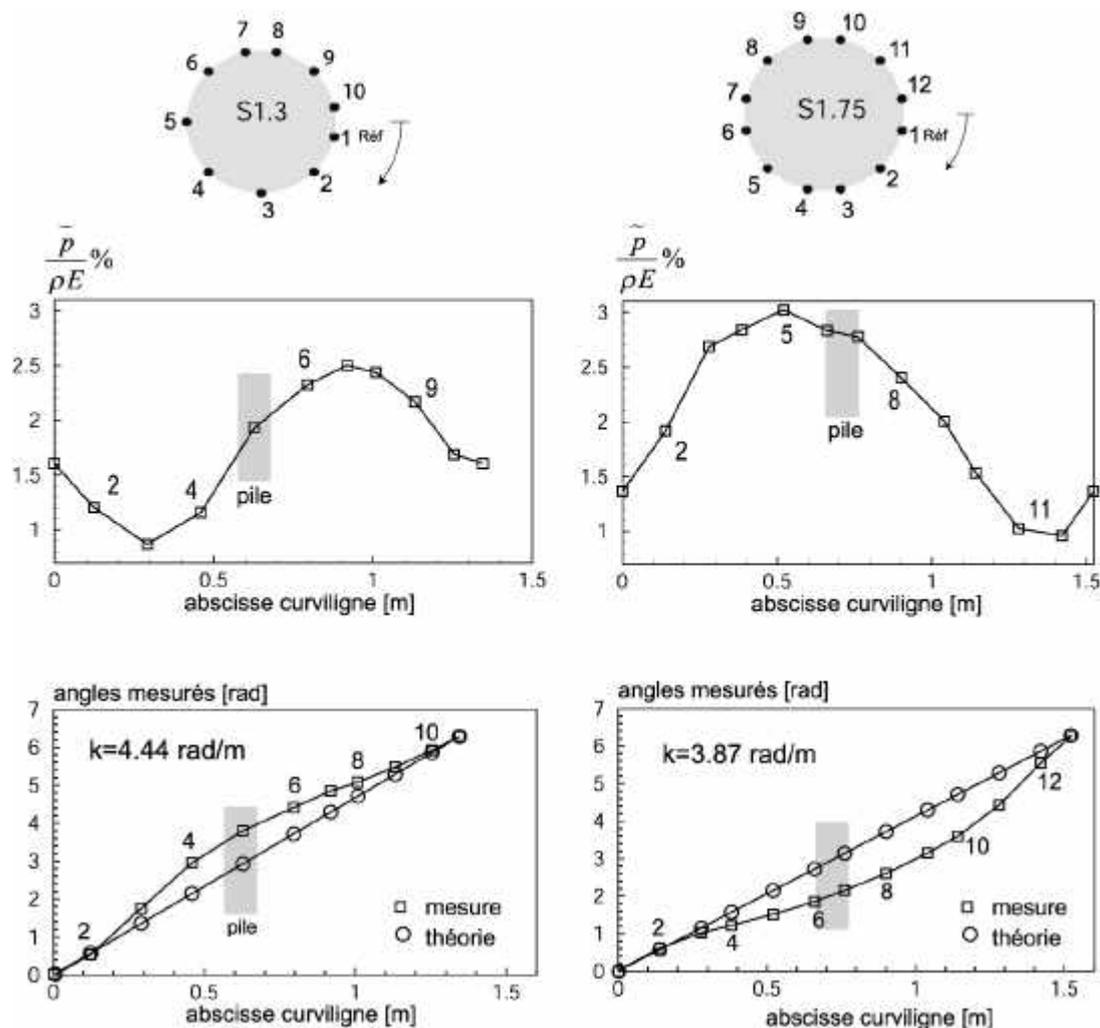


FIG. V.16.4: Evolution de l'amplitude des fluctuations et du déphasage des signaux à la fréquence du vortex f_T , en fonction de la position de la mesure dans les sections du cône $S1.3$ et $S1.75$. L'estimation du nombre d'onde est également présenté. Régime PF13.

16.2.2 Mise en évidence de la composante synchrone

L'explication physique des comportements observés ci-dessus est basée sur la présence d'un phénomène perturbateur stationnaire dont on parle beaucoup dans la littérature et que l'on appelle fluctuations de pression synchrone à la fréquence du vortex. Les résultats de la Figure V.16.4 sont la preuve expérimentale que ce champ existe et qu'il est le principal responsable de la non-uniformité du champ de pression fluctuant en sortie de roue. Ce champ synchrone influence directement les amplitudes des fluctuations aux parois et surtout, impose au vortex une vitesse de phase non constante. La démonstration de ceci

consiste à simuler l'addition d'un champ purement tournant $y_{it} = A \sin(\omega t + \phi_{it})$, c'est-à-dire plusieurs fonctions sinusoïdales à amplitude A constante et dont les phases ϕ_{it} correspondent aux positions angulaires des capteurs dans la section, avec un champ synchrone qui est représenté par une seule onde sinusoïdale $y_{syn} = B \sin(\omega t + \phi_{sync})$ avec une amplitude B et une certaine phase ϕ_{sync} constante. Cette addition modifie évidemment le champ purement tournant et donne comme résultat une onde $y_{rés_i}$ dont l'amplitude et la phase sont la combinaison de celles des 2 ondes simulées, voir Equation V.16.1.

$$y_{rés_i} = A \sin(\omega t + \phi_{it}) + B \sin(\omega t + \phi_{sync}) \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{V.16.1})$$

Nous pouvons obtenir les mêmes évolutions en amplitude et phase que celles observées dans la Figure V.16.4 avec 2 valeurs de ϕ_{sync} . Les résultats de ces simulations sont illustrés à la Figure V.16.5.

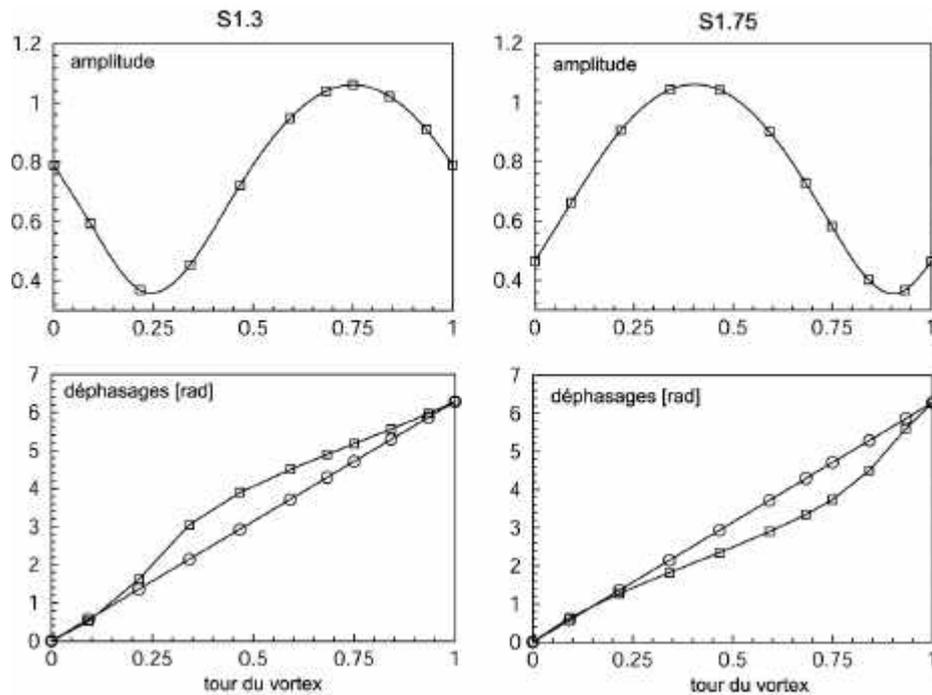


FIG. V.16.5: Simulation de l'addition d'un champ de pression purement tournant avec un champ synchrone, selon l'Equation V.16.1, avec $A = 1$, $B = 0.5$, $\phi_{sync} = -90^\circ, -215^\circ$.

16.2.3 Décomposition vectorielle du champ de pression fluctuant

La Figure V.16.6 représente la décomposition du champ de pression fluctuant dans le domaine fréquentiel à f_T avec la méthode des phaseurs, [24]. Les phaseurs représentent la

décomposition d'un signal périodique en amplitude et en phase dans un cercle polaire. Les angles des phaseurs correspondent aux phases absolues de chaque signal. Le but est de séparer le champ purement tournant -produit par le vortex- du champ de pression global, de cette manière un champ de pression perturbateur (influence du coude, loi de section, profondeur, pile du diffuseur, etc.) sera mis en évidence. Nous observons clairement la non-uniformité du champ de pression fluctuant. Le phaseur perturbateur, appelé phaseur synchrone car il représente un phénomène stationnaire constant dans chaque section du cône, est extrait en amplitude et en phase. En comparant les phaseurs synchrones dans les deux sections du cône, on montre un décalage de phase, ce qui est l'évidence d'une oscillation axiale dans le diffuseur. En transformant ce décalage angulaire en temps et en prenant la distance entre les sections du cône, nous estimons une vitesse de propagation de ce train d'ondes tridimensionnel axial de l'ordre de 25m/s.

Malheureusement, cette méthode n'est pas applicable aux autres sections du coude puisqu'elles ne sont plus circulaires et que le mouvement de rotation du vortex est plus complexe que dans le cône.

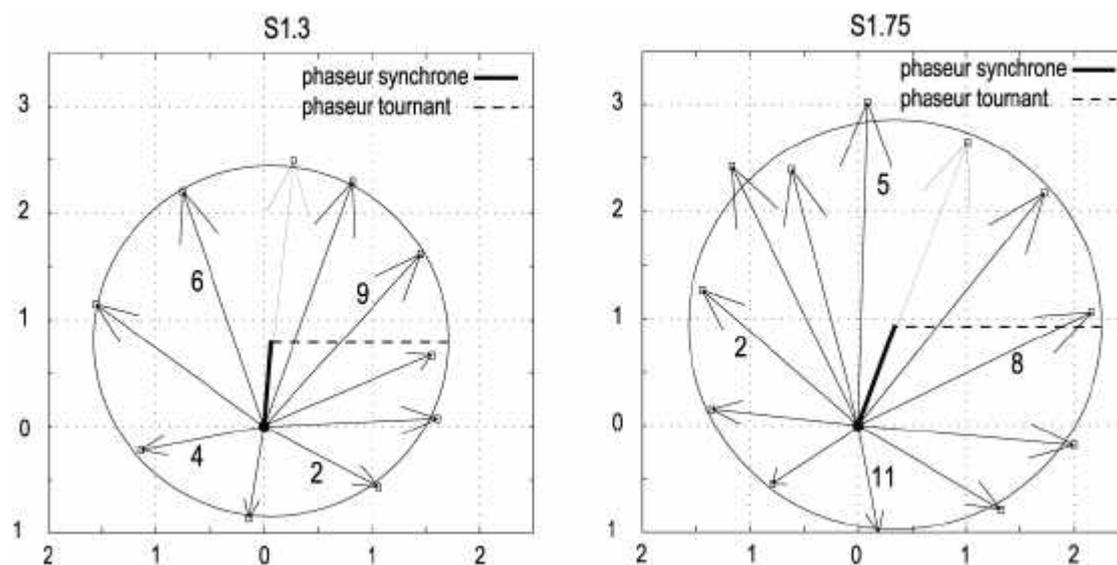


FIG. V.16.6: Séparation de la composante tournante et synchrone avec la méthode des phaseurs dans les sections du cône. PF13.

L'origine de ce champ synchrone est étudiée de nos jours expérimentalement et numériquement. La zone clé de cette investigation est au sein du coude du diffuseur. Les plus récentes études ont été faites par Skotak [47] et Rudolf [44], qui soutiennent que le mouvement irrégulier du vortex cavitant à travers une section du coude fait varier périodiquement l'aire de celle-ci, provoquant une fluctuation du champ de vitesse et par conséquent une

fluctuation du champ de pression, le champ synchrone.

16.3 Analyse à la fréquence $2.5f_n$

16.3.1 Démodulation des signaux

Des modulations sont observées dans la Figure V.16.1. Les modulations sont le résultat des interactions entre 2 ou plusieurs champs fluctuants à des fréquences différentes. Il existe des techniques appelées “démodulantes” pour mettre en évidence les composantes fluctuantes qui interviennent, voir Section A.4.7. Cette méthode consiste à extraire l’enveloppe d’un signal à l’aide de la transformation de Hilbert et à analyser son contenu spectral. Le résultat fera ressortir la fréquence du phénomène modulateur et du phénomène porteur.

La Figure V.16.7 montre une portion de signal temporel enregistré dans la section S1.3. L’analyse spectrale des enveloppes pour les 5 premières sections dans le diffuseur met clairement en évidence la fréquence de l’enveloppe f' autour de $0.048f_n$. La fonction de cohérence fait également ressortir cette fréquence mais il est difficile de dire par ce moyen le rôle que cette fluctuation joue dans la modulation. On peut constater que les fluctuations à cette basse fréquence modulent les fluctuations dues au passage du vortex à $0.375f_n$, puisqu’une raie à $f_T - f'$ -fréquence caractéristique d’une modulation- est présente dans le spectre.

La Figure V.16.8 montre une portion de signal temporel enregistré dans la section S1.75. La représentation sur 3 secondes permet d’observer une autre modulation dont la fréquence de l’enveloppe correspond à la fréquence du vortex. Cela indique que ce vortex module un autre phénomène qui possède une fréquence caractéristique plus élevée. Nous observons sur cette même image l’enveloppe à $0.048f_n$ qui recouvre tout ce signal. En fait, le champ fluctuant dans le diffuseur est le produit de phénomènes à double modulation. En appliquant la technique de démodulation, nous pouvons faire ressortir 3 fréquences caractéristiques, à savoir : $f'' - f_T$, f'' , $f'' + f_T$. Le résultat nous montre bien une interaction entre la fluctuation due au vortex et une fluctuation à la fréquence f'' . Ces résultats correspondent aux pics des fluctuations mises en évidence auparavant entre $2f_n$ et $4f_n$.

16.3.2 Analyse aux fréquences modulantes

Nous avons vu qu’à très basse fréquence, un phénomène à f' ($0.048f_n$) modulait le vortex cavitant à f_T . Ce phénomène semble être une oscillation libre synchrone résultant de l’interaction du vortex et du diffuseur et qui n’a pas beaucoup d’influence, du point de vue énergétique, sur le champ fluctuant au sein du diffuseur.

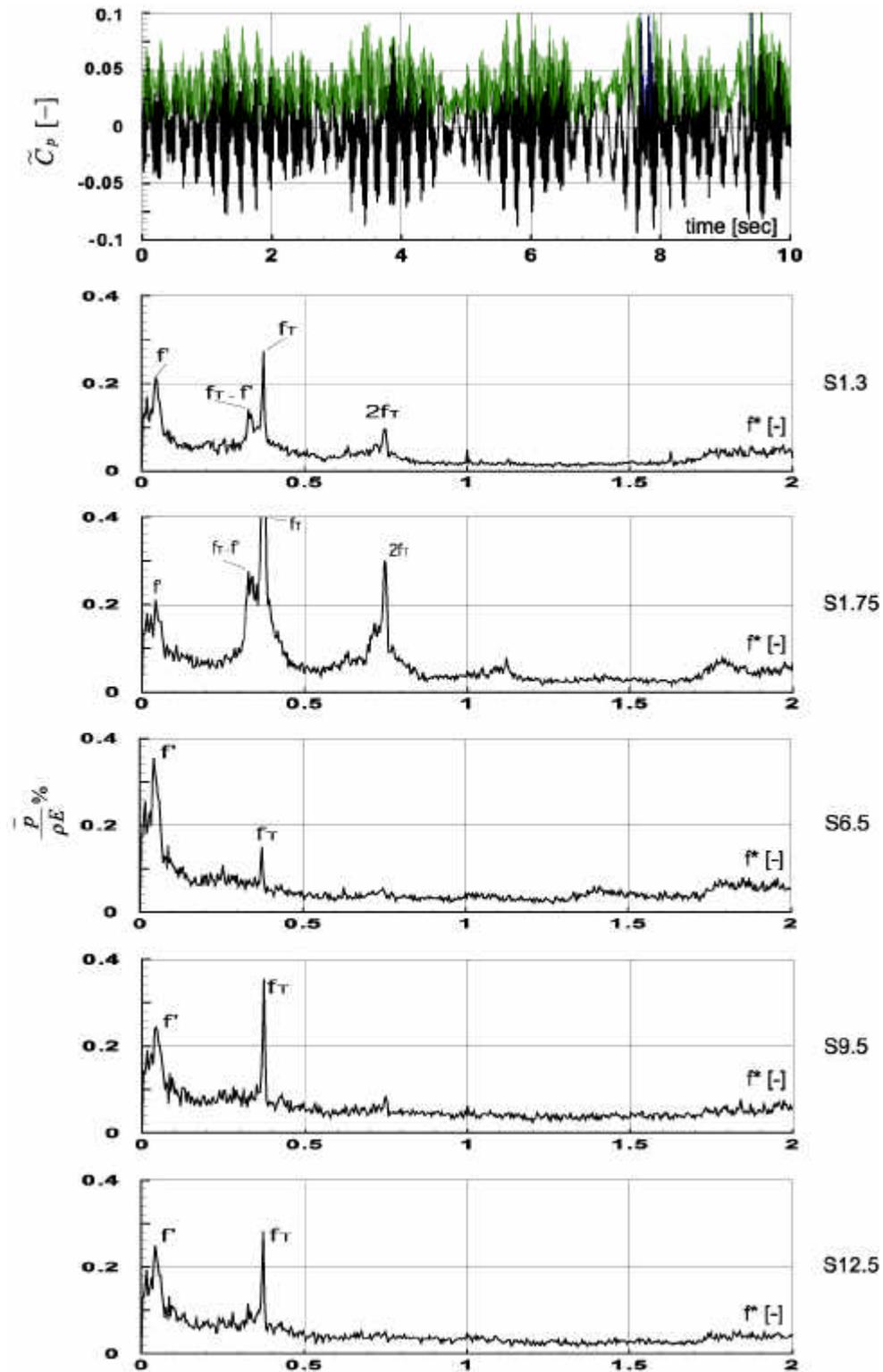


FIG. V.16.7: Technique de démodulation à basse fréquence dans les 5 premières sections du diffuseur. Spectres de l'enveloppe. Régime *PF13*.

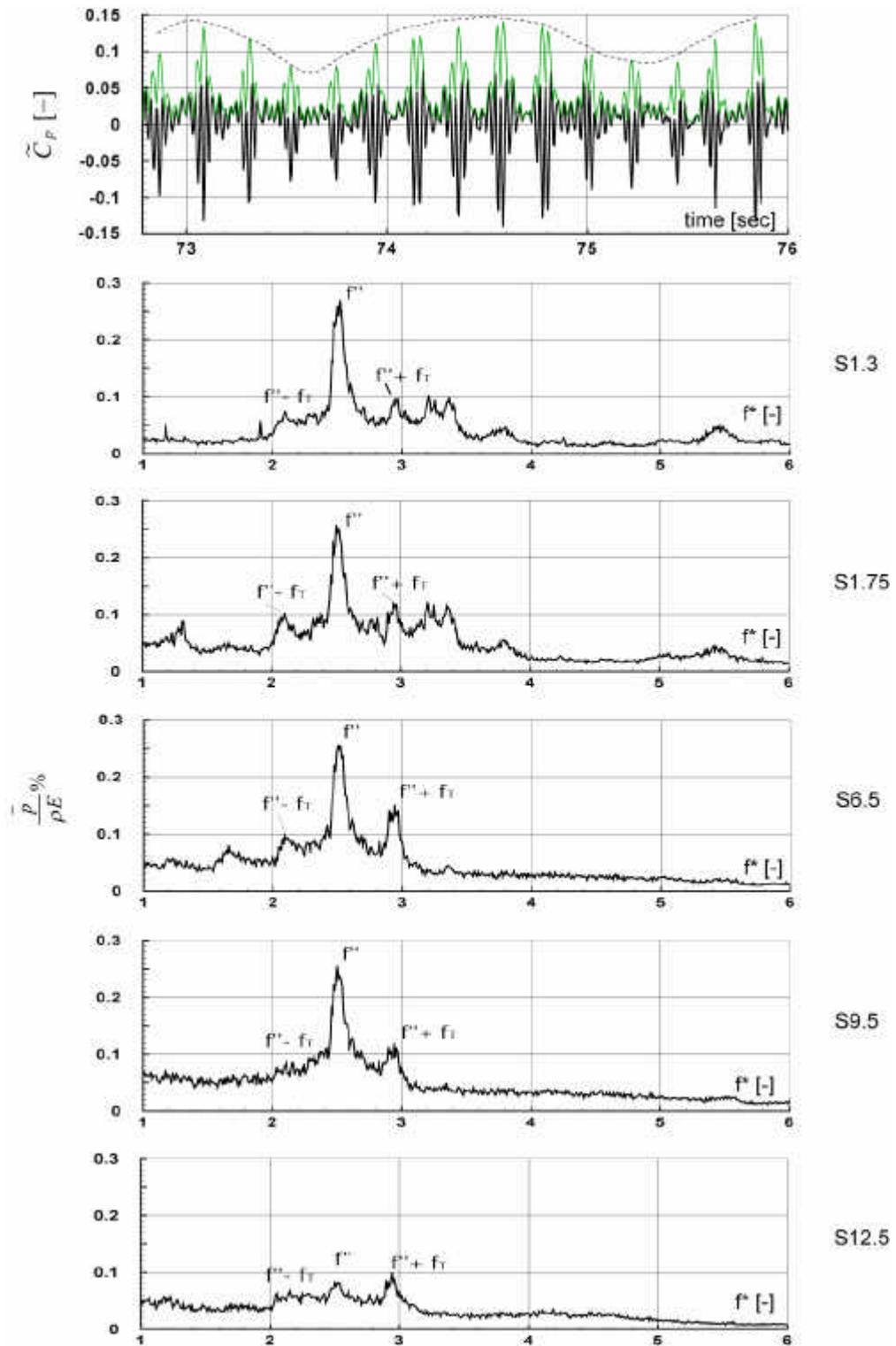


FIG. V.16.8: Technique de démodulation à moyenne fréquence dans les 5 premières sections du diffuseur. Spectres de l'enveloppe. Régime $PF13$.

Analyse en sortie de roue

Nous allons étudier les caractéristiques des fréquences mises en évidence autour de $2.5f_n$. Les Figures V.16.10 et V.16.11 représentent les analyses dans les 2 sections du cône du diffuseur aux fréquences $f'' - f_T$, f'' , $f'' + f_T$, f'' étant la fréquence porteuse à $2.5f_n$ et f_T la fréquence du vortex. Les fonctions de densité spectrale montrent les fréquences caractéristiques à traiter. Les fonctions de cohérence montrent que le niveau d'échange d'énergie dans les 2 sections du cône est très élevé aux fréquences qui nous intéressent. La phase de l'interspectre donne les informations les plus importantes : nous observons qu'à la fréquence f'' , les valeurs de déphasage dans chaque section sont nulles, ce qui indique la présence d'un phénomène synchrone sur chaque section. A la fréquence $f'' + f_T$, par contre, la phase évolue selon le sens de rotation du vortex, ce qui montre que le vortex est le phénomène modulant. Dans la section S1.75, la fréquence $f'' - f_T$ est parfaitement mise en évidence par la fonction de cohérence. Les valeurs de phase évoluent de la même manière que dans la section S1.3, à part le fait qu'à $f'' - f_T$ l'évolution de la phase est opposée au sens de rotation du vortex, ce qui indique que le champ fluctuant peut être composé de trains d'ondes qui voyagent dans le sens contraire du mouvement principal.

Propagation d'ondes à travers le diffuseur

Dans le but de mettre en évidence une propagation le long du diffuseur de fluctuations de pression à $f'' = 2.5f_n$, des estimations de fonction de cohérence et phase sont faites selon le chemin indiqué à la Figure V.16.9, suivant le sens de l'écoulement. La Figure V.16.12 résume ces résultats. Nous observons dans les fonctions d'interspectre S_{xy} et de cohérence, que les fluctuations à cette fréquence caractéristique sont toujours présentes jusqu'à la sortie du diffuseur. L'évolution de la phase selon les couples de capteurs étudiés nous montrent bel et bien qu'il existe un phénomène propagatif particulier. Particulier car les signaux donnés par le couple de capteurs (1,2) montrent une valeur de déphasage positive, c'est-à-dire que l'onde va du point 2 vers le point 1, en sens contraire de l'écoulement. La phase du couple (2,3), montre également un déphasage positif et c'est seulement à partir du couple (4,5) que le déphasage devient négatif, c'est-à-dire que la propagation de ces fluctuations suit la direction de l'écoulement, ce qu'on peut voir également en suivant les couples (5,6) et (5,7). Il y aurait donc, d'après ces résultats, une zone dans le coude du diffuseur de laquelle partiraient des ondes de pression suivant deux directions opposées.

Afin de mieux exploiter cette information, nous représentons les valeurs de phases estimées dans le diffuseur développé (cône et coude). La Figure V.16.13 montre ces résultats. Nous observons clairement qu'à partir du centre du coude, des ondes de pression se propagent vers le haut (vers le cône) et vers le bas (dans le sens de l'écoulement). Les différences de phase entre les signaux du coude sont petites, ce qui indique que les temps de propaga-

tion sont très courts, autrement dit les vitesses de propagation sont élevées. On voit que dans le cône, les écarts de phase sont grands, ce qui indique que la vitesse de propagation est plus petite dans le cône, voir Figure V.16.15.

La Figure V.16.14 montre l'évolution des déphasages de signaux de pression dans le divergent du diffuseur. Pour cette représentation, nous avons défini 5 rangées de capteurs par canal, les rangées 3 et 6 allant jusqu'à la sortie du diffuseur. Les graphiques montrent les valeurs de déphasage pour chaque signal selon sa rangée et en fonction de sa section. Nous observons que les valeurs des déphasages décroissent le long du diffuseur, depuis la section S15.5 jusqu'à la section de sortie S20.7. Cela veut dire qu'il y a propagation des ondes de pression dans chaque canal et dans le sens de l'écoulement. Les écarts de phase étant serrés dans les sections autour de la pile, cela indique que la vitesse de propagation est élevée. Les grands écarts de phase dans les 3 dernières sections du diffuseur indiquent qu'il y a ralentissement de l'onde de pression à la sortie.

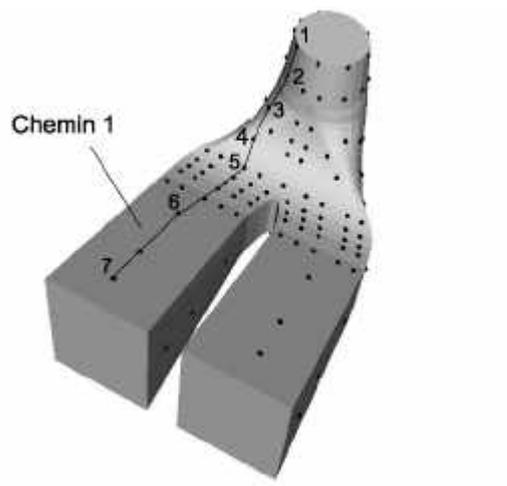


FIG. V.16.9: Chemin à suivre pour l'étude de la propagation des fluctuations de pression à $2.5f_n$.

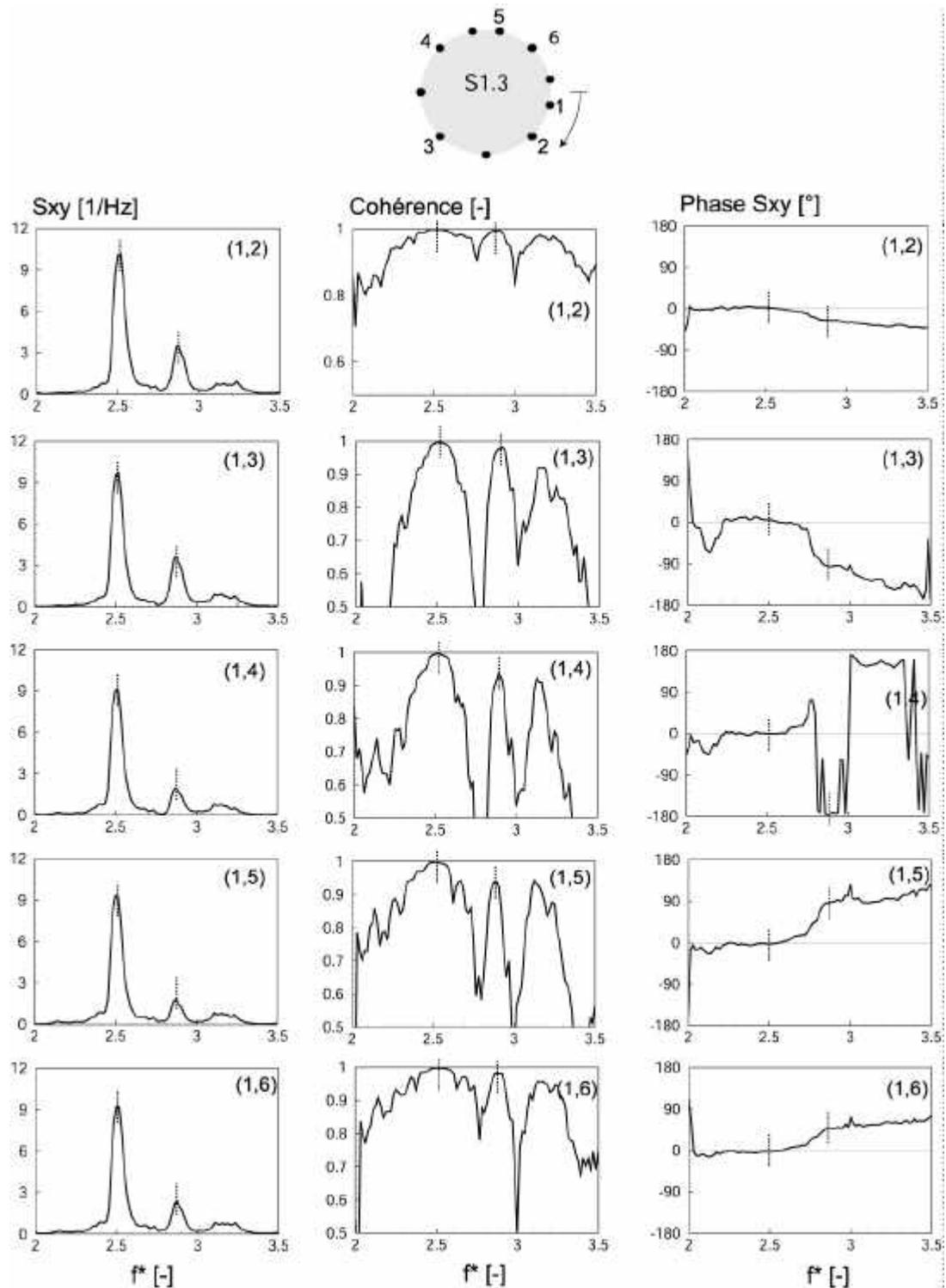


FIG. V.16.10: Analyse à la fréquence $2.5f_n$ à la section S1.3. Mise en évidence d'un champ synchrone.

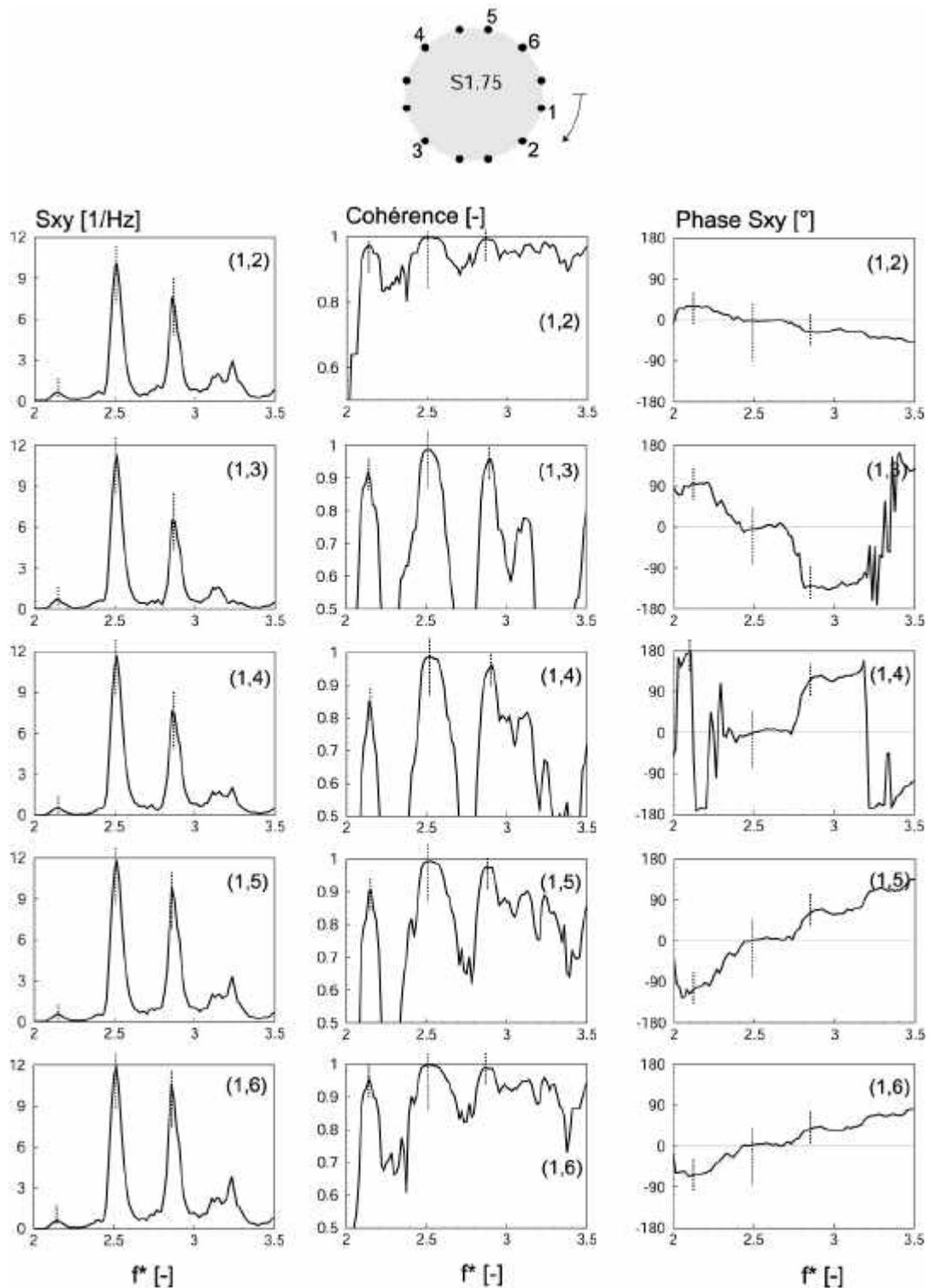


FIG. V.16.11: Analyse à la fréquence $2.5f_n$ à la section S1.75. Mise en évidence d'un champ synchrone.

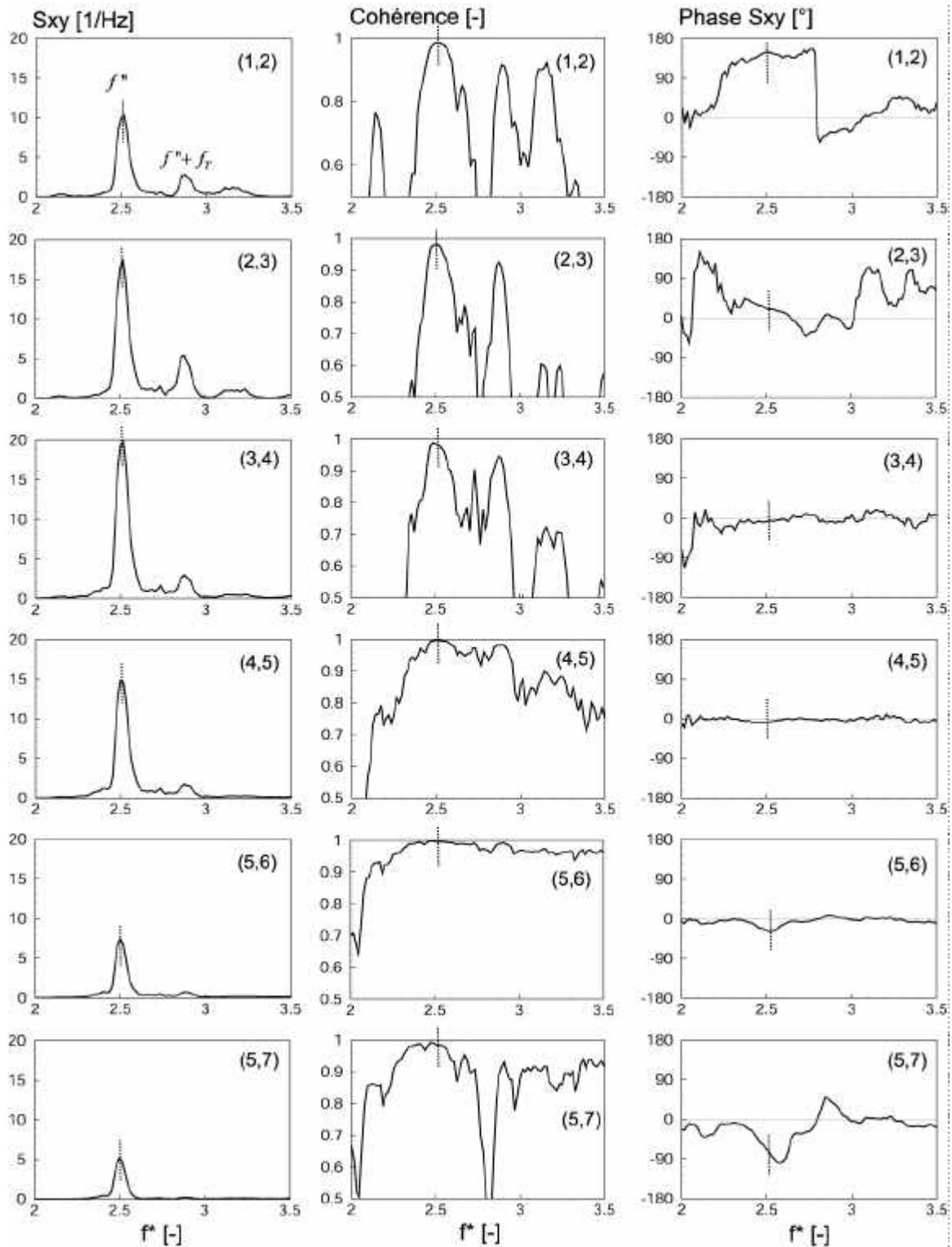


FIG. V.16.12: Analyse de la propagation des fluctuations de pression à $2.5f_n$ à travers les sections du diffuseur.

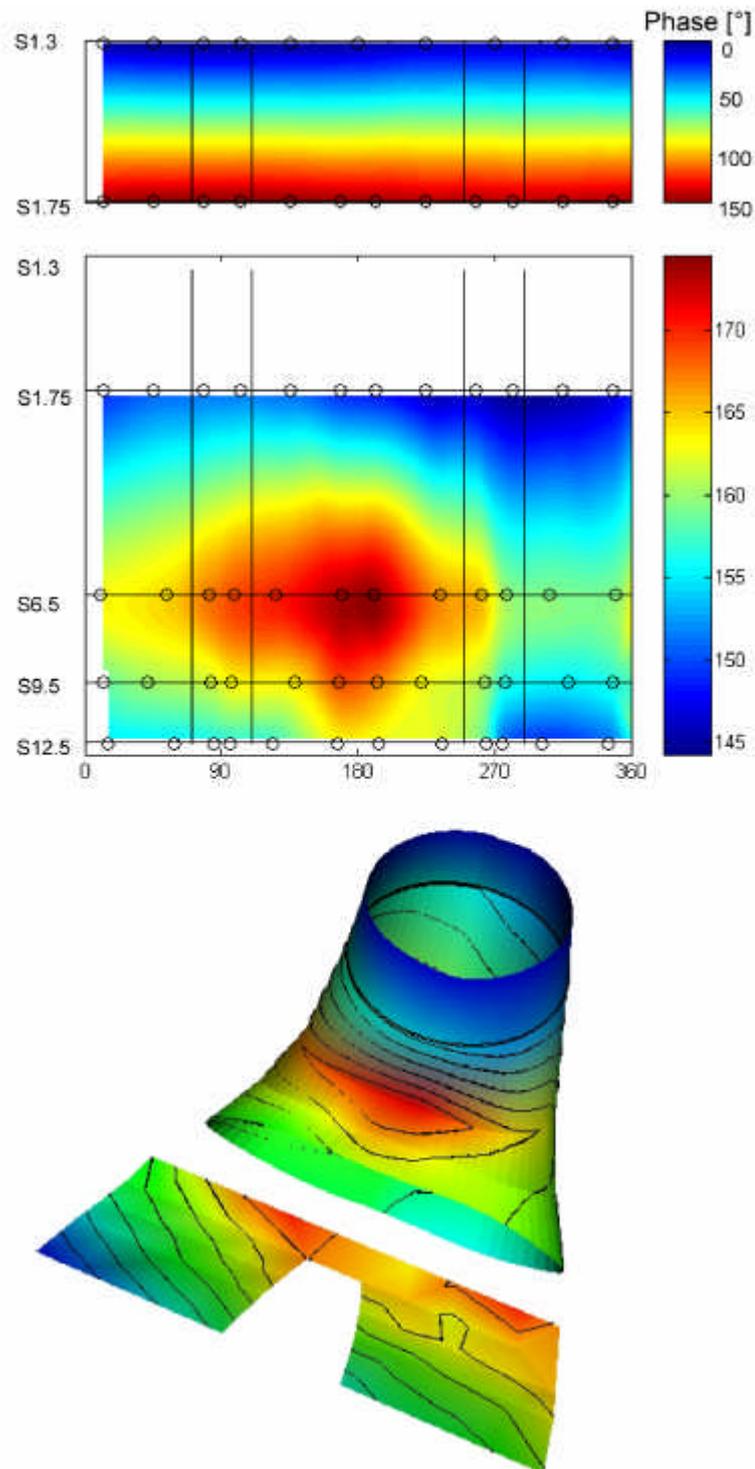


FIG. V.16.13: Représentation de l'évolution des déphasages dans le cône et le coude du diffuseur. Fluctuations de pression à $2.5f_n$.

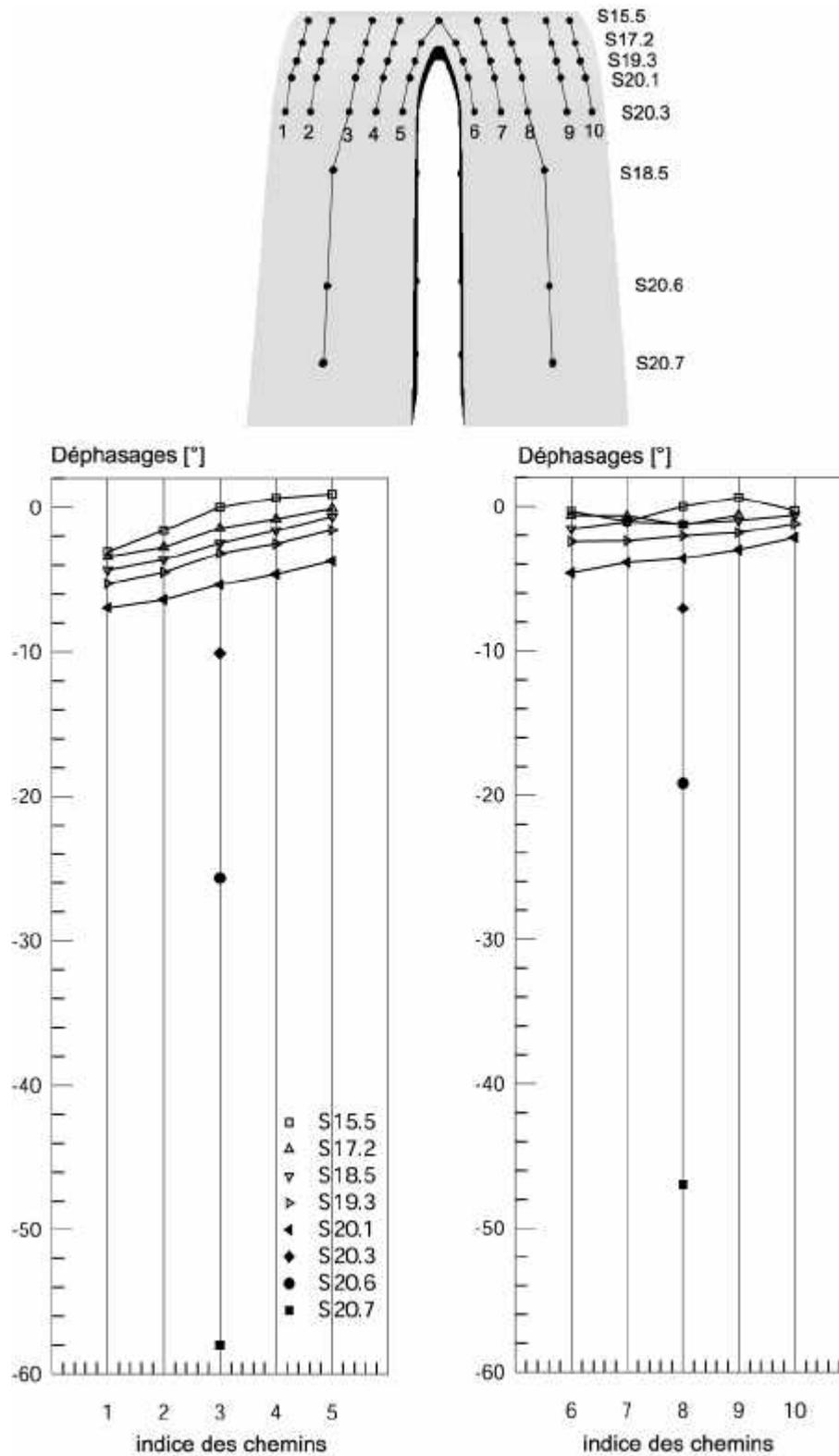


FIG. V.16.14: Représentation de l'évolution du déphasage dans le divergent du diffuseur. Fluctuations de pression à $2.5f_n$.

La Figure V.16.15 montre l'évolution de la vitesse de propagation des fluctuations de pression, selon les 4 chemins de la Figure IV.11.5, estimée à l'aide des valeurs de déphasage. Nous observons donc que les vitesses dans le cône sont petites, de l'ordre de 20 m/s, elles sont plus grandes dans le coude et diminuent dans le divergent du diffuseur.

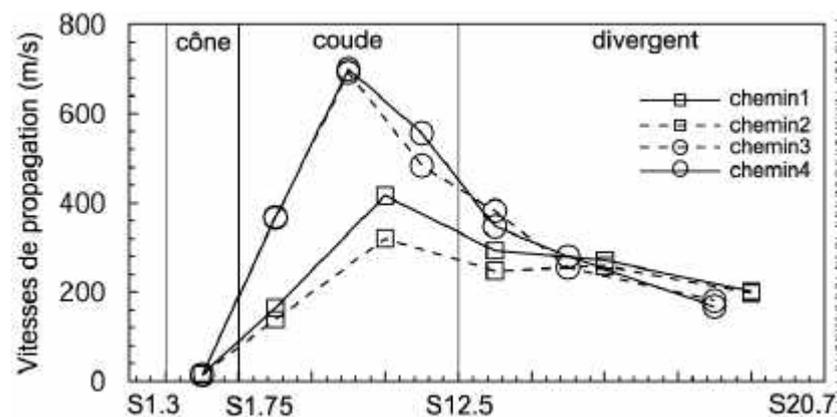


FIG. V.16.15: Estimation des vitesses de propagation des fluctuations de pression à $2.5f_n$ suivant 4 chemins dans le diffuseur.

Dans le but d'identifier et de séparer les phénomènes acoustiques propres au diffuseur et propres au circuit (bruit de l'installation, bruit des pompes), nous avons placé 4 capteurs de pression supplémentaires de type *Kistler 701* dans la conduite amont de la machine, Figure V.16.16.

La comparaison des amplitudes de fluctuations de pression dans la section *S1.3* et dans la conduite en amont est présentée à la Figure V.16.17.

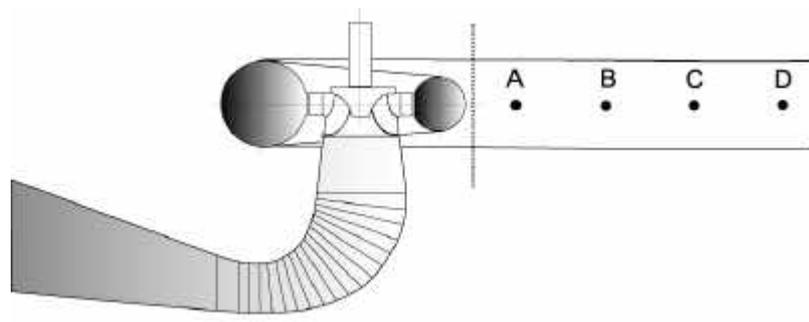


FIG. V.16.16: Capteurs de pression Kistler dans la conduite amont.

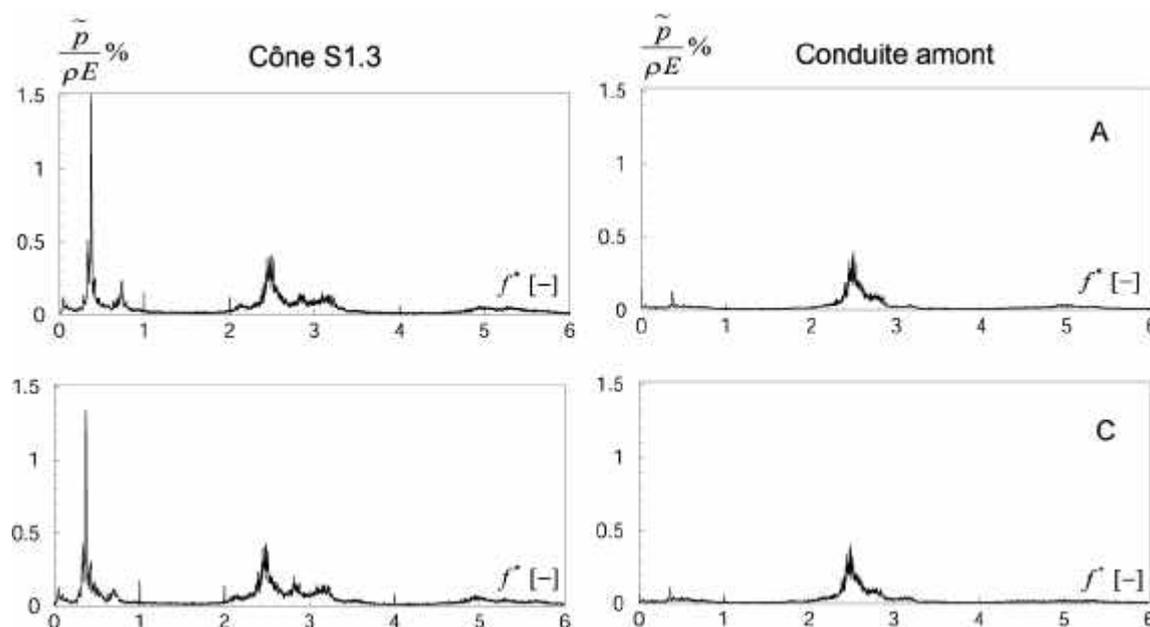


FIG. V.16.17: Amplitude des fluctuations dans le cône et dans la conduite amont. Point de fonctionnement PF13.

En premier lieu, les sources acoustiques qui proviennent du circuit sont d'amplitudes négligeables vis-à-vis des phénomènes caractéristiques dans le diffuseur, et si elles existent, elles sont noyées dans le bruit spectral. Nous observons dans la conduite amont des fluctuations résiduelles dues à la rotation du vortex cavitant. Les raies de fluctuation autour de $2.5f_n$ sont toujours présentes avec la même intensité. Le vortex n'as pas d'influence à l'amont, car les modulations autour de $2.5f_n$ y deviennent négligeables. D'après ce résultat, nous pouvons affirmer que le champ de pression fluctuant créé dans le diffuseur se propage vers l'amont dans le circuit. Pour confirmer cela, une étude de la propagation dans la conduite avec l'analyse de phase a été effectuée et les résultats sont illustrés à la Figure V.16.18. La phase de l'interspectre entre 2 signaux de la conduite décroît lorsque l'on s'éloigne du signal de référence (position A). Cela indique que les ondes de pression à cette fréquence se déplacent dans la conduite amont dans le sens opposé de l'écoulement. Les déphasages étant faibles, le temps de propagation est très court, donc l'onde de pression se déplace à très grande vitesse. La cohérence est très bonne, bien que le niveau d'amplitude des fluctuations soit très faible autour de $2.5f_n$, ce qui indique que le transfert d'énergie dans cette plage est tout de même important.

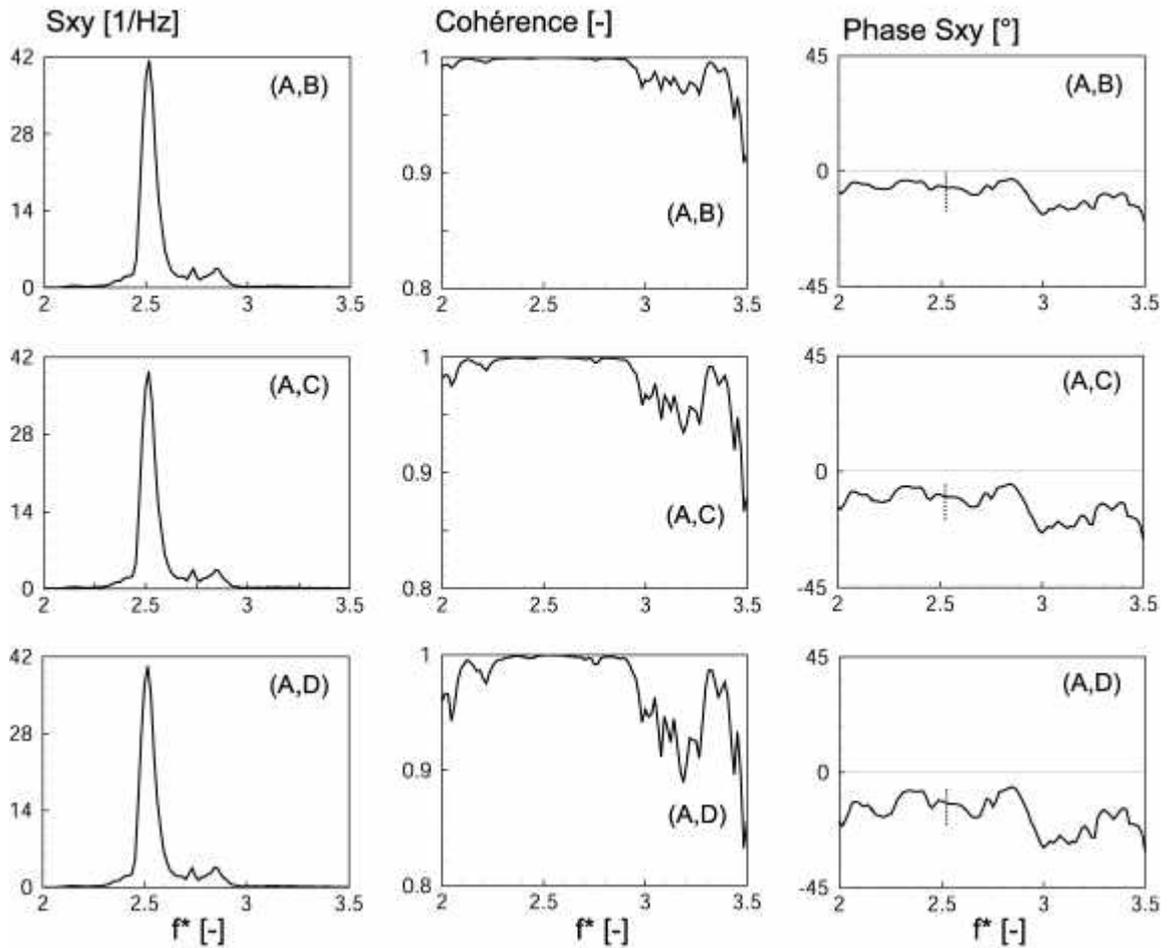


FIG. V.16.18: Analyse de phase interspectrale dans la conduite amont. Régime PF13.

Les ondes de pression à $2.5f_n$ se propagent avec la célérité du son dans l'eau. Cette vitesse dépend principalement du diamètre de la section, de son épaisseur et du matériau de la conduite. En fonction de ces paramètres, les vitesses changent selon les sections du diffuseur. Nous observons que les vitesses de propagation dans le cône sont très petites, de l'ordre de 20 m/s , ce qui est cohérent, car l'interface eau-vapeur dans le cône diminue sensiblement cette vitesse. Dans les sections du coude cette vitesse augmente à 400 m/s en moyenne à cause de la rigidité des sections (parois épaisses et conduite courte), renforcée par les brides qui connectent le cône et le divergent du diffuseur. La vitesse est plus grande vers le coude externe car la distance que l'onde doit parcourir est plus grande. Les vitesses diminuent ensuite dans le divergent, principalement à cause de déformations latérales des sections rectangulaires vers la sortie du diffuseur. Dans la conduite, une vitesse de propagation d'onde est estimée à l'aide des déphasages de la Figure V.16.18 et vaut environ 1100 m/s qui est une valeur classique dans les conduites droites du circuit.

Dans le but d'exploiter les résultats expérimentaux de vitesses du son obtenus dans le diffuseur et les conduites, une modélisation de la plate-forme No 3 dont les éléments sont remplacés par des conduites équivalentes est effectuée. Les fréquences propres du circuit sont calculées par la méthode des impédances, voir [31], [54]. Un schéma du circuit et de la modélisation de ses éléments est montré en Annexe B. La Figure V.16.19a représente les fréquences propres obtenues au niveau du diffuseur sur une plage de fréquences allant de 0 à 50 Hz. Les minima de l'impédance correspondent aux fréquences propres du circuit puisque les conditions limites imposent une impédance nulle au réservoir. Nous observons premièrement que l'excitation du vortex cavitant à $0.375f_n$ ou 4.7 Hz ne fera pas entrer la plate-forme en résonance. Une des fréquences propres se distingue à $f_p = 33$ Hz, bien définie et distante de deux autres fréquences voisines. Cette fréquence est proche de celle obtenue expérimentalement à $2.5f_n$ ou 31.25 Hz. La représentation du module de l'impédance en fonction des dimensions du circuit, Figure V.16.19b, permet d'esquisser le mode propre à 33 Hz dans tout le circuit. Nous observons sur ce mode propre des noeuds de pression à $x = 0$ et 3 m et un ventre à $x = 2$ m, alors que la longueur équivalente du diffuseur a été estimée à 2.6 m, voir aussi la Figure V.16.19c. La position du ventre de ce mode se trouve donc au voisinage du coude du diffuseur. La comparaison entre les spectres d'amplitude de fluctuations de pression mesurés dans le diffuseur, voir Figure V.16.2, et les résultats du calcul des fréquences propres confirment que ces fluctuations correspondent bien à la réponse du système hydraulique à $f_p = 33$ Hz. De plus, il y a une bonne concordance entre les mesures et le calcul à propos de la localisation du maximum d'amplitude dans le diffuseur à $2.5f_n$, qui a été identifié à $x = 2$ m et qui correspond au coude du diffuseur à la section S6.5. Un noeud de pression au pied du réservoir aval est aussi observé dans les mesures. D'après ces résultats nous avons mis en évidence une fréquence propre du système hydraulique. Une autre indication se trouve dans le fait que dans la conduite amont, les capteurs placés sur une longueur totale de 2 m, enregistrent des fluctuations à $2.5f_n$ d'amplitudes similaires, voir Figure V.16.17. Ce tronçon se trouve entre les positions $x = 6$ et 8 m et on peut imaginer à l'aide de la Figure V.16.19b, en observant le mode dans les conduites, que sur cette distance les amplitudes des fluctuations ne varient pas beaucoup.

Ce résultat peut être interprété comme ceci : l'origine des fluctuations de pression à $2.5f_n$ n'est pas identifiable, leur fréquence n'est pas un multiple de la fréquence du vortex, et elle n'est pas une fréquence résultant des interactions entre le vortex et les éléments fixes ou mobiles de la turbine. L'origine des fluctuations de pression à $2.5f_n$ est sujette à 2 interprétations possibles : la première explique l'apparition de ces phénomènes par un couplage fluide-élasticité du vortex, introduisant des fluctuations à haute fréquence dans le diffuseur ; la deuxième fait entrer en jeu une interaction vortex-coude pouvant être assimilée à un excitateur sur une bande de fréquences élevées.

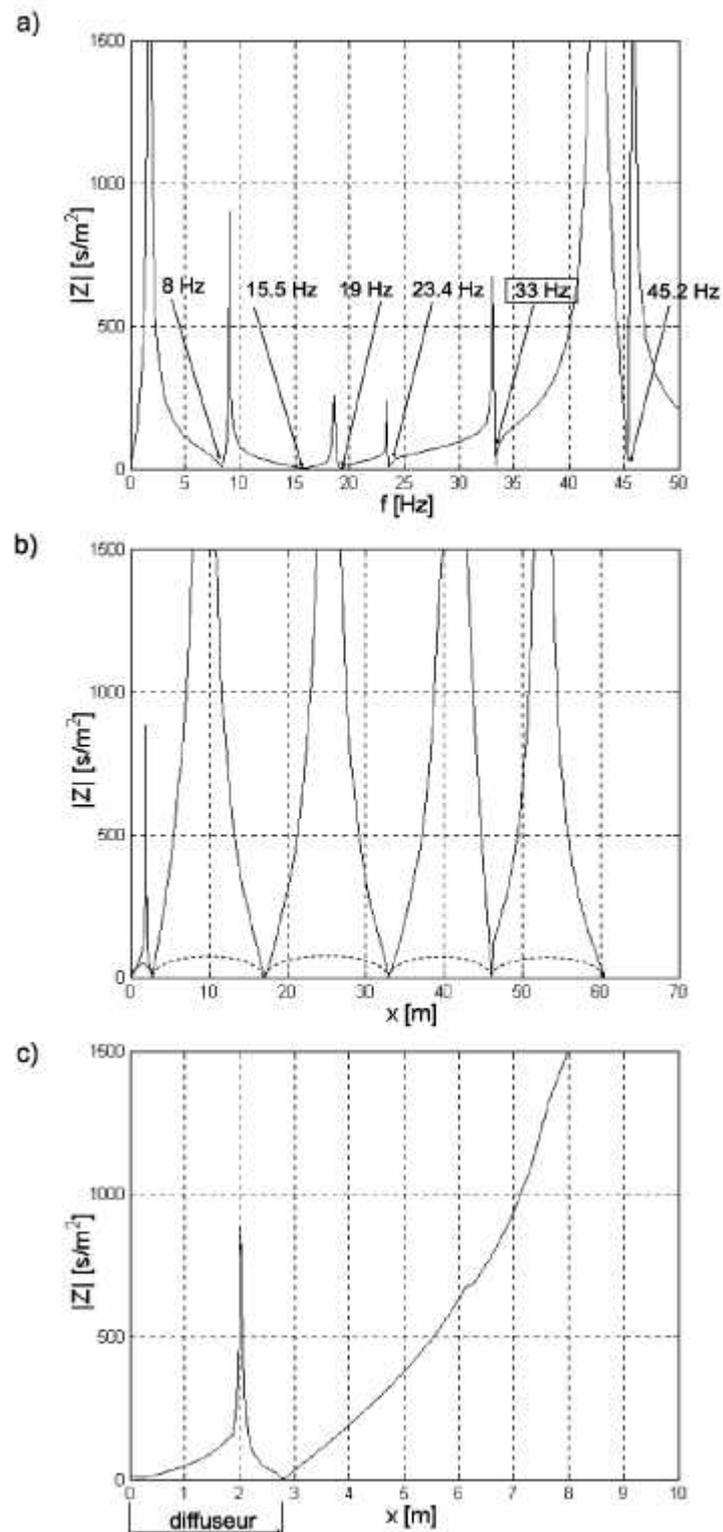


FIG. V.16.19: a) fréquences propres de la plate-forme No 3, b) module de l'impédance en fonction des dimensions de la plate-forme à 33 Hz avec schéma du mode propre c) module de l'impédance en fonction de la longueur du diffuseur à 33 Hz.

16.4 Synthèse et conclusion

Le champ de pression fluctuant créé à ce régime de fonctionnement est très complexe, à cause notamment de l'interaction du vortex de grand volume de vapeur avec le diffuseur coudé. Une fois de plus, nous avons mis en évidence la participation du coude dans la création de fortes fluctuations de pression. Nous avons démontré que le coude est source de fortes oscillations de pression à une fréquence de $2.5f_n$. Ces fluctuations sont modulées par le vortex. Elles se propagent avec la vitesse du son depuis le coude vers l'aval et vers l'amont du diffuseur en passant dans le circuit hydraulique. C'est une oscillation très dangereuse pour l'installation.

L'estimation des vitesses de propagation obtenues à l'aide des mesures de pression et qui évoluent par rapport aux sections du diffuseur, sont très utiles lors de la modélisation de celui-ci dans une installation hydraulique, car une vitesse du son qui tient compte de la capacité de la torche peut être associée directement à un tronçon du diffuseur dans la modélisation d'un système à paramètres répartis par exemple, voir [7].

A la fréquence de rotation du vortex f_T , nous avons mis en évidence et démontré que le champ de pression purement tournant en sortie de roue est déformé par une composante synchrone et axiale à la même fréquence du vortex. Cette pulsation modifie les amplitudes des fluctuations sur la périphérie du cône et provoque des variations de la vitesse de phase du vortex lors de sa rotation. Cette composante synchrone, qui est une excitation pour le système hydraulique, n'est pas dans notre étude une fréquence dangereuse.

Chapitre 17

Vortex à σ moyen

17.1 Introduction

Le point de fonctionnement à traiter dans cette section est celui qu'on a nommé PF14, dont le vortex de débit partiel avec phase vapeur est influencé par le niveau de pression en aval de la machine sous la pression atmosphérique. Le nombre de Thoma σ à ce point de fonctionnement impose un volume de vortex cavitant plus petit que celui qui a été étudié dans la section précédente, modifiant ainsi le champ fluctuant qui se crée dans le diffuseur par rapport au cas étudié précédemment à très bas σ .

La Figure V.17.1 représente des enregistrements temporels dans les 5 premières sections du diffuseur selon le chemin 4 de la Figure V.16.2. Sur les 10 secondes d'enregistrement, nous observons des fluctuations de pression très périodiques introduites par la rotation du vortex cavitant. La forme et les amplitudes de ces fluctuations sont différentes selon les sections du diffuseur.

Lors de la mise en évidence des fréquences caractéristiques à la Section 15.2, nous avons vu que pour les plages de fréquence allant au-delà de $2f_n$, aucun autre phénomène n'a été signalé.

17.2 Analyse à la fréquence du vortex f_T

La Figure V.17.2 montre l'évolution des amplitudes de fluctuations de pression selon 4 chemins dans le diffuseur. Nous observons des raies à la fréquence de rotation du vortex à $0.3f_n$ et à leurs harmoniques. A la section de sortie de roue S1.3, les fluctuations ne présentent que 2 harmoniques de faibles amplitudes, ce qui explique qu'elles aient une allure très sinusoïdale à la fréquence du vortex. Dans les sections du coude, on remarque l'existence de jusqu'à 6 harmoniques, ce qui indique que les fluctuations de pression sont périodiques et non sinusoïdales. L'observation section par section montre l'atténuation de ces fluctuations à la sortie du coude.

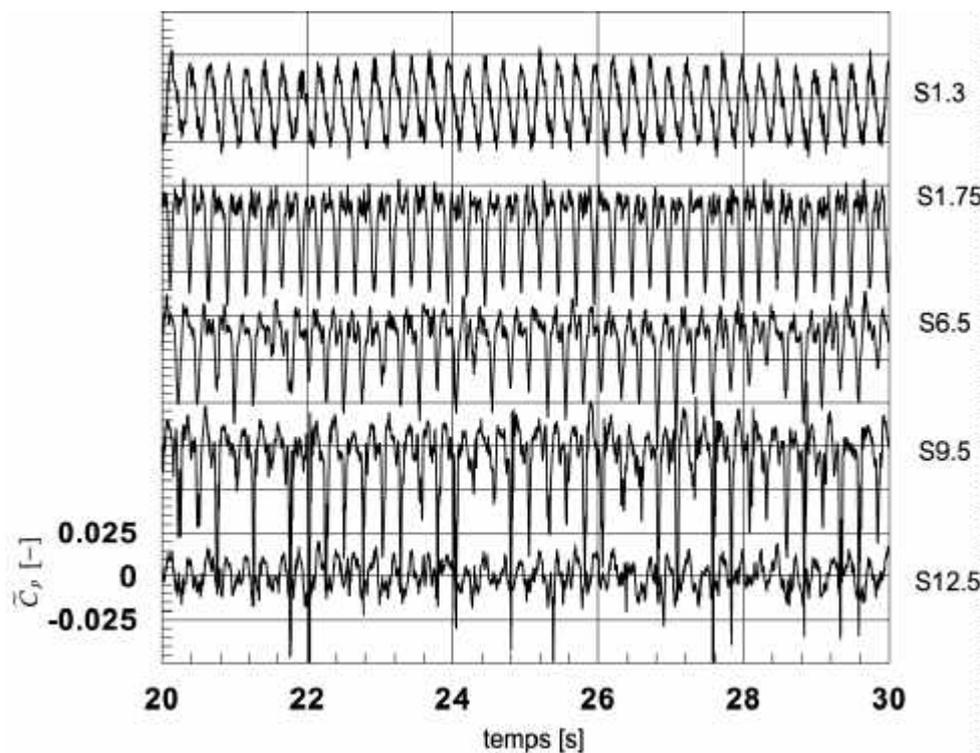


FIG. V.17.1: Enregistrement de signaux de pression dans les 5 premières sections du diffuseur. Point de fonctionnement PF14.

17.2.1 Moyennes de phase

La moyenne de phase est obtenue par la synchronisation des mesures avec un capteur de référence à la section S1.3, qui enregistre le passage du vortex. Les mesures effectuées permettent de moyennner plus de 1000 tours de vortex. La Figure V.17.3 montre les résultats de moyenne de phase dans le cône et le coude et la Figure V.17.4 les résultats dans la partie divergente du diffuseur. Pour une meilleure visualisation de l'allure des fluctuations, le signal moyenné est répété 3 fois. À gauche, nous avons la représentation d'un signal par section, suivant une ligne génératrice, et à droite, la représentation en cascade de tous les résultats selon la convention de la Figure II.5.1.

Ces moyennes de phase permettent de donner une première description du champ de pression fluctuant produit par la rotation du vortex. Nous observons que les fluctuations de pression ont des allures différentes, dont les formes dépendent des premières harmoniques du signal. Les amplitudes de fluctuations dans le cône et le coude, Figure V.17.3, sont du même ordre de grandeur à l'exception de celles de la section S12.5 à la fin du coude.

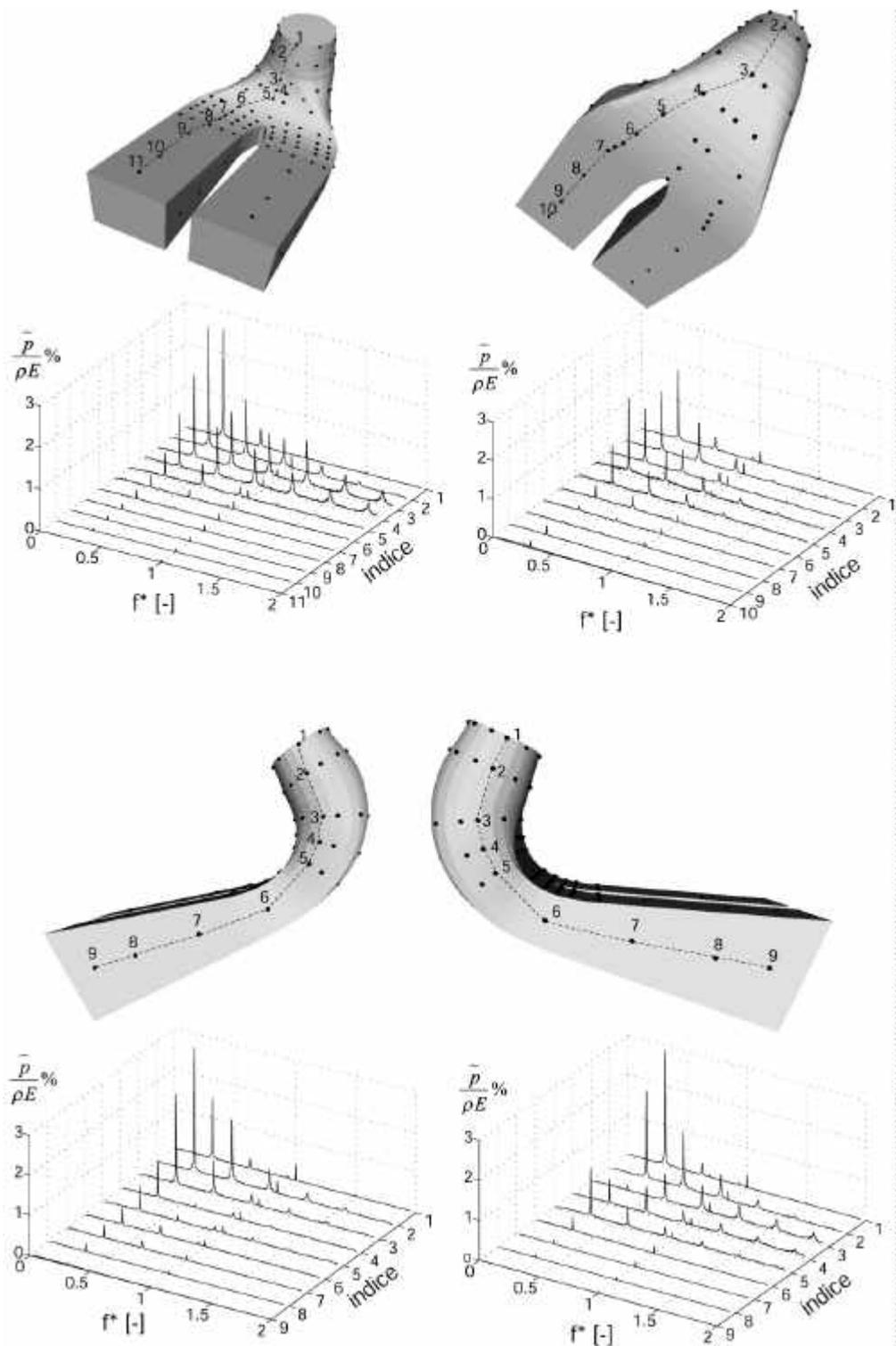


FIG. V.17.2: Fluctuations de pression à travers le diffuseur selon 4 chemins. Point de fonctionnement $PF14$.

Dans les deux premières sections du cône, $S1.3$ et $S1.75$, la représentation en cascade montre des déphasages angulaires entre les signaux en fonction de la position de la mesure. Le déphasage entre ces signaux n'est pas tout à fait constant. Nous observons un léger creux et un sommet en suivant les fluctuations à travers la cascade. Cela implique une vitesse de rotation du vortex qui varie légèrement, voir Section 17.2.2. Dans les sections du coude, $S6.5$, $S9.5$ et $S12.5$, les déphasages entre signaux ne sont pas du tout constants mais ils suivent l'ordre défini par le sens de rotation du vortex.

Grâce à ces résultats (Figure V.17.3 gauche), une description du champ de pression fluctuant, au moins dans les premières sections du diffuseur, peut être donnée : les minima des fluctuations correspondent au passage du vortex le plus proche du capteur, puisque les plus bas niveaux de pression entourent le vortex dans une section. Le signal dans la première section $S1.3$ a une forme sinusoïdale car le cœur du vortex tourne tout près de l'axe de la roue dans cette section. Cela explique également le niveau des fluctuations dans cette section qui sont plus faibles que celles observées dans les autres sections, car le vortex tourne loin de la périphérie de la section $S1.3$. Dans la deuxième section $S1.75$, le niveau des fluctuations croît de presque 30%. Cela indique que le vortex passe près des parois du cône à cette section. En outre, le passage du vortex provoque une chute suivie d'une augmentation de pression très brusque, suivie ensuite d'une durée plus longue de la partie positive de la fluctuation. Cela est dû au fait qu'à cette section, les zones de basse pression sont plus petites par rapport au reste du champ de pression ; la rotation de ce champ de pression provoque les fluctuations observées, voir aussi le Chapitre 18.

La Figure V.17.4 montre la décroissance des fluctuations dans les sections autour de la pile, dans la partie supérieure du divergent. La vorticité qui provoquait les déphasages des signaux dans les premières sections disparaît et les signaux commencent à être en phase.

La Figure V.17.5 représente une carte avec les valeurs de phase des signaux de pression, extraites des moyennes de phase. La position des mesures est illustrée par des cercles. Cette figure montre clairement comment les fluctuations de pression pariétales se déplacent dans le diffuseur. Un front d'onde se déplace dans la direction diagonale et dans le sens de rotation du vortex. Des isovaleurs aident à mieux mettre en évidence ce phénomène.   l'entrée des canaux du divergent, la vorticité décroît et une propagation à travers le canal droit se dessine. Au canal gauche, il est difficile d'établir une direction de propagation.

  ce jour, il manque des mesures de champs de vitesse et de pression à débit partiel dans quelques sections complètes du diffuseur, pour les comparer à nos mesures de pression pariétales et confirmer ce qui a été décrit ci-dessus. Néanmoins, une très grande similitude de comportement a été observée grâce à un calcul numérique simulant la rotation d'un vortex à faible débit, comme on le verra au Chapitre 18.

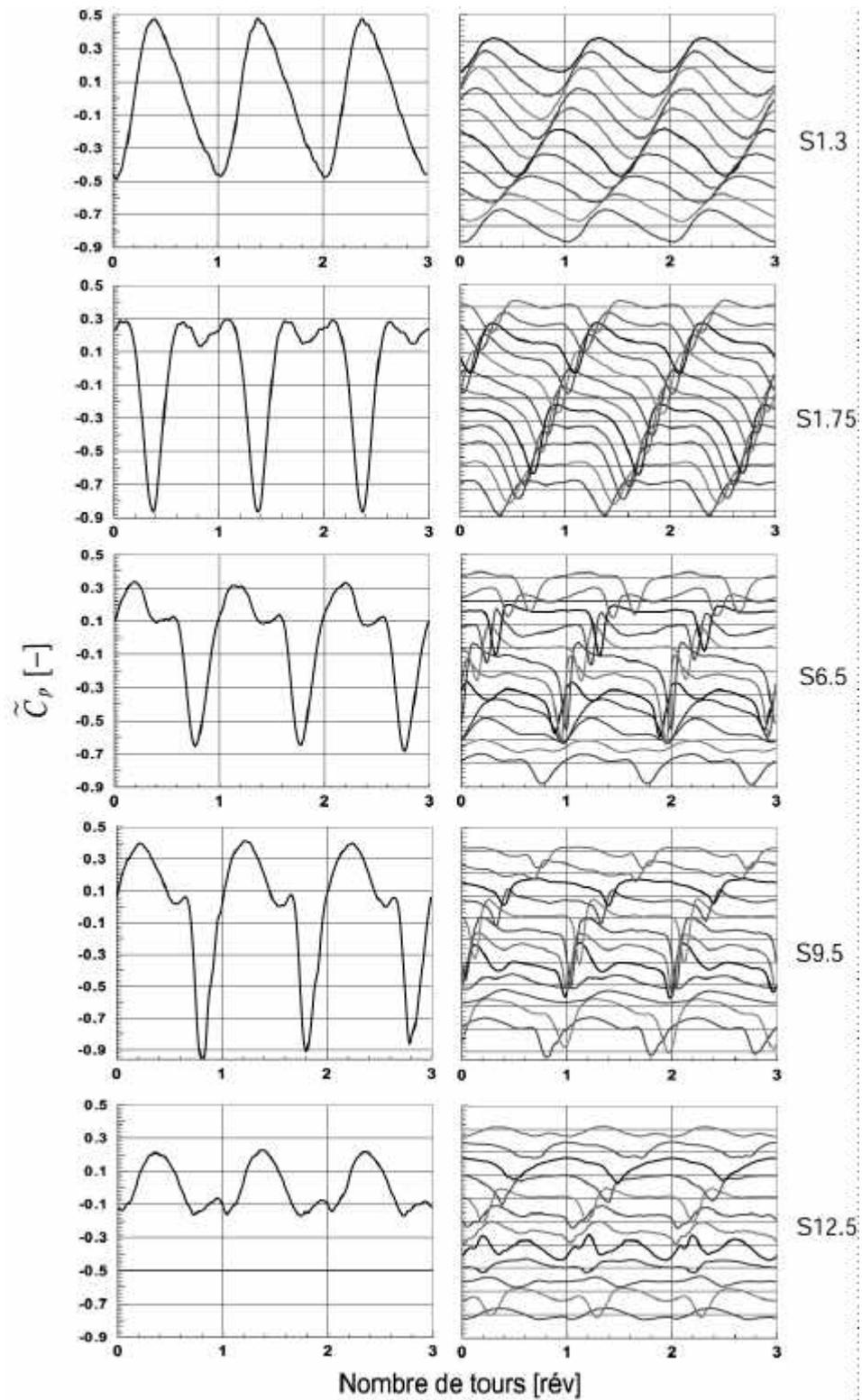


FIG. V.17.3: Moyennes de phase dans les 5 premières sections du diffuseur. PF14.

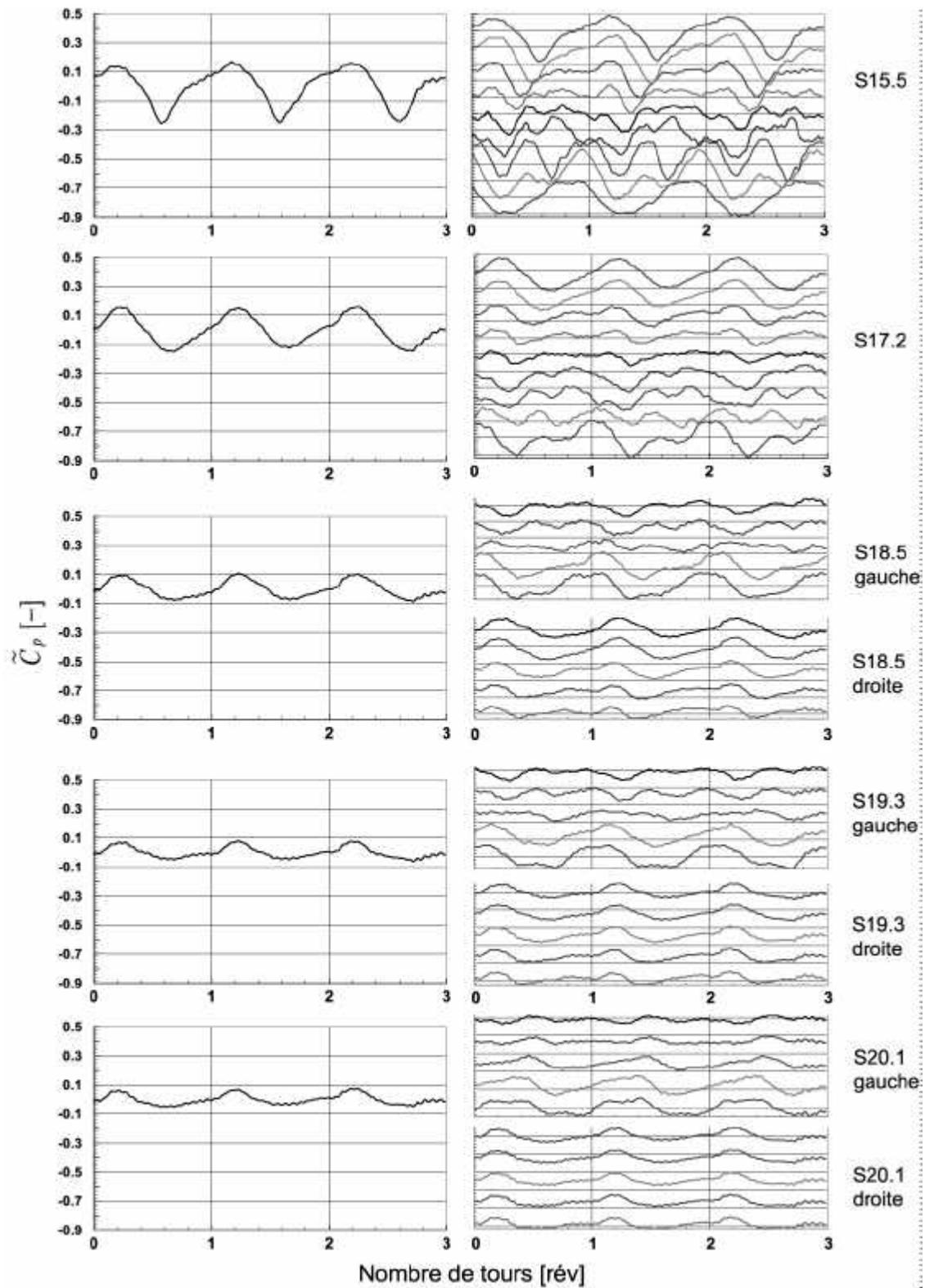


FIG. V.17.4: Moyennes de phase dans les sections du divergent du diffuseur. PF14.

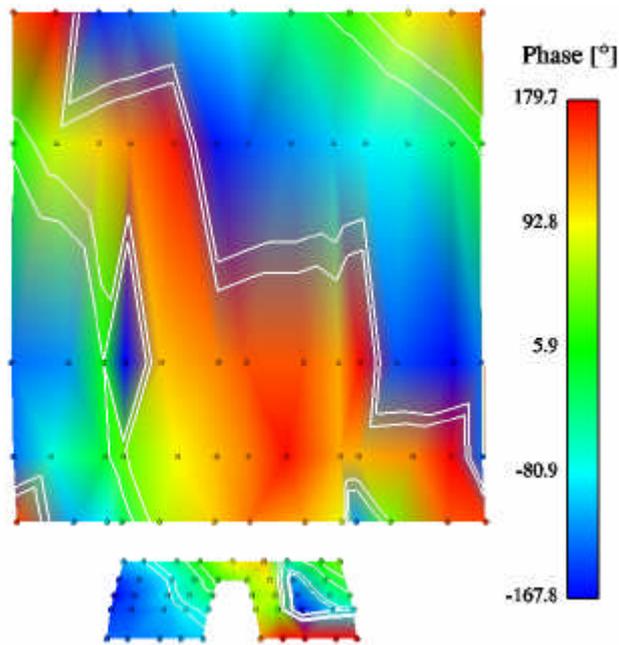


FIG. V.17.5: Représentation de la phase absolue des signaux moyennés. PF14.

17.2.2 Champ de pression fluctuant en sortie de roue

L'instrumentation des deux sections du cône, $S1.3$ et $S1.75$, permet l'étude détaillée du champ de pression fluctuant créé par le vortex en sortie de roue. La Figure V.17.6 montre les moyennes de phases, répétées 3 fois, dans les 2 sections citées. Les fluctuations de pression sont représentées en cascade en respectant les échelles d'amplitude et selon le sens de rotation du vortex. A la section $S1.3$ les signaux sont périodiques et d'allure sinusoïdale. A la section $S1.75$ les signaux sont périodiques et se composent de plusieurs harmoniques.

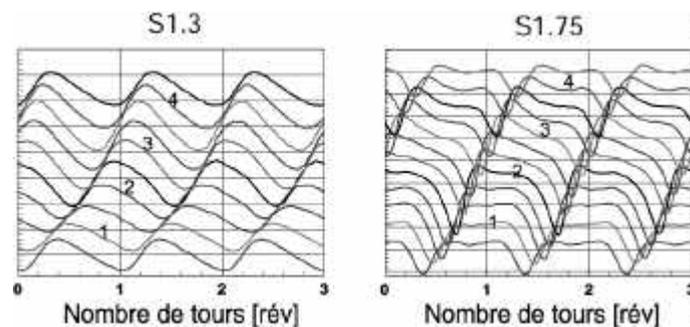


FIG. V.17.6: Représentation en cascade de moyennes de phase dans les 2 sections du cône. PF14.

Les mêmes analyses que celles décrites au Chapitre 16 sont appliquées ici. La Figure V.17.7 montre l'évolution de l'amplitude des fluctuations et de la phase dans la section S1.3 en fonction de la position du capteur dans la section. Selon la courbe de phases, le mouvement du vortex subit une légère accélération suivie d'une progressive décélération, à une fréquence de rotation qui reste constante. La droite qui devrait représenter une rotation de vortex à vitesse de phase constante est superposée aux mesures. Ces résultats montrent que le champ de pression fluctuant provoqué par la rotation du vortex n'est pas uniforme en sortie de roue. L'incorporation d'éléments asymétriques, notamment un coude, fait que le champ fluctuant, qui devrait être purement tournant en sortie de roue, ne soit plus constant et devienne désaxé.

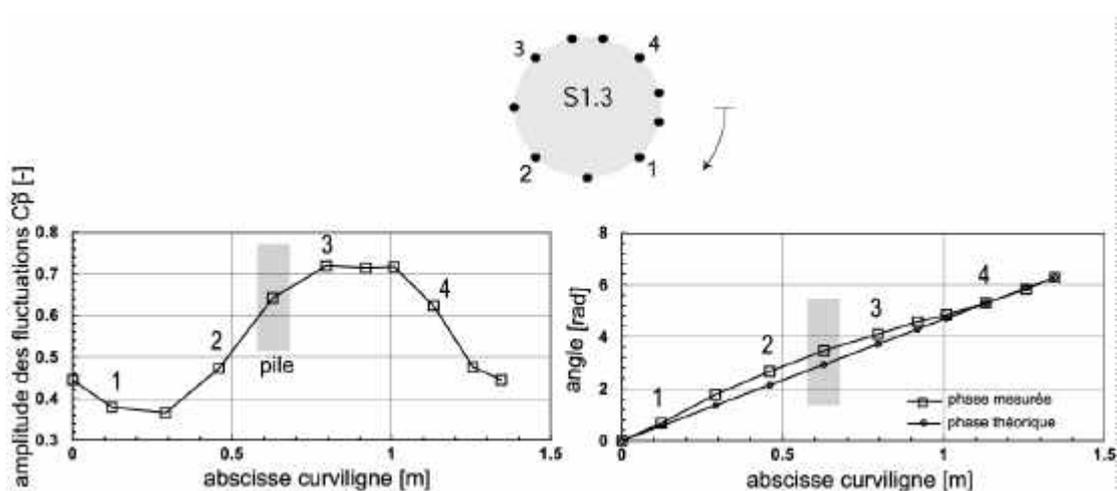


FIG. V.17.7: Amplitudes et déphasages des fluctuations en fonction de la position de la mesure dans la section S1.3.

Il est possible de séparer les oscillations de pression pariétale en un champ purement tournant et en un autre champ synchrone dans le domaine temporel, avec la décomposition en séries de Fourier des moyennes de phase, selon la méthode proposée en Annexe A.3.4. Dans le domaine fréquentiel cette décomposition est faite avec la méthode des phaseurs. Le résultat de cette décomposition est observé à la Figure V.17.8. La décomposition dans le temps montre les composantes purement tournantes pour 4 signaux placés à 90° l'un par rapport à l'autre dans la section S1.3, ainsi que les composantes restantes qui sont en phase entre elles et que l'on appelle les composantes synchrones de pression. Dans le domaine fréquentiel, la représentation des signaux avec leurs modules et phases absolues, représentés dans le cercle polaire, donnent un phaseur tournant, dont le module est le rayon du cercle, et un phaseur synchrone qui va de l'origine au centre du cercle. Nous observons exactement les mêmes résultats en utilisant les 2 méthodes.

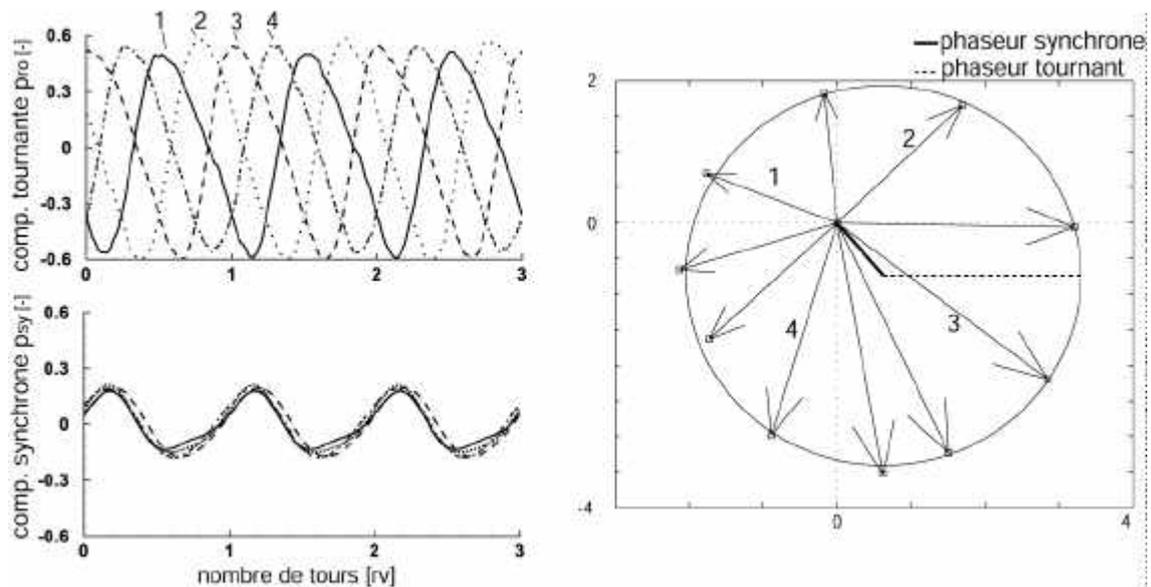


FIG. V.17.8: Décomposition en champ tournant et synchrone. A gauche dans le domaine temporel et à droite dans le domaine fréquentiel. Section S1.3

La Figure V.17.9 montre que les niveaux des fluctuations à la section S1.75 sont plus élevés que ceux de la section S1.3. Les phases mesurées en fonction de la position des capteurs dans la section S1.75 montrent qu'il y a d'abord une décélération progressive de la vitesse de la torche suivie d'une accélération, avec un temps total de parcours constant. La décomposition du champ de pression dans le domaine temporel et fréquentiel, Figure V.17.10, montre 4 composantes tournantes pour des signaux placés à 90° l'un par rapport à l'autre. La décomposition dans le temps est faite avec 3 harmoniques. Nous observons que la composante synchrone n'est plus régulière et présente aussi des harmoniques. Ces résultats montrent que le champ de pression fluctuant dans cette section devient moins uniforme que dans la première section. Le maximum d'amplitude de fluctuation se produit quand l'onde synchrone est en phase avec l'onde tournante. En comparant les phaseurs synchrones dans les deux sections du cône, on observe un décalage de phase, ce qui montre qu'il y a un mouvement axial.

Ces méthodes ne sont plus applicables aux autres sections du coude puisque les sections ne sont plus circulaires et le mouvement de rotation du vortex est plus complexe que dans le cône.

Nous obtenons des résultats très similaires à ceux étudiés dans le chapitre précédent. Les analyses et commentaires du champ de pression fluctuant à la fréquence du vortex f_T relatifs au régime de fonctionnement PF13 sont aussi valables ici. Les différences observées entre ces deux régimes concernent l'amplitude de la composante tournante et synchrone.

Ces composantes sont plus grandes au régime *PF14*.

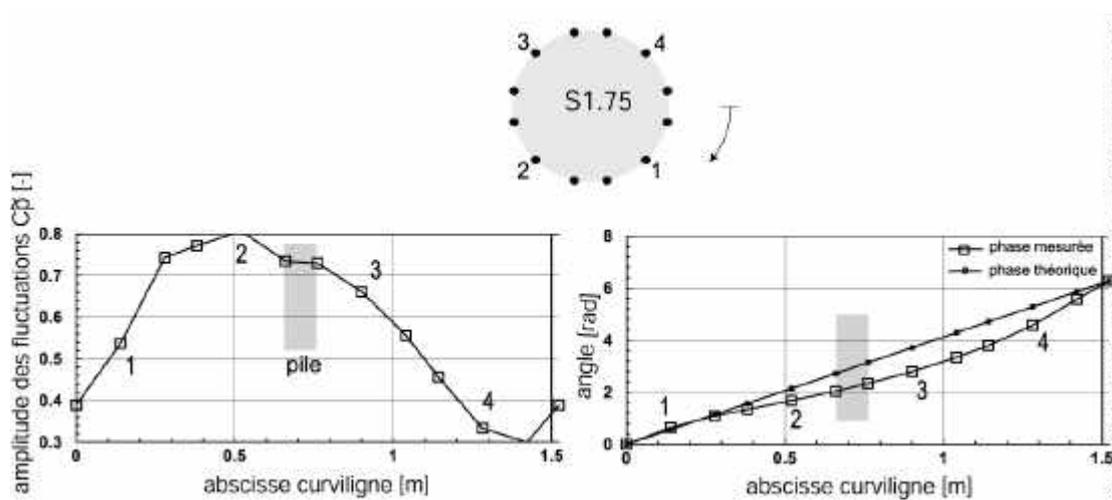


FIG. V.17.9: Amplitudes et déphasages des fluctuations en fonction de la position de la mesure dans la section S1.75.

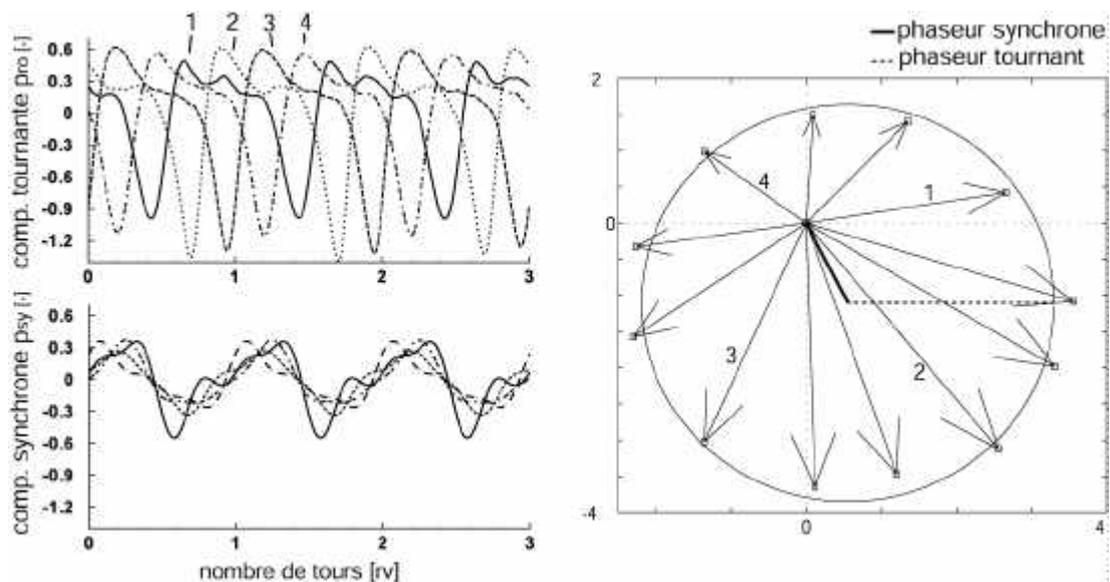


FIG. V.17.10: Décomposition en champ tournant et synchrone. A gauche dans le domaine temporel et à droite dans le domaine fréquentiel. Section S1.75.

17.3 Synthèse et Conclusion

Le volume de vapeur du vortex présent dans ce point de fonctionnement à débit partiel PF14 est plus petit que celui observé au régime PF13. Le champ de pression fluctuant est complètement différent de celui étudié précédemment. Il est composé uniquement d'oscillations à la fréquence de rotation du vortex et aucune autre interaction entre le vortex et le diffuseur n'a été décelée à d'autres fréquences. La composante synchrone extraite des signaux de moyenne de phase possède une amplitude plus élevée que celle obtenue à bas σ , c'est la seule composante qui pourrait exciter le système hydraulique. Dans le cas étudié, elle ne représente pas de danger pour l'installation.

Chapitre 18

Vortex à σ élevé

18.1 Introduction

Ce point de fonctionnement, qu'on a appelé PF15, est obtenu par l'augmentation du nombre de Thoma σ dans la plate-forme, suffisamment pour faire disparaître la phase vapeur du vortex. Par conséquent, le vortex n'est plus visible, mais la vorticité est toujours présente. Le but de ces mesures est la construction d'une base de données expérimentale pour valider les calculs numériques à faible débit et monophasiques.

La Figure V.18.1 montre un court enregistrement des fluctuations de pression dans les 5 premières sections du diffuseur. Nous observons une grande ressemblance avec les signaux enregistrés au point de fonctionnement PF14 avec phase vapeur, Figure V.17.1. L'influence d'un nombre de Thoma σ élevé sur l'amplitude et sur la fréquence du vortex, n'est pas importante. Les résultats obtenus au Chapitre 17 sont donc très similaires à ceux du régime à étudier ici.

Dans cette section nous allons étudier le champ fluctuant de pression obtenu par les mesures pariétales en les mettant en relation avec des résultats d'un calcul numérique fait par Mauri [26].

18.2 Présentation du calcul

Le profil de vitesse à la sortie de la roue n'a pas été mesuré dans le modèle étudié. Un profil obtenu par LDA à la sortie de la roue d'une machine similaire est utilisé, voir Blommaert [6]. Ces mesures sont faites à 70% du débit du point de fonctionnement optimal ($H = 15\text{ m}$, $Q = 0.37\text{ m}^3/\text{s}$), en présence et en absence de vapeur dans le vortex. Les profils de vitesse selon ces 2 cas s'avèrent assez similaires. Les conditions de vitesse d'entrée pour le calcul est interpolé à partir des profils de moyenne de phase à la fréquence de précession ($0.224f_n$) obtenus sur le rayon de la section de sortie de la roue. C'est un calcul sans phase vapeur. Le profil de vitesse obtenu, Figure V.18.2, tourne à la fréquence de rotation du

vortex dans le calcul.

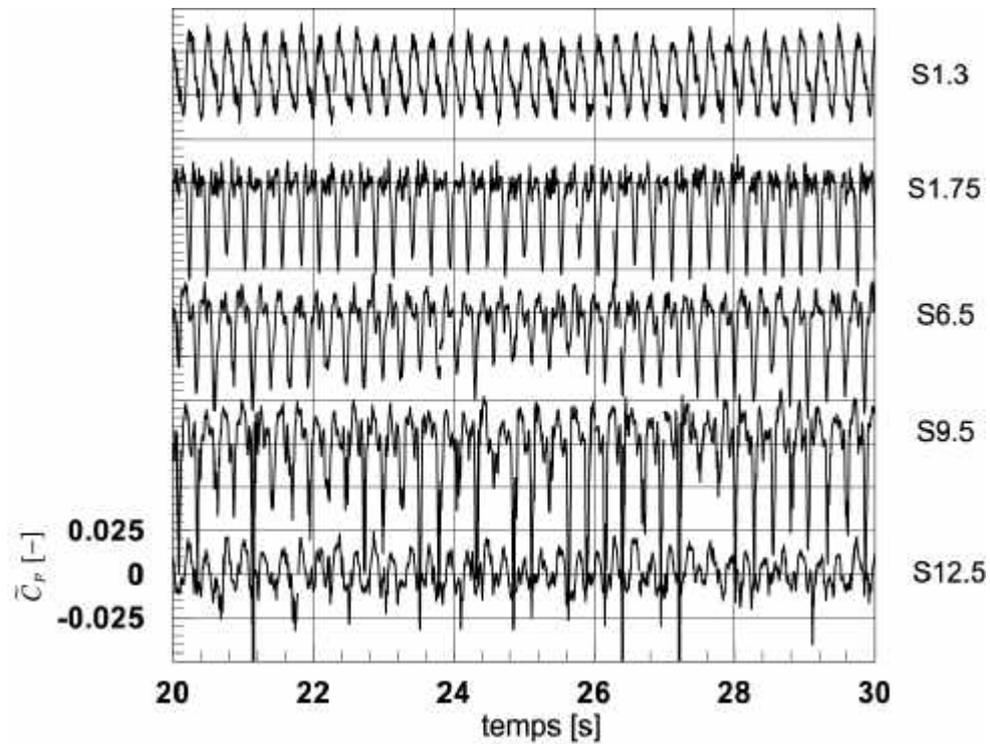


FIG. V.18.1: Enregistrement de signaux de pression dans les 5 premières sections du dif-fuseur. Point de fonctionnement PF15.

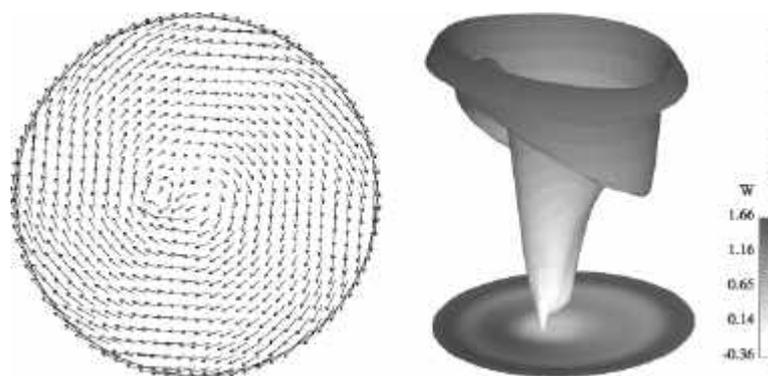


FIG. V.18.2: Conditions d'entrée. A gauche la composante tangentielle et à droite la composante axiale.

18.3 Description

La Figure V.18.3 illustre quelques vues du champ fluctuant pariétal obtenu dans ce calcul à un instant donné. Nous observons que le passage du vortex génère sur les parois un train d'ondes (front positif suivi d'un front négatif) qui ressemble énormément à celui obtenu dans la Figure V.17.5. On arrive même à distinguer une propagation sur le canal droit (Figure V.18.3c), telle qu'on l'a observée dans l'expérience.

La Figure V.18.4 compare les fluctuations de pression mesurées et calculées aux mêmes endroits dans le diffuseur. Puisque nous n'avons pas le même point de référence au départ du passage du vortex à l'entrée du diffuseur pour la mesure que pour le calcul, nous avons corrigé la phase obtenue par le calcul, de manière à avoir la même référence. Ainsi, la partie fluctuante de la pression est en phase dans la section *S1.3*. Les fréquences des vortex n'étant pas non plus les mêmes, elles ont été adimensionnalisées par le nombre de tours du vortex. Nous observons dans cette section que l'allure de la fluctuation donnée par la mesure et le calcul est assez sinusoïdale. Dans les sections suivantes, nous observons une décroissance très rapide des amplitudes données par le calcul, déjà à la section *S9.5*. La mesure nous montre des niveaux de fluctuation importants jusqu'à la section *S15.5*. Un léger déphasage apparaît clairement dans les sections *S1.75* et *S6.5* entre la mesure et le calcul. Les fluctuations deviennent très petites dans la partie divergente et vers la sortie du diffuseur par rapport aux niveaux des fluctuations de l'entrée.

Afin de comparer les allures des signaux mesurés et calculés dans tous les points du diffuseur, des représentations en cascade sont montrées dans les Figures V.18.5 et V.18.6. Nous avons augmenté l'échelle d'amplitude du calcul à partir de la section *S9.5*. Nous observons une bonne correspondance mesure-calcul dans les 2 premières sections, avec quasiment le même déphasage angulaire des oscillations de pression dans chaque section. Au niveau des sections du coude *S6.5*, *S9.5* et *S12.5*, les correspondances ne sont pas aussi bonnes mais les mêmes tendances sont observées, les phases des signaux suivent le sens de rotation du vortex. Dans les sections de la partie supérieure du divergent on observe une forte diminution de la vorticité (les fluctuations de pression deviennent de plus en plus synchrones), le champ fluctuant de pression résiduel tend à se propager dans le sens de l'écoulement.

Des analogies entre les signaux de pression pariétale expérimentaux et les champs de pression calculés peuvent être identifiés à la Figure V.18.7. Le calcul numérique montre le champ de pression à un temps donné. On voit dans la section *S1.3*, dans le calcul, que les zones de plus basses pressions se trouvent tout près du centre et que le champ de basses pressions et hautes pressions occupent une surface égale sur la section. Il est donc évident que lors de la rotation de ce profil, une oscillation sinusoïdale sera enregistrée par un capteur en périphérie, comme nous le montre le signal à gauche. Dans la section *S1.75*,

le calcul montre que la zone de basses pressions se trouve plus près de la périphérie, ce qui augmente l'amplitude des fluctuations, surtout la partie négative de la fluctuation, comme on peut le voir aussi dans le signal mesuré. La surface des basses pressions dans la section est plus petite que celle des hautes pressions. C'est à cause de cela qu'il y a une chute brusque vers les basses pressions suivie d'une durée plus longue de pressions positives que l'on a observée dans le signal mesuré. Dans les sections suivantes (coude) nous apercevons également des zones de basses pressions qui entourent le vortex et qui sont déphasées selon les sections. Ceci se manifeste également dans les signaux de pression pariétaux mesurés, comme on peut le voir à gauche de chaque image.

18.4 Synthèse et Conclusion

Le vortex sans phase vapeur au point de fonctionnement *PF15* produit un champ de pression fluctuant similaire à celui observé avec phase vapeur au point de fonctionnement *PF14*. L'amplitude et la fréquence du vortex sont très peu modifiées par une valeur de σ élevée. Un calcul d'écoulement monophasique à débit partiel a été comparé avec nos mesures et une très bonne concordance a été observée dans les 2 premières sections du cône. Le champ de pression numérique sur ces 2 sections a permis d'expliquer l'allure des signaux mesurés sur les parois du cône. Bien que les observations dans les autres sections du coude soient plus ou moins en accord avec les mesures, les amplitudes des fluctuations calculées décroissent beaucoup plus rapidement. Déjà dans la section *S6.5* l'amplitude est 70% inférieure par rapport à l'amplitude du signal mesuré. Pour cette raison, ces calculs ne permettent malheureusement pas l'étude des oscillations forcées introduites par le vortex, comme par exemple, la détermination de l'origine des fluctuations synchrones.

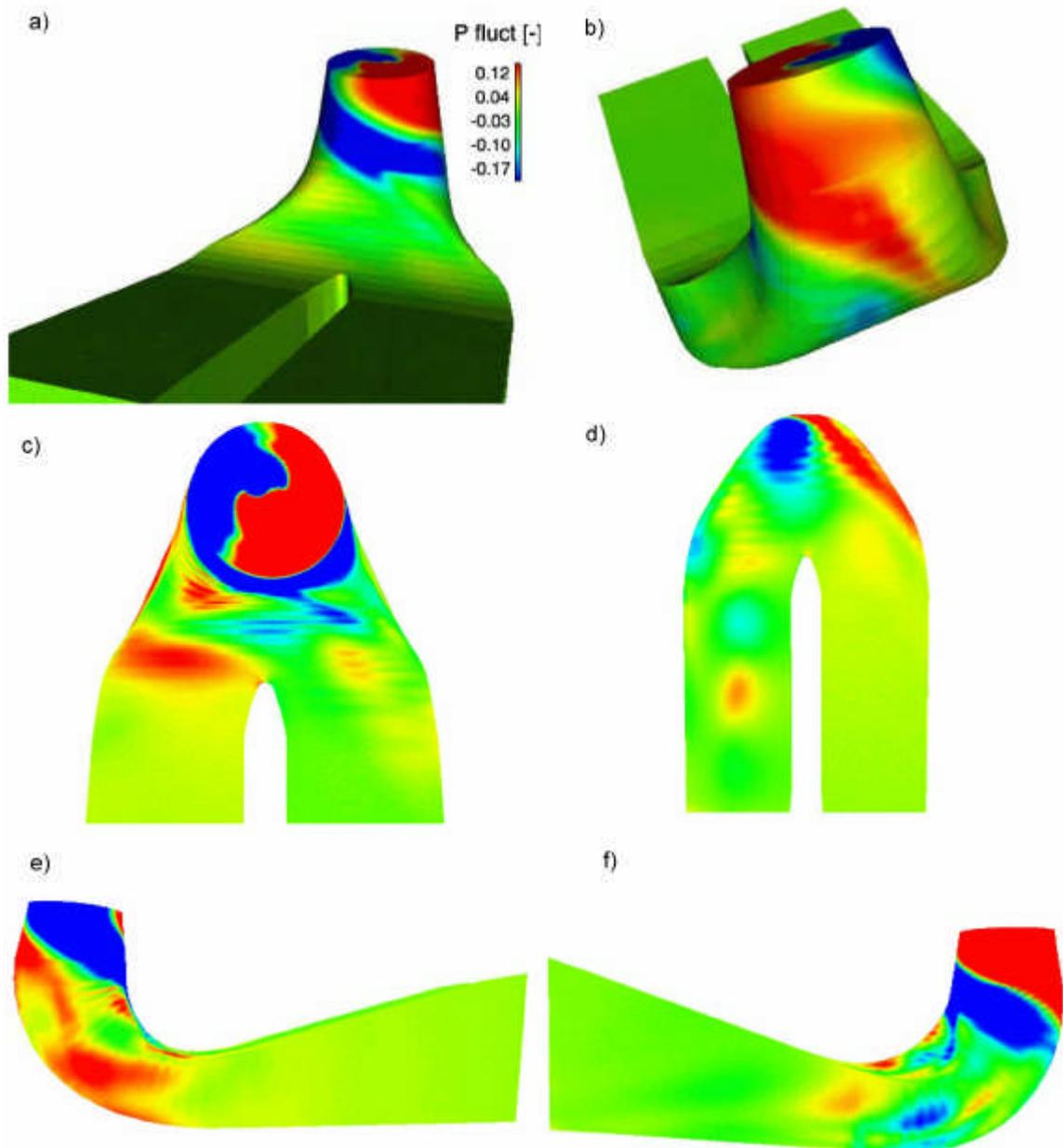


FIG. V.18.3: Champ de pression fluctuant à la fréquence du vortex f_T à un instant donné.

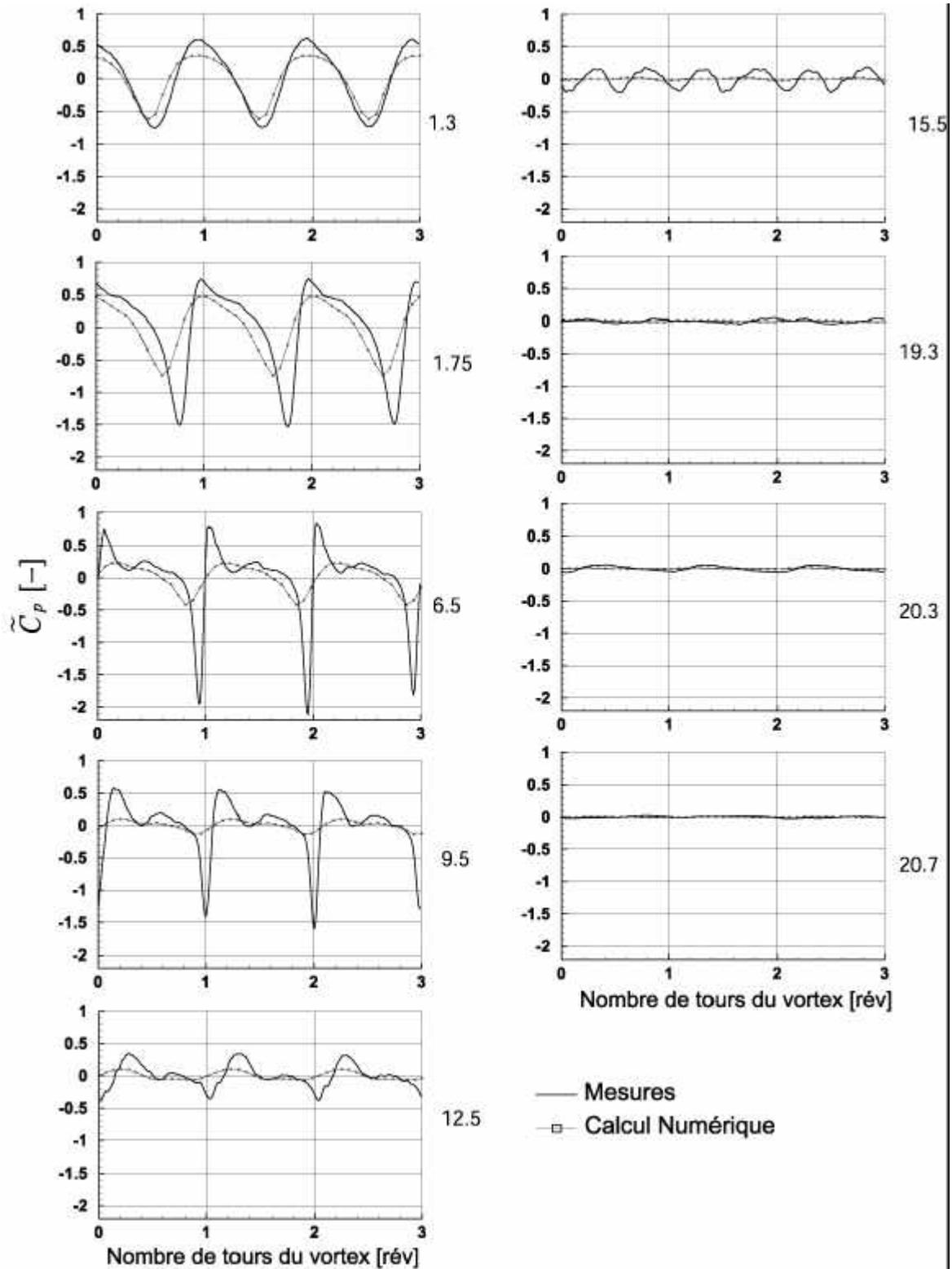


FIG. V.18.4: Comparaisons mesure-calcul à travers les sections du diffuseur.

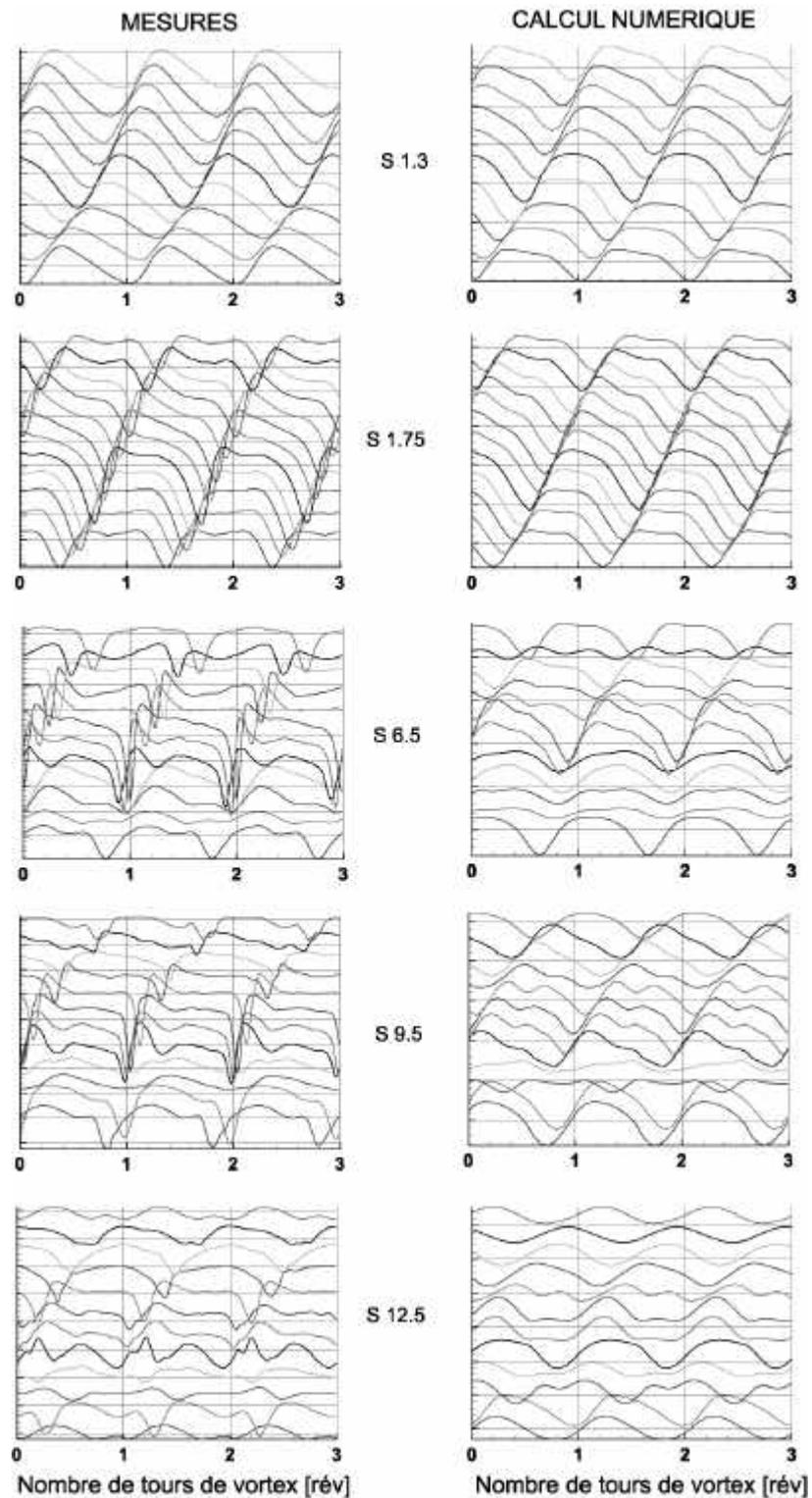


FIG. V.18.5: Comparaisons des moyennes de phase expérimentales et numériques. Représentation en cascade dans les 5 premières sections.

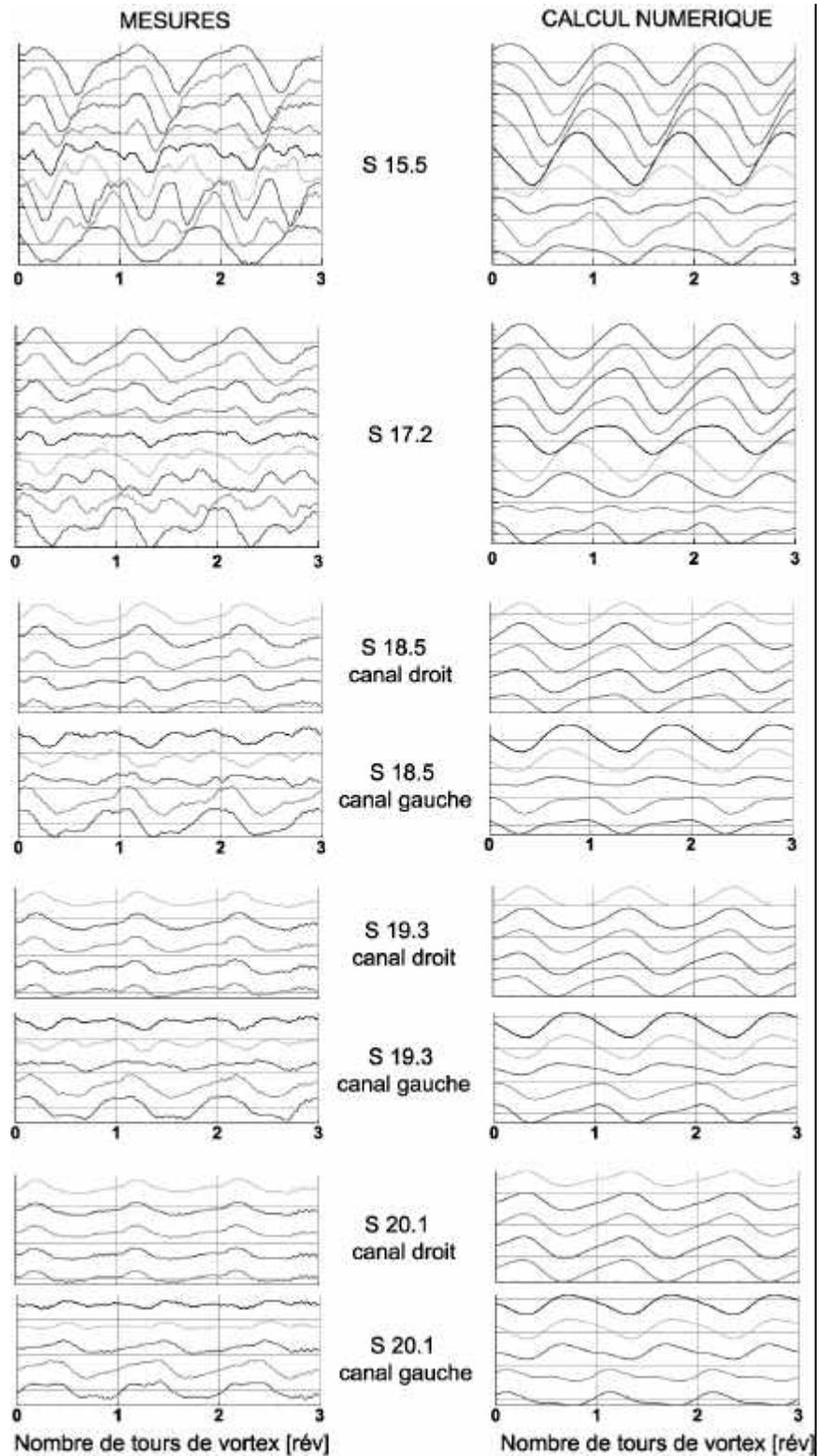


FIG. V.18.6: Comparaisons des moyennes de phase expérimentales et numériques. Représentation en cascade dans les sections du divergent.

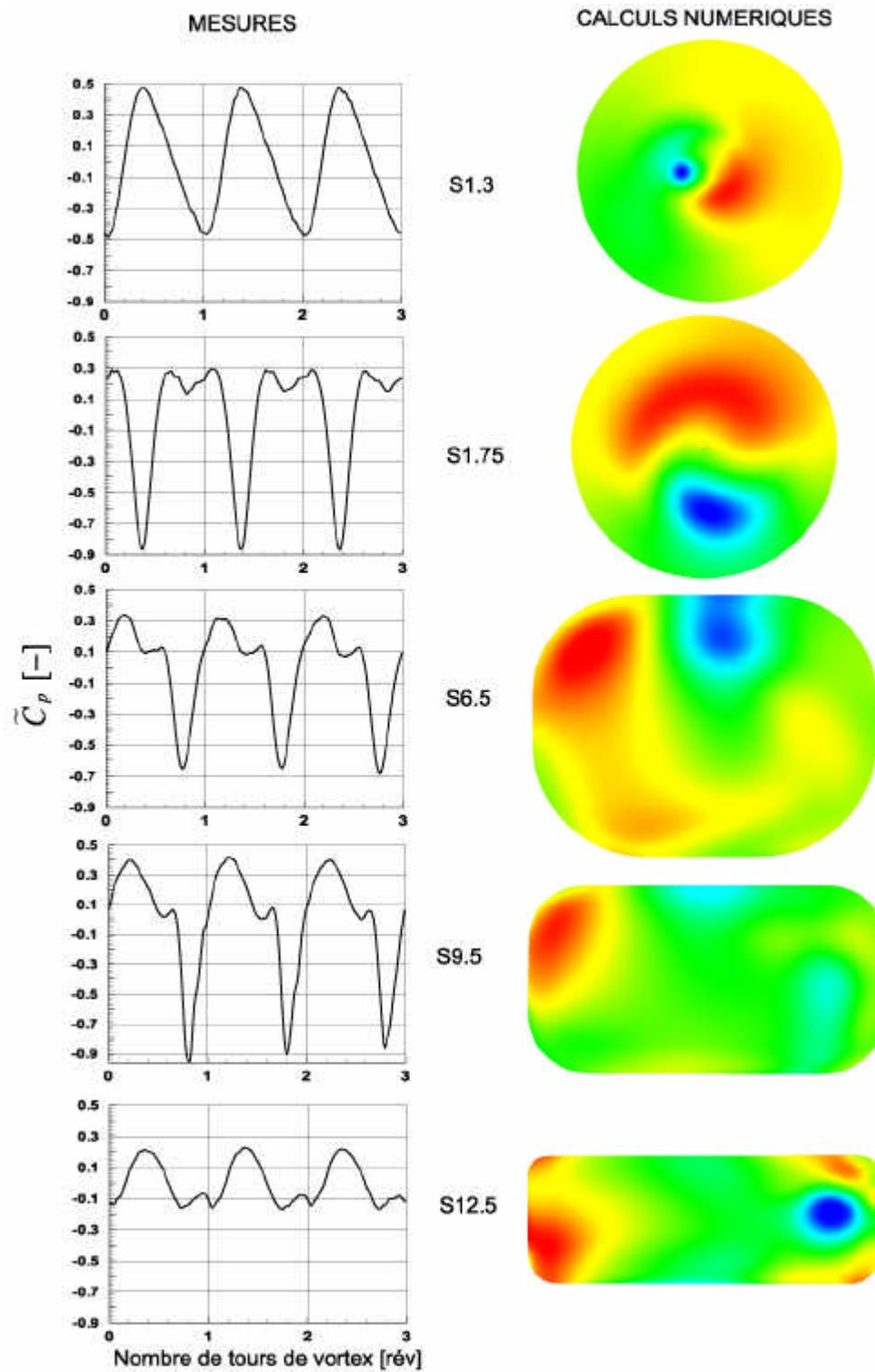


FIG. V.18.7: Interprétation du champ de pression instationnaire dans les 5 premières sections du diffuseur.

Sixième partie

Conclusions et perspectives

Conclusions

Le but de ce travail est d'apporter une contribution à l'augmentation des connaissances et à la compréhension des phénomènes très complexes qui se produisent dans un diffuseur coudé de turbine Francis.

Les mesures de pression ont été effectuées dans un modèle réduit de turbine Francis. La transposition des résultats au prototype n'a pas été étudiée ici.

L'avantage de la technique de mesures de pression systématiques à travers tout le diffuseur est qu'elle permet d'avoir une vision globale des phénomènes hydrodynamiques et acoustiques dans le diffuseur entier, en un temps 'relativement court' par rapport à d'autres techniques de mesures (LDA, PIV) dont la mise en place est plus longue et qui font des mesures localisées. Les mesures de pression ont été possibles grâce à un système d'acquisition *HIP-VXI* qui permet une acquisition simultanée de données sur plus de 100 voies d'acquisition avec une vitesse de transfert élevée.

L'investigation dans le diffuseur a été séparée en deux parties : la première partie concernait l'étude de la chute du coefficient de récupération du diffuseur à l'aide des 6 points de fonctionnement de la machine qui mettaient en évidence cette chute ; la seconde partie concernait l'étude du champ de pression créé lorsque la turbine travaille à débit partiel.

Dans la première partie, l'analyse du champ de pression moyen a mis en lumière une évolution particulière de ce champ selon les 6 points de fonctionnement. Le résultat est qu'il s'ensuit une distribution du débit entre les deux canaux du diffuseur selon le point de fonctionnement. En général, nous avons observé une augmentation notable du débit dans le canal gauche au détriment de celui de droite, entre le point de fonctionnement qui précède et celui qui suit la chute du facteur de récupération du diffuseur. Ce basculement de l'écoulement provoque une augmentation des pertes globales dans le diffuseur. L'origine de cette distribution de débit peut être mise en évidence expérimentalement par des mesures à l'intérieur du diffuseur, car les capteurs de pression en paroi montrent seulement une image du champ de vitesse. Cette distribution est due à une instabilité d'écoulement provoquée par l'apparition d'un vortex qui évolue en fonction du régime de fonctionnement, provoquant le blocage du canal droit.

L'analyse des fluctuations de pression a mis en évidence la présence de structures d'écoulement aléatoires à très basses fréquences (entre 3 et 4 Hz) apparaissant dans le coude (zone d'instabilité) et se propageant près des parois supérieures à travers les canaux du diffuseur. Ces fluctuations évoluent en fréquence et en amplitude selon le régime de fonctionnement. Ce résultat vérifie les prédictions numériques effectuées par Mauri [26].

Le champ de pression fluctuant en sortie de roue a montré la modulation d'un champ tournant avec un champ fixe qui fait apparaître les fréquences caractéristiques : des

fluctuations à la rotation de la roue f_n dues à l'asymétrie axiale de l'écoulement (roue déséquilibrée, influence du bec de bêche), des fluctuations dues aux interactions rotor-stator, d'une part due au sillage des aubes ($17f_n$) et d'autre part due aux directrices de la machine ($20f_n$).

Dans la deuxième partie nous avons étudié l'influence du nombre de Thoma σ sur le champ de pression fluctuant pour 3 points de fonctionnement à débit partiel. Pour les cas étudiés, nous avons mis en évidence et démontré l'existence d'une composante synchrone axiale, à la même fréquence du vortex, qui est induite par une perturbation spatiale du champ tournant (précession du vortex). Cette composante provoque des variations de la vitesse de phase du vortex, accélération et décélération et vice-versa, lors de sa rotation.

A faible σ le volume de vapeur du vortex interagit fortement avec le diffuseur coudé, augmentant la complexité du champ de pression. Nous avons mis en évidence une source d'excitation du champ de pression dans le coude du diffuseur à une fréquence de $2.5f_n$. Les fluctuations engendrées par cette excitation sont modulées par le vortex et elles se propagent avec une vitesse d'onde suivant deux directions, depuis le coude vers le circuit et depuis le coude vers la sortie du diffuseur. La vitesse de propagation des oscillations de pression dans le diffuseur présente un profil qui a été déterminé expérimentalement et qui peut être transposable à d'autres modèles. Ce profil de vitesse a été intégré dans la modélisation du circuit par la méthode des impédances pour la détermination des fréquences propres de l'installation. Le résultat de cette simulation montre une fréquence dangereuse proche à $2.5f_n$. Une inspection du mode propre créé à cette fréquence montre une bonne analogie avec les fluctuations de pression observées dans le diffuseur et dans la conduite amont, principalement dans la localisation des plus grandes fluctuations qui se situent au niveau du coude. Nous avons mis en évidence une fréquence propre du système hydraulique.

L'origine des fluctuations de pression à $2.5f_n$ est sujette à 2 interprétations possibles : la première explique l'apparition de ces phénomènes par un couplage fluide-élasticité du vortex introduisant des fluctuations à haute fréquence dans le diffuseur ; la deuxième fait entrer en jeu une interaction vortex-coude pouvant être assimilée à un excitateur sur une bande de fréquences élevées.

Au point de fonctionnement à σ moyen, le volume du vortex présent est plus petit que celui observé auparavant. Le champ de pression fluctuant est différent et il est composé uniquement d'oscillations à la fréquence de rotation du vortex. Aucune autre interaction entre le vortex et le diffuseur n'as été mise en évidence à d'autres fréquences. Cela a facilité l'étude de l'évolution des fluctuations à la fréquence du vortex à travers le diffuseur.

Au point de fonctionnement à σ élevé, la phase vapeur du vortex disparaît complètement, par contre la vorticité est toujours présente. Le champ de pression est semblable à celui observé à σ moyen. Nous avons utilisé ces données pour les confronter à un calcul numérique monophasique à faible débit. Une très bonne concordance a été trouvée dans le cône du

diffuseur. Ceci nous a permis d'expliquer l'allure des signaux mesurés sur les parois du cône. Malheureusement les amplitudes des fluctuations du calcul décroissent trop rapidement, ne nous permettant pas de faire des comparaisons ailleurs dans le diffuseur et surtout ne permettant pas l'étude des oscillations forcées au sein de l'écoulement, comme nous l'avions espéré.

Ces mesures de pression pariétales vont constituer une base de données importante pour la validation de futurs travaux de CFD.

L'ensemble des résultats expérimentaux liés à l'étude du champ de pression pariétale pour les points de fonctionnement traités ont été structurés dans une base de données qui est désormais disponible pour de futures validations numériques.

Perspectives

Dans le but d'améliorer l'adaptation de l'écoulement entre la nouvelle roue et l'ancien diffuseur lors de la réhabilitation d'une centrale, les roues doivent adopter des aubages qui diminuent le changement de rotation de l'écoulement (C_u) par augmentation du débit, limitant ainsi l'apparition d'écoulements secondaires qui provoquent l'instabilité du fonctionnement de la machine.

Le coude du diffuseur est la zone où les phénomènes les plus importants se manifestent. Des mesures au sein de l'écoulement dans le coude devraient compléter les observations faites au cours de ce travail. Des mesures PIV dans le coude et à l'entrée des canaux du diffuseur devraient mettre en évidence des passages de structures à basse fréquence près des parois, tels qu'on les a observés dans les mesures de pression aux points de fonctionnement autour de la chute de performances du diffuseur, ainsi que la présence d'une zone à vorticités et vitesses négatives progressant vers le canal droit du diffuseur. A débit partiel, des mesures PIV au coude devraient mettre en évidence de fortes fluctuations de vitesses produites par le passage du vortex et qui seraient à l'origine des fluctuations pulsantes qui déforment le champ de pression purement tournant en sortie de roue.

La mesure du champ de pression fluctuant à l'intérieur de l'écoulement devrait être améliorée avec les nouvelles conceptions de sondes à capteurs miniatures piézorésistifs. Les mesures instantanées de pression et de vitesse permettront d'aborder l'étude du point de vue énergétique pour l'évaluation des pertes dans le diffuseur.

La modélisation du diffuseur et du volume du vortex qui influence de façon importante le comportement dynamique d'une turbine hydraulique, pourrait être améliorée en tenant compte de l'évolution de la vitesse du son expérimentale à travers ce diffuseur, telle qu'on l'a mesurée avec les capteurs de pression. Une division plus fine du diffuseur en conduites, chacune d'entre elles associée à une vitesse du son mesurée, ou une intégration du profil expérimental de la vitesse du son pour trouver une vitesse équivalente associée au diffuseur,

améliorerait l'influence de cet élément dans la modélisation du comportement dynamique de tout le système hydraulique.

Dans un avenir proche, des simulations CFD avec des codes de calcul de haute qualité et très sophistiqués devront prédire les instabilités de l'écoulement à débit partiel.

Annexe A

Traitement du signal

A.1 Introduction

Ce travail expérimental a nécessité le développement et l'application de plusieurs outils d'analyse de façon à mettre en évidence les phénomènes physiques présents dans l'écoulement au sein du diffuseur aux points de fonctionnement définis. Il est donc important de présenter quelques notions concernant la mesure et le traitement du signal, qui seront la base de l'interprétation des phénomènes dans les sections précédentes du document. Ces outils servent principalement à la détermination de relations linéaires entre deux ou plusieurs ensembles de données. Ces relations linéaires sont généralement extraites en termes de fonction de corrélation ou de sa transformée de Fourier appelée la fonction de densité spectrale. Dans certains cas, la fonction de corrélation donnera l'information désirée dans un format plus simple, bien que la fonction de densité spectrale soit devenue l'outil d'analyse le plus commun pour les applications d'ingénieur. Chaque outil d'analyse est accompagné d'un exemple d'application sur les mesures de pression enregistrées. Cela est fait dans le but de faciliter la compréhension des chapitres consacrés aux analyses expérimentales. Les outils concernant le traitement des signaux sont programmés avec *Labview* et la représentation des champs de pression en 2D et 3D avec *Matlab* et *Ensignt*.

A.2 Notions statistiques [27], [5]

A.2.1 Erreurs statistiques

Les erreurs que se produisent dans l'analyse des données aléatoires peuvent être divisées en deux classes. La première est une dispersion hasardeuse dans les résultats d'une analyse à une autre des différents échantillons pour un même phénomène, elle est appelée *erreur aléatoire*. La deuxième concerne l'écart entre la valeur estimée et la vraie valeur et elle est appelée *erreur de biais*.

Considérons un paramètre ϕ qui est estimé répétitivement à partir des enregistrements indépendants d'un phénomène. Nous obtenons une collection d'estimations $\hat{\phi}_i, i = 1, 2, 3, \dots$, comme illustré dans la Figure VI.A.1. L'erreur de biais $b_{\hat{\phi}}$, est donnée par

$$b_{\hat{\phi}} = E[\hat{\phi}] - \phi = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\phi}_i - \phi \quad (\text{VI.A.1})$$

L'erreur aléatoire de l'estimation $\hat{\phi}$ est définie par l'écart type de l'estimation sur sa valeur moyenne,

$$\sigma_{\hat{\phi}} = \left[\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \hat{\phi}_i - E[\hat{\phi}] \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{VI.A.2})$$

Les erreurs normalisées par rapport à la valeur à estimer sont données par

$$\varepsilon_b = \frac{b_{\hat{\phi}}}{\phi} \quad \varepsilon_r = \frac{\sigma_{\hat{\phi}}}{\phi} \quad (\text{VI.A.3})$$

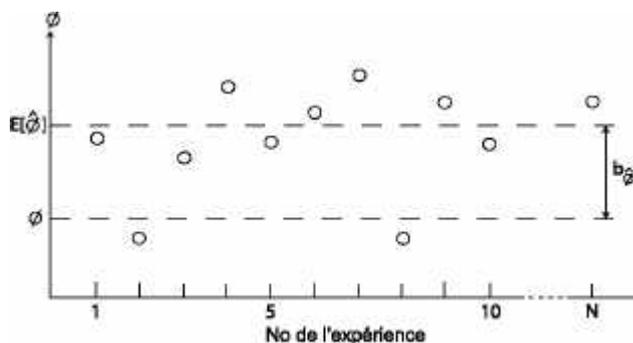


FIG. VI.A.1: Erreurs aléatoires et erreurs de biais.

En ce qui concerne les erreurs dans l'estimation de la moyenne et de la valeur du carré moyen, il est démontré qu'il n'y a pas d'erreur de biais dans l'estimation de ces deux valeurs, [4]. Les erreurs aléatoires sont bien connues pour ces estimations et sont résumées dans la Table VI.A.1

	$\hat{\mu}_x$	ε_r	$\hat{\psi}_x^2$	ε_r
Moyenne d'ensemble	$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$	$\frac{\sigma_x}{\mu_x \sqrt{N}}$	$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2$	$\sqrt{\frac{2}{N}}$
Moyenne temporelle	$\frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt$	$\frac{\sigma_x}{\mu_x \sqrt{2BT}}$	$\frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt$	$\frac{1}{\sqrt{BT}}$

TAB. VI.A.1: Erreurs aléatoires dans l'estimation de la moyenne et de la valeur du carré moyen.

Les expressions de la Table VI.A.1 présentent deux aspects importants. Premièrement, l'erreur aléatoire est inversement proportionnelle à la racine carrée de la taille du nombre d'enregistrements N ou de la longueur T . Ainsi, pour diminuer ε_r de la moitié, N ou T doit augmenter d'un facteur 4. Deuxièmement, pour les estimations de la moyenne temporelle, la bande fréquentielle B est aussi importante que la durée d'enregistrement T . Cela veut dire que pour les applications où la bande de fréquences est très large, un enregistrement relativement court peut donner des estimations de haute précision. D'autre part, pour les applications où la bande de fréquences est typiquement étroite, de très longs enregistrements peuvent être nécessaires pour obtenir des résultats d'une précision acceptable.

Exemple

Les mesures de pression pariétale sont constituées de longs enregistrements du processus sur une longue durée plutôt que d'un ensemble d'enregistrements. La nature des phénomènes observés est stationnaire, car en divisant les longs enregistrements en plusieurs tranches et en effectuant le calcul de la moyenne d'ensemble, on obtient les mêmes résultats que si on prenait en considération tout le signal, c'est-à-dire que les propriétés statiques ne changent pas. Les erreurs aléatoires sur la valeur moyenne de la pression statique sont limitées grâce au nombre d'échantillons et aux longues périodes d'enregistrement.

A titre d'exemple nous avons les enregistrements de 3 capteurs situés dans le cône, dans le coude et en sortie du diffuseur pour le point de fonctionnement $PF3$, avec $N = 16'384$ et une fréquence d'échantillonnage de $200Hz$. Nous estimons des erreurs aléatoires de 0.25% dans le cône, de 2% dans le coude et de 3% en sortie du diffuseur sur la valeur moyenne de la pression statique avec un intervalle de confiance de 95%. Ces valeurs varient peu selon le point de fonctionnement et elles sont plus sensibles à l'endroit de la mesure, principalement dans le coude où les valeurs d'écart type sont élevées.

A.2.2 Erreurs systématiques

Il y a d'autres types d'erreurs que celles de type statistique qui peuvent avoir été accumulées pendant l'acquisition des données et les opérations de pré-traitement. Il existe par exemple des erreurs qui peuvent provenir des capteurs de mesures, de l'équipement du conditionnement du signal, du système d'acquisition, etc. Toutes ces sources d'erreurs

potentielles demandent une attention spéciale et doivent être contrôlées avec diligence et prises en compte correctement par des procédures d'étalonnage.

Exemple

Les spécifications du capteur *Keller* concernant l'erreur systématique lors de l'étalonnage à l'usine étant de $0.5\%EM$ ¹ et celui du système d'acquisition étant de $0.14\%EM$, alors l'erreur globale introduite par la chaîne de mesure est de $(0.5^2 + 0.14^2)^{1/2} = 0.37\%EM$. Les étalonnages statiques vus à la Section 8.3.1, qui font intervenir toute la chaîne de mesure, ont montré des écarts allant de 0.3 à 0.8%EM, ce qui est en accord avec la valeur estimée auparavant. Le facteur d'erreur le plus important dans notre cas provient de la dérive des capteurs dans le temps, qui doit être corrigée impérativement pendant les mesures.

Globalement, en tenant compte des erreurs aléatoires et systématiques que nous venons de citer, nous estimons au plus une erreur de $\pm 3.8\%$ sur la valeur moyenne de la pression statique.

A.3 Analyse temporelle de signaux

A.3.1 La moyenne de phase

C'est un outil très puissant lorsqu'il s'agit d'étudier les signaux périodiques. Cette technique consiste à diviser un enregistrement $x(t)$, en n_d segments indépendants de longueur égale à une période T du phénomène étudié. Chaque segment du signal $x_i(t)$, $i = 0, 1, \dots, n_d - 1$ possède m échantillons. La moyenne de phase est alors la moyenne de chaque échantillon j , $j = 0, 1, \dots, m - 1$ correspondant à chaque segment i , telle que

$$\bar{x}_j(t) = \frac{1}{n_d} \sum_{i=0}^{n_d-1} x_i(t_j) \quad j = 0, 1, \dots, m - 1 \quad (\text{VI.A.4})$$

Le résultat de la moyenne de phase d'un signal $x(t)$ sur une période T , ou $\bar{x}_T(t)$, possède 3 composantes : une composante moyenne \bar{x} , une composante fluctuante périodique $\tilde{x}(t)$ et la composante de bruit $n(t)$, qui inclut toutes les fluctuations périodiques ne dépendant pas de la périodicité T du signal.

$$\bar{x}_T(t) = \bar{x} + \tilde{x}(t) + n(t) \quad (\text{VI.A.5})$$

Le calcul de la moyenne de phase est un filtrage dans le domaine temporel. Le nombre de segments n_d doit être le plus grand possible afin d'atténuer le bruit $n(t)$ et ne faire ressortir que l'information découlant de la périodicité du signal.

¹ EM : Etendue de la mesure.

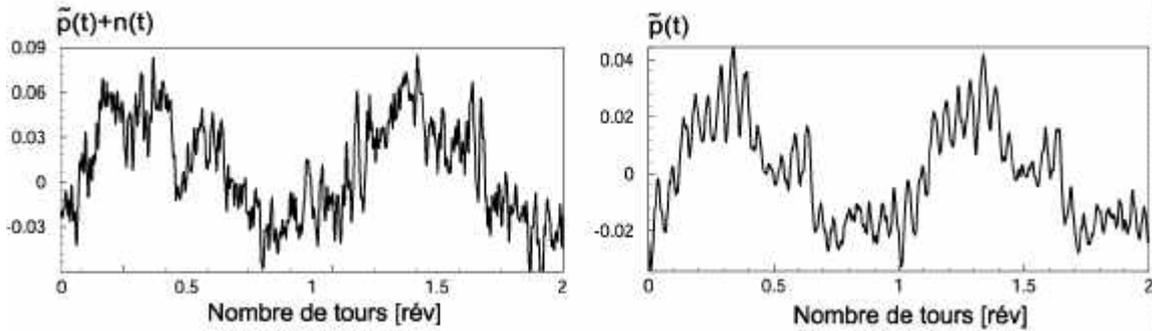


FIG. VI.A.2: La moyenne de phase ou filtrage dans le domaine temporel.

Exemple d'application

La Figure VI.A.2 montre le résultat de la moyenne de phase sur deux périodes $2T$, d'un signal de pression dans le diffuseur à la section S1.3 proche de la sortie de roue. La période correspond à un tour de roue. A gauche, un extrait du signal brut sur 2 périodes, et à droite le signal moyenné avec 258 segments. Nous observons que les bruits $n(t)$ à haute fréquence sont éliminés, ainsi des oscillations qui se superposent aux 2 ondes principales sont clairement mises en évidence. Ces oscillations, comme on le verra plus loin, correspondent aux interactions entre la roue et les parties fixes de la machine.

A.3.2 Introduction à la notion de corrélation

La notion de corrélation naît de la recherche d'une relation entre deux processus ou phénomènes physiques, soit entre un processus $\{x(t)\}$ qui donne naissance aux fonctions $x_i(t)$ et un processus $\{y(t)\}$ qui donne naissance aux fonctions $y_i(t)$. S'il existe une telle relation, il doit exister un coefficient a tel qu'à un instant donné t_1 , les réalisations de $\{y(t)\}$ se superposent le mieux possible aux réalisations de $\{x(t)\}$. On observe que si l'on travaille sur un seul couple $[x_i(t_1), y_i(t_1)]$, c'est-à-dire pour une seule valeur de i , le coefficient a variera, en général, d'une valeur i à une autre. Il paraît donc cohérent de chercher s'il n'existe pas une valeur de a telle que

$$x_i(t_1) - ay_i(t_1) = \varepsilon_i(t_1) \text{ soit minimal} \quad (\text{VI.A.6})$$

Du point de vue de l'énergie contenue dans la fonction d'erreur de l'Equation VI.A.6, il sera donc plutôt convenable de minimiser la fonction

$$z(a, t_1) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n |x_i(t_1) - ay_i(t_1)|^2 \quad \text{ou} \quad (\text{VI.A.7})$$

$$z(a, t_1) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n |x_i(t_1)|^2 + \frac{1}{N} a^2 \sum_{i=1}^n |y_i(t_1)|^2 - \frac{2a}{N} \sum_{i=1}^n x_i(t_1)y_i(t_1) \quad (\text{VI.A.8})$$

donc

$$\frac{\partial z(a, t_1)}{\partial a} = 0 \quad (\text{VI.A.9})$$

$$2\frac{1}{N}a \sum_{i=1}^n |y_i(t_1)|^2 - \frac{2}{N} \sum_{i=1}^n x_i(t_1)y_i(t_1) = 0 \quad (\text{VI.A.10})$$

d'où

$$a = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n x_i(t_1)y_i(t_1)}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n |y_i(t_1)|^2} \quad (\text{VI.A.11})$$

On a alors

$$z_{\min} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n |x_i(t_1)|^2 (1 - \rho^2) \quad (\text{VI.A.12})$$

où

$$\rho = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n x_i(t_1)y_i(t_1)}{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n |x_i(t_1)|^2 \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n |y_i(t_1)|^2}} \quad (\text{VI.A.13})$$

L'erreur z sera nulle si $\rho = 1$. Dans ce cas, on dit que les deux fonctions $x_i(t_1), y_i(t_1)$ sont totalement corrélées à l'instant t_1 . Si ρ est nul, z est maximal et l'on dit que les fonctions $x_i(t_1), y_i(t_1)$ ne sont pas corrélées à l'instant t_1 . Cependant cela ne signifie pas que ces deux fonctions soient indépendantes, mais qu'elle ne présentent pas en moyenne d'énergie mutuelle d'interaction. On voit donc que ρ donne une idée sur la relation entre les deux processus, d'où le nom de corrélation. ρ est appelé le *coefficient de corrélation normé*.

Fonction de corrélation

Considérons 2 processus continus assumés stationnaires ergodiques représentés par leurs enregistrements dans le temps $x(t)$ et $y(t)$. En vue de comparer ces 2 fonctions, on introduit un décalage dans le temps τ , ce qui revient à considérer $x(t)$ et $y(t + \tau)$. Du point de vue de la statistique, la fonction de covariance C_{xy} permet d'estimer le degré de dépendance linéaire entre 2 variables, elle est donnée par :

$$\begin{aligned} C_{xy} &= E \left[\{x(t) - \mu_x\} \{y(t + \tau) - \mu_y\} \right] & (VI.A.14) \\ &E[] \text{ est l'espérance mathématique} \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \{x(t) - \mu_x\} \{y(t + \tau) - \mu_y\} dt = R_{xy}(\tau) - \mu_x \mu_y \end{aligned}$$

où

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)y(t + \tau)dt \quad (VI.A.15)$$

Dans le cas général où $x(t)$ et $y(t)$ représentent différentes données, $R_{xy}(\tau)$ est appelée *fonction d'intercorrélation* entre $x(t)$ et $y(t)$. Dans le cas spécial où $y(t) = x(t)$,

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t + \tau)dt \quad (VI.A.16)$$

est appelée *fonction d'autocorrélation*. Dans le cas où les signaux sont centrés, $\mu_x \mu_y$ devient nul, alors les fonctions de corrélation et de covariance sont égales.

Dans les applications d'ingénierie, la fonction d'autocorrélation de données aléatoires est interprétée comme une mesure qui permet de prédire les futures données avec les observations du passé ou d'observer de quelle manière la fonction à un instant donné est influencée par ce qui s'est passé un instant τ antérieur; on voit apparaître une certaine relation avec la mémoire du processus. Si par exemple $x(t)$ comporte une périodicité, chaque fois que le décalage τ sera égal à un nombre entier multiple de la période, on aura un maximum de ressemblance, donc un maximum de la fonction de corrélation pour cette valeur de τ . Elle sera donc utile pour la détection ou la reconnaissance de signaux périodiques masqués par le bruit ou par un processus aléatoire.

Les interprétations les plus directes des fonctions d'intercorrélation se font dans le contexte des problèmes de propagation. Par exemple, supposons qu'un phénomène physique représenté par son enregistrement dans le temps $x(t)$ se propage à travers un milieu non dispersif (la vitesse ne dépend pas de la fréquence) et linéaire. Ajoutons aussi un bruit $n(t)$ statistiquement indépendant. La sortie ou la réponse $y(t)$ est illustrée dans la Figure

VI.A.3. Pour le cas simple où la fonction de réponse fréquentielle du milieu de propagation est constant, c'est-à-dire $H(f) = H$, où la distance de propagation est d et la vitesse de propagation est c , nous aurons ce modèle :

$$y(t) = Hx(t - d/c) + n(t) \quad (\text{VI.A.17})$$

En appliquant la définition de la fonction d'intercorrélation, nous aurons

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) [Hx(t - \frac{d}{c} + \tau) + n(t + \tau)] dt = HR_{xx}(\tau - \frac{d}{c}) \quad (\text{VI.A.18})$$

En d'autres termes, la fonction d'intercorrélation pour ce cas idéal est donné par la fonction autocorrélation de $x(t)$ multiplié par H décalée dans le temps et ayant un pic à $\tau_1 = (d/c)$. Ainsi la connaissance de l'une des deux valeurs, c ou d , détermine l'autre par la mesure de l'intercorrélation.

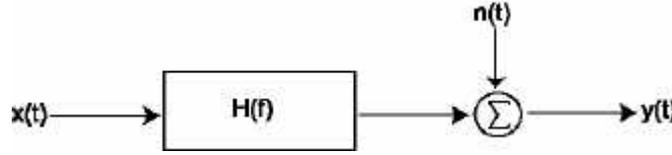


FIG. VI.A.3: Modèle de propagation non dispersif.

Au cours de ce travail, dans l'étude de la propagation de fluctuations, nous allons nous baser sur l'hypothèse selon laquelle le système H est un système linéaire et le modèle de propagation est celui donné par la relation VI.A.17.

A.3.3 Exemple d'application

Afin d'illustrer les avantages et désavantages des fonctions de corrélation dans les techniques de mesures, nous présentons deux cas de figures concernant les mesures de pression à la paroi dans le diffuseur. La Figure VI.A.4 représente les fonctions d'intercorrélation effectuées dans le cône du diffuseur et la Figure VI.A.5 représente les fonctions d'intercorrélation sur la partie supérieure du divergent du diffuseur. Ces mesures correspondent au point de fonctionnement PF3. Les résultats de l'intercorrélation dans le cône mettent tout de suite en évidence la périodicité sinusoïdale des signaux à la sortie de la roue, la période observée correspond à la fréquence de rotation de la roue. Dans ce cas, il n'est pas possible de trouver un pic maximum de corrélation qui caractériserait une propagation prédominante, mais il est possible de suivre le décalage temporel des ces signaux par rapport au signal d'entrée $x(t)$ au point *No1* dans le sens de rotation de la roue. Nous

observons que ces décalages dans le temps sont proportionnels à la distance entre capteurs. Cela montre la caractéristique tournante et constante de ce champ fluctuant de pression à la sortie de roue, qui est influencé par la fréquence de rotation de la roue. En outre, en prenant en considération l'enveloppe de ces fonctions d'intercorrélation, nous observons des battements dont le ventre se déplace aussi dans le temps. Il s'agit probablement du résultat d'une modulation de 2 fréquences. Comme synthèse de ces observations, nous constatons que la fonction de corrélation détecte bien des signaux périodiques malgré le bruit ajouté. Le désavantage est que pour des signaux comportant plusieurs fréquences caractéristiques, l'attribution d'un pic de corrélation à l'une de ces fréquences est plus difficile.

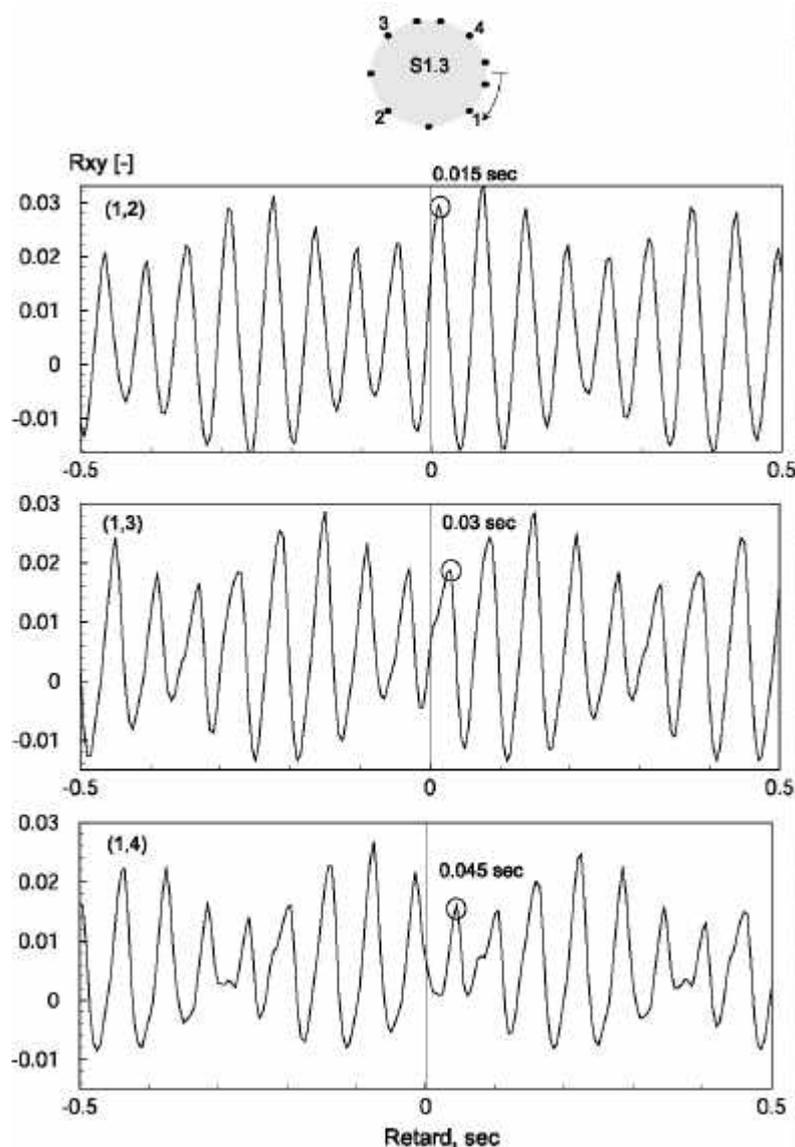


FIG. VI.A.4: Fonctions d'intercorrélation dans la section S1.3. Résolution 5 msec, No de moyennes 96.

Dans le second cas de figure, nous avons des capteurs placés dans la partie supérieure du divergent près de la pile du diffuseur, Figure VI.A.5. Les fonctions d'intercorrélation entre les signaux pris deux à deux montrent clairement des pics de corrélation avec des retards en fonction de la distance. Nous pourrions donc extraire de cette information une vitesse de propagation c selon cette direction, puisque la distance d est connue. Nous observons aussi qu'il y a de très petites périodicités dans ces signaux, l'échange d'énergie entre eux est très faible. Les pics de corrélation observés ici sont le signe d'une propagation

dans le sens de l'écoulement d'un phénomène aléatoire. La fonction d'intercorrélation est donc très convenable pour détecter des signaux non périodiques mais qui possèdent une très grande énergie mutuelle d'interaction.

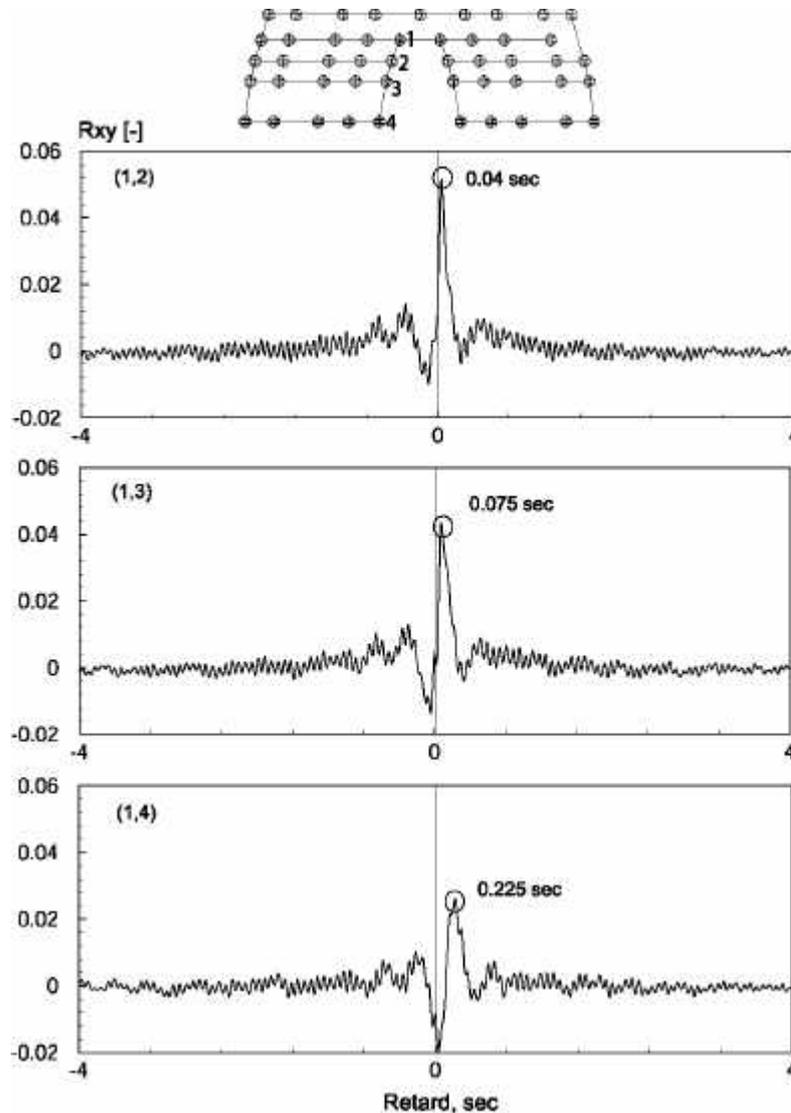


FIG. VI.A.5: Fonction d'intercorrélation dans la plaque supérieure. Résolution 5 msec, No de moyennes 96.

Nous avons dit tout au début de cette partie que les fonctions de covariance ou de corrélation donnaient le degré de dépendance linéaire entre deux variables. En réalité il s'agit de plus que cela. Il faut bien noter que la fonction de corrélation est liée à l'énergie mutuelle d'interaction des processus décrits par les deux fonctions $x(t)$ et $y(t)$. Cela signifie que si deux processus n'ont pas d'énergie mutuelle d'interaction, toute connaissance sur

l'un d'eux ne peut rien nous apporter sur la connaissance de l'autre. En d'autres termes, si deux processus ont un coefficient ou une fonction de corrélation nul, cela ne signifie pas qu'ils soient indépendants mais qu'en moyenne l'information qu'ils échangent est nulle.

A.3.4 Décomposition temporelle de la rotation du vortex [34]

La moyenne de phase de mesures de pression à charge partielle faites à la sortie du diffuseur peut être décomposée en 3 parties ; la pression moyennée \bar{p} , la composante purement tournante convective \tilde{p}_{ro} causée par la rotation du vortex et la composante synchrone ou pulsante \tilde{p}_{syn} qui déforme le champ tournant.

$$\langle p \rangle = \bar{p} + \tilde{p}_{ro} + \tilde{p}_{syn} \quad (\text{VI.A.19})$$

Comme \tilde{p}_{ro} et \tilde{p}_{syn} ont la même période T qui correspond à la fréquence de rotation du vortex, ces termes peuvent être exprimés par leurs séries de Fourier :

$$\tilde{p}_{ro} = \sum_{n=1}^n F_{ro_n} \sin\left(\frac{2\pi nt}{T} + \delta_{ro_n}\right) \quad (\text{VI.A.20})$$

$$\tilde{p}_{syn} = \sum_{n=1}^n F_{syn_n} \sin\left(\frac{2\pi nt}{T} + \delta_{syn_n}\right) \quad (\text{VI.A.21})$$

Puisque la différence angulaire entre deux points mesurés est de 90° dans la section, les moyennes de phase sont exprimées de la manière suivante :

$$\langle p_1(t) \rangle = \bar{p}_1 + \tilde{p}_{ro}(t) + \tilde{p}_{syn}(t) \quad (\text{VI.A.22})$$

$$\langle p_2(t) \rangle = \bar{p}_2 + \tilde{p}_{ro}(t - T/4) + \tilde{p}_{syn}(t) \quad (\text{VI.A.23})$$

A partir des équations VI.A.22 et VI.A.23, les relations suivantes sont dérivées :

$$\tilde{p}_{ro}(t) - \tilde{p}_{ro}(t - T/4) = \{\langle p_1(t) \rangle - \bar{p}_1\} - \{\langle p_2(t) \rangle - \bar{p}_2\} \quad (\text{VI.A.24})$$

$$\tilde{p}_{syn}(t) - \tilde{p}_{syn}(t + T/4) = \{\langle p_1(t) \rangle - \bar{p}_1\} - \{\langle p_2(t + T/4) \rangle - \bar{p}_2\} \quad (\text{VI.A.25})$$

Ainsi, les coefficients de Fourier F_{ro_n} , F_{syn_n} et les phases δ_{ro_n} , δ_{syn_n} de \tilde{p}_{ro} et de \tilde{p}_{syn} peuvent être déterminées, en utilisant les moyennes de phase $\langle p_1 \rangle$ et $\langle p_2 \rangle$.

A.4 Analyse spectrale de signaux

A.4.1 Séries de Fourier

Soit $x(t)$ une *fonction périodique* de période T . Ainsi, pour chaque valeur de t on a $x(t) = x(t + kT)$, avec $k = 1, 2, \dots$. On montre que $x(t)$ peut s'écrire

$$x(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos 2\pi f_k t + b_k \sin 2\pi f_k t) \quad \text{avec } f_k = \frac{k}{T} \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{VI.A.26})$$

Les coefficients a_n et b_n sont donnés par

$$a_k = \frac{2}{T} \int_0^T x(t) \cos 2\pi f_k t dt \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{VI.A.27})$$

$$b_k = \frac{2}{T} \int_0^T x(t) \sin 2\pi f_k t dt \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{VI.A.28})$$

A remarquer que

$$\frac{a_0}{2} = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt = \mu_x \quad (\text{VI.A.29})$$

où μ_x est la valeur moyenne de $x(t)$.

A.4.2 Transformée de Fourier

Supposons que $x(t)$ est maintenant une *fonction non périodique*, comme par exemple les données d'un phénomène transitoire ou aléatoire. Les représentations en séries de Fourier présentées ci-dessus peuvent être généralisées en considérant une extension de l'intervalle vers l'infini ; on aboutit alors à la *transformation intégrale de Fourier*.

La transformée de Fourier $X(f)$ d'un signal $x(t)$, est une fonction complexe de la fréquence f définie par la relation :

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-j2\pi f t} dt \quad -\infty < f < +\infty \quad (\text{VI.A.30})$$

Cette transformée existe si la fonction $x(t)$ possède une énergie finie :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x(t)^2 dt < +\infty \quad (\text{VI.A.31})$$

Dans le cas de signaux de pression, la fonction $x(t)$ sera toujours d'une longueur T , ainsi $X(f)$ sera estimé en calculant la transformée de Fourier finie selon :

$$X_T(f) = X(f, T) = \int_0^T x(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (\text{VI.A.32})$$

Cette intégrale existe puisque l'énergie du signal de pression mesurée est finie. Sous forme discrète elle peut être écrite :

$$X_T(f_k) = \Delta t \sum_0^{N-1} x_n e^{-j2\pi f_k n \Delta t} \quad (\text{VI.A.33})$$

définie aux fréquences discrètes $f_k = k/T = k/N\Delta t$, $k = 0, 1, \dots, N-1$

Le terme $X(f)$ est une fonction complexe, pouvant être exprimée en fonction de sa partie réelle et imaginaire, telle que :

$$X(f) = \text{Re}[X(f)] + j \text{Im}[X(f)] \quad (\text{VI.A.34})$$

$$\text{Re}[X(f)] = \sum_{t=-\infty}^{+\infty} x(t) \cos 2\pi ft \quad (\text{VI.A.35})$$

$$\text{Im}[X(f)] = - \sum_{t=-\infty}^{+\infty} x(t) \sin 2\pi ft \quad (\text{VI.A.36})$$

Par la théorie des nombres complexes, il est également possible d'exprimer le terme $X(f)$ en fonction de son module et de son argument

$$X(f) = |X(f)| e^{-j\theta_{\text{arg}}} \quad (\text{VI.A.37})$$

où $|X(f)|$ est nommé le *spectre d'amplitude* et exprime la répartition fréquentielle de l'amplitude du signal $x(t)$. Le *spectre de phase* est le terme θ_{arg} et exprime la répartition fréquentielle de la phase du signal $x(t)$. Le terme $|X(f)|^2$ est appelé le *spectre d'énergie* et exprime la répartition fréquentielle de l'énergie du signal $x(t)$.

A.4.3 Fonction de densité spectrale

La fonction de densité spectrale entre 2 enregistrements temporels $x(t)$ et $y(t)$ peut être définie comme la transformée de Fourier de la fonction de corrélation de ces deux enregistrements :

$$S_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xy}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad (\text{VI.A.38})$$

Dans le cas général où $x(t)$ et $y(t)$ représentent différentes données, $S_{xy}(f)$ est appelée *fonction de densité interspectrale*, ou plus simplement l'*interspectre* entre $x(t)$ et $y(t)$. Pour le cas spécial où $y(t) = x(t)$,

$$S_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad (\text{VI.A.39})$$

où $S_{xx}(f)$ est appelée la *fonction de densité autospectrale* ou *autospectre* de $x(t)$.

La fonction de densité interspectrale étant de nature complexe, elle peut être écrite :

$$S_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xy}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau = C_{xy}(f) - jQ_{xy}(f) \quad (\text{VI.A.40})$$

où la partie réelle est :

$$C_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xy}(\tau) \cos 2\pi f\tau d\tau \quad (\text{VI.A.41})$$

et la partie imaginaire est :

$$Q_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xy}(\tau) \sin 2\pi f\tau d\tau \quad (\text{VI.A.42})$$

Il est plus simple et habituel en pratique de présenter l'interspectre en termes d'une *magnitude* et d'une *phase* associée, comme ci-dessous :

$$S_{xy}(f) = |S_{xy}(f)| e^{j\theta_{xy}(f)} \quad (\text{VI.A.43})$$

où

$$|S_{xy}(f)| = \sqrt{C_{xy}^2(f) + Q_{xy}^2(f)} \quad (\text{VI.A.44})$$

$$\theta_{xy}(f) = -\tan^{-1} \left[\frac{Q_{xy}(f)}{C_{xy}(f)} \right] \quad (\text{VI.A.45})$$

Les signes des termes interspectraux $C_{xy}(f)$ et $Q_{xy}(f)$ peuvent être positifs ou négatifs et ils déterminent le quadrant de l'angle de phase $\theta_{xy}(f)$. Ces signes déterminent également

à chaque fréquence f si $y(t)$ suit $x(t)$, ainsi $y(t) = x(t - \tau_o)$ où $\tau_o > 0$ représente un retard positif dans la transmission d'un signal d'un point x à un point y . Si les signaux à ces 2 points sont mesurés avec la même base de temps, $y(t) = x(t - \tau_o)$ montre que $y(0)$ est dû à $x(-\tau_o)$ et $y(\tau_o)$ est dû à $x(0)$. Dans l'Equation VI.A.45, une valeur négative de $\theta_{xy}(f)$ indique que le signal $y(t)$ est en retard par rapport au signal $x(t)$ à la fréquence f , tandis qu'une valeur positive de $\theta_{xy}(f)$ veut dire que le signal $x(t)$ est en retard par rapport au signal $y(t)$ à la fréquence f .

Une autre façon de développer la fonction de densité spectrale est en termes de transformations directes de Fourier des données enregistrées. En particulier, considérons 2 processus aléatoires stationnaires $x(t)$ et $y(t)$, où la transformation de Fourier sur le $k^{\text{ème}}$ enregistrement de longueur T représentant chaque processus est donnée par

$$X_k(f, T) = \int_0^T x_k(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (\text{VI.A.46})$$

$$Y_k(f, T) = \int_0^T y_k(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (\text{VI.A.47})$$

La fonction de densité interspectrale entre 2 processus aléatoires est définie par :

$$S_{xy}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E [X_k^*(f, T) Y_k(f, T)] \quad (\text{VI.A.48})$$

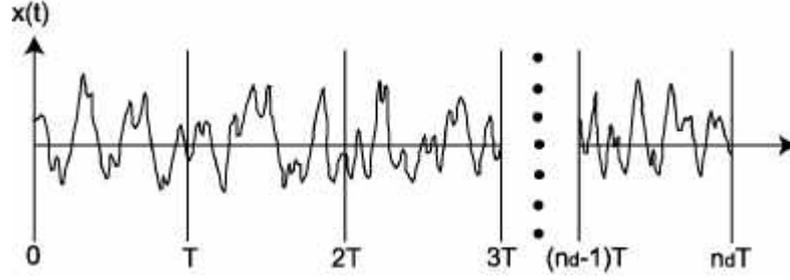
où l'opérateur E dénote une opération de moyennage sur l'indice k . La fonction de densité autospectrale est donnée par

$$S_{xx}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E [|X_k^*(f, T)|^2] \quad (\text{VI.A.49})$$

Les fonctions $S_{xy}(f)$, $S_{xx}(f)$ définies dans les Equations VI.A.48 et VI.A.49 sont identiques aux fonctions définies en termes des transformées de Fourier des fonctions de corrélation dans les Equations VI.A.38 et VI.A.39 respectivement.

Procédure d'estimation de la densité spectrale

Considérons un signal $x(t)$ centré, enregistré sur une longueur totale T_t . On divise ce signal en n_d segments contigus, chacun d'une longueur T , Figure VI.A.6.

FIG. VI.A.6: Subdivision du signal en n_d segments.

Chaque segment de $x(t)$ est $x_i(t)$, avec $(i-1)T \leq t \leq iT$, $i = 1, 2, \dots, n_d$. L'estimateur de la fonction de densité spectrale pour les fréquences discrètes f_k ($f_k = k/T$) est défini par la relation

$$\hat{S}_{xx}(f_k) = \frac{1}{n_d N \Delta t} \sum_{i=1}^{n_d} |X_i(f_k)|^2 \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (\text{VI.A.50})$$

Si on est en présence de deux signaux $x(t)$ et $y(t)$, alors l'estimateur de l'interspectre est

$$\hat{S}_{xy}(f_k) = \frac{1}{n_d N \Delta t} \sum_{i=1}^{n_d} X_i^*(f_k) Y_i(f_k) \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (\text{VI.A.51})$$

où $X_i^*(f_k)$ désigne la conjuguée de X_i .

Dans le but d'éliminer les discontinuités au début et à la fin de l'enregistrement d'un signal, il est courant d'introduire une fenêtre temporelle qui enregistre l'histoire-temps des données. La fenêtre la plus couramment utilisée est celle de *Hanning*, qui est donnée par

$$u_h(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{T}\right) = 1 - \cos^2\left(\frac{\pi t}{T}\right) & 0 \leq t \leq T \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{VI.A.52})$$

Ainsi, l'estimation de la densité spectrale en utilisant la fenêtre de Hanning est calculée avec l'Equation VI.A.50, en prenant

$$X_i(f_k) = \Delta t \sqrt{\frac{8}{3}} \sum_{n=0}^{N-1} x_{in} \left(1 - \cos^2 \frac{\pi n}{N}\right) e^{\frac{-i2\pi kn}{N}} \quad (\text{VI.A.53})$$

Le facteur $\sqrt{\frac{8}{3}}$ est introduit dans l'Equation précédente pour compenser les pertes occasionnées par le processus de fenêtrage. La démonstration de ce facteur peut être trouvée sous [4].

A.4.4 Mesures de cohérence

La cohérence entre deux fonctions $x(t)$ et $y(t)$ est définie par

$$\Gamma_{xy}(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f) \cdot S_{yy}(f)} \quad (\text{VI.A.54})$$

il est démontré que

$$|S_{xy}(f)|^2 \leq S_{xx}(f) \cdot S_{yy}(f) \quad (\text{VI.A.55})$$

donc

$$0 \leq \Gamma_{xy}(f) \leq 1 \quad (\text{VI.A.56})$$

La fonction de cohérence permet de définir dans quelle partie du spectre $x(t)$ et $y(t)$ sont cohérents, c'est-à-dire quelle est la bande de fréquences dans laquelle les phénomènes que représentent $x(t)$ et $y(t)$ échangent de l'information. Dans le cas idéal où nous avons un système parfaitement linéaire, nous obtiendrions 1 pour toute f . Dans l'autre cas extrême où nous avons que $x(t)$ et $y(t)$ sont complètement non-corrélés alors $S_{xy}(f) = 0$ pour toute f et la fonction de cohérence est nulle pour toute f . En pratique, quand la fonction de cohérence est supérieure à zéro mais inférieure à l'unité, cela peut provenir du bruit superposé aux mesures ou des erreurs introduites par une mauvaise résolution dans l'estimation des spectres ou du fait que le système liant $x(t)$ et $y(t)$ n'est pas totalement linéaire. L'estimation de la fonction de cohérence est faite à l'aide des estimations de densité spectrale et interspectrale selon les Equations VI.A.50 et VI.A.51.

A.4.5 Exemples d'application

A titre d'exemple, nous avons l'enregistrement des fluctuations de pression produites par la rotation du vortex de charge partielle, correspondant au point de fonctionnement PF14, entre deux points 1 et 2 dans le cône du diffuseur, voir Figure VI.A.7a. La *magnitude* $|S_{xy}(f)|$ est illustrée dans la Figure VI.A.7b et la *phase* $\theta_{xy}(f)$ dans la Figure VI.A.7c. Nous observons clairement dans les enregistrements temporels que le signal $x(t)$ au point 1 est en avance par rapport au signal $y(t)$ au point 2 et ceci se reflète dans la *phase* $\theta_{xy}(f)$ qui a une valeur négative à la fréquence du vortex de charge partielle f_t . La *magnitude* $|S_{xy}(f)|$ met en évidence les fréquences prédominantes entre ces 2 enregistrements, dans ce cas de figure elle représente la fréquence du vortex et ses harmoniques.

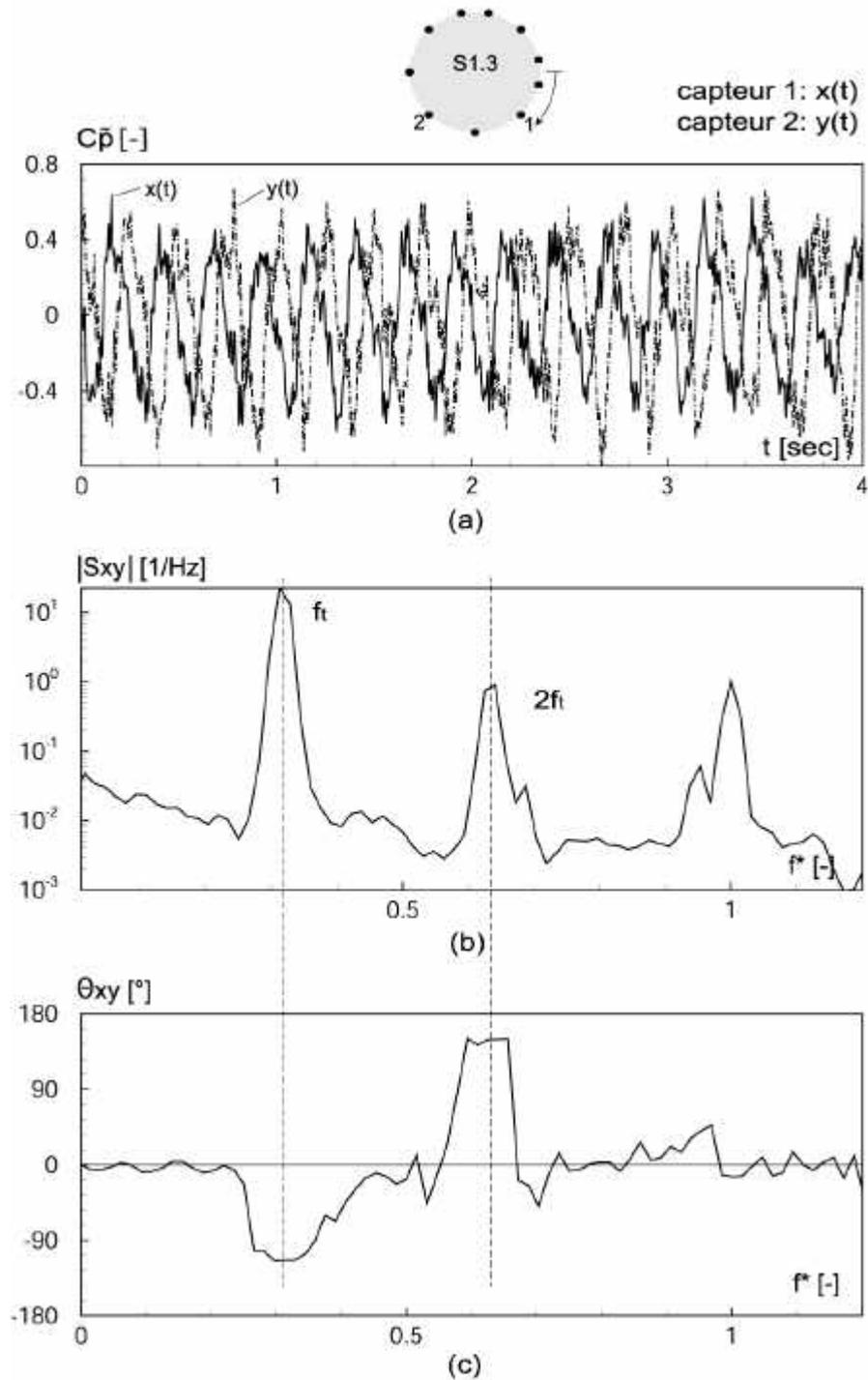


FIG. VI.A.7: Fonction de densité interspectrale S_{xy} . a) Enregistrement temporel. b) Magnitude. c) Phase.

L'information de la phase θ peut être exploitée pour déterminer le temps de parcours Δt d'une onde à une certaine fréquence f qui se déplace entre 2 points. La relation qui lie la phase et le temps à 2π près est :

$$\Delta t_i = \frac{\theta + k2\pi}{2\pi f} \quad \text{avec } k = 1, 2, \dots \quad (\text{VI.A.57})$$

Dans un deuxième exemple, nous avons la fonction de cohérence entre les 2 signaux enregistrés à la sortie de la roue, Figure VI.A.8, selon le cas étudié ci-dessus. Nous observons des valeurs à haute cohérence autour de la fréquence du vortex de charge partielle f_t et autour de ses harmoniques. La fonction de cohérence permet également de mettre en évidence le haut transfert d'énergie à la fréquence de la roue $f^* = 1$ qui n'est pas très visible dans la Figure VI.A.7.

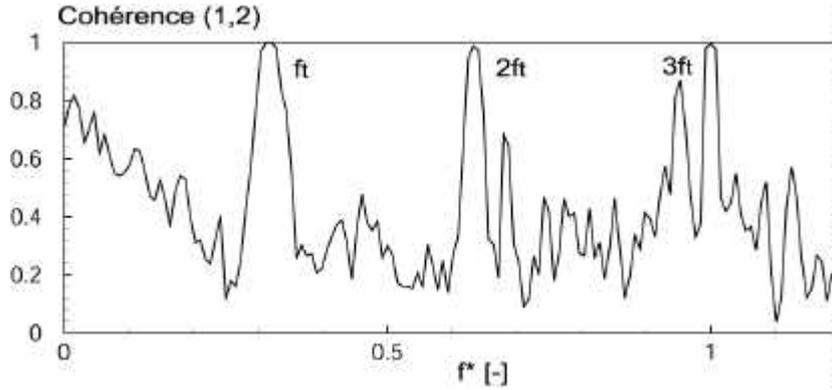


FIG. VI.A.8: Fonction de cohérence de 2 signaux enregistrés à l'entrée du diffuseur. Point de fonctionnement à charge partielle PF14.

A.4.6 Fonction de cohérence partielle

Considérons le modèle de la Figure VI.A.9 à deux entrées ($x_1(t)$, $x_2(t)$) et une sortie $y(t)$, où $x_1(t)$ et $x_2(t)$ sont corrélés, mais pas parfaitement, tels que leur cohérence est comprise entre $0 < \Gamma_{12} < 1$. L'objectif est de mettre en évidence la dépendance linéaire entre $x_2(t)$ et $y(t)$ lorsque tout l'effet corrélé de $x_1(t)$ est enlevé. Ceci s'obtient avec l'estimation de la fonction de cohérence partielle [4], dont l'expression est :

$$\Gamma_{2y,1} = \frac{|S_{2y}S_{11} - S_{1y}S_{21}|^2}{S_{11}^2 S_{22} S_{yy} (1 - \Gamma_{12})(1 - \Gamma_{1y})} \quad (\text{VI.A.58})$$

Dans le cadre de notre étude, cette fonction est utile, par exemple pour déterminer s'il existe ou non du bruit acoustique provenant du circuit d'amenée de la plate-forme d'essai qui pourrait corrélérer les signaux de pression dans le diffuseur.

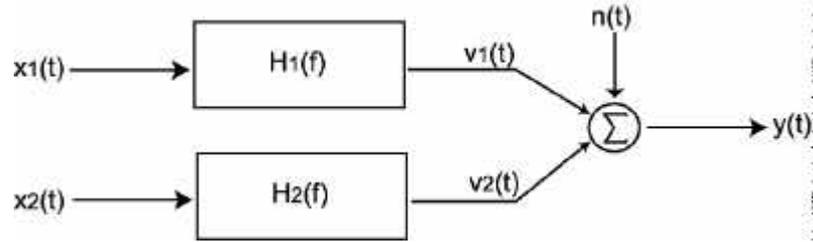


FIG. VI.A.9: Système à deux entrées et une sortie.

A.4.7 Modulation et démodulation des signaux

Modulation

Des champs fluctuants de pression à fréquences différentes, qui se créent lors d'un processus physique, peuvent interagir mutuellement comme une somme ou un produit, ou la combinaison des deux. Le résultat de cette dernière opération s'appelle la modulation en amplitude des ondes de pression. Les modulations font intervenir au moins 2 ondes, une *onde modulatrice* $m(t)$ et une *onde porteuse* $c(t)$. L'onde résultante ou *onde modulée* $y(t)$ est $y(t) = m(t) * c(t)$. Sous forme des séries de Fourier, ces ondes peuvent être écrites comme :

$$m(t) = \sum_n^{\infty} (A_n \cos n2\pi f_m t + B_n \sin n2\pi f_m t) \quad (\text{VI.A.59})$$

$$c(t) = \sum_n^{\infty} (C_n \cos n2\pi f_c t + D_n \sin n2\pi f_c t) \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{VI.A.60})$$

$$y(t) = E \cos 2\pi(f_c + f_m)t + F \cos 2\pi(f_c - f_m)t + \quad (\text{VI.A.61}) \\ G \cos 2\pi(f_c + 2f_m)t + H \cos 2\pi(f_c - 2f_m)t + \\ I \cos 2\pi(2f_c - f_m)t + J \cos 2\pi(2f_c + f_m)t + \dots$$

L'Equation VI.A.61 montre que le résultat est l'apparition de fréquences autour de la fréquence de l'onde porteuse f_c , avec des écarts multiples de l'onde modulatrice f_m , voir Figure VI.A.10.

Exemple d'une modulation La Figure VI.A.10 montre à gauche, le spectre d'un signal mesuré dans le coude du diffuseur au point de fonctionnement de charge partielle PF13 et à droite, la simulation du même phénomène avec l'Equation VI.A.61. L'onde modulatrice est le vortex de charge partielle et l'onde porteuse est une onde naturelle qui provient de l'interaction de ce vortex avec le diffuseur. La 2ème harmonique de f_m module la porteuse f_c , ce qui fait apparaître la vallée des raies autour de celle-ci. Plus loin, autour de $2f_c$ on voit également une vallée de très faible amplitude.

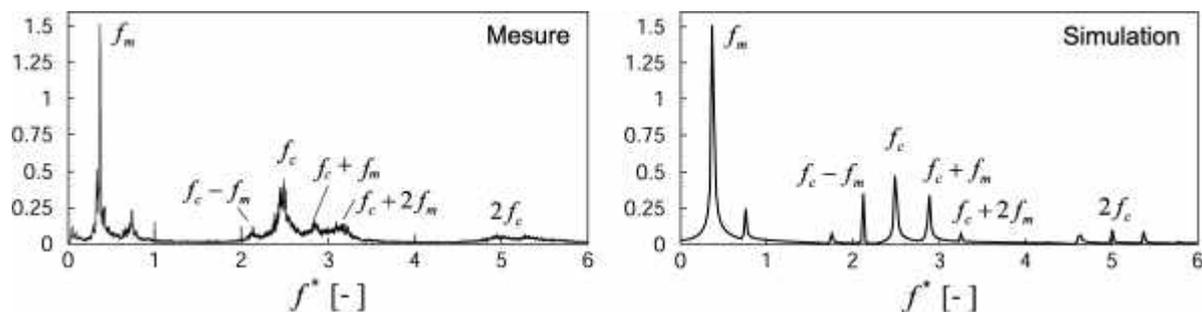


FIG. VI.A.10: Modulation d'amplitude. A gauche, le spectre mesuré et a droite le spectre calculé sous l'équation VI.A.61.

On peut citer d'autres exemples dans le cadre des machines hydrauliques, tels que les modulations entre la cavitation des aubes et les directrices du distributeur ou avec le vortex de charge partielle ([8], [18]), les modulations entre la rotation de la roue et les directrices du distributeur, etc.

Démodulation

C'est une technique employée pour l'extraction des fréquences caractéristiques participant dans la modulation d'un signal. Elle permet d'identifier le phénomène modulateur et également de mettre en évidence l'existence de plusieurs modulations dans un même signal qui ne sont pas identifiables dans un spectre courant. Cette technique consiste en l'extraction de l'enveloppe du signal $e(t)$ et en son traitement spectral. La procédure est résumée dans la Figure VI.A.11.

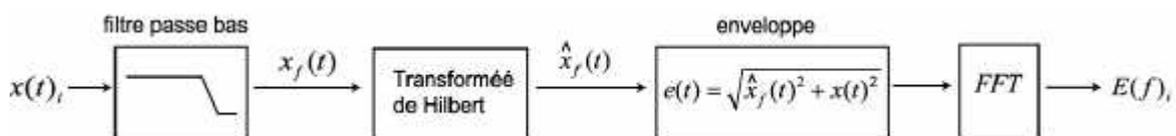


FIG. VI.A.11: Procédure de la technique de démodulation.

La transformée de Hilbert est commentée à l'Annexe A.4.8. L'application de cette technique est traitée à la Section 16.3.1.

A.4.8 La transformée de Hilbert

La transformée de Hilbert d'un signal réel $x(t)$ est une fonction réelle $\hat{x}(t)$ définie par la relation :

$$\hat{x}(t) = \aleph[x(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(u)}{\pi(t-u)} du = x(t) * (1/\pi t) \quad (\text{VI.A.62})$$

La transformée de Hilbert $\hat{x}(t)$ est donc le résultat de la convolution du signal $x(t)$ par $(1/\pi t)$. Cette transformée étant un opérateur linéaire, on a que :

$$\hat{X}(f) = F[\hat{x}(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{x}(t) e^{-j2\pi ft} dt = F[x(t)]F[(1/\pi t)] \quad (\text{VI.A.63})$$

avec :

$$F[(1/\pi t)] = -j \operatorname{sign} f = \begin{cases} -j & \text{pour } f > 0 \\ j & \text{pour } f < 0 \end{cases} \quad (\text{VI.A.64})$$

On peut alors obtenir la transformée de Hilbert par la relation :

$$\hat{x}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{X}(f) e^{j2\pi ft} df = \int_{-\infty}^{\infty} (-j \operatorname{sign} f) X(f) e^{j2\pi ft} df \quad (\text{VI.A.65})$$

Annexe B

Modélisation de la plate-forme

B.1 Modèle hydroacoustique

Les modèles basés sur la méthode des impédances, voir [54], [7], utilisés pour les composants passifs d'un système tels que conduites, vannes, diaphragme et pertes sont basés sur l'analogie électrique (R, L, C). La Figure VI.B.1 montre l'exemple d'un élément de conduite.

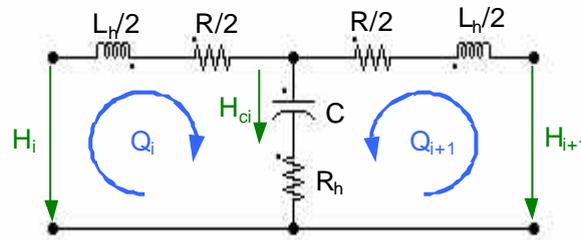


FIG. VI.B.1: Modélisation d'une conduite de longueur dx .

$$R = \frac{dx\lambda|Q|}{gDA^2} \quad L_h = \frac{dx}{gA} \quad C = \frac{dxgA}{a^2} \quad R_h = R_h(\text{wall}) \quad (\text{VI.B.1})$$

où :

λ : facteur de frottement [-]

D : diamètre de la conduite [m]

A : section [m²]

a : vitesse du son dans l'eau [m/s]

B.2 Impédance hydroacoustique

L'impédance est définie comme le rapport entre les fluctuations de pression et les fluctuations de vitesse à une fréquence définie :

$$Z_x(j\omega) = \frac{\delta H_x(j\omega)}{\delta Q_x(j\omega)} \quad (\text{VI.B.2})$$

La condition limite correspondant à un grand réservoir sans énergie emmagasinée avec $\delta H_x(j\omega) = 0$ est :

$$|Z_{réserv}(j\omega)| = 0 \quad (\text{VI.B.3})$$

Ainsi, il est souhaitable de calculer l'impédance équivalente d'un système au niveau du réservoir. La représentation de l'impédance à ce point en fonction de la fréquence permet l'identification des fréquences propres. Ces fréquences sont caractérisées par une valeur d'impédance nulle. Si par exemple les conditions au réservoir étaient celles d'une vanne fermée, donc fluctuations de débit nulles, alors les fréquences propres seraient caractérisées par une valeur tendant à l'infini. Les maxima et minima des fluctuations peuvent être localisés en représentant l'amplitude de l'impédance en fonction de x pour chaque fréquence propre identifiée. Les hautes valeurs d'impédance indiquent la position où une petite fluctuation de débit induit une grande fluctuation de pression. La Figure VI.B.2 représente l'exemple d'une conduite reliant deux réservoirs.

La plate-forme No 3 a été modélisée par 10 conduites équivalentes et le réservoir à été considéré comme infini. La Figure VI.B.4 montre le modèle adopté où les conditions limites sont imposées par les réservoirs.

Les caractéristiques hydroacoustiques des conduites équivalentes du modèle sont résumées dans le Tableau VI.B.1. Les relations pour les calculs de conduite équivalente sont :

$$L_{tot} = \sum_{i=1}^n L_i \quad A_{équ} = \frac{1}{L_{tot}} \sum_{i=1}^n L_i \cdot A_i \quad a_{équ} = \frac{L_{tot}}{\sum_{i=1}^n L_i / a_i} \quad (\text{VI.B.4})$$

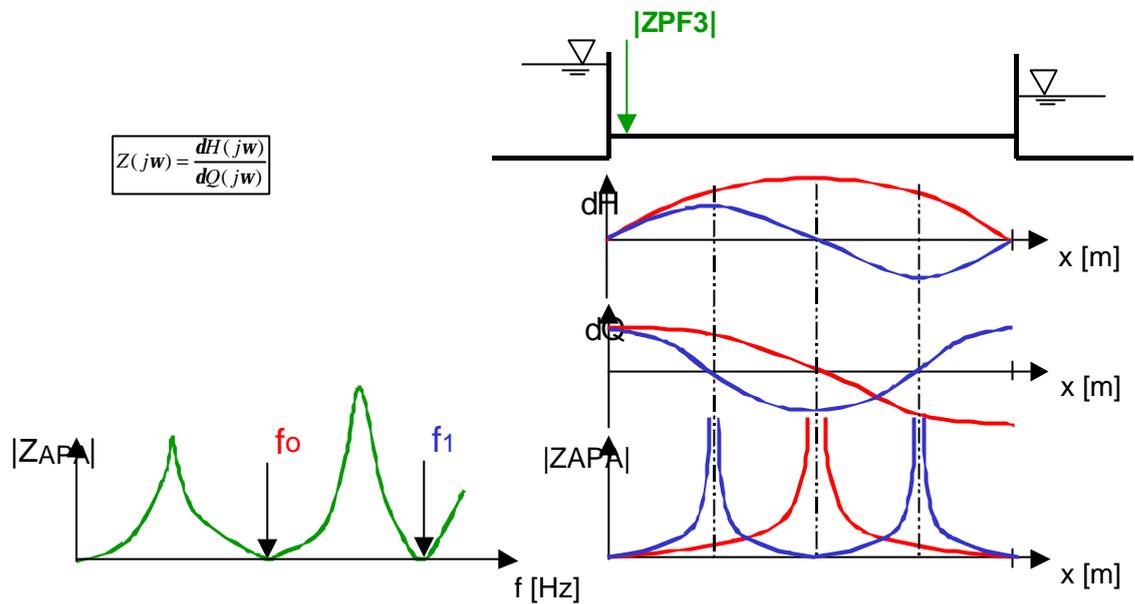


FIG. VI.B.2: A gauche, l'impédance en fonction de la fréquence pour l'identification des fréquences propres. A droite, les modes propres peuvent être représentés le long de x pour chaque fréquence propre afin de déterminer les positions des minima et maxima du débit et de la pression.

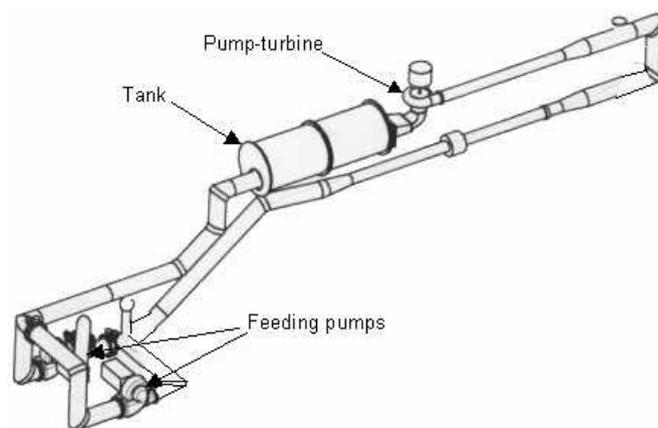


FIG. VI.B.3: Circuit de la plate-forme No 3.

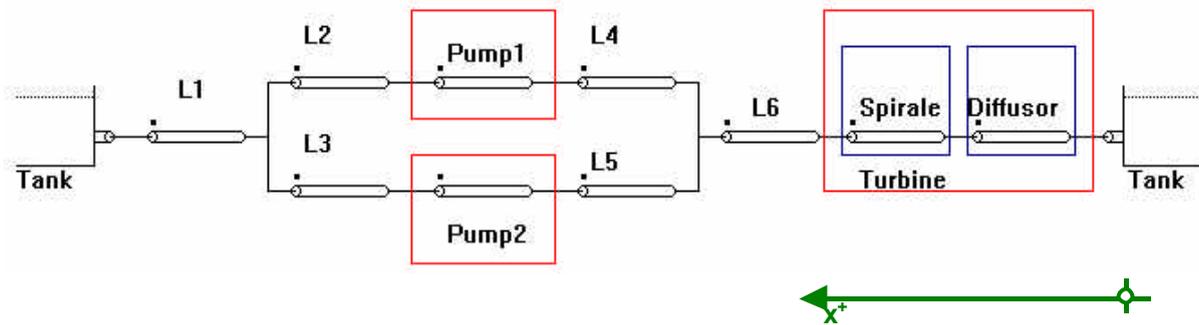


FIG. VI.B.4: Eléments du circuit modélisés par des conduites équivalentes.

	L [m]	D [m]	A [m ²]	a [m/s]
L1	11.53	0.61	0.292	1057
L2	2.55	0.61	0.292	1057
L3	7.089	0.61	0.292	1057
L4	2.295	0.484	0.184	1057
L5	4.029	0.508	0.203	1057
L6	34.272	0.529	0.220	1057
Turbine	3.485	0.418	0.137	851.6
Pompe 1/2	2.55	0.27	0.06	850

TAB. VI.B.1: Dimensions des conduites équivalentes

Les vitesses de son équivalentes dans le Tableau VI.B.1 ont été obtenues expérimentalement. Pour déterminer la vitesse d'onde équivalente dans le diffuseur, le modèle a été décomposé en deux parties. La première partie commence à l'entrée du diffuseur et se termine au milieu du coude, la vitesse du son est croissante dans cette partie. La deuxième partie va du coude à la sortie du diffuseur ; la vitesse du son est décroissante dans cette partie. Dans ces deux parties les vitesses du son sont considérées à variation linéaire. La Figure VI.B.5 montre l'évolution de la vitesse du son dans le diffuseur.

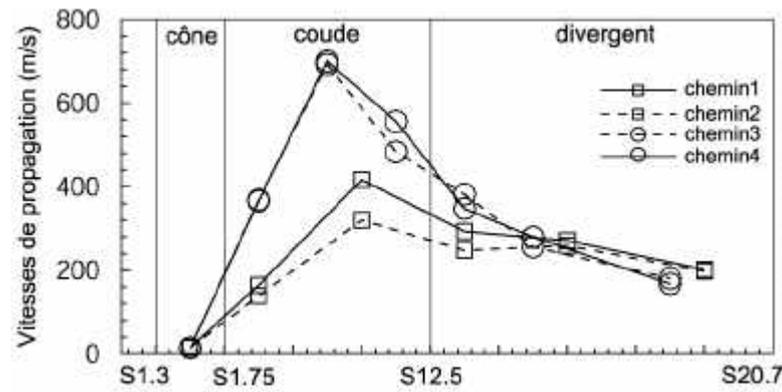


FIG. VI.B.5: Estimation des vitesses de propagation des fluctuations de pression à $2.5f_n$ suivant 4 chemins dans le diffuseur.

Par l'intégration de la vitesse du son le long de l'abscisse curviligne de la conduite, la vitesse du son équivalente à variation linéaire est :

$$\bar{a} = \frac{L}{dt} = \frac{a_{x=L} - a_{x=0}}{\ln(a_{x=L}/a_{x=0})} \quad (\text{VI.B.5})$$

La vitesse du son équivalente dans les deux parties du diffuseur est donnée dans le Tableau VI.B.2 :

	entrée(x=2.59m)-coude(x=1.83m)	coude(x=1.83m)-sortie(x=0m)
$\bar{a}[m/s]$	47	308

TAB. VI.B.2: Vitesses du son équivalentes dans les deux parties du diffuseur.

Bibliographie

- [1] *Proceedings of ASME FEDSM'02* (Montreal, 14-18 July 2002).
- [2] AVELLAN, F. Flow investigation in a Francis draft tube : the flindt project. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* (Charlotte, 7-9 August 2000), World Scientific. Proceedings of the XX IAHR Symposium.
- [3] AVELLAN, F., DUPONT, P., FARHAT, M., GINDROZ, B., HENRY, P., HUSSAIN, M., PARKINSON, E., AND SANTAL, O. Flow surveys and blade pressure measurements in a Francis turbine model. In *Symposium on Modern technology in hydraulic energy production* [48].
- [4] BENDAT, J., AND PIERSOL, A. *Engineering applications of correlation and spectral analysis*. John Wiley, 1980.
- [5] BENDAT, J., AND PIERSOL, A. *Random data : analysis and measurements procedures*, 2nd ed. John Wiley, 1986.
- [6] BLOMMAERT, G. Mesure du champ de vitesse instationnaire à la sortie d'une roue Francis avec anémométrie doppler à laser. Tech. rep., LMH-EPFL Lausanne, 1995.
- [7] BLOMMAERT, G. *Etude du comportement dynamique des turbines Francis : contrôle actif de leur stabilité de fonctionnement*. PhD thesis, EPFL No 2222, 2000.
- [8] CARON, J., FARHAT, M., AND AVELLAN, F. The influence of flow unsteadiness on erosive cavity dynamics. In *Proceedings of the 3th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference* (San Francisco CA, 18-23 July 1999). Paper FEDSM99-7213.
- [9] CIOCAN, G., AVELLAN, F., AND BERCA, L. Wall friction measurements : application in a Francis turbine cone. In *ASME* [1]. Paper FEDSM2000-31333.
- [10] CIOCAN, G. D., KUENY, J.-L., AND AVELLAN, F. Optical measurement techniques for experimental analysis of hydraulic turbines rotor-stator interaction. In *Proceedings of ASME FEDSM'00* (Boston MA, 11-15 June 2000). Paper FEDSM2000-11084.
- [11] CIOCAN, G. D., KUENY, J.-L., COMBES, J. F., AND PARKINSON, E. Analyse expérimentale de l'interaction roue-distributeur dans une pompe-turbine. *La Houille Blanche* 53 (1998), 55–60.

- [12] COMBES, J. F., VERRY, A., DELORME, M., PHILIBERT, R., AND VANEL, J. M. Numerical and experimental analysis of the flow inside an elbow draft tube. In Symposium on Modern technology in hydraulic energy production [48]. G5, Vol. 1.
- [13] CORDOBA, R. *Breve historia de las turbinas hidraulicas*, vol. 2 of *Desde la ciencia*. Universidad Centroamericana José Simeon Cañas, 1999.
- [14] COUSTON, M., AND PHILIBERT, R. Partial load modelling of gaseous Francis turbine rope. In *The international journal on Hydropower and Dams* (Aix-en-provence, France, 1998).
- [15] DÖRFLER, P. Modèle mathématique des oscillations excitées à charge partielle par la torche de cavitation dans les turbines Francis. In *Escher Wyss news* (1980).
- [16] DÖRFLER, P. K. Observation of pressure pulsations on a Francis model turbine with high specific speed. In *The international journal on Hydropower and Dams* (january 1994).
- [17] FANELLI, M. Mathematical models of the vortex core surge effects in the draft tube of a Francis turbine working at partial load. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* [20].
- [18] FARHAT, M., AVELLAN, F., AND SEIDEL, U. Pressure fluctuation measurements in hydro turbine models. In *Proceedings of 9th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery* (Honolulu, Hawaii, 10-14 February 2002).
- [19] GEBART, B. R., GUSTAVSSON, L. H., AND KARLSSON, R. I. Proceedings of turbine-99 workshop on draft tube flow. Tech. rep., Lulea University of Technology, Department of Mechanical Engineering, Division of Fluid Mechanics, 1999. (Porjus, Sweden, June 20-23).
- [20] *Hydraulic Machinery and Cavitation* (Trondheim, 20-23 June 1988), Tapir Publishers. Proceedings of the XIV IAHR Symposium.
- [21] *Hydraulic Machinery and Cavitation* (Beijing China, 1994). Proceedings of the XVII IAHR Symposium.
- [22] *IAHR Work group on the behaviour of hydraulic machinery under steady oscillation conditions* (Lausanne, 1993). IAHR Symposium.
- [23] ILIESCU, M., CIOCAN, G., AND AVELLAN, F. 3D PIV and LDV measurements at the runner outlet of a Francis turbine. In ASME [1]. Paper FEDSM2000-31332.
- [24] JACOB, T. *Evaluation on a scale model and prediction of the stability of operation of Francis turbines*. PhD thesis, EPFL No 1146, 1993.

- [25] KERKAN, V., AND BADJ, M. Computation and experimental investigation of draft tube vortex in Francis turbines of various specific speed. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* [20].
- [26] MAURI, S. *Numerical Simulation and flow analysis of an elbow diffuser*. PhD thesis, EPFL No 2527, 2002.
- [27] MAX, J. *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*, 3th ed. Masson, 1981.
- [28] MOLLENKOPF, G., AND RAABE, J. Measurements of fluctuations of velocity and pressure in the draft tube of a Francis turbine. In *IAHR Symposium, Stockholm* (1970).
- [29] MUCIACCA, F., AND ROSSI, G. Experimental approach to the study of stationary pulsations at the rope frequency on Francis turbine models : measurement techniques and some results. In *IAHR Work group on the behaviour of hydraulic machinery under steady oscillation conditions* (Milano, 1983).
- [30] NICHTAWITZ, A., AND ABFALTERER, J. Model tests on various draft tube designs at high specific speed turbines. In *Symposium on Modern technology in hydraulic energy production* [48]. G4, Vol. 1.
- [31] NICOLET, C., AVELLAN, F., ALLENBACH, P., SAPIN, A., AND SIMOND, J. J. New tool for the simulation of transient phenomena in Francis turbine power plants. In *Hydraulic Machinery and Systems* (Lausanne, 9-12 September 2002). Proceedings of the XXI IAHR Symposium.
- [32] NISHI, M., MUTSUNAGA, S., KUBOTA, T., AND SENOO, Y. Study on swirl flow and surge in an elbow type draft tube. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* (Tokyo, 1980).
- [33] NISHI, M., MUTSUNAGA, S., KUBOTA, T., AND SENOO, Y. Flow regimes in an elbow-type draft tube. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* (Amsterdam, 1982). No. 38.
- [34] NISHI, M., MUTSUNAGA, S., KUBOTA, T., AND SENOO, Y. Surging characteristics of conical and elbow-type draft tubes. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* (Stirling, 1984).
- [35] NISHI, M., MUTSUNAGA, S., AND OKAMOTO, M. Wall pressure measurements as a diagnosis of draft tube surge. In *Symposium on Modern technology in hydraulic energy production* [48].
- [36] NISHI, M., OKAMOTO, M., AND WANG, X. Evaluation of pressure fluctuations caused by cavitated spiral vortex core in the swirling flow of elbow draft tube. In

- IAHR Work group on the behaviour of hydraulic machinery under steady oscillation conditions [22].
- [37] NISHI, M., WANG, X., AND TAKAHASHI, T. A short note on the rotating frequency of vortex rope in a draft tube. In *IAHR Work group on the behaviour of hydraulic machinery under steady oscillation conditions* (Ljubljana, 1995).
- [38] PARKINSON, E., DUPONT, P., HIRSCHI, R., HUANG, J., AND AVELLAN, F. Comparison of flow computation results with experimental flow surveys in a Francis turbine. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* [21].
- [39] PEREIRA, F., FARHAT, M., AND AVELLAN, F. Dynamic calibration of transient sensors by spark generated cavity. In *Symposium on Bubble Dynamics and Interface Phenomena* (September 1993).
- [40] PHILIBERT, R., AND COUSTON, M. Francis turbines at part load - matrix simulating the gaseous rope. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* (Singapore, 9-11 September 1998), H. B. et al., Ed., World Scientific.
- [41] PULVIN, P. *Contribution à l'étude des parois rainurées pour les écoulements internes avec gradient de pression positif*. PhD thesis, EPFL No 809, 1989.
- [42] RIHTARSIC, B., OBERDANK, K., AND BADJ, M. Experimental analysis of outlet flow field in Francis runner. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* [21].
- [43] RIHTARSIC, B., OBERDANK, K., BADJ, M., AND VELENSEK, B. Experimental flow field analysis in Francis turbine in presence of a vortex core. In *IAHR Work group on the behaviour of hydraulic machinery under steady oscillation conditions* [22].
- [44] RUDOLF, P., AND SKOTÁK, A. Unsteady flow in the draft tube with elbow, part b - numerical investigation. In *The Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* [50]. Proceedings of the *X* International Meeting.
- [45] RUPRECHT, A. Numerical analysis of the flow in the elbow draft tube of a Kaplan turbine. In *Symposium on Modern technology in hydraulic energy production* [48]. G6, Vol. 1.
- [46] RUPRECHT, A., CHIHAB, W., AND GINTER, F. Experimental and numerical analysis of the three-dimensional flow in elbow draft tube. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* [21], pp. 83–94. Proceedings of the *XVII* IAHR Symposium.
- [47] SKOTAK, A., MIKULASEK, J., AND TROUBIL, P. Unsteady flow in the draft tube with elbow, part A - experimental investigation. In *The Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* [50]. Proceedings of the *X* International Meeting.
- [48] *Symposium on Modern technology in hydraulic energy production* (Belgrade, 11-14 September 1990). Proceedings of the *XV* IAHR Symposium.

- [49] TANABE, S., IKEGAWA, M., TAKAGI, T., AND SATO, J. Turbulent flow analysis in water turbine draft tube. In Symposium on Modern technology in hydraulic energy production [48]. G2, Vol. 1.
- [50] *The Behaviour of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions* (Trondheim, 26-28 June 2001). Proceedings of the X International Meeting.
- [51] Proceedings of turbine-99 workshop 2 on draft tube flow. Tech. rep., Lulea University of Technology, Department of Mechanical Engineering, Division of Fluid Mechanics, 2001. (Älvkarleby, Sweden, June 17-20).
- [52] VENTIKOS, Y., SOTIROPOULUS, F., AND PATEL, V. C. Modelling complex draft-tube flows using near-wall turbulence closures. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* (Dordrecht NL, 1996), E. Cabrera, V. Espert, and F. Martinez, Eds., vol. 1, Kluwer Academic Publishers, pp. 140–149. Vol. 1.
- [53] VU, T. C., AND SHYY, W. Viscous flow analysis for hydraulic turbine draft tubes. In *Hydraulic Machinery and Cavitation* [20], pp. 915–926. Vol. 2.
- [54] WYLIE, E. B., AND STREETER, V. L. *Fluid transients in systems*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1993.

Curriculum vitae

Jorge Arpe
De nationalité péruvienne
Né le 6 décembre 1972
Av. de Beaulieu 25
1004 Lausanne
E-mail : jorge.arpealca@epfl.ch

Formation

- 2000-2003 Thèse à la Section de Génie Mécanique de l'EPFL : Analyse du champ de pression pariétale d'un diffuseur coudé de turbine Francis.
- 1994-1999 Diplôme d'Ingénieur Mécanicien à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (Orientation Energie et Mécanique de Fluides).
- 1992 Baccalauréat Scientifique, Lima Pérou.

Expérience Professionnelle

- 2000-2003 Assistant au Laboratoire de Machines Hydrauliques de l'EPFL. Projet FLINDT (Flow Investigation In a Draft Tube).
- 1997-1998 (2 semestres) Assistant-étudiant à la Section de Génie Mécanique de l'EPFL dans le Dessin et la Conception Assistés par Ordinateur (DAO-CAO) .
- 1996 (1 mois) Stage chez BOBST SA dans l'usinage et la fabrication de pièces mécaniques

Langues

- Espagnol : langue maternelle
- Français : très bonnes connaissances
- Anglais : courant