50376
1999
129

N° d'ordre : 2543

THESE DE DOCTORAT

Présentée à

l'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Mécanique

Par

Olívio GODINHO PATRÍCIO

ANALYSE EXPÉRIMENTALE DES PRESSIONS MOYENNES ET FLUCTUANTES DANS UN CANAL INTER-AUBES D'UNE ROUE DE TURBOMACHINE CENTRIFUGE

Directeur de thèse : Mr. le Professeur Guy CAIGNAERT

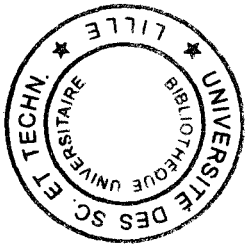
Présentée et soutenue publiquement le 7 juillet 1999 devant la commission d'examen :

Président	J. P. BARRAND	Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Lille
Rapporteurs	F. LEBOEUF	Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon
	M. PLUVIOSE	Professeur au CNAM - Chaire de Turbomachines
Examinateurs	G. BOIS	Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Lille
	D. BUISINE	Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille
	G. CAIGNAERT	Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Lille

SCD LILLE 1
D 030 196082 2

the 20 000 473

50376-
1999-
129



A la mémoire de mon père.

AVANT-PROPOS

Je remercie profondément la "Fundação para a Ciência e a Tecnologia - Junta Nacional de Investigação Cientifica e Tecnológica" du Portugal, qui m'a financé pendant cette étude.

L'ensemble des travaux a été réalisé au Laboratoire de Mécanique de Lille (URA CNRS 1441) sur le site du Laboratoire de Mécanique de l'ENSAM de Lille.

Ma profonde reconnaissance va à Monsieur le Professeur G. CAIGNAERT Directeur du Laboratoire de Mécanique de Lille, pour avoir dirigé ces travaux, et pour m'avoir permis de progresser dans la compréhension du fonctionnement des turbomachines.

J'exprime ma gratitude à Monsieur le Professeur J. P. BARRAND, Directeur du Laboratoire de Mécanique de l'ENSAM, pour m'avoir accueilli dans son équipe de recherches, et pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur F. LEBŒUF de l'Ecole Centrale de Lyon et Monsieur le Professeur M. PLUVIOSE, titulaire de la Chaire de Turbomachines du CNAM, d'avoir rapporté sur ce travail.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur le Professeur G. BOIS de l'ENSAM, et Monsieur le Professeur D. BUISINE de l'Université des Sciences et Technologie de Lille, pour avoir participé à mon jury de thèse.

Je manifeste mes plus vifs remerciements à Monsieur J. CHARLEY, Maître de Conférences à l'ENSAM de Lille, qui a toujours su rester disponible pour mettre à la disposition des chercheurs un matériel informatique en constante évolution.

Je remercie chaleureusement Monsieur M. MATON qui a conçu et réalisé le conditionneur du scanner de pression.

Je souhaite remercier mes collègues chercheurs pour les échanges culturels que nous avons établis au cours de nos travaux pluridisciplinaires.

J'aimerais également remercier l'ensemble du personnel de l'ENSAM, en particulier P. OLIVIER, G. SAILLOT, F. FRIZEL, J. CHOQUET, pour sa collaboration, sa sympathie et son accueil lors de mon séjour.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE 6

CHAPITRE 1 : SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE 8

Nomenclature du chapitre 1 9

Introduction 12

1.1 Généralités sur les profils aérodynamiques 12

1.2 Les effets de la viscosité 20

1.2.1 Profil isolé fixe 20

1.2.2 Grilles d'aubes mobiles 22

1.3 Critères d'apparition du décollement sur des profils fixes 25

1.3.1 Couche limite laminaire 25

1.3.2 Couche limite turbulente 27

1.4. Critère d'apparition du décollement sur des profils mobiles 29

1.4.1 Critères globaux 30

1.4.1.1 Ralentissement limite 30

1.4.1.2 Coefficients de portance et de Zweïfel 30

1.4.1.3 Facteur de diffusion 31

1.4.2 Critères locaux dans les turbomachines centrifuges 32

1.4.2.1 Bilan des efforts exercés sur une particule en mouvement dans un espace tournant 33

1.4.2.2 Nombre de Rossby 34

1.4.2.3 Nombres de Richardson de courbure et de rotation 36

1.4.2.4 Nombres de Richardson dans un plan aube à aube et dans un plan méridien 37

1.5 Conséquences du décollement 38

1.5.1 Recirculation 38

1.5.2 Décollement tournant 44

1.5.3 Cavitation 47

1.5.3.1 Définition 47

1.5.3.2 Critères de non-cavitation 49

1.5.4 Bruit 50

Conclusion 52

CHAPITRE 2 : INSTALLATION EXPERIMENTALE ET INSTRUMENTATION 53

Nomenclature du chapitre 2 54

Introduction 55

2.1 Présentation du banc d'essais 56

2.1.1 Environnement de la roue 57

2.1.2 Roue SHF 57

2.1.3 Répartition des prises de pression 59

2.2 Instrumentation fixe 59

2.2.1 Conduite d'aspiration 59

2.2.2 Estimation du débit 62

2.3 Evolution de l'instrumentation embarquée 63

2.3.1 Scrutateur de pression 65

2.3.2 Chaîne de mesure 67

2.3.3 Constitution d'une ligne de pression 68

2.3.4 Liaison électrique du scanner au collecteur tournant 68

2.3.5 Collecteur tournant 69

2.3.6 Mise au point des éléments sensibles 69

2.3.6.1 Réalisation d'une prise de référence stable 69

2.3.6.2 Pollution du réseau 71

Conclusion 72

CHAPITRE 3 : ACQUISITIONS ET TRAITEMENTS TEMPORELS 73

Nomenclature du chapitre 3 74

Introduction 76

3.1 Mode opératoire 76

3.1.1 Points de fonctionnement 76

3.1.2 Paramètres d'acquisition 80

3.2 Traitements temporels 81

3.2.1 Pression statique au niveau du scanner 81

3.2.2 Correction des effets centrifuges 83

3.2.2.1 Hypothèses du problème 84

3.2.2.2 Application du principe fondamental de la dynamique 84

3.2.3 Similitudes en air et en eau 88

3.2.3.1 Masse volumique de l'expérience 89

3.2.3.2 Conditions standard en entrée de roue 89

3.2.3.3 Similitude par rapport à la référence en air 89

3.2.3.4 Similitude par rapport à la roue SHF de référence en eau 90

Conclusion 92

CHAPITRE 4 : ACQUISITIONS ET TRAITEMENTS FREQUENTIELS 93

Nomenclature du chapitre 4 94

Introduction 96

4.1 Recherche bibliographique sur la transmission par une ligne de pression 96

4.2 Modélisation de la fonction de transfert en rotation 97

4.2.1 Etude de la transformation thermodynamique de l'élément dm 98

4.2.2 Equations de propagation acoustique du déplacement et de la pression fluctuante 99

4.3 Algorithme de reconstitution 105

4.4 Essais préliminaires et reconstitution appliquée à des signaux connus 106

4.5 Détermination expérimentale des fonctions de transfert des 114 prises de pression de la roue 110

4.6 Reconstitution appliquée à des signaux embarqués 112

4.7 Mode opératoire 114

4.7.1 Points de fonctionnement 114

4.7.2 Paramètres d'acquisition 115

Conclusion 115

CHAPITRE 5 : ANALYSE DES PRESSIONS PARIETALES MOYENNES 116

Nomenclature du chapitre 5 117

Introduction 118

5.1 Similitude en eau 118

5.2 Interprétation des résultats vis à vis du début de cavitation 137

5.3 Interprétation des résultats vis-à-vis du comportement de la couche limite 139

Conclusion 146

CHAPITRE 6 : ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION 147

Nomenclature du chapitre 6 148

Introduction 149

6.1 Modes hydroacoustiques 149

6.1.1 Détermination expérimentale 149

6.1.2 Détermination théorique 151

6.2 Evolution des fluctuations de pression en fonction du débit 154

6.2.1 Etude des fluctuations de pression au débit relatif de 1,24 155

6.2.2 Etude des fluctuations de pression aux débits relatifs de 0,97 et de 0,86 155

6.2.3 Etude des fluctuations de pression au débit relatif de 0,68 156

6.2.4 Etude des fluctuations de pression au débit relatif de 0,39 156

6.2.5 Etude des fluctuations de pression dans une section droite 157

6.2.6 Synthèse des résultats des fluctuations de pression 162

6.3 Etude des fréquences subsynchrones 164

6.4 Etude du niveau global des fluctuations de pression 169

Conclusion 175

CONCLUSIONS GÉNÉRALES 176

TRAVAUX À POURSUIVRE 177

REFERENCES BIBIOGRAPHIQUES 178

ANNEXE 1 186

Planches 1 à 10

ANNEXE 2 197

Planches 11 à 20

ANNEXE 3 208

Planches 21 à 30

ANNEXE 4 219

Planches 31 à 40

ANNEXE 5 230

Planches 41 à 50

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'ensemble des travaux que nous avons réalisés s'inscrit dans le cadre d'un programme de recherches sur la caractérisation des écoulements internes dans les roues de pompes centrifuges. Les trois vecteurs principaux qui sont à l'origine de ce programme sont :

a) la recherche incessante d'amélioration des performances énergétiques sur une plage de fonctionnement la plus étendue possible
b) la nécessité de mettre en place des bases de données de qualité en vue de contribuer au développement des codes de calculs des écoulements internes aux turbomachines
c) la demande de plus en plus forte d'un meilleur contrôle des sources de fluctuation de pression et de débit des machines afin de maîtriser au mieux le comportement hydroacoustique, vibratoire et acoustique des installations hydrauliques.

Dans ce cadre, les objectifs à atteindre passent nécessairement par la compréhension des écoulements internes des turbomachines, pour prédire et optimiser les performances énergétiques, les termes sources et le bruit rayonné de la machine.

Ainsi, l'axe Mécanique des Fluides du Laboratoire de Mécanique de Lille (URA - CNRS 1441) développe depuis de nombreuses années des études sur les écoulements dans les turbomachines d'un point de vue aussi bien expérimental que numérique. C'est à ce titre que le LML participe à des groupes nationaux et internationaux tels :

- L'Association Européenne ERCOFTAC,
- L'Association Internationale de Recherches Hydrauliques (AIRH)
- Le Pôle Firtech MEMTA, puis le Consortium Industrie Recherche en Turbomachines (CIRT)
- La Société Hydrotechnique de France (SHF)

Notre contribution au programme d'étude des écoulements internes dans les turbomachines concerne les régimes hors d'adaptation. L'étude expérimentale a été réalisée sur le banc d'essais RESEDA, équipé de la roue SHF qui est une roue de référence pour valider des codes de calcul.

La roue SHF du banc RESEDA possède la particularité de disposer d'un canal inter aubes instrumenté de 114 prises de pression. Une première contribution [MOR93] a fourni une base de données de pressions pariétales moyennes pour des débits relatifs compris entre 0,6 et 1, à la vitesse de rotation de 2500 tr/min. Notre travail permet d'élargir la plage de débit étudiée entre les débits relatifs de 0,30 et 1,63, pour 5 vitesses de rotation. Les acquisitions ont porté cette fois sur les pressions pariétales moyennes et fluctuantes. Cependant pour atteindre cet objectif, il a été nécessaire de modifier l'installation en mettant en place un scrutateur de pression afin d'améliorer les acquisitions de pression pariétale et surtout d'accéder aux fluctuations de ces mêmes pressions. Des études similaires [PLU92], [LEZ95] ont permis de reconstituer le champ de pression instationnaire dans une roue centrifuge bidimensionnelle ouverte dont l'instrumentation était fixe. Notre travail concerne l'étude des écoulements dans une roue centrifuge de géométrie tridimensionnelle à l'aide d'une instrumentation embarquée. Bien que réalisés en air, nos travaux concernent des écoulements à très faibles nombres de Mach et ne peuvent être raisonnablement comparés à des études un peu analogues réalisées dans des compresseurs transsoniques et supersoniques [BOI96].

Le mémoire est divisé en six chapitres.
Dans le premier chapitre, nous présentons l'état de l'art des écoulements décollés au travers d'une sélection de références issues d'une littérature abondante sur ce sujet. Nous rappelons dans un premier temps les mécanismes associés au transfert d'énergie entre le fluide et un profil quelconque. Ce transfert d'énergie s'accompagne nécessairement du développement de couches limites qui sont à l'origine d'écoulements secondaires. Ainsi dans un deuxième temps nous décrivons les comportements de cette couche limite et en particulier le décollement.
A cette occasion nous répertorions les nombreux critères d'apparition du décollement de la couche limite ainsi que les conséquences de ces décollements.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons l'installation d'essais et son instrumentation. Nous développons particulièrement l'évolution de l'instrumentation embarquée, caractérisée par la mise en place d'un scrutateur de pression multivoies, appelé couramment scanner, et d'un collecteur tournant assurant l'interface entre l'espace mobile et l'espace fixe.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les points de fonctionnement et les paramètres d'acquisition de la base de données de pressions pariétales moyennes. A ce sujet, nous formulons le post-traitement à appliquer à ces acquisitions pour corriger les effets centrifuges au niveau de la prise de pression du canal instrumenté et de la prise de référence du scanner. Ce double effet centrifuge est dû à la position excentrée du scanner. La formulation est basée sur l'étude en rotation d'une particule élémentaire dans une ligne de transmission.

Dans le quatrième chapitre, nous développons le post-traitement des acquisitions fréquentielles et temporelles des fluctuations des pressions pariétales du canal instrumenté. Une analyse préliminaire a en effet montré que la fréquence de coupure des lignes de pression était trop basse pour utiliser directement ces acquisitions. Ce post-traitement repose sur les fonctions de transfert des 114 lignes de pression, dont nous présentons la procédure d'acquisition roue à l'arrêt. Des essais préliminaires et une modélisation unidimensionnelle ont montré l'applicabilité de ces fonctions de transfert à la roue en rotation. Finalement, nous présentons les points de fonctionnement et les paramètres d'acquisition de la base de données des pressions pariétales fluctuantes.

Dans le cinquième chapitre, nous analysons les résultats des pressions pariétales moyennes obtenues à partir d'une similitude à des conditions de référence en eau. Une étude globale et une étude de quelques débits singuliers sont présentées à partir de l'évolution de pression au niveau des prises en fonction du débit relatif. Les résultats sont ensuite interprétés en termes de début de cavitation et en relation avec le comportement des couches limites.

Dans le sixième chapitre, nous présentons les fluctuations de pression mesurées dans la conduite d'aspiration en entrée de roue, et dans le canal instrumenté pour 5 débits, à la vitesse de 2500 tr/min. Une modélisation unidimensionnelle de l'ensemble du circuit à partir du formalisme des matrices de transfert et une procédure expérimentale ont permis d'identifier les modes propres du circuit dont la signature fréquentielle apparaît sur les spectres. L'apparition d'une fréquence subsynchrone à un débit très faible est analysée en détail.

L'originalité du travail présenté se situe principalement au niveau du chapitre 4 relatif au post-traitement des acquisitions fréquentielles, et au chapitre 6 relatif à l'évolution des spectres des fluctuations de pression au niveau des prises, en fonction du débit et en fonction de la position dans le canal pour un débit fixé.

CHAPITRE 1 :

SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

NOMENCLATURE DU CHAPITRE 1

a	largeur du canal (m)
b	coordonnée suivant la direction binormale ; largeur de la grille d'aube (m)
$\overline{b}$	hauteur moyenne du canal méridien (m)
c	corde du profil (m)
f_i	constantes déterminées expérimentalement, $i \in \{1, 2, 3, 4\}$
h	hauteur du profil (m)
i	angle d'incidence (rad)
i^*	angle d'incidence optimale (rad)
J_1^a	perte de charge entre l'entrée de la roue et l'aspiration (m)
m	masse (kg) ; coefficient
$\vec{n}$	direction normale du trièdre de Frenet
p^*	pression totale (Pa)
p_{vs}	pression de vapeur saturante (Pa)
p	pression statique (Pa)
q	pression dynamique (Pa)
r	rayon (m)
r_s	rayon de courbure du canal méridien en ceinture (m)
r_m	rayon moyen (m)
u	vitesse dans la couche limite (m/s)
t	pas de la grille d'aubes (m)
$\frac{t}{c}$	pas relatif de la grille d'aubes
$\vec{t}$	vecteur unitaire suivant la tangente (trièdre de Frénet)
C	vitesse absolue (m/s)
C_0	vitesse absolue du fluide (m/s)
C_z	coefficient aérodynamique de portance
C_x	coefficient aérodynamique de traînée
C_{m0}	composante méridienne de la vitesse à l'œillard (m/s)
$C_{P_{min}}$	coefficient de pression relatif au NPSHr
D	facteur de diffusion
$\vec{F}_{ext}$	forces extérieures (N)

F_x force de traînée (N)
F_Z force de portance (N)
H facteur de forme de la couche limite $H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$
$\overline{H}$ facteur de forme de la couche limite $\overline{H} = \frac{\delta_3}{\delta_2}$
J_1^a perte de charge entre l'entrée de la roue et l'aspiration (m)
K coefficient de Klapproth
P pression statique (Pa)
R rayon de courbure (m) ; rayon dans le plan aube à aube du rotor (m)
R_b rayon dans le plan méridien (m)
R_{ic} nombre de Richardson de courbure
$R_{i\Omega}$ nombre de Richardson de rotation
Ri_{SP} nombre de Richardson dans un plan aube à aube
Ri_{SH} nombre de Richardson dans un plan méridien
R' repère relatif tournant
R_n rayon de courbure de la ligne de courant dans la direction $\vec{n}$ (m)
$\overline{R}_s$ rayon de courbure moyen de la ligne méridienne ceinture (m)
Re nombre de Reynolds
Re_x nombre de Reynolds relatif à la longueur curviligne x
$Re_{\delta 1}$ nombre de Reynolds relatif à l'épaisseur de déplacement
$Re_{\delta 2}$ nombre de Reynolds relatif à l'épaisseur de quantité de mouvement
U vitesse à l'extérieure de la couche limite ; vitesse d'entraînement (m/s) ; vitesse relative
V vitesse absolue pour un rotor (m/s)
W vitesse relative (m/s)
W_a composante axiale de la vitesse relative (m/s)
W_u composante tangentielle de la vitesse relative (m/s)
W_m vitesse relative moyenne (m/s)
$\vec{Z}$ vecteur unitaire suivant la direction axiale
RMS (Root Mean Square) valeur moyenne quadratique

Symboles grecs

α	angle (rad)
β	angle entre la vitesse d'entraînement et la vitesse relative (rad)
δ	épaisseur de la couche limite (m)
δ_1	épaisseur de déplacement (m)
δ_2	épaisseur de quantité de mouvement (m)
δ_3	épaisseur de dissipation d'énergie (m)
λ	coefficient de Hagen
μ	viscosité dynamique (Pl)
ν	viscosité cinématique (maSt)
ρ	masse volumique (kg/m^3)
σ	coefficient de similitude de cavitation ; solidité ou serrage $\sigma = \frac{c}{t}$
τ	contrainte de cisaillement à la paroi (N/m^2)
ω	vitesse angulaire de rotation (rad/s)
ψ	coefficient de Zweïfel
Δ	différence
Ω_s	vorticité dans la direction tangentielle de la ligne de courant relatif
$\vec{\nabla}$	opérateur nabla

Indices

1	entrée, bord d'attaque
2	sortie, bord de fuite
u	direction tangentielle
m	méridien
min	minimale

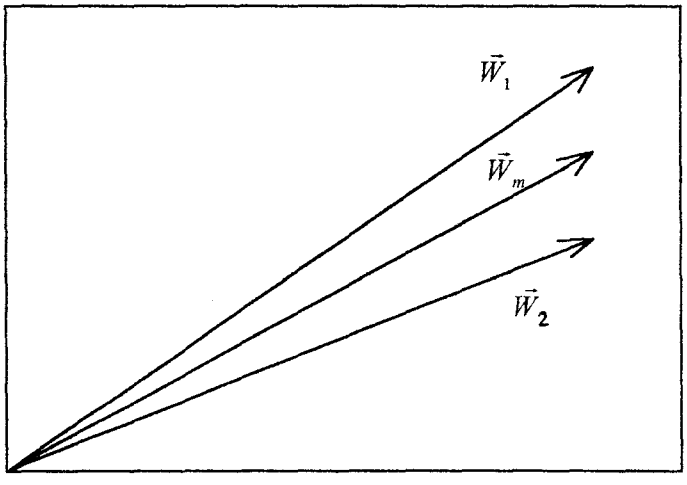
CHAPITRE 1 : SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

Introduction

Dans une turbomachine de compression, fonctionnant à vitesse de rotation constante, il est bien connu que la qualité des échanges d'énergie entre le rotor et le fluide qui y circule est très variable selon le régime de fonctionnement, ou encore selon le débit traversant ce rotor. Une modification du débit s'accompagne évidemment d'évolutions des niveaux des vitesses relatives dans les écoulements inter-aubes mais également des efforts liés à l'évolution des incidences au niveau des bords d'attaques des divers aubages constituant la roue. Les divers phénomènes susceptibles d'apparaître font l'objet de la synthèse bibliographique présentée dans ce chapitre.

1.1 Généralités sur les profils aérodynamiques

Un point de fonctionnement sur la caractéristique d'une turbomachine correspond à une incidence particulière de l'écoulement aux bords d'attaque des aubages mobiles (roue) et des aubages fixes (diffuseurs, volutes,...).
Il n'est donc pas inintéressant de rappeler succinctement les définitions et résultats de base relatifs aux profils aérodynamiques. Dans le cadre des grilles d'aubes planes, les performances aérodynamiques d'un profil sont caractérisées par sa portance F_Z et sa traînée F_X, composantes de la résultante des actions exercées par le fluide sur le profil respectivement sur la normale à la direction de la vitesse moyenne de l'écoulement $\vec{W}_m$ et sur la direction $\vec{W}_m$. Dans une grille d'aubes plane, cette vitesse moyenne $\vec{W}_m$ est définie à partir des vitesses dites à l'infini amont $\vec{W}_1$ et à l'infini aval $\vec{W}_2$ selon le schéma ci-dessous :



Deux coefficients adimensionnels sont ainsi définis, caractéristiques du profil de corde c et d'envergure h.

- Le coefficient de portance : $C_z = \dfrac{F_z}{\frac{1}{2}\rho W_m^2 \, c\, h}$
- le coefficient de traînée : $C_x = \dfrac{F_x}{\frac{1}{2}\rho W_m^2 \, c\, h}$

Ainsi, pour les profils isolés d'usage courant, comme les profils NACA, Göttingen, Clark..., les caractéristiques aérodynamiques, correspondant à des envergures "infinies", sont disponibles dans des recueils de bases de données expérimentales [ABB59]. Des formules permettent de passer d'une envergure infinie à une envergure finie [GLA93].

Sur la figure 1.1 est représenté le profil NACA 4412. Les figures 1.2 et 1.3 présentent ses caractéristiques aérodynamiques de portance et de traînée obtenues expérimentalement en soufflerie.

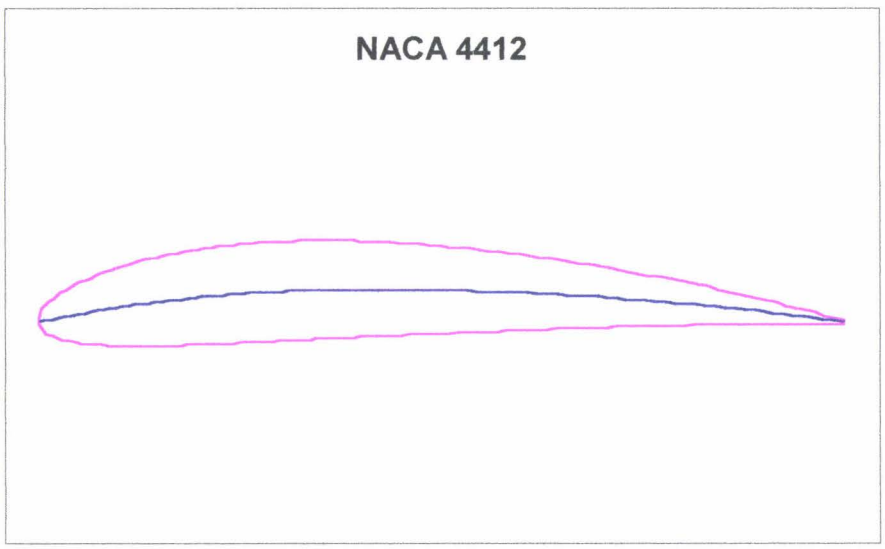


Figure 1.1 : Profil NACA 4412

Le profil NACA 4412 est le premier de la gamme des NACA à 4 chiffres de la série 44 dont les autres profils sont : 4415, 4418, 4421, 4424.
Le coefficient de portance de ce profil à 12 % d'épaisseur relative présente l'intérêt d'atteindre un maximum de 1,6 pour une incidence voisine de 12 degrés, alors que celui du NACA 4424 est limité à 1,2 pour le même nombre de Reynolds.

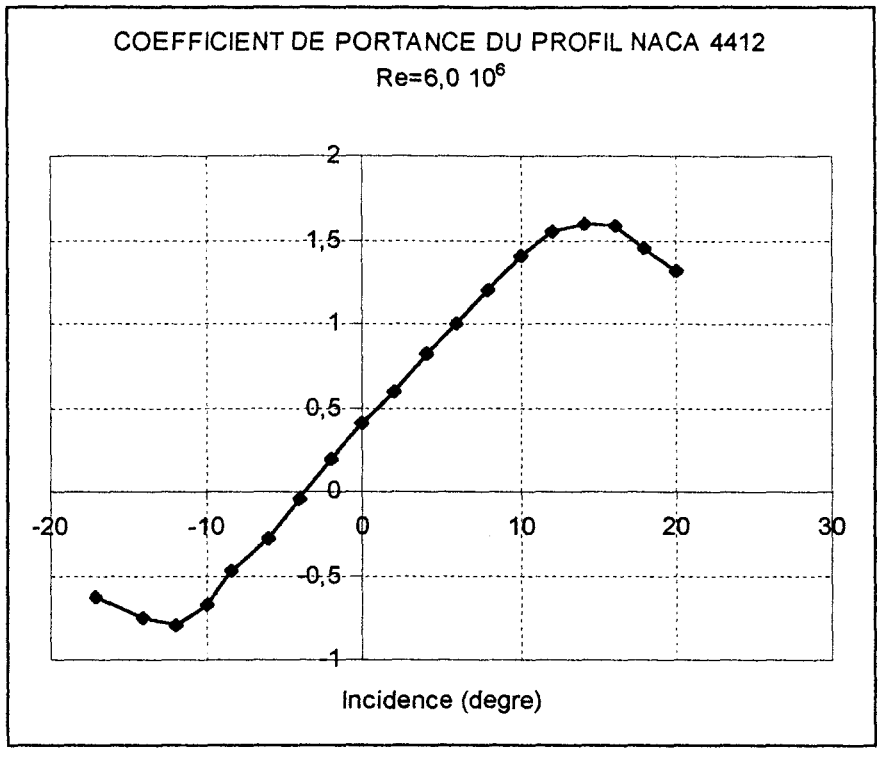


Figure 2 : Coefficient de portance [ABB59]

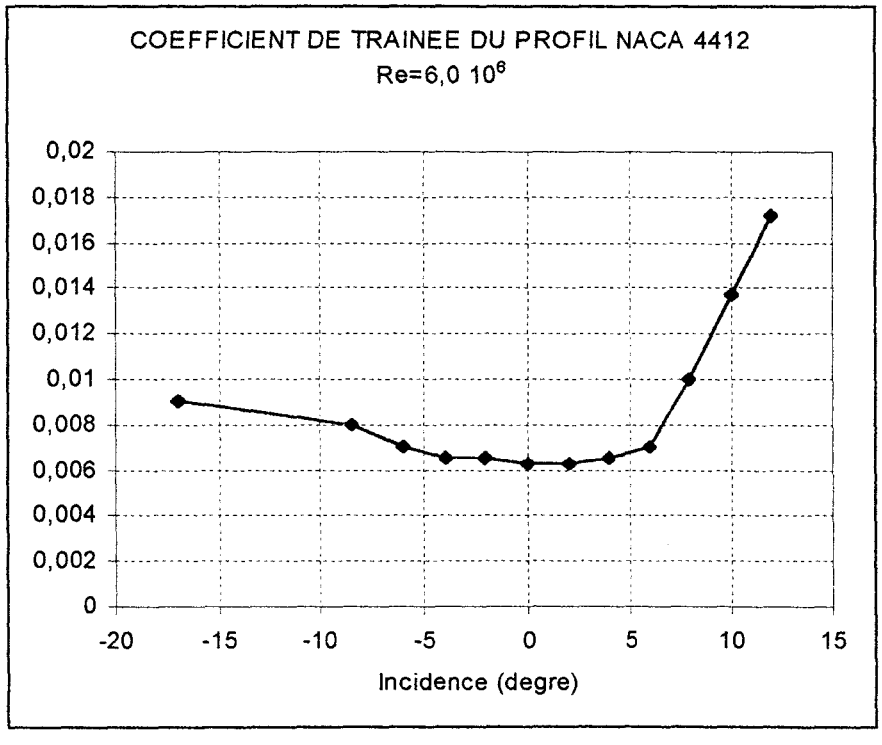


Figure 3 : Coefficient de traînée [ABB59]

Etant donnée la dissymétrie du profil, le coefficient de portance s'annule pour une incidence négative voisine de -4 degrés. L'étendue de la plage utile de ce profil est de l'ordre de 16 degrés.

En ce qui concerne le coefficient de traînée, constitué d'une traînée de pression et d'une traînée de frottement, sa valeur minimale varie aussi dans le même sens que l'épaisseur relative. Plus la portance est élevée plus la traînée de pression est élevée.
Après décollement, la traînée de frottement devient prépondérante.

Les figures 1.4 et 1.5 sont des représentations schématiques de l'incidence du fluide par rapport à la corde du profil. Elles permettent de montrer l'influence du débit sur l'incidence, et ainsi sur la charge fournie par la turbomachine. Plus l'incidence est grande, plus la charge fournie est importante.

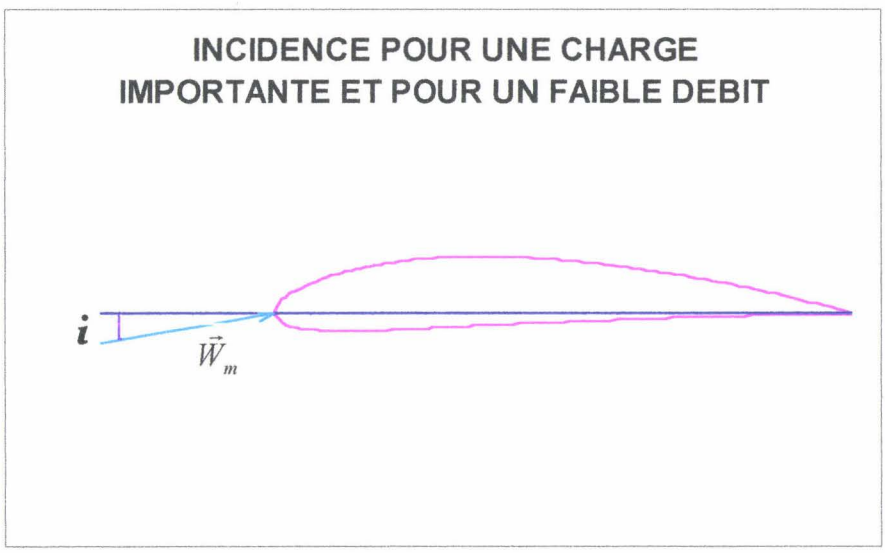


Figure 1.4 : Configuration fluide - profil à faible débit

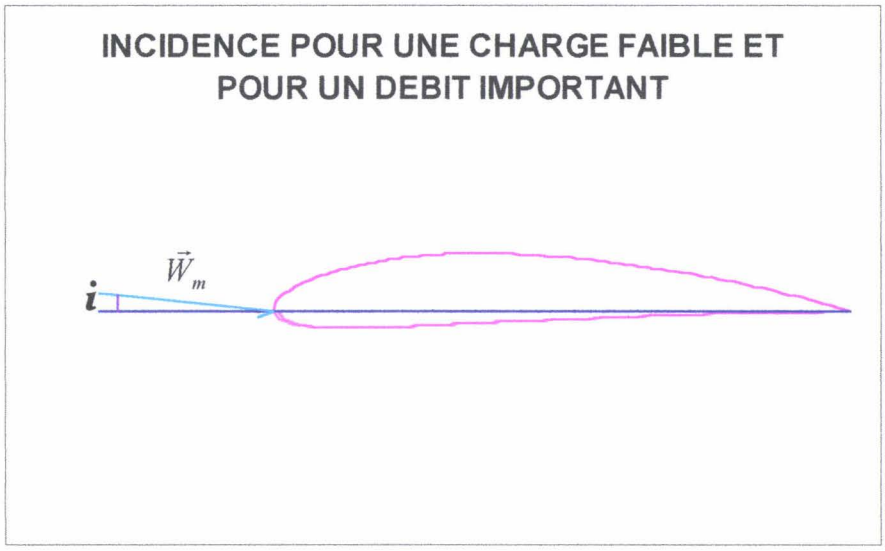


Figure 1.5 : Configuration fluide - profil à grand débit

Dans le cas des turbines, la notion de vitesse moyenne n'a plus grande signification étant donnée la grande déviation présentée par l'écoulement à la traversée de la grille. Le coefficient qui sert alors à exprimer la charge aérodynamique de l'aubage est le coefficient de portance tangentielle ou coefficient de Zweïfel, [BID79], défini par :

$$\psi = \frac{\rho\, t W_a\, \Delta W_u}{\frac{1}{2}\rho\, W_2^2 b}$$

Cette formule peut être appréhendée en la comparant au coefficient de portance C_z utilisé pour les grilles de compresseurs axiaux. Ainsi comme le montre la figure 1.6, le coefficient de portance C_z est la comparaison entre la force de portance par unité de hauteur, F_z et la force de référence $\frac{1}{2}\rho\, W_m^2\, c$.

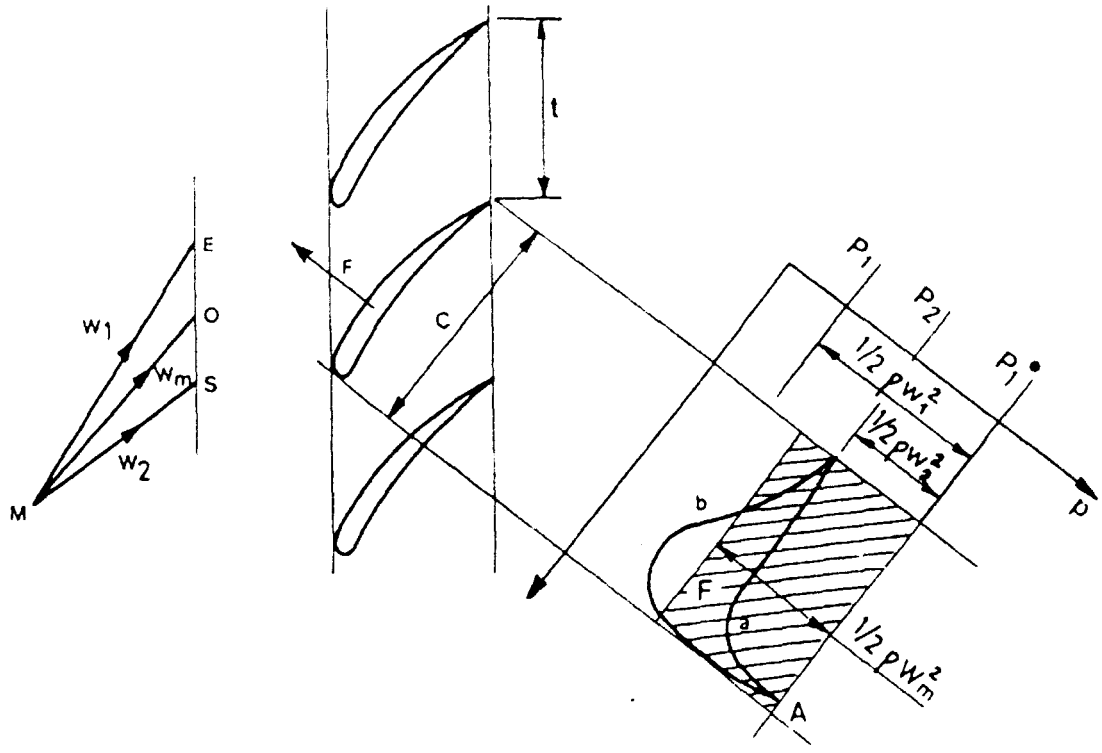


Figure 6 : Signification physique du coefficient de portance C_z [BID79]

Sur cette figure, sont représentées les distributions de pression statique à l'intrados et à l'extrados d'un profil d'une grille. L'axe des abscisses est porté par la direction de la corde. Or, précédemment nous avons signalé que la direction de référence est portée par $\vec{W}_m$. Cependant, l'incidence reste faible si bien que la direction de la corde et celle de $\vec{W}_m$ sont pratiquement confondues. Dans le cas d'un fluide incompressible, la pression statique p en un point du profil est reliée au module W de la vitesse relative par le théorème de Bernoulli sans terme de pertes de charge, exprimé dans le repère relatif par la relation suivante:

$$p + \frac{1}{2}\rho W^2 - \frac{1}{2}\rho U^2 = p_m + \frac{1}{2}\rho W_m{}^2 - \frac{1}{2}\rho U^2 \qquad (1\text{-}1)$$

Il est à noter que le terme relatif à la vitesse d'entraînement U se conserve, étant donné le caractère bidimensionnel de la grille présentée à la figure 6. Le point A représente le point d'arrêt de l'écoulement et reste proche du bord d'attaque. La pression statique en ce point, notée P_1^* est égale à :

$$P_1^* = p_m + \frac{1}{2}\rho W_m{}^2$$

Cette pression est la valeur maximale de la distribution de pression statique autour du profil, étant donné que la quantité $p + \frac{1}{2}\rho W^2$ est constante d'après la relation (1-1).

La pression statique au bord de fuite, notée P_2, correspond au point de raccordement de distribution de pression intrados/extrados. La quantité $P_1^* - P_2$ est égale à :

$$P_1^* - P_2 = \frac{1}{2}\rho W_2^2$$

La pression statique au bord d'attaque, notée P_1, correspond à un point intermédiaire situé entre le point d'arrêt A et le point de pression minimale situé sur l'extrados du profil. La quantité $P_1^* - P_1$ est égale à :

$$P_1^* - P_1 = \frac{1}{2}\rho W_1^2$$

Comme $\vec{W}_m$ est la moyenne arithmétique de $\vec{W}_1$ et de $\vec{W}_2$, la quantité $\frac{1}{2}\rho W_m^2$ est représentée par une variation de pression statique intermédiaire entre les quantités $\frac{1}{2}\rho W_1^2$ et $\frac{1}{2}\rho W_2^2$.

L'aire hachurée sur la figure 6 correspond à la force de référence et l'aire comprise entre les deux courbes de distribution de pression représente l'effort F_z. Ainsi, l'expression de C_z est :

$$C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho W_m^2 c}$$

En ce qui concerne le coefficient de portance tangentielle, il faut considérer la figure 7.

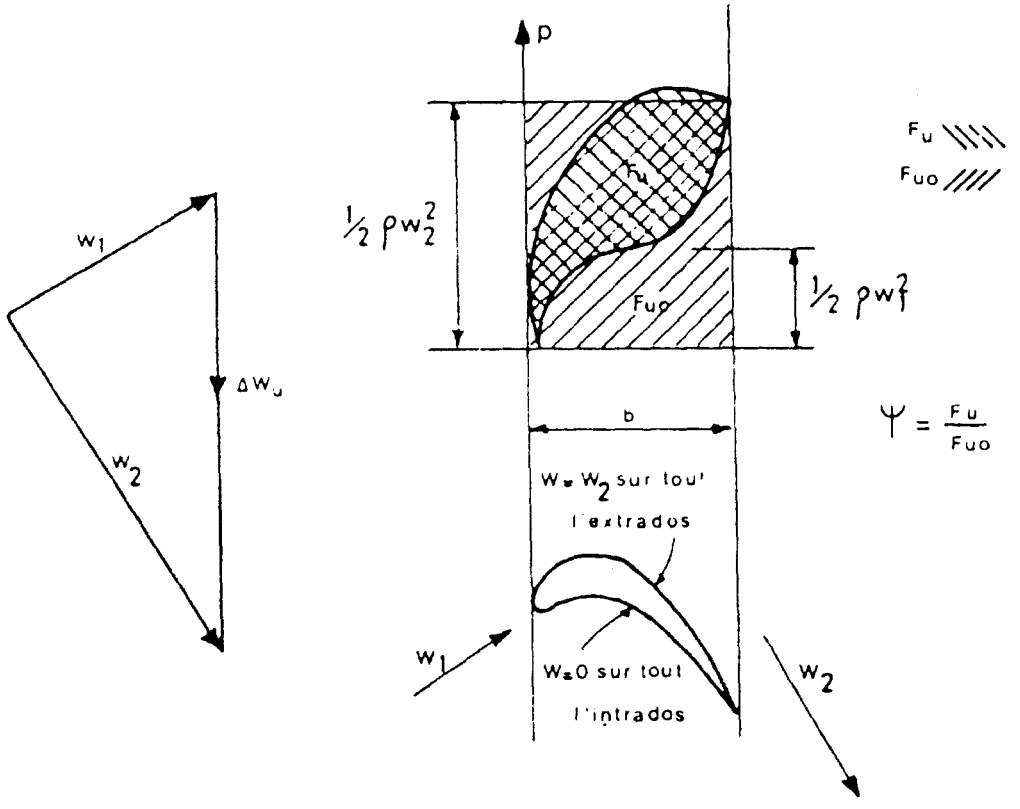


Figure 7 : Signification physique du coefficient de portance tangentielle ψ [BID79]

La direction de référence pour les machines réceptrices est la direction tangentielle étant donné que le couple est la grandeur transmise par l'arbre de rotation. Comme pour la figure 6, les distributions de pression statique intrados/extrados sont représentées. Cependant, l'effort de référence est $\frac{1}{2}\rho W_2^2 b$. Dans l'expression du coefficient de portance tangentielle

$$\psi = \frac{\rho t W_a \Delta W_u}{\frac{1}{2}\rho W_2^2 b}$$

le numérateur $\rho t W_a \Delta W_u$ représente la composante tangentielle de la variation de quantité de mouvement de l'écoulement entre l'entrée et la sortie de la grille. D'après le théorème d'Euler, cette quantité est égale à la composante tangentielle F_u de la force du profil sur le fluide, qui est la seule force extérieure. Cette composante est égale à l'aire comprise entre les courbes de distribution de pression statique intrados/extrados représentées sur la figure 7.

Le coefficient de portance tangentielle est également applicable aux compresseurs. La relation permettant de relier le coefficient de portance C_z au coefficient ψ est :

$$\frac{\psi}{C_z} = \frac{c}{b}\frac{W_a W_m}{W_2^2}$$

En considérant que les incidences sont faibles, cette relation peut être approchée par :

$$\frac{\psi}{C_z} \approx \left(\frac{W_m}{W_2}\right)^2$$

1.2 Les effets de la viscosité

1.2.1 Profil isolé fixe

L'écoulement autour d'un profil est composé de 2 zones :

- une couche limite qui se développe au voisinage du profil et dont les caractéristiques dépendent du nombre de Reynolds,
- une zone "saine" en dehors de cette couche limite et dans laquelle la viscosité du fluide a des effets négligeables.

Ainsi, la vitesse du fluide à la paroi est nulle et atteint une valeur limite U dans la zone saine. La figure 8 présente le profil de vitesse au voisinage d'une paroi plane, et la figure 9, le profil de vitesse au voisinage d'un profil.

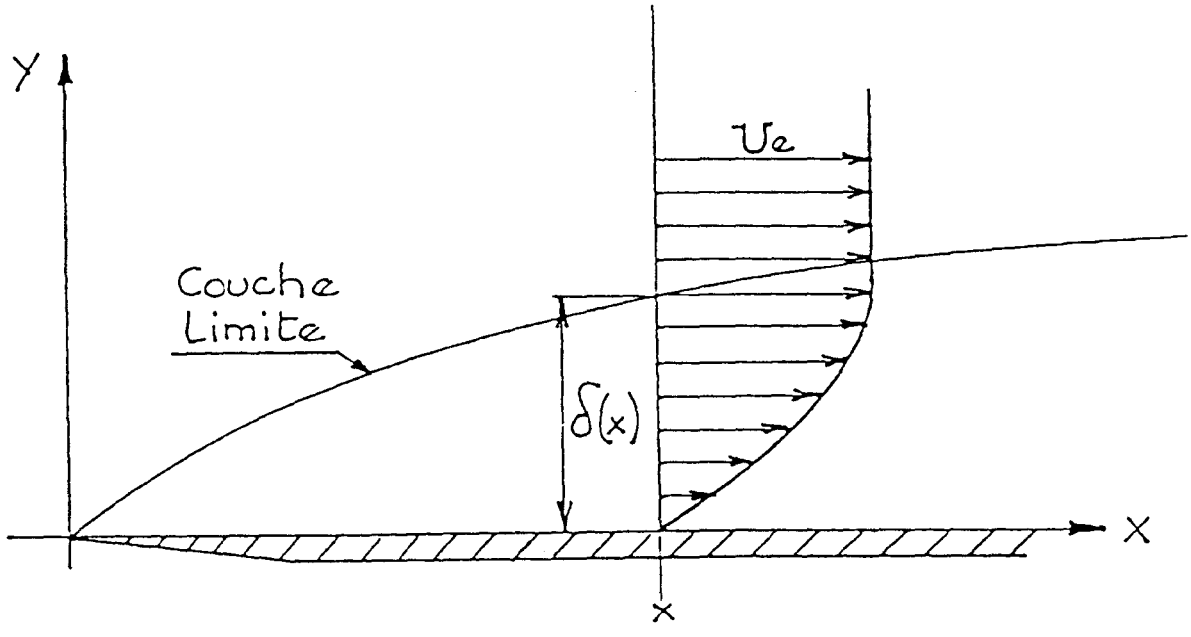


Figure 8 : Profil de vitesse au voisinage d'une plaque plane [REY97]

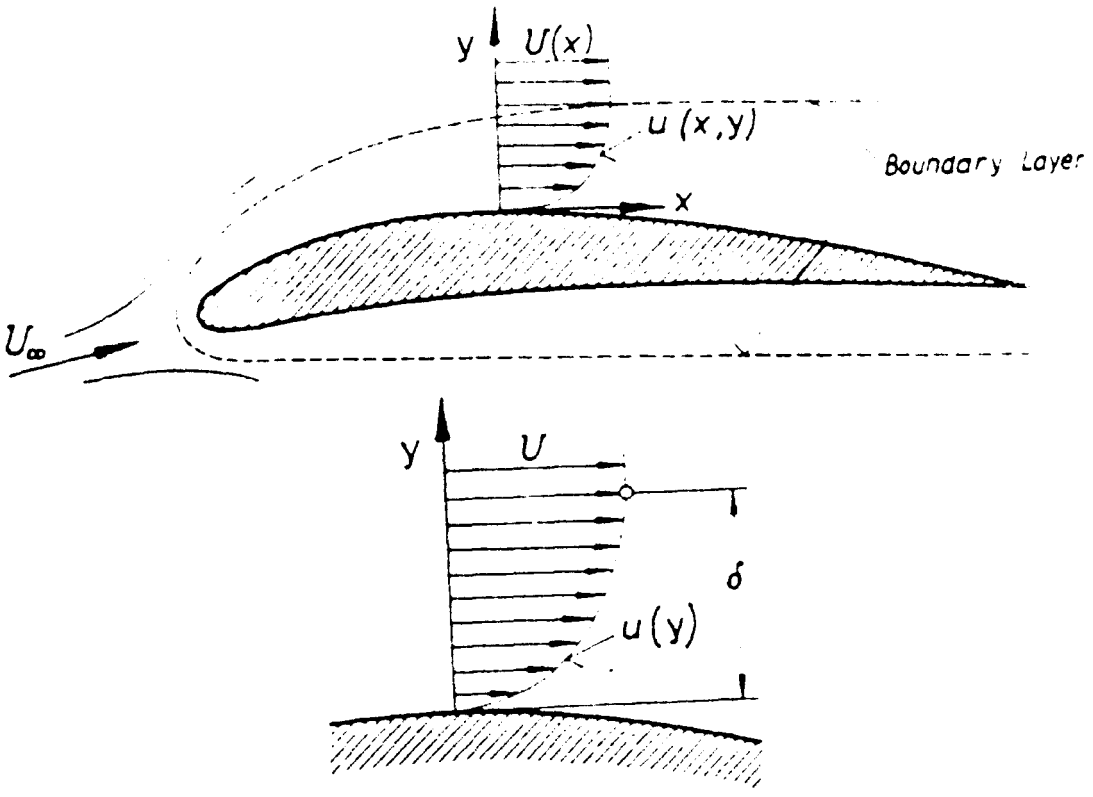


Figure 9 : Profil de vitesse au voisinage d'une paroi de forme quelconque [SCH59]

Les paramètres caractéristiques de la couche limite sont les suivants :

- δ, l'épaisseur de la couche limite, frontière à laquelle la vitesse du fluide vaut 99 % de la vitesse dans la zone saine,
- δ_1, l'épaisseur de déplacement : $\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$
- δ_2 l'épaisseur de quantité de mouvement : $\delta_2 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) \frac{u}{U} dy$
- δ_3 l'épaisseur d'énergie : $\delta_3 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u^2}{U^2}\right) \frac{u}{U} dy$
- H, $\overline{H}$, les facteurs de forme : $H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$, $\overline{H} = \frac{\delta_3}{\delta_2}$

Il existe 2 types de couche limite :

- La couche limite laminaire dans laquelle l'écoulement est régulier et exempt de tourbillons,
- La couche limite turbulente caractérisée par la présence d'un grand nombre de petits tourbillons.

La théorie des écoulements potentiels non visqueux établit que pour une incidence donnée, la vitesse diminue sur l'intrados ou sur l'extrados d'un profil fixe [REY97]. En dehors de la couche limite, cette décélération s'accompagne d'un gradient de pression positif, ce qui peut être vérifié par le théorème de Bernoulli sans pertes de charge, applicable compte tenu de l'absence des effets de viscosité dans cette zone. Ce gradient de pression est présent aussi dans la couche limite et bien que ce gradient ne puisse pas être corrélé à un gradient de vitesse négative du fluide par le théorème de Bernoulli, il y a effectivement décélération du fluide dans cette zone.

Si l'augmentation de pression est très importante, la décélération peut provoquer une inversion de l'écoulement dans la couche limite, comme le montre la figure 10. Cette inversion a comme conséquence le décollement. Le point d'apparition du décollement est un point d'inflexion pour le profil de vitesse. Ainsi, la contrainte du fluide à la paroi du profil qui s'exprime de la façon suivante :

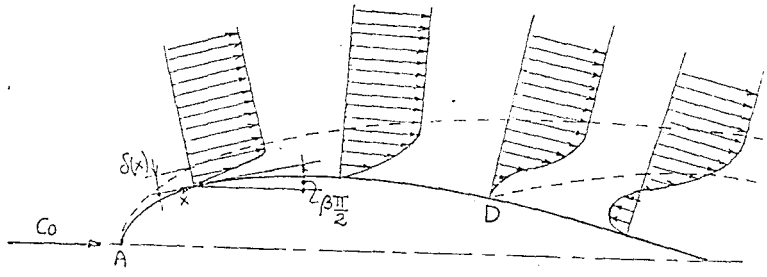


Figure 10 : Inversion de l'écoulement dans la couche limite [REY97]

$$\tau = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$$

est nulle au point de décollement.

1.2.2 Grilles d'aubes mobiles

Le développement de la couche limite autour des profils conditionne la structure de l'écoulement à la sortie d'une roue en rotation. Ainsi, dans le plan aube à aube, cette structure est composée en sortie de roue de 2 zones distinctes : le jet et le sillage. La figure 11 présente cette décomposition dans une roue à aubages droits.

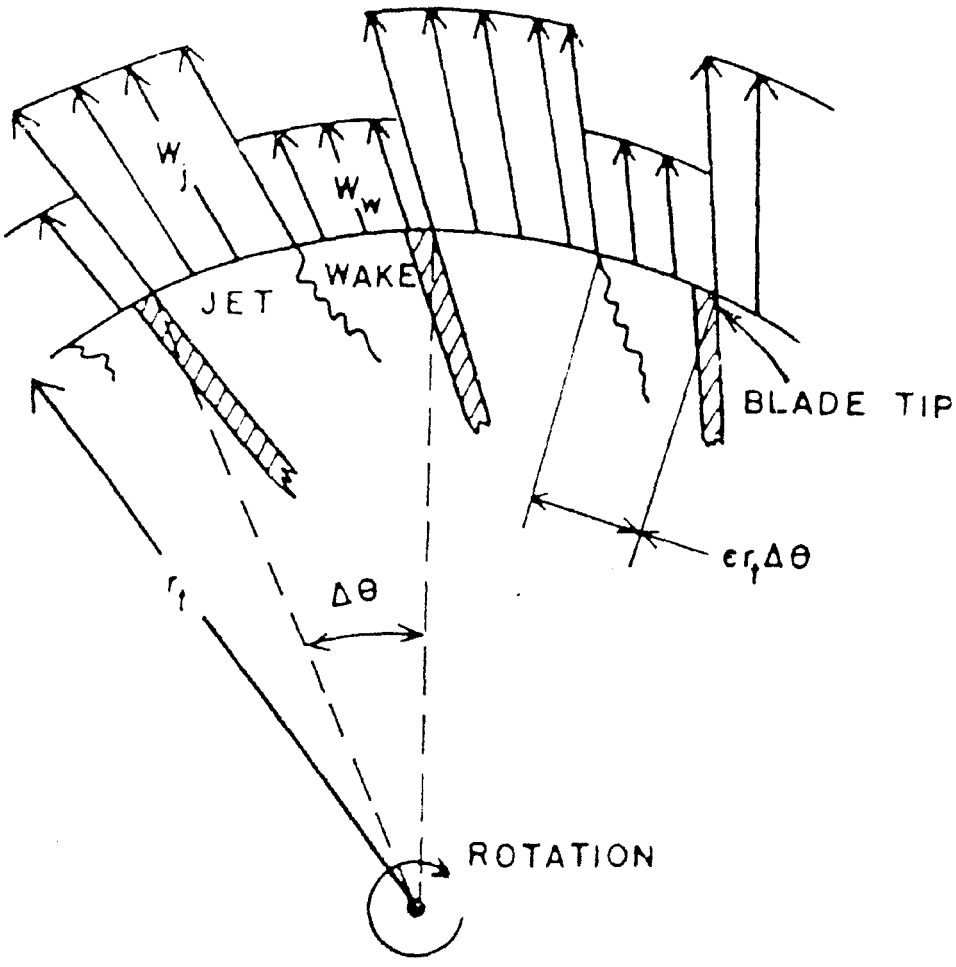


Figure11 : "Square-wave", modèle d'écoulement jet sillage [JOH66]

Dans l'approche de Johnston et Dean, l'écoulement est obtenu à partir d'un modèle unidimensionnel pour les 2 zones. Cependant, Eckardt [ECK76] a su montrer que la théorie des écoulements potentiels peut décrire la structure du jet qui a été corrélée en détail à des mesures dans un canal de roue centrifuge. Par contre, la structure complexe du sillage est beaucoup plus difficile à modéliser et demande une analyse plus détaillée. Elle est liée au développement de la couche limite autour du profil entre le bord d'attaque et le bord de fuite. La figure 12 montre le développement de couche limite autour des profils et le sillage qui en résulte.

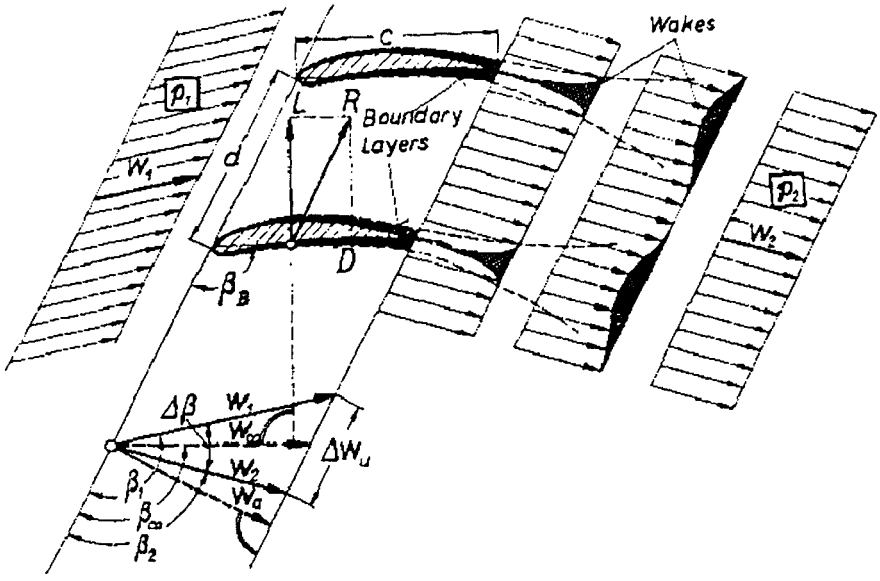


Figure 12 : Ecoulement visqueux à travers une grille bidimensionnelle [SCH59]

Cette figure représente un écoulement bidimensionnel visqueux à travers une grille. Il est supposé uniforme loin à l'amont de la grille, et incompressible. La vitesse débitante W_a se conserve ainsi entre l'amont et l'aval de la grille. Le développement de la couche limite sur les 2 faces des aubages crée alors un sillage derrière chacun d'eux. L'influence de la viscosité dans la couche limite et dans le sillage entraîne un écoulement hétérogène immédiatement à la sortie de la grille. La vitesse débitante dans le jet est ainsi beaucoup plus importante que celle dans le sillage. L'écoulement retrouve son homogénéité après une phase de mélange.

Les pertes associées à la viscosité se décomposent en 3 parties :

- les pertes dues à la couche limite non décollée sur les 2 faces du profil,
- les pertes dues à un décollement éventuel de la couche limite,
- les pertes dues au mélange turbulent dans le sillage.

Le décollement n'apparaît pas nécessairement à tous les points de fonctionnement d'une turbomachine. Cependant, la conception d'une machine s'effectue toujours avec des conditions optimales au point de fonctionnement nominal : recherche du maximum de déviation pour un minimum de pertes entre l'entrée et la sortie de la machine. Cet optimum est toujours accompagné d'un décollement.

La structure jet sillage est aussi fortement conditionnée par les organes de récupération de l'énergie situés à l'aval de la roue : diffuseur, volute.

Finalement, l'amélioration de la compréhension du sillage peut aider à l'optimisation des performances des turbomachines. Pour prédire son développement, il est nécessaire d'étudier finement les écoulements secondaires qui influencent l'épaisseur de la couche limite sur les faces du canal inter aubes.

1.3 Critères d'apparition du décollement sur des profils fixes.

Il s'agit de donner les critères de décollement de la couche limite en fonction de la courbure du profil et de l'incidence de l'écoulement par rapport à celui-ci. Les critères présentés ci-après sont relatifs à des profils fixes.

1.3.1 Couche limite laminaire

Le modèle qui permet d'étudier la couche limite laminaire est l'écoulement du fluide sur une plaque plane avec une vitesse uniforme en dehors de la couche limite : c'est le modèle de Blasius.
Dans ce cas, le gradient de pression est nul le long de la paroi et les grandeurs caractéristiques de la couche limite peuvent s'exprimer de manière simple en fonction de l'abscisse curviligne de la plaque :

$$\frac{\delta_1}{x} = \frac{1,73}{\sqrt{Re_x}}$$

$$\frac{\delta_2}{x} = \frac{0,664}{\sqrt{Re_x}}$$

H=2,605

Pour introduire des gradients de pression non nuls, donc pour mettre en évidence les zones de décollement, l'écoulement autour d'un dièdre doit être considéré. L'angle d'ouverture du dièdre $\beta\frac{\pi}{2}$ représenté sur la figure 13, permet de connaître le coefficient m de la vitesse potentielle de l'écoulement sur le dièdre par l'expression :

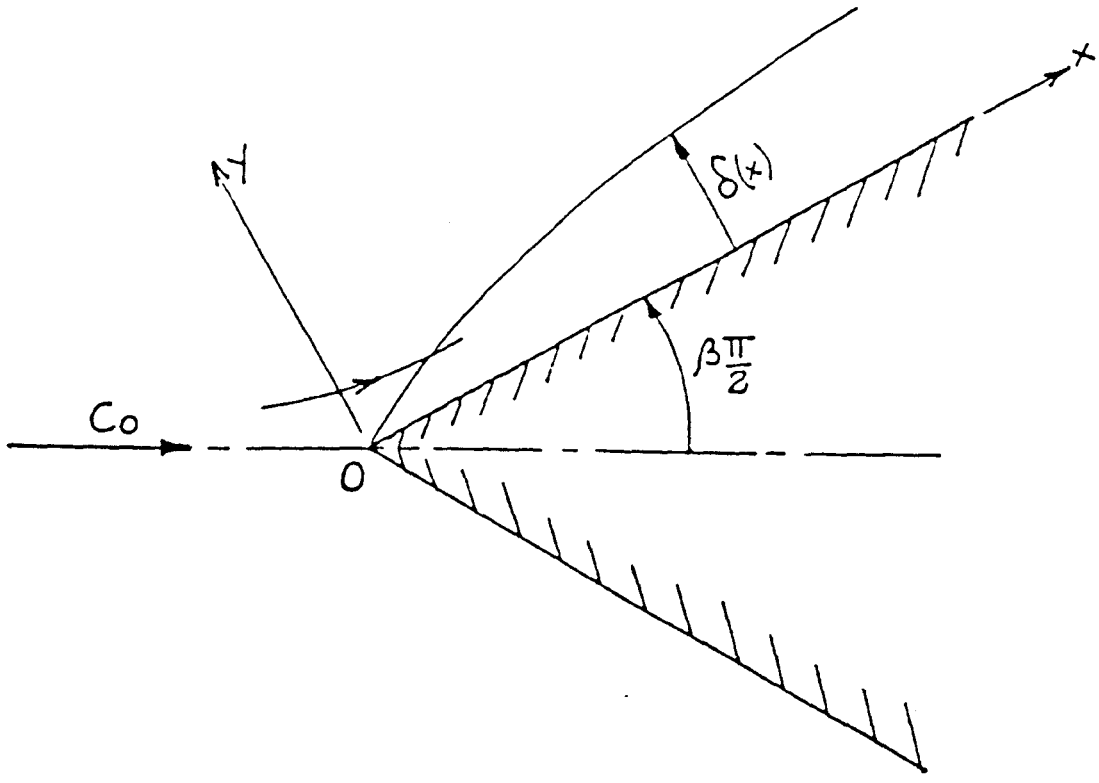


Figure 13 : Ecoulement visqueux sur un dièdre [REY97]

$$\beta = \frac{2m}{m+1}$$

la vitesse potentielle est alors égale à :

$$U = C_0 x^m$$

Pour une valeur de m égale à -0,0904, la contrainte à la paroi est nulle et il y a donc décollement. Pour m égal a 0, ce modèle coïncide avec le modèle de Blasius.

Dans le cas d'un profil fixe, la théorie des écoulements potentiels fournit le champ de vitesse en fonction de l'incidence du fluide, et l'angle β est déterminé par l'expression [RYH85] :

$$\beta = \frac{2}{U^2}\frac{dU}{dx}\int_0^x U\,dx$$

Lorsque m atteint la valeur critique, il y a décollement dans le cas de couche limite laminaire.

1.3.2 Couche limite turbulente

Pour connaître le point de décollement dans le cas de la couche limite turbulente, l'équation de Von Karman (1-2) peut être résolue [REY97].

$$\frac{d\delta_1}{dx} + \left(\frac{H+2}{2}\right)\frac{\delta_1}{q}\frac{dq}{dx} = \frac{\tau}{2q} \qquad (1\text{-}2)$$

q est la pression dynamique : $q = \frac{1}{2}\rho U^2$

Lorsque le point de décollement est proche le facteur H augmente. Des expériences ont montré que pour H inférieur à 1,8, le décollement n'apparaît jamais et que pour H supérieur à 2,6 il y a toujours décollement. En fait, le gradient de H entre 1,8 et 2,6 est très grand, il n'est donc pas nécessaire de connaître précisément la valeur de H pour qu'il y ait décollement, c'est pourquoi, en général le point de décollement correspond à la valeur de H égale à 2,6.

L'équation de Von Karman présente 3 inconnues : δ_1, H, τ. Des relations semi-empiriques donnant le gradient de H et le coefficient de contrainte à la paroi sont couplées à l'équation de Von Karman. Pour résoudre le système d'équations différentielles, la condition initiale correspond au point de transition de la couche limite laminaire à la couche limite turbulente. La transition laminaire turbulent est très difficile à connaître précisément. Plusieurs critères existent. Certains auteurs [ABB59], [JOH76] considèrent que la transition a lieu au premier point de minimum de pression, sur les deux faces du profil. D'autres auteurs comme Schlichting et Ulrich [ABB59], figure14, proposent des corrélations expérimentales qui permettent de connaître cette transition.

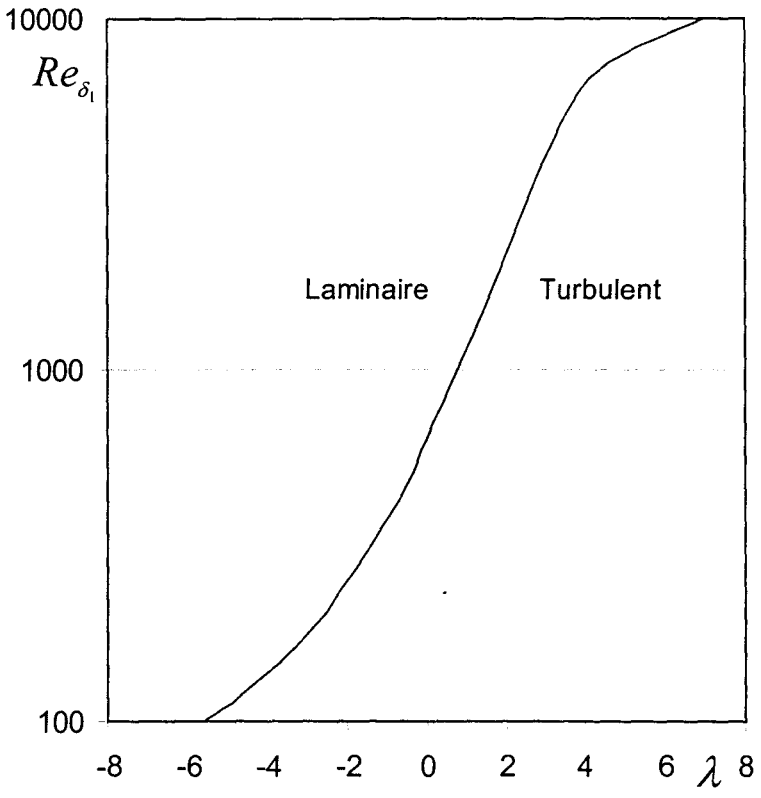


Figure 14 : transition laminaire turbulent selon Schichting et Ulrich [ABB59]

Avec $\lambda = \frac{\delta^2}{\nu}\frac{dU}{dx}$ nombre de Hagen [BAL78]

Et $Re_{\delta_1} = \frac{U\delta_1}{\nu}$

Smith compare en un point donné du profil, le nombre de Reynolds associé à l'épaisseur de quantité de mouvement Re_{δ_2} au nombre de Reynolds de transition défini par [REY97]:

$$\left(Re_{\delta_2}\right)_{tr} = 1{,}174\left[1 + \frac{22400}{Re_x}\right]Re_x^{0,46}$$

Si le nombre de Reynolds de transition est supérieur à Re_{δ_2} alors l'écoulement est stable donc laminaire au point de calcul. La figure 15 présente un exemple de calcul réalisé sur la face en dépression d'un profil.

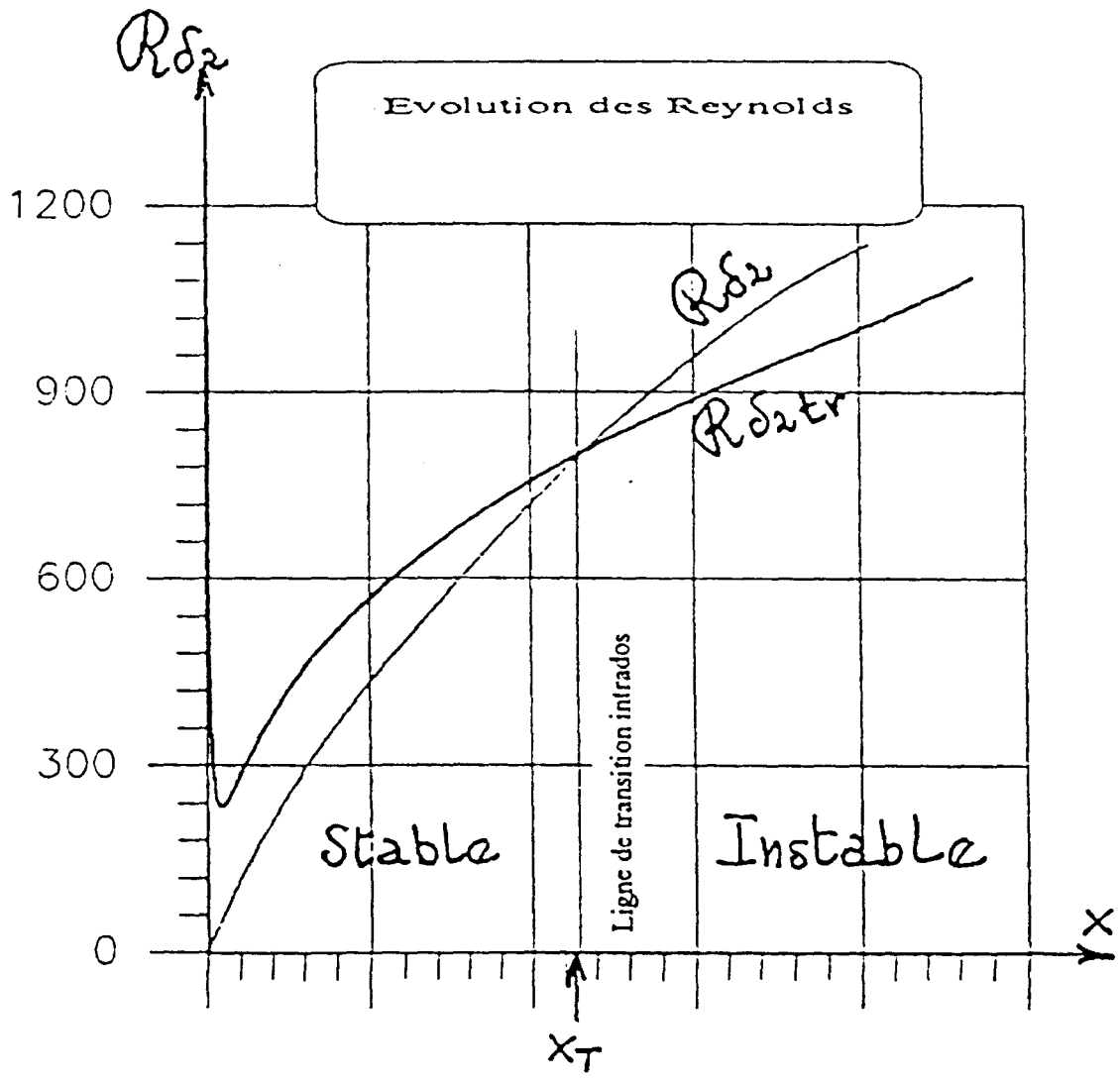


Figure 15 : Définition de la transition selon Smith [REY97]

1.4 Critère d'apparition du décollement sur des profils mobiles

Les considérations d'apparition du décollement qui viennent d'être développées sont applicables pour des grilles d'aubes fixes. Dans le cas de grilles mobiles, il est nécessaire de prendre en compte les effets des forces centrifuges et de Coriolis dans l'étude du décollement. Sous l'action de ces forces, les caractéristiques de la couche limite peuvent évoluer le long du profil.

1.4.1 Critères globaux

Les approches locales pour prédire le décollement sont complexes à mettre en œuvre. C'est pourquoi certains auteurs ont établi des critères à partir des grandeurs cinématiques à l'amont et à l'aval des grilles d'aubes. Certains critères restent applicables à des grilles d'aubes fixes.

1.4.1.1 Ralentissement limite

Le ralentissement d'une grille est défini par le rapport $\frac{V_2}{V_1}$ pour les grilles fixes et $\frac{W_2}{W_1}$ pour les grilles mobiles. V désigne la vitesse absolue, W la vitesse relative. L'indice 1 est relatif à l'amont et 2 à l'aval. Le critère de De Haller est [BID79]

- $\frac{V_2}{V_1} \geq 0{,}72$ pour un redresseur,
- $\frac{W_2}{W_1} \geq 0{,}65$ pour une roue mobile.

Cette limite est considérée comme déjà très difficile et ce critère ne sera respecté que très localement.

1.4.1.2 Coefficients de portance et de Zweïfel

En phase de conception, les coefficients de portance et de Zweïfel ont des valeurs optimales :

$$C_z \leq 1$$
$$0{,}9 \leq \psi \leq 1{,}1$$

Ces limites sont des compromis entre le point de fonctionnement à assurer et le décollement présent sur le profil [BID79].

Ces critères sont valables pour des profils isolés. Dans le cas de grilles d'aubes, les critères font intervenir des grandeurs caractéristiques de la grille comme son serrage ou solidité, $\frac{c}{t}$. Ainsi, la limitation de Keller s'écrit :

$$C_z \frac{c}{t} \leq 2$$

ce qui revient à :

$$\frac{W_m}{\Delta W_u} \geq 1$$

1.4.1.3 Facteur de diffusion

Un autre coefficient qui permet de prédire l'apparition du décollement dans une grille d'aubes est le facteur de diffusion. Lieblein [LIE59] a établi des corrélations semi-empiriques à partir d'une famille de profils NACA de la série 65, reliant le facteur de diffusion et les pertes créées dans une grille axiale. Le facteur de diffusion a pour expression pour les grilles mobiles :

$$D = 1 - \frac{W_2}{W_1} + \frac{\Delta W_u}{2W_1}\frac{t}{c}$$

Ce facteur prend en compte non seulement le ralentissement entre l'amont et l'aval de la grille mais aussi le coefficient de portance du profil dont l'expression est :

$$C_z = \frac{2\,t}{c}\frac{\Delta W_u}{W_m}$$

Une forme généralisée du facteur de diffusion permet de considérer des lignes de courant non cylindriques lorsque le pied des pales (machines axiales) présente une forte conicité. L'expression devient :

$$D = 1 - \frac{W_2}{W_1} + \frac{r_2 W_{u2} - r_1 W_{u1}}{2 r_m W_1}\frac{t}{c}$$

Le NACA recommande de respecter les limitations suivantes :

D ≤ 0,4 au diamètre extérieur,
D ≤ 0,5 au diamètre intérieur.

Pour les pompes hélicocentrifuges, Klapproth [LIE59] propose un facteur de diffusion équivalent :

$$D = \frac{W_1}{W_2}\left[1{,}12 + \alpha\left(i - i^*\right)^{1{,}43} + 0{,}61\frac{C_{m1}^2}{W_1^2}\frac{1}{\sigma}K\right]$$

$$K = \frac{(U - C_u)_1}{C_{m1}} - \frac{r_2}{r_1}\frac{C_{m2}}{C_{m1}}\frac{(U - C_u)_2}{C_{m2}} - \frac{\omega r_1}{C_{m1}}\left(1 - \frac{r_2^2}{r_1^2}\right)$$

Certains auteurs ont généralisé l'expression du facteur de diffusion pour les compresseurs centrifuges.

Ainsi, Rodgers a établi un facteur de diffusion pour le compresseur centrifuge à aubages couchés en arrière :

$$D = 1 - \frac{W_2}{W_{1RMS}} + \frac{\pi D_2 q U_2}{2ZLW_{1RMS}} + 0{,}1\frac{\bar{b}}{r_S}\left(1 + \frac{W_2}{W_{1RMS}}\right)$$

La courbure du canal méridien correspond au troisième terme. Rodgers précise que le décollement se produit pour une valeur du facteur de diffusion comprise entre 0,7 et 0,8.

Sen [SEN80] a généralisé le facteur de diffusion de Rodgers afin d'élargir son domaine d'utilisation dans les pompes centrifuges et d'augmenter sa précision. L'expression devient :

$$D = f_1\left[\left(\frac{W_2}{W_1}\right)_T\right] + f_2\left[\frac{\left(\frac{C_{u2}}{2\sigma W_1}\right)_H}{\left(\frac{C_{u2}}{2\sigma W_1}\right)_T} - 1\right] + f_3\left\{\frac{\bar{b}}{\bar{R}_S}\left[1 + \left(\frac{W_2}{W_1}\right)_T\right]\right\} + f_4\left[\frac{(C_{m2})_M}{C_{m0}}\right]$$

où f_1, f_2, f_3, f_4 sont des constantes déterminées expérimentalement.

Les termes constituant cette expression prennent en considération la charge sur les aubages, la courbure méridienne et le ralentissement. Des corrélations expérimentales permettent de déterminer le débit critique d'une façon assez précise.

1.4.2 Critères locaux dans les turbomachines centrifuges

Les travaux qui se sont attachés à déterminer des critères locaux de décollement de couche limite sont orientés vers l'étude de la trajectoire de particules. Plus précisément, les facteurs intervenant dans la stabilité de la couche limite sont les suivants :

- la rotation,
- les courbures de la trajectoire dans le plan aube à aube et dans le plan méridien.
- la pression totale dans l'espace tournant,
- l'environnement de la particule.

L'évolution de la trajectoire de la particule à la traversée de la machine est déterminée par le couplage de tous ces facteurs.

La première étape consiste donc à effectuer un bilan des efforts exercés sur une particule en mouvement dans un espace en rotation.

1.4.2.1 Bilan des efforts exercés sur une particule en mouvement dans un espace tournant

L'application du principe fondamental de la dynamique à une particule de masse dm soumise à un champ de forces extérieures $d\vec{F}_{ext}$ fonction de la pression et des frottements visqueux s'écrit :

$$dm\left[\left(\frac{d\vec{W}}{dt}\right)_{R'} - \vec{\nabla}\left(\frac{\omega^2 r^2}{2}\right) + 2\,\vec{\omega}\wedge\vec{W}\right] = d\vec{F}_{ext}$$

L'expression de l'accélération relative dans le trièdre de Frenet s'écrit :

$$\left(\frac{d\vec{W}}{dt}\right)_{R'} = \frac{dW}{ds}W\,\vec{t} + W^2\frac{\vec{n}}{R_n}$$

En définitive, l'équation de la dynamique devient :

$$dm\,\frac{dW}{ds}W\;\vec{t} + dm\,W^2\frac{\vec{n}}{R_n} = dm\vec{\nabla}\left(\frac{\omega^2 r^2}{2}\right) - 2dm\,\vec{\omega}\wedge\vec{W} + d\vec{F}_{ext}$$

où les termes suivants représentent :

$dm\,\frac{dW}{ds}W\;\vec{t}$: composante de l'accélération relative suivant la tangente à la trajectoire relative

$dm\,W^2\frac{\vec{n}}{R_n}$: composante de l'accélération relative suivant la normale à la trajectoire relative

$dm\vec{\nabla}\left(\frac{\omega^2 r^2}{2}\right)$: la force centrifuge,

$-\,2dm\,\vec{\omega}\wedge\vec{W}$: la force de Coriolis.

La force centrifuge et la force de Coriolis sont les forces supplémentaires qui interviennent lorsque la particule se trouve dans un espace tournant. La décomposition de l'accélération relative dans le repère de Frenet permet de mettre en évidence le rayon de courbure de la trajectoire dans le plan méridien.

1.4.2.2 Nombre de Rossby

Le nombre de Rossby est exprimé par : $R_O = \dfrac{W}{\omega R_n}$

Une manière simple d'approcher ce nombre est de considérer la trajectoire d'une particule dans le plan de rotation. Dans ce cas particulier, la force de Coriolis est orientée dans le sens inverse de la rotation et portée par la normale à la trajectoire qui se trouve elle-même dans le plan de rotation. La composante de l'accélération relative qui dépend de la courbure de la trajectoire est également dirigée suivant cette normale. La somme algébrique de ces 2 forces est donc fonction de la concavité de la trajectoire qui dépend aussi de la géométrie des aubages, suivant que ceux-ci sont couchés en avant ou en arrière.

Ce nombre apparaît dans l'équation de génération de la vorticité absolue présentée par Johnson [JOH78], Johnson et Moore [JOH83]. Pour déterminer la position et la taille du sillage qui se développe dans la roue, il est nécessaire d'étudier les écoulements secondaires qui contribuent à l'épaisseur de la couche limite sur la face en dépression et la ceinture. Dans le cas d'un écoulement incompressible et non visqueux l'évolution de la vorticité absolue Ω_s dans le sens du courant s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\Omega_s}{W}\right) = \frac{2}{\rho W^2}\left(\frac{1}{R_n}\frac{\partial p^*}{\partial b} + \frac{\omega}{W}\frac{\partial p^*}{\partial z}\right)$$

avec $p^* = p + \frac{1}{2}\rho W^2 - \frac{1}{2}\rho U^2$

Ainsi, l'écoulement secondaire se produit quand les gradients de p* dans les directions axiale et binormale sont non nulles, ce qui est le cas dans la couche limite. Ces gradients ont une influence sur les écoulements secondaires par la courbure de la ligne de courant et par la rotation de la machine. Le nombre de Rossby permet alors de quantifier l'influence relative de la courbure et de la rotation.

Johnson et Moore s'attachent alors à caractériser les sites stables pour le fluide à faible p* dans le canal de la roue à partir de ce nombre. Ils appellent site stable les endroits dans le canal où le sillage se développe par migration du fluide à faible p* sous l'influence des écoulements secondaires. Les sites stables sont alors les régions à faible pression statique. Cependant, la migration n'implique pas forcement l'accumulation. En effet, le fluide de faible p* peut se déplacer au-delà de ces sites stables sous l'action de l'inertie des écoulements secondaires.

Pour illustrer le rôle du nombre de Rossby, un canal de roue centrifuge est représenté sur la figure 16.

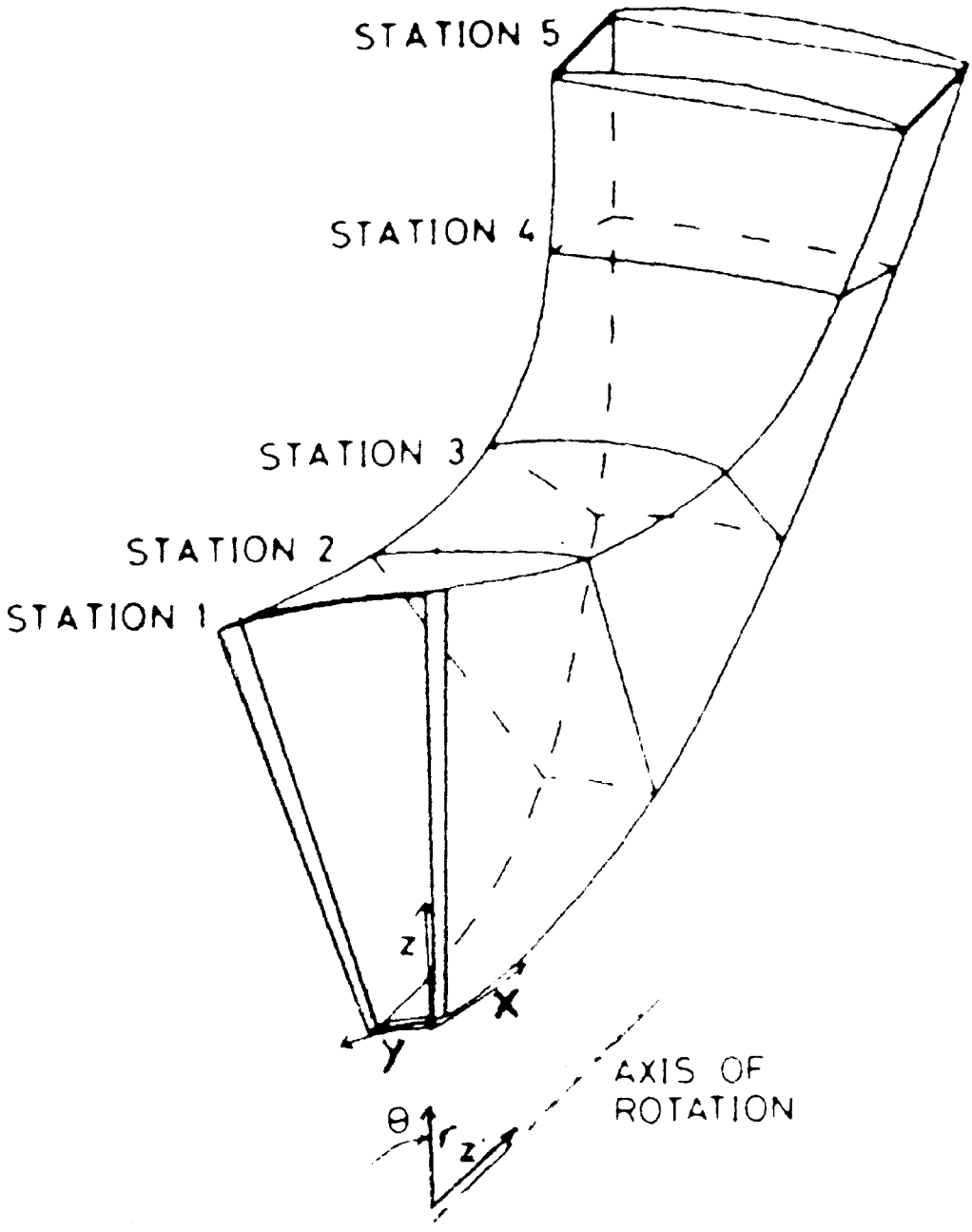


Figure 16 : Canal de la roue avec les sections de mesure [JOH83]

Les sections se présentent de la manière suivante :

- Le tronçon 1-2 est le coude inducteur d'entrée,
- Le tronçon 2-3-4 a une forme géométrique proche d'un coude à entrée axiale et sortie radiale,
- Le tronçon 4-5 est la sortie radiale de la roue.

Si le nombre de Rossby est faible dans le coude axial radial, les effets de rotation sont prépondérants et le site stable est la surface en dépression. Par contre si le nombre de Rossby est grand, les effets de courbure sont prépondérants et le site stable est la ceinture à la sortie de la roue. Si ce nombre est proche de l'unité les deux effets ont une importance équivalente et le site stable est le coin ceinture face en dépression.

1.4.2.2 Nombres de Richardson de courbure et de rotation

Le nombre de Richardson relatif à la courbure s'écrit : $Ri_c = 2\dfrac{\left(\dfrac{W}{R}\right)}{\left(\dfrac{\partial W}{\partial y}\right)}$

Le nombre de Richardson relatif à la rotation s'écrit : $Ri_\Omega = -2\dfrac{\Omega}{\left(\dfrac{\partial W}{\partial y}\right)}$

Ce nombre se présente comme le rapport de la force de Coriolis et d'un terme proportionnel à la force d'inertie de l'écoulement dans le repère relatif.

Ces nombres sont introduits par Johnston et Eide [JOH76], pour prédire les effets de la courbure des profils et de la rotation.
Les hypothèses relatives à l'écoulement pour l'utilisation de ces nombres sont :

- L'écoulement moyen est stationnaire et bidimensionnel,
- La masse volumique et la viscosité cinématique sont constantes,
- L'écoulement est pleinement turbulent,
- L'approximation de la couche de cisaillement fine est utilisée : le taux de croissance de la couche limite est faible et les conditions sur la vitesse de rotation et sur le rayon de courbure du profil pour assurer cette approximation sont :

$$\left|\frac{\Omega\,\delta}{U}\right| << 1 \quad , \quad \left|\frac{\delta}{R}\right| << 1$$

D'une manière générale, la couche limite au niveau du bord d'attaque est laminaire. La transition vers la couche limite turbulente ne peut pas se faire avant le changement de gradient de pression. Le décollement qui intervient après la séparation peut influencer les gradients de pression à l'amont de ce point. Par conséquent, la prédiction de la séparation ne peut se faire qu'à partir d'une méthode itérative. Cependant, les nombres de Richardson permettent de prévoir les effets stabilisant ou déstabilisant de la courbure et de la rotation sur la couche limite. Ainsi, les cas suivants se présentent

- Ri >0 : stabilisation de la couche limite,
- Ri <0 : déstabilisation de la couche limite,
- Ri=0 : état normal de l'écoulement.

La synthèse des résultats relatifs à la stabilisation ou à la déstabilisation de la couche limite suivant le signe de la courbure et de la rotation locale est présentée dans la figure 17.

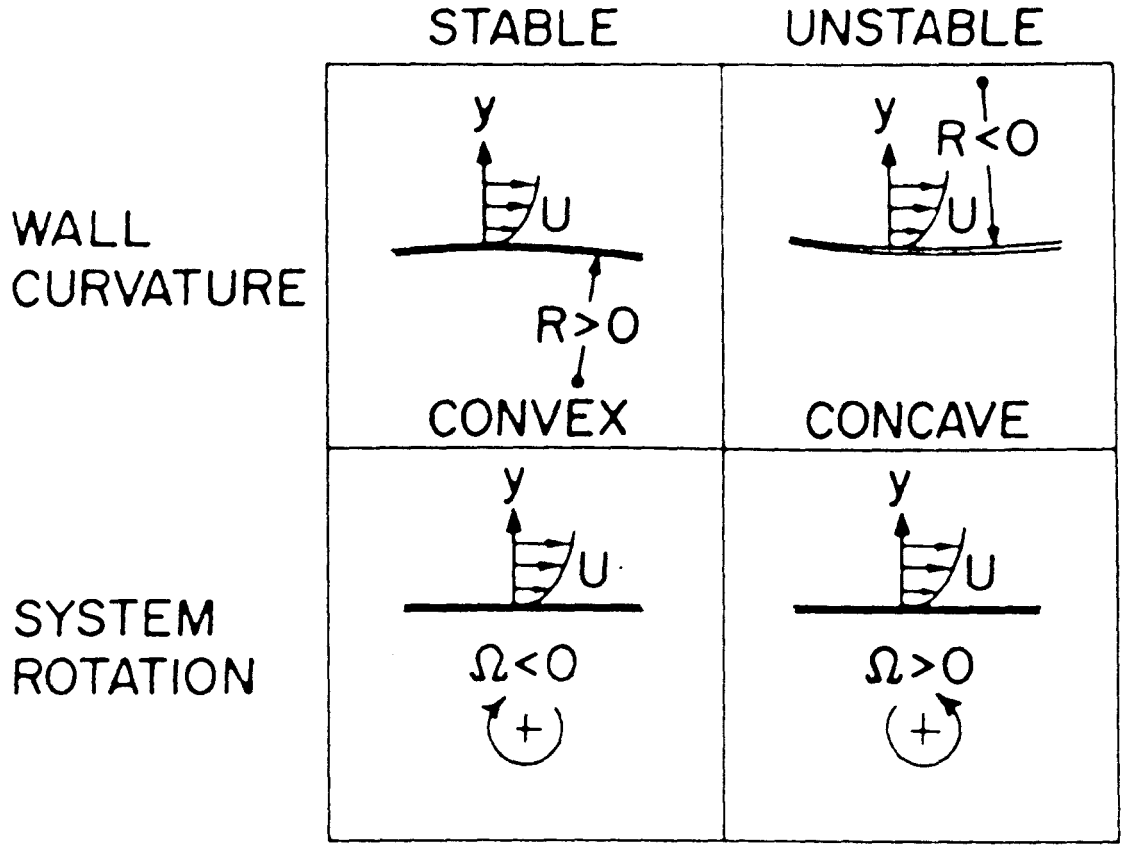


Figure 17 : Définition des cas stables et instables [JOH76]

La stabilisation se traduit par une réduction de la production d'énergie cinétique turbulente dans la couche limite donc de la contrainte à la paroi : il y a alors risque de décollement. Par contre, la déstabilisation se traduit par une augmentation de la production d'énergie cinétique turbulente et plus précisément par l'apparition de tourbillons du type Taylor-Görtler de grosses structures.

1.4.2.2 Nombres de Richardson dans un plan aube à aube et dans un plan méridien

Le nombre de Richardson dans un plan aube à aube s'exprime par $Ri_{SP} = \frac{2\omega a}{W_m} sin\delta + \frac{a}{R_0}$

Le nombre de Richardson dans un plan méridien est exprimé par : $Ri_{SH} = sin^2 \beta \frac{b}{R_b}$

Ces nombres sont introduits par Balje [BAL78] et permettent d'étudier les effets stabilisant ou déstabilisant de la courbure et de la rotation sur les lignes de courant dans un canal inter aubes. Les critères de ces 2 nombres sont identiques aux 2 nombres précédents. Ils permettent ainsi d'obtenir une stratification de l'écoulement dans les 2 plans.
La figure 18 présente les différents paramètres intervenant dans les 2 nombres de Richardson cités.

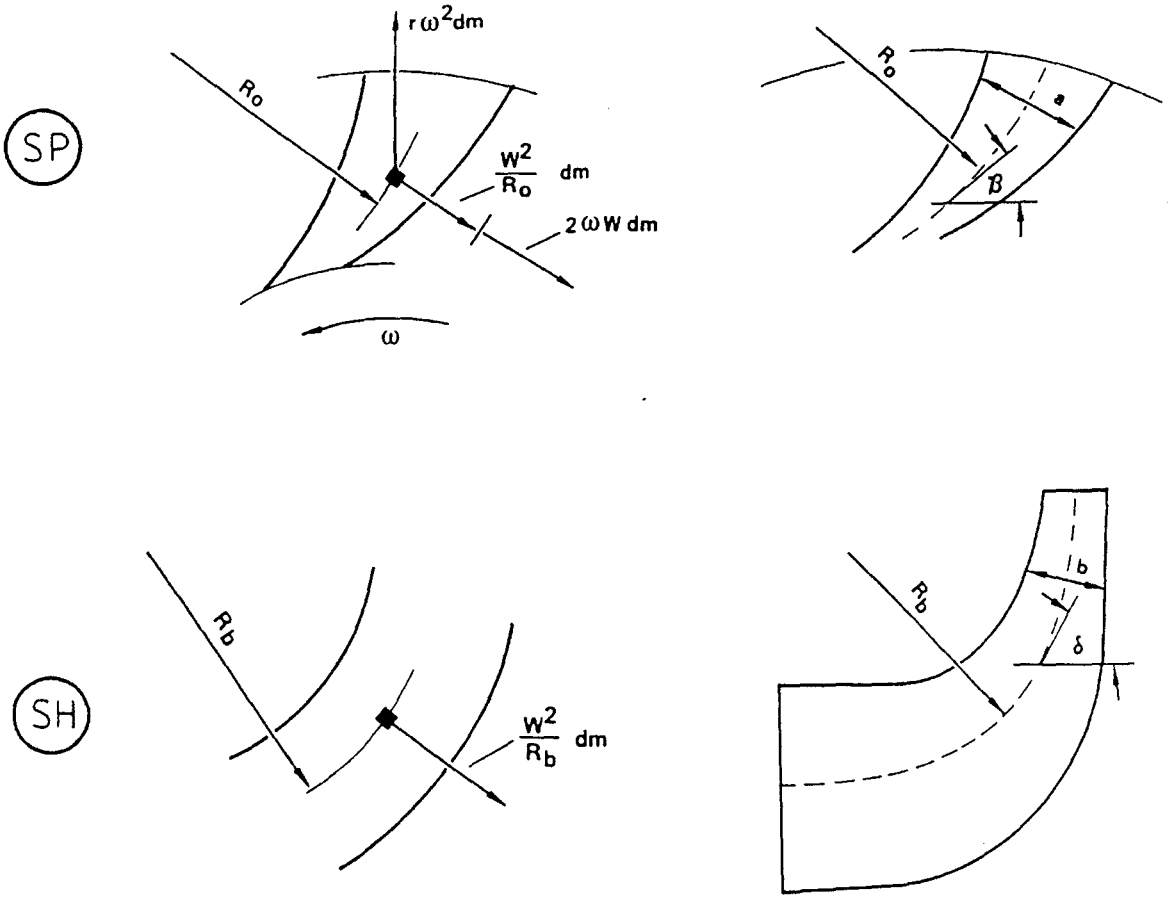


figure 18 : Présentation dans les plans aube à aube et méridien [BAL78]

1.5 Conséquences du décollement

1.5.1 Recirculation

Lorsqu'une turbomachine fonctionne à débit partiel, des courants de recirculation sont observés en entrée de roue et/ou en sortie, pour des débits inférieurs à des débits dits critiques. Ces courants se caractérisent par une inversion de la composante débitante.

En ce qui concerne l'entrée de la roue, à grand débit, l'écoulement dans la conduite d'aspiration d'une turbomachine peut en général être considéré comme unidimensionnel.

Lorsque le débit diminue, l'écoulement devient subitement tridimensionnel : en entrée de roue au niveau de la paroi de la conduite, la composante tangentielle de l'écoulement est très élevée, orientée dans le sens de rotation de la roue, et sa composante axiale est négative. La figure 19 présente le profil de vitesse dans la conduite d'aspiration et en entrée de roue en présence d'une recirculation. Comme le montrent les triangles de vitesses en entrée de roue, l'écoulement avec recirculation présente une prérotation très importante qui s'accompagne d'une dégradation des performances de la turbomachine. Cette recirculation prend naissance sur la face en dépression de l'aubage côté ceinture suite à un décollement de l'écoulement [SEN80].
Lorsque le débit critique est atteint, une décroissance du débit s'accompagne d'une progression de la zone de recirculation vers l'amont de la conduite de l'aspiration.
En ce qui concerne la sortie de la roue, les phénomènes physiques liés à la recirculation restent encore mal connus. L'environnement en sortie de roue a cependant par sa géométrie une influence importante sur la structure de l'écoulement [CAI86].

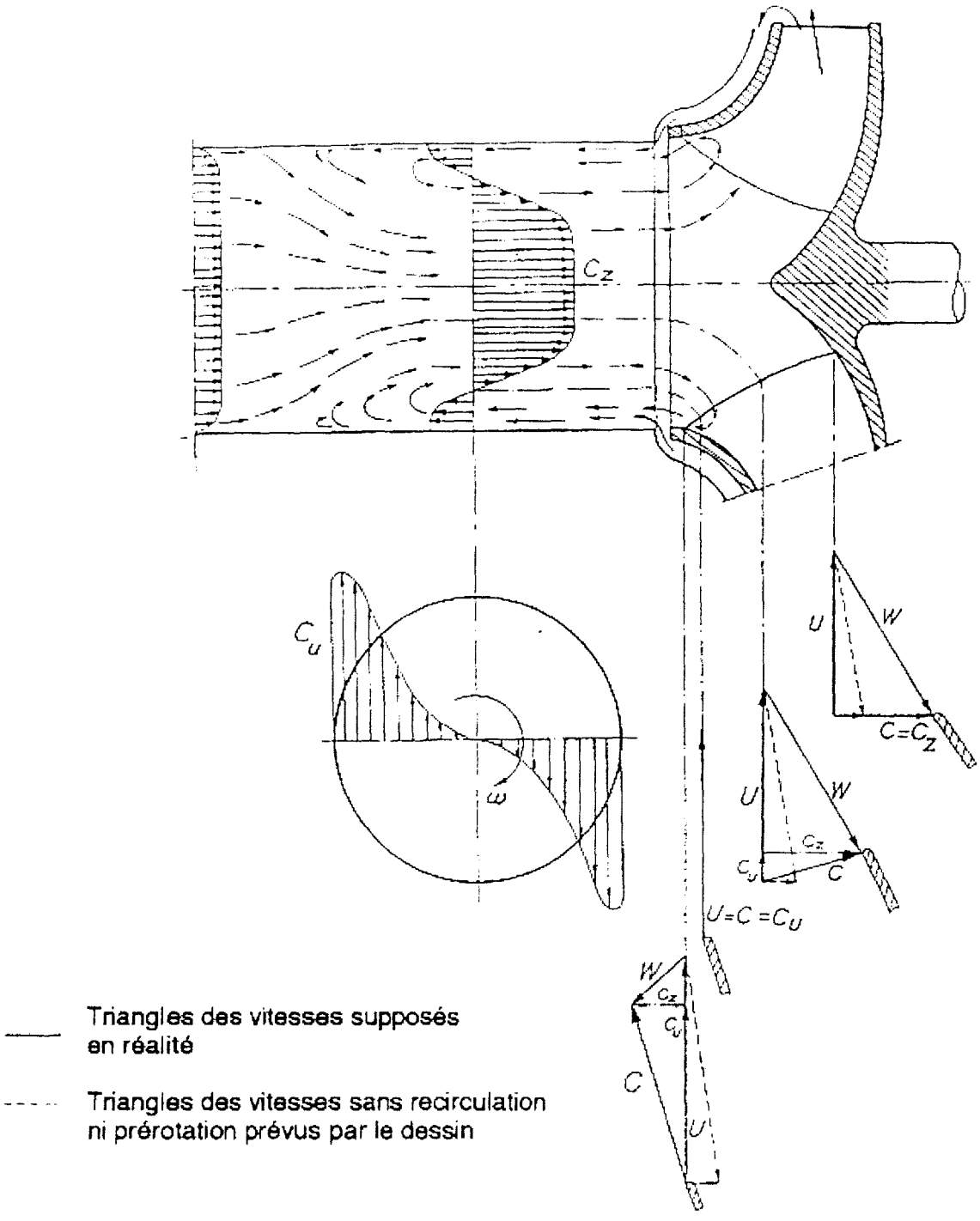


Figure 19 : Recirculation et prérotation en entrée de roue de pompe centrifuge [SEN80]

Les méthodes couramment utilisées pour la détection de la recirculation et de ses débits critiques sont répertoriées dans les tableaux 1 et 4.

Observations	Banc d'essais	Localisation du phénomène	Débit critique relatif de recirculation Q_k(entré)/Q_n
Figures de cavitation	EPFL	Arête d'entrée	0,65-0,69
Mouvements de fils	EPFL	Entrée de roue, Côté ceinture	0,67
Bulles d'air	EPFL	Entrée de roue, Côté ceinture	0,65-0,66
Mouvements de fils	INSA	Couronne de liaison conduite d'aspiration/ roue	0,66
Mouvements de fils fumés	ENSAM (2500 tr/min)	Devant la roue	0,67

Tableau 1 : Débit critique d'apparition de la recirculation en entrée de la roue SHF [BAR85]

La bibliographie sur ce sujet reste très étendue. Notre recherche va alors attacher une attention particulière à des travaux réalisés sur la roue de référence SHF parce que d'une part cette roue équipe notre banc d'essais et d'autre part, ces travaux serviront de base à l'analyse des résultats expérimentaux présentés aux chapitres 5 et 6.

Ainsi, depuis 1982 de nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été réalisés sur la roue SHF en vue d'une meilleure compréhension des écoulements dans la roue en amont et en aval particulièrement aux débits partiels.

Les travaux expérimentaux se sont déroulés dans les laboratoires suivants :

- France : Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers de Lille (ENSAM)
  Institut National de Sciences Appliquées de Lyon (INSA)
- Suisse : Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)
- Italie : Hydroart à Milan

En ce qui concerne les travaux théoriques ils ont été effectués à :

- France : Electricité de France
  NEYRPIC
  METRAFLU
  Centre d'Etudes Techniques des Industries Mécaniques
  Ecole Centrale de Lyon
  Société Européenne de Propulsion
  Alsthom-Rateau
- Italie Université de Gênes

La synthèse des études expérimentales sur les différents bancs d'essais équipés de la roue SHF, est présentée dans les tableaux 2 et 3. Des critères permettent de diagnostiquer l'apparition de la recirculation et de déduire ainsi les débits critiques en entrée et en sortie de

roue. Si les résultats en entrée montrent une bonne concordance entre les différents bancs d'essais en eau et en air, ceux en sortie diffèrent. Les écarts restent encore difficiles à interpréter.

Observations	Banc d'essais	Débit critique relatif de recirculation Q_k(sortie)/Q_n
fils	INSA	0,68 - 0,72
fils	ENSAM (2500 tr/min)	0,78 - 0,81

Tableau 2 : Débit critique d'apparition de la recirculation en sortie de la roue SHF [BAR85]

Banc d'essais	EPFL	INSA	ENSAM
valeurs de Q_k/Q_n obtenus avec les courbes Hi(Qr)	0,68 - 0,73	0,65 - 0,70	0,65 - 0,71
valeurs de Q_k/Q_n obtenus avec les courbes de puissance	0,74 - 0,78		0,73 - 0,78

Tableau 3 : Débit critique d'apparition de la recirculation en sortie de la roue SHF en fonction des caractéristiques globales [BAR85]

METHODE		DOMAINE		Qk1	Qk2	PRECISION	FACILITE	NOTE /6
		Recherche	Industriel					
VISUALISATION								
	Am	●	●	●		**	***	5
Fils	Av	●			●	*	***	4
Fanions	R	●		●	●	*	*	2
Bulles (eau)	Am	●	●	●		*	**	3
Colorants (eau)	Av	●			●	*	**	3
Fumées (air)	R	●		●	●	*	*	2
VITESSE MOYENNE								
	Am	●	●	●		**	***	5
Sondes	Av	●			●	**	***	5
multitrous	R	●		●	●	*	*	2
VITESSE INSTANTANNE								
Laser	Am	●	●	●		***	**	5
Fil chaud (air)	Av	●			●	***	**	5
Film chaud (eau)	R	●		●	●	***	*	4
PRESSION MOYENNE	Am	●	●	●		**	***	5
	Av	●			●	**	***	5
	R	●		●	●	*	*	2
PRESSION INSTANTANNE	Am	●	●	●		0	***	3
	Av	●			●	0	***	3
	R	●		●	●	0	*	1
EFFETS GLOBAUX								
H. moyenne		●	●			*	***	4
H. instantanée		●	●			0	***	3
NPSH		●	●	●		*	***	4
P, H_{th} moyenne		●	●			**	***	5
Couple instantané		●	●			0	**	2
Poussée axiale		●				*	**	3
Poussée radiale		●				0	**	2
Bruits et Vibrations		●	●			0	**	2

LEGENDE
Am : en amont de la roue
Av : en aval de la roue
R : dans la roue

Précision, Facilité
* peu
** assez
*** très

Tableau 4 : Différentes techniques de détermination de l'apparition de la recirculation [CAI86]

1.5.2 Décollement tournant

Une des instationnarités qui apparaît lors du fonctionnement à débit partiel d'une turbomachine est le décollement tournant.
La description schématique de ce phénomène est donnée par Lennemann et Howard [LEN70] et rappelée sur les figures 20 et 21 : le décollement qui apparaît initialement sur la face en dépression s'accompagne d'une recirculation qui entraîne un blocage du canal concerné. L'écoulement est alors inversé dans le canal et déclenche le décollement sur la face en pression. De plus, le blocage du canal entraîne un surdébit dans les canaux adjacents. Cette suralimentation augmente alors l'incidence à l'entrée du canal précédent dans lequel vont se développer des conditions de blocage. Par contre, la suralimentation du canal suivant va diminuer l'incidence de l'écoulement et rendre ainsi les conditions favorables de circulation de l'écoulement. Le décollement tournant se propage donc dans la roue, dans le sens inverse de rotation. Sa vitesse de rotation dans le repère absolu est donc inférieure à la vitesse de rotation de la roue. La figure 22 est une représentation schématique à partir d'une grille d'aubes, de la propagation du décollement tournant dans la roue.

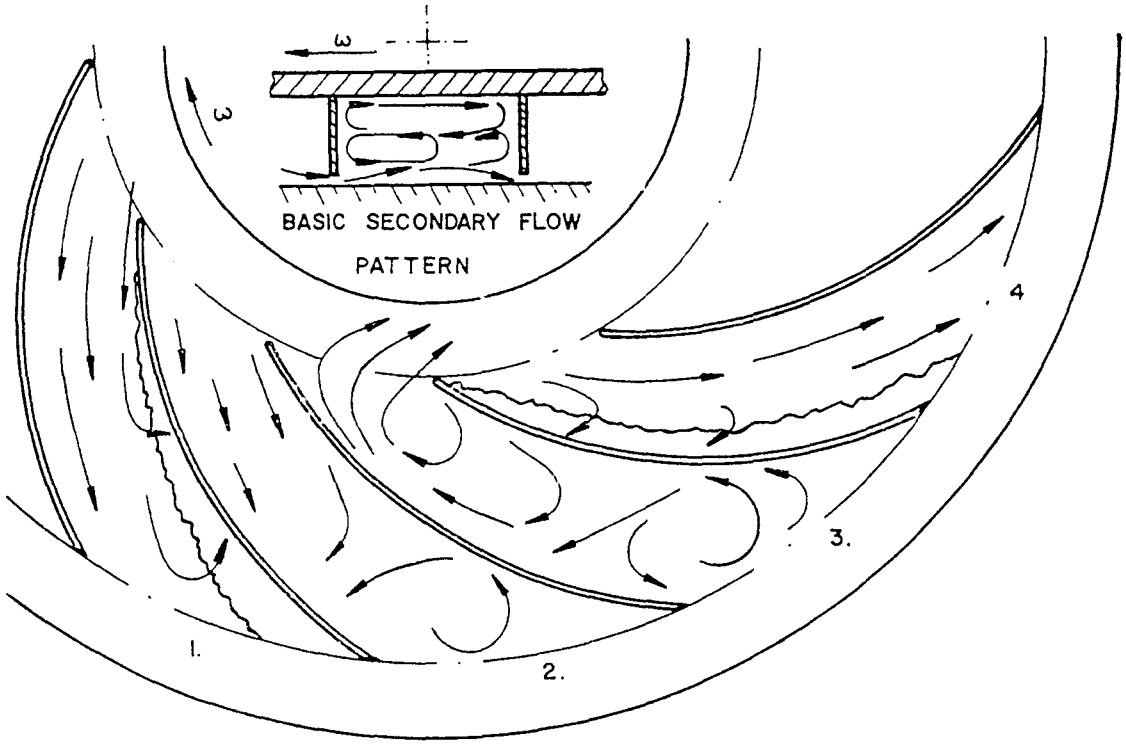


Figure 20 : Séquence du passage du décollement d'un canal de roue sans ceinture [LEN70]

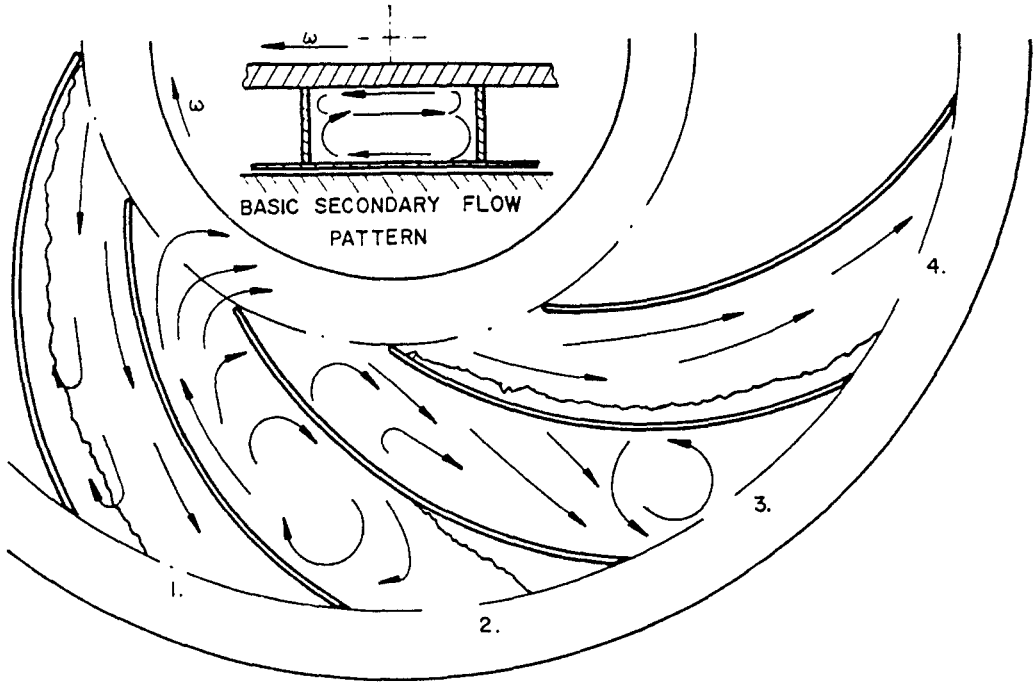


Figure 21 : Séquence du passage du décollement d'un canal de roue avec ceinture [LEN70]

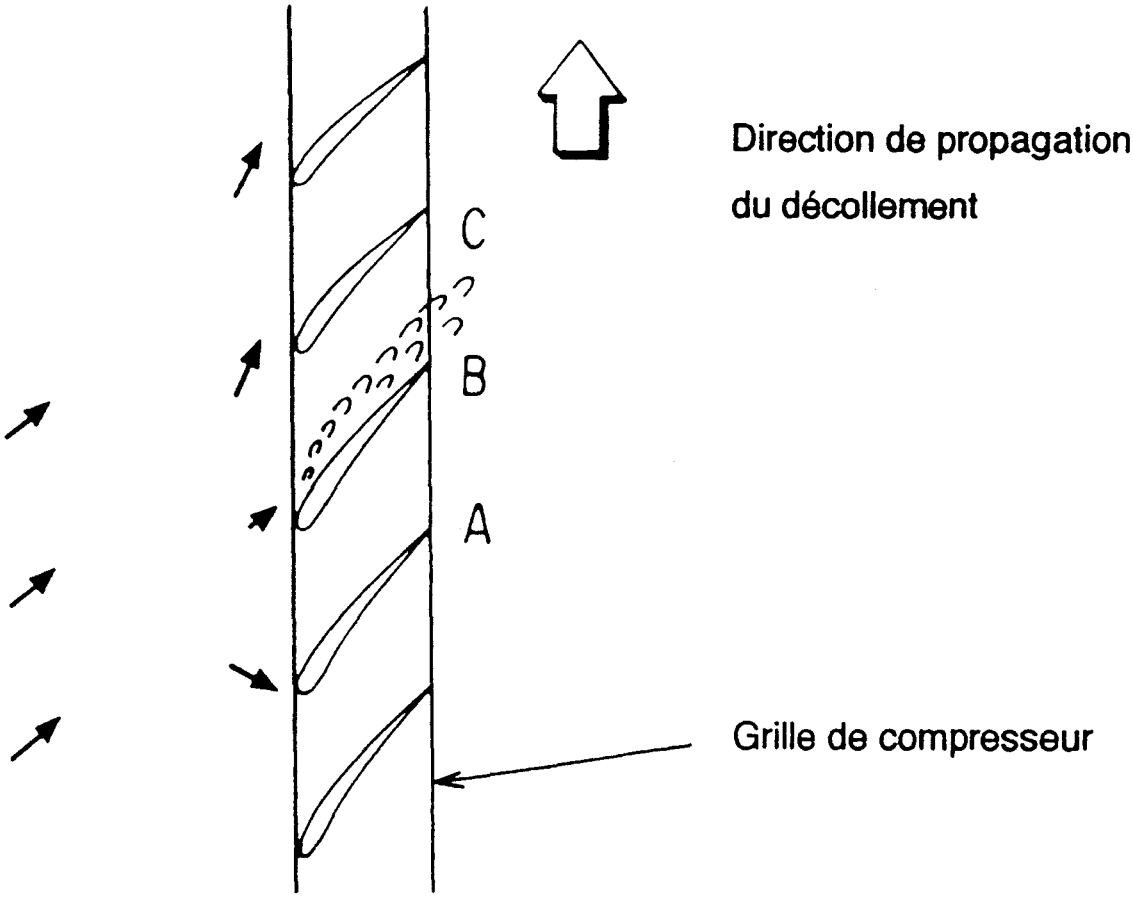


Figure 22 : Mécanisme du décollement tournant [GRE80]

L'apparition du décollement tournant est brutale, pour une valeur du débit partiel qui dépend de la géométrie de la roue. Chaque canal obstrué caractérise une zone de décollement tournant d'étendue plus ou moins grande, appelée cellule.

D'après Ferrand [FER86], la vitesse de propagation du décollement tournant dans le repère absolu dépend de la fréquence d'oscillation des couches limites dont l'amplitude conditionne l'étendue de la cellule.

Le rapport de la vitesse de rotation du décollement tournant et de la vitesse de rotation de la roue dans le repère absolu, C_r, s'appelle constante de rotation du décollement tournant [LAR83].
Les décollements tournants ont été classés en 3 groupes par Frigne et Van den Braembussche [FRI84] répertoriés dans le tableau ci-dessous suivant la valeur de la constante de rotation :

Constante de rotation C_r	Type de décollement	Cause	Amplitude des fluctuations de vitesse
$C_r < 0,2$	Décollement de diffuseur	Interaction entre écoulements visqueux de couche limite et non visqueux de canal	modérée
$0,2 < C_r < 0,4$	Violent décollement de roue	Déstabilisation abrupte de l'écoulement dans la roue conditionné par l'aval	forte
$0,5 < C_r < 0,8$	Décollement progressif	Séparation de l'écoulement dans la roue	modérée

Tableau 5 : Classification des décollements tournants [FRI84]

Certains auteurs ont utilisé le critère de Gottchalk pour prédire l'apparition du décollement tournant dans un ventilateur centrifuge :

$$Rot = \frac{\omega t}{W_1}$$

La valeur critique de ce nombre calculé au débit optimal de la machine, est comprise entre 0,31 et 0,37. Pour des valeurs de ce nombre inférieures à cet intervalle critique, il est normal de trouver des décollements tournants aux faibles débits.

Ainsi, Desmet [DES82], a mis en évidence l'apparition et la disparition de ce type de décollement dans un ventilateur centrifuge à 16 aubages de profil NACA 16009 à partir de mesures par anémométrie à 1 ou 2 fils chauds, en entrée et en sortie de roue, et à partir des mesures de pression sur les parois des profils. La figure 23 présente une vue de la chaîne de mesure relative aux anémomètres.

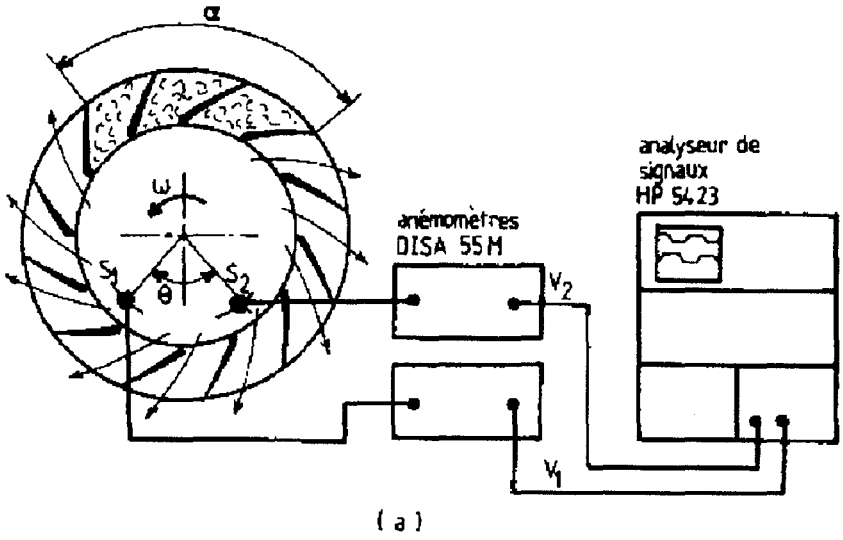


Figure 23 : Chaîne de mesure des anémomètres [DES82]

La figure 24 présente les valeurs expérimentales utilisées pour calculer le nombre de Gottchalk.

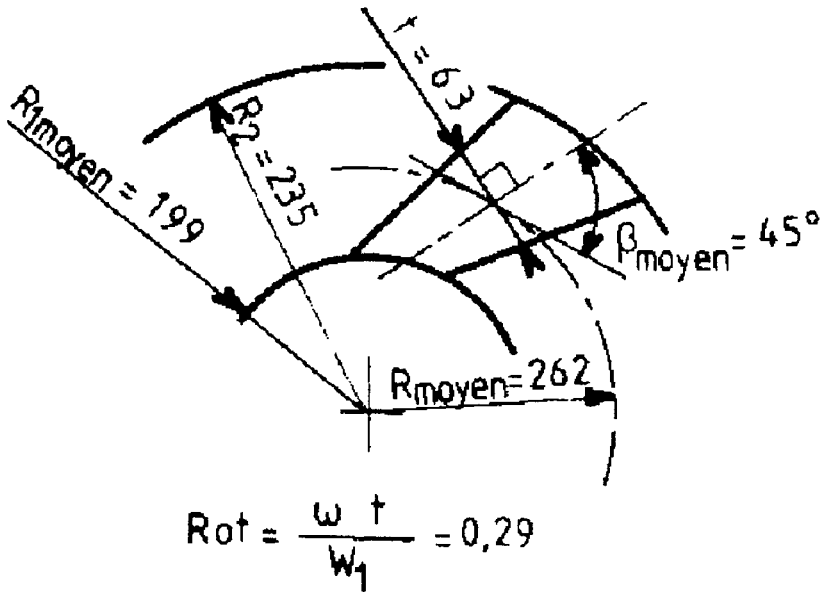


Figure 24 : Application du critère de Gottchalk [DES82]

1.5.3 Cavitation

1.5.3.1 Définition

La cavitation, étymologiquement du latin cavitas (cavité), est la formation de cavités de gaz dans le fluide liquide en mouvement : cette vaporisation du fluide est obtenue pour une

pression inférieure à sa pression de vapeur relative aux conditions locales de température et de pression. La phase de vapeur se développe si des germes de cavitation existent dans la phase liquide. Ces germes servent alors de sites de développement de la cavitation.

Ainsi, 3 phases sont présentes dans la cavitation :
- nucléation,
- grossissement de bulles microscopiques,
- collapse.

La théorie de la nucléation permet d'expliquer la naissance de la phase vapeur dans le liquide. Ce sujet ne sera pas abordé parce qu'il est en dehors de notre domaine d'étude.

L'évolution des bulles demeure très complexe. Des études analytiques conduites à partir d'hypothèses de sphéricité des bulles permettent de caractériser l'influence des différents paramètres sur l'implosion des bulles [CHA74], [LA94], [BRI87], [FRA95], [LEC94].

La phase de collapse correspond à l'implosion des bulles de cavitation. Elle se manifeste lorsque la pression locale redevient supérieure à la pression de vapeur. L'écrasement de la bulle sous l'effet de la pression extérieure produit une contraction rapide des parois vers le centre de la bulle. Ce mouvement libère une grande énergie sous forme d'onde de choc ou de jet. Cette énergie libérée endommage le matériau à proximité de l'implosion et est une source de bruit souvent gênante.

Dans les turbomachines, il existe 2 types principaux de cavitation [CAN66] :
- La cavitation par bulles séparées,
- La cavitation par poches.

La cavitation par bulles séparées intervient lorsque la couche limite n'a pas décollé du profil. Les germes de cavitation entraînés par l'écoulement traversent des zones de basse pression et grossissent à l'état de bulles macroscopiques. Lorsque ces bulles traversent des zones de pression plus élevée, elles implosent.

La cavitation par poches intervient lorsque la couche limite est décollée. Dans ce cas, 2 types de cavitation peuvent naître :
- La cavitation partielle,
- La supercavitation.

Dans les 2 cas, le début de la poche est à l'aval du point de décollement de la couche limite, à une distance de quelques mm suivant la forme du profil et le nombre de Reynolds [ARA75]
Dans le premier cas, la poche se referme sur le profil. Le point de fermeture constitue un point d'arrêt et des implosions y sont localisées. Dans le deuxième cas, le point d'arrêt est en dehors du profil, à l'aval du point de fuite. Les bulles s'écrasant loin du profil, n'ont aucune action érosive.
Les performances de la machine s'effondrent suivant l'extension de la poche.

1.5.3 2 Critères de non-cavitation

Dans une turbomachine, la condition de non-cavitation s'écrit :

$$p_{min} > p_{vs}$$

où p_{vs} est la pression de vapeur saturante et p_{min} est la pression minimale le long de la face du profil considéré.

A partir du théorème de Bernoulli appliqué entre la bride d'aspiration d'une turbomachine génératrice, d'indice 1, et le bord d'attaque des aubages, d'indice a, la condition précédente s'écrit [BAR97] :

$$\frac{c_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} - \frac{p_{vs}}{\rho g} > \frac{c_a^2}{2g} + \frac{\Delta p}{\rho g} + J_1^a$$

où Δp représente la variation de pression statique entre la pression au bord d'attaque et la pression minimale le long du profil.

Le premier membre de l'inégalité représente la charge nette disponible à l'entrée de la machine ou $NPSH_d$ (Net Positive Suction Head) et le second membre représente la charge nette requise ou $NPSH_r$. La formule de non-cavitation s'écrit alors :

$$NPSH_d > NPSH_r$$

Dans l'industrie spatiale, la grandeur pression nette à l'aspiration, est préférée :

$$NPSP_d = \frac{1}{2}\rho\, c_1^2 + p_1 - p_{vs}$$

$$NPSP_r = \frac{1}{2}\rho\, c_a^2 + \Delta p + \rho g J_1^a$$

Le critère de non-cavitation devient :

$$NPSP_d > NPSP_r$$

En adimensionnant l'expression précédente par $\frac{1}{2}\rho\, c_1^2$, le critère s'écrit :

$$\sigma + C_{p\,min} > 0$$

où σ représente le paramètre de similitude en cavitation et $C_{p\ min}$ représente le coefficient de pression relatif au $NPSH_r$.

La figure 25 présente les conséquences liées au développement de la cavitation.

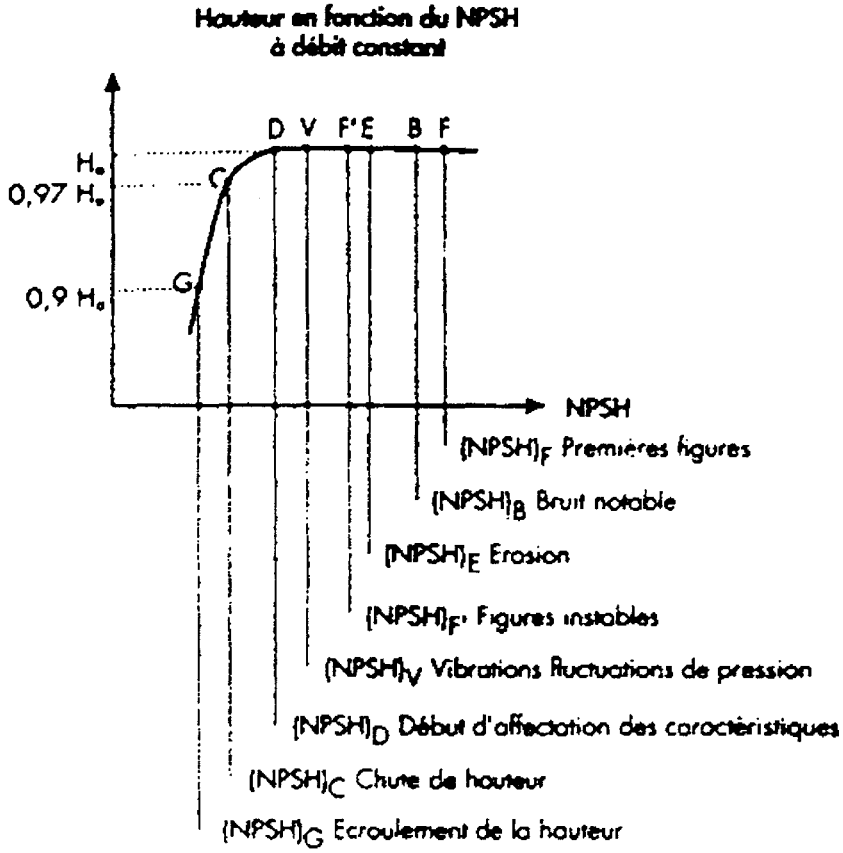


Figure 25 : Hauteur manométrique en fonction des conditions d'aspiration [CAS96]

1.5.4 Bruit

Une des préoccupations majeures des constructeurs de turbomachines est à l'heure actuelle de réduire l'émission sonore de leur produit. Les phénomènes associés aux écoulements secondaires sont des sources sonores dont la contribution au niveau acoustique global de la machine est d'autant plus importante que celle-ci fonctionne à débit partiel.

L'émission acoustique d'une turbomachine schématisée par la figure 26 est basée sur 3 composantes :

- Le bruit hydraulique dû aux sources sonores de la machine en fonctionnement et dû à l'interaction de la machine avec son circuit,
- Le bruit solidien dû à l'interaction fluide-structure,
- Le bruit aérien dû au rayonnement des surfaces en contact avec l'air.

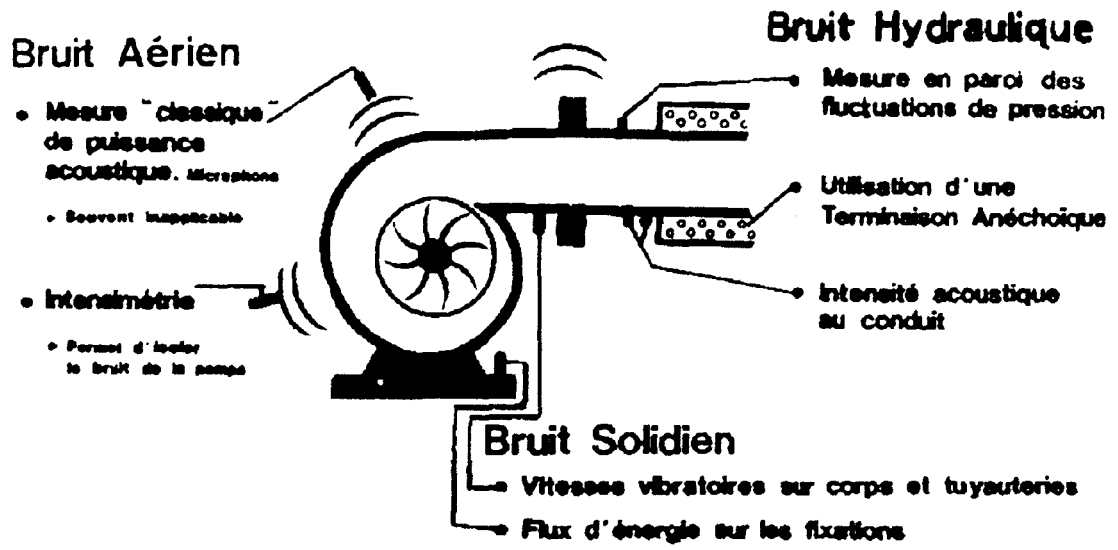


Figure 26 : Les différentes composantes de l'énergie acoustique produite par une pompe centrifuge [TOU85]

Dans le cadre de notre travail sur les écoulements secondaires générés dans les turbomachines, seules les sources sonores du bruit hydraulique de la turbomachine sont développées par la suite.

Les principales sources de bruit dans une turbomachine [BER85] sont répertoriées en 2 types suivant leur caractère périodique ou aléatoire. Ainsi, le bruit périodique ou bruit de raies est constitué des sources suivantes :

- Le bruit de charge généré par les efforts de pression du fluide sur les aubages,
- Le bruit de circulation dû aux interactions entre le rotor, le stator et la volute, et dû aux effets de sillage.
- Le bruit dû aux décollements de la couche limite,
- Le bruit de viscosité dû à l'interaction du sillage à la sortie du rotor avec les organes fixes.

Le bruit de turbulence est constitué du bruit large bande dû aux sillages des couches limites, et éventuellement du bruit de cavitation.

Les principales références permettant de quantifier l'émission sonore des turbomachines sont les suivantes :

- Le modèle de Lighthill pour le bruit des fluctuations de forces sur les pales des turbomachines axiales en air [FFO69],
- Le modèle de Fukano pour le bruit large bande des turbomachines axiales en air [FUK92],
- Le modèle de Simpson, Clark et Weir pour les turbomachines centrifuges [SIM66].

Le modèle de Lighthill permet de calculer le rayonnement en champ libre des sources sonores suivantes:

- Le bruit d'épaisseur, source monopolaire,
- Le bruit de la force du fluide sur les pales, source dipolaire,
- Le bruit du tenseur de Lighthill, source quadripolaire.

En régime subsonique, les bruits des sources monopolaires et quadripolaires sont souvent négligeables.
Un modèle aéraulique permet d'accéder au champ de forces du fluide sur les pales. Ce modèle permet d'obtenir la composante continue de la source dipolaire. Les composantes fluctuantes des forces restent encore difficiles à prédire. Cependant, le modèle de Lowson permet d'approcher leur niveau à partir de la composante continue et d'un coefficient de proportionnalité fonction de l'harmonique considéré de la vitesse de rotation. La prise en compte du bruit généré par le décollement se fait au niveau du modèle aéraulique.

Le modèle de Fukano permet de prédire le bruit large bande des turbomachines axiales en fonction du champ de vitesse relative et de l'épaisseur du sillage au bord de fuite de la pale. L'estimation du sillage est modifiée suivant l'épaisseur de couche limite à partir d'une formulation empirique dont le terme principal est fonction du nombre de Reynolds relatif à la corde de la pale.

Le modèle de Simpson, Clark et Weir permet de prédire le bruit de circulation autour des aubages et de la volute à partir de la théorie 2D des écoulements potentiels. La prise en compte du sillage visqueux des aubages se fait par le modèle de Kemp et Sears. Ce modèle a été corrélé à quelques dB sur 3 pompes centrifuges de N_s égal à 36, en eau au niveau de la fréquence de passage des aubages sur une échelle de débit relatif de 0,4 a 1,2 [JAR92]. Ces recherches ont été initiées par une étude sur le bruit des pompes centrifuges dans le cadre des travaux d'une équipe de la SHF, dont la synthèse des travaux est présentée par [PEM85].

Conclusion

Nous avons essayé par notre recherche bibliographique de présenter le décollement et ses conséquences, sur le fonctionnement d'une turbomachine. Les écoulements secondaires restent par leur complexité encore mal connus. C'est pourquoi nous allons tenter par notre étude expérimentale d'apporter une contribution à l'analyse des écoulements décollés dans une roue de pompe centrifuge.

CHAPITRE 2

INSTALLATION EXPERIMENTALE ET INSTRUMENTATION

NOMENCLATURE DU CHAPITRE 2

a	célérité du son (m/s)
b_2	largeur du canal inter aubes de la roue en sortie (m)
b_3	largeur du diffuseur (m)
e	épaisseur moyenne des aubages (m)
g	accélération de la pesanteur (m/s^2)
n_{s_q}	nombre de tours spécifique ou nombre de Brauer (tr/min)
D	diamètre (m)
H	hauteur totale d'élévation (m)
N	vitesse de rotation (tr/min)
P_a	pression atmosphérique (Pa)
P_c	pression statique en entrée de roue (Pa)
Q	débit volume (m^3/s)
R	rayon (m)
S	section du diaphragme (m^2)
S_a	section de fuite en entrée (m^2)
S_c	section de fuite en sortie (m^2)
U	vitesse d'entraînement (m/s)
Z	nombre d'aubes

Symboles grecs

α	coefficient de débit du diaphragme
β_{2a}	angle de sortie des aubages (°)
δ	coefficient de débit
ω	vitesse angulaire de rotation (rad/s)
ω_s	vitesse angulaire spécifique
ν	viscosité cinématique (maSt)
μ	coefficient de travail net
ρ_c	masse volumique de l'air dans le caisson (kg/m^3)
ρ_a	masse volumique de l'air ambiant (kg/m^3)
ΔP	$\Delta P = P_c - P_a$ (Pa)
Δp_c	pression statique différentielle entre l'amont et l'aval du diaphragme (Pa)

Indices

n	nominal
1	entrée
2	sortie

CHAPITRE 2 : INSTALLATION EXPERIMENTALE ET INSTRUMENTATION

Introduction

Comme nous l'avons précisé dans le chapitre relatif à la recherche bibliographique, le banc d'essais en air RESEDA [CAI95],[MOR93], [MOR94], est équipé de la roue centrifuge SHF qui a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales depuis plusieurs années.

L'installation expérimentale a été conçue pour atteindre 3 objectifs principaux :

- L'écoulement en entrée de roue est le plus régulier possible,
- Les conditions aux limites en sortie de roue sont axisymétriques,
- L'interaction de l'environnement immédiat de la roue avec l'écoulement est minimale.

Ce banc d'essais a été conçu pour analyser le fonctionnement d'une roue centrifuge en régime décollé ou non-décollé, et pour comprendre le comportement local du fluide dans les diverses parties d'un canal inter aubes. Les informations recueillies doivent permettre de caractériser la pré-rotation, la recirculation en entrée et en sortie de roue, les décollements sur les faces en pression et en dépression des aubages, sur le plafond et la ceinture, et les éventuels décollements tournants. Une meilleure compréhension de ces phénomènes fournira les moyens pour augmenter à débits partiels, la zone de fonctionnement stable des turbomachines par une réduction des instabilités qui se traduira par une réduction des vibrations et du bruit rayonné.

Finalement, cette installation permet, grâce au positionnement précis des points de mesure, d'obtenir des résultats détaillés pour valider des calculs tridimensionnels.

2.1 Présentation du banc d'essais

La figure 2.1. présente une vue schématique de l'installation d'essais dont nous allons décrire les éléments principaux.

1- Caisson d'aspiration
2- Diaphragme de réglage du débit
3- Filtre et nid d'abeille
4- Pavillon elliptique
5- Conduite d'aspiration en altuglas
6- Pièce d'aspiration
7- Roue SHF
8- Palier de roue
9- Collecteur tournant
10- Moteur asynchrone
11- Courroie crantée de transmission
12- Microphone ¼" B&K

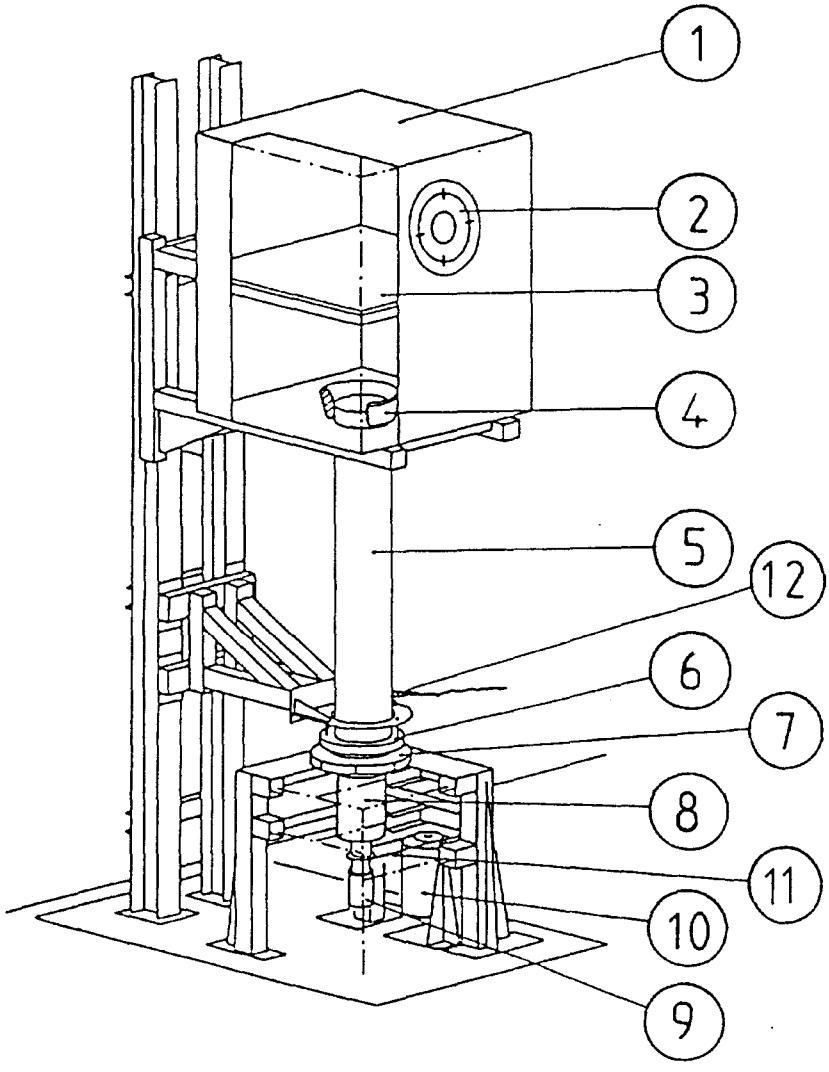


Figure 2.1. Vue schématique de l'installation d'essai [MOR93]

2.1.1 Environnement de la roue

Les éléments intervenant dans l'environnement immédiat de la roue sont les suivants :

- Un caisson d'aspiration parallélépipédique avec une base carrée de 1,2 m de côté et 1,55 m de hauteur, composé d'une chambre d'aspiration et d'une chambre de tranquillisation, séparées par une épaisseur de nid d'abeille pour homogénéiser l'écoulement de l'air.
- Une conduite d'aspiration en altuglas de 2 m de longueur et 290 mm de diamètre intérieur,
- Une liaison entre le caisson et la conduite d'aspiration assurée par un convergent de révolution et de génératrice elliptique.
- Une liaison entre la conduite et la roue assurée par un léger convergent dont le diamètre de sortie, de 282,2 mm, est celui de l'entrée de la roue en ceinture. Le jeu entre la pièce fixe et la roue est pratiquement de 0,6 mm. Ce convergent permet de réduire en entrée de roue l'épaisseur de la couche limite qui se développe dans la conduite d'aspiration.
- La roue est équipée d'un diffuseur lisse pour éviter l'interaction entre les écoulements de disques et l'écoulement de la roue. Le diffuseur dont les caractéristiques sont précisées dans le tableau ci dessous, est court pour minimiser son influence sur l'écoulement de sortie,

R_{entree}/R_2	1,002
R_{sortie}/R_2	1,120
b_3/b_2	1,050

2.1.2..Roue SHF

La réalisation de la roue est issue d'une démarche C.F.A.O. originale [MOR93] : l'accessibilité dans la roue a été rendue possible par un usinage individuel des sept aubages, du plafond et de la ceinture. Cette procédure a ainsi permis d'équiper un canal inter aubes de 114 prises de pression pariétales avec un positionnement précis des points de mesure. Les dimensions de la roue SHF en air sont déduites par similitude géométrique de celles de la roue SHF en eau, par un rapport d'homothétie de 1,28. Cependant, une similitude dynamique est assurée sur les nombres de Reynolds pour les 2 fluides qui sont du même ordre de grandeur et par le faible nombre de Mach de la roue en air. Ainsi, la roue en eau a une vitesse de rotation de 1200 tr/min et la roue en air, de 2500 tr/min.

Les caractéristiques du modèle en air et de la roue SHF de référence sont données ci-dessous :

Roue SHF	Air	Référence (eau)
D_2 – Diamètre de sortie (mm)	513,2	400
D_1 – Diamètre d'entrée en ceinture (mm)	282,2	220,2
b_2 – Largeur du canal en sortie (mm)	38,5	30
Z – Nombre d'aubes	7	7
β_{2a} – Angle de sortie aubage (°)	22,5	22,5
e – Epaisseur moyenne aubage (mm)	9	7

N –Vitesse de rotation nominale(tr/min)	2500	1200
Q_n – Débit nominal (m^3/s)	0,492	0,1118
H_n - Hauteur totale (m)	221	31

Viscosité cinématique à 20□C (maSt)	$15{,}11\ 10^{-6}$	$1{,}004\ 10^{-6}$
Célérité du son à 20 °C (m/s)	343	1200
Nombre de Reynolds périphérique $\left(\frac{U_2 R_2}{\nu}\right)$	$1{,}15\ 10^{6}$	$5{,}01\ 10^{6}$
Nombre de Mach périphérique $\left(\frac{U_2}{a}\right)$	0,20	0,02

Coefficient de débit δ [BAR85]	$\delta = \frac{Q_n}{2\pi\omega R_2^2 b_2}$	0,118
Coefficient de travail net μ [BAR85]	$\mu = \frac{g H_n}{\omega^2 R_2^2}$	0,481
Vitesse angulaire spécifique	$\omega_s = \omega \frac{Q_n^{1/2}}{(g H_n)^{3/4}}$	0,577
Nombre de tours spécifique (tr/min) (Nombre de Brauer)	$n_{s_q} = N \frac{Q_n^{1/2}}{H_n^{3/4}}$	31

2.1.3 Répartition des prises de pression

Le canal instrumenté est composé de 114 prises de pression, de diamètre 0,5 mm, réparties d'après les figures 2.2 et 2.3 de la façon suivante :

- 32 prises sur la face en pression d'un aubage, notées I, intrados
- 32 prises sur la face en dépression de l'aubage en vis-à-vis, notées E, extrados
- 25 prises sur le plafond, notées P,
- 25 prises sur la ceinture, notées C.

La ligne moyenne de ces quatre régions est instrumentée entre l'entrée et la sortie de la roue. Deux lignes situées de part et d'autre de cette ligne sont instrumentées au niveau du col d'entrée et du col de sortie du canal inter-aubes. La face en dépression au bord d'attaque de l'aubage et la face en pression au bord de fuite de l'aubage en vis-à-vis, sont également instrumentées sur ces trois lignes de mesures.

2.2 Instrumentation fixe

L'instrumentation fixe est relative aux mesures de pression. Elle permet de connaître d'une part le point de fonctionnement et d'autre part de disposer d'une référence fixe pour la mesure des fluctuations.
Afin de contrôler la vitesse de rotation au tour près, une cellule photoélectrique B&K permet de mesurer cette grandeur à l'aide d'une pastille réfléchissante collée sur la périphérie de la roue.

2.2.1 Conduite d'aspiration

La conduite d'aspiration est équipée de deux couronnes constituées de quatre prises de pression pariétales équidistantes de 90 degrés. Elles permettent d'obtenir des pressions pariétales moyennes à 590 mm et à 90 mm de l'entrée de la roue.
La mesure de ces pressions s'effectue à partir d'un manomètre numérique YEW 2654 d'une résolution de 0,1 mm de colonne d'eau. La sortie analogique de ce manomètre est reliée à un multimètre HP3478A dont la tension de sortie est acquise par une chaîne d'acquisition SCADAS pilotée par le logiciel LMS. Un étalonnage du YEW dans une plage d'utilisation réduite à [-300 ; 0 mmCE] a permis d'affiner les coefficients d'un polynôme de degré 3 par la méthode des moindres carrés. Ces coefficients permettent ainsi d'obtenir la pression avec la tension mesurée par le YEW à partir d'un polynôme de degré 3 avec une erreur inférieure à 10 Pa.
Un microphone ¼" Brüel & Kjær 4135 est installé au même niveau que la couronne de pression à 90 mm de l'entrée de la roue. Ce capteur est très bien adapté pour mesurer des fluctuations de pression faibles : dans la gamme de fréquence [0, 2000 Hz], sa sensibilité est de 303 Pa/V, avec une résolution inférieure à 0,1 dB.

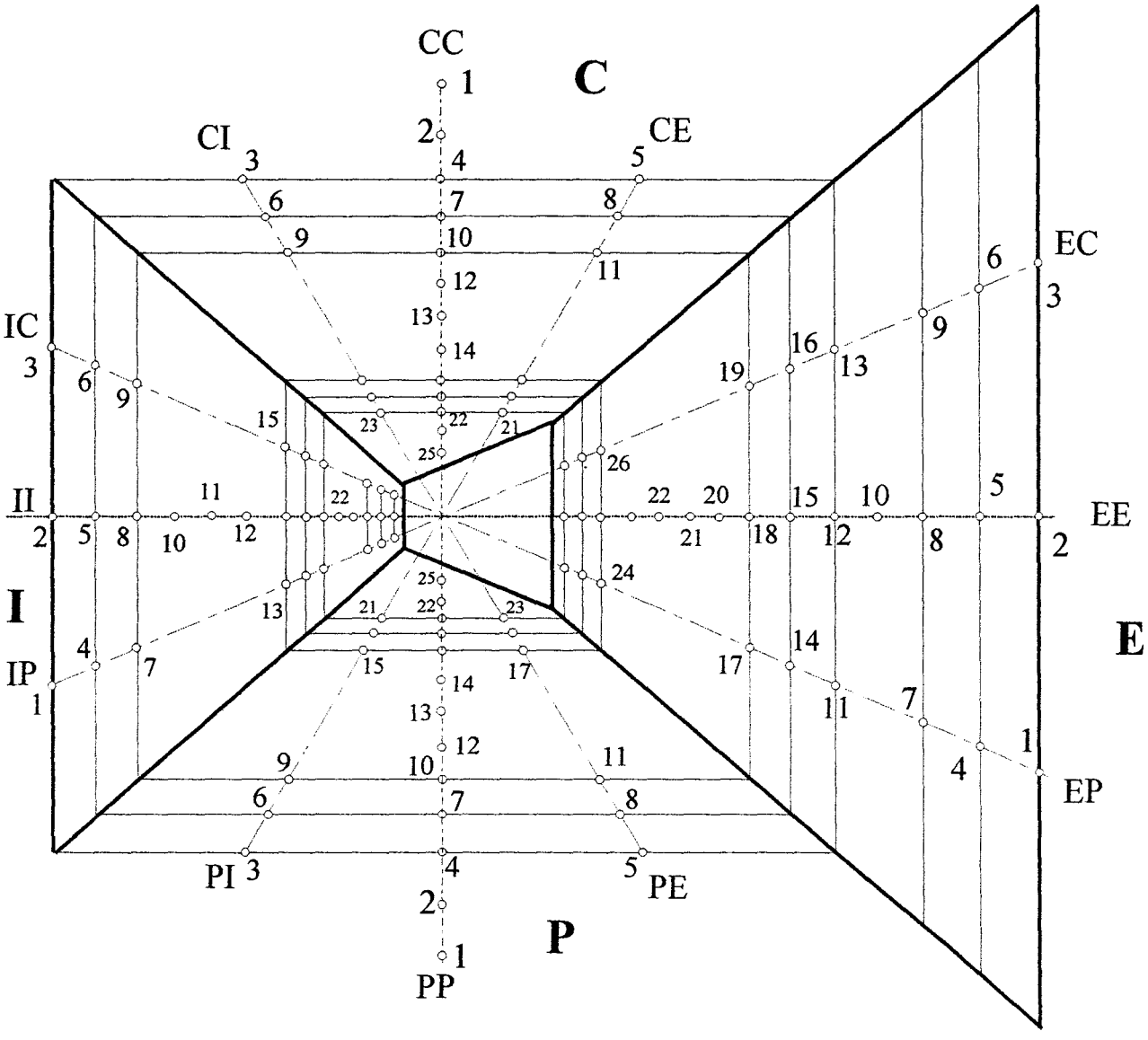


Figure 2.2 : Organisation schématique des prises de pression [MOR93]

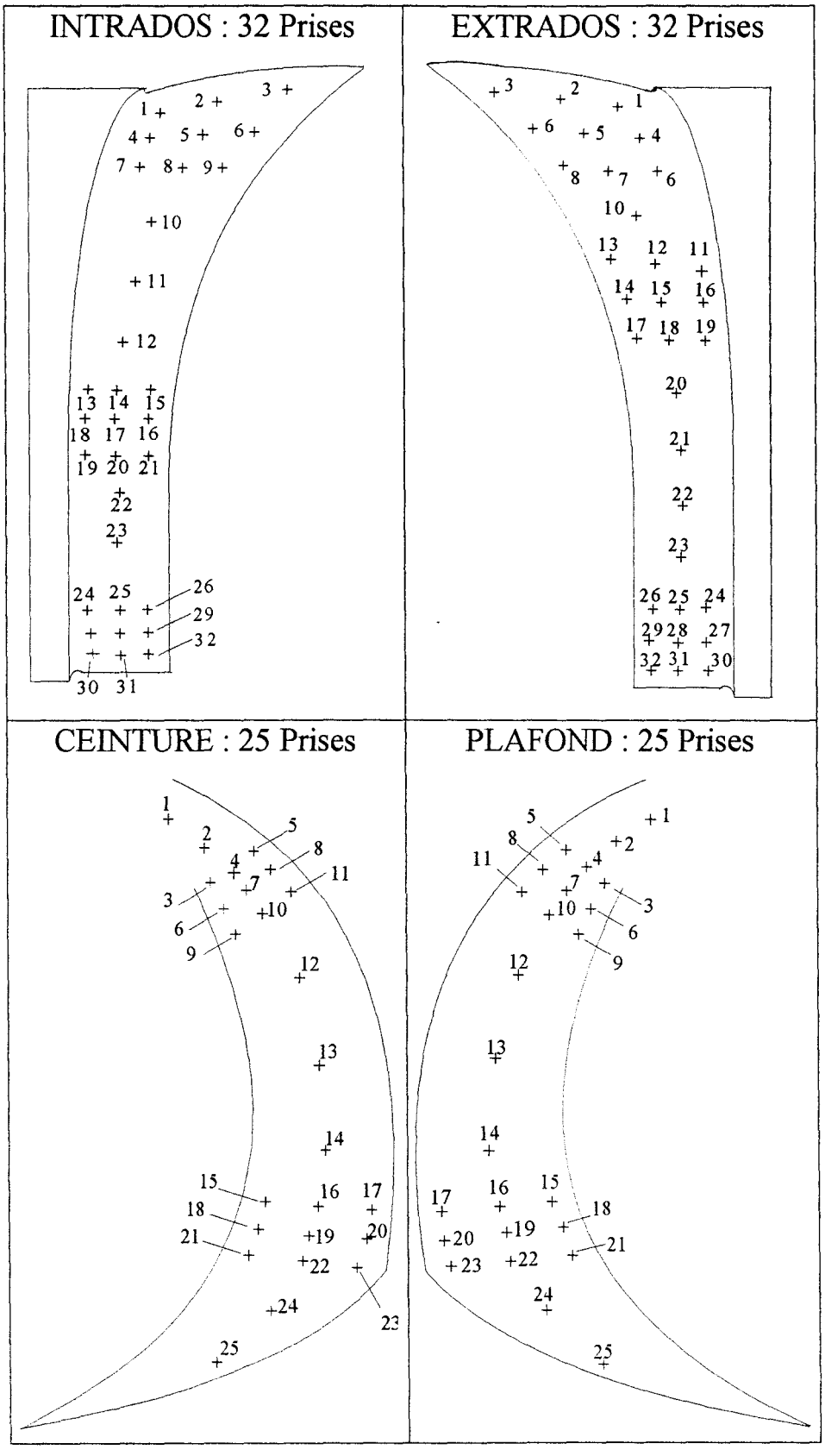


Figure 2.3 : Répartition des prises de pression par région [MOR93]

2.2.2 Estimation du débit

Le débit traversant la roue SHF est la somme de deux débits :

- Le débit entrant par le caisson, partie principale du débit total,
- Le débit de fuite entrant par l'entrefer entre la partie fixe et l'entrée de roue, important surtout pour les faibles débits.

Le débit entrant dans le caisson est réglé de façon discrète à partir des diaphragmes installés sur une des faces du caisson. Un étalonnage réalisé avec chaque diaphragme [MOR93] permet de relier le débit volume q_v avec la dépression Δp_c existant dans le caisson par la formulation inspirée de la norme NFX 10-200 dite du caisson réduit [NFX71]:

$$Q_v = \alpha S \sqrt{\frac{2\,\Delta p_c}{\rho_c}}$$

La mesure de la dépression se fait de la même façon que celle des couronnes de pression de la conduite d'aspiration.

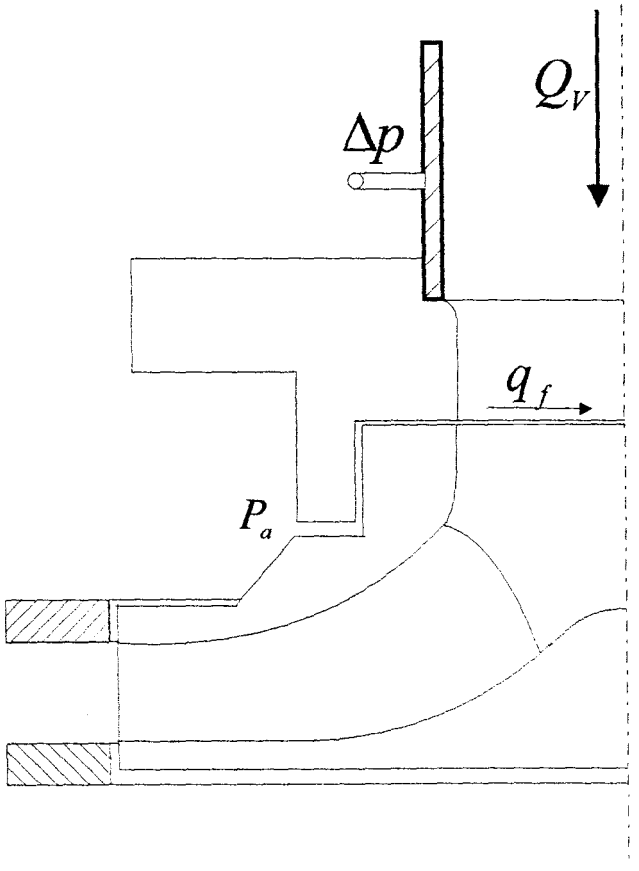


Figure 2.4 : Représentation des sections du débit de fuite

Le débit de fuite est estimé à partir du théorème de Bernoulli sans pertes de charge appliqué entre les sections d'entrée et de sortie de l'entrefer à l'extérieur et à l'intérieur de la machine. La figure 2.4 permet de préciser ces sections. Ce débit est estimé par la formulation suivante :

$$q_f = \sqrt{\frac{2\,\Delta p}{\rho_a}\left(\frac{1}{\frac{1}{S_a^2}-\frac{1}{S_c^2}}\right)}$$

La pression différentielle Δp correspond à la pression relative mesurée au niveau de la couronne située à 90 mm.

2.3 Evolution de l'instrumentation embarquée

La base de données des pressions pariétales moyennes au niveau des 114 prises présentée dans les travaux [MOR93] pour des débits relatifs entre 0,6 et 1,0, a été acquise à l'aide d'un turbo-commutateur. Ce système s'est avéré d'utilisation très contraignante et inadapté à l'acquisition des fluctuations de ces pressions pariétales : la ligne de transmission est beaucoup trop longue entre la prise pariétale et le capteur de pression situé en sortie du turbo-commutateur. C'est pourquoi, nous avons installé un scrutateur de pression autrement appelé scanner de pression.

Nous allons présenter d'une part cet instrument de mesure et d'autre part les éléments constitutifs de la chaîne de mesure, propres à l'installation d'essai. La figure 2.5 présente la disposition de ces nouveaux éléments autour des pièces existantes.

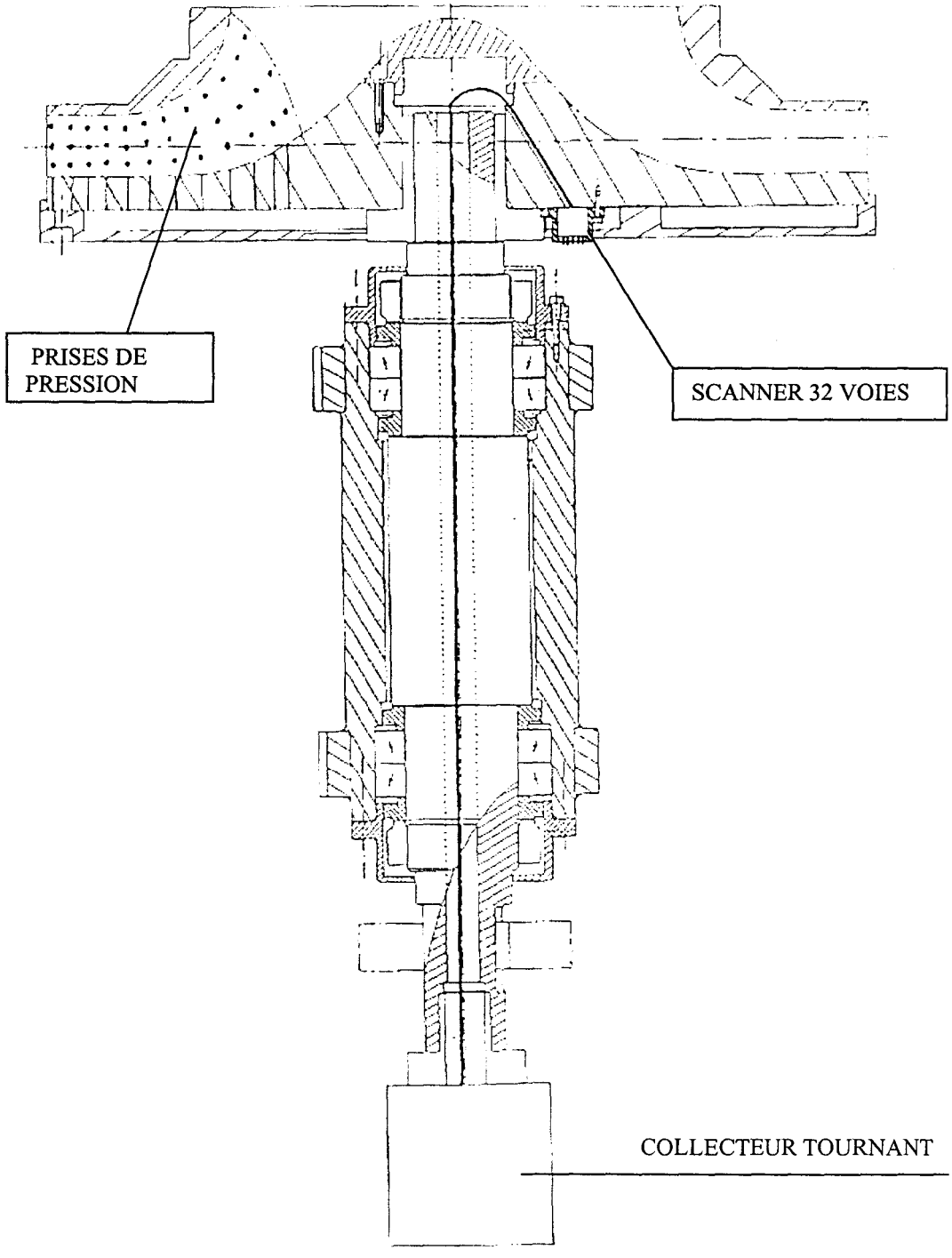


Figure 2.5 : Disposition des nouveaux éléments embarqués

2.3.1 Scrutateur de pression

Le scrutateur de pression miniature de PSI (Pressure Systems Incorporated) ESP-32HD (Electronic Scanner Pressure – 32 High Density), représenté sur la figure 2.6, est un capteur de pression relatif multivoies, d'étendue de mesure de ± 5000 Pa. Il est constitué essentiellement par deux rangées de 16 capteurs piézorésistifs en silicium, soit un total de 32 voies de mesures indépendantes. Chaque capteur est constitué d'un pont de Wheatstone diffusé dans un cristal simple de silicium par la technique des semi-conducteurs. Un système d'amplification embarqué permet un niveau élevé du signal de sortie analogique.

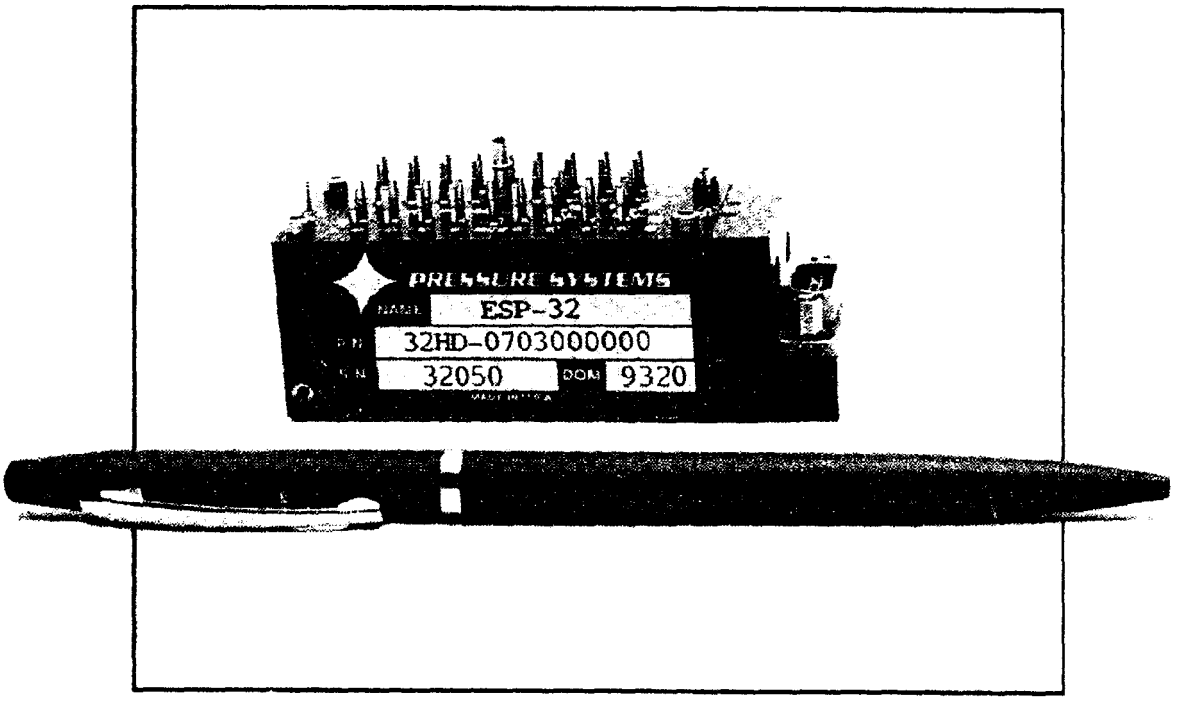


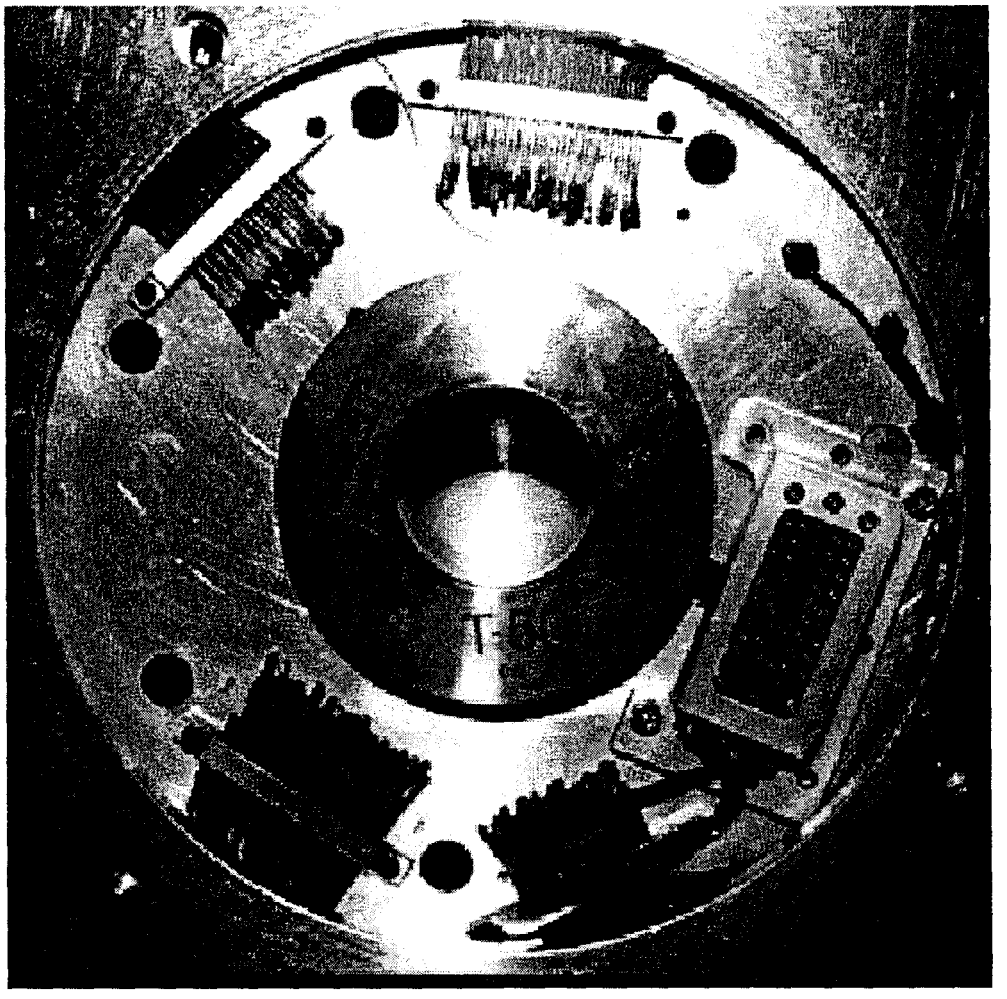
Figure 2.6 : Scrutateur de pression ESP –32HD

La sortie de chaque capteur est connectée au seul port de sortie par un multiplexeur à adressage digital, qui est commandé par le code binaire à 5 bits de niveau CMOS correspondant. Les sorties peuvent être soit balayées à une fréquence de 20 kHz, soit adressées sur commande

Le montage de ce scanner dans la roue a été particulièrement délicat aussi bien du point de vue mécanique que du point de vue électrique. Le souci principal fut de préserver la roue de tout usinage de cavités pour implanter le capteur et le dispositif d'équilibrage associé. Finalement nous avons conçu un boîtier en alliage léger avec les caractéristiques suivantes :

- Accès libre de toutes les connections du scanner,
- Usinage de 7 trous taraudés sur la roue,
- Positionnement au plus près de l'axe de la machine pour minimiser les effets centrifuges sur le capteur.

La photographie 2.7 montre le scanner installé dans son boîtier, lui-même fixé sur la roue entre le manchon hydraulique et le capot de protection des lignes de pression.



Photographie 2.7 : montage du scanner avec son boîtier

Un équilibrage dynamique sur site a été réalisé à l'aide d'une trousse portative d'équilibrage, après le montage du scanner et de son boîtier : une masse totale de l'ordre de 230 g située au rayon moyen de 80 mm a été utilisée. La valeur résiduelle d'équilibrage est conforme à la norme ISO 1940 - 1973(F), [ISO85]. La vérification de la qualité de cet équilibrage a aussi été réalisée au moyen de l'analyse spectrale des signaux délivrés par des accéléromètres placés sur l'arbre principal au plus près de la roue.

2.3.2 Chaîne de mesure

D'après la figure 2.8, la chaîne de mesure est constituée des éléments suivants :

- L'une des 114 prises situées en paroi du canal inter-aubes instrumenté,
- La ligne de transmission décrite au paragraphe précédent,
- Le scrutateur de pression miniature ESP32HD,
- La liaison électrique du scrutateur au collecteur tournant,
- Le collecteur tournant type 45785 de 30 bagues pour une vitesse de rotation inférieure à 3000 tr/min,
- La liaison électrique du collecteur au boîtier de commande, lui-même relié au système d'acquisition SCADAS piloté par le logiciel LMS.

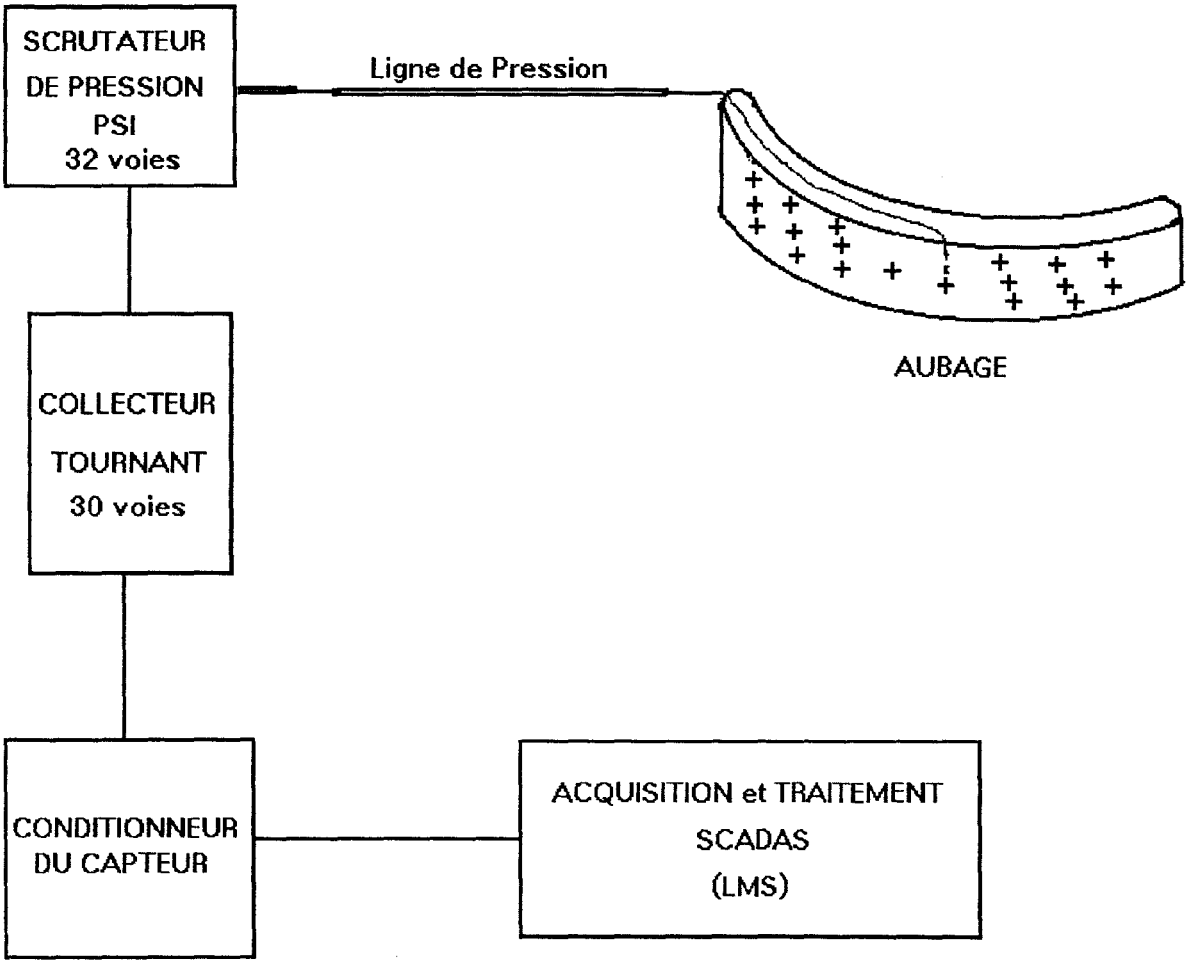


Figure 2.8 : Chaîne de mesure

2.3.3 Constitution d'une ligne de pression

Chacune des 114 lignes de transmission des prises de pression pariétales présentées en figure 2.9, est connectée au scrutateur de pression, et est constituée des éléments suivants, connectés les uns aux autres :

1 Une gaine métallique de diamètre intérieur 0,6 mm, noyée dans la roue,
2 Une gaine en PVC de diamètre intérieur 0,8 mm, collée sur la paroi extérieure du plafond,
3 Un connecteur de diamètre intérieur 0,6 mm,
4 Une gaine en PVC de diamètre intérieur 0,8 mm.

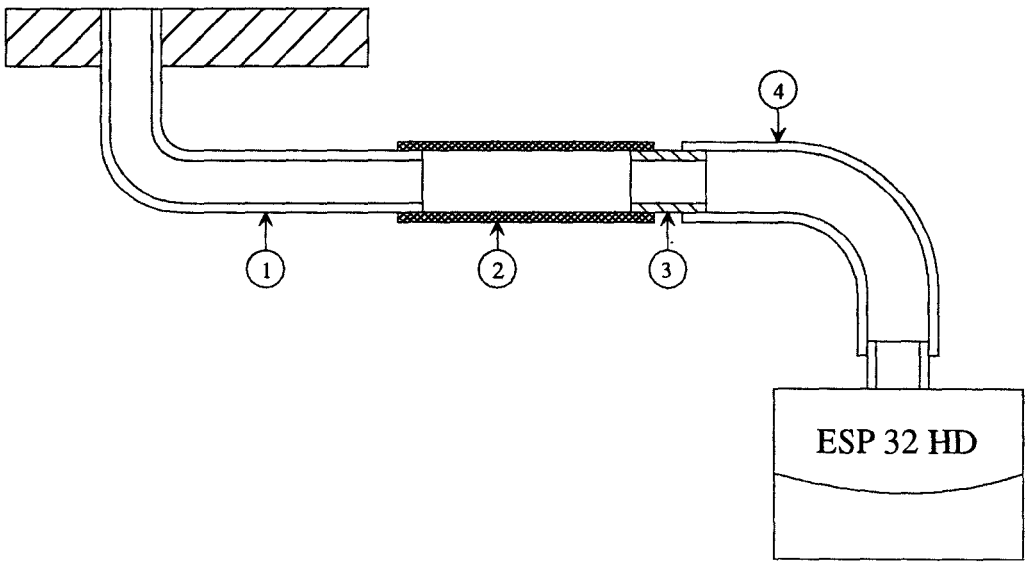


Figure 2.9 : Ligne de transmission de pression

2.3.4 Liaison électrique du scanner au collecteur tournant

La liaison électrique du scanner au collecteur tournant est constituée de 11 brins actifs distribués de la façon suivante :

- 5 adressages logiques pour les 5 bits de commande du multiplexeur, pour relier séquentiellement chacune des voies au port de sortie,
- alimentation +12 V,
- alimentation –12 V,
- alimentation +5 V,
- masse,
- port de sortie du signal.

La connexion au scanner de ce câble est assurée par une prise sub-miniature CANON à 15 connecteurs. Afin de stabiliser les tensions d'alimentation parasites, des condensateurs de 100 µF sont montés au plus près de cette prise. L'installation de cet ensemble de connexion a

demandé une attention particulière au niveau des soudures et de la tenue mécanique, pour résister aux efforts centrifuges importants.

2.3.5 Collecteur tournant

Le collecteur tournant d'AIR PRECISION assure la continuité électrique entre le scanner embarqué et le boîtier d'alimentation et de commande, lui-même connecté à la centrale d'acquisition SCADAS pilotée par le logiciel LMS (Leuven Measurements Systems).
Pour l'installer en bout d'arbre, il a fallu concevoir un support dont l'axe doit coïncider avec l'axe de l'arbre de la machine. Sa conception s'est donc orientée vers un système de réglage à trois degrés de liberté permettant ainsi l'alignement des deux axes à l'aide de comparateurs. Un accouplement flexible permet de supporter les défauts résiduels de coaxialité.
Quant à la fonction essentielle du collecteur tournant, les contacts entre la partie mobile et la partie fixe sont assurés par un système de bagues et de balais en métaux précieux. Cet ensemble est caractérisé par un faible niveau de bruit électrique à grande vitesse de rotation.

2.3.6 Mise au point des éléments sensibles

Le fonctionnement du scanner avec la roue en rotation a mis en évidence des signaux parasites dans la mesure des fluctuations de pression issues des différents prises. Les moyennes spectrales en acquisition libre n'etaient pas reproductibles. Une recherche des différentes causes possibles a permis de déterminer les sources principales des signaux parasites qui sont :

- Fluctuations de pression au niveau de la prise de référence du scanner,
- Pollution du réseau électrique par le système de commande du moteur asynchrone avec variateur de fréquence.

2.3.6.1 Réalisation d'une prise de référence stable

Pour un fonctionnement idéal du scanner il est impératif que la prise de référence soit stable. Au premier abord il est naturel de limiter la longueur de la prise de référence de façon à ce que son extrémité libre soit située au niveau de l'arbre creux de la roue : ce milieu est a priori exempt de toute perturbation de pression. Or, une mesure de la pression régnant dans l'arbre creux, réalisé à l'aide d'un T branché sur la prise de référence et sur une voie de mesure du scanner, a révélé l'existence de fluctuations de pression de niveau suffisamment important pour fausser la mesure : la mise en évidence d'une pression différentielle a été rendue possible par la déformation non symétrique de la membrane du capteur. Le milieu de référence choisi n'est donc pas stable.

Pour confirmation, la déformation non symétrique de la membrane a aussi été mise en évidence par l'expérience suivante. Le scanner étant immobile, un signal de référence a été mesuré par une voie de mesure du scanner connectée à un boîtier dans lequel était émis ce signal, avec la pression atmosphérique comme pression de référence : ceci est le cas normal d'utilisation. Le même signal de référence a été introduit par la même ligne de mesure au niveau de la prise de référence du scanner et la voie de mesure précédente a été laissée libre :

les prises sont inversées par rapport à la configuration normale. Dans cette configuration, le spectre est très atténué par rapport au spectre obtenu lors de la première configuration, ce qui confirme la différence de comportement de la membrane.

En conclusion, ces expériences révèlent 2 éléments fondamentaux :

- Le milieu de référence situé au centre de l'arbre n'est pas stable lorsque la roue est en rotation,
- Les fluctuations de pression présentes dans le milieu de référence perturbent la mesure du scanner.

Pour avoir un milieu de référence stable le turbo-commutateur aurait pu servir de liaison à la ligne de référence installée dans le repère fixe. Malheureusement, le collecteur tournant a pris sa place. La solution s'est orientée vers un allongement de la ligne de référence afin d'atténuer les fluctuations de pression au maximum au niveau de la membrane du capteur côté référence. Cependant, le scanner dérive lorsque l'allongement est trop grand. La ligne de référence retenue, est constituée de 2,7 m de PVC et de 0,5 m de tige métallique. Des restricteurs métalliques en forme de U assurent un rangement de cette prise dans l'arbre creux sans pincement de la prise qui provoque une dérive du capteur.

Cette prise de référence a été utilisée lors de la mesure de la fonction de transfert représentée par la figure 2.11 : le signal de sortie est issu d'une voie du scanner mesurant la pression atmosphérique et le signal d'entrée est issu d'un microphone ¼" B&K placé dans un boîtier dans lequel un bruit blanc est émis ; dans cette configuration, la prise de référence est connectée à une ligne dont l'extrémité libre est située à côté du microphone : ainsi, nous pouvons considérer que le signal mesuré par le microphone est égal au signal d'entrée de la prise de référence. Cette disposition est présentée par la figure 2.10. L'analyse de la figure 2.11 montre que le système étudié se comporte comme un filtre passe-bas de fréquence de coupure de l'ordre de 3 Hz, ce qui est suffisant pour l'étude entreprise.

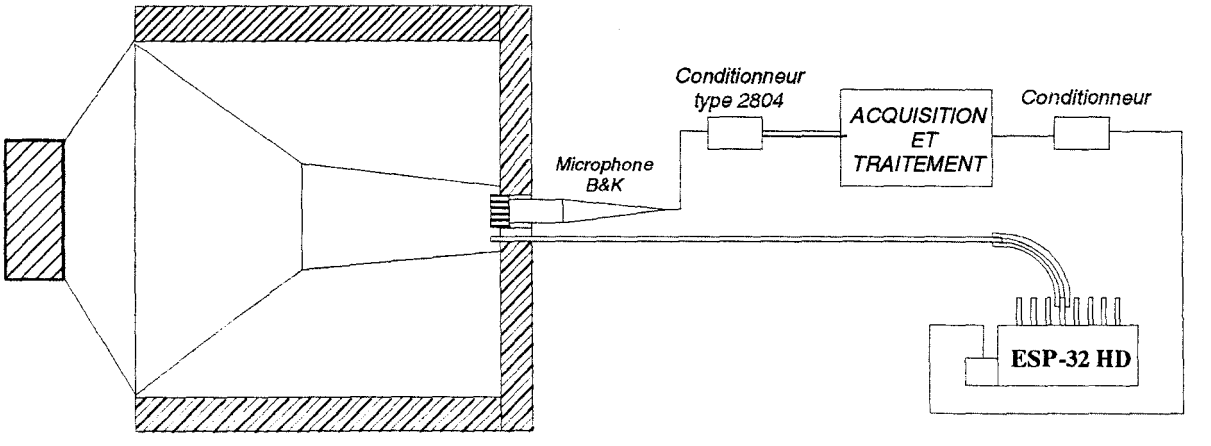


Figure 2.10 : Montage pour mesurer l'atténuation de la ligne de référence

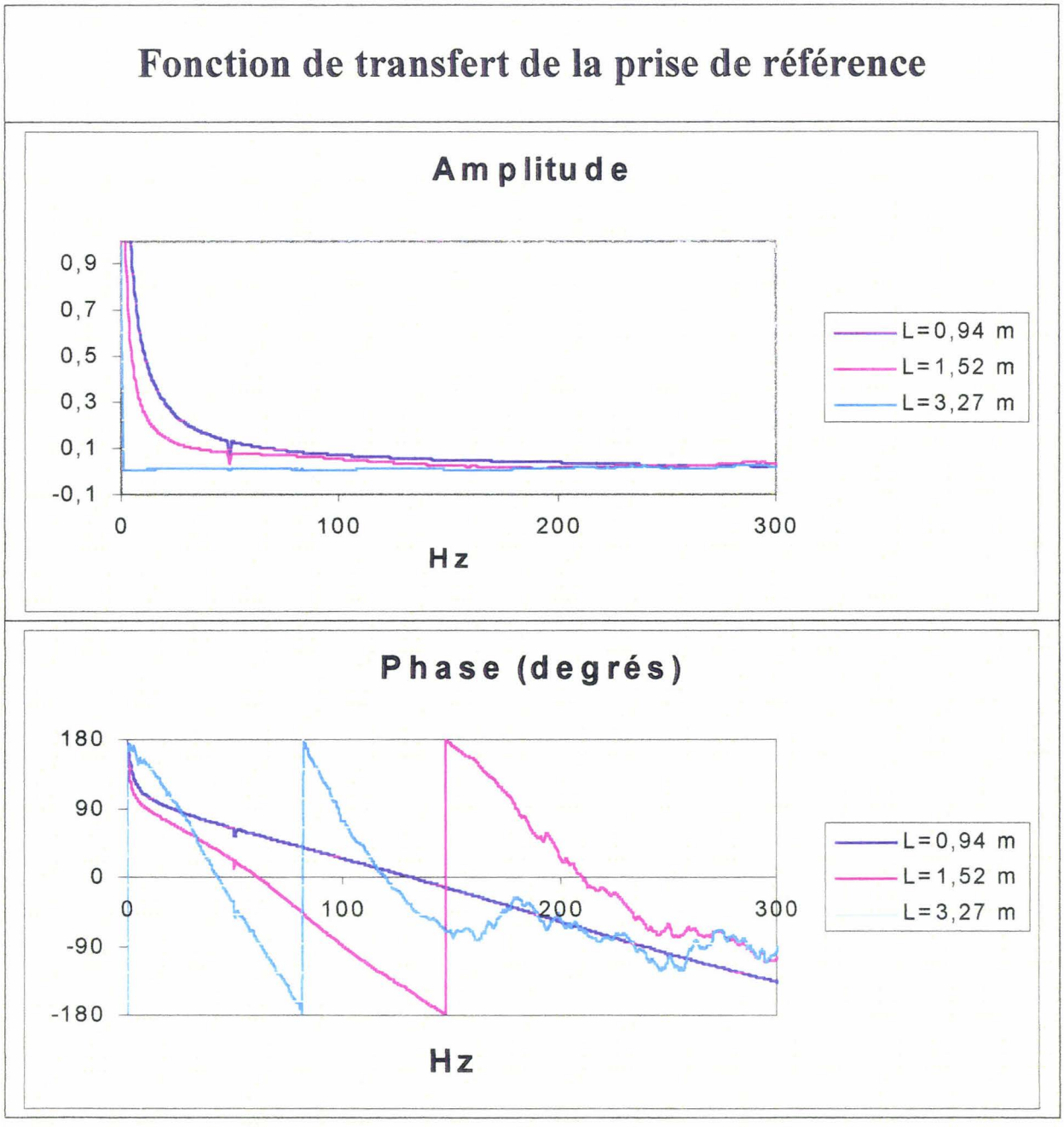


Figure 2.11 : Fonction de transfert entre une voie de mesure et l'entrée de la ligne de référence pour 3 prises de longueurs différentes

2.3.6.2 Pollution du réseau

Le système de commande du moteur asynchrone à variation de fréquence génère des signaux parasites auxquels le scanner s'avère très sensible. Pour les éliminer, l'alimentation de tous les appareils électriques se fait dorénavant par l'intermédiaire d'un transformateur d'isolement.

Conclusion

Nous avons passé en revue le banc d'essais et son instrumentation qui nous ont permis d'acquérir la base de données de pressions pariétales moyennes et fluctuantes nécessaire à l'étude des divers régimes de fonctionnement de la machine. Une bonne connaissance des différents composants et de leur principe de fonctionnement nous permet d'une part de maîtriser le matériel utilisé et d'autre part d'appréhender dans de bonnes conditions notre recherche et de diagnostiquer d'éventuelles sources d'erreurs dans les mesures.

CHAPITRE 3

ACQUISITION
ET
TRAITEMENTS TEMPORELS

NOMENCLATURE DU CHAPITRE 3

b_2	largeur du canal inter aubes de la roue en sortie (m)
D	diamètre (m)
$\vec{e}_r$	vecteur unitaire de la direction radiale
$\vec{e}_\theta$	vecteur unitaire de la direction tangentielle
$\vec{F}$	force (N)
H_r	humidité relative (%)
m	masse (kg)
M	point géométrique ; masse molaire (kg/mol)
N	vitesse de rotation (tr/min)
O'	point de la roue appartenant à l'axe de rotation
P	pression (Pa)
$\overline{P}$	pression moyenne (Pa)
$\widetilde{P}$	pression fluctuante (Pa)
$\Delta\overline{p}_P$	pression relative au niveau de la prise dans le canal
$\Delta\overline{p}_{P0}$	pression relative au niveau de la prise dans le canal par rapport à la pression en entrée de la roue (Pa)
$\Delta\overline{p}_{Pr}$	pression relative au niveau de la prise dans le canal par rapport à la pression à 590 mm ramenée à des conditions de référence en air (Pa)
$\Delta\overline{p}_{Pe}$	pression relative au niveau de la prise dans le canal par rapport à la pression à 590 mm ramenée aux conditions de référence en eau (Pa)
Q_V	débit volume (m^3/s)
r	rayon (m)
R_2	rayon de sortie de la roue (m)
R	constante d'un gaz parfait ($J\ kg^{-1}\ K^{-1}$)
R_p	rayon de la prise (m)
R_s	rayon du scanner (m)
s	abscisse curviligne (m)
S	aire (m^2)
$\vec{t}$	vecteur unitaire tangent en M à la ligne de pression
T	température (K)
$\vec{V}_{M/R}$	vitesse de M par rapport au repère R
$\vec{V}_{M/R'}$	vitesse de M par rapport au repère R'
$\vec{Z}$	vecteur unitaire de la direction axiale

Symboles grecs

$\vec{\Omega}_{R'/R}$	vecteur taux de rotation de R' par rapport à R, $\vec{\Omega}_{R'/R} = \omega\,\vec{z}$, (rad/s)
$\vec{\Gamma}_{M/R}$	accélération de M par rapport au repère R (m/s^2)
$\vec{\Gamma}_{M/R'}$	accélération de M par rapport au repère R' (m/s^2)
δ	coefficient de débit
μ	coefficient de hauteur
Δ	variation d'une grandeur
α	angle (rad)
λ_f	coefficient de frottement (Pl)
ξ	déplacement (m)
ρ	masse volumique (kg/m^3)
ω	vitesse angulaire de rotation (rad/s)

Indices

0	atmosphérique
ah	air humide
as	air sec
c	conduite
m	mesure
P	prise
ref	référence
s	scanner
v	vapeur
R	référence du scanner
e	condition de référence en eau

CHAPITRE 3 : ACQUISITIONS ET TRAITEMENTS TEMPORELS

Introduction

Dans cette partie, nous allons développer la procédure d'acquisition relative aux pressions pariétales moyennes. Dans un premier temps nous précisons les points de fonctionnement choisis, ainsi que les paramètres d'acquisition. Dans un deuxième temps, nous développons le post-traitement des acquisitions pour tenir compte de la non-linéarité et de la tension offset des voies de mesure du scanner. De plus, pour connaître la pression au niveau du canal inter aubes, nous établissons la formulation permettant de corriger la pression mesurée au niveau du scanner, des effets de la rotation. Dans un troisième temps, nous ramenons nos mesures de pression à des conditions aux limites de référence en vue de leur exploitation qui sera présentée au chapitre 5.

3.1 Mode opératoire

Les acquisitions des pressions pariétales moyennes ont pour but d'enrichir la base de données existante [MOR93] limitée à la plage de débits relatifs [0,6-1,0] pour une vitesse de rotation de 2500 tr/min. De plus, il s'agit d'acquérir la pression au niveau de toutes les prises pour différentes vitesses de rotation.

3.1.1 Points de fonctionnement

Les points indiqués sur les courbes de pressions statiques moyennes en fonction du débit relatif, présentées sur la figure 3.1, correspondent aux points de fonctionnement auxquels nous avons acquis les pressions pariétales moyennes. La pression statique a été mesurée au niveau du cercle situé à 590 mm de l'entrée de roue. Les courbes relatives à la pression statique ont été acquises pour 5 vitesses de rotation entre 1600 tr/min et 2500 tr/min. Les courbes de la pression statique sont très régulières. Pour une vitesse de rotation donnée, lorsque le débit relatif diminue, la pression statique relative augmente et atteint un palier.

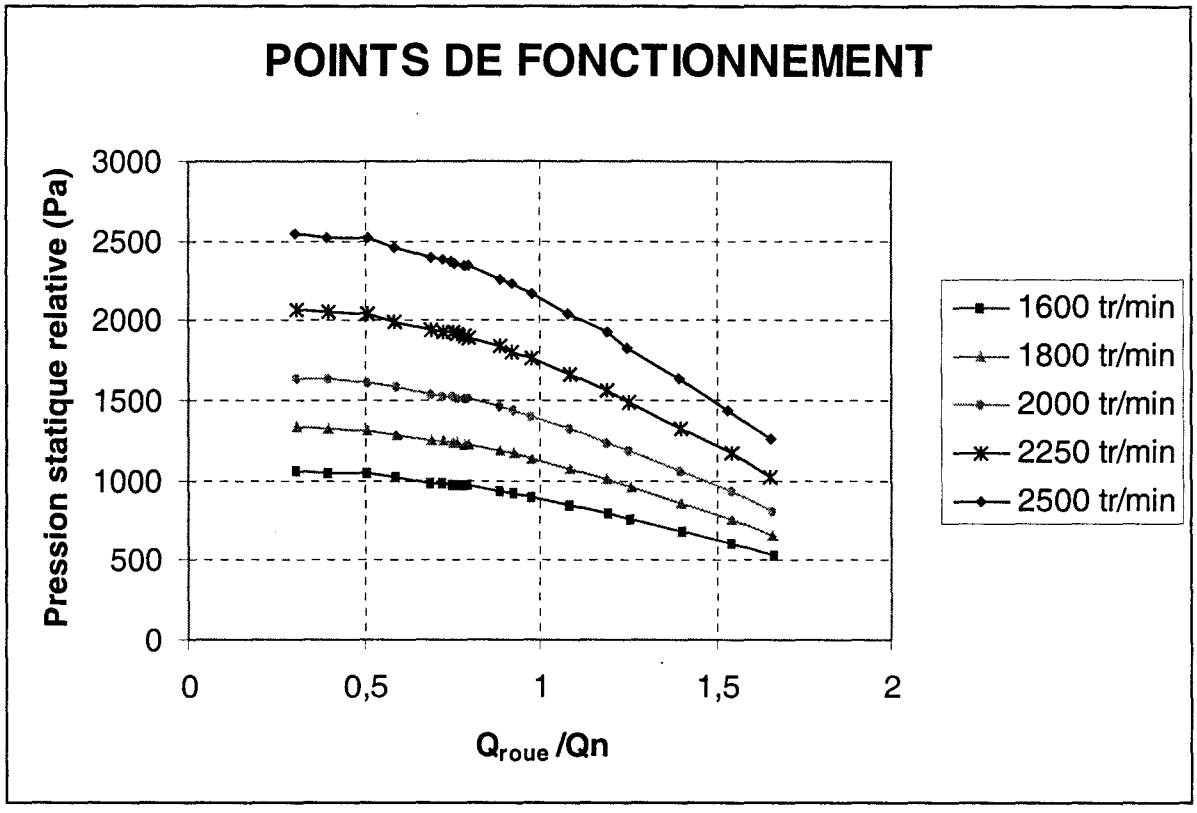


Figure 3.1 : Evolution de la pression statique relative en entrée de roue en fonction du débit relatif

Les données de la figure 3.1 sont adimensionnées en coefficients de débit et de hauteur dont la formulation est la suivante :

Coefficient de débit [BAR85] : $$\delta = \frac{Q_V}{2\pi\,\omega R_2^2 b_2}$$

Coefficient de hauteur statique : $$\mu = \frac{\Delta p}{\rho\omega^2 R_2^2}$$

Il faut préciser que, bien que le coefficient de hauteur s'applique à une hauteur totale, la même formulation a été appliquée à la hauteur statique mesurée.
La figure 3.2 présente ainsi l'évolution du coefficient de hauteur statique en fonction du coefficient de débit pour les 5 vitesses de rotation de l'étude. Nous constatons qu'il y a similitude dynamique entre ces 5 vitesses de rotation.

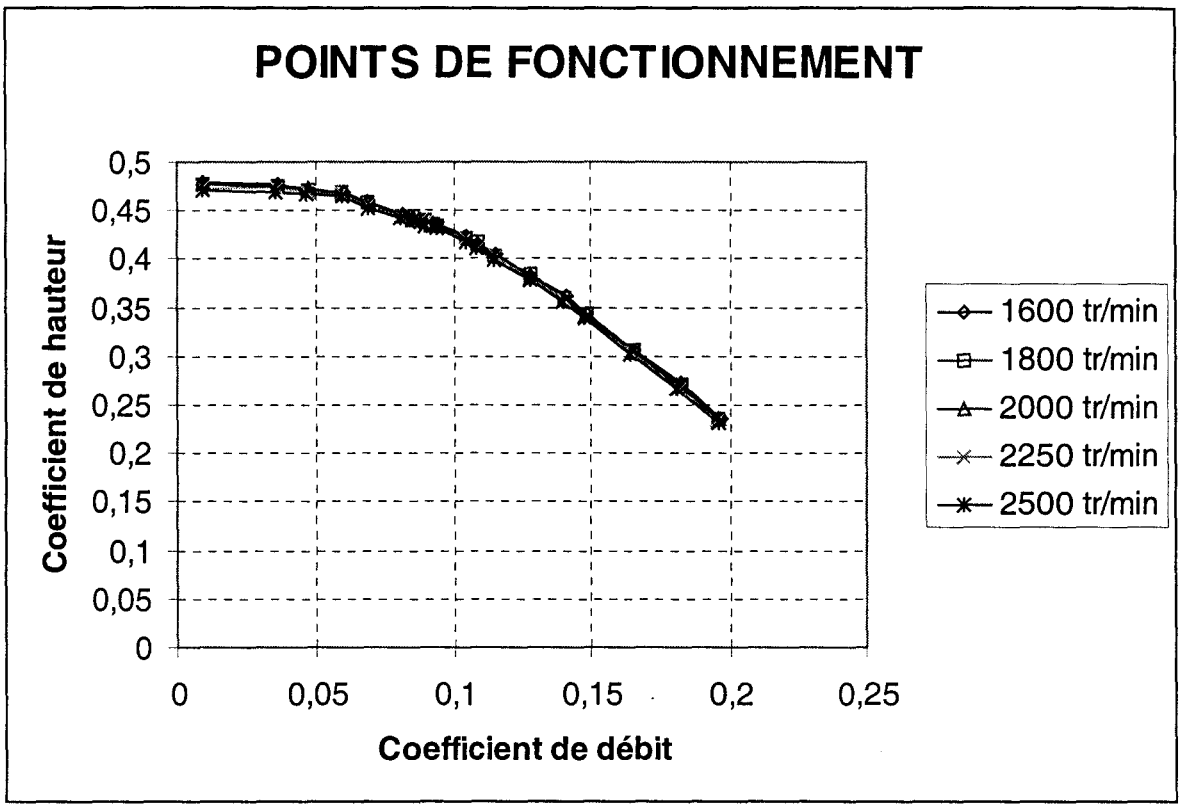


Figure 3.2 : Evolution du coefficient de hauteur statique en fonction du coefficient de débit

Sur la figure 3.3 est tracée la caractéristique de la pompe à 2500 tr/min. La pression totale en sortie est obtenue à partir d'une sonde cylindrique de 4 mm de diamètre, à 4 trous, située en sortie du diffuseur et de façon à tangenter celui-ci. Cette sonde a déjà été utilisée dans le cadre d'une étude sur l'apparition des recirculations en sortie de la roue SHF équipée d'une volute [MAR86] : des mesures de pression effectuées avec cette sonde ont permis de calculer le débit avec une précision de l'ordre de 4%.

La pression totale mesurée dans notre étude est la valeur moyenne des pressions totales, acquises en 20 points équidistants sur une traversée du diffuseur, avec une pondération par le débit volume de la tranche correspondante. La pression totale en entrée est la somme de la pression statique mesurée à 590 mm de l'entrée de la roue et de la pression dynamique obtenue à partir du débit circulant dans la conduite d'aspiration.

L'évolution de la charge présente quelques irrégularités en comparaison avec l'évolution de pression statique relative présentée sur la même figure. La précision de la mesure de la pression totale en sortie de roue aurait pu être améliorée par des corrections de rayon au niveau des prises d'équilibrage de la sonde. De plus, la position idéale de la sonde correspondant à la pression différentielle minimale des deux prises d'équilibrage est difficile à obtenir étant donné le caractère instationnaire de l'écoulement en sortie de roue. Malgré ces imprécisions, un minimum local de la caractéristique situé à un débit relatif proche de 0,75, est probablement dû à l'apparition de la recirculation en sortie de roue et / ou dans le diffuseur lisse. En effet, des techniques de visualisation [BAR85] ont permis d'établir que la

est probablement dû à l'apparition de la recirculation en sortie de roue et / ou dans le diffuseur lisse. En effet, des techniques de visualisation [BAR85] ont permis d'établir que la recirculation en entrée de roue apparaît pour un débit relatif de 0,66 et ont montré que la recirculation en sortie, plus difficile à estimer apparaît pour un débit supérieur. L'écart entre ces deux courbes représente la contribution de la variation de pression dynamique entre l'entrée et la sortie de la machine.

La figure 3.4 permet de comparer les évolutions des coefficients de hauteur totale et statique en fonction du coefficient de débit pour une vitesse de rotation de 2500 tr/min. Sur cette figure est indiqué le point de tracé de la roue SHF de référence en eau : (0,118 ; 0,481) [UBA86]. Ainsi, pour le coefficient de débit de référence, le coefficient de hauteur totale de la pompe est sensiblement inférieur au coefficient de hauteur interne de la roue de référence

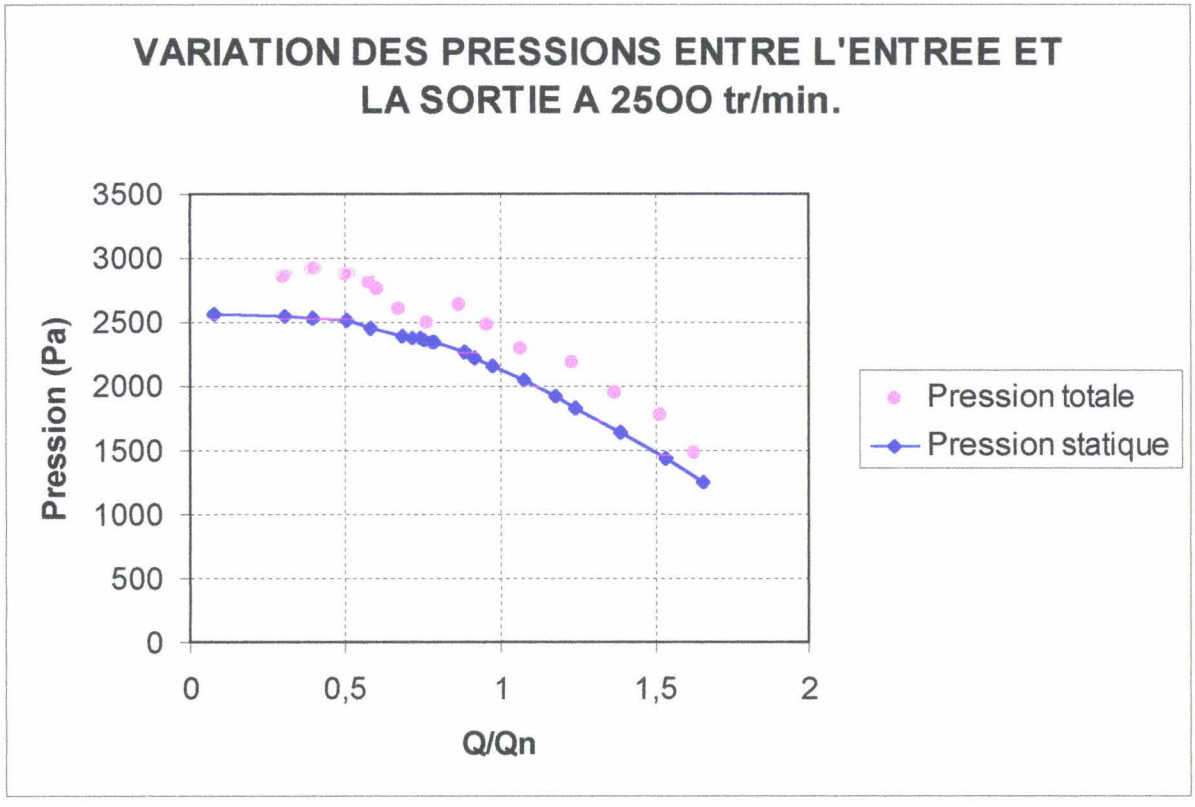


Figure 3.3 : Evolution des pressions totale et statique en fonction du débit relatif

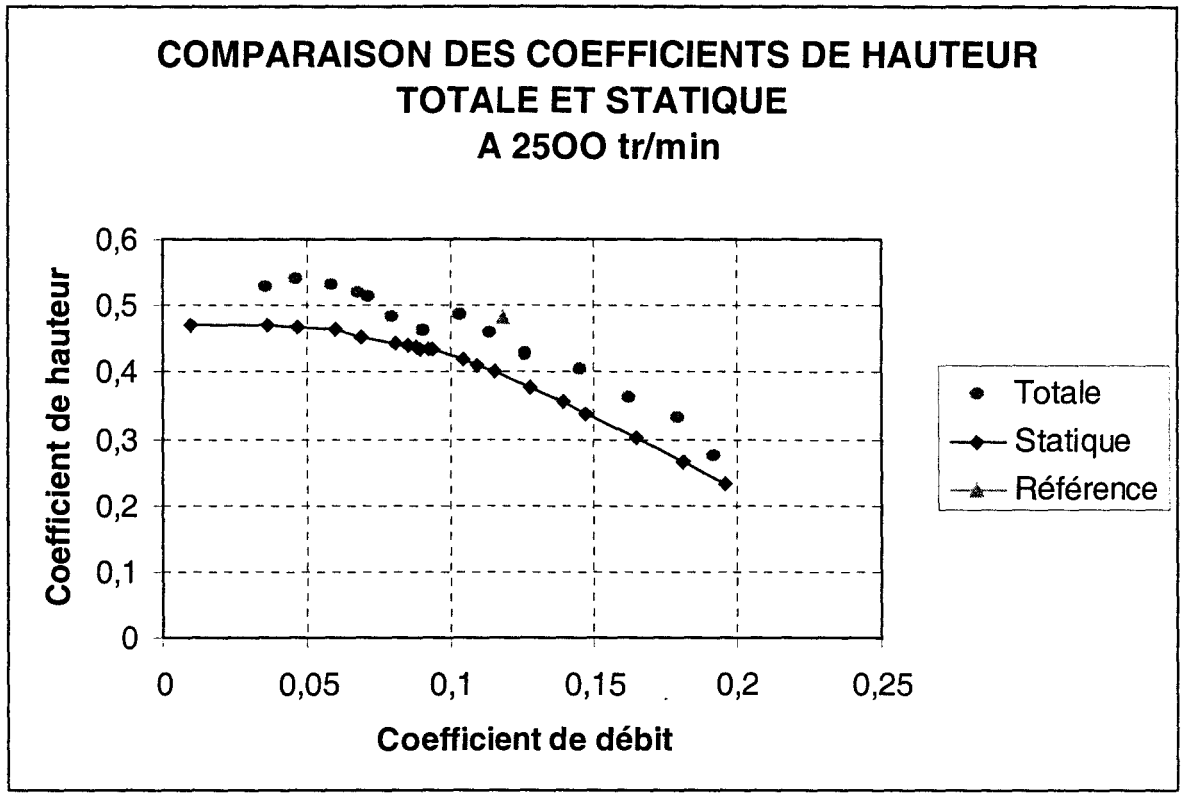


Figure 3.4 : Evolution des coefficients de hauteur en fonction du coefficient de débit

3.1.2 Paramètres d'acquisition

Pour déterminer la pression pariétale moyenne des prises du canal inter-aubes instrumenté, nous avons acquis simultanément la tension de sortie du scanner et celle du capteur mesurant la pression statique au cercle de la conduite d'aspiration situé à 590 mm de l'entrée de roue. Cette pression intervient dans le post-traitement abordé au paragraphe 3.2.3..
Les paramètres de configuration de la centrale d'acquisition SCADAS sont répertoriés dans le tableau suivant :

Bande passante (Hz)	4000
Filtre de coupure (%)	80
Nombre de points d'acquisition	2048
Nombre de moyennes	30
Mode de déclenchement	Free run
Fenêtre d'acquisition	Rectangulaire
Superposition des fenêtres d'acquisition (%)	0
Nombre d'entrées	2

Tableau 3.1 : Paramètres de configuration de la centrale d'acquisition

A partir de ces paramètres nous en déduisons les données suivantes relatives à chaque vitesse de rotation étudiée :

Vitesse de rotation (tr/min)	1600	1800	2000	2250	2500
Pulsation (rad/s)	167,55	188,50	209,44	235,62	261,80
Fréquence de rotation (Hz)	26,67	30,00	33,33	37,50	41,67
Période (ms)	37,5	33,3	30,0	26,7	24,0
Nombre de tours acquis	204	229	255	287	318

Tableau 3.2 : Données pratiques de la campagne d'acquisition.

Le choix des paramètres repose sur un compromis entre la reproductibilité de l'expérience et une durée de l'expérience non prohibitive et compatible avec la durée de vie du matériel. Notamment, le collecteur tournant a une durée de vie limitée à 500 heures pour une vitesse de 2500 tr/min. Le nombre de points d'acquisition est limité par la place mémoire disponible.

3.2 Traitements temporels

Après l'acquisition de notre base de données, il est nécessaire de mettre en place un post-traitement pour déterminer la pression pariétale moyenne en fonction de la tension mesurée au niveau du scanner. Ce traitement est composé de trois étapes :

- Procédure automatique de gestion des tests d'acquisition,
- Transformation de la tension de sortie du scanner en pression statique,
- Correction des effets centrifuges.

Dans le cadre de la synthèse de notre recherche, nous n'aborderons pas la première étape qui est constituée d'utilitaires informatiques. Elle représente néanmoins un travail important qui mérite d'être signalé.

3.2.1 Pression statique au niveau du scanner

La transformation des tensions en pressions statiques au niveau du scanner obéit à une loi polynômiale de degré 3 dont les coefficients dépendent de la voie du scanner utilisée. Ceux-ci dépendent eux-mêmes des conditions atmosphériques de pression, et de la température interne du scanner. Il est important de préciser que ces polynômes ne s'annulent pas pour une tension nulle. Ainsi, dans le cadre des acquisitions de pression moyenne, cette tension non négligeable pour certaines voies doit être prise en compte.

En toute rigueur, un étalonnage des 32 voies du scanner est conseillé avant chaque point de mesure. Cette méthode permet d'obtenir une précision de 0,05 % pleine échelle sur tous les capteurs. Pour réaliser cette opération en quelques secondes, une centrale de conditionnement et d'asservissement du scanner est indispensable. Comme nous ne disposions pas de cet outil, nous avons procédé à un étalonnage avant chaque campagne d'acquisition de 32 voies sur les 114 prises de pression, soit 4 campagnes.

La procédure d'étalonnage mise en place est la suivante :
Le scanner possède un commutateur qui permet de sélectionner le mode d'étalonnage. Ensuite, une des deux rangées de 16 capteurs du scanner est choisie en appliquant une pression de 7 bar sur l'une des deux voix prévues à cet effet. Ainsi, tous les capteurs d'une même rangée communiquent avec une chambre commune et mesurent la même pression qui est une surpression ou une dépression par rapport à la pression atmosphérique. Cette pression étalon, mesurée par le manomètre YEW et comprise entre ± 5000 Pa, est fournie par une colonne de liquide spécial utilisé dans les manomètres à colonne de liquide. La tension délivrée par chacune des voies du scanner est alors acquise à partir de la centrale d'acquisition SCADAS avec la configuration définie précédemment. Un ensemble de 11 points expérimentaux permet de calculer les coefficients du polynôme de degré 3 par une méthode de moindres carrés.

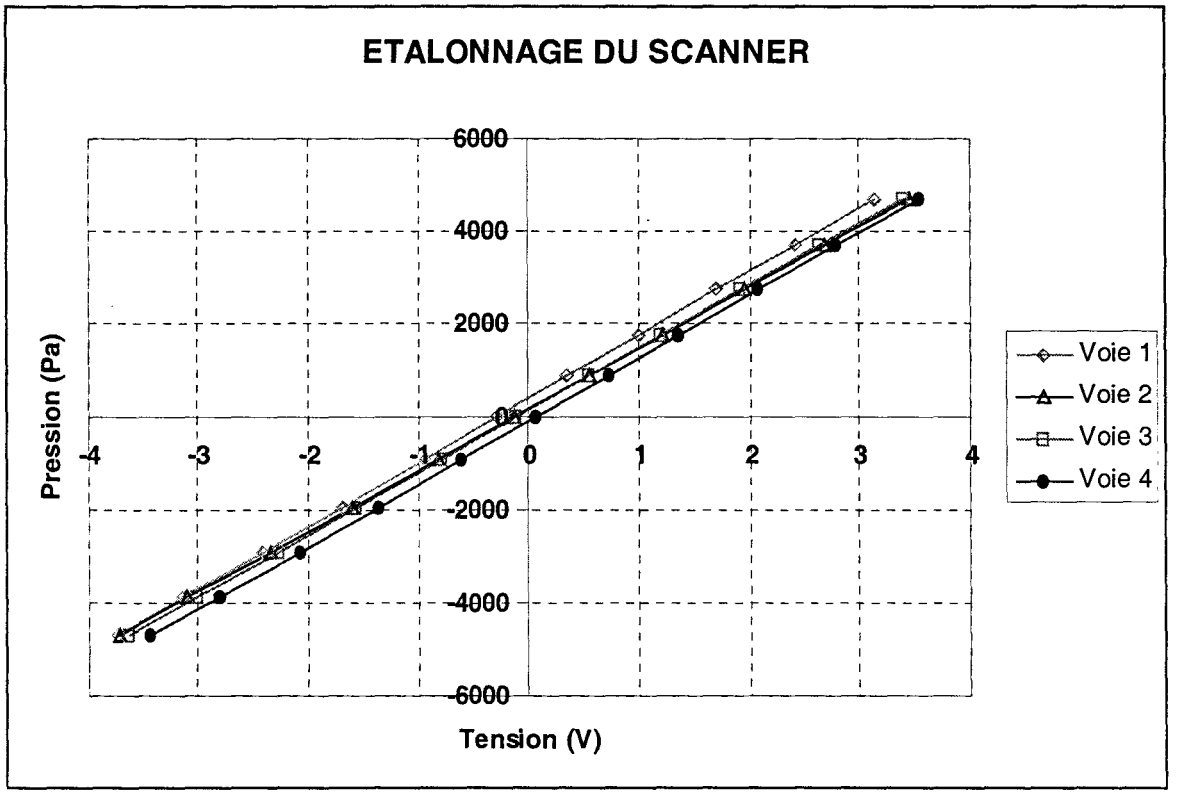


Figure 3.5 : Courbes d'étalonnage des voies 1, 2 3 et 4 du scanner

Cette procédure doit être effectuée après que le scanner a atteint une température interne pratiquement stationnaire. L'influence de cette température est effectivement très importante sur le zéro de chacune des voies.

La figure 3.5 présente la courbe d'étalonnage des voies 1, 2 3 et 4 du scanner : nous constatons d'une part que les coefficients sont différents suivant les voies et d'autre part que la tension à pression statique nulle peut être importante pour certaines.

3.2.2 Correction des effets centrifuges

Pour établir la formulation de la correction des effets centrifuges, nous étudions l'équilibre en rotation d'un élément fluide de masse élémentaire dm situé dans la ligne de pression reliant le scanner à la prise pariétale du canal inter aubes instrumenté, présentée sur la figure 3.6.

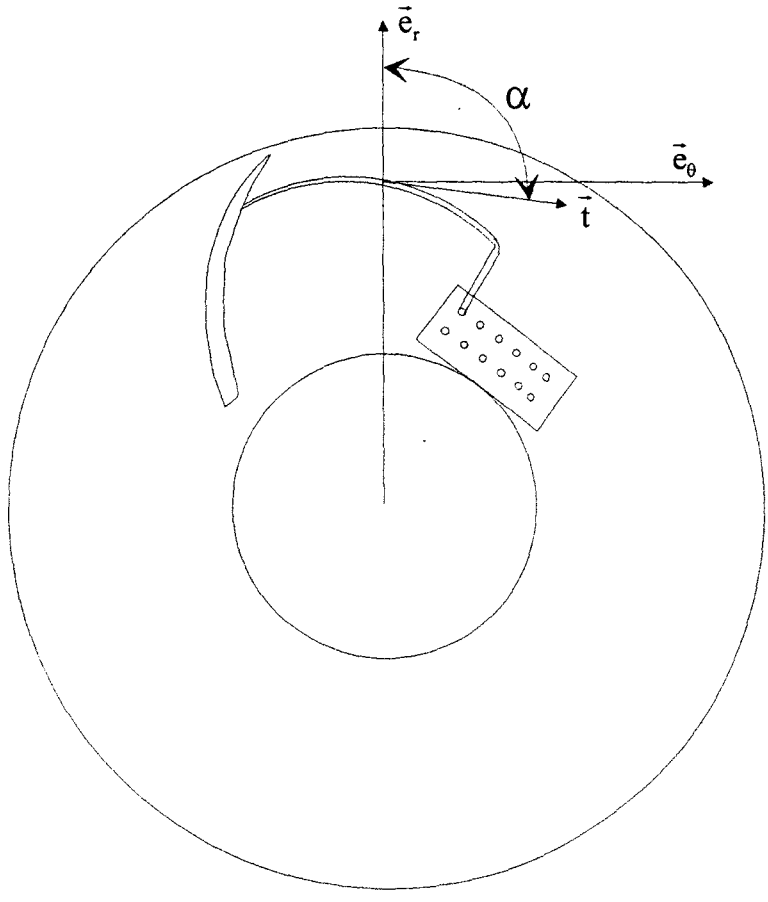


Figure 3.6 : ligne de pression entre le scanner et une prise pariétale du canal instrumenté

L'étude présentée repose sur une modélisation unidimensionnelle qui va servir de base au calcul de la matrice de transfert de la ligne de pression en rotation qui sera présentée au chapitre suivant. Comme nous n'avons pas trouvé dans notre recherche bibliographique de modèle se rapportant à ce type de matrice, ce développement est donc nécessaire.
Dans un premier temps nous présentons les hypothèses du problème et dans un deuxième temps, nous appliquons le principe fondamental de la dynamique à l'élément de masse dm afin de calculer la pression pariétale dans le canal instrumenté.

3.2.2.1 Hypothèses du problème

En absence d'un écoulement moyen dans la ligne de pression, fermée à une des extrémités par le scanner, étudier la propagation dans cette ligne revient à étudier le mouvement d'un élément de fluide de masse constante dm.
La position M du système de masse dm est repérée par son abscisse curviligne s :

- Au repos, cet élément est situé entre les abscisses curvilignes s et s+ds,
- A l'instant t, il est situé entre les abscisses $s+\xi(s,t)$ et $s+ds+\xi(s+ds,t)$.

La grandeur ξ désigne le déplacement de l'élément.

Il s'agit de déterminer le mouvement de dm le long de la ligne de pression de section constante S, dans le repère relatif attaché à la roue.

Le repère absolu, supposé galiléen, est noté R; le repère relatif est noté R'.

L'approche présentée a pour base des travaux sur la propagation acoustique des ondes [DEN82] dans une conduite de section constante placée dans un repère fixe.

3.2.2.2 Application du principe fondamental de la dynamique

On note :

- O' un point de la roue appartenant à l'axe de rotation, fixe dans R,
- $\vec{\Omega}_{R'/R}$ le vecteur rotation de R' par rapport à R, supposé constant : $\vec{\Omega}_{R'/R} = \omega\,\vec{z}$,
- $\vec{V}_{M/R}$ la vitesse absolue de M,
- $\vec{V}_{M/R'}$ la vitesse relative de M,
- $\vec{\Gamma}_{M/R}$ l'accélération absolue de M,
- $\vec{\Gamma}_{M/R'}$ l'accélération relative de M.

D'après le théorème de composition des mouvements, la relation entre les accélérations du point M dans les repères R et R' s'écrit :

$$\vec{\Gamma}_{M/R} = \vec{\Gamma}_{M/R'} + 2\,\omega\,\vec{z} \wedge \vec{V}_{M/R'} + \omega\,\vec{z} \wedge \left(\omega\,\vec{z} \wedge \overrightarrow{O'M}\right) \qquad (3\text{-}1)$$

Le principe fondamental de la dynamique, appliqué à l'élément étudié permet d'écrire :

$$dm\,\vec{\Gamma}_{M/R} = \sum \vec{F}_{ext} \qquad (3\text{-}2)$$

Soit $\vec{t}$ le vecteur tangent en M à la ligne de pression.

L'inventaire des forces qui s'exercent sur l'élément étudié est, d'après la figure (3.7), le suivant :

- La force de pression à l'abscisse s+ξ(s,t) est : $p(s+\xi(s,t),t)\,S\,\vec{t}$
- La force de pression à l'abscisse s+ds+ξ(s+ds,t) est : $-\,p(s+ds+\xi(s+ds,t),t)\,S\,\vec{t}$
- La résultante des forces de paroi se traduit par une force de frottement proportionnelle à la vitesse de déplacement de l'élément dm dans le tube : $-\,\lambda_f ds\vec{V}_{M/R'}$

  Où λ_f est le coefficient de frottement par unité de longueur.

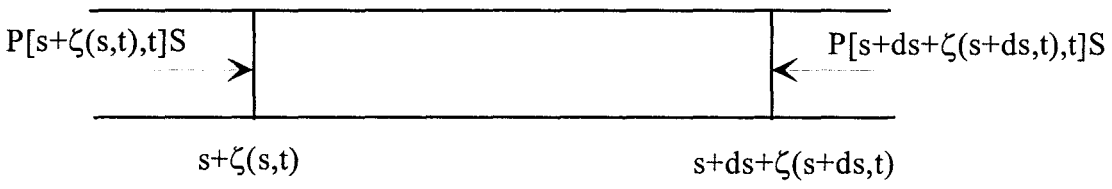


Figure 3.7 : Inventaire des forces de pression sur un élément de masse dm

Nous en déduisons :

$$\sum \vec{F}_{ext} = \left[p(s+\xi(s,t),t)\,S - p(s+ds+\xi(s+ds,t),t)\,S\right]\vec{t} - \lambda_f ds\vec{V}_{M/R'} \qquad (3\text{-}3)$$

Dans l'hypothèse de l'acoustique linéaire, la pression statique p et la vitesse relative sont des grandeurs composées d'une grandeur moyenne et d'une grandeur fluctuante :

$$\begin{cases} p(s,t) = \overline{p}(s) + \widetilde{p}(s,t) \\ \vec{V}_{M/R'}(s,t) = \overline{\vec{V}}_{M/R'}(s) + \widetilde{\vec{V}}_{M/R'}(s,t) \end{cases} \qquad (3\text{-}4)$$

A partir de cette hypothèse, l'expression (3-3) s'écrit :

$$\sum \vec{F}_{ext} = \left[\overline{p}(s) + \widetilde{p}(s+\xi(s,t),t) - \overline{p}(s+ds) - \widetilde{p}(s+ds+\xi(s+ds,t),t)\right]S\,\vec{t} - \lambda_f ds\vec{V}_{M/R'}$$

En effectuant un développement limité à l'ordre 1 de cette expression, il vient :

$$\sum \vec{F}_{ext} = -\left[\frac{d\overline{p}}{ds}(s) + \frac{\partial \widetilde{p}}{\partial s}(s,t)\right] ds\, S\, \vec{t} - \lambda_f ds \vec{V}_{M/R'} \qquad (3\text{-}5)$$

En introduisant les expressions (3-1) et (3-5) dans l'expression (3-2), le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$dm\left[\vec{\Gamma}_{M/R'} + 2\,\omega\,\vec{z} \wedge \vec{V}_{M/R'} + \omega\,\vec{z} \wedge \left(\omega\,\vec{z} \wedge \overrightarrow{O'M}\right)\right] = -\left[\frac{d\overline{p}}{ds}(s) + \frac{\partial \widetilde{p}}{\partial s}(s,t)\right] ds\, S\, \vec{t} - \lambda_f ds \vec{V}_{M/R'}$$

La masse dm est constante et sa valeur, au repos, s'écrit :

$$dm = ds\, S\, \overline{\rho}$$

En remplaçant dm par cette expression dans l'expression du principe fondamental, nous obtenons :

$$\overline{\rho}\left[\vec{\Gamma}_{M/R'} + 2\,\omega\,\vec{z} \wedge \vec{V}_{M/R'} + \omega\,\vec{z} \wedge \left(\omega\,\vec{z} \wedge \overrightarrow{O'M}\right)\right] = -\left[\frac{d\overline{p}}{ds}(s) + \frac{\partial \widetilde{p}}{\partial s}(s,t)\right]\vec{t} - \frac{\lambda_f}{S}\vec{V}_{M/R'} \qquad (3\text{-}6)$$

Par définition et en absence d'écoulement moyen dans la ligne de pression, la vitesse de M dans le repère R' se réduit à sa composante fluctuante qui s'écrit :

$$\vec{V}_{M/R'} = \frac{\partial \xi}{\partial t}(s,t)\vec{t} \qquad (3\text{-}7)$$

En introduisant l'expression (3-7) dans l'équation (3-6) projetée sur la direction tangentielle $\vec{t}$, nous obtenons :

$$\overline{\rho}\left[\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}(s,t) - \omega^2 r \cos\alpha\right] = -\frac{d\overline{p}}{ds}(s) - \frac{\partial \widetilde{p}}{\partial s}(s,t) - \frac{\lambda_f}{S}\frac{\partial \xi}{\partial t} \qquad (3\text{-}8)$$

L'expression (3-8) comporte des termes d'ordre 0 et d'ordre 1. En identifiant les termes d'ordres identiques, nous obtenons le système suivant :

$$\begin{cases} \overline{\rho}\,\omega^2 r \cos\alpha = \dfrac{d\overline{p}}{ds}(s) & (3-9-1) \\ \overline{\rho}\,\dfrac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}(s,t) = -\dfrac{\partial \widetilde{p}}{\partial s}(s,t) - \dfrac{\lambda_f}{S}\dfrac{\partial \xi}{\partial t} & (3-9-2) \end{cases}$$

avec α l'angle $(\vec{e}_r, \vec{t})$.

L'équation (3-9-2) sera abordée dans le cadre du traitement des acquisitions des pressions pariétales fluctuantes.
L'équation (3-9-1) est relative à l'évolution de la pression statique moyenne le long de la ligne de mesure sous l'effet des forces centrifuges qui se traduit par le gradient de pression $\frac{d\overline{p}}{ds}$.
Le fluide, assimilé à un gaz parfait, subit le long de la ligne de mesure une transformation supposée isotherme, d'où :

$$\overline{\rho}(s) = \frac{\overline{p}(s)}{RT} \tag{3-10}$$

En introduisant l'expression (3-10) dans l'équation (3-9-1), nous en déduisons :

$$\frac{1}{\overline{p}}\frac{d\overline{p}}{ds}(s) = \frac{\omega^2 r \cos\alpha}{RT} \tag{3-11}$$

Lorsque la ligne de mesure est circulaire, le vecteur $\vec{e}_r$ est perpendiculaire au vecteur tangent $\vec{t}$ de cette ligne et l'équation (3-11) devient :

$$\frac{d\overline{p}}{ds}(s) = 0$$

Lorsque la ligne de mesure est radiale, le vecteur $\vec{e}_r$ est colinéaire au vecteur tangent $\vec{t}$ de cette ligne et l'équation (3-11) devient :

$$\frac{1}{\overline{p}}\frac{d\overline{p}}{dr}(r) = \frac{\omega^2 r}{RT} \tag{3-12}$$

Dans cette configuration, l'abscisse curviligne est identique à une position radiale.
Les lignes de mesure dans la roue SHF sont pratiquement constituées de tronçons circulaires et radiaux. D'après les deux équations précédentes, les forces centrifuges ont des effets uniquement sur les tronçons radiaux donc, la variation de pression pariétale dans la roue s'exprime uniquement suivant la direction radiale :

$$\int_{\overline{p}_S}^{\overline{p}_P} \frac{d\overline{p}}{\overline{p}} = \frac{\omega^2}{RT}\int_{R_S}^{R_P} r\,dr \tag{3-13}$$

Soit après intégration :

$$\overline{p}_P = \overline{p}_S e^{\frac{\omega^2}{2RT}\left(R_P^2 - R_S^2\right)} \tag{3-14}$$

En ce qui concerne les acquisitions expérimentales, la grandeur mesurée est la pression différentielle entre la pression au niveau du scanner et la pression de référence, soit :

$$\Delta\overline{p}_m = \overline{p}_S - \overline{p}_R \tag{3-15}$$

L'expression (3-14) représente la correction des effets centrifuges entre la position radiale de la prise et celle du scanner. En appliquant la même démarche entre la position radiale du scanner et le centre de l'arbre de rotation où est localisée la prise de référence, l'expression entre la pression de référence du scanner et la pression au centre de l'arbre, supposée égale à la pression atmosphérique, $\overline{p}_0$, est :

$$\overline{p}_R = \overline{p}_0 e^{\frac{\omega^2}{2RT}R_S^2} \tag{3-16}$$

A partir de l'expression (3-16) introduite dans l'équation (3-15), la pression de référence s'écrit :

$$\overline{p}_S = \overline{p}_0 e^{\frac{\omega^2}{2RT}R_S^2} + \Delta\overline{p}_m \tag{3-17}$$

Finalement, en combinant les expressions (3-14) et (3-17), la pression statique au niveau de la prise dans le canal est :

$$\overline{p}_P = \overline{p}_0 e^{\frac{\omega^2}{2RT}R_P^2} + \Delta\overline{p}_m e^{\frac{\omega^2}{2RT}\left(R_P^2 - R_S^2\right)} \tag{3-19}$$

Tous les traitements effectués par la suite font intervenir la pression relative au niveau de cette prise, soit :

$$\Delta\overline{p}_P = \overline{p}_P - \overline{p}_0 \tag{3-20}$$

3.2.3 Similitudes en air et en eau

Pour comparer les différentes sessions de mesure, avec des conditions expérimentales de pression atmosphérique, de température et de vitesse différentes, une similitude par rapport à des conditions standard est effectuée.
Les conditions standard sont :
p_{ref} : pression atmosphérique de référence de 760 mmHg,
ρ_{ref} : masse volumique de référence de 1,20 kg/m3,
N_{ref} : vitesse de rotation de référence de 2500 tr/min.

3.2.3.1 Masse volumique de l'expérience

La masse volumique de l'expérience est déterminée à partir des données suivantes :

- Pression atmosphérique,
- Température ambiante mesurée dans la chambre de tranquillisation du caisson, T(K),
- Taux d'humidité mesuré au même endroit que la température, H_r(%),

La température et le taux d'humidité permettent de déterminer la pression de vapeur saturante d'après la formulation suivante [VDI63]

$$p_v = e^{\frac{17,438(T-273,15)}{T-33,37}+6,415}\frac{H_r}{100}$$

La masse volumique de l'expérience est alors calculée à partir de la loi de Dalton appliquée au mélange air sec / vapeur d'eau qui conduit à l'expression suivante :

$$\rho_m = \frac{\overline{p}_c - \left(1-\frac{M_{ah}}{M_{as}}\right)p_v}{\frac{R}{M_{as}}T} \qquad (3\text{-}21)$$

3.2.3.2 Conditions standard en entrée de roue

Comme le système déprimogène est situé à l'amont de la roue, la pression à l'entrée de la roue dépend du point de fonctionnement.
Afin de disposer d'une pression de référence indépendante du point de fonctionnement, la pression étudiée par la suite est la pression relative par rapport à la pression en entrée de roue supposée égale à la pression en conduite à 590 mm. En définitive, cette transformation revient à considérer le système déprimogène situé à l'aval de la roue.
L'opération effectuée s'écrit :

$$\Delta\overline{p}_{P0} = \Delta\overline{p}_P - \Delta\overline{p}_c \qquad (3\text{-}22)$$

3.2.3.3 Similitude par rapport à la référence en air

Connaissant la masse volumique de l'expérience et la pression relative au niveau de la prise avec une condition standard en entrée de roue, la pression relative au niveau de cette même prise, ramenée à des conditions de référence, est obtenue par la formulation suivante :

$$\Delta\overline{p}_{\mathrm{Pr}} = \Delta\overline{p}_{P0}\frac{\rho_{ref}N_{ref}^2}{\rho_m N_m^2} \qquad (3\text{-}23)$$

3.2.3.4 Similitude par rapport à la roue SHF de référence en eau

Pour comparer les résultats expérimentaux obtenus à la base de données de la roue SHF en eau et aux codes de calcul existant, les résultats en air sont ramenés à des conditions de référence en eau par similitude :

$$\Delta\overline{p}_{Pe} = \Delta\overline{p}_{\Pr} \frac{\rho_e N_e^2 D_e^2}{\rho_{ref} N_{ref}^2 D_{ref}^2} \tag{3-24}$$

où les grandeurs de référence en eau sont :

$$\rho_e = 1000\, kg / m^3$$
$$N_e = 1200\, tr / min$$
$$D_e = 400\, mm$$

Pour valider nos mesures et l'ensemble de notre formulation établie à partir d'un système de mesure embarqué, nous avons comparé nos résultats à ceux obtenus par Morel [MOR93] avec un système de mesure fixe. Les figures 3.8 et 3.9 présentent pour le régime nominal l'évolution de la pression sur les faces en pression et en dépression en fonction de l'abscisse curviligne, pour des conditions de référence en eau.

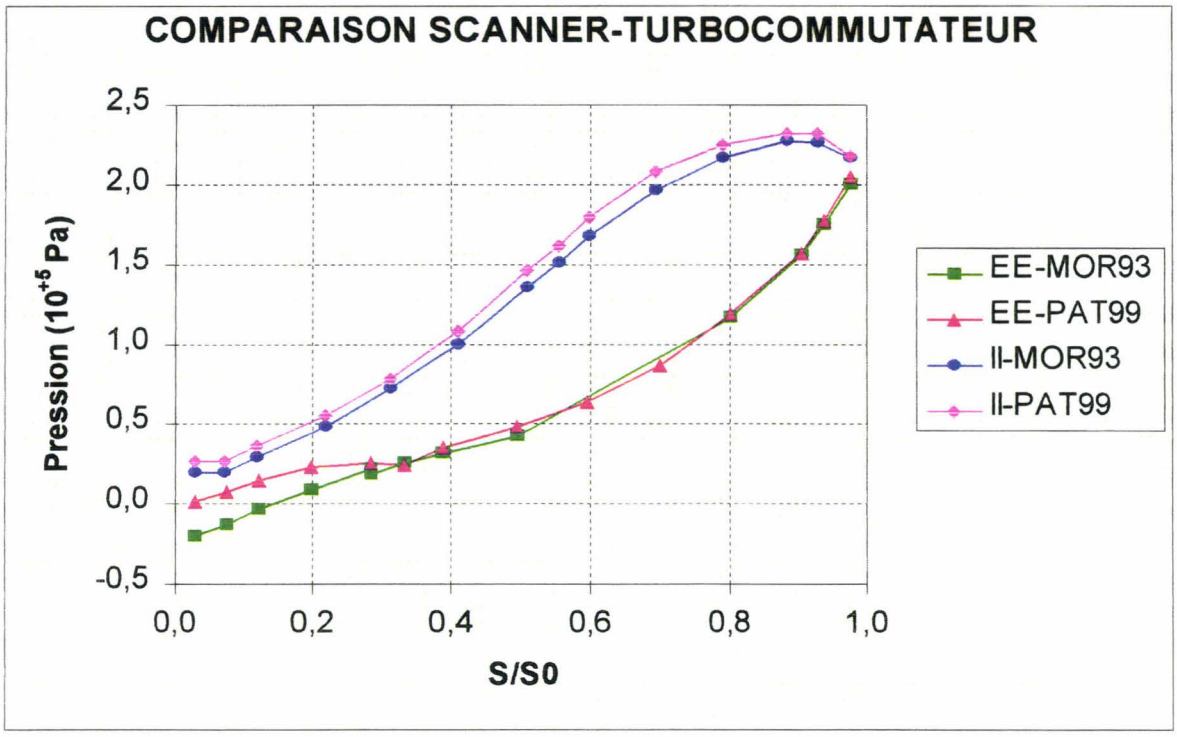


Figure 3.8 : Comparaison des mesures obtenues par les systèmes fixe et embarqué pour les faces en pression (II) et en dépression (EE)

La comparaison effectuée sur les figures 3.8 et 3.9 correspond à l'utilisation du même diaphragme placé sur le caisson. Cependant, des différences entre nos acquisitions et celles de Morel apparaissent. Après vérifications de notre procédure d'acquisition, ces différences ne peuvent être dues qu'à des conditions aux limites différentes. En effet la configuration d'essai précédente se distingue de la configuration actuelle par l'installation d'un carter entre la paroi supérieure du diffuseur et la conduite d'aspiration. Ce carter modifie les conditions d'entrée et de sortie de la roue. Ainsi, c'est à l'entrée de la roue que les différences sont les plus importantes. De plus, il est à noter que la cote nominale des jeux axiaux et radiaux au niveau du diffuseur, de la pièce d'aspiration qui assure la liaison entre la roue et la partie fixe, sont difficilement reproductibles entre 2 montages. Des valeurs différentes de ces jeux peuvent agir sur la fuite en entrée de roue et induire des conditions d'écoulement dans la roue différentes.

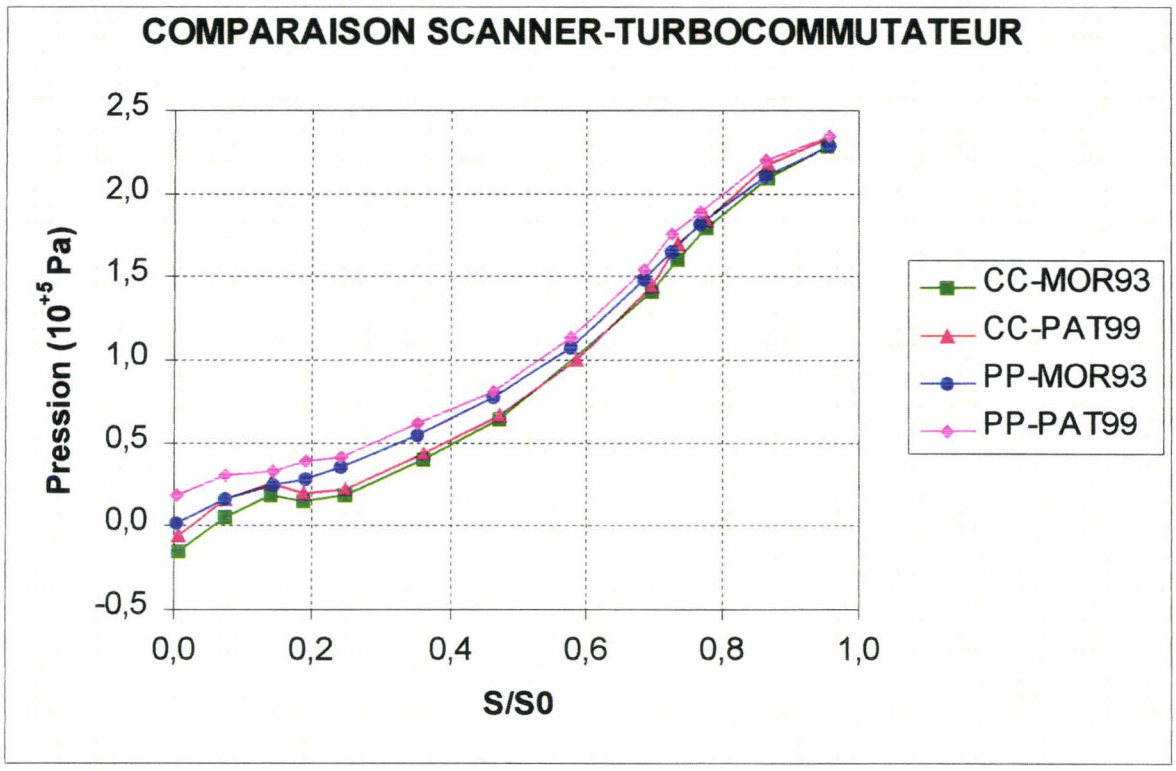


Figure 3.9 : Comparaison des mesures obtenues par les systèmes fixe et embarqué pour la ceinture et le plafond

Conclusion

Nous avons mis en place le post-traitement qui suit les acquisitions des pressions pariétales moyennes au niveau des prises du canal instrumenté. Les principales étapes du traitement permettant d'accéder aux pressions pariétales moyennes en eau sont les suivantes :

- Transformation de la tension acquise au niveau du scanner en une pression statique à partir des coefficients de sensibilité de chacune des voies, coefficients obtenus à partir d'un étalonnage du scanner réalisé sur notre site,
- Obtention de la pression pariétale dans le canal instrumenté à partir de la pression statique mesurée au niveau du scanner, par correction des effets centrifuges,
- Obtention de la pression pariétale en eau à partir d'une similitude dynamique de la pression pariétale en air.

Cette démarche a été validée par comparaison de certains résultats avec ceux présentés dans les travaux réalisés précédemment [MOR93]. Nous disposons ainsi d'un ensemble de procédures fiables pour enrichir la base de données existante avec précision.

Finalement nous avons établi à partir de l'équilibre d'un élément de fluide de masse dm dans la ligne de pression en rotation, une des 2 équations nécessaires pour établir la matrice de transfert de cette ligne.

CHAPITRE 4

ACQUISITIONS
ET
TRAITEMENTS FREQUENTIELS

NOMENCLATURE DU CHAPITRE 4

a_{ij}	coefficient matriciel
c	célérité du son (m/s)
f	fréquence (Hz)
j	$j^2 = -1$
k	indice de l'échantillon
k_1	racine complexe
k_2	racine complexe
m	masse (kg)
$\tilde{p}$	pression fluctuante (Pa)
s	abscisse curviligne (m)
t	temps (s)
$\tilde{v}$	fluctuation de vitesse (m/s)

A	constante relative au déplacement (m)
B	constante relative au déplacement (m)
F	transformée de Fourier
H	fonction de transfert
L	longueur de la ligne de transmission (m)
N	nombre total d'échantillons
P	spectre fréquentiel de $\tilde{p}$ (Pa)
S	aire (m^2)
T	période (s)
V	spectre fréquentiel des fluctuations de vitesse (m/s); volume (m^3)
Z	impédance de la ligne de transmission ($kg/s/m^4$)

Symboles grecs

δ	dilatation du volume V entre le repos et l'instant t (m^3)
λ_f	coefficient de frottement (Pl)
ξ	déplacement (m)
$\overline{\rho}$	masse volumique moyenne (kg/m^3)
ω	pulsation (rad/s)
χ	coefficient de compressibilité (Pa^{-1})
τ	constante de temps (s)
Ξ	spectre du déplacement (m)
Δ	variation d'une grandeur

Indices

0	entrée de la ligne de pression
1	première constante
2	deuxième constante
c	caractéristique
e	entrée
s	sortie, contrainte visqueuse

CHAPITRE 4 : ACQUISITIONS ET TRAITEMENTS FREQUENTIELS

Introduction

L'analyse des lignes de pression installées dans la roue a montré que la fréquence de coupure à ±3 dB est comprise entre 15 et 100 Hz. Cette bande de fréquence est trop restreinte pour l'étude fréquentielle envisagée. C'est pourquoi, il est apparu nécessaire de connaître de manière approfondie les caractéristiques de transmission des 114 lignes de pression. La recherche bibliographique engagée sur ce sujet a mis en évidence différents types d'étude qui sont rappelées dans un premier temps. La solution retenue par sa faisabilité a été un étalonnage roue a l'arrêt des lignes de pression. Bien entendu, il est fondamental de vérifier que cet étalonnage reste valide avec la roue en rotation. C'est ce que nous présentons dans un deuxième temps à partir d'une modélisation unidimensionnelle d'une ligne de pression. Dans un troisième temps, nous présentons les essais préliminaires effectués pour s'assurer de la faisabilité et de la précision de la méthode. Dans un quatrième temps, la procédure expérimentale qui a permis d'accéder aux fonctions de transfert des 114 lignes de pression est décrite. Finalement, dans un cinquième temps, nous abordons les points de fonctionnement et les paramètres d'acquisition retenus pour la présente étude.

4.1 Recherche bibliographique sur la transmission par une ligne de pression

Les lignes de pression sont utilisées pour instrumenter des maquettes lorsque l'implantation d'autres capteurs n'est pas envisageable pour des raisons soit économiques, soit techniques. Cependant, cette instrumentation peut modifier le signal transmis par un effet d'atténuation ou de résonance, et par un effet de déphasage. La recherche bibliographique sur la transmission des signaux par des lignes de pression s'est orientée vers les différents types de correction à apporter pour maîtriser l'altération des signaux.

Pour maîtriser la transmission le long d'une ligne de pression, soit la correction est apportée à la ligne soit la correction est apportée au signal reçu. Lorsque la ligne est concernée, la correction est mécanique, lorsque c'est le signal, la correction est analogique ou numérique.

La correction analogique reconstitue le signal en temps réel par l'installation de filtres actifs dans la chaîne de mesure. La correction est aisée pour l'amplitude mais difficile pour la phase du signal. Dans notre étude, les corrections mécaniques et numériques sont privilégiées.

Les méthodes mécaniques consistent à introduire dans la ligne de mesure un élément de diamètre plus faible appelé restricteur ou un élément de diamètre plus grand appelé volume. Toute la démarche correctrice est basée sur une recherche du positionnement et du dimensionnement optimaux de ces éléments afin d'obtenir une fonction de transfert entre l'entrée et la sortie proche de l'unité sur une bande de fréquences d'étendue souhaitée. A ce

sujet, une étude a été faite par Gabard [GAB94]. Etant donné le grand nombre de paramètres à optimiser, comme le diamètre de la ligne, les dimensions et le positionnement des restricteurs et des volumes, cette solution est difficilement applicable pour les 114 prises différentes de notre installation d'essais.

Les méthodes numériques sont de 2 types : soit la ligne est modélisée entièrement, soit la ligne est étalonnée. La modélisation repose sur une connaissance exacte du comportement du fluide le long de la ligne, de l'amortissement de la ligne, de la raideur et de l'amortissement de la membrane du capteur, ainsi que les dimensions de tous les composants. Dans ce domaine, le lecteur intéressé trouvera des développements complets dans la référence [ERB83]. Goodson et Léonard [GOD72] ont présenté 3 modèles sur le comportement dynamique d'une ligne de complexité croissante, ainsi qu'un inventaire bibliographique abondant sur ce sujet. Cette méthode reste délicate à appliquer à notre système, étant donnée la difficulté pour obtenir la valeur numérique de certains paramètres, comme la longueur de la partie métallique de la ligne implantée dans les aubages.

La seule méthode raisonnablement applicable à notre instrumentation est l'étalonnage des 114 prises. Ceci revient à effectuer une correction numérique du signal mesuré pour obtenir le signal "vrai" transmis. Dans la pratique, cette correction est fournie par la fonction de transfert entre le signal mesuré et le signal d'entrée obtenu à partir d'une pression de référence. La mesure de la fonction de transfert doit se faire en principe dans les conditions d'utilisation du banc d'essais lors de l'acquisition de la base de données : en d'autres termes, la roue doit être en rotation. Or il s'est avéré que cette procédure était difficilement réalisable d'un point de vue technique, comme le montrera la description de la procédure adoptée. L'étalonnage est donc réalisé à l'arrêt. C'est pourquoi, nous allons désormais aborder une modélisation unidimensionnelle de la propagation dans une ligne de pression en rotation afin de vérifier si les mesures effectuées à l'arrêt sont utilisables dans les conditions réelles. En effet, la recherche bibliographique fut infructueuse en ce qui concerne la propagation dans des lignes en rotation.

4.2 Modélisation de la fonction de transfert en rotation

La ligne de mesure peut être modélisée par une matrice de transfert qui relie, pour chaque fréquence, les fluctuations de pression et de vitesse acoustique en entrée et en sortie. Cette relation s'écrit de la façon générale suivante :

$$\begin{pmatrix} P_s \\ V_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_e \\ V_e \end{pmatrix}$$

Les grandeurs de sortie sont reliées par l'impédance de sortie :

$$Z_s = \frac{P_s}{S_s V_s}$$

Les 2 relations précédentes comptent 3 équations et 4 grandeurs inconnues qui sont les pressions et les vitesses acoustiques à chaque extrémité de la ligne. En choisissant la pression

d'entrée comme grandeur de référence, toutes les autres grandeurs sont exprimées en fonction de celle-ci. Ainsi, les pressions acoustiques sont reliées par l'expression suivante :

$$\frac{P_s}{P_e} = \frac{a_{11}a_{22} - a_{21}a_{12}}{a_{22} - \dfrac{a_{12}}{S_s Z_s}} \tag{3}$$

La fonction de transfert mesurée dépend donc des caractéristiques de la ligne de transmission et de l'impédance acoustique au niveau du scanner. En définitive, nous allons rechercher la matrice de transfert de la ligne de transmission.

Considérons la deuxième équation du système (3-9) établie lors de l'étude du mouvement d'un élément de masse dm en rotation :

$$\bar{\rho}\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}(s,t) = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial s}(s,t) - \frac{\lambda_f}{S}\frac{\partial \xi}{\partial t} \tag{4-1}$$

L'équation (4-1) comporte 2 inconnues : le déplacement et la pression fluctuante. Pour déterminer ces inconnues, nous allons étudier la transformation thermodynamique de l'élément dm.

4.2.1 Etude de la transformation thermodynamique de l'élément dm

Dans un premier temps, la viscosité du fluide est négligée. Dans ce cas, la transformation thermodynamique de l'élément dm est supposée adiabatique et réversible donc isentropique. Le coefficient de compressibilité χ à entropie constante est alors supposé constant. Par définition, χ s'écrit :

$$\chi = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s \tag{4-2}$$

En introduisant la pression fluctuante, le coefficient de compressibilité s'écrit :

$$\chi = -\frac{1}{V(s,0)}\left(\frac{V(s,t) - V(s,0)}{\tilde{p}(s,t)}\right) \tag{4-3}$$

Soit δ la dilatation du volume V entre le repos et l'instant t

Par définition, δ s'écrit :

$$\delta(s,t) = \frac{V(s,t) - V(s,0)}{V(s,0)} \tag{4-4}$$

A partir de cette définition, et de l'expression (4-3), il vient :

BU LILLE 1

$$\tilde{p}(s,t) = -\frac{1}{\chi}\delta(s,t) \tag{4-5}$$

A partir des grandeurs utilisées, le volume V s'écrit :

$$V(s,t) = [ds + \xi(s+ds,t) - \xi(s,t)]S \tag{4-6}$$

En effectuant un développement limité à l'ordre 1, la dilatation s'écrit :

$$\delta(s,t) = \frac{\partial \xi}{\partial s}(s,t) \tag{4-7}$$

En remplaçant δ par son expression (4-7) dans l'équation (4-5), nous en déduisons :

$$\tilde{p}(s,t) = -\frac{1}{\chi}\frac{\partial \xi}{\partial s}(s,t) \tag{4-8}$$

Si les effets visqueux sont pris en compte, l'équation (4-8) devient :

$$\tilde{p} = -\frac{1}{\chi}\left(\delta + \tau\frac{\partial \delta}{\partial t}\right) \tag{4-9}$$

τ est une constante de temps et le terme supplémentaire correspond à un retard de la dilatation de la masse dm à l'action de la pression fluctuante [DEN82].

Finalement, la relation entre la pression fluctuante et le déplacement est :

$$\tilde{p} = -\frac{1}{\chi}\left(\frac{\partial \xi}{\partial s} + \tau\frac{\partial^2 \xi}{\partial t\,\partial s}\right) \tag{4-10}$$

4.2.2 Equations de propagation acoustique du déplacement et de la pression fluctuante

Les équations de propagation du déplacement et de la pression fluctuante s'obtiennent par la résolution du système constitué des équations (4-1) et (4-10), soit :

$$\begin{cases} \bar{\rho}\dfrac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}(s,t) = -\dfrac{\partial \tilde{p}}{\partial s}(s,t) - \dfrac{\lambda_f}{S}\dfrac{\partial \xi}{\partial t} & (4-11-1) \\ \tilde{p} = -\dfrac{1}{\chi}\left(\dfrac{\partial \xi}{\partial s} + \tau\dfrac{\partial^2 \xi}{\partial t\,\partial s}\right) & (4-11-2) \end{cases}$$

L'expression de $\tilde{p}$, de l'équation (4-11-2) est introduite dans l'équation (4-11-1), pour obtenir l'équation suivante :

$$\bar{\rho}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=\frac{1}{\chi}\left(\frac{\partial^2\xi}{\partial s^2}+\tau\frac{\partial^3\xi}{\partial t\partial s^2}\right)-\frac{\lambda_f}{S}\frac{\partial\xi}{\partial t} \tag{4-12}$$

Pour un élément de masse constante m, la masse volumique et le volume sont reliés simplement par :

$$m=\rho V$$

Le coefficient de compressibilité défini par la relation (4-2) a pour expression, en fonction de la masse volumique :

$$\chi=\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_S \tag{4-13}$$

D'une manière générale, p est une fonction de deux variables : l'entropie S et la masse volumique ρ par exemple. Donc, pour une transformation adiabatique réversible, p est uniquement fonction de la masse volumique. Le coefficient de compressibilité s'écrit, en introduisant la célérité c de propagation des petites perturbations :

$$\chi=\frac{1}{\rho c^2} \tag{4-14}$$

L'équation (4-12) s'écrit alors en fonction de la célérité du son :

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=c^2\left(\frac{\partial^2\xi}{\partial s^2}+\tau\frac{\partial^3\xi}{\partial t\partial s^2}\right)-\frac{\lambda_f}{\bar{\rho}S}\frac{\partial\xi}{\partial t} \tag{4-15}$$

Cette expression représente l'équation de propagation du déplacement.

Soit F la transformée de Fourier.

On pose : $\mathrm{F}(\xi)=\Xi$

Ξ représente le spectre de ξ.

Appliquons la transformation de Fourier à l'équation (4-15). Il vient :

$$-\omega^2\Xi = c^2\left(\Xi'' + j\omega\tau\Xi''\right) - j\omega\frac{\lambda_f}{\overline{\rho}S}\Xi$$

soit $$\Xi'' + \frac{\omega^2 - j\omega\dfrac{\lambda_f}{\overline{\rho}S}}{c^2\left(1 + j\omega\tau\right)}\Xi = 0 \qquad (4\text{-}16)$$

Posons k_1 et k_2 les racines complexes de $k^2 = -\dfrac{\omega^2 - j\omega\dfrac{\lambda_f}{\overline{\rho}S}}{c^2\left(1 + j\omega\tau\right)}$: $k_1 = -k_2$

L'équation (4-16) est une équation différentielle linéaire du deuxième ordre donc :

$$\Xi = Ae^{k_1 s} + Be^{-k_1 s}$$

Par définition, nous avons :

$$\begin{cases} \dfrac{e^{k_1 s} + e^{-k_1 s}}{2} = ch(k_1 s) \\ \dfrac{e^{k_1 s} - e^{-k_1 s}}{2} = sh(k_1 s) \end{cases}$$

Ceci entraîne :

$$\begin{cases} ch(k_1 s) + sh(k_1 s) = e^{k_1 s} \\ ch(k_1 s) - sh(k_1 s) = e^{-k_1 s} \end{cases}$$

Nous en déduisons la nouvelle expression de Ξ :

$$\Xi = (A + B)\,ch\,(k_1 s) + (A - B)\,sh\,(k_1 s) \qquad (4\text{-}17)$$

Posons $\begin{cases} \Xi_1 = A + B \\ \Xi_2 = A - B \end{cases}$

Finalement, le spectre du déplacement a pour expression :

$$\Xi(s) = \Xi_1 ch(k_1 s) + \Xi_2 sh(k_1 s) \qquad (4\text{-}18)$$

Calculons le spectre de P en fonction de Ξ. En appliquant la transformation de Fourier à l'équation (4-11-2), il vient :

$$P = -\frac{1}{\chi}(1 + j\omega\tau)\Xi' \tag{4-19}$$

Le déplacement est une grandeur très peu utilisée dans l'expression des matrices de transfert : cette grandeur est remplacée par la vitesse. Par définition, nous avons :

$$\tilde{v} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \tag{4-20}$$

Appliquons la transformation de Fourier à l'expression (4-20), il vient :

$$V = j\omega\,\Xi \tag{4-21}$$

A partir de l'expression (4-18), nous en déduisons l'expression du spectre de vitesse :

$$V(s) = V_1 ch(k_1 s) + V_2 sh(k_1 s) \tag{4-22}$$

avec :

$$\begin{cases} V_1 = j\omega\,\Xi_1 \\ V_2 = j\omega\,\Xi_2 \end{cases}$$

En introduisant les expressions (4-21) et (4-22) dans celle de la pression (4-19), il vient :

$$P = -\frac{k_1}{j\omega\chi}(1 + j\omega\tau)[V_1 sh(k_1 s) + V_2 ch(k_1 s)] \tag{4-23}$$

A partir des expressions (4-22) et (4-23), les conditions aux limites correspondant à l'abscisse curviligne nulle s'écrivent :

$$\begin{cases} P(0) = -\dfrac{k_1}{j\omega\chi}(1 + j\omega\tau)V_2 \\ V(0) = V_1 \end{cases} \tag{4-24}$$

Posons :

$$Z_C = -\frac{k_1}{j\omega\,\chi\,S}(1+j\omega\tau)$$

où S est l'aire de la ligne de transmission.

Z_C est l'impédance caractéristique de la ligne de transmission.

Nous en déduisons :

$$\begin{cases} V_1 = V(0) \\ V_2 = \dfrac{P(0)}{S\,Z_C} \end{cases}$$

En fonction des conditions aux limites au niveau de la prise de pression dans la roue, les expressions de la pression (4-23) et de la vitesse (4-22) deviennent :

$$P(s) = P(0)ch(k_1 s) + Z_C\ S\,V(0)sh(k_1 s) \tag{4-25}$$

$$V(s) = V(0)ch(k_1 s) + \frac{P(0)}{S\,Z_C}sh(k_1 s) \tag{4-26}$$

Les expressions (4-25) et (4-26) sont alors regroupées sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} P(s) \\ V(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ch(k_1 s) & S\,Z_C\,sh(k_1 s) \\ \dfrac{1}{S\,Z_C}sh(k_1 s) & ch(k_1 s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P(0) \\ V(0) \end{pmatrix} \tag{4-27}$$

avec :

$$k_1^2 = -\frac{\omega^2 - j\omega\dfrac{\lambda_f}{\overline{\rho}S}}{c^2(1+j\omega\tau)}$$

$$Z_C = -\frac{k_1}{j\omega\,\chi\,S}(1+j\omega\tau)$$

Soit L, la longueur de la prise entre le point 0 et la voie de mesure du scanner. La paroi du capteur est supposée indéformable. Donc, il vient :

$$V(L)=0 \tag{4-28}$$

A partir de la relation matricielle (4-27) et de la condition aux limites (4-28), nous en déduisons les relations suivantes :

$$V(0)=-\frac{P(0)}{S\,Z_C}\frac{sh(k_1L)}{ch(k_1L)} \tag{4-29}$$

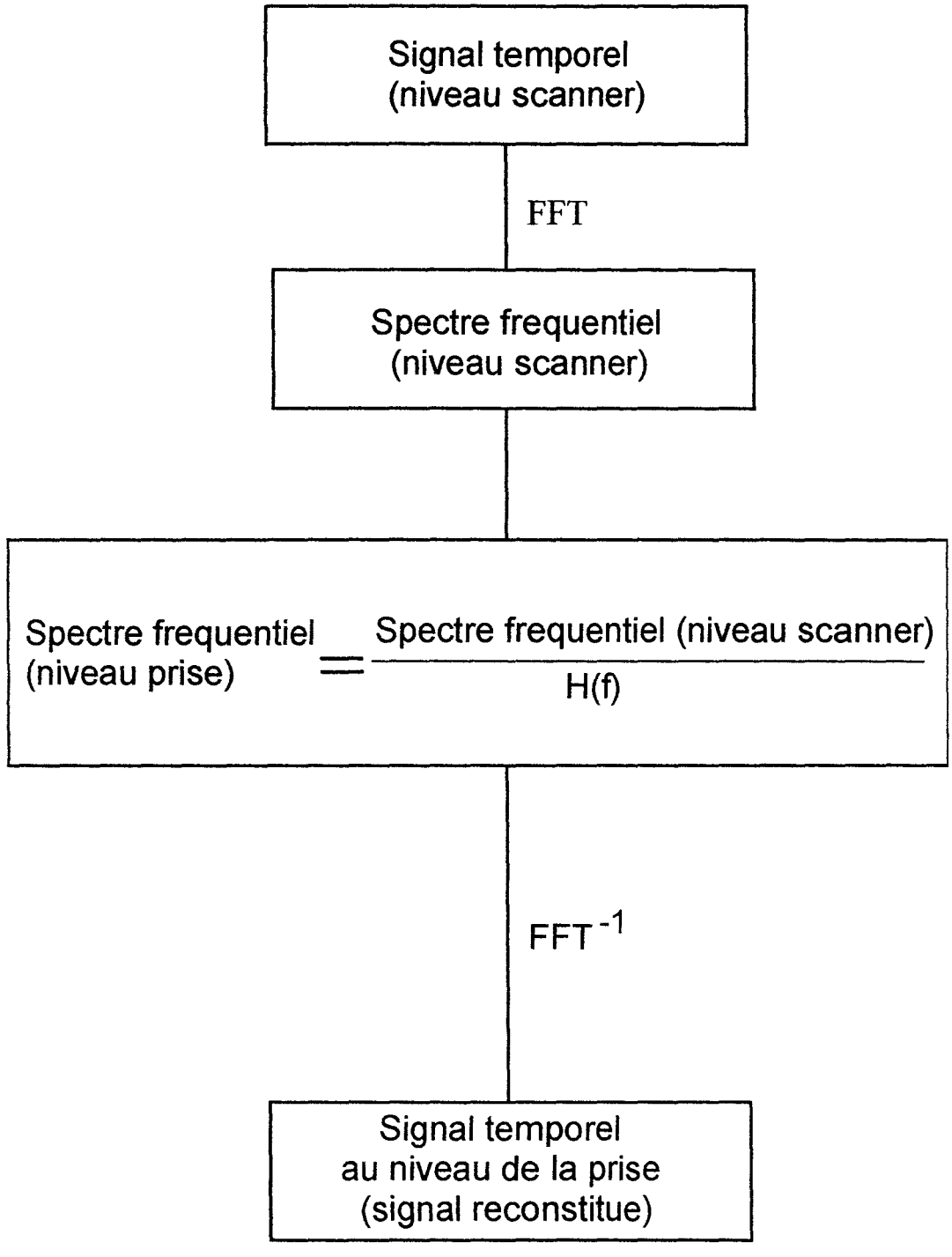
$$\frac{P(L)}{P(0)}=\frac{1}{ch\left[\left(-\frac{\omega^2-j\omega\frac{\lambda_f}{\overline{\rho}S}}{c^2(1+j\omega\tau)}\right)^{1/2}L\right]} \tag{4-30}$$

L'équation (4-30) constitue la fonction de transfert théorique en rotation de la ligne de pression de section constante et indéformable, contenant un fluide visqueux. Cette fonction de transfert est établie avec l'hypothèse d'une rotation constante de la ligne de pression. Cependant, il apparaît que la vitesse de rotation n'intervient pas explicitement dans cette expression. Ce résultat est lié au fait que l'équation de propagation initiale est indépendante de cette grandeur. Ainsi, les fonctions de transfert mesurées à l'arrêt sont utilisables pour reconstituer les signaux en rotation.

4.3 Algorithme de reconstitution

Avant de développer la procédure expérimentale pour acquérir les fonctions de transfert des 114 prises, nous allons préciser la méthode qui permet de reconstituer le signal vrai à partir du signal mesuré.

ALGORITME DE RECONSTITUTION



Soit p_1 la pression temporelle à l'entrée de la ligne de transmission, qui représente la valeur vraie. Soit p_2, la pression temporelle à la sortie de la ligne, qui représente la pression mesurée par le scanner.

La première opération consiste à effectuer la FFT (Fast Fourier transform) du signal mesuré qui se trouve discrétisé dans le domaine fréquentiel suivant l'expression :

$$P_2(k\Delta f)=\frac{T}{N}\sum_{n=0}^{N-1}p_2(n\Delta t)e^{-j2\pi k\frac{n}{N}}$$

Le spectre fréquentiel du signal vrai s'obtient à partir de la fonction de transfert H par la formulation suivante :

$$P_1(k\Delta f)=\frac{P_2(k\Delta f)}{H(k\Delta f)}$$

Une interpolation de la fonction de transfert H à la fréquence de calcul $k\Delta f$ est éventuellement nécessaire si le pas fréquentiel de définition de H n'est pas le même que celui du spectre du signal mesuré.

Le signal temporel vrai s'obtient alors par la FFT inverse et les échantillons sont alors obtenus par l'expression :

$$p_1(n\Delta t)=\frac{1}{T}\sum_{k=0}^{N-1}P_1(k\Delta f)e^{j2\pi k\frac{n}{N}}$$

Cette algorithme de reconstitution est présenté par l'organigramme ci-dessus.

4.4 Essais préliminaires et reconstitution appliquée à des signaux connus

Avant d'effectuer la procédure d'étalonnage fastidieuse des 114 prises de pression de la roue SHF, une première étude de la fonction de transfert fut réalisée à partir d'un dispositif expérimental plus facile à appréhender et présenté par la figure 4.1.

La source de bruit est générée par un haut-parleur alimenté par un générateur de fonctions. Cette source est amplifiée par l'intermédiaire d'un convergent qui concentre l'énergie acoustique au point de mesure situé sur la face d'un caisson, opposée au haut-parleur. Au niveau du point de mesure se trouvent l'entrée de la ligne de pression et un microphone qui acquiert la pression de référence.

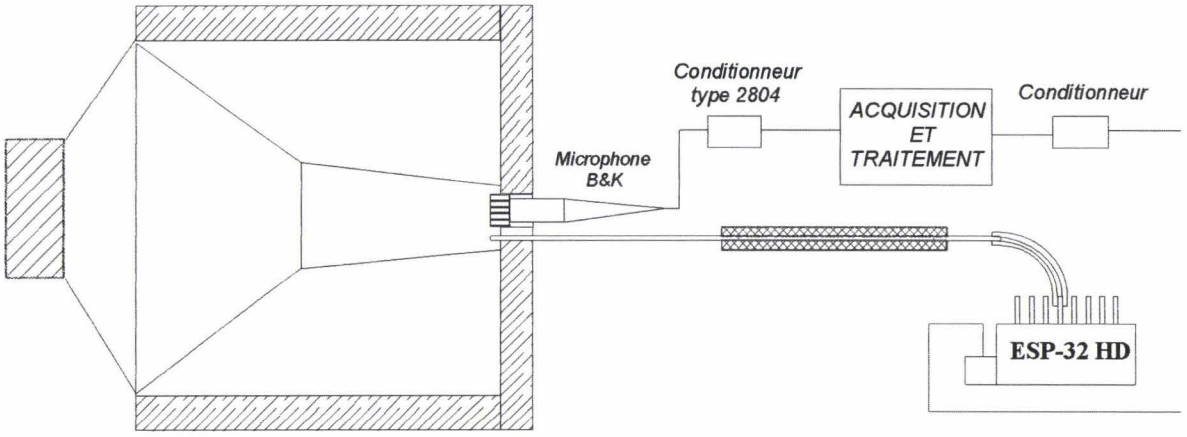
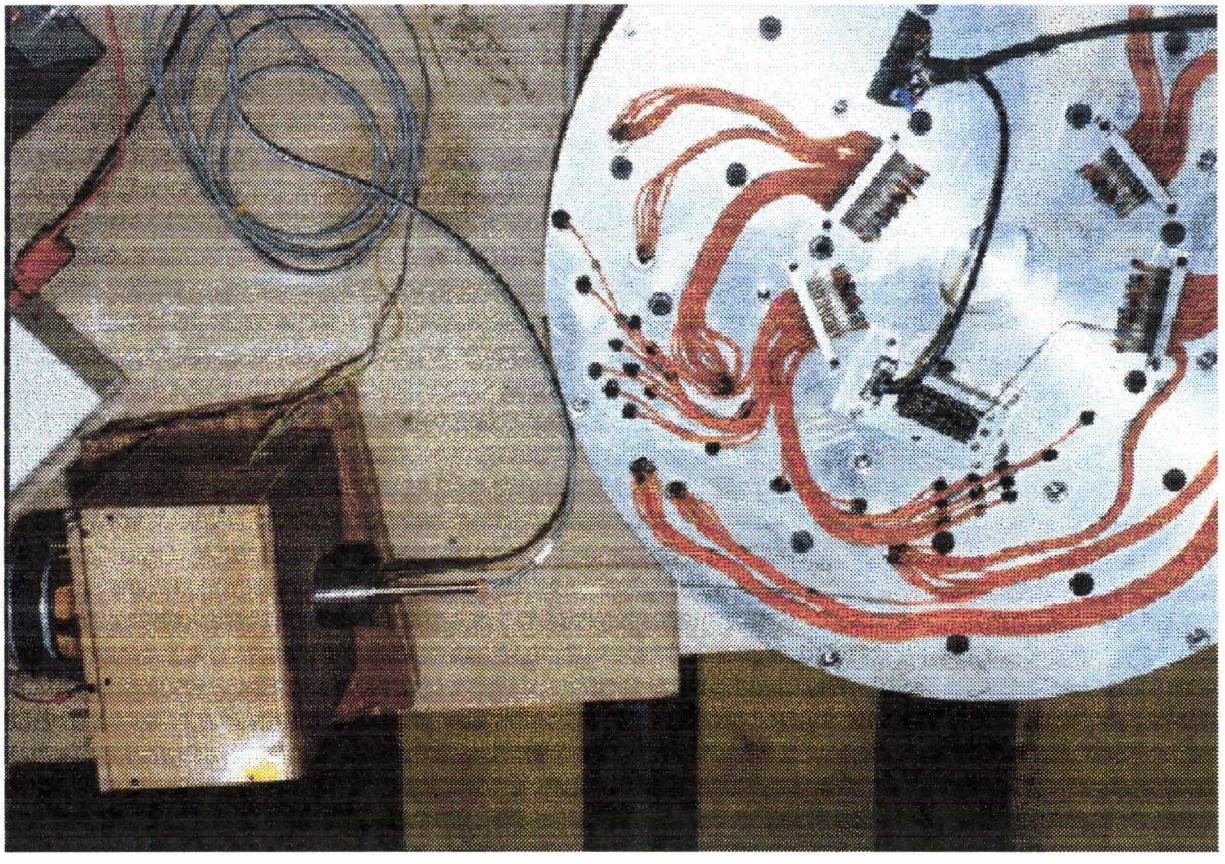


Figure 4.1 : Schéma du dispositif expérimental pour valider la méthode de reconstitution

La sortie de la ligne est connectée au scanner. La ligne est constituée d'une gaine métallique identique à celles implantées dans la roue, et d'une gaine en PVC de longueur variable. Cette partie est constituée par la plus petite et la plus grande gaine en PVC installée sur la partie inférieure de la roue, ainsi que d'une gaine de longueur moyenne. La photographie 4.2 montre l'ensemble roue caisson avec les différentes lignes de mesure, et les capteurs, scanner et microphone.



Photographie 4.2 : Montage expérimental pour valider la méthode de reconstitution

La figure 4.3 montre les fonctions de transfert, amplitude et phase, obtenues avec les 3 lignes considérées. La source sonore est alors alimentée par un bruit blanc de bande passante correspondant à la bande de fréquence de 2000 Hz. D'après ces résultats, plus la longueur de la ligne est grande plus l'atténuation est importante, quelle que soit la fréquence considérée. La phase a une évolution pratiquement linéaire en fonction de la fréquence, pour les 3 configurations.

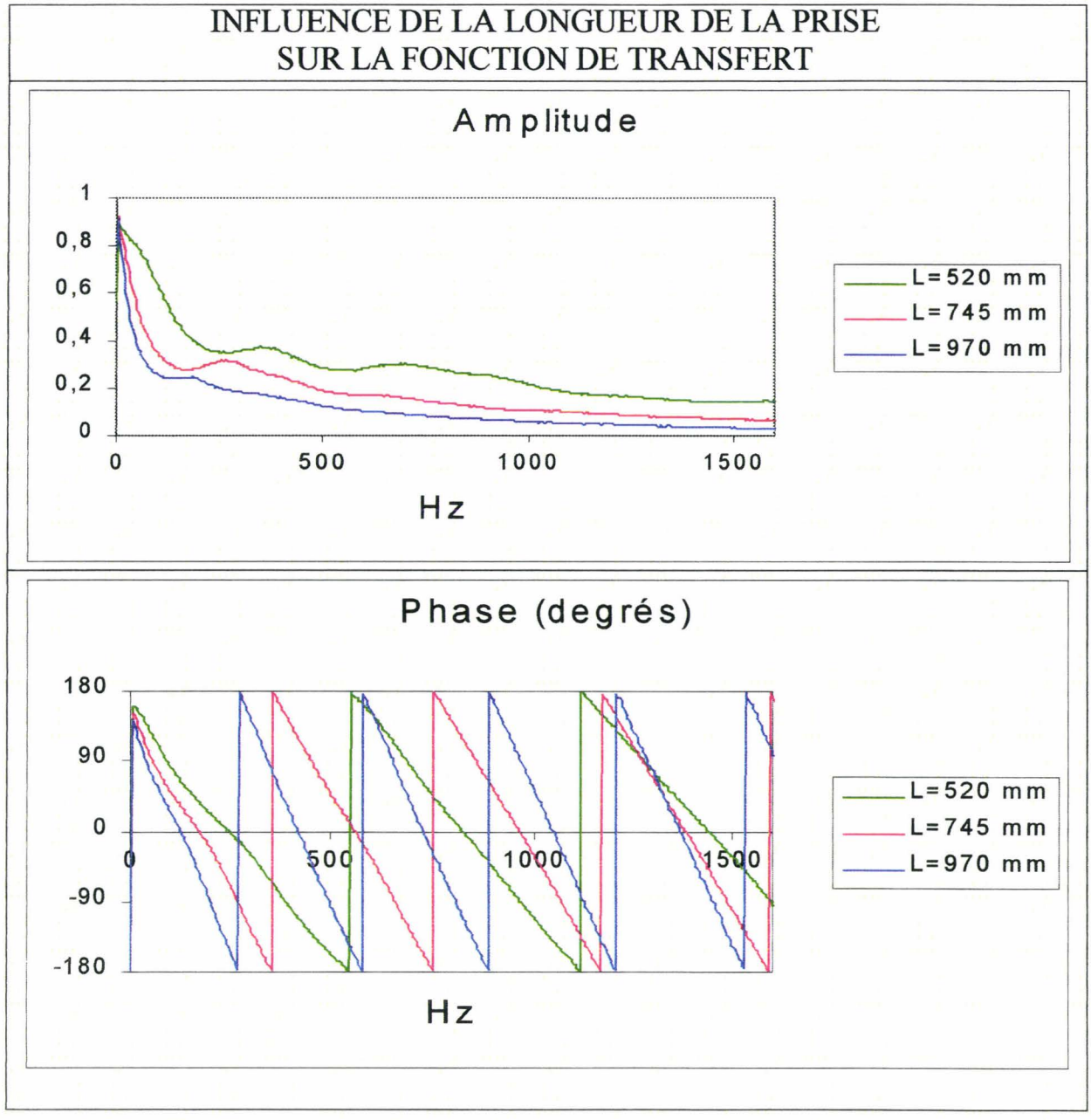


Figure 4.3 : Influence de la longueur de la prise sur la fonction de transfert

L'algorithme de reconstitution est appliqué à des signaux de référence obtenus à partir de fonctions d'alimentation du haut-parleur connues : sinus, triangulaire, carré. Les figures 4.4 et 4.5 présentent la reconstitution d'un signal obtenue à partir d'une fonction source triangulaire de fréquence 41 Hz et d'une fonction source sinus de fréquence 320 Hz. Les signaux de

référence et reconstitués sont très proches ce qui montre l'applicabilité de la méthode. On constatera sur ces figures l'effet atténuateur et de déphasage de la ligne de transmission par les signaux mesurés par le scanner.

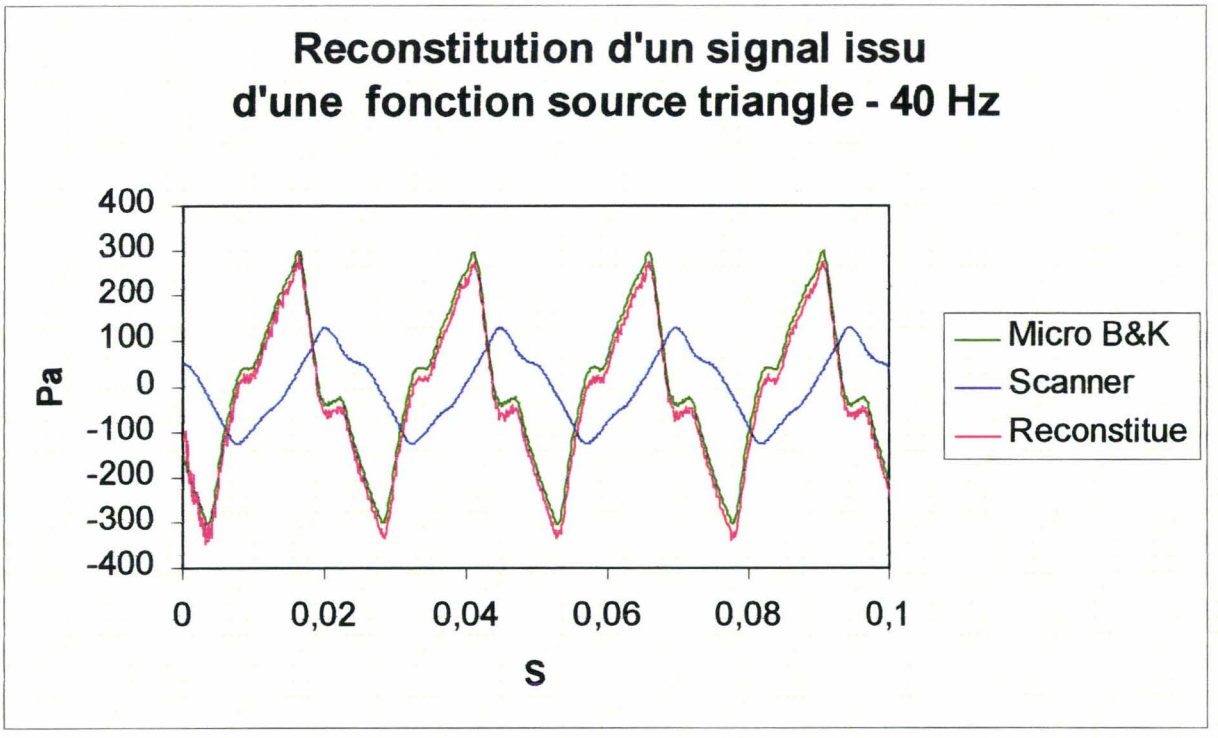


Figure 4.4 : Reconstitution d'un signal issu d'une fonction source triangle

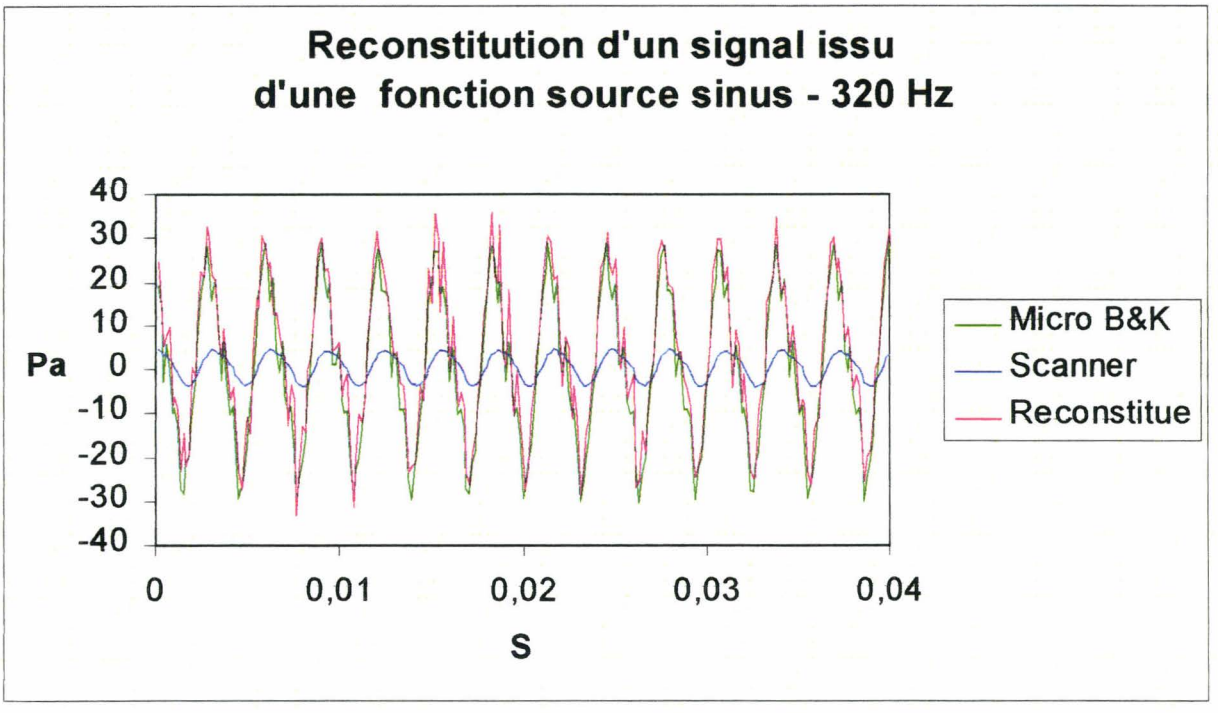
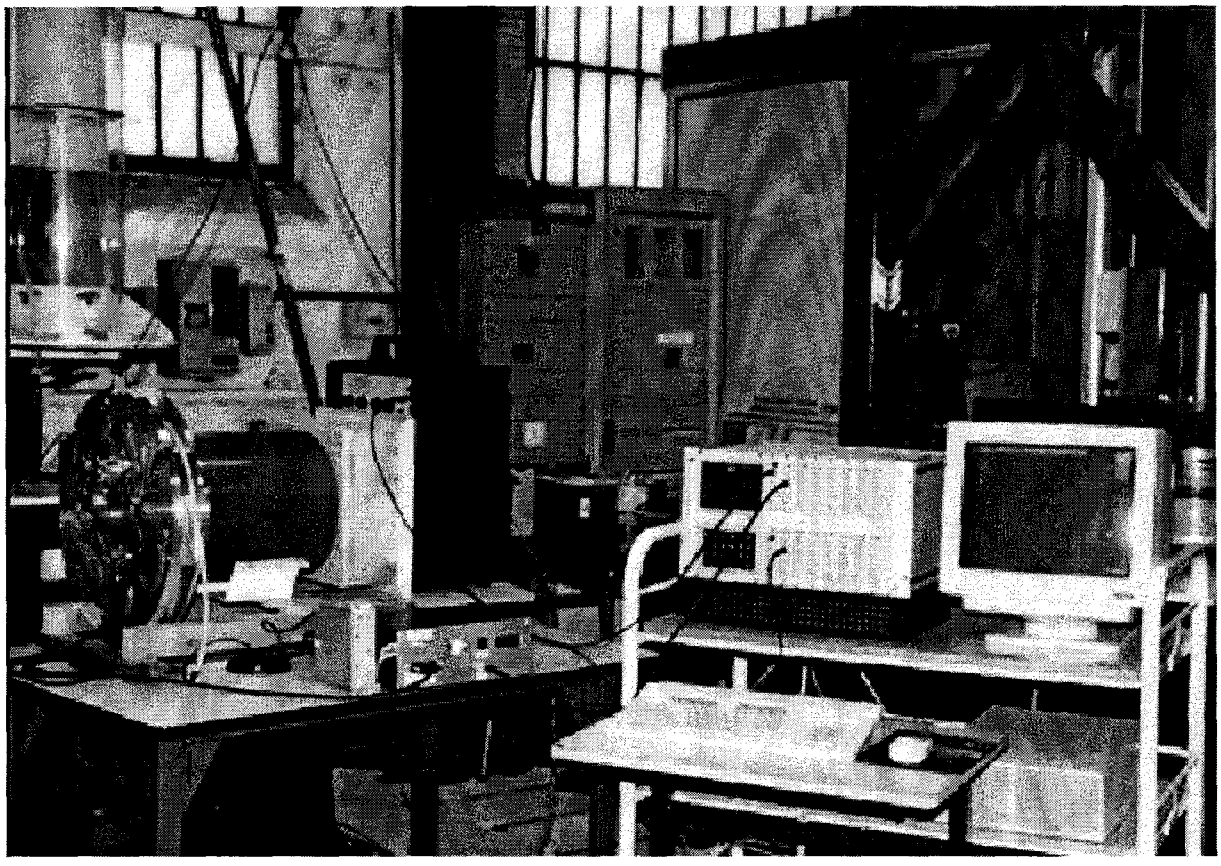


Figure 4.5 : Reconstitution d'un signal issu d'une fonction source sinus

4.5 Détermination expérimentale des fonctions de transfert des 114 prises de pression de la roue

Le banc d'essais est présenté par la photographie 4.6.



Photographie 4.6 : Banc d'essais de l'étalonnage des prises

La roue est démontée du banc d'essais initial et est placée sur un support. Une conduite de longueur 700 mm de diamètre égal au diamètre d'entrée de la roue permet de transmettre un bruit blanc émis par la source sonore B&K type 4224. De la laine de roches placée en sortie du canal instrumenté, assure une condition anéchoïque à sa sortie. De la laine de roches placée également en entrée des autres canaux de la roue permet d'éviter leur interaction avec le canal instrumenté. Le taux d'onde stationnaire dans le canal se trouve donc réduit, ce qui s'oppose à l'existence de nœuds de pression au niveau de la prise en cours d'étalonnage. Ces précautions sont nécessaires pour supprimer les discontinuités de la fonction de transfert dues à des conditions aux limites inadéquates.

La procédure d'étalonnage de chacune des 114 prises de pression consiste à réaliser la fonction de transfert entre le signal mesuré par un capteur piézo-résistif miniature ENDEVCO 8515C-15, placé au plus près de la prise de pression située sur l'aubage, et le signal reçu par le

scanner placé à l'autre extrémité de la ligne de transmission. Le signal de référence est issu du bruit blanc produit par la source sonore située à l'entrée de la conduite.

Cette procédure d'étalonnage a été rendue difficile par la nécessité absolue de placer le capteur de référence à une distance de l'ordre du millimètre de la prise de pression située sur l'aubage pour avoir une fonction de transfert de cohérence correcte. Certaines prises étaient d'un accès très difficile et ont nécessité de concevoir des mécanismes de placement astucieux. De plus, l'opération a été fastidieuse étant donné le nombre élevé de prises.

Un filtrage sur les fonctions de transfert a été réalisé à la fréquence de 50 Hz et à ses harmoniques pour supprimer les valeurs incohérentes dues à la sensibilité de la chaîne de mesures aux fréquences du réseau électrique. De même, les conditions aux limites durant cet étalonnage ont été quelquefois modifiées pour déplacer les nœuds de pression qui introduisaient des singularités dans les fonctions de transfert.

Il est à noter que l'évolution des phases des fonctions de transfert correspond à une condition anéchoïque au niveau du scanner, si bien que des ondes stationnaires ne peuvent pas s'établir dans la ligne de mesures. Ces ondes auraient pu introduire des erreurs dans la reconstitution du signal.

La figure 4.7 représente la fonction de transfert obtenue pour la prise I8 de l'intrados.

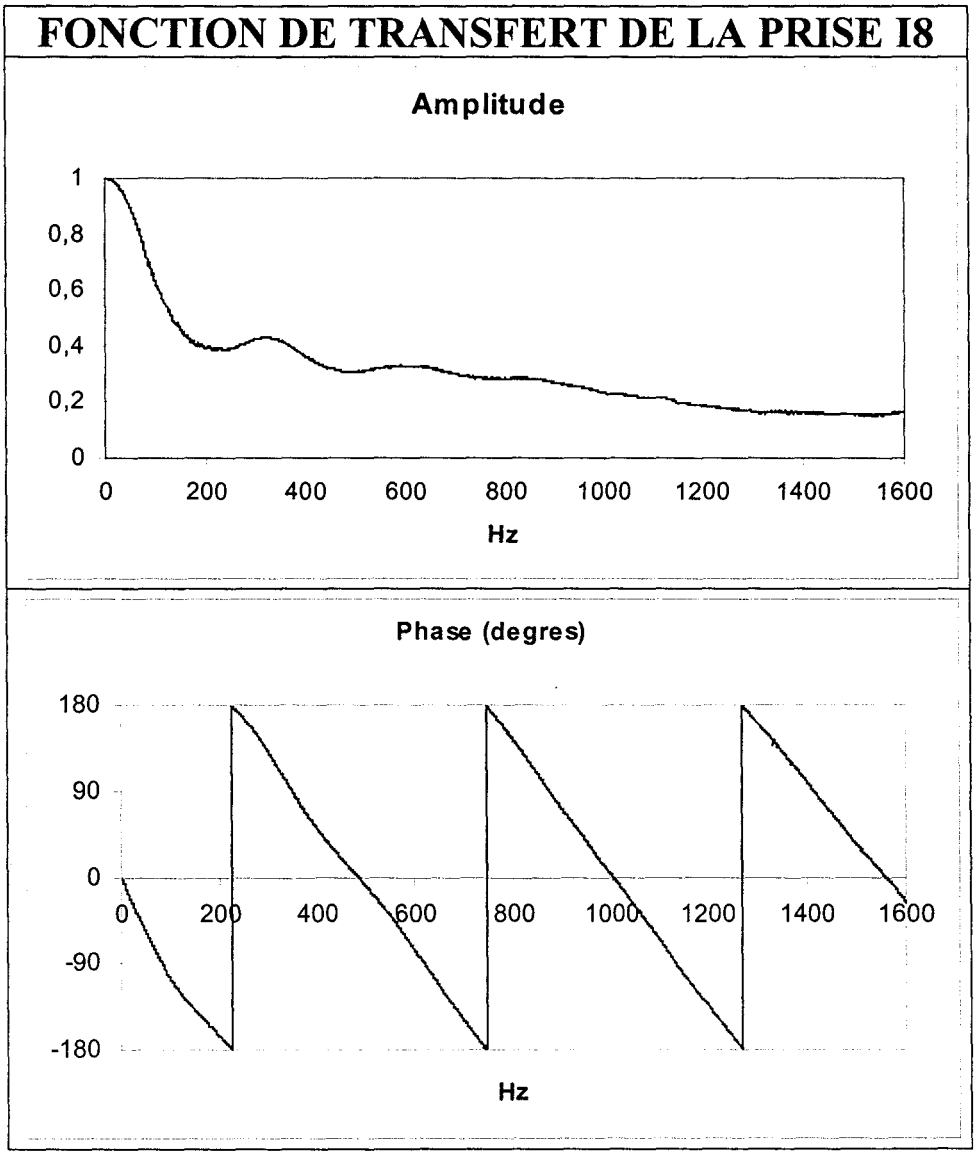


Figure 4.7 : Fonction de transfert de la prise 8 de l'intrados

4.6 Reconstitution appliquée à des signaux embarqués

La roue est remontée sur le banc d'essais RESEDA. Afin de confirmer que les fonctions de transfert mesurées à l'arrêt restent applicables pour des signaux acquis en rotation, une expérience préliminaire est réalisée à 1600 tr/min. Deux perturbations locales d'écart angulaire connu, sont, créées en sortie de roue à partir de 2 obstacles montés proches de la sortie de la roue. Un capteur ENDEVCO est monté en membrane affleurante sur l'un des obstacles. La figure 4.8 montre la disposition du montage expérimental et la figure 4.9, les signaux mesurés par le capteur fixe et le scanner, ainsi que le signal reconstitué. Après reconstitution, il apparaît que les impulsions du signal calculé coïncident en phase avec les impulsions du capteur fixe. De plus, les impulsions du signal calculé sont déphasées d'une durée correspondant à l'écart angulaire des 2 obstacles. Ces constatations confirment l'utilisation des fonctions de transfert mesurées roue à l'arrêt, dans les expériences en rotation.

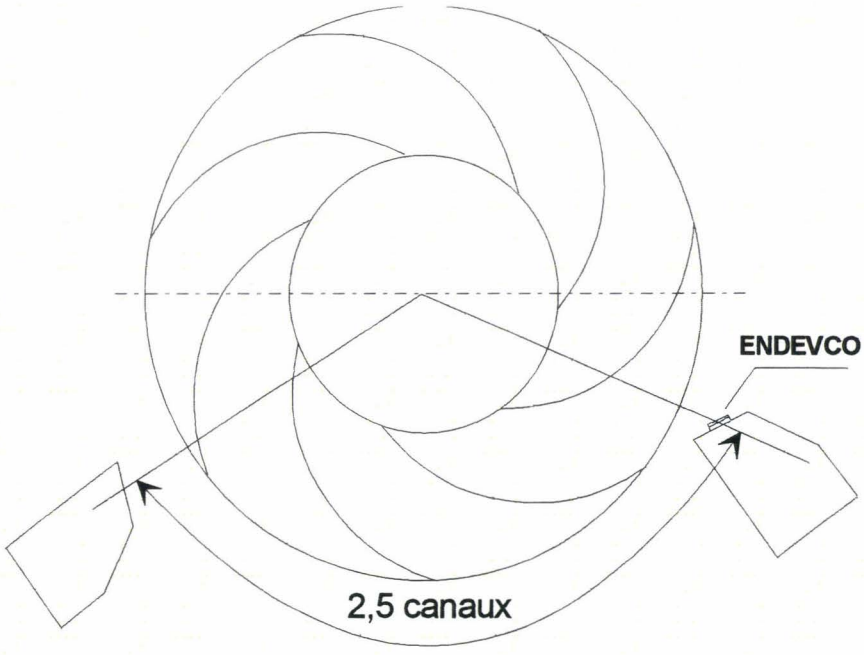


Figure 4.8 : Schéma du dispositif expérimental pour valider la méthode de reconstitution en rotation

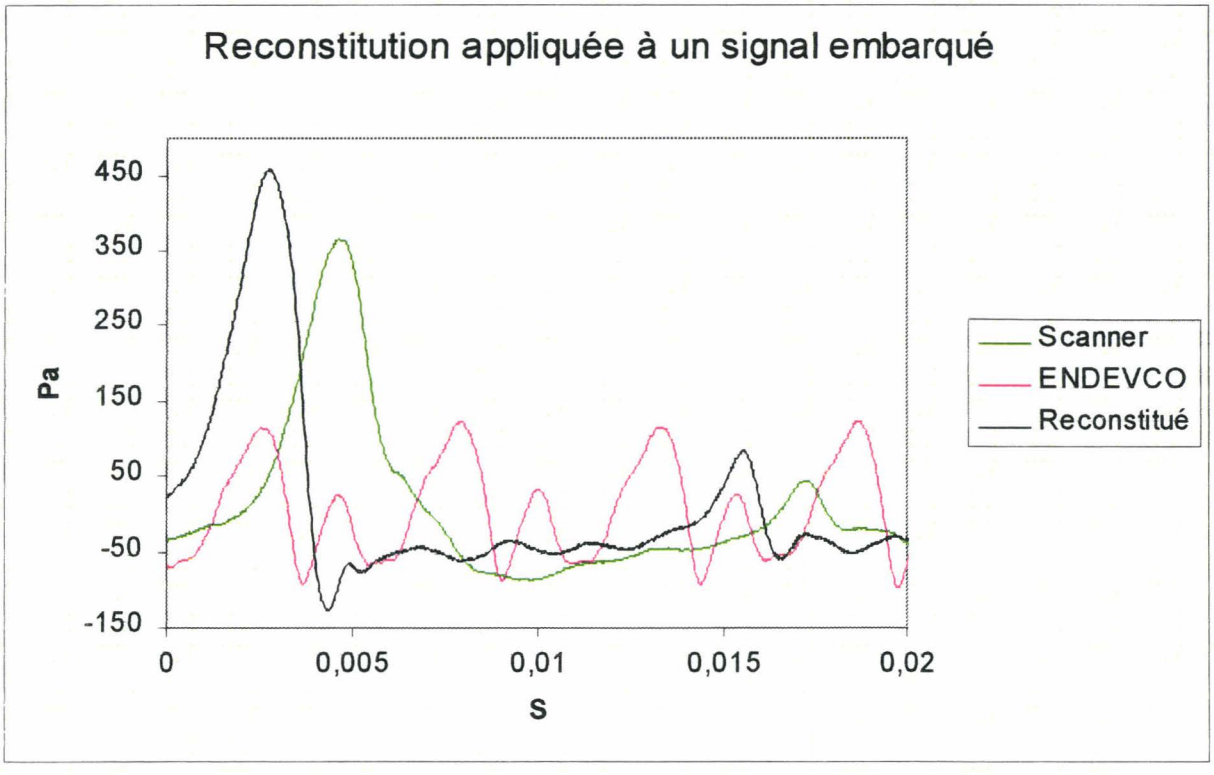


Figure 4.9 : Comparaison des fluctuations de pression d'un signal reconstitué, d'un signal mesuré par le scanner et par le capteur ENDEVCO

4.7 Mode opératoire

Les acquisitions fréquentielles des pressions pariétales ont pour but de caractériser les écoulements secondaires à partir de leur signature fréquentielle.

4.7.1 Points de fonctionnement

Les points indiqués sur les courbes de pression statique moyenne en fonction du débit relatif, présentées sur la figure 4.8, correspondent aux points de fonctionnement auxquels les pressions pariétales fluctuantes ont été acquises.

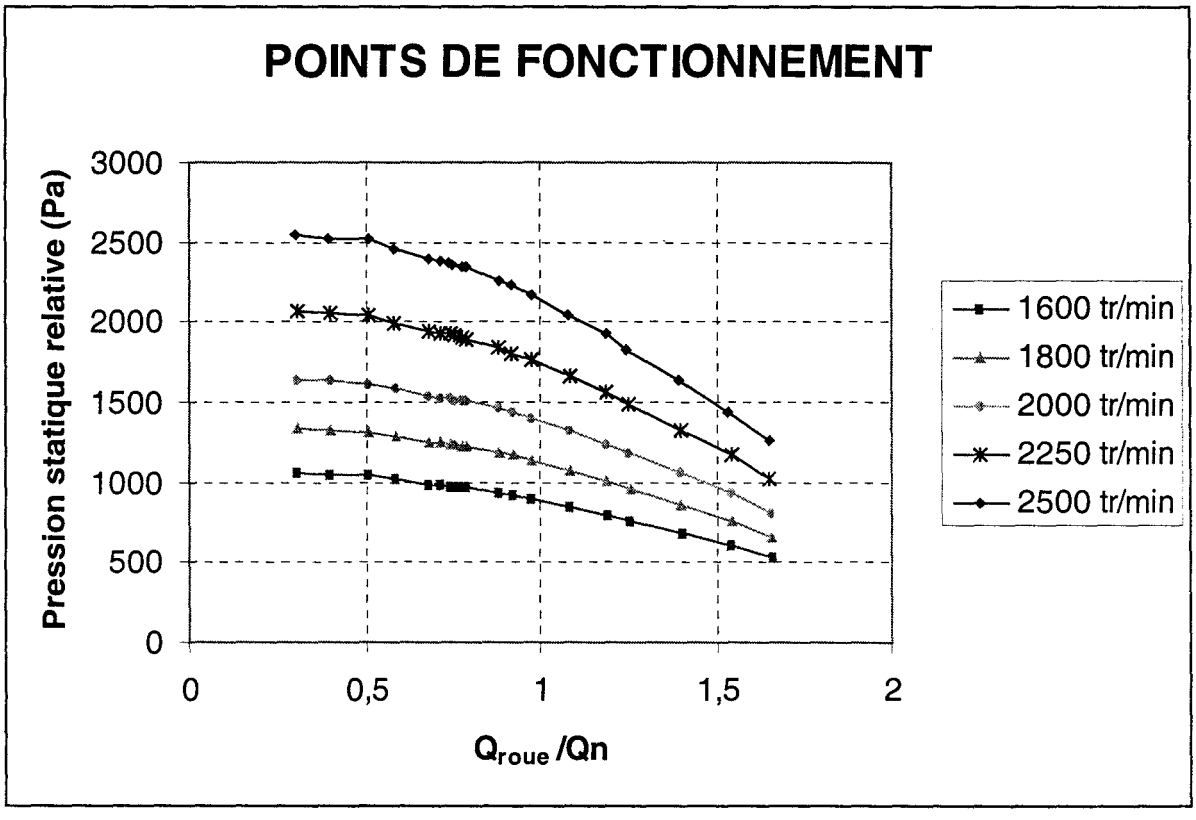


Figure 4.8 : points de fonctionnement des acquisitions fréquentielles

Pour déterminer les fluctuations de pression des 114 prises du canal inter aubes instrumenté, et dans la conduite d'aspiration à 90 mm de l'entrée de roue, nous avons acquis simultanément la tension de sortie du scanner et celle du micro B&K monté en membrane affleurante. La pression fluctuante du scanner intervient dans le post-traitement de reconstitution des signaux, préalable à l'analyse des fluctuations de pression présentée au chapitre 6.
En conclusion, les pressions fréquentielles des 114 prises ont été acquises à 16 débits dont 10 à débits partiels, et à 5 vitesses de rotation.

4.7.2 Paramètres d'acquisition

Les paramètres de configuration de la centrale d'acquisition SCADAS sont répertoriés dans le tableau suivant :

Bande passante (Hz)	500
Filtre de coupure (%)	80
Nombre de points d'acquisition	2048
Nombre de moyennes	30
Mode de déclenchement	Free run
Fenêtre d'acquisition	Hanning
Superposition des fenêtres d'acquisition (%)	0
Nombre d'entrées	2

Tableau 4.1 : Paramètres de configuration de la centrale d'acquisition

A partir de ces paramètres, nous en déduisons les données suivantes relatives à chaque vitesse de rotation étudiée :

Vitesse de rotation (tr/min)	1600	1800	2000	2250	2500
Pulsation (rad/s)	167,55	188,50	209,44	235,62	261,80
Fréquence de rotation (Hz)	26,67	30,00	33,33	37,50	41,67
Période (ms)	37,5	33,3	30,0	26,7	24,0

Tableau 4.2 : Données pratiques de la campagne d'acquisition.

Conclusion

Nous avons effectué une recherche bibliographique sur la transmission d'informations au travers d'une ligne de pression. La seule correction qui s'est avérée réalisable dans notre cas est la correction numérique. Celle-ci a nécessité l'acquisition de la fonction de transfert des 114 prises de pression présentes dans le canal instrumenté de la roue. Une étude préliminaire réalisée sur quelques prises types a montré la faisabilité de cette méthode. L'algorithme de reconstitution des signaux mesurés constitue le post-traitement à effectuer sur les acquisitions pour les rendre exploitables.
L'acquisition des fonctions de transfert étant réalisée roue à l'arrêt, nous avons montré à partir d'un modèle unidimensionnel basé sur le formalisme des matrices de transfert, que la vitesse de rotation n'intervient pas explicitement dans la transmission dans des lignes embarquées. L'utilisation des fonctions de transfert mesurées devient donc légitime pour des essais en rotation.

CHAPITRE 5

ANALYSE
DES
PRESSIONS PARIETALES MOYENNES

NOMENCLATURE DU CHAPITRE 5

p	pression statique (Pa)
s	abscisse curviligne (m)
C	vitesse absolue du fluide (m/s)
$P*$	$p-\rho\frac{U^2}{2}-p_c$ (Pa)
U	vitesse d'entraînement (m/s)
W	vitesse relative du fluide (m/s)

Symboles grecs

ρ	masse volumique moyenne (kg/m^3)

Indices

c	conduite
e	entrée

CHAPITRE 5 : ANALYSE DES PRESSIONS PARIETALES MOYENNES

Introduction

Après avoir développé le post-traitement des acquisitions relatives aux pressions pariétales moyennes du canal instrumenté de la roue SHF, nous allons analyser les résultats expérimentaux obtenus à la vitesse de rotation de 2500 tr/min. Bien que notre base de données soit constituée de pressions mesurées au niveau des 112 prises pour 5 vitesses de rotation de 1600 à 2500 tr/min, et pour 16 débits, nous nous limitons dans le cadre de cette synthèse aux résultats relatifs à une seule vitesse de rotation.

Nous précisons qu'une première analyse des résultats, effectuée entre les débits relatifs de 0,6 et 1,0 a fait l'objet de plusieurs publications [CAI95], [MOR93]. Cependant, la configuration d'essais utilisée se différenciait de la nôtre par l'installation d'un carter entre la partie supérieure du diffuseur et la pièce d'aspiration. Nous avons d'ailleurs signalé au chapitre 3 quelques écarts au niveau des pressions mesurées entre les 2 configurations d'essais.

L'analyse des résultats est basée sur l'étude de la pression statique en eau obtenue par similitude des résultats en air. Dans un premier temps, nous étudions l'évolution de la pression de chacune des prises en fonction du débit relatif. Après une étude globale, les principales singularités sont passées en revue. Dans un deuxième temps, nous interprétons nos résultats en termes de cavitation afin de prédire les zones critiques. Finalement dans un troisième temps, nous analysons les résultats vis-à-vis du comportement des couches limites.

5.1 Similitude en eau

Les figures 5.1 à 5.12 représentent l'évolution de la pression statique en fonction du débit relatif à la vitesse de rotation de 1200 tr/min. A partir des 3 variables de base, rayon de sortie de la roue, vitesse de rotation et masse volumique, cette pression statique correspond à la similitude en eau de la pression statique en air au niveau de chaque prise. Chaque figure est relative à l'ensemble des prises situées sur une même ligne de niveau d'une même région.

- D'une manière générale, l'évolution globale d'une prise peut être résumée ainsi : lorsque le débit diminue, la pression statique augmente. Ensuite, 3 cas se présentent lorsque le débit continue à diminuer :
- Soit cette évolution est strictement croissante (ex. I29),
- Soit à partir d'un certain débit, l'évolution devient strictement décroissante (ex. I12, I14),
- Soit à partir d'un certain débit, le niveau reste pratiquement constant (ex. E27, E28).

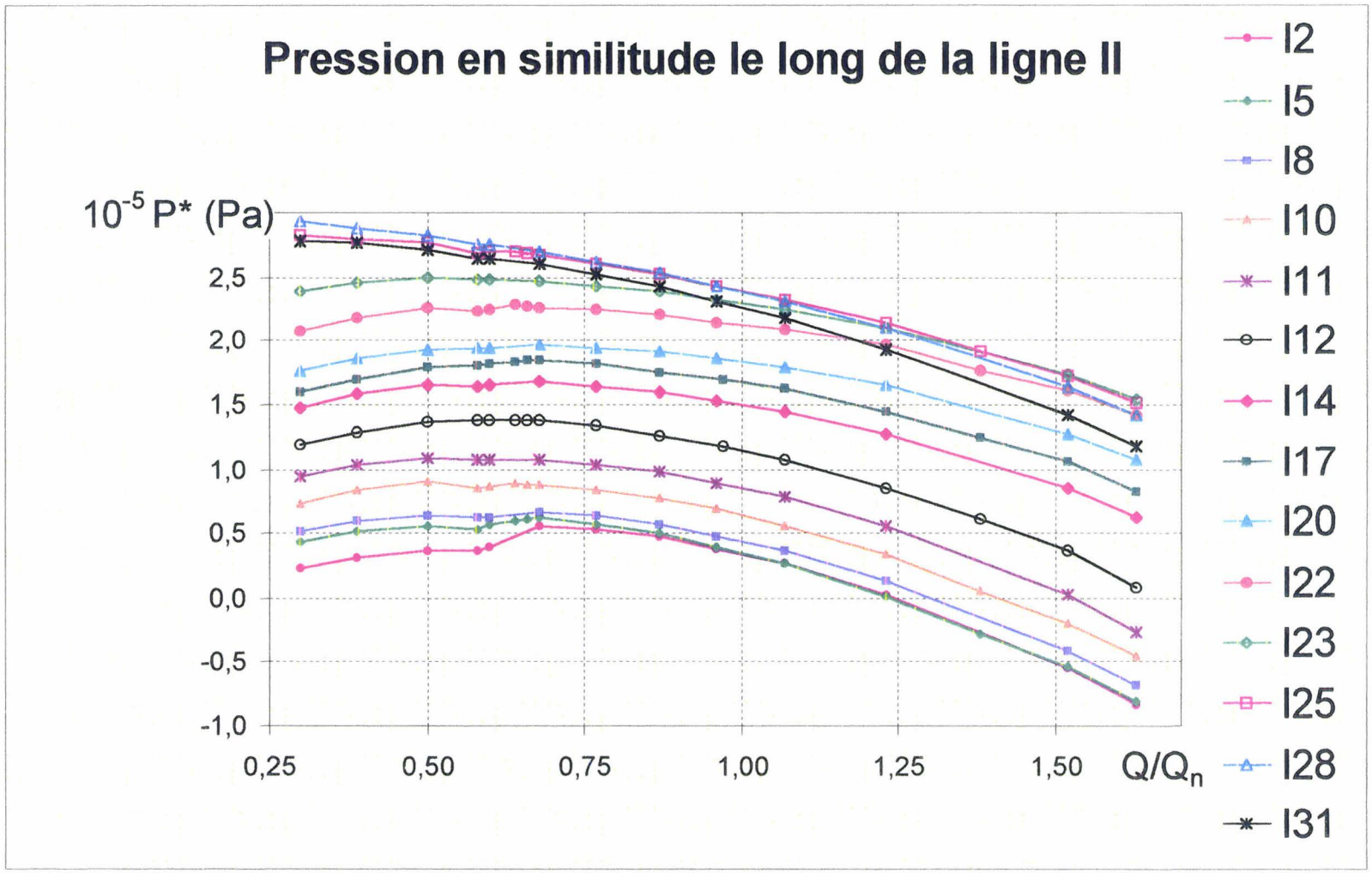


Figure 5.1 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne moyenne II

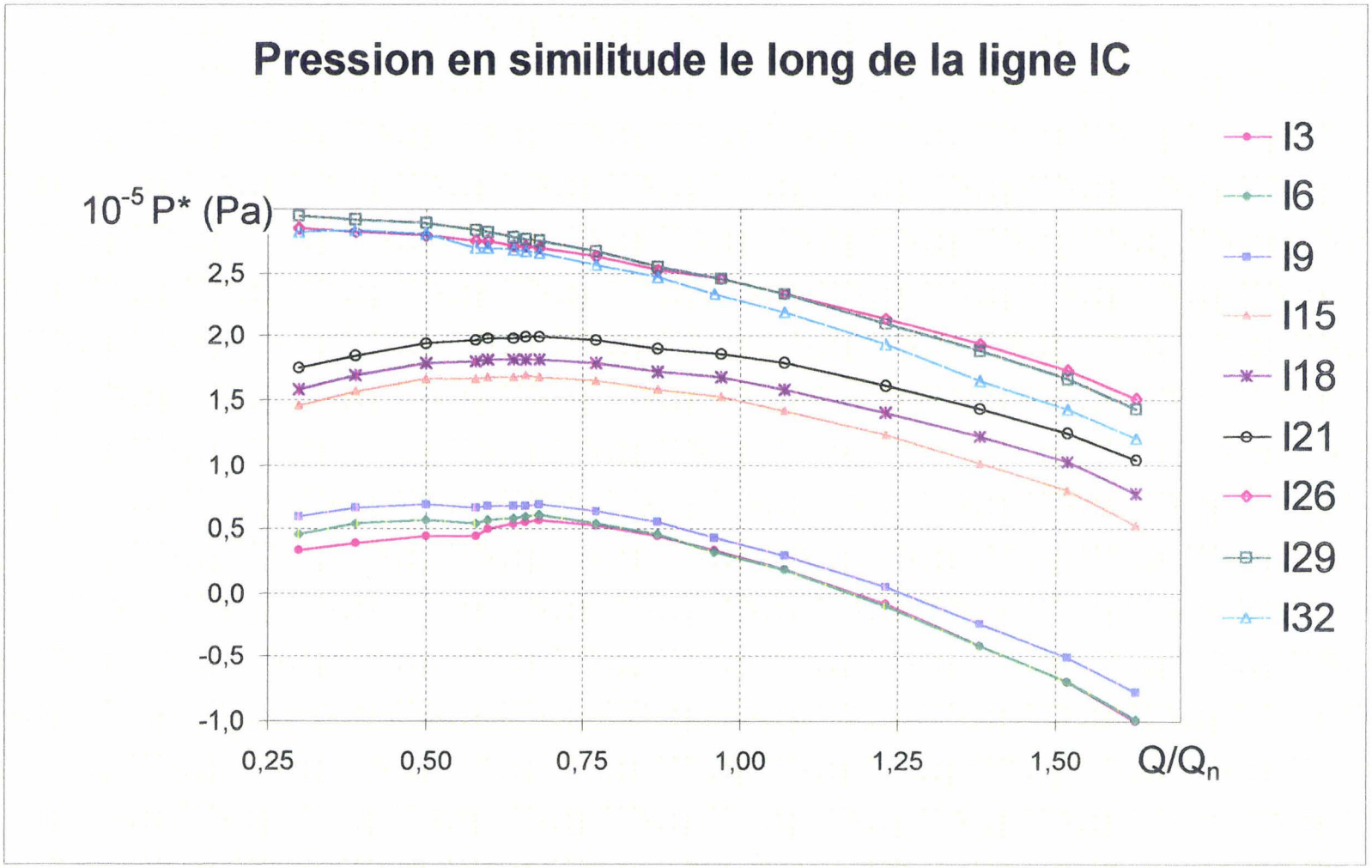


Figure 5.2 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne IC

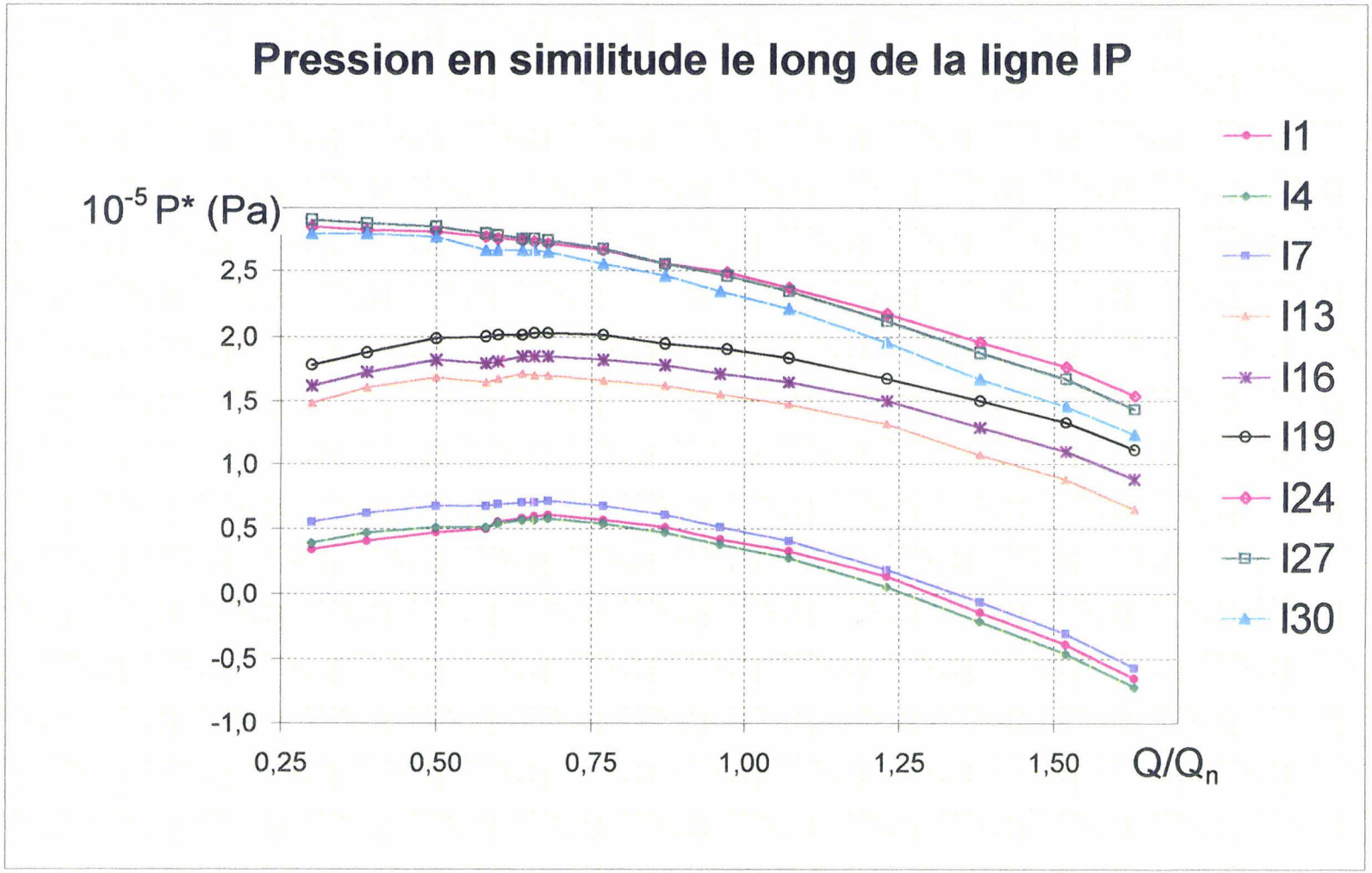


Figure 5.3 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne IP

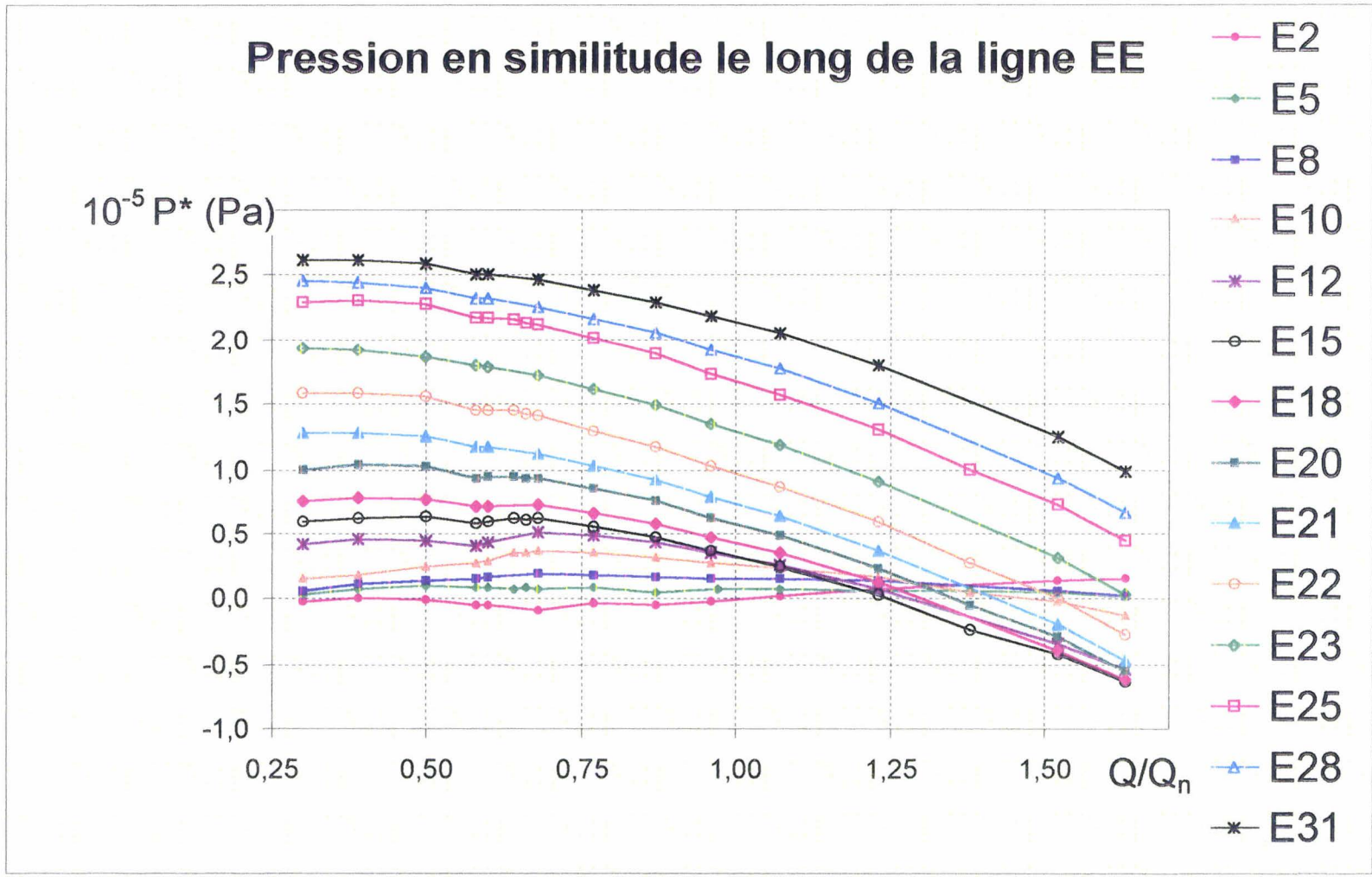


Figure 5.4 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne EE

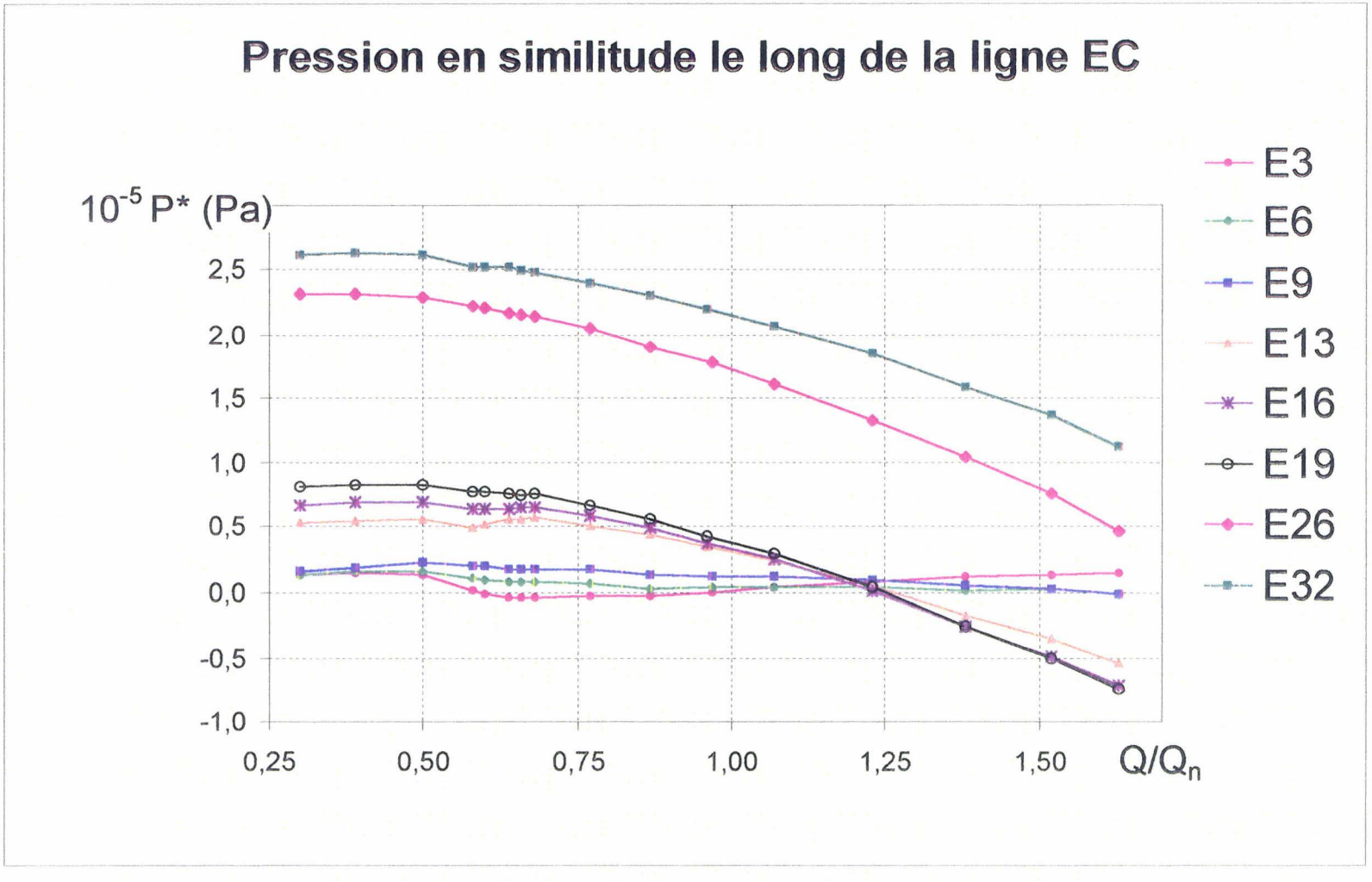


Figure 5.5 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne EC

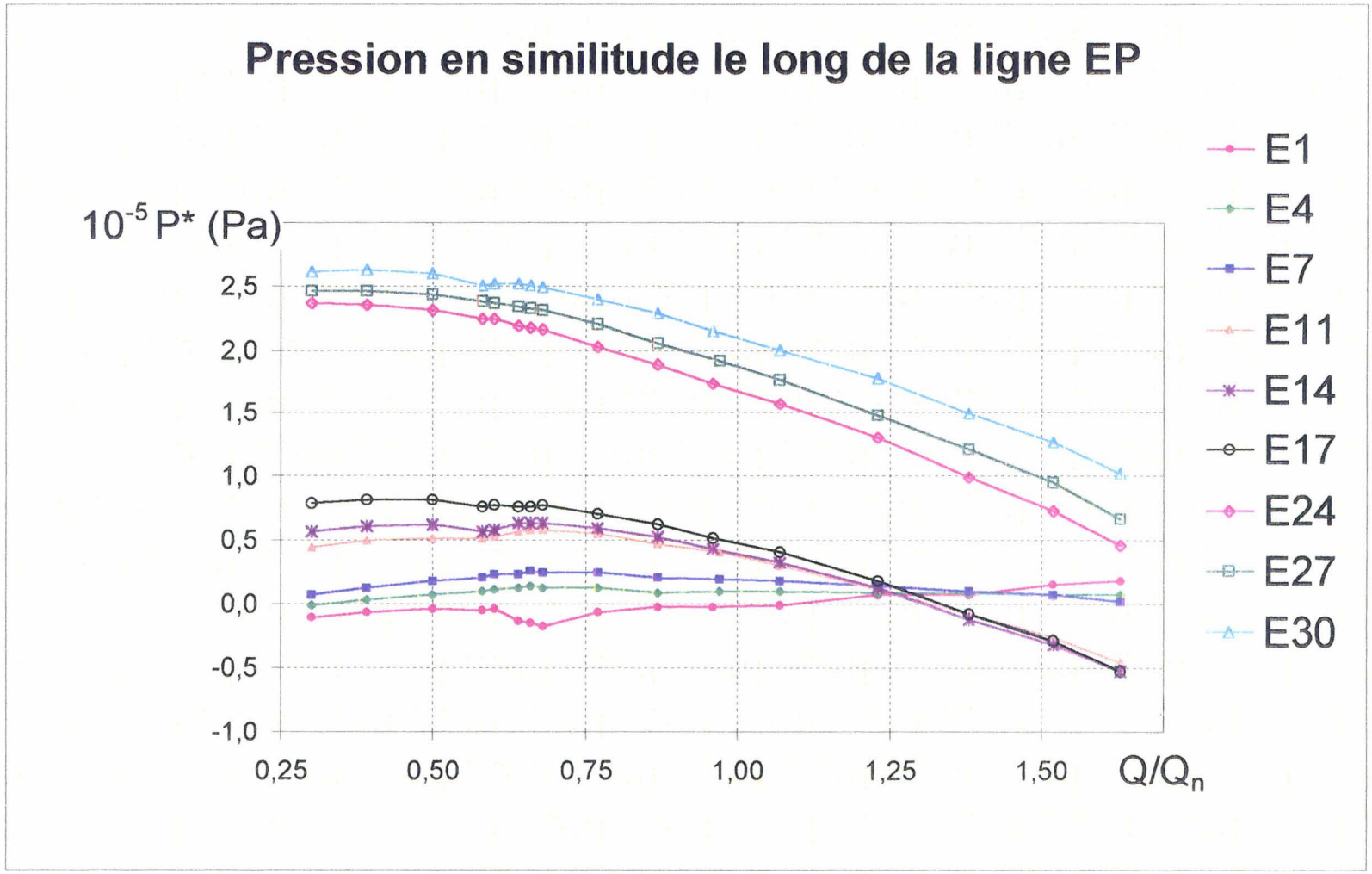


Figure 5.6 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne EP

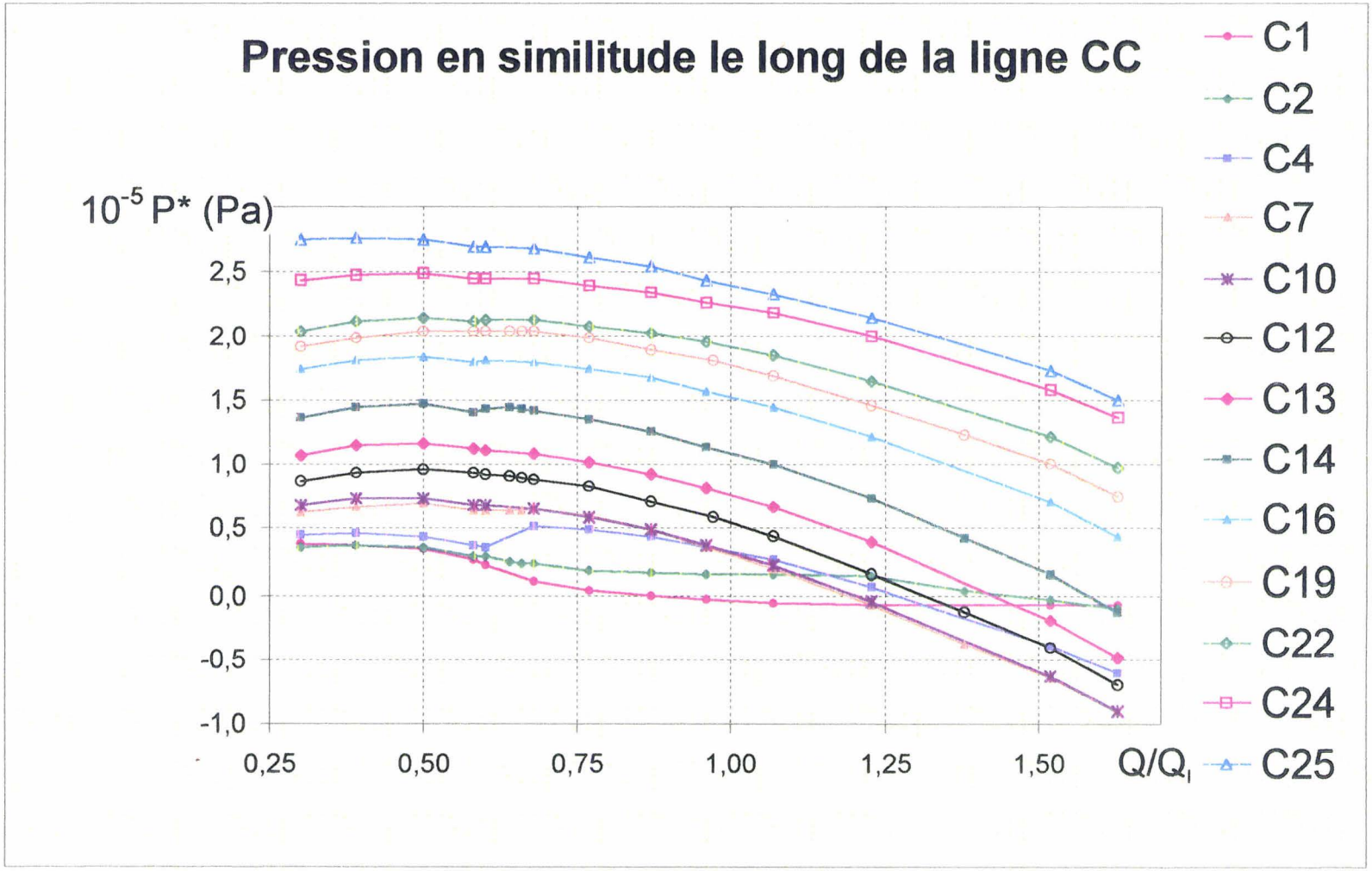


Figure 5.7 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne moyenne CC

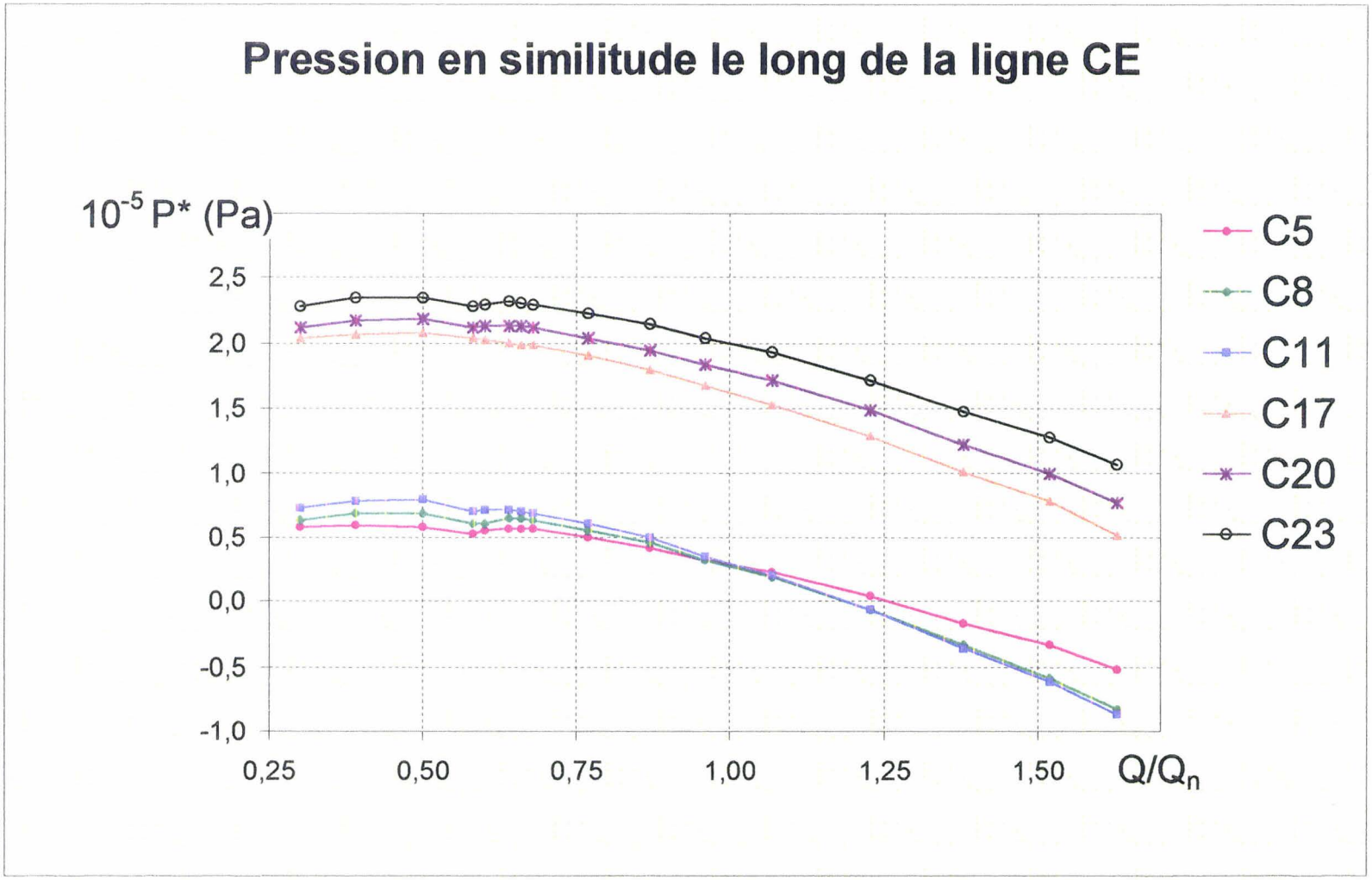


Figure 5.8 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne CE

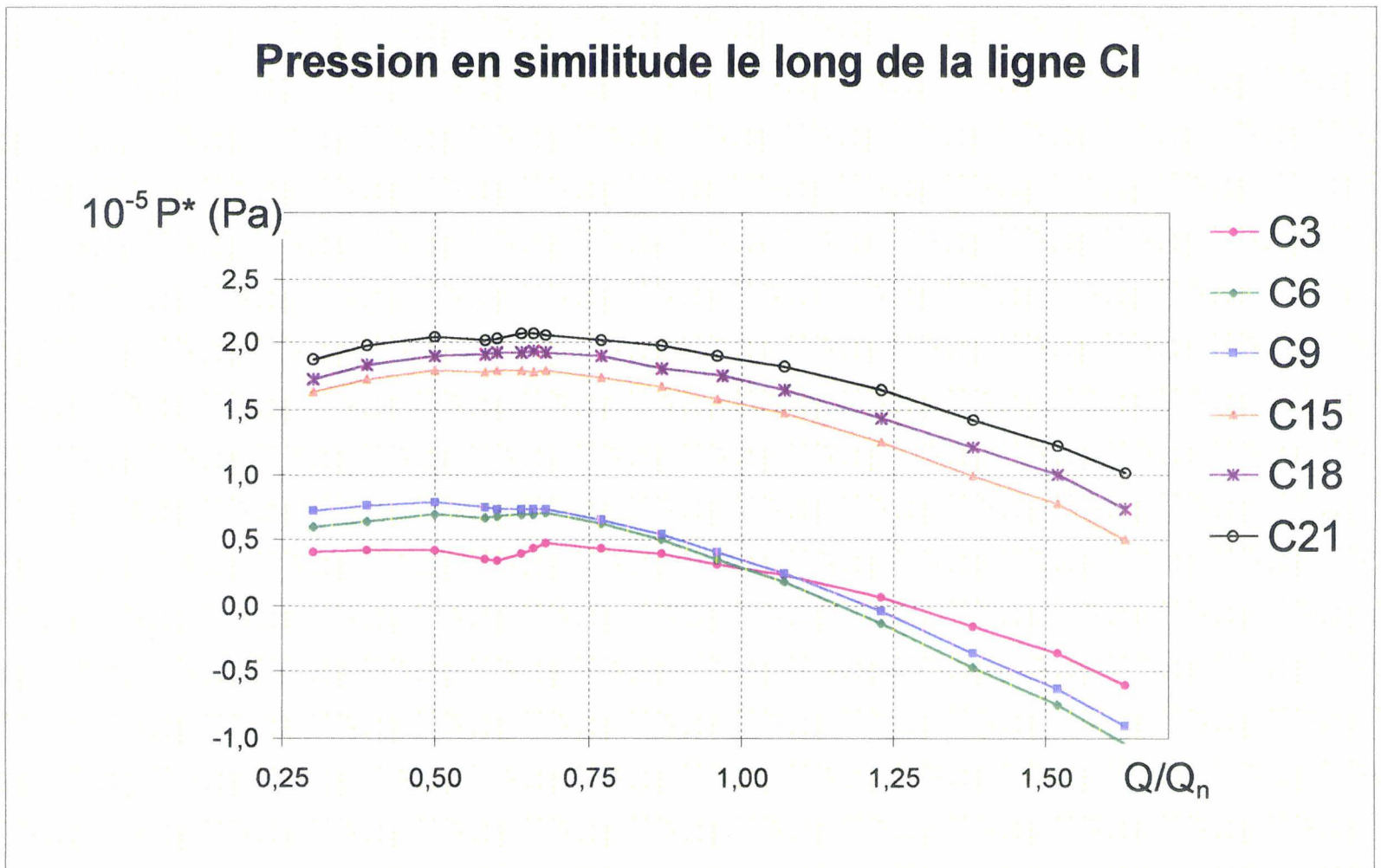


Figure 5.9 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne CI

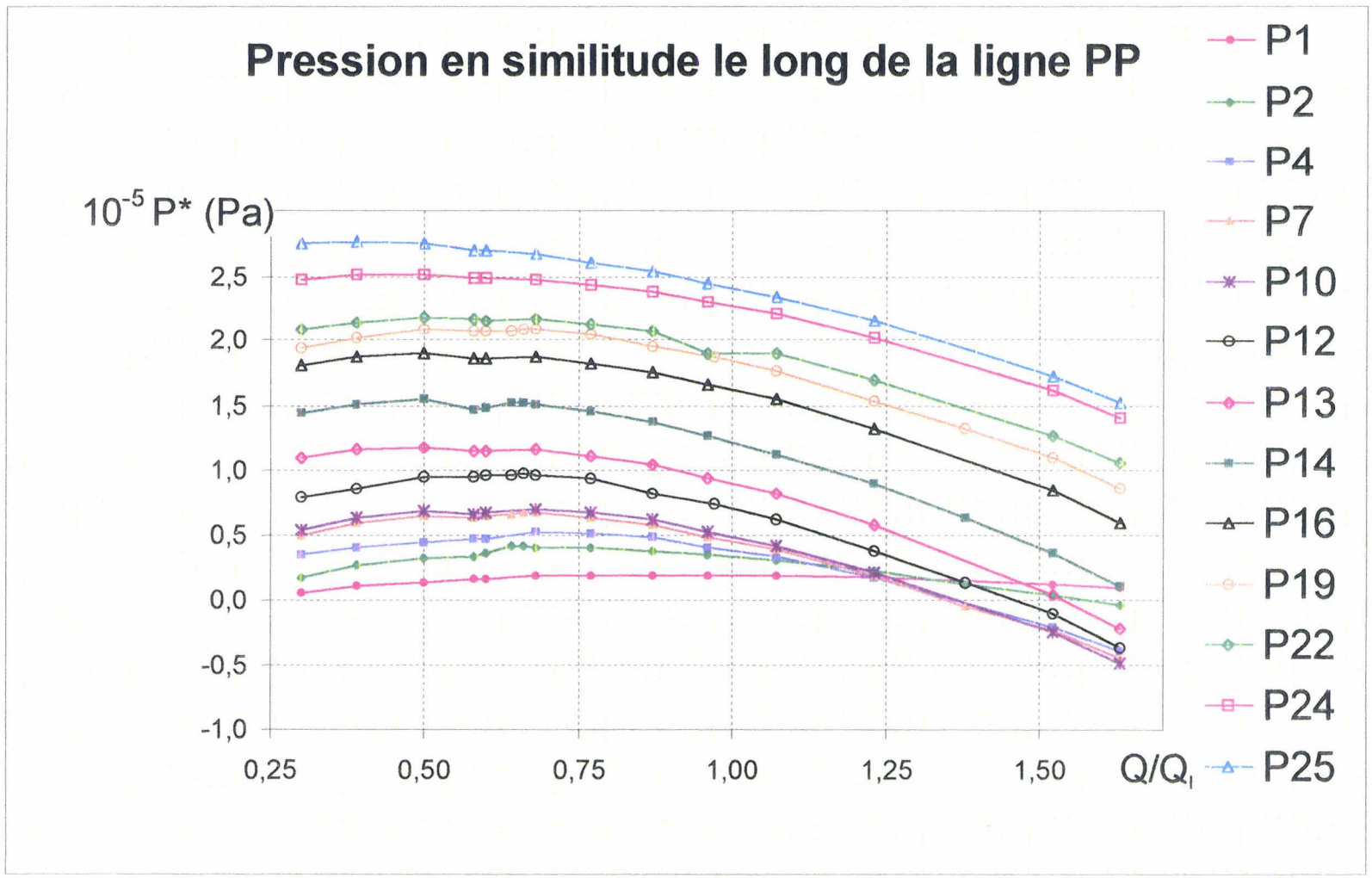


Figure 5.10 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne moyenne PP

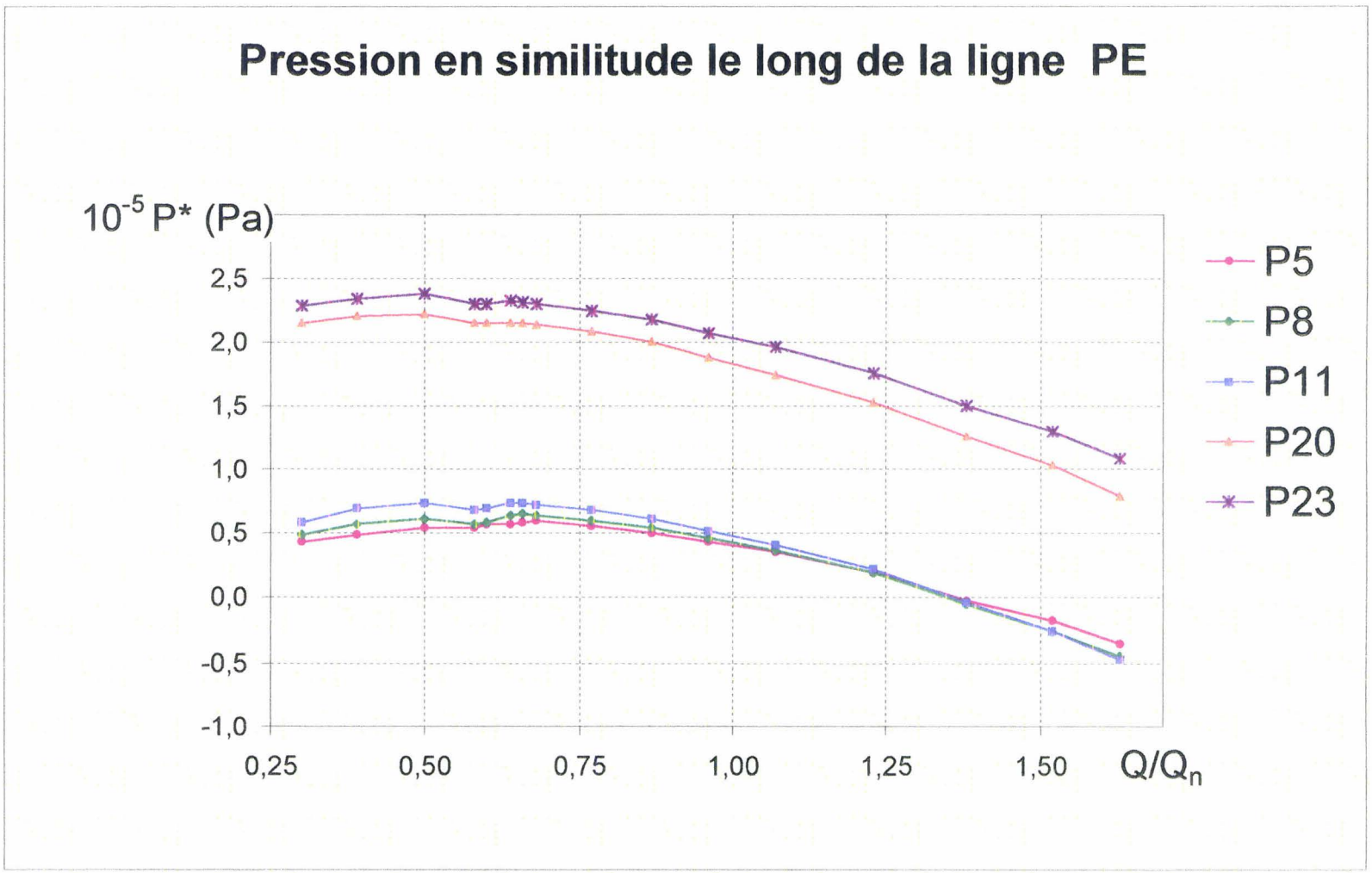


Figure 5.11 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne PE

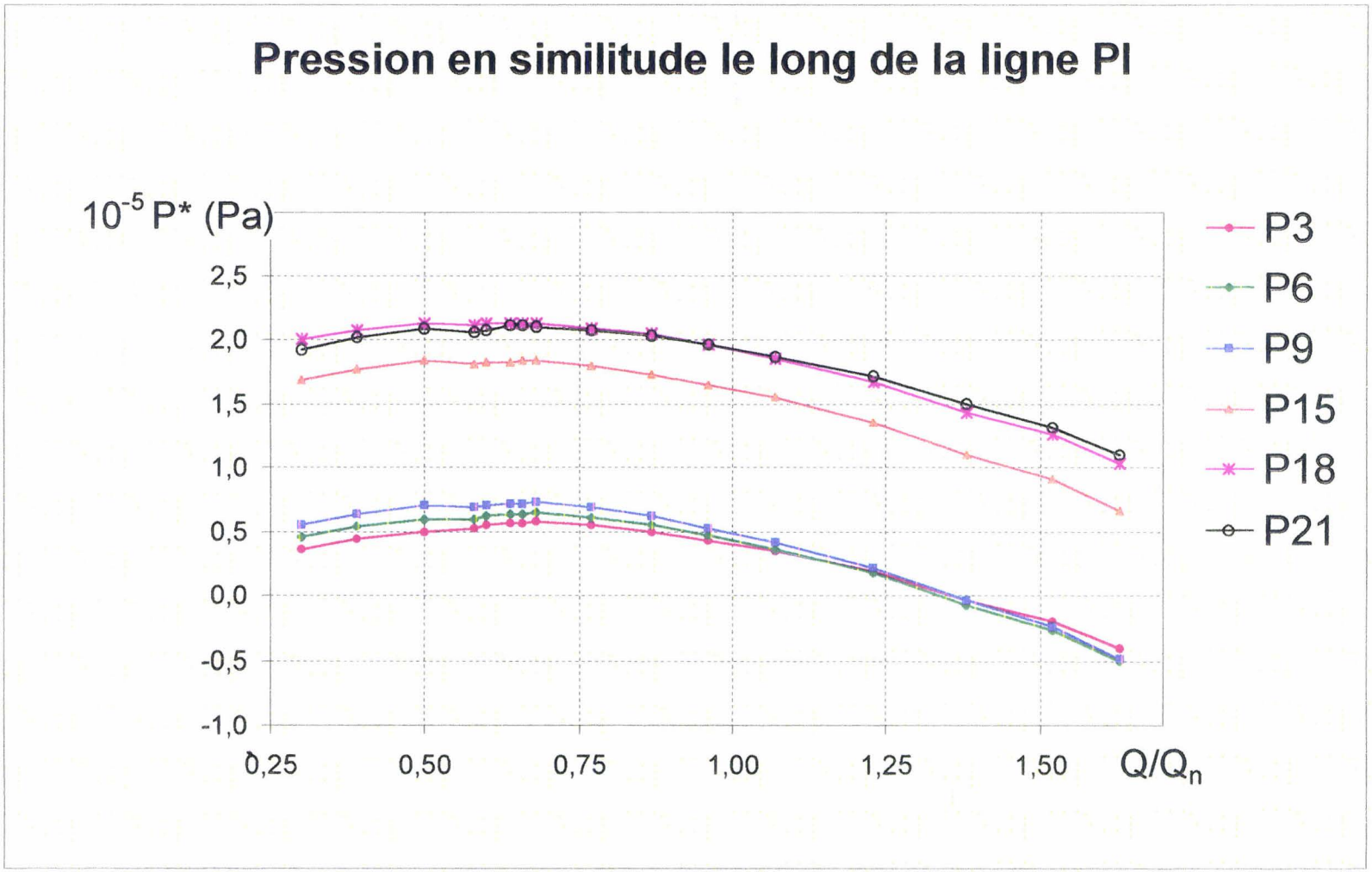


Figure 5.12 : Evolution de la pression en similitude le long de la ligne PI

Cette dernière évolution est similaire à celle de la caractéristique pression statique - débit de la roue SHF présentée à la figure 3.1.
Lorsque l'évolution d'une prise est comparée pour un même débit, aux prises d'une même ligne de niveau, plus celle-ci est proche de la sortie de la roue, plus la pression statique est élevée.

L'analyse globale qui vient d'être effectuée, ne prend pas en considération les singularités locales. Cependant, certaines prises présentent une évolution globale différente de la majorité des prises.

Dans un premier temps, nous étudions en entrée de roue, les prises dont le comportement global s'éloigne du comportement général. Celles-ci sont répertoriées dans le tableau suivant dont la disposition correspond à un quadrillage schématique et adimensionné du canal instrumenté. Le numéro de la prise est indiqué dans le coin supérieur gauche des cellules.

IC	II	IP	PI	PP	PE	EP	EE	EC	CE	CC	CI
						1 ****	2 ****	3 ****			
				1 ****		4 ****	5 ****	6 ****		1 ****	
						7 ****	8 ****	9 ****			
				2 ****			10 ****			2 ****	
3 *	2 *	1 **	3 **	4 **	5 **	11 **	12 ***	13 ***	5 ****	4 ****	3 ****
6	5	4	6	7 *	8 *	14	15	16 *	8 *	7	6
9	8	7	9	10	11	17	18	19	11	10	9

Légende	
Concavité différente	rouge
Inversion du niveau par rapport à l'abscisse curviligne pour les forts débits	vert
Phénomène très prononcé	****
Phénomène peu prononcé	*

Tableau 5.1 : Prises en entrée de roue, à comportement différent du comportement global

Deux types de comportement différents du comportement global apparaissent en entrée de roue:

- Concavité différente (type 1) : lorsque le débit diminue jusqu'à une certaine valeur, la pression statique décroît puis croît.
- Inversion du niveau par rapport à l'abscisse curviligne pour les forts débits (type 2) : pour un même débit, le niveau des prises suivantes est inférieur à celui de la prise considérée. Cette inversion se produit pour les débit élevés.

Les prises dont le comportement est du type 1, sont concentrées à l'entrée de la roue. Plus le col d'entrée est proche, plus le comportement de type 2 est prépondérant par rapport au comportement de type 1. Ainsi, le comportement de type 2 est présent pour toutes les prises de la première section du col d'entrée. Il persiste encore pour quelques prises de la deuxième section de ce col. Il est à noter une forte discontinuité pour ce comportement au niveau du coin intrados-ceinture pour les prises de la première section du col d'entrée.

La même analyse est effectuée au niveau de la sortie de la roue.

IC	II	IP	PI	PP	PE	EP	EE	EC	CE	CC	CI
18	17	16	18	19	20	27	28	29	20	19	18
21	20	19	21 **	22	23	30	31	32	23	22	21
	22			24						24	
	23										
26	25 *	24		25						25	
29 **	28 **	27 **									
32 ****	31 ****	30 ****									

Légende : Inversion du niveau par rapport à l'abscisse curviligne	
Pour les faibles débits	bleu
Pour les forts débits	vert
Pour la totalité des débits	noir
Phénomène très prononcé	****
Phénomène peu prononcé	*

Tableau 5.2 : Prises en sortie de roue, à comportement différent du comportement global

En ce qui concerne la sortie de la roue, un seul comportement différent du comportement global apparaît : il s'agit de l'inversion du niveau de la pression statique par rapport à l'abscisse curviligne. Pour les prises à l'intrados, plus les prises sont proches du rayon de sortie de la roue, plus le phénomène est prononcé. Initialement, ce comportement apparaît pour les forts débits.
Une seul prise, P21, présente un comportement inverse c'est-à-dire une inversion du niveau par rapport à l'abscisse curviligne mais pour les faibles débits. Il est à noter que ce comportement apparaît aussi en entrée de roue pour la prise C1.

Dans un deuxième temps, nous étudions les singularités locales des figures 1 à 12. Ainsi, nous avons remarqué que pour de nombreuses prises, la pression statique est maximale pour un débit relatif de 0,68. Pour préciser l'importance de ce débit, nous avons répertorié dans le

tableau suivant les prises dont la pression statique est singulière à ce débit ou à un débit voisin.

IC	II	IP	PI	PP	PE	EP	EE	EC	CE	CC	CI
						1 0,68	2 0,68	3 0,68			
				1		4 0,66	5	6		1	
						7 0,66	8 0,68	9			
				2 0,64			10 0,68			2	
3 0,68	2 0,68	1 0,68	3 0,68	4 0,68	5 0,68	11 0,68	12 0,68	13 0,68	5 0,68	4 0,68	3 0,68
6 0,68	5 0,68	4 0,68	6 0,68	7 0,68	8 0,68	14 0,68	15 0,68	16 0,68	8 0,66	7 0,68	6 0,68
9 0,68	8 0,68	7 0,68	9 0,68	10 0,68	11 0,66	17 0,68	18 0,68	19	11 0,64	10	9 0,68
	10 0,64			12 0,66			20 0,64			12	
	11 0,68			13 0,68			21			13	
	12 0,68			14 0,64			22 0,64			14 0,64	
							23				
15 0,66	14 0,68	13 0,64	15 0,68	16 0,68	17	24	25 0,64	26	17	16 0,68	15
18 0,66	17 0,68	16 0,64	18 0,68	19 0,66	20 0,64	27	28	29	20 0,64	19 0,68	18
21 0,66	20 0,68	19 0,68	21 0,68	22	23 0,64	30 0,64	31	32 0,64	23 0,64	22 0,68	21 0,64
	22 0,64			24						24 0,68	
	23 0,68										
26	25 0,66	24		25						25	
29	28	27									
32	31	30 0,64									

Légende	
Maximum global	0,68
Maximum local	0,68
Début de palier	0,68
Minimum global	0,68

Tableau 5.3 : Types de singularité de la pression statique pour le débit relatif de 0,68

Il est à noter que la prise 17 du plafond et la prise 29 de l'extrados sont défectueuses, c'est pourquoi aucun résultat n'est présenté pour ces prises. Cette remarque concerne l'analyse de l'ensemble des résultats expérimentaux.

Comme l'indique la légende, un code de 4 couleurs est utilisé pour préciser le type de singularité du débit correspondant à la prise. Dans les cases où ne figure aucune inscription, la courbe relative à la prise ne présente aucune singularité au voisinage du débit 0,68.

D'après notre recherche bibliographique sur la roue SHF présentée au chapitre 1, de nombreuses études ont montré que le débit de recirculation à l'entrée de cette roue est compris entre 0,65 et 0,69. En ce qui concerne notre installation, il doit être rappelé que la valeur du débit est une valeur par excès. Il apparaît clairement que le débit de 0,68 correspond à un changement de comportement dans la roue, étant donné que la majorité des prises présente une singularité à ce débit. De plus, il est clair que le col d'entrée est une zone totalement affectée par ce changement de comportement. En ce qui concerne le col de sortie, ceci persiste uniquement dans la région de l'intrados.

La méthode de visualisation basée sur le fil de laine a permis de confirmer que le débit de 0,68 correspond à l'apparition de la recirculation en entrée de roue, côté ceinture dans la conduite d'aspiration. Le tableau suivant résume les différents cas observés en fonction du débit relatif.

Débit relatif	Observations
0,97	Non
0,86	Non
0,75	Non
0,68	Oui, à proximité de l'entrée de la roue
0,59	Oui, à proximité de l'entrée de la roue
0,50	Oui, la recirculation atteint le microphone
0,39	Oui

Tableau 5.4 : résultats de la visualisation de la recirculation en entrée de roue (conduite d'aspiration)

Une autre singularité locale se présente au niveau du débit relatif 0,58 comme un minimum local. Avec la disposition des prises adoptée précédemment, nous avons signalé dans le tableau ci-dessous les prises pour lesquelles à ce débit correspond un minimum local

IC	II	IP	PI	PP	PE	EP	EE	EC	CE	CC	CI
						1 0,58 Ml	2	3			
				1		4	5	6		1	
						7	8	9			
				2 **0,58** **AD**			10			2	
3 **0,58** **AD**	2 **0,58** **AD**	1 **0,58** **AD**	3 **0,58** **AD**	4	5 **0,58** **AD**	11 **0,58** **AD**	12 0,58 ml	13 0,58 ml	5 0,58 ml	4 0,60 ml	3 0,60 ml
6 **0,58** **AD**	5 **0,58** **AD**	4 **0,58** **AD**	6 **0,58** **AD**	7 0,58 ml	8 0,58 ml	14 0,58 ml	15 0,58 ml	16	8 0,58 ml	7	6 0,58 ml
9 0,58 ml	8 0,58 ml	7 **0,58** **AD**	9 0,58 ml	10 0,58 ml	11 0,58 ml	17 0,58 ml	18 0,58 ml	19	11 0,58 ml	10	9 ***0,58*** ***AC***
	10 0,58 ml			12			20 0,58 ml			12	
	11			13			21			13	
	12			14 0,58 ml			22 ***0,58*** ***AC***			14 0,58 ml	
							23				
15	14	13 0,58 ml	15 0,58 ml	16 0,58 ml	17	24	25 ***0,58*** ***AC***	26	17	16 0,58 ml	15
18	17	16 0,58 ml	18	19	20 ***0,58*** ***AC***	27	28	29	20 0,58 ml	19	18
21	20	19	21 0,58 ml	22	23 0,58 ml	30 0,58 ml	31	32 ***0,58*** ***AC***	23 0,58 ml	22	21 0,58 ml
	22 0,58 ml			24						24	
	23										
26	25 0,58 ml	24		25						25	
29	28	27									
32 ***0,58*** ***AC***	31	30 ***0,58*** ***AC***									

Tableau 5.5 : Types de singularité de la pression statique pour le débit relatif de 0,58

Légende	
Minimum local	ml
Maximum local	Ml
Point anguleux dans la phase croissante	***AC***
Point anguleux dans la phase décroissante	**AD**

Il apparaît comme l'indique la légende, 4 types de singularités au niveau du débit relatif de 0,58:

- Un minimum local,
- Un maximum local,
- Un point anguleux dans la phase croissante de la pression statique lorsque le débit relatif décroît,
- Un point anguleux dans la phase décroissante de la pression statique lorsque le débit relatif décroît.

Pour la majorité des prises concernées, cette singularité est un minimum local. Pour le col d'entrée, il y a uniformité des résultats qui mettent en évidence 2 régions :

- Les prises de la première section intrados-plafond pour lesquelles la singularité est un point anguleux dans la phase décroissante de la pression statique,
- La majorité des prises restantes des 3 sections pour laquelle la singularité est un minimum local.

Pour les autres prises les résultats sont dispersés et aucune région particulière n'apparaît.

5.2 Interprétation des résultats vis à vis du début de cavitation

Il est à noter que les essais sont réalisés en air. Cependant les résultats de mesure de pression peuvent être utilisés pour étudier l'apparition de la cavitation et donner les tendances pour prédire les zones de développement de la cavitation. Ainsi, pour chaque débit nous avons retenu les premières prises dont les pressions sont les plus faibles. La figure 5.13 présente une synthèse de cette sélection et sur les 4 tableaux suivants, nous avons indiqué l'emplacement de ces différentes prises pour différentes plages de débit. Cette disposition permet de prévoir le déplacement de la zone critique vis-à-vis de la cavitation en fonction du débit relatif. Il apparaît donc que pour les débits très faibles la zone critique est le bord d'attaque de l'extrados côté plafond; pour des débits partiels plus grands, la zone critique s'étend à la totalité de ce bord d'attaque. Pour des débits proches du débit nominal, la ceinture en entrée de roue devient critique et pour les surdébits, le coin intrados-ceinture du col d'entrée devient critique.

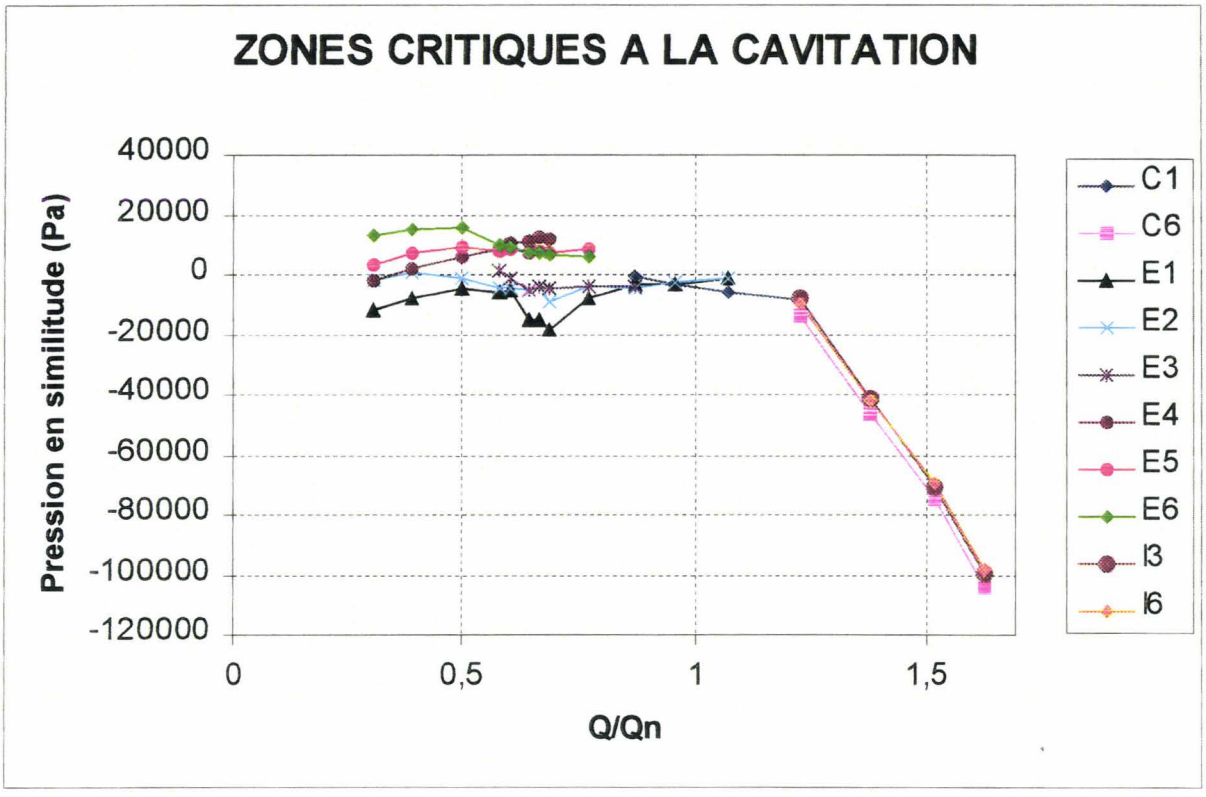


Figure 5.13 : Prises présentant une pression en similitude minimale

Les mesures de pression confirment plutôt bien les visualisations de cavitation durant les essais en eau de la roue SHF spécialement sur le banc d'essais à Hydroart [CAI89].

IC	II	IP	PI	PP	PE	EP	EE	EC	CE	CC	CI
$Q_r < 0,50$						1 ****	2 ****	3			
				1		4 ****	5 ****	6		1	
						7	8	9			
				2			10			2	
3	2	1	3	4	5	11	12	13	5	4	3
6	5	4	6	7	8	14	15	16	8	7	6

IC	II	IP	PI	PP	PE	EP	EE	EC	CE	CC	CI
$0,58 < Q_r < 0,77$						1 ****	2 ****	3 ****			
				1		4	5	6		1	
						7	8	9			
				2			10			2	
3	2	1	3	4	5	11	12	13	5	4	3
6	5	4	6	7	8	14	15	16	8	7	6

IC	II	IP	PI	PP	PE	EP	EE	EC	CE	CC	CI
$0,96 < Q_r < 1,07$						1 ****	2 ****	3			
				1		4	5	6		1 ****	
						7	8	9			
				2			10			2	
3	2	1	3	4	5	11	12	13	5	4	3
6	5	4	6	7	8	14	15	16	8	7	6

IC	II	IP	PI	PP	PE	EP	EE	EC	CE	CC	CI
$1,07 < Q_r$						1	2	3			
				1		4	5	6		1	
						7	8	9			
				2			10			2	
3 ****	2	1	3	4	5	11	12	13	5	4	3
6 ****	5	4	6	7	8	14	15	16	8	7	6 ****

5.3 Interprétation des résultats vis-à-vis du comportement de la couche limite

Comme il a été montré dans la recherche bibliographique, le développement de la couche limite est influencé par le gradient de pression, la courbure des lignes de courant et les effets de rotation c'est-à-dire la force centrifuge et la force de Coriolis.

Si nous appliquons dans le repère relatif, le théorème de Bernoulli sans pertes de charge entre l'entrée de la roue et une des prises du canal instrumenté, il vient, avec l'hypothèse d'un écoulement incompressible:

$$p - \rho\frac{U^2}{2} + \rho\frac{W^2}{2} = p_e - \rho\frac{U_e^{\,2}}{2} + \rho\frac{W_e^{\,2}}{2}$$

si nous appliquons dans le repère fixe, le théorème de Bernoulli sans pertes de charge entre la conduite d'aspiration et l'entrée de la roue, toujours avec l'hypothèse d'un écoulement incompressible, il vient:

$$p_c + \rho\frac{C_c^{\,2}}{2} = p_e + \rho\frac{C_e^{\,2}}{2}$$

avec l'hypothèse supplémentaire d'aucune prérotation en entrée de roue, qui se traduit par :

$$W_e^{\,2} = U_e^{\,2} + C_e^2$$

il vient :

$$p - \rho\frac{U^2}{2} + \rho\frac{W^2}{2} = p_c + \rho\frac{C_c^{\,2}}{2}$$

cette expression traduit simplement l'égalité de la pression totale et de la pression totale relative avec les hypothèses suivantes:

- Ecoulement incompressible,
- Ecoulement sans pertes de charge,
- Aucune prérotation en entrée.

Posons : $P^* = p - \rho\frac{U^2}{2} - p_c$

En introduisant P* dans l'expression précédente, il vient :

$$P^* + \rho\frac{W^2}{2} = \rho\frac{C_c^{\,2}}{2}$$

différencions cette expression par rapport à l'abscisse curviligne s, dans le cas d'un écoulement unidimensionnel :

$$\frac{dP^*}{ds} + \rho W \frac{dW}{ds} = 0$$

Cette égalité traduit que les gradients de P* et de W sont de signes opposés si W est positif. Dans le cas où le gradient de P* est positif, le gradient de W est donc négatif : l'écoulement ralentit dans l'espace relatif. Dans le cas d'un fort gradient de P*, il est immédiat que le ralentissement de l'écoulement qui en résulte peut se traduire par un décollement dans le cas d'un écoulement réel. L'analyse de la quantité P* apparaît donc comme un outil pratique pour prédire le décollement dans une roue. C'est pourquoi, nous présentons pour les différents points de fonctionnement étudiés, l'évolution de P* le long des lignes moyennes pour les 4 régions du canal instrumenté. Cependant il est nécessaire de rester prudent dans les conclusions étant données les hypothèses prises en compte.

Sur chacune des figures 5.14 à 5.17, nous présentons l'évolution le long d'une ligne moyenne, de la pression P* en fonction de l'abscisse curviligne de l'entrée à la sortie de chacune des régions, pour des débits relatifs variant de 0,39 à 1,63. Cette représentation globale permet ainsi de mettre en évidence l'évolution des gradients de P* en fonction du débit.

A ce stade de notre analyse des résultats expérimentaux de P*, il est intéressant de rappeler que, plus le débit relatif diminue, plus la charge fournie par la roue augmente. Cette augmentation de charge s'accompagne d'une augmentation d'incidence au bord d'attaque des profils. De même, plus l'incidence augmente, plus la tendance au décollement est élevée. Nous allons donc vérifier si cette tendance apparaît sur ces 4 figures.

Sur les figures 5.15 et 5.17, relatives respectivement à l'extrados et au plafond, il apparaît clairement que, plus le débit diminue, plus la pente moyenne des courbes augmente pour tendre vers une évolution pratiquement rectiligne lorsque les débits très partiels sont atteints. Donc la tendance au décollement est d'autant plus grande que le débit est faible.

En ce qui concerne la ceinture (figure 5.16), dès que le col d'entrée est atteint, toutes les courbes ont pratiquement une évolution parallèle de pente moyenne positive dans le canal inter-aubes. Donc, quel que soit le débit, l'écoulement a tendance à décoller en ceinture.

Quant à l'intrados, dès le bord d'attaque, les courbes sont pratiquement parallèles et la pente moyenne est positive. Cette pente est légèrement plus élevée pour les grands débits. Lorsque le col de sortie approche, le gradient de P* est d'autant plus fort que le débit est élevé. A la sortie de la roue, la tendance est totalement inverse c'est-à-dire que le gradient de P* devient négatif. Le point de changement de pente a pratiquement la même abscisse pour tous les débits soit à 70% du bord d'attaque, abscisse qui correspond à la sortie de la zone en recouvrement du canal inter-aubes. A noter qu'au débit relatif de 0,30, ce changement de pente apparaît à 89% du bord d'attaque.
Ce changement de pente est nettement moins prononcé pour la ceinture et l'extrados, et se produit à l'abscisse 0,85. Par contre pour l'extrados, le gradient en sortie de canal, est positif et d'autant plus élevé que le débit est lui-même élevé. Pour les débits inférieurs ou égal à 0,50, le gradient de P* est pratiquement nul en sortie de canal.

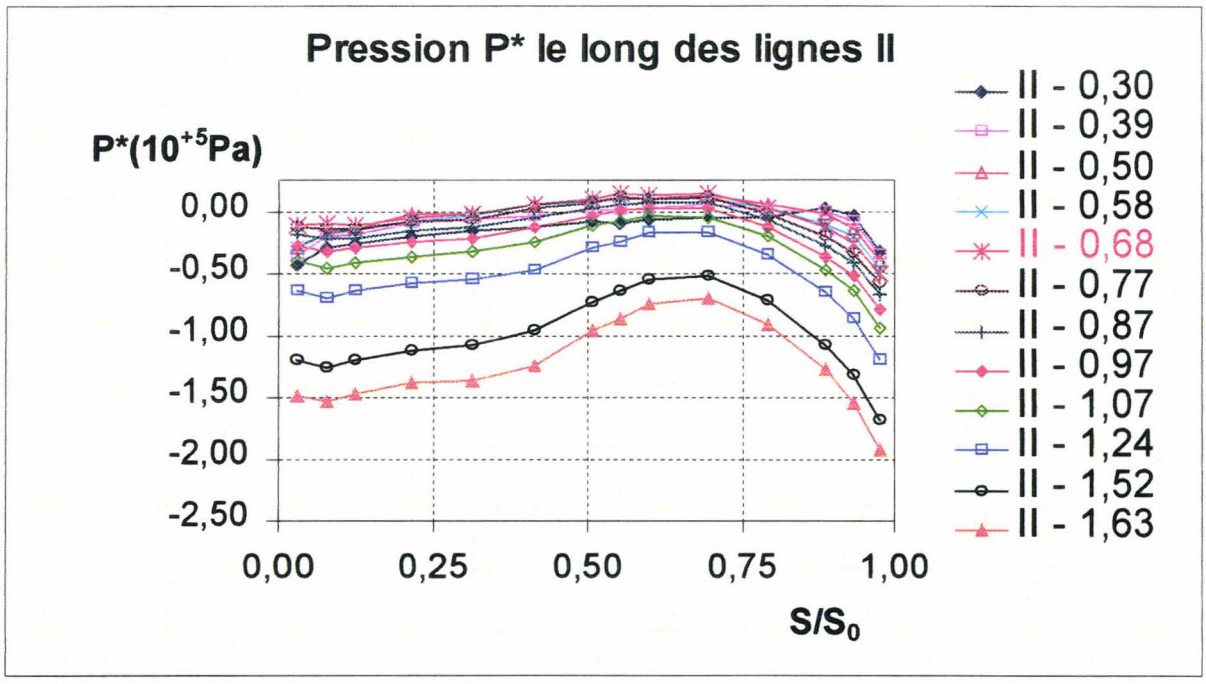


Figure 5.14 : Evolution de P* le long de la ligne moyenne de l'intrados

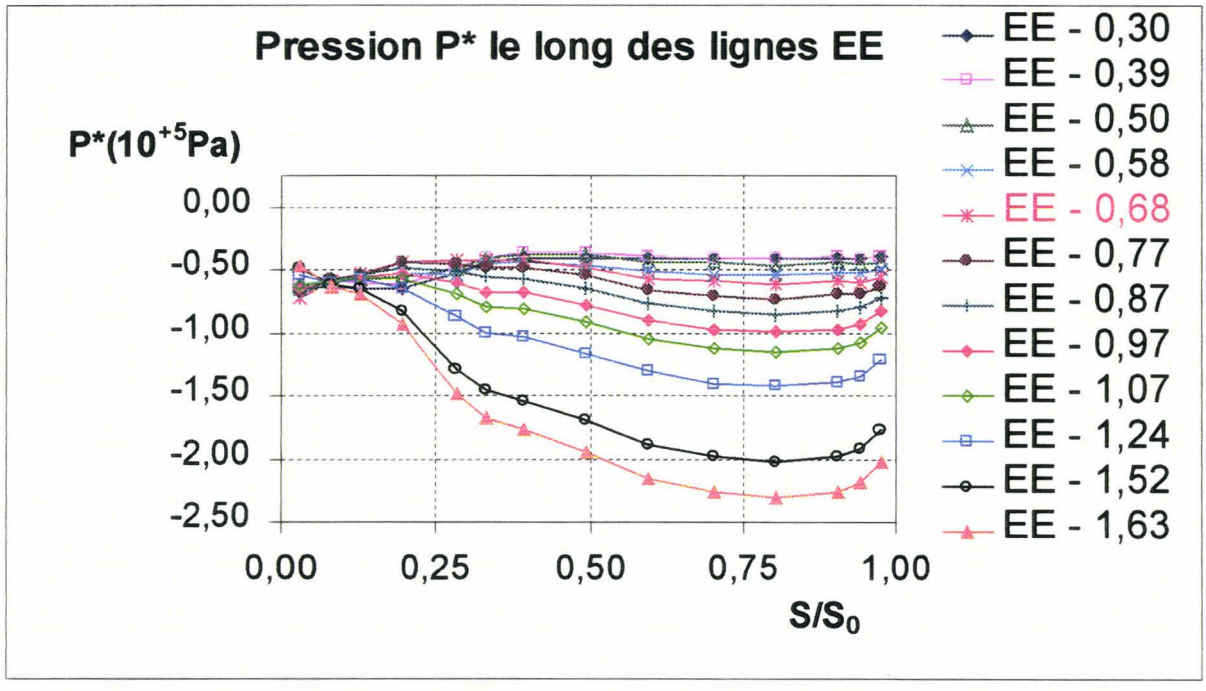


Figure 5.15 : Evolution de P* le long de la ligne moyenne de l'extrados

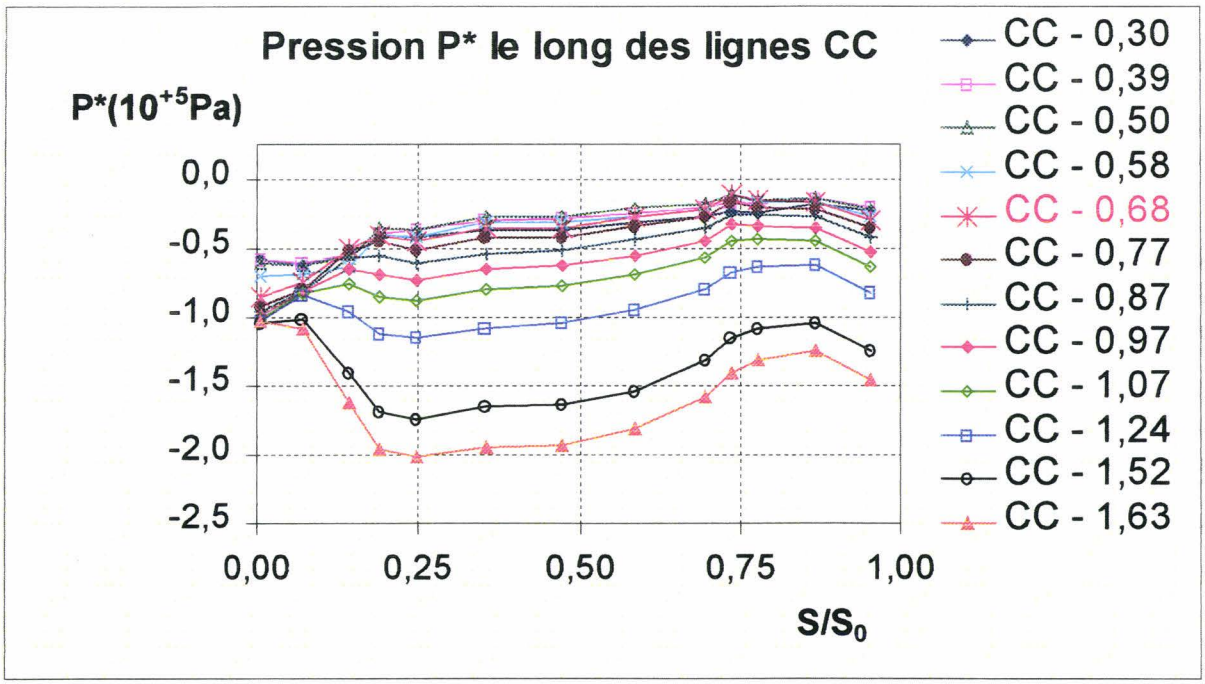


Figure 5.16 : Evolution de P* le long de la ligne moyenne de la ceinture

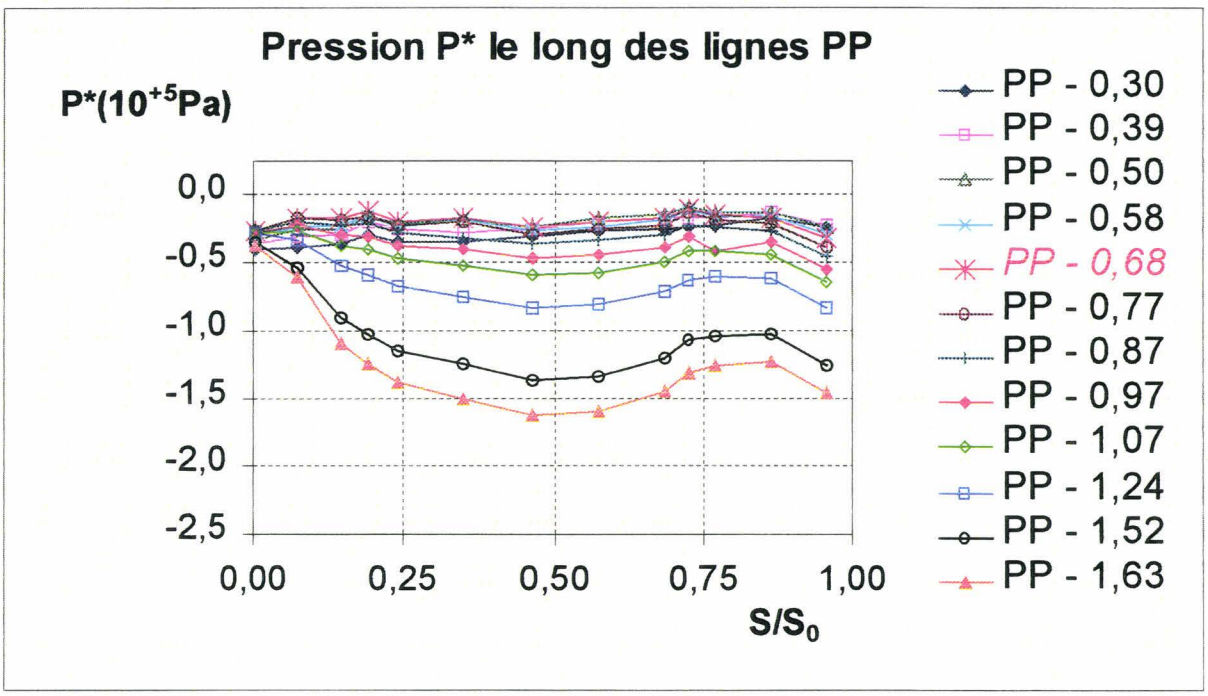


Figure 5.17 : Evolution de P* le long de la ligne moyenne du plafond

En ce qui concerne l'entrée de chacune des régions, l'évolution des différentes courbes est plus complexe. C'est pourquoi, différents grossissements présentés sur les figures 5.18 à 5.21, adaptés à chacune des régions, ont été effectués. De plus, quelques débits intermédiaires ont été incorporés pour quelques figures afin de préciser l'analyse.

Sur la figure 5.18 relative à l'entrée du canal inter-aubes sur l'intrados, le débit de 0,68, correspondant à l'apparition de la recirculation, apparaît effectivement comme un débit particulier. En effet, pour les débits supérieurs le gradient immédiatement en entrée de canal est négatif. Par contre, pour les débits inférieurs, le gradient est positif.
La valeur de ce gradient est d'autant plus grande que le débit est faible.

A l'extrados, figure 5.19, tous les gradients sont positifs immédiatement à l'entrée de la roue, pour les débits inférieurs à 1,24. Cette disposition est probablement liée à un effet d'incidence. Le débit de 0,68 est encore un débit particulier. En effet, le gradient est maximal pour ce débit. De plus il semble s'être produit un réarrangement de l'écoulement à l'entrée étant donné que pour les débits inférieurs à 0,58 le gradient devient négatif avant de redevenir positif. Cette phase de gradient négatif est en contradiction a priori avec l'effet d'incidence dû à la réduction du débit.

Sur la figure 5.21 relative au plafond en entrée de roue, tous les gradients sont positifs pour les débits inférieurs à 0,97. Le débit de 0,68 présente encore un maximum de gradient mais ce maximum est local; en effet, ce gradient décroît puis redevient maximal pour le débit de 0,50. Pour les débits inférieurs, le gradient décroît au fur et à mesure que le débit décroît.

En ce qui concerne la ceinture en entrée de roue, figure 5.20, le débit de 0,68 n'est plus un débit particulier. Pour les débits compris entre 1,52 et 0,58, les gradients immédiatement en entrée de roue sont positifs. De plus ce gradient s'annule pour un débit entre 0,50 et 0,58.

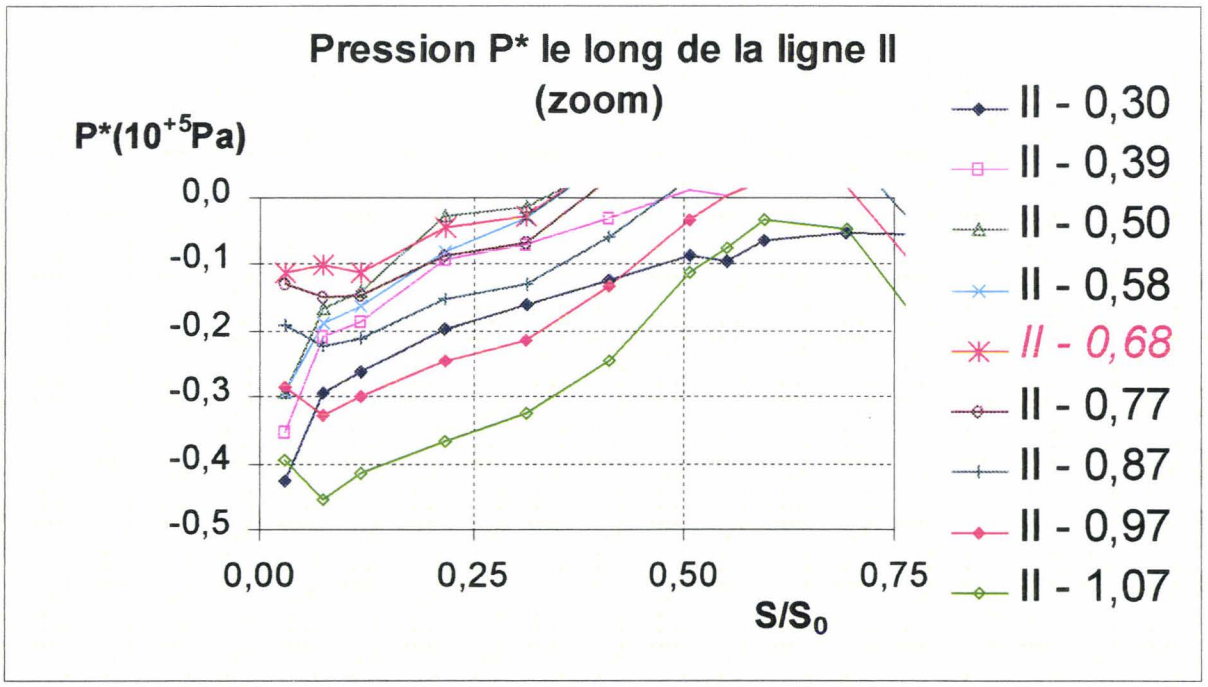


Figure 5.18 : Evolution de P* le long de la ligne moyenne de l'intrados en entrée de roue

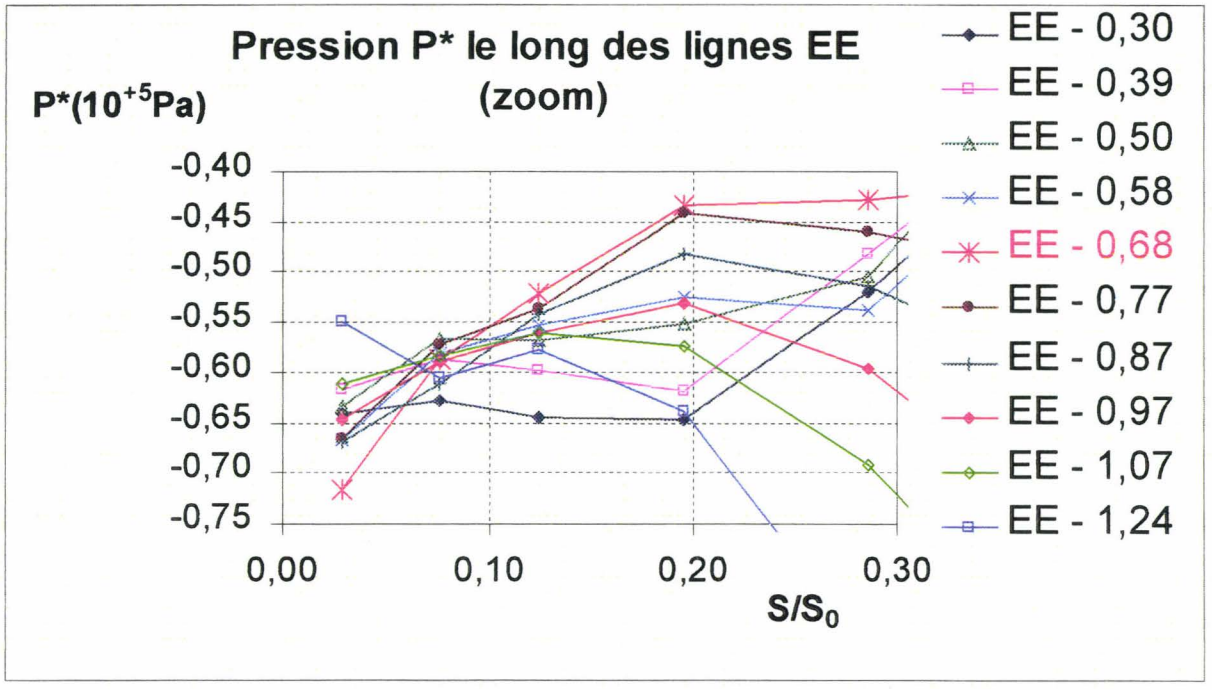


Figure 5.19 : Evolution de P* le long de la ligne moyenne de l'extrados dans le col d'entrée

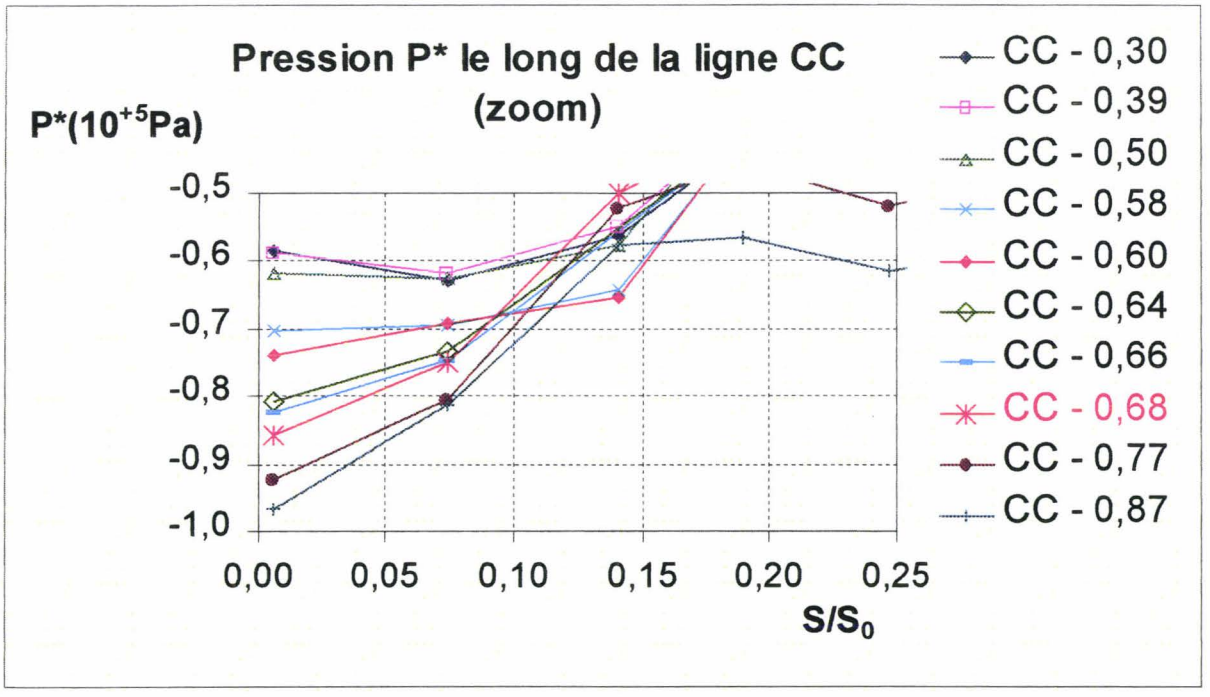


Figure 5.20 : Evolution de P* le long de la ligne moyenne de la ceinture en entrée de roue

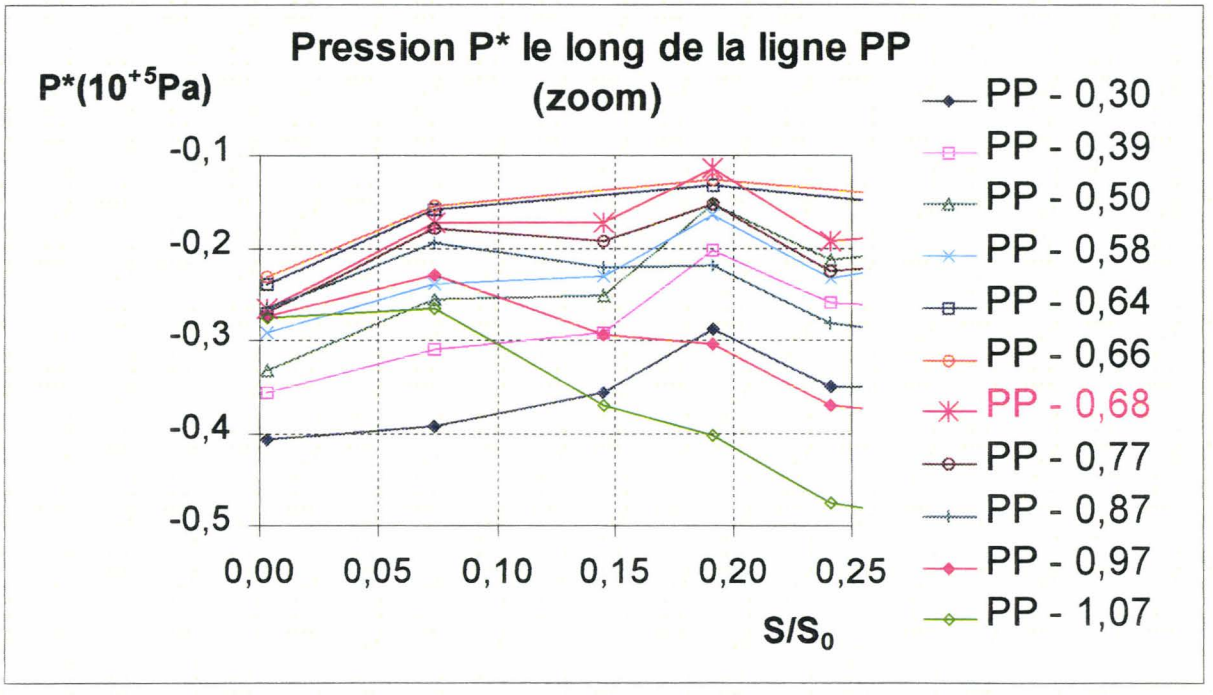


Figure 5.21 : Evolution de P* le long de la ligne moyenne du plafond en entrée de roue

Conclusion

A partir de l'analyse des pressions pariétales moyennes du canal instrumenté de la roue SHF à 2500 tr/min, nous avons mis en évidence les éléments suivants :

- Le débit relatif critique de recirculation en entrée de roue, proche de 0,68,
- Les zones où la probabilité de détecter les premières figures de cavitation est la plus grande,
- Les zones critiques vis-à-vis du comportement de la couche limite.

En ce qui concerne le premier point, la technique habituelle de visualisation à partir du fil de laine a permis de déceler l'apparition de la recirculation au débit relatif de 0,68. Il est à préciser que ce débit est une valeur par excès. Ce résultat est corrélé avec une pression statique maximale à ce débit, au niveau des prises situées sur les 3 premières sections du col d'entrée. Cette caractéristique est valable pratiquement pour l'ensemble des prises situées sur l'intrados. Les résultats pour les autres prises sont trop dispersés pour en déduire de façon certaine le débit de recirculation en sortie de roue.

Pour ce qui est de la cavitation les zones critiques mises en évidence sont les suivantes:

- Le bord d'attaque de l'extrados côté plafond pour les très faibles débits,
- La totalité du bord d'attaque extrados pour les débits partiels plus grands,
- La ceinture en entrée de roue pour des débits aux abords du débit nominal,
- Le coin intrados ceinture du col d'entrée pour les surdébits.

Ces zones sont confirmées par les essais en eau de la roue SHF.

Les zones critiques vis-à-vis du comportement de la couche limite sont corrélées au gradient positif de l'évolution de P* en fonction de l'abscisse curviligne. Bien que ce critère ne soit pas d'une précision extrême par le fait que les pertes de charge et la prérotation en entrée de roue soient négligées, la tendance des zones décollées en fonction du point de fonctionnement est néanmoins mise en évidence. Ainsi plus le débit décroît, plus l'étendue de la zone décollée est importante pour l'extrados, la ceinture et le plafond.

L'étape suivante est de corréler ces résultats par l'analyse des fluctuations de pression mesurées au niveau des même prises pour les mêmes points de fonctionnement.

CHAPITRE 6

ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

NOMENCLATURE DU CHAPITRE 6

$\bar{c}$	célérité moyenne du son (m/s)
f	fréquence (Hz)
g	accélération de la pesanteur (m/s^2)
j	$j^2 = -1$
t	pas de la grille d'aubes (m)
A	aire (m^2)
[C]	matrice de transfert d'une conduite
[D]	matrice de transfert d'un diaphragme
H	fonction de transfert
L	longueur de la conduite (m)
$\tilde{P}$	pression fluctuante (Pa)
[P]	matrice de passage de la conduite à un canal de roue
$\tilde{Q}$	débit volume fluctuant (m^3/s)
Rot	nombre de Gottchalk
[R]	matrice de transfert d'un réservoir
S	aire (m^2)
V_R	volume d'un réservoir (m^3)
W	vitesse relative du fluide (m/s)
Z	impédance ($kg/m^4/s$)

Symboles grecs

ω	vitesse angulaire de rotation (rad/s)
$\bar{\rho}$	masse volumique moyenne (kg/m^3)
ξ	coefficient de perte de charge singulière
$\vec{\Omega}$	vecteur taux de rotation (rad/s)

Indices

0	caractéristique
1	entrée
2	sortie
c	conduite
m	microphone
n	nominal
r	canal de roue, rotation
s	scanner
R	repère fixe

CHAPITRE 6 : ANALYSE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

Introduction

L'analyse des fluctuations de pression mesurées par le microphone et le scanner au niveau des différentes prises du canal instrumenté a déjà fait l'objet de 2 publications [CAI98]$_1$, [CAI98]$_2$. Cette analyse a montré que les fréquences propres du système interviennent pour certains points de fonctionnement. C'est pourquoi dans un premier temps, nous identifions ces fréquences expérimentalement. Une modélisation unidimensionnelle basée sur le formalisme des matrices de transfert permet de confirmer ces résultats expérimentaux. Dans un deuxième temps, nous analysons les spectres mesurés au niveau du scanner et du microphone. A ce sujet, nous rappelons que les spectres des prises de pression présentés dans ce chapitre, sont des autospectres reconstitués à partir de l'algorithme décrit au chapitre 4. Dans le cadre de ce mémoire, seules les acquisitions réalisées à 2500 tr/min sont présentées.

6.1 Modes hydroacoustiques

L'analyse fréquentielle des fluctuations de pression fait apparaître des fréquences qui ne sont pas liées à la fréquence de rotation, à ses harmoniques ou à ses sous-multiples. Ces fréquences discrètes, qui sont 53 Hz, 121 Hz, 190 Hz et 260 Hz, sont toujours présentes au niveau des spectres du microphone et du scanner, pour des débits relatifs supérieurs à 0,39 et inférieurs à 0,97. Nous allons identifier ces fréquences comme étant des fréquences propres du système pompe-circuit.

6.1.1 Détermination expérimentale

La figure 6.1 présente la procédure pour déterminer expérimentalement les modes hydroacoustiques de l'installation d'essais. L'instrumentation utilisée à cette fin est la suivante :

1. Une source sonore Bruel & Kjaer type 4224 placée en vis-à-vis du diaphragme de contrôle du débit,
2. Un capteur miniature de pression ENDEVCO type 8515C-15 placé :
   - ♦ soit sur la périphérie des diaphragmes pour des diamètres inférieurs à 100 mm, pour ne pas obturer le passage,
   - ♦ soit au centre de l'orifice de passage pour des diaphragmes de diamètre supérieur à 100 mm, pour rester proche du centre de la source sonore,
3. Le microphone installé à 90 mm de l'entrée de la roue.

Comme l'objectif de cette étude est de déterminer des modes dont l'origine est uniquement liée aux interactions machine-circuit, toute source d'excitation autre que la source sonore doit être éliminée. C'est pourquoi la procédure expérimentale est effectuée roue à l'arrêt. Celle-ci

consiste à générer un bruit blanc et à mesurer la fonction de transfert entre le microphone et le capteur miniature. Les paramètres d'acquisition sont les suivants :

- Bande passante [0, 400 Hz],
- Bruit blanc jusqu'à 500 Hz,
- Fonction de transfert calculée avec l'estimateur H_1 qui minimise la contribution du bruit de mesure du signal d'entrée, provenant du signal du capteur ENDEVCO,
- Fonction de transfert de pas fréquentiel 0,24 Hz et moyennée 30 fois.

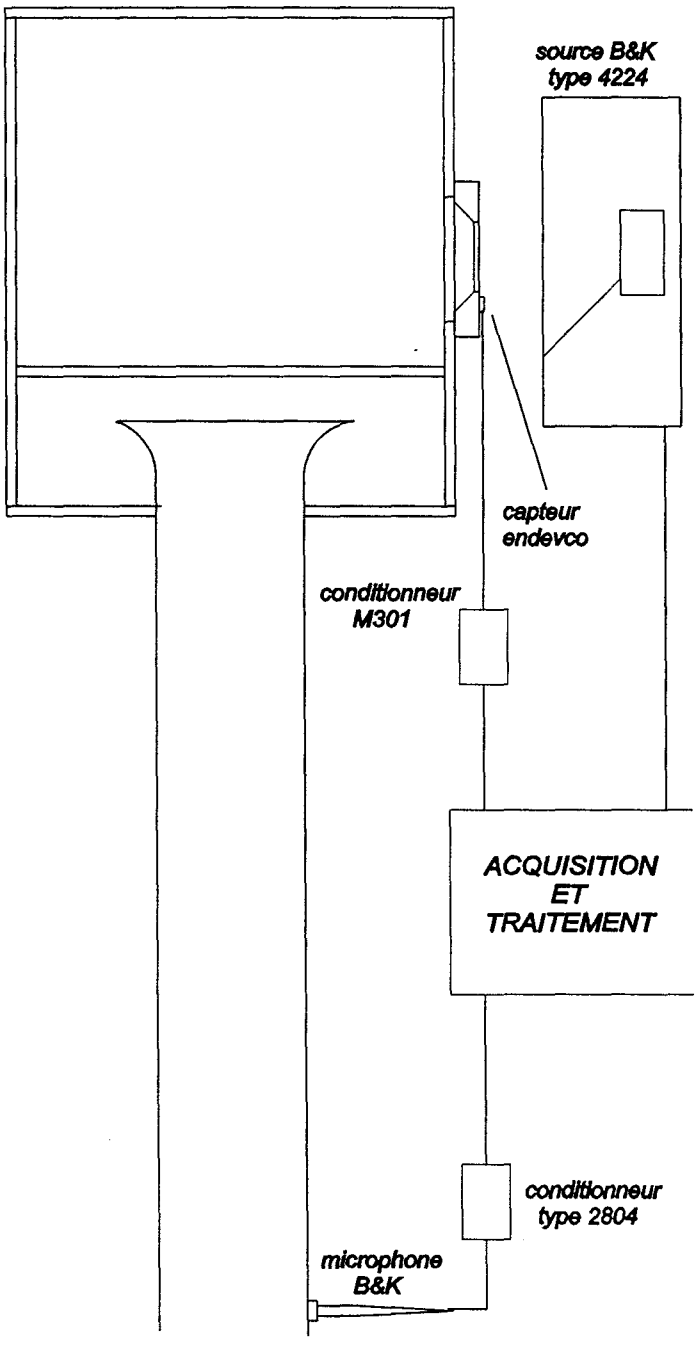


Figure 6.1 : Détermination des fréquences propres du système

La figure 6.2 montre les fréquences des modes hydroacoustiques obtenus à partir de cette procédure expérimentale pour les diaphragmes utilisés lors de l'acquisition de la base de données. Il est à noter que les fonctions de transfert sont différentes suivant les diaphragmes uniquement au niveau de l'amplitude, mais les écarts restent faibles : le diamètre des diaphragmes intervient donc au niveau de l'amplitude de la résonance sans modifier les fréquences caractéristiques. Etant donné que la réponse de la source sonore à une excitation par bruit blanc est satisfaisante à partir de 20 Hz, le spectre fréquentiel présenté est tronqué à cette fréquence. Les fréquences de résonance observées sont proches des fréquences particulières présentes sur les spectres du microphone et du scanner lorsque la roue est en rotation.

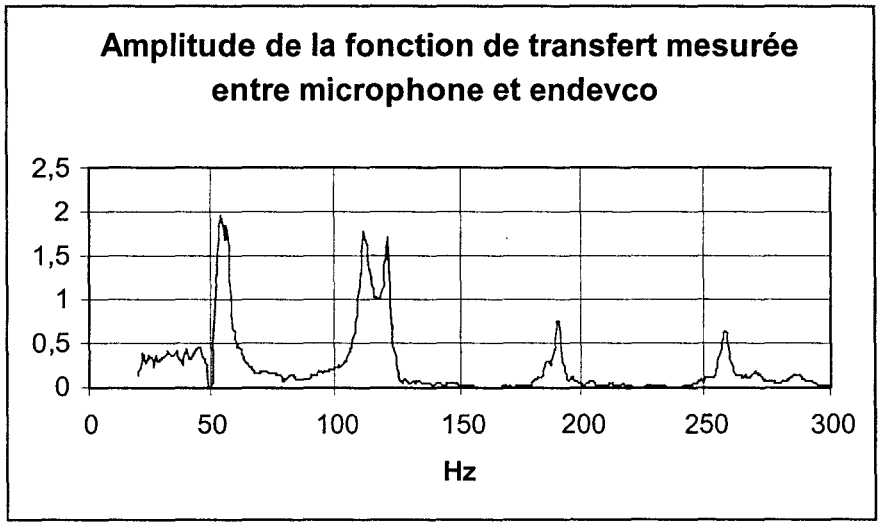


Figure 6.2 : Fonction de transfert expérimentale entre le microphone et le capteur ENDEVCO (diaphragme de diamètre 180 mm)

6.1.2 Détermination théorique

Une modélisation unidimensionnelle basée sur le formalisme des matrices de transfert permet aussi la détermination des modes hydroacoustiques du banc d'essais. Chaque élément de l'installation est représenté par une matrice élémentaire carrée d'ordre 2 qui relie les grandeurs spectrales de pression et de débit relatives à son entrée et à sa sortie. Ainsi, le banc d'essais est modélisé par le schéma suivant :

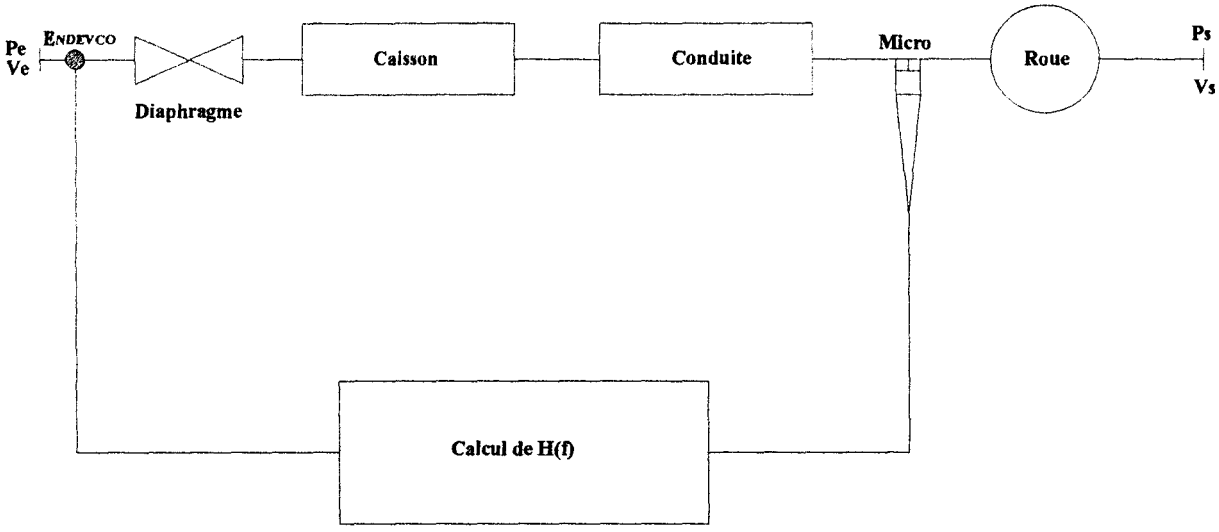


Figure 6.3 Détermination théorique des fréquences propres du système

La matrice de transfert relative à chaque élément **[DES86]** s'exprime de la manière suivante :

- Diaphragme, de matrice [D] :

$$\begin{pmatrix} \tilde{P}_s \\ \tilde{Q}_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \bar{\rho}\,\bar{Q}\,\xi\left(\dfrac{1}{A_1^2} - \dfrac{1}{A_2^2}\right) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{P}_e \\ \tilde{Q}_e \end{pmatrix}$$

- Réservoir de matrice [R] :

$$\begin{pmatrix} \tilde{P}_s \\ \tilde{Q}_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \dfrac{j\omega V_R}{\bar{\rho}\,\bar{c}^2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{P}_e \\ \tilde{Q}_e \end{pmatrix}$$

- Conduite d'aspiration de matrice [C] :

$$\begin{pmatrix} \tilde{P}_s \\ \tilde{Q}_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\left(\dfrac{\omega}{\bar{c}} L_c\right) & -j\bar{\rho}gZ_{0,c}\, sin\left(\dfrac{\omega}{\bar{c}} L_c\right) \\ -\dfrac{j}{\bar{\rho}gZ_{0,c}}\, sin\left(\dfrac{\omega}{\bar{c}} L_c\right) & cos\left(\dfrac{\omega}{\bar{c}} L_c\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{P}_e \\ \tilde{Q}_e \end{pmatrix}$$

avec $Z_{0,c}$, l'impédance caractéristique ou itérative de la conduite :

$$Z_{0,c} = \frac{\overline{\rho}\overline{c}}{S_c}$$

- Canal de la roue, de matrice $[C_r]$ assimilé à une conduite rectiligne de longueur L_r et de section droite d'aire S_r :

$$\begin{pmatrix} \tilde{P}_s \\ \tilde{Q}_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\left(\frac{\omega}{\overline{c}}L_r\right) & -j\overline{\rho}gZ_{0,r}\,sin\left(\frac{\omega}{\overline{c}}L_r\right) \\ -\frac{j}{\overline{\rho}gZ_{0,r}}sin\left(\frac{\omega}{\overline{c}}L_r\right) & cos\left(\frac{\omega}{\overline{c}}L_r\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{P}_e \\ \tilde{Q}_e \end{pmatrix}$$

avec $Z_{0,r}$, l'impédance caractéristique d'un canal de roue :

$$Z_{0,r} = \frac{\overline{\rho}\overline{c}}{S_r}$$

- Passage de la conduite à un canal de roue, de matrice [P] :

$$\begin{pmatrix} \tilde{P}_s \\ \tilde{Q}_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{Z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{P}_e \\ \tilde{Q}_e \end{pmatrix}$$

Les spectres de pression et de débit entre l'entrée du caisson et la sortie d'un canal sont reliés simplement par une multiplication des matrices des différents éléments les reliant, soit :

$$\begin{pmatrix} \tilde{P}_s \\ \tilde{Q}_s \end{pmatrix} = [C_r][P][C][R][D] \begin{pmatrix} \tilde{P}_e \\ \tilde{Q}_e \end{pmatrix}$$

Cette relation matricielle est complétée par la condition aux limites pour laquelle la sortie de canal de la roue est un nœud de pression, soit :

$$\tilde{P}_s = 0$$

Ces 2 relations linéaires comportent 3 inconnues qui sont $\tilde{P}_s$, $\tilde{Q}_e, \tilde{Q}_s$.

Nous en déduisons donc le spectre du débit en entrée du caisson associé au spectre de la source sonore $\tilde{P}_e$.

A partir des conditions d'entrée, les spectres de pression et de débit sont calculés au niveau du point de mesure du microphone par une multiplication matricielle, qui s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \tilde{P}_m \\ \tilde{Q}_m \end{pmatrix} = [C][R][D] \begin{pmatrix} \tilde{P}_e \\ \tilde{Q}_e \end{pmatrix}$$

La fonction de transfert entre le point de mesure du microphone et l'entrée du caisson est alors :

$$H(f) = \frac{\tilde{P}_m}{\tilde{P}_e}$$

La figure 6.4 présente une comparaison entre les fonctions de transfert calculée et mesurée. Le glissement entre les fréquences de résonance calculée et mesurée est d'autant plus important que la fréquence est élevée. Ceci est probablement lié au caractère unidimensionnel de la modélisation. Cette méthode fournit une bonne prédiction et le lecteur intéressé par l'utilisation des matrices de transfert pourra consulter les travaux de Charley [CHA93], Haouas, [HAO95], Dourneau [DOU95]. Les travaux de Charley prennent en compte l'interaction fluide structure à l'aide de matrices d'ordre 4.

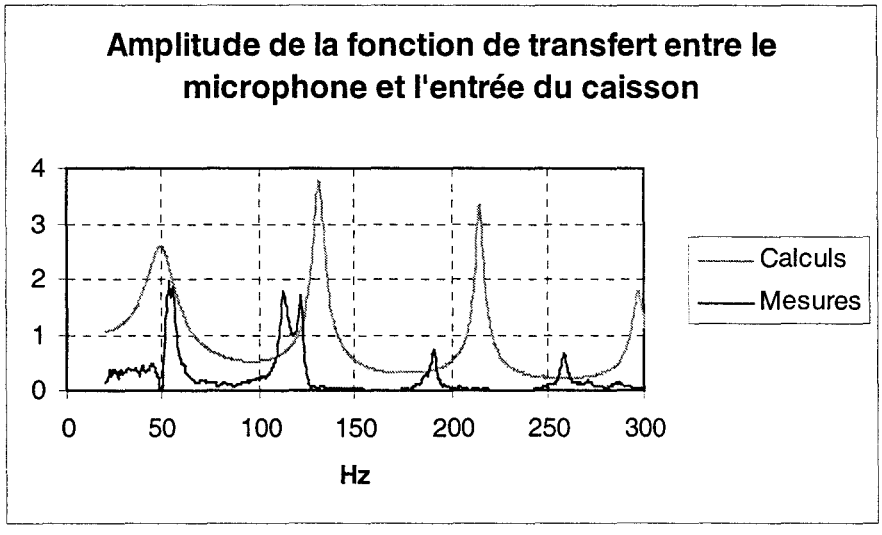


Figure 6.4 : Comparaison entre les fonctions de transfert calculée et mesurée

6.2 Evolution des fluctuations de pression en fonction du débit

L'analyse de l'évolution de la distribution des fluctuations de pression en fonction du point de fonctionnement est basée sur 5 débits relatifs à 2500 tr/min : 1,24, 0,97, 0,86, 0,68, 0,39. Pour chaque point de fonctionnement les résultats sont présentés de la façon suivante :

- Pour l'intrados et l'extrados, chaque ligne de points de mesure est présentée sur une planche,
- Pour la ceinture et le plafond, la ligne moyenne est présentée sur une planche et les lignes adjacentes sur une autre planche.

Sur chaque planche, une figure centrale permet de repérer l'emplacement des prises étudiées par leur numéro respectif. Les fluctuations des différentes prises sont caractérisées par les valeurs RMS des autospectres exprimés en dB, avec une pression de référence de 20 μPa, sur la gamme de fréquences 0 - 300 Hz.

6.2.1 Etude des fluctuations de pression au débit relatif de 1,24

Sur les planches 1 à 10 (annexe 1), sont présentées les fluctuations au niveau des prises pour le débit relatif de 1,24. La caractéristique essentielle qui en ressort est l'émergence des spectres de la fréquence de rotation et ses harmoniques.
En ce qui concerne l'intrados, les raies à la fréquence de rotation et ses harmoniques présentent une base élargie pour les prises situées de l'entrée de la roue jusqu'à la première section du col de sortie; ensuite, pour les prises suivantes les raies sont fines. Le niveau moyen de l'ensemble des spectres reste voisin de 85 dB.
Pour les prises situées sur l'extrados, les mêmes caractéristiques des spectres sont observées Cependant pour les prises des sections 2 et 3 du bord d'attaque (E4, E5, E6,E7,E8,E9), le niveau moyen des spectres décroît et les niveaux à la fréquence de rotation et ses harmoniques sont moins élevés que pour les autres prises.
Pour les prises de la ceinture, les mêmes caractéristiques que celles des prises de l'intrados sont observées : à partir des prises des sections de sortie du canal, les raies s'affinent. Cependant, en entrée de roue les niveaux moyens des spectres sont plus élevées : le spectre à la fréquence de rotation de la prise C3, coin ceinture-extrados, présente une émergence qui dépasse 120 dB. Cette particularité ne se retrouve pas sur la prise homologue de l'extrados.
Pour le plafond, les caractéristiques sont encore les mêmes que celles de l'intrados. La prise qui se distingue en entrée de roue, est la prise P1 : le niveau des raies et le niveau moyen sont plus faibles que ceux des spectres des prises suivantes.

6.2.2 Etude des fluctuations de pression aux débits relatif de 0,97 et de 0,86

Sur les planches 11 à 20 (annexe 2), sont présentées les fluctuations au niveau des prises pour le débit relatif de 0,97. La caractéristique essentielle est encore l'émergence de la fréquence de rotation et de ses harmoniques. Cependant, si pour le débit précédent les 6 premières raies relatives à la fréquence de rotation émergent sur la gamme 0-300 Hz, ici les harmoniques d'ordre 4, 5, 6 ne sont pas toujours visibles. De plus, quelques modes propres commencent à émerger des spectres tel le mode à 190 Hz.
Pour l'intrados, les spectres des prises des 3 sections du col d'entrée évoluent peu, excepté l'apparition du mode propre à 190 Hz. Pour les prises suivantes, le niveau moyen augmente d'autant plus que la fréquence est élevée, de plus, plus les prises sont proches du bord de fuite plus le niveau moyen du spectre augmente. Ceci explique probablement le fait que les harmoniques d'ordre élevé de la fréquence de rotation n'émergent plus. Le niveau moyen est de l'ordre de 95 dB, pour atteindre pour certaines prises 100 dB vers les hautes fréquences.

Pour l'extrados, les modes propres à 190 Hz et 53 Hz apparaissent au niveau du bord d'attaque. L'augmentation du niveau moyen du spectre est moins prononcé que pour l'intrados, et n'apparaît qu'à partir de la prise E21. De plus l'augmentation est uniforme sur toute la gamme du spectre.

Pour la ceinture, le mode propre à 190 Hz, apparaît encore pour les premières prises. Le niveau moyen des spectres est nettement plus élevé à partir de la prise C13. Comme pour l'intrados, les hautes fréquences se distinguent des basses fréquences pour un même spectre, par un niveau moyen plus élevé.
Ces remarques restent valables pour le plafond.

Pour le débit relatif de 0,86, dont les résultats sont présentés sur les planches 21 à 30 (annexe 3), très peu d'écart apparaissent entre les spectres et ceux du débit précédent. Cependant, pour les premières prises de chaque région, notamment pour l'extrados, les niveaux à la fréquence de rotation diminuent.

6.2.3 Etude des fluctuations de pression au débit relatif de 0,68

Pour le débit relatif de 0,68, dont les résultats sont présentés sur les planches 31 à 40 (annexe 4), le niveau moyen des spectres a encore augmenté, et le niveau à la fréquence de rotation a encore diminué. Seule la fréquence de rotation émerge du spectre, contrairement à ses harmoniques. Sur les premières prises de chaque région, les modes propres de 53 Hz, 120 Hz, 190 Hz et 260 Hz apparaissent très nettement. Le mode propre de 190 Hz reste cependant le plus énergétique et c'est à cette fréquence que les spectres ont leur maximum global lorsque celui-ci émerge.
Pour l'intrados le mode propre de 190 Hz apparaît seulement au niveau des 3 sections du col d'entrée.
Pour l'extrados, le mode propre de 190 Hz apparaît sur les spectres des prises situées jusqu'au col d'entrée, et c'est à cette fréquence que le niveau des spectres est maximal. La fréquence de rotation émerge pour tous les spectres des prises de la ligne moyenne, excepté les prises E22 et E25 situées dans le canal inter aubes. Par contre, pour les prises des lignes adjacentes, elle n'émerge plus dans le col de sortie.
Pour la ceinture, excepté pour la prise C2 pour laquelle le niveau à la fréquence de rotation reste proche de 120 dB, tous les spectres présentent à cette fréquence, une diminution de niveau qui peut atteindre le niveau moyen comme pour la prise C14 ou C19. Le niveau moyen de l'ordre de 95 dB pour le débit précédent a atteint une valeur de l'ordre de 100 dB.
Pour le plafond, les mêmes tendances que celles de la ceinture sont observées.

6.2.4 Etude des fluctuations de pression au débit relatif de 0,39

Les fluctuations de pression pour le débit relatif de 0,39 sont présentées sur les planches 41 à 50 (annexe 5). Pour l'intrados, la fréquence subsynchrone de 25,9 Hz émerge significativement sur la majorité des spectres. Son niveau peut atteindre pratiquement 120 dB pour I1, I2,et I5. Cependant plus les prises sont proches de la sortie de la roue plus le niveau décroît pour finalement atteindre le niveau moyen des spectres des prises situées en sortie de

roue. Cette émergence est accompagnée d'une augmentation très nette des spectres pour les basses fréquences notamment pour les prises du col d'entrée. La valeur moyenne du spectre varie entre 105 et 110 dB. Malgré cette augmentation par rapport au débit précédent, les niveaux pour les hautes fréquences peuvent être inférieurs à ceux relatifs au débit précédent, notamment pour les prises de la ligne médiane comme I11, I17, I28. Seule le mode propre de 190 Hz émerge de quelque spectres uniquement dans le col d'entrée.

Comme pour l'intrados, les spectres en entrée de roue de l'extrados révèlent une émergence très nette à la fréquence subsynchrone de 25,9 Hz. Le niveau est très proche de 120 dB et atteint même 124 dB pour la prise E1. Le niveau des spectres des prises situées entre le bord d'attaque et la troisième section du col d'entrée est nettement plus élevé pour les fréquences inférieures au mode propre de 190 Hz, en comparaison avec les spectres du débit précédent. Il est à noter cependant que cette remarque ne s'applique pas à la prise E1. En effet le niveau du spectre de celle-ci a déjà augmenté fortement dans la bande de fréquence considérée lors du débit précédent, c'est pourquoi l'écart n'est plus aussi significatif. Pour les prises situées dans le col de sortie, les spectres sont très uniformes, la valeur moyenne est située entre 100 et 105 dB, et une émergence à la fréquence de rotation est à noter pour quelques prises comme E28 et E31. Les spectres des prises situées de l'entrée de roue jusqu'au milieu du canal présentent une émergence au mode propre de 190 Hz.

Pour la ceinture, l'émergence à la fréquence subsynchrone de 25,9 Hz est présente pour toutes les prises excepté pour les spectres des prises C24 et C25 situées très près de la sortie de la roue. Comme pour les prises de l'extrados situées entre le bord d'attaque et la troisième section du col d'entrée, les spectres des prises en entrée de roue et dans le col d'entrée présentent une décroissance jusqu'au mode propre de 190 Hz. Cependant l'écart avec les spectres du débit précédent est moins significatif. Dans le col de sortie et à la sortie de la roue, le spectre présente un niveau pratiquement uniforme de valeur moyenne située entre 100 et 105 dB. Au mode propre de 190 Hz apparaît une émergence pour les spectres des prises situées entre l'entrée de la roue et avant le col de sortie.

Pour le plafond, l'ensemble des remarques relatives à la ceinture reste applicable; cependant, il est à noter que les niveaux des spectres pour les fréquences au-delà du mode propre de 190 Hz sont plus faibles que ceux des spectres relatifs au débit précédent.

6.2.5 Etude des fluctuations de pression dans une section droite

A titre indicatif, nous avons superposé les autospectres reconstitués des fluctuations de pression issues des prises placées sur la ligne moyenne des 4 régions et d'une même section. Cette superposition est effectuée pour 2 sections du col d'entrée et 2 sections du col de sortie, et pour 2 débits extrêmes. Ces superpositions représentées sur les figures 6.5 à 6.12, sont remarquables dans le sens où le niveau RMS des fluctuations de pression apparaît bien comme sensiblement uniforme dans chaque "section droite", sachant par ailleurs que ces mesures ne sont pas effectuées simultanément. Par conséquent, la distribution des fluctuations de pression est pratiquement plane. Cette caractéristique rend difficile l'interprétation des acquisitions. En effet, si les écoulements secondaires créent une perturbation locale sur une des régions, ces effets se répercutent dans toute la section droite, tout en se propageant dans le canal inter-aubes.

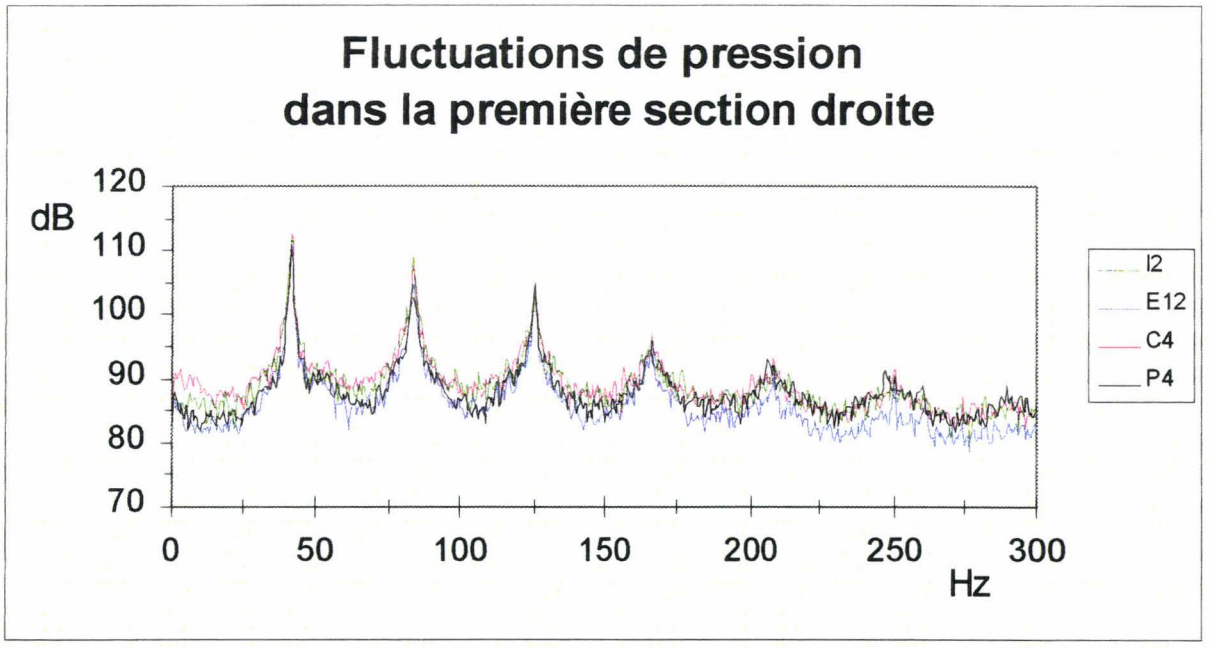


Figure 6.5 : Fluctuations de pression dans la première section du col d'entrée pour le débit relatif de 1,24

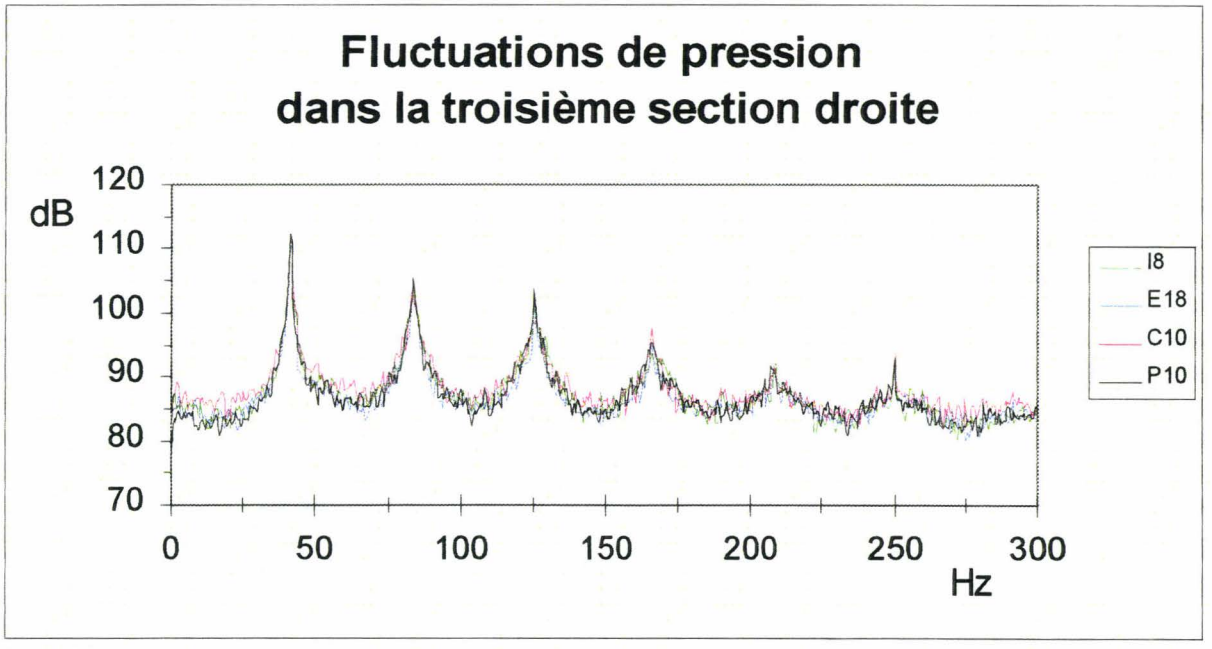


Figure 6.6 : Fluctuations de pression dans la troisième section du col d'entrée pour le débit relatif de 1,24

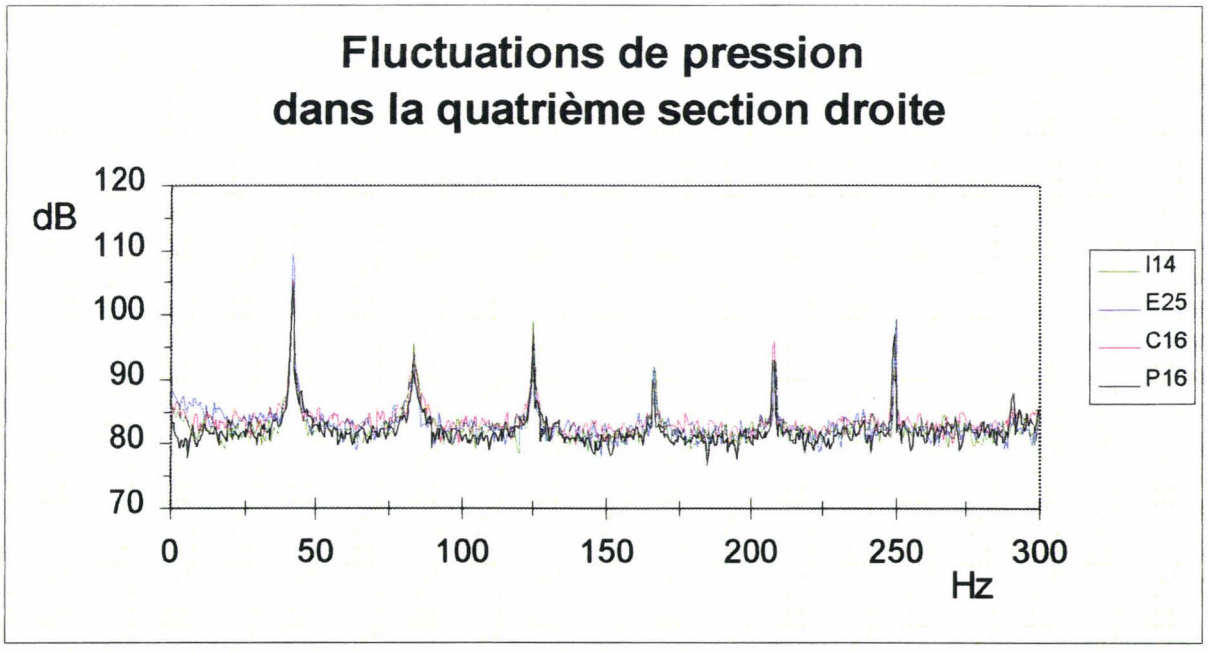


Figure 6.7 : Fluctuations de pression dans la quatrième section du col de sortie pour le débit relatif de 1,24

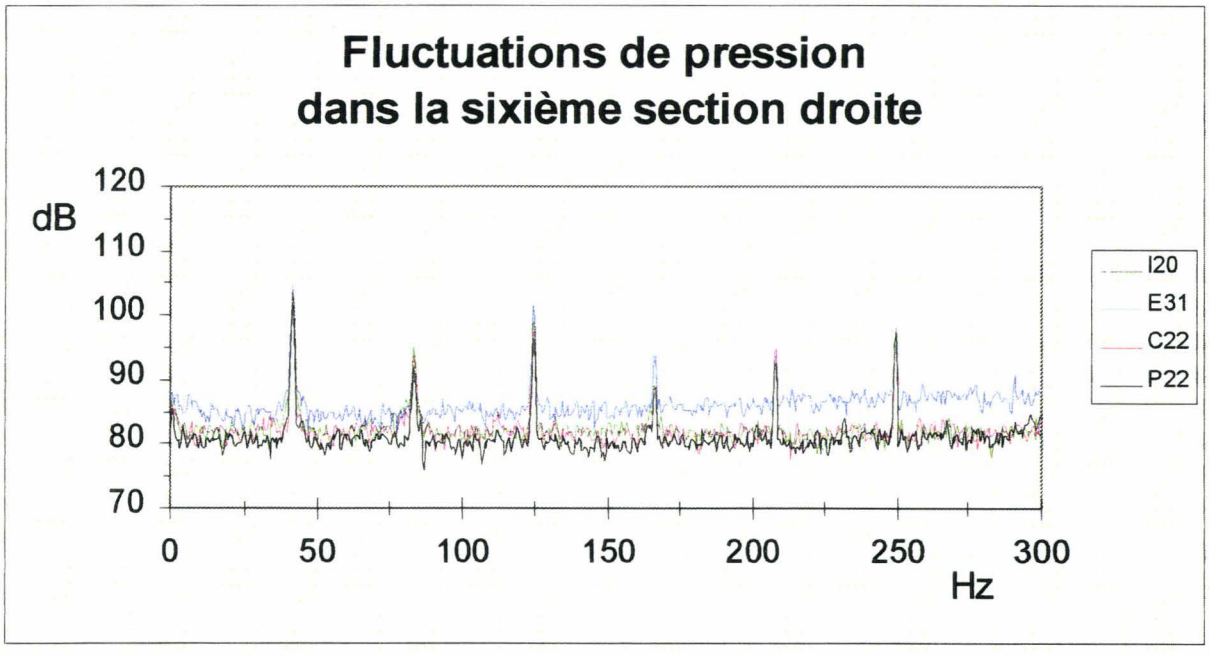


Figure 6.8 : Fluctuations de pression dans la sixième section du col de sortie pour le débit relatif de 1,24

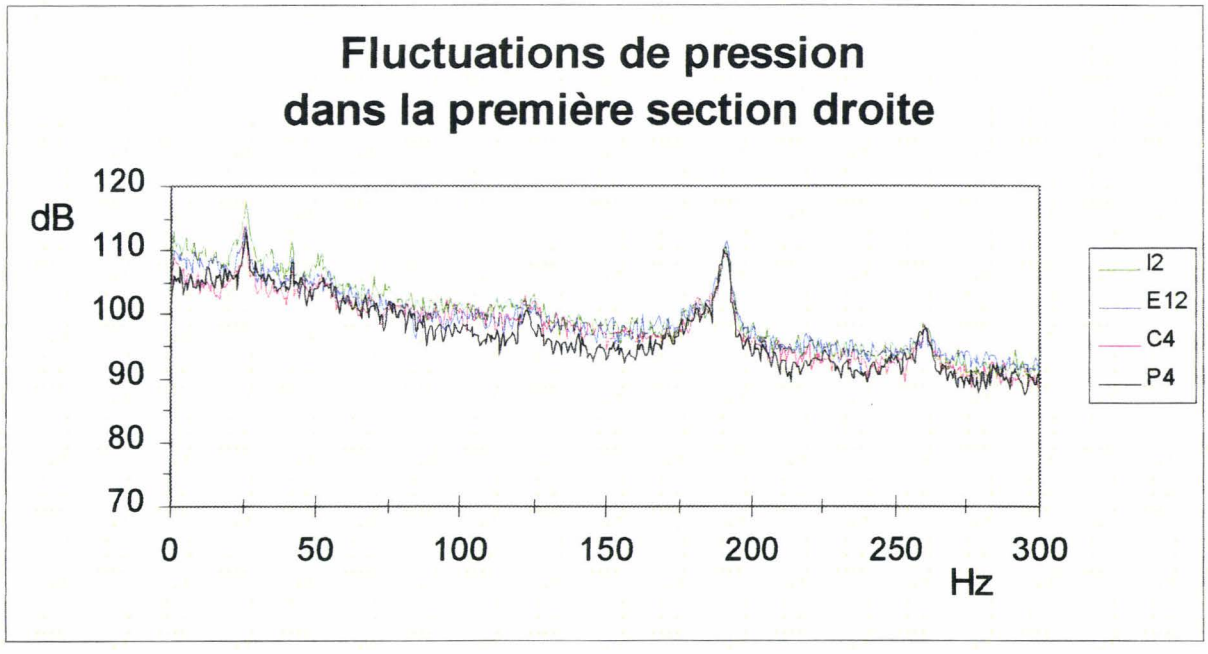


Figure 6.9 : Fluctuations de pression dans la première section du col d'entrée pour le débit relatif de 0,39

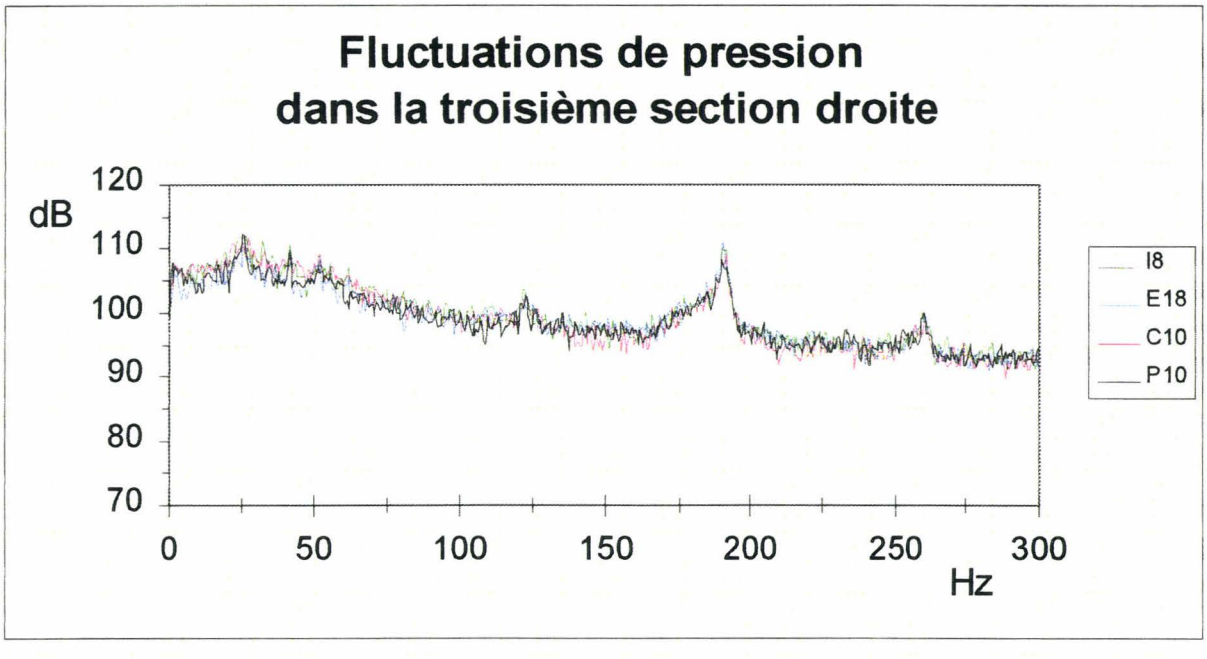


Figure 6.10 : Fluctuations de pression dans la troisième section du col d'entrée pour le débit relatif de 0,39

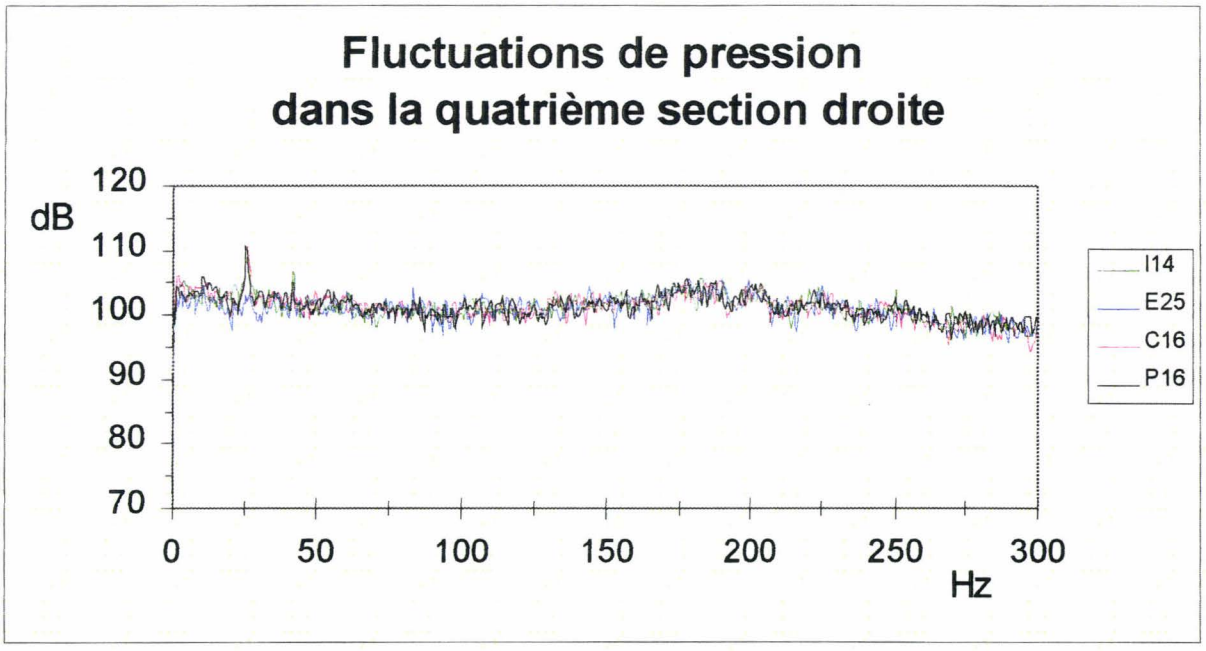


Figure 6.11 : Fluctuations de pression dans la quatrième section du col de sortie pour le débit relatif de 0,39

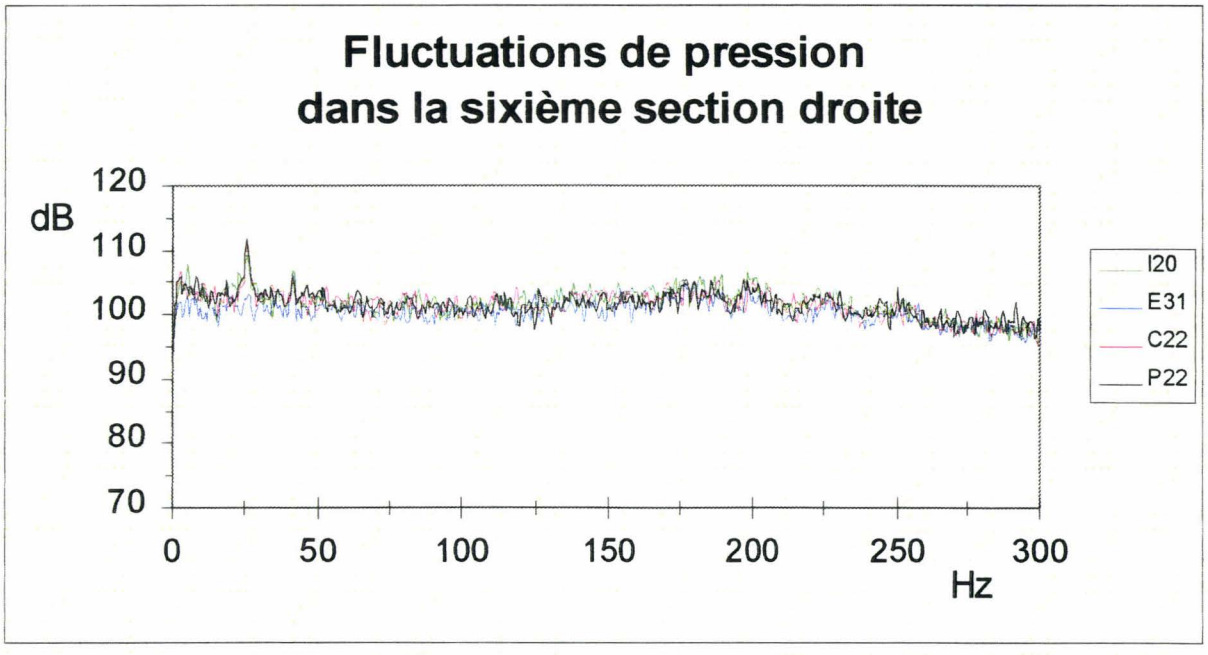


Figure 6.12 : Fluctuations de pression dans la sixième section du col de sortie pour le débit relatif de 0,39

6.2.6 Synthèse des résultats des fluctuations de pression

Pour résumer notre analyse, nous répertorions dans le tableau suivant les éléments essentiels que nous avons relevés.

$0,97 < Q/Q_n < 1,63$	$0,50 < Q/Q_n < 0,97$	$Q/Q_n < 0,39$
Emergence de la fréquence de rotation et de ses harmoniques	Emergence des modes hydroacoustiques	Emergence d'une fréquence subsynchrone Emergence des modes hydroacoustiques
Microphone Scanner	Microphone Scanner	Microphone 1/3 f_r Scanner 2/3 f_r

Tableau 6.1 : Synthèse de l'analyse des fluctuations de pression

Dans ce tableau, nous avons précisé que les caractéristiques de l'écoulement relatives à la gamme de débit relatif indiquée, sont détectées par le scanner mais aussi par le microphone installé à 90 mm de l'entrée de la roue. Ceci est effectivement montré par les figures 6.13 et 6.14 qui se rapportent aux mesures pour les 4 débits relatifs précédemment étudiés.

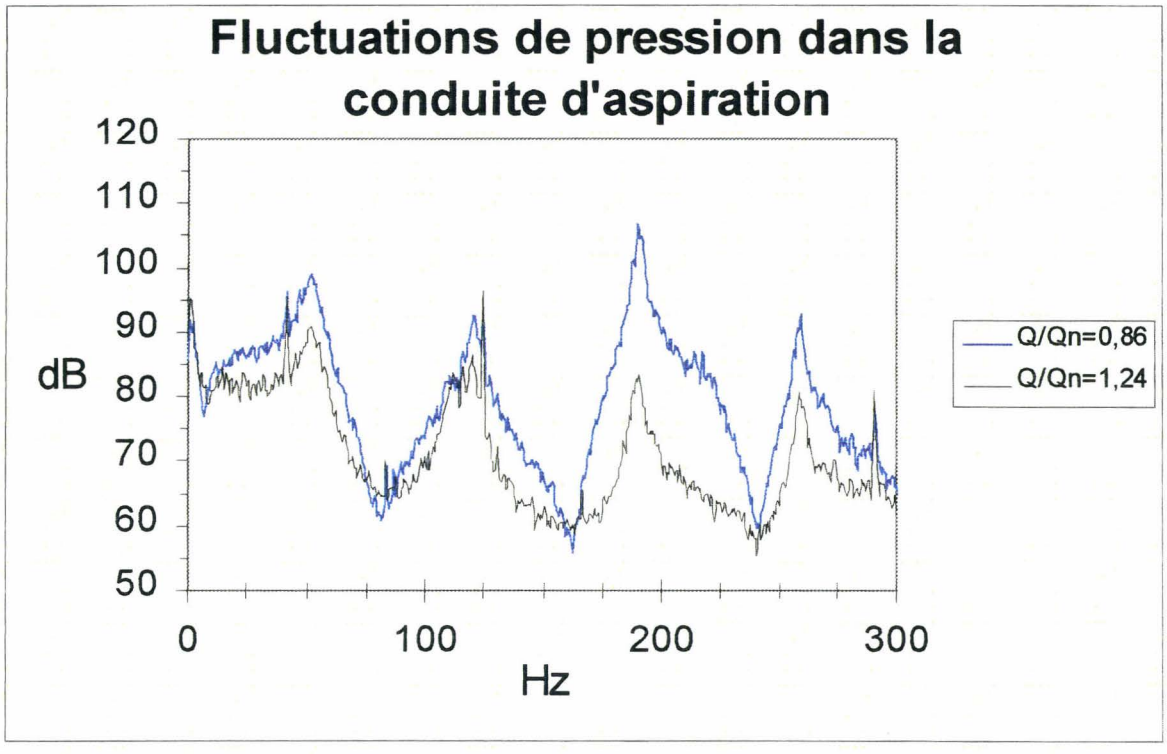


Figure 6.13 : Fluctuations de pression au niveau du microphone pour les débits relatifs de 0,86 et 1,24

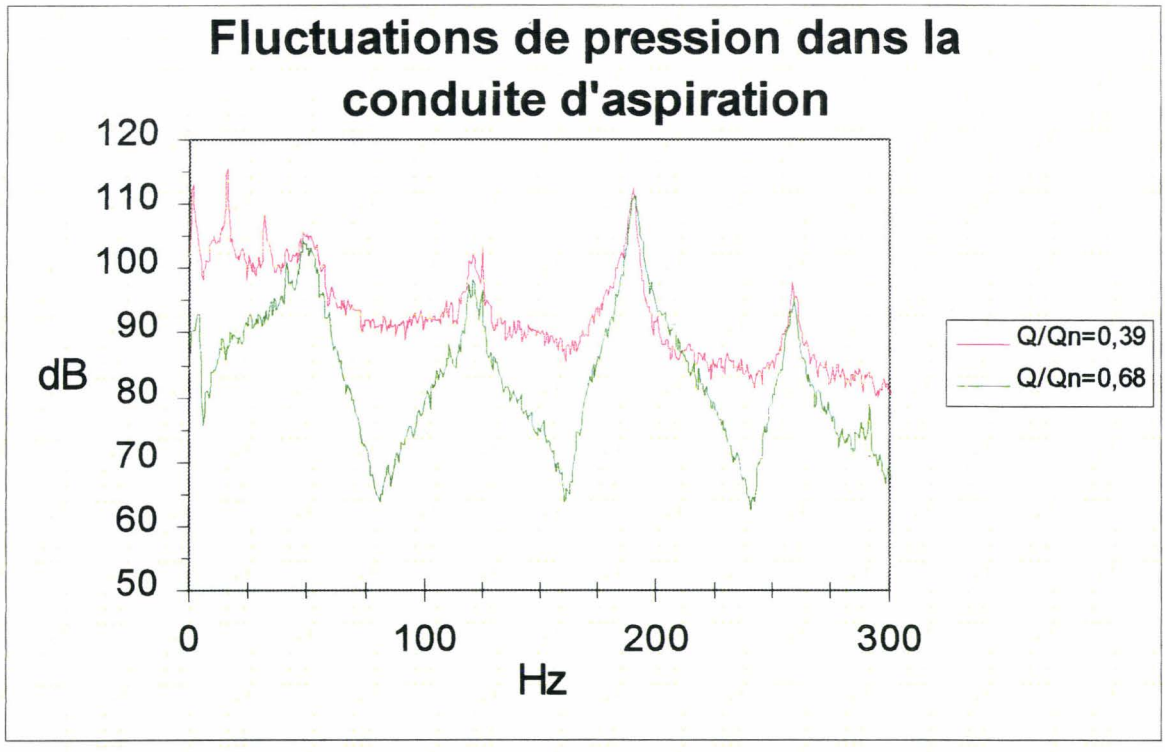


Figure 6.14 : Fluctuations de pression au niveau du microphone pour les débits relatifs de 0,39 et 0,68

Au niveau du microphone, les modes propres apparaissent dès le débit relatif de 1,24 mais leur niveau reste très inférieur à celui de la fréquence de rotation. De plus, il est à noter que la fréquence sous-multiple dont le niveau émerge du spectre, pour le débit relatif 0,39, vaut 15,6 Hz soit 1/3 de la fréquence de rotation.

Pour les grands débits, la fréquence de rotation et ses harmoniques émergent des spectres au niveau du scanner et du microphone probablement à cause de l'existence d'un balourd résiduel de la roue pouvant être attribué soit à de légers défauts d'alignement ou de coaxialité entre parties fixes et parties mobiles, soit à l'influence du débit de fuite en entrée de roue. De plus la distribution dissymétrique des efforts du fluide sur les aubages renforce cette excentricité.
Pour des débits proches du débit nominal, les effets des modes hydroacoustiques sont clairement identifiés notamment à 190 Hz, en entrée de roue. Cependant, ceux-ci n'émergent pas des spectres des prises situées en sortie de roue, dont le niveau est pratiquement uniforme. Ceci traduit qu'aucune interaction n'existe avec les modes hydroacoustiques du circuit. L'entrée et la sortie de la roue semblent donc déconnectées d'un point de vue hydroacoustique [CAI98]$_2$.
Pour le débit de 0,68, correspondant au débit d'apparition de la recirculation, mis en évidence au chapitre précédent, les fluctuations en entrée de roue augmentent significativement, notamment au niveau de l'extrados prise E1.
Pour le débit de 0,39, une fréquence sous-multiple de la fréquence de rotation apparaît. Cette fréquence fait l'objet d'un développement ultérieur dans ce chapitre. De plus, la zone relative à

la recirculation s'étend dans l'entrée de la roue et dans la conduite d'aspiration, au delà du microphone. Celui-ci est en effet atteint par la recirculation au débit relatif de 0,50, et présente lui aussi une augmentation du niveau de son spectre pour les basses fréquences.

6.3 Etude des fréquences subsynchrones

Pour le débit relatif faible de 0,39, à une vitesse de rotation de 2500 tr/min, une fréquence subsynchrone de la fréquence de rotation, 15,7 Hz, et sa première harmonique, apparaissent sur le spectre acquis au niveau du microphone, comme le montre la figure 6.14. En ce qui concerne le scanner, la fréquence subsynchrone est de 25,9 Hz, comme le montrent les figures des planches 41 à 50. Le tableau suivant indique le niveau en dB du spectre des prises à la fréquence de 25,9 Hz.

I2	118	*	E2	120	*	C1	116	*	P1	120	*
I8	111	*	E8	120	*	C4	116	*	P4	112	*
I11	106	*	E12	112	*	C10	112	*	P10	112	*
I14	110	*	E18	111	*	C13	108	*	P13	110	*
I20	110	*	E21	105	*	C16	111	*	P16	110	*
I23	111	*	E23	102		C22	111	*	P22	110	*
I28	110		E28	102		C24	104		P24	102	
I31	110		E31	102		C25	102		P25	102	

Tableau 2 : Niveau des spectres des prises à la fréquence de 25,9 Hz

Le symbole * indique que le niveau est un maximum local pour le spectre considéré.
Pour les 4 régions, le niveau décroît de l'entrée vers la sortie de la roue. De plus cette fréquence n'apparaît pas pour les prises situées en sortie de roue, et en entrée, le niveau peut être supérieur de 18 dB par rapport aux valeurs voisines.

La figure 6.15 montre les spectres acquis par le microphone pour 5 vitesses de rotation, au débit relatif de 0,39, zoomés dans la bande de fréquence 0-60 Hz. La fréquence sous-multiple de la fréquence de rotation évolue donc en fonction de celle-ci. Cette variation est aussi observable sur les spectres acquis par les prises dans les mêmes conditions.

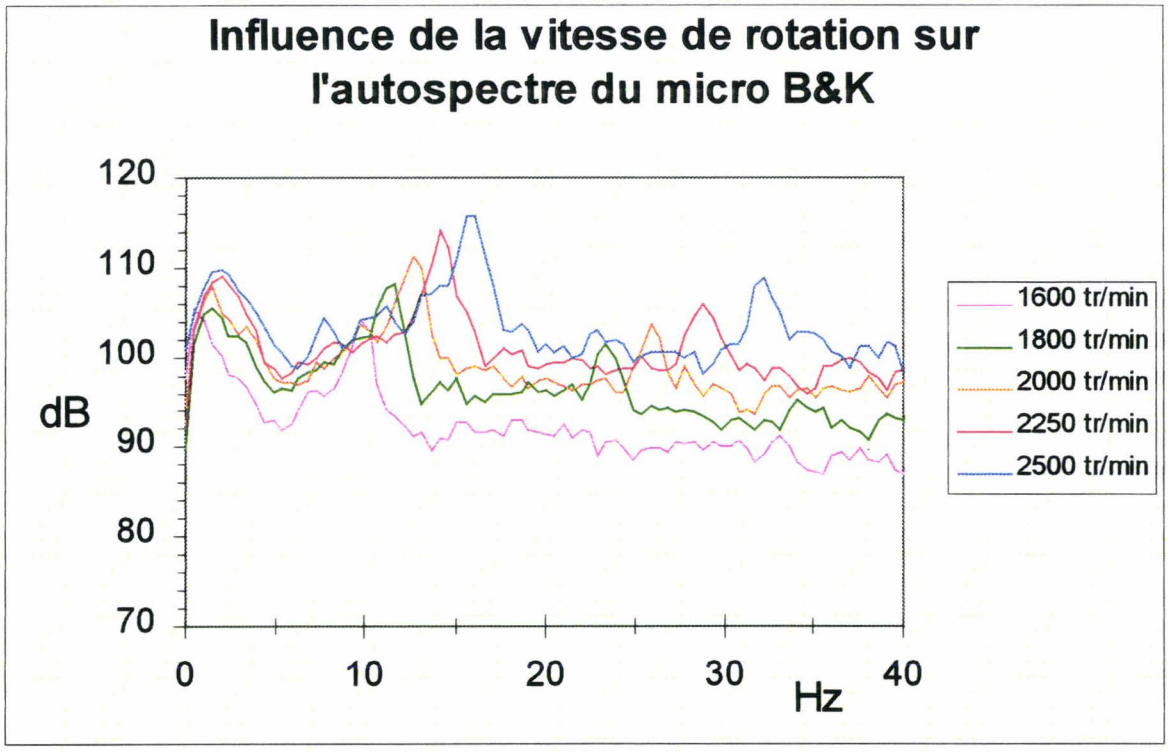


Figure 6.15 : Influence de la vitesse de rotation sur l'autospectre du micro B&K

Pour les différentes vitesses de rotation, le tableau ci-dessous répertorie en fonction de la vitesse de rotation, le rapport entre la fréquence de rotation et la fréquence subsynchrone mise en évidence sur les spectres du microphone et des prises.

N (tr/min)	f_r (Hz)	$\frac{f_s}{f_r}$ (scanner)	$\frac{f_m}{f_r}$ (micro)
1600	26,67	0,62	0,37
1800	30,00	0,61	0,39
2000	33,33	0,63	0,38
2250	37,50	0,62	0,38
2500	41,67	0,63	0,37

Tableau 6.3 : Evolution des rapports $\frac{f_s}{f_r}$, $\frac{f_m}{f_r}$ en fonction de la vitesse de rotation

D'après ce tableau, les rapports $\frac{f_s}{f_r}$, $\frac{f_m}{f_r}$ sont indépendants de la vitesse de rotation.

Cette fréquence subsynchrone est caractéristique des décollements tournants. La somme des deux fréquences subsynchrones adimensionnelles pour le scanner et le microphone est égale à 1. Cette égalité s'explique à partir de la décomposition des vitesses de rotation. Ainsi, il vient :

$$\vec{\Omega}_{decollement/R} = \vec{\Omega}_{decollement/roue} + \vec{\Omega}_{roue/R}$$

$\vec{\Omega}_{decollement/R}$ représente la vitesse de rotation du décollement par rapport au repère fixe et correspond à la fréquence de rotation de 15,7 Hz lue sur le spectre acquis par le microphone à 2500 tr/min.

$\vec{\Omega}_{roue/R}$ est la vitesse de rotation de la roue de fréquence 41,6 Hz (à la vitesse de rotation de 2500 tr/min).

L'égalité vectorielle précédente se projette algébriquement sur la direction axiale et en remplaçant la vitesse de rotation Ω par sa valeur $2\pi f$ où f représente la fréquence de rotation correspondante, il vient :

$$f_{decollement/R} = f_{decollement/roue} + f_{roue/R}$$

On en déduit que la fréquence algébrique du décollement par rapport à la roue est -25,9 Hz, fréquence lue sur le spectre acquis par le scanner. La signe négatif correspond à la rotation en sens inverse du décollement dans l'espace relatif.

Nous nous sommes attachés aux rapports fréquentiels en les comparant à des études antérieures relatives au décollement tournant. Cette synthèse comparative est récapitulée dans le tableau 4.

Références	Nombre d'aubages	Instrumentation	ω_s	Q_r	Rapport fréquentiel dans le repère fixe
[CHE92]	10	Fil chaud (fixe)	0,82	0,40	0,66
[BOL75]	11	Capteurs de pression (fixe)	0,54	0,20	0,66
	10		0,82	0,71	0,66
	10		1,15	0,59	0,66
	11		1,43	0,85	0,66
[CAI82] [DES82]	16	Fil chaud (fixe) Capteurs de pression (embarque)	1,05	0,50	0,73
[FRI84]	20	Fil chaud (fixe)			0,14-0,82
[GIL74]		Capteurs de pression (fixe)	Ventilateur centrifuge	0,30	0,67
[GE93]	9	Fil chaud (fixe)	4,5	0,74	0,63
Roue SHF (Banc RESEDA)	7	Capteur de pression (fixe et embarqué)	0,577	0,39	0,33

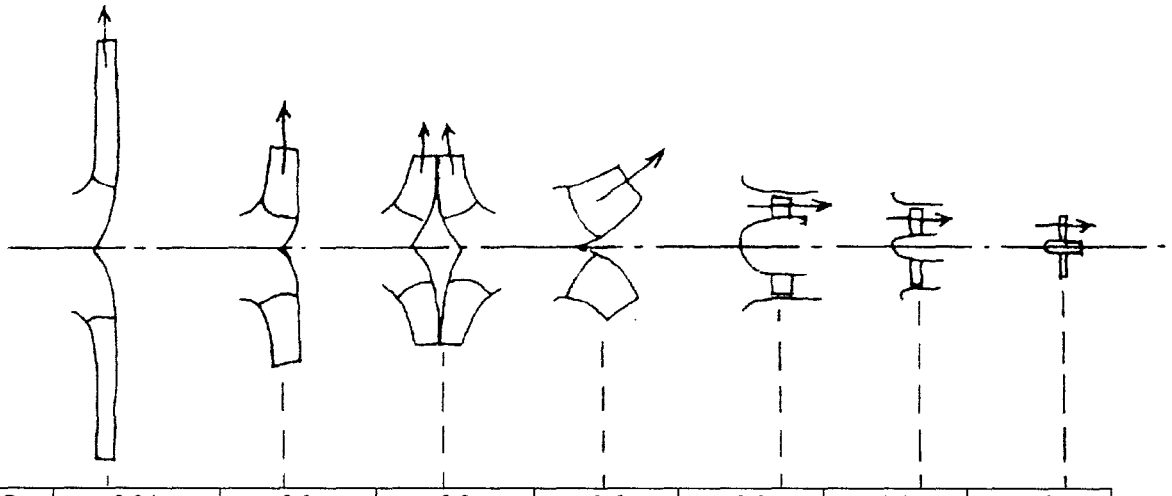
Tableau 4 : Synthèse relative au décollement tournant

Ce tableau indique pour chaque référence citée, le nombre d'aubages de la turbomachine étudiée, le débit relatif auquel le décollement tournant apparaît, l'instrumentation qui a permis de le mettre en évidence, et la constante de rotation, $\frac{f_{decollement/R}}{f_{roue/R}}$. La vitesse angulaire spécifique permet de situer la turbomachine étudiée parmi les familles existantes d'après le tableau 5. Ce coefficient varie entre 0,54 et 4,5, ce qui permet pratiquement de couvrir l'ensemble des types de turbomachines.

Il est intéressant de noter que la constante de rotation de notre roue est très différente de la plupart des autres constantes qui elles, sont proches de $2/3$. Cependant, une des configurations d'essais présentées par Frigne et Van Den Braembussche [FRI84] a permis de mettre en évidence des décollements tournants de constante de propagation proche de $1/3$, pour 3 vitesses de rotation, 2000, 4000 et 6000 tr/min. La roue utilisée est une roue centrifuge

à 20 aubages radiaux. La largeur en sortie de roue est proche de 16 mm et le diamètre est de 416 mm. Il est à noter que cette configuration comporte une volute et un diffuseur lisse de rapport de rayon de 1,62.

La classification de Frigne et Van den Braembussche présentée dans le chapitre 1 permet de qualifier le décollement tournant rencontré dans notre roue, de violent décollement. Ce caractère violent peut être rattaché aux 18 dB que peut atteindre l'écart entre la valeur de la fluctuation à la fréquence du décollement, et les valeurs aux fréquences voisines, enregistrées au niveau du scanner. L'écart au niveau du microphone est par contre de l'ordre de 10 dB. De plus, le niveau de la prise E1 à la fréquence subsynchrone est de 124 dB.



δ	0,04	0,2	0,3	0,6	0,8	1,0	1,2
μ	0,6	0,5	0,5	0,35	0,25	0,1	0,05
ω_s	0,3	0,75	0,93	1,7	2,5	5,6	10,3
Λ	4,4	1,9	1,54	1,0	0,8	0,56	0,43

Tableau 5 : Forme d'une pompe ou d'un ventilateur
à partir des coefficient adimensionnels [OUZ69]

Nous avons appliqué le critère de Gottchalk relatif au décollement tournant à notre roue. Ainsi, nous avons calculé le nombre Rot défini par :

$$Rot = \frac{\omega\, t}{W_1}$$

au débit optimal. D'après Ubaldi [UBA86], le débit relatif optimal pour la roue SHF essayée dans un cadre de pompe-turbine à Hydroart est de 0,77. C'est à ce débit que le calcul est effectué avec l'hypothèse que le rendement maximal de notre installation reste proche de ce débit.
Les données numériques sont alors les suivantes :

$\omega = 261{,}8$ rad/s,
$W_1 = 37{,}4$ m/s, vitesse relative à l'entrée de la roue au débit nominal et sans prérotation,
$0{,}044 < t < 0{,}048$

Rot est ainsi compris entre 0,31 et 0,34
Le nombre Rot est donc proche de la valeur critique comprise entre 0,31 et 0,37 pour un ventilateur centrifuge. Il est donc a priori naturel de détecter un décollement tournant.

6.4 Etude du niveau global des fluctuations de pression

Dans cette partie, nous avons recherché s'il existe un débit pour lequel les fluctuations de pression sont minimales sur la bande de fréquence d'acquisition [0,500 Hz]. Pour cela, la puissance moyenne sur la durée d'acquisition T est calculée pour les prises situées sur la ligne moyenne de chacune des régions. D'après la théorie du traitement du signal [MAX81], la puissance moyenne de la pression fluctuante $\widetilde{P}$ sur la période T s'écrit :

$$\overline{P} = \frac{1}{T}\int_0^T \widetilde{P}^2 dt$$

A partir de la représentation fréquentielle de la pression fluctuante [LEC96],

$$\widetilde{P}(t) = \sum_{m=-N}^{N} P_m e^{jm2\pi Nt}$$

il vient :

$$\overline{P} = \sum_{m=-N}^{N} P_m P_m^*$$

Le produit $P_m P_m^*$ représente l'autospectre X_m de la pression fluctuante pour l'échantillon m. L'expression de la puissance moyenne devient :

$$\overline{P} = \sum_{m=-N}^{N} X_m$$

La conversion de la puissance moyenne en dB s'écrit :

$$\overline{P}_{dB} = 10 log\left(\frac{\sum_{m=-N}^{N} X_m}{P_{ref}^2}\right)$$

Cette puissance moyenne est donc calculée à partir des autospectres reconstitués de la pression fluctuante mesurée au niveau des prises situées sur la ligne moyenne. Cette puissance moyenne est la valeur RMS de la pression fluctuante dont l'évolution du niveau global est

représentée sur les figures 6.16 à 6.23. Le niveau est dit global dans le sens où le calcul est effectué sur la totalité des échantillons de la bande d'acquisition. Ce niveau ne se limite pas à la bande [0,300 Hz], sur laquelle les signaux sont représentés.

Pour chaque région l'évolution est représentée par 2 figures, une relative aux surdébits, une autre relative aux débits partiels. Le débit relatif de 0,96, débit le plus proche du débit nominal de la roue est représenté sur les 2 figures.

A l'intrados, pour les 4 surdébits les plus élevés, la valeur RMS décroît pratiquement continûment du bord d'attaque au bord de fuite. Au débit relatif de 1,07, la valeur RMS est pratiquement constante jusqu'au col de sortie, puis passe par un maximum global avant d'atteindre un niveau inférieur au bord de fuite. Pour les débits inférieurs l'évolution est similaire a celle du débit relatif de 1,07. De plus, à une abscisse curviligne donnée, la valeur RMS augmente lorsque le débit relatif diminue.

A l'extrados, pour les 4 surdébits les plus élevés, la valeur RMS passe par un minimum global à l'abscisse curviligne de la troisième prise à partir du bord d'attaque. La valeur RMS atteint un niveau pratiquement maximal au col d'entrée. Après le passage par un maximum local, la valeur décroît pratiquement continûment jusqu'au bord de fuite. A partir du débit 1,07 l'évolution jusqu'au col d'entrée est pratiquement similaire à la précédente. Cependant, pour les prises suivantes, l'évolution est strictement croissante jusqu'au bord de fuite. Pour les débits relatifs de 0,39 et 0,60, des comportements singuliers apparaissent avant le col d'entrée.

Pour la ceinture il est difficile de dégager une tendance générale avant le col d'entrée situé à l'abscisse curviligne de la troisième prise. A partir de cette abscisse, l'évolution est strictement décroissante pour les 4 débits relatifs les plus élevés. A partir du débit relatif de 1,07, la valeur RMS passe par un maximum local pratiquement au milieu du canal puis décroît légèrement jusqu'au bord de fuite. Un minimum local existe cependant dans l'avant-dernière section du col de sortie.

Pour le plafond, pour les 4 débits relatifs les plus élevés, la valeur RMS croît du bord d'attaque jusqu'au col d'entrée où elle atteint un maximum global puis décroît jusqu'au bord de fuite. Pour les débits inférieurs, la valeur RMS croît du bord d'attaque jusqu'au col de sortie. La pente dans le canal reste faible. Après le col de sortie la valeur RMS est légèrement inférieure.

D'une manière générale le débit relatif de 1,07 est un débit de transition en ce qui concerne l'évolution de la valeur RMS. Pour les prises proches du bord d'attaque, c'est à ce débit que la valeur RMS atteint une valeur minimale à une abscisse curviligne donnée. Pour le reste de la ligne moyenne de chaque région, à une abscisse curviligne donnée, plus le débit relatif diminue, plus la valeur RMS augmente.

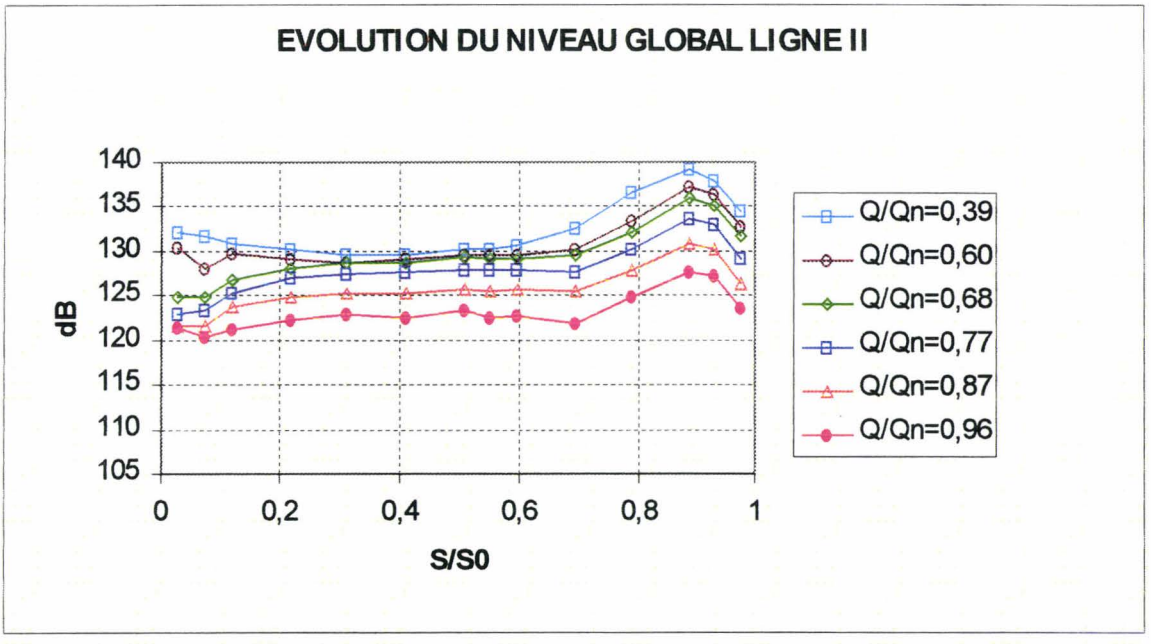


Figure 6.16 : Evolution à l'intrados de la valeur RMS de la pression fluctuante à débit partiel

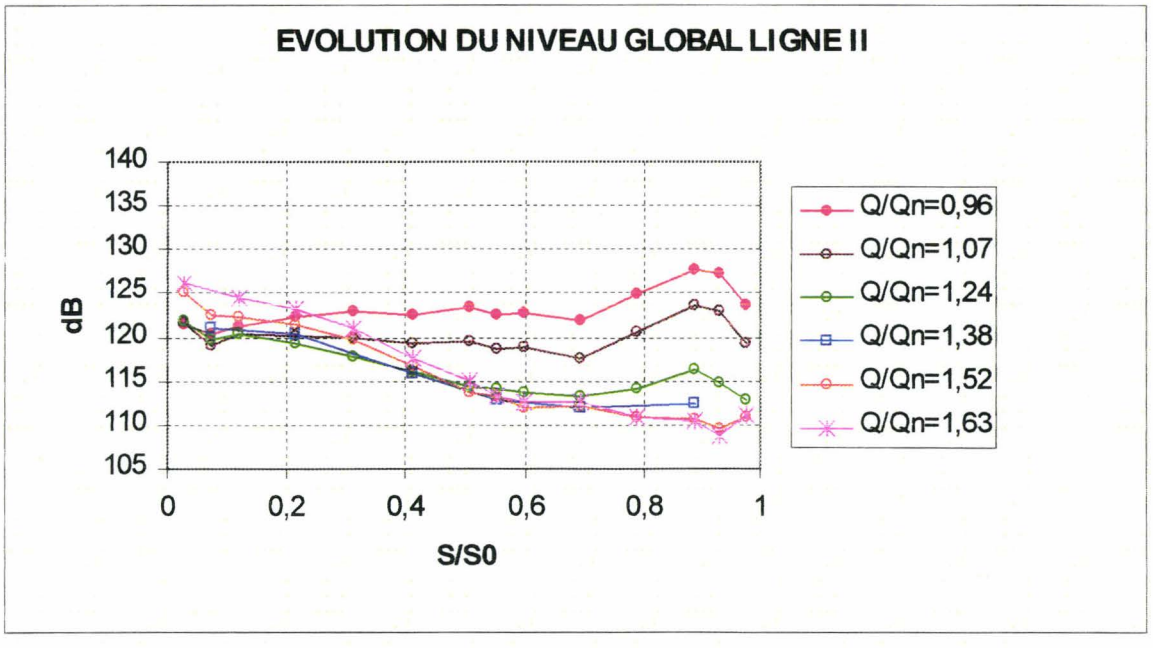


Figure 6.17 : Evolution à l'intrados de la valeur RMS de la pression fluctuante à surdébit

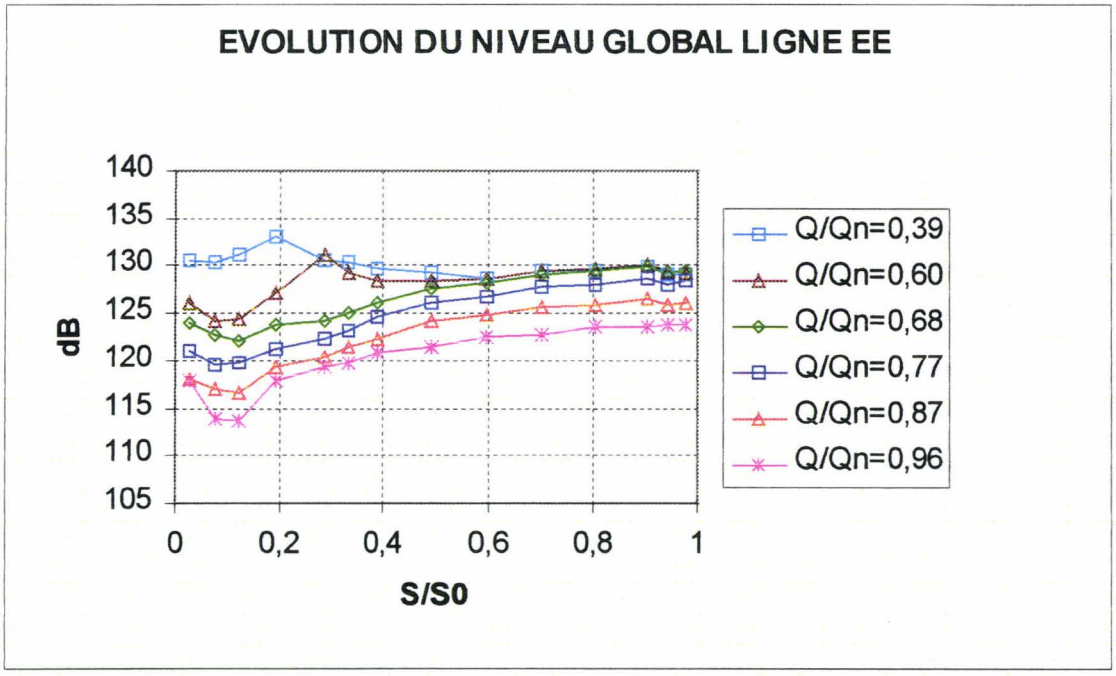


Figure 6.18 : Evolution à l'extrados de la valeur RMS de la pression fluctuante à débit partiel

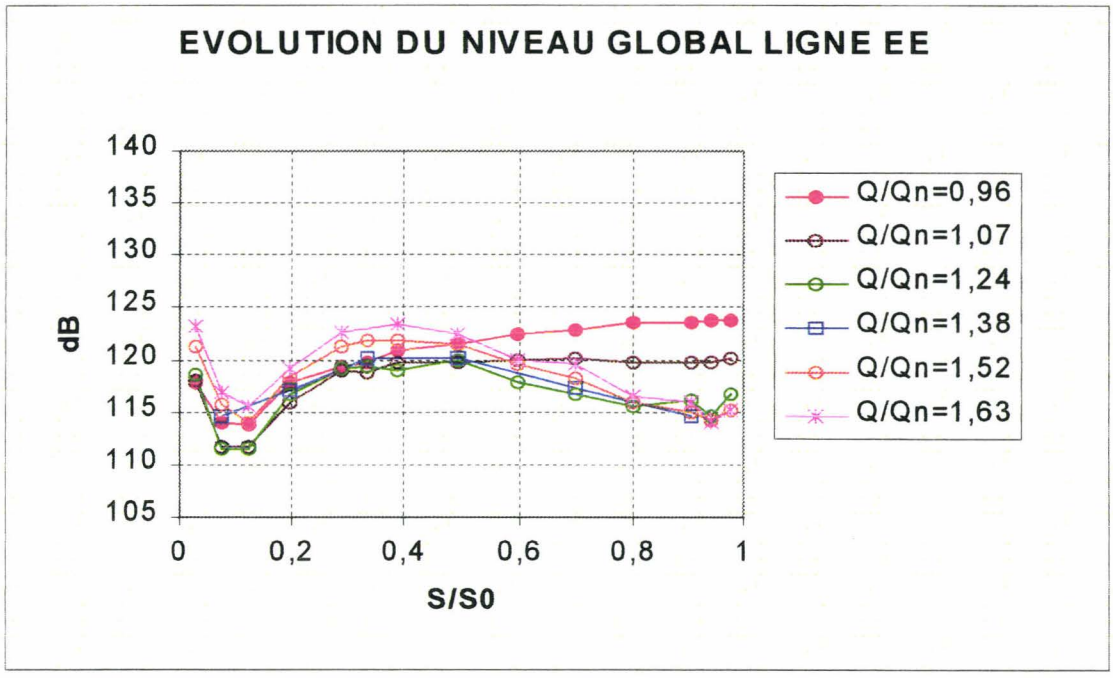


Figure 6.19 : Evolution à l'extrados de la valeur RMS de la pression fluctuante à surdébit

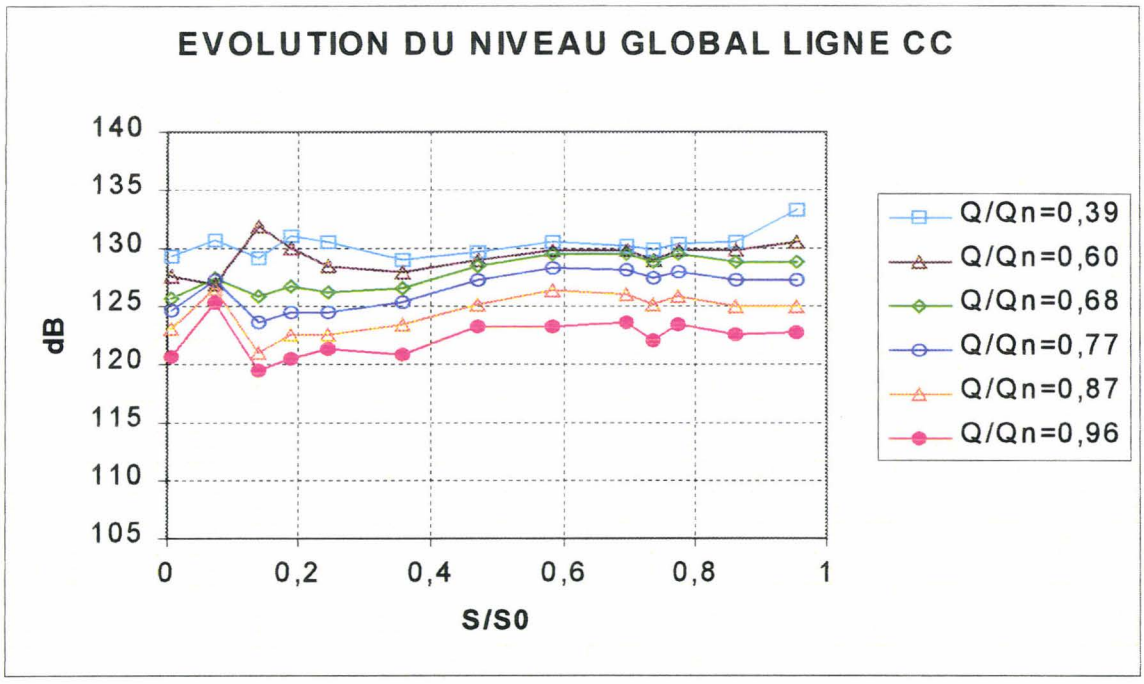


Figure 6.20 : Evolution à la ceinture de la valeur RMS de la pression fluctuante à débit partiel

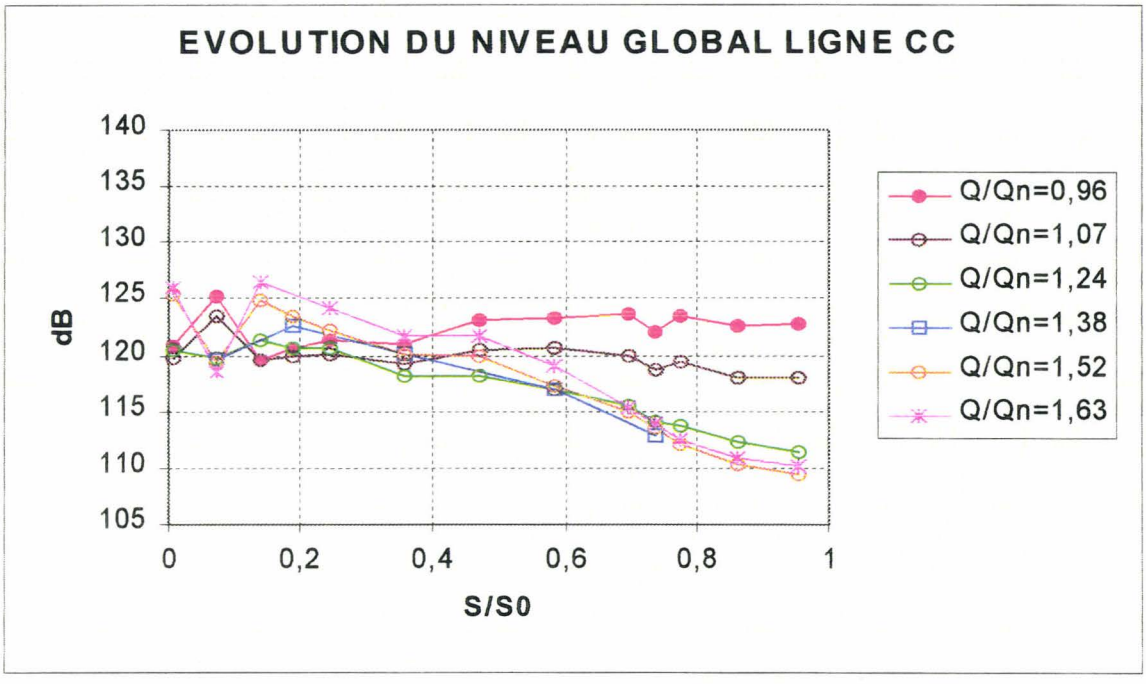


Figure 6.21 : Evolution à la ceinture de la valeur RMS de la pression fluctuante à surdébit

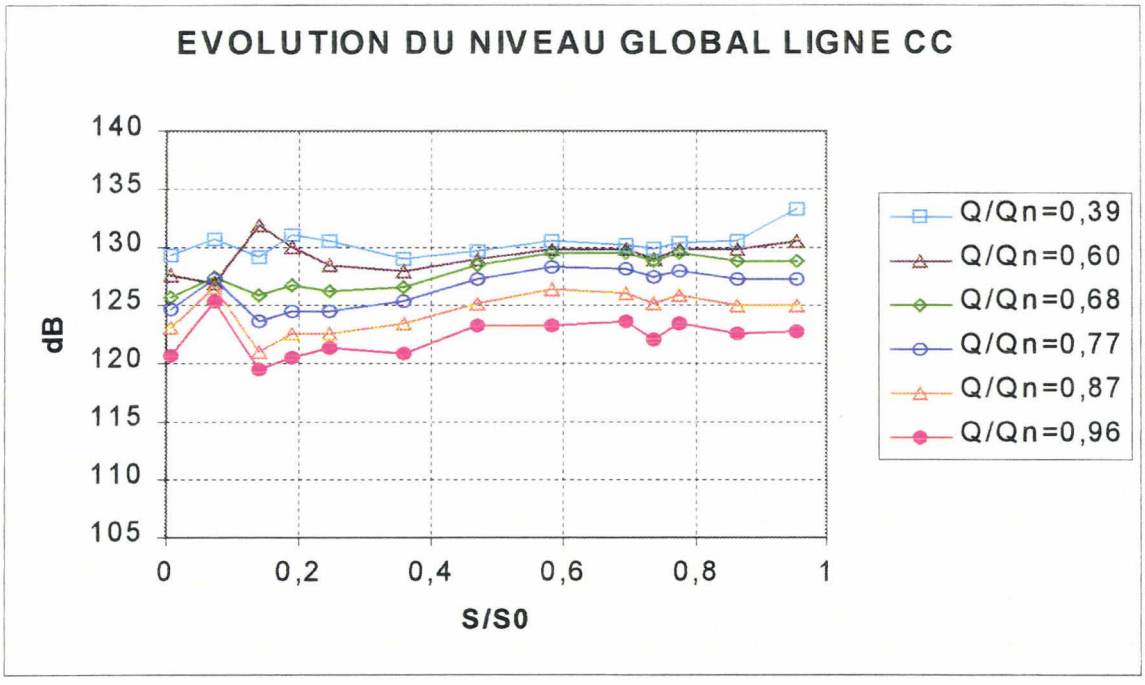


Figure 6.20 : Evolution à la ceinture de la valeur RMS de la pression fluctuante à débit partiel

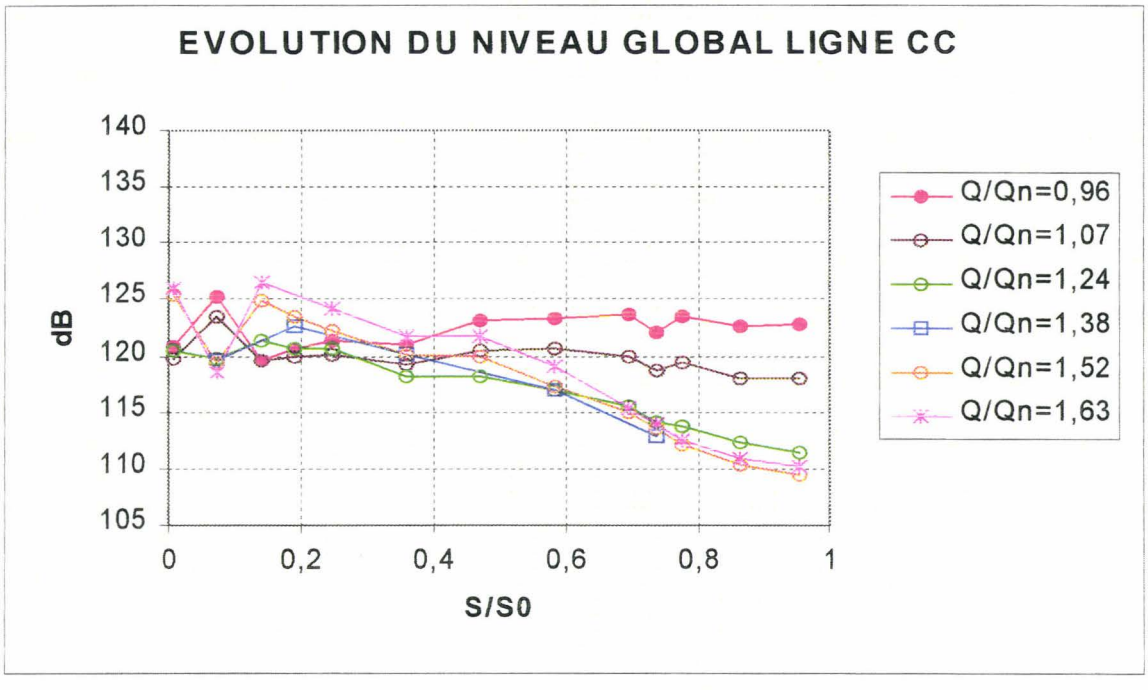


Figure 6.21 : Evolution à la ceinture de la valeur RMS de la pression fluctuante à surdébit

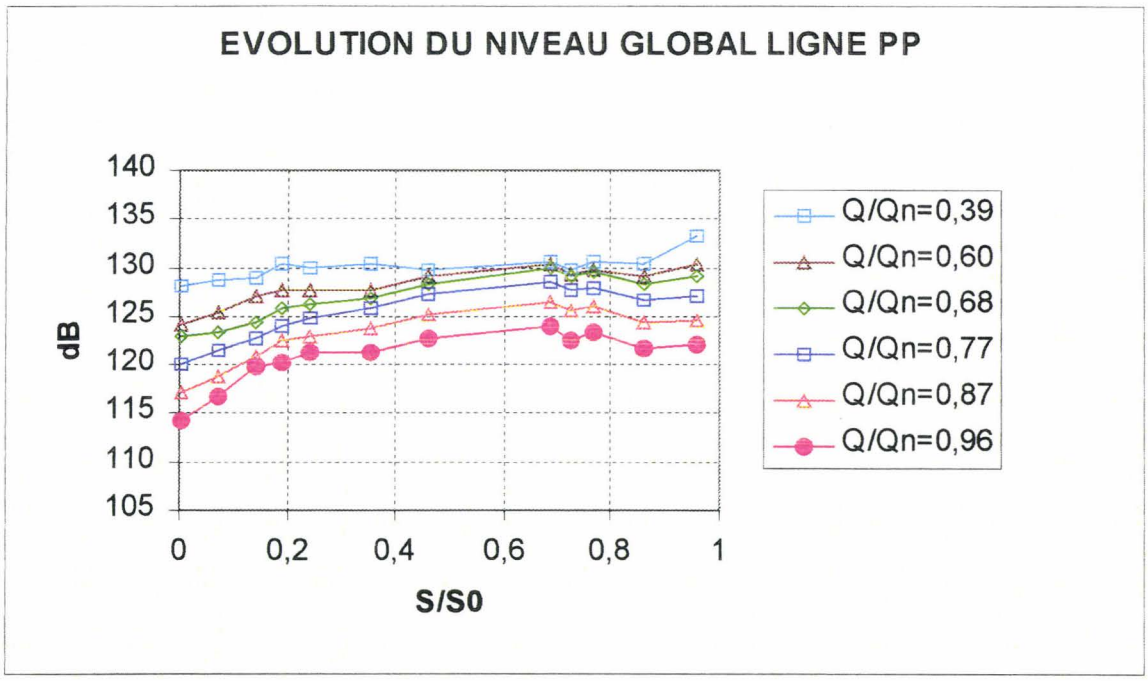


Figure 6.22 : Evolution au plafond de la valeur RMS de la pression fluctuante à débit partiel

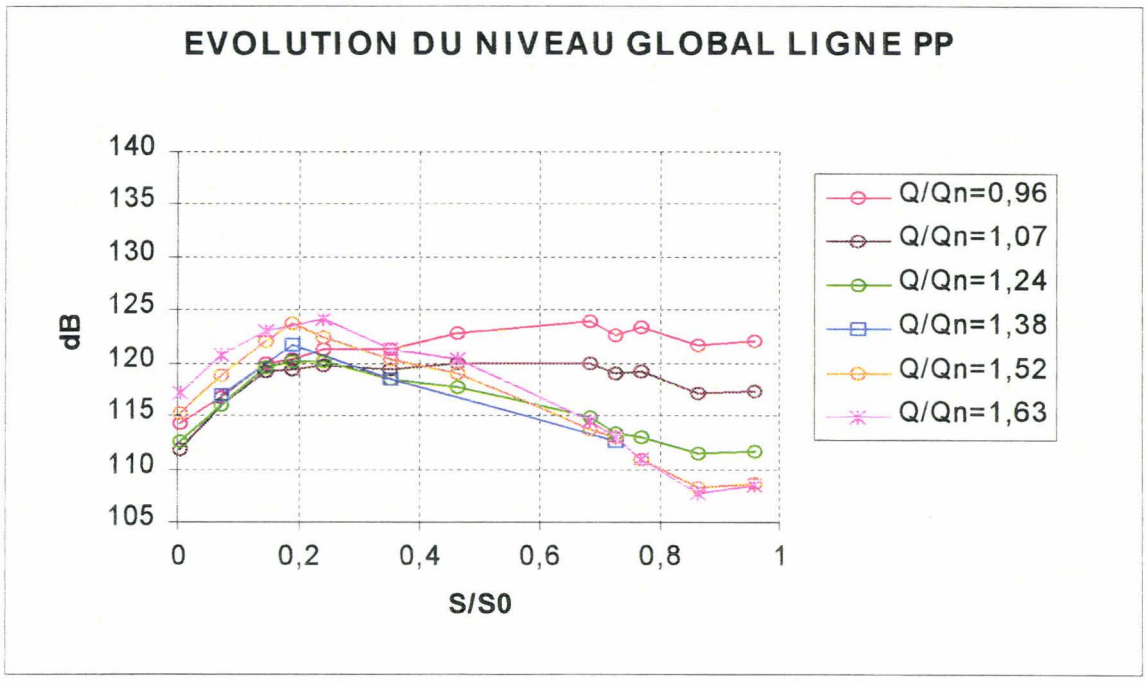


Figure 6.23 : Evolution au plafond de la valeur RMS de la pression fluctuante à surdébit

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons tout d'abord identifié les modes hydroacoustiques de l'installation d'essais. Pour cela, une procédure expérimentale a été mise en place avec un haut parleur comme source de bruit blanc. La fonction de transfert entre le microphone proche de la bride de la roue et un capteur piézorésistif placé sur le diaphragme du caisson a révélé l'existence de 5 modes propres sur la gamme de fréquence [0, 300 Hz]. Un modèle unidimensionnel basé sur le formalisme des matrices de transfert a confirmé ces modes.

Ensuite, une analyse détaillée des spectres reconstitués à partir de l'algorithme décrit au chapitre 4, a révélé 3 types de signatures fréquentielles de l'écoulement.

Pour les grands débits, les spectres sont caractérisés par la fréquence de rotation et ses harmoniques. Ces émergences sont probablement dues à des défauts d'excentricité et à une distribution dissymétrique de la charge sur les aubages de la roue.

Pour les débits proches du débit nominal, les modes hydroacoustiques émergent pour les spectres des prises en entrée de roue. Ces émergences n'apparaissent pas pour les spectres des prises en sortie de roue. Cette différence traduit une apparente déconnexion entre ces 2 régions de la roue.

Au débit relatif de 0,68, la recirculation apparaît brutalement en entrée de roue. Les spectres des prises en entrée de roue augmentent en effet très nettement pour les basses fréquences. Ceci est en accord avec l'étude des pressions pariétales moyennes effectuée au chapitre précédent. Pour les débits inférieurs, la recirculation continue à se développer et atteint au débit relatif de 0,50 la zone du microphone.

Pour le débit de 0,39, une fréquence subsynchrone apparaît au niveau des spectres du microphone et des prises excepté pour les spectres des prises en sortie de roue. La constante de rotation de 1/3 permet de classer le décollement tournant mis en évidence comme un violent décollement tournant. Ce fait se retrouve au niveau des spectres en entrée de roue avec des niveaux pouvant atteindre 124 dB à la fréquence subsynchrone.

CONCLUSIONS GENERALES

La contribution de notre recherche à la compréhension des écoulements internes dans une roue de pompe centrifuge est caractérisée par plusieurs points.

Une instrumentation embarquée très performante a été installée sur le banc d'essais RESEDA. Des essais préliminaires ont montré qu'il est possible de reconstituer la dynamique d'un signal atténué et déphasé lors de sa propagation au travers d'une ligne de pression, par application de la fonction de transfert de cette ligne. Cette instrumentation a donc nécessité l'acquisition de 114 fonctions de transfert, permettant de caractériser la transmission des signaux à partir des lignes de pression. Une modélisation unidimensionnelle de la propagation d'ondes acoustiques dans une ligne en rotation a permis de montrer que les fonctions de transfert acquises roue à l'arrêt sont applicables à des signaux mesurés roue en rotation. Une expérience réalisée roue en rotation avec 2 obstacles simulant des becs de volute, montés en sortie de roue, a permis de montrer que le signal reconstitué d'une prise en sortie de roue et le signal d'un capteur fixe monté sur un des obstacles, sont en phase alors que le signal du scanner est déphasé. De plus, les fluctuations de pression mesurées à des instants différents, par les prises d'une même section droite, ont des spectres d'amplitude pratiquement identiques. Le modèle et ces expériences montrent que les corrections d'amplitude et de phase obtenues par l'application de l'algorithme de reconstitution des signaux fréquentiels ou temporels sont cohérentes à partir des fonctions de transfert acquises roue à l'arrêt. Pour obtenir des corrections rigoureuses, il a été nécessaire d'optimiser tous les paramètres, notamment la liaison électrique du scanner au collecteur tournant, et une prise de référence stable. Nous insistons sur cette instrumentation délicate puisqu'elle conditionne la qualité des résultats du chapitre 6.

Les pressions pariétales moyennes présentées au chapitre 5 sont des pressions corrigées des effets centrifuges. Cette correction tient compte de 2 effets centrifuges : un au niveau de la prise de pression du canal instrumenté, une autre au niveau de la prise de référence du scanner. Elle a été validée en comparant nos résultats aux résultats mesurés à partir d'un turbocommutateur monté dans l'axe de la machine.
L'analyse de ces pressions montre les éléments suivants : le débit relatif de 0,68, d'apparition de la recirculation en entrée de roue, est caractérisé par une pression statique maximale au niveau des prises situées sur l'intrados et sur les trois premières sections de l'entrée du canal inter-aubes; les tendances d'apparition des premières figures de cavitation sont données à partir des minima des pressions statiques, les régions mises en évidences suivant les débits étant en accord avec des essais réalisés en eau notamment à Hydroart; Finalement, les zones les plus critiques vis-à-vis du décollement de la couche limite sont repérées.

Un passage obligé de l'analyse des fluctuations de pression est l'identification des modes propres du banc d'essais. C'est ce que nous avons réalisé à partir d'une procédure expérimentale et d'un modèle unidimensionnel basé sur la méthode des matrices de transfert. Les acquisitions fréquentielles révèlent l'existence de trois signatures fréquentielles distinctes de l'écoulement suivant le point de fonctionnement. Ainsi, à grand débit, les spectres sont

dominés par des raies à la fréquence de rotation et ses harmoniques. Pour les débits proches du débit nominal, les spectres des prises en entrée de roue commencent à être influencés par les modes hydroacoustiques de l'installation. Au débit relatif de 0,68 l'apparition de la recirculation se caractérise par une augmentation très nette à basse fréquence des spectres des prises en entrée de roue. Au fur et à mesure que le débit décroît, la recirculation continue à se développer et atteint la zone du microphone pour le débit relatif de 0,50. Au débit relatif de 0,39, une fréquence subsynchrone domine les spectres du microphone et des prises du canal instrumenté, excepté celles situées en sortie de roue. La constante de rotation du décollement tournant ainsi mis en évidence est de 1/3.

TRAVAUX A POURSUIVRE

L'ensemble des résultats obtenus constitue une base de données qui doit pouvoir être confrontée,

- d'une part aux résultats des codes de calculs divers (Navier Stokes 3D par exemple) qui se sont développés pour analyser les écoulements internes dans ce type de machine, en particulier dans l'hypothèse de stationnarité des écoulements dans le repère relatif. Les pressions moyennes mesurées sur une large plage de débits doivent permettre de valider les limites d'utilisation de ces codes.
- d'autre part aux résultats des codes de calculs qui visent à prédire les sources hydroacoustiques de bruit des pompes centrifuges. Les fluctuations de pression mesurées sur une large plage de débits, dans un environnement de sortie de roue axisymétrique, doivent permettre d'aider à la modélisation de ces sources, sous réserve probablement de disposer d'informations complémentaires sur les phases relatives des signaux mesurés.

Le régime de décollement tournant identifié doit pouvoir être caractérisé plus finement : localisation, extension, nombre de cellules, conditions de décollement.

Par ailleurs, le banc d'essais RESEDA est d'ores et déjà en cours de modification, dans le cadre d'un travail de thèse qui vient de commencer en octobre 1998, avec le soutien du CIRT : la roue et le diffuseur lisse sont maintenant munis de flasques de ceinture transparents, ce qui va permettre l'utilisation de méthodes optiques quantitatives à la fois dans la roue et le diffuseur. Les travaux seront essentiellement orientés sur la caractérisation des instationnarités d'écoulements associées aux interactions entre la roue et le diffuseur (lisse ou aubé). La technique optique utilisée sera principalement la vélocimétrie par image de particule (PIV), dont les résultats viendront évidemment compléter efficacement les informations sur les pressions pariétales mesurées dans le présent travail.

REFERENCES

BIBLIOGRAPHIQUES

[ABB59] Ira H. ABBOTT, Albert E. Von DOENHOFF
Theory of wing sections - 2ème ed.,
New York Dover Publications, Inc.,1959, 693 p

[ARA75] V. H. ARAKERI
Viscous effects on the position of cavitation separation from smooth bodies
Journal of Fluid Mechanics, vol. 68,1975, p 779-799

[BAL78] O. E. BALJE
A flow model for centrifugal compressor rotors
Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power, Volume 100,January 1978, p 149-158

[BAR85] – BARRAND J. P., CAIGNAERT G., GRAESER J. E. et al.
Synthèse de résultats d'essais en air et en eau en vue de la détection des débits critiques de recirculation à l'entrée et à la sortie de la roue d'une pompe centrifuge
La Houille Blanche 1985 n°. 5, p 405-420

[BAR97] J. P. BARRAND
Cours de Turbomachines Hydrauliques (ENSAM)
Edition décembre 1997.

[BER85] J. P. BERHAULT, G. CHATEL, F. TEPHANY
Modélisation des sources aéro-hydrodynamiques de bruit dans les turbomachines
La Houille Blanche, No 8, 1985, p 679-695

[BID79] R. BIDARD, J. BONNIN
Énergétique et Turbomachines - 1ère ed.,
Paris :Eyrolles, 1979, 472 p

[BRI87] L. BRIANCON-MARJOLLET née TREILLARD
Couches limites, germes et cavité en interaction : étude physique
Thèse de Doctorat, Université Scientifique, Technologique et Médicale de Grenoble
29 octobre 1987.

[BOI96] G. BOIS, F. LEBŒUF, I. TREBINJAC, A. VOUILLARMET
Écoulements tridimensionnels dans les turbomachines
Revue Française de Mécanique, No 2-1996 p117-129

[BOL75] A. N. BOLTON
Pressure pulsations and rotating stall in centrifugal fans
Proc. Of ImechE Conf. On vibration and Noise Pump, fan and compressor installations, Southtampton, September 1975, p 175-181

[CAI86] G. CAIGNAERT, R. CANAVELIS
Recensement et examen critique des méthodes expérimentales de détection des recirculations dans une pompe centrifuge
13 ème Symposium IAHR Montréal, 2-5 Septembre 86
Volume 2, Session VIIIB - Ecoulement - Pompes, Session 45, 15 pages

[CAI95] G. CAIGNAERT, Ph MOREL
Mean pressure measurements within a centrifugal pump impeller at partial flow rates
VDI Berichte NR. 1186, 1995, p 405-419

[CAI89] G. CAIGNAERT and J. P. BARRAND
Débits critiques de recirculation : synthèse de l'ensemble des résultats expérimentaux sur les roues SHF essayées en air (ENSAM Lille) et en eau (INSA Lyon, EPF Lausanne, HYDROART Milan)
XXèmes journées de l'Hydraulique, Lyon, 4-6 avril 1989, p I.11.1 - I.11.15

[CAI82] G. CAIGNAERT, B. DESMET, D. STEVENAERT
Experimental investigations on the flow in the impeller of a centrifugal fan
ASME 82-GT-37 (Contributed by the Gas Turbine Division of the ASME)

[CAI98]$_1$ G. CAIGNAERT and O. PATRICIO
Pressure fluctuations within the impeller and the inlet duct of a centrifugal pump
XIX IARH - Symposium on hydraulic machinery and cavitation
Singapure, 9-11 September 1998, Vol II p.703-710

[CAI98]$_2$ G. CAIGNAERT, O. PATRICIO
Analysis of pressure fluctuations within a centrifugal pump impeller
INTERNOISE 98, Christchurch New Zealand 16-18 November, 6 p

[CAN66] R. CANAVELIS
Contribution à l'étude de l'érosion de cavitation dans les turbomachines hydrauliques.
Thèse de Doctorat, Facultés des Sciences de l'Université de Paris, 1966

[CAS96] F. X. CASTELAN
Modélisation tridimensionnelle de la cavitation partielle dans les turbomachines
Thèse de Doctorat, INPG, 1996, 239 p

[CHA93] CHARLEY J.
Intensimétrie en conduite - Prise en compte du couplage fluide structure
Thèse de Doctorat de l'ENSAM, 1993

[CHA74] G. CHAHINE
Etude asymptotique et expérimentale des oscillations et du collapse des bulles de cavitation.
Thèse de Docteur Ingénieur de l'Université de Paris VI, 1974

[CHE92] P. CHEN, M.SOUNDRA-NAYAGAM, A. N. BOLTON, H. C. SIMPSON
Unstable flows in centrifugal fans
Int. Conf. On Power Station Pumps and Fans,London, 1992 (ImechE)

[CHE96] P. CHEN, M. SOUNDRA-NAYAGAM, A. N. BOLTON, H. C. SIMPSON
Unstable flow in centrifugal fans
Journal of Fluids Engineering, March 1996, vol.118, p128-133

[DEN82] – DENEVE P.
Propagation d'ondes. – 2ème ed., Paris : Ellipses, 1982, 192p

[DES82] B. DESMET
Mesures de pressions et de vitesses dans un ventilateur centrifuge (rotor et stator) avant et après l'apparition et la disparition des décollements tournants
La Houille Blanche, No 2/3, 1982, p 167-174

[DES86] B. DESMET, J. P. BARRAND
Analyse des fluctuations de pression à l'aspiration et au refoulement d'une pompe centrifuge
13 ème Symposium IAHR Montréal, 2-5 Septembre 86, référence 18, 14 pages.

[DOU95] DOURNEAU D.
Etude théorique et expérimentale de la propagation d'onde acoustique dans un corps de ventilateur centrifuge, rotor à l'arrêt.
Thèse de Doctorat de l'ENSAM, 1995

[ECK76] D. ECKARDT
Detailed flow investigations within a high-speed centrifugal compressor impeller
Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, September 1976, p 390-402

[ERB83] ERBER
La mesure des pressions - Manomètres et capteurs
Paris, Edition Masson, 1983

[FER86] P. FERRAND
Etude théorique des écoulements instationnaires en turbomachine axiale
Thèse de Doctorat de L'Université Claude Bernard -Lyon I, 1986

[FFO69] J. E. FFOWCS WILLIAMS, D.L. HAWKINGS
Theory relating to the noise of rotating machinery
Journal of Sound and Vibrations, Vol. 10, No 1, 1969, p 10-21

[FRA95] J. P. FRANC, F. AVELLAN, B. BELAHADJI et all.
La cavitation, mécanismes physiques et aspects industriels - 1ère ed.,
Presses universitaires de Grenoble, 1995, 581 p

[FRI84] P. FRIGNE, R.VAN DEN BRAEMBUSSCHE
Distinction between different types of impeller and diffuser rotating stall in a centrifugal compressor with vaneless diffuser
Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power, Volume 106,April 1984,
p 468-474

[FUK92] T. FUKANO
Prédiction of Sound Power of Low Pressure Axial-and Diagonal-Flow Fans
International INCE Symposium on Fan Noise, Senlis, 1-3 Septembre 1992, p 105-118
Edition CETIM - Senlis, France

[GAB94] GABARD S.
Contribution à l'étude de l'influence d'une liaison pneumatique sur la transmission et la mesure des fluctuations de pression
Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 1994, 177 p

[GLA93] GLAUERT H.
The elements of aerofoil and airscrew theory - 2ème ed.,
Cambridge, Cambridge Science Classics, 1993, 232 p

[GIL74] C. H. GILKEY, J. D. ROGERS, D. J. WYROUGH, C. H. PETTERSSON, I. HOWITT
Centrifugal fan/duct systems vibrations
ASME 74 WA/DL-30

[GRE80] E. M. GREITZER
"Review-Axial compressor stall phenomena"
Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, September, Vol. 102, Juin 1980, p 27-34

[GOD72] GOODSON R.E., LEONARD R.G.
A survey of modelling techniques for fluid line transients
Journal of Basic Engineering, 1972, p 474 - 482

[HAO95] HAOUAS A.
Contribution à la caractérisation hydroacoustique d'un circuit hydraulique - Matrice de transfert et bruit hydraulique.
Thèse de Doctorat de l'ENSAM, 1995, 141 p.

[ISO85] Recueil de Normes ISO 4
Acoustique Vibrations et Chocs, 2ème édition
Geneve, ISO - Organisation International de Normalisation, 1985

[JAR93] – M. JAREMCZAK
Analyse Théorique et Expérimentale du Bruit Hydraulique de Pompes Centrifuges
Thèse de Doctorat de L'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1992, 208p

[JOH66] J. P. JOHNSTON, R. C. DEAN, JR.
Losses in vaneless diffusers of centrifugal compressors and pumps
Analysis, experiments, and design.
Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power, January, 1966, p 49-62

[JOH76] J. P. JOHNSTON, S. A. EIDE
Turbulent boundary layers on centrifugal compressor blades : Prediction of the effects of surface curvature and rotation
Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, September, 1976, p 374-381

[JOH78] M. W. JOHNSON
Secondary flow in rotating bends
Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power, October, 1978, p 553-560

[JOH83] M. W. JOHNTON, J. MOORE
Secondary flow mixing losses in a centrifugal impeller
Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power, January, 1983, p 24-32

[LAP94] J. F. LAPRAY
Pompes centrifuges, helico-centrifuges et axiales: cavitation
Techniques de l'Ingénieur, Traité Mécanique et Chaleur.

[LAR83] R. LARGUIER
Méthodes expérimentales pour l'analyse des écoulements instationnaires dans les turbomachines
Revue Française de Mécanique n° 2, 1983, p 13-32

[LEC94] Y. LECOFFRE
La cavitation ; traqueurs de bulles
Paris, Editions Hermès, 1ère ed., 1994, 514 p

[LEC96] – A. LECERF
Physique des ondes et des vibrations.
Paris, Lavoisier, 2ème ed., 1996, 379p

[LEN70] E. LENNEMANN, J.H.G. HOWARD
Unsteady flow phenomena in rotating centrifugal impeller passages
Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power, January, 1970, p 65-72

[LEZ95] F. LÉZÉ
Étude théorique et expérimentale des écoulements instationnaires à l'intérieur d'une turbomachine centrifuge
Thèse de Doctorat de l'ENSAM, 1995

[LIE59] S. LIEBLEIN
Loss and stall analysis of compressor cascades
Journal of Basic Engineering, 1959, p 387-400

[MAR86] – MAROUFI S.
Contribution à l'étude de l'apparition des recirculations en sortie de roue dans une pompe centrifuge fonctionnant à débit partiels.
Thèse de Doctorat de L'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1986.

[MAX12] – J. MAX
Traitement du signal et Applications aux mesures physiques. – 3ème ed., Paris : Masson, 1981, 192p

[MOR93] – MOREL P.
Ecoulements décollés dans une roue de pompe centrifuge. Conception et réalisation d'un banc d'essai. Analyse des pressions pariétales.
Thèse de Doctorat de L'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1993, 208 p

[MOR94] P. MOREL, G. CAIGNAERT, D. BUISINE, J. F. COMBES
Mean pressures analysis within the impeller of a centrifugal pump
XVII IARH-Symposium
Beijing, 15-20 September 1994

[MOR93] P. MOREL, A. L. DEFRETIN, A. WATTELLIER and C. BAUDEMONT,
"Computer-aided modelling and manufacturing of a centrifugal pump impeller",
ASME, The fluids Engineering Conference, Washington, 20-24 juin 1993,
FED-Vol. 154, Pumping Machinery 1993, pp. 41-46

[NFX71] - NORME FRANCAISE NF X 10-200
Règles d'essais aérauliques en plate-forme des ventilateurs à enveloppe, Juin 1971.

[OSB77] W. C. OSBORNE
Fans - 2ème ed.,
Oxford :Pergamon Press, 1977, 227 p

[OUZ69] OUZIAUX R.
Contributions diverses à l'étude des machines volumétriques et des turbomachines
Thèse de Doctorat de L'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1969, 185 p

[PLU93] M. PLUVIOSE, F. LÉZÉ, M. BESOMBES, J. TOURRET
Étude du fonctionnement d'une pompe par visualisation du champ de pression non stationnaire
Bruit et Vibrations des Pompes, 1ère Conférence internationale
Clamart (France), 7-9 juillet 1993, p. 43-50

[PEM85] P. PEMPIE, J. P. METAIL
Prédiction du bruit des pompes centrifuges
La Houille Blanche, No 8, 1985, p 635-646

[REY97] R. REY
Dimensionnement des turbomachines
ENSAM Paris, Tome 1, 1997

[ROD78] C. RODGERS
A diffusion factor correlation for centrifugal impeler stalling
Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power, Volume 100,October 1978, p 592-603

[RYH85] RYHMING I.
Dynamique des fluides
Presses Polytechniques Romandes, 1985

[SCH59] H. SCHLICHTING
Application of boundary-layer. Theory in turbomachinery.
Transactions of the ASME, Journal of Basic Engineering, December 1959, p 543-551

[ECK76] D. ECKARDT
Detailed flow investigations within a high-speed centrifugal compressor impeller
Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, September 1976, p 390-402

[SCH63] – SCHMIDT E.
Tables VDI des constantes de vapeur d'eau - 6ème edition,
Berlin : Springer Verlag, 1963

[SEN80] H. M. SEN
Study of inlet flow of centrifugal pumps at partial flow-rates,
Thèse de l'Université Libre de Bruxelles, juin 1980, 205 p

[SIM67] H. C. SIMPSON, T. A. CLARK, AND G. A. WIER
A theoretical investigation of hydraulic noise in pumps
Journal of Sound and Vibrations, no 5 (3), 1967, p 456-488

[TOU85] J. TOURRET, J. MILLOUET
Examen critique des méthodes de caractérisation de l'énergie acoustique produite par une pompe
La Houille Blanche, No 8, 1985, p 647-662

[UBA86] - M. UBALDI, R. PHILIBERT, A. VERRY
Examen des possibilités et limites d'utilisation des calcul d'écoulement pour la prévision des débit de recirculation d'une pompe centrifuge
Symposium AIRH 1986, Montréal, référence 53, 14 p

UNIVERSITE DES SC. ET TECHN. LILLE BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE

ANNEXE 1

EVOLUTION DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

LE LONG DES LIGNES DE PRESSION

Q/Qn=1,24

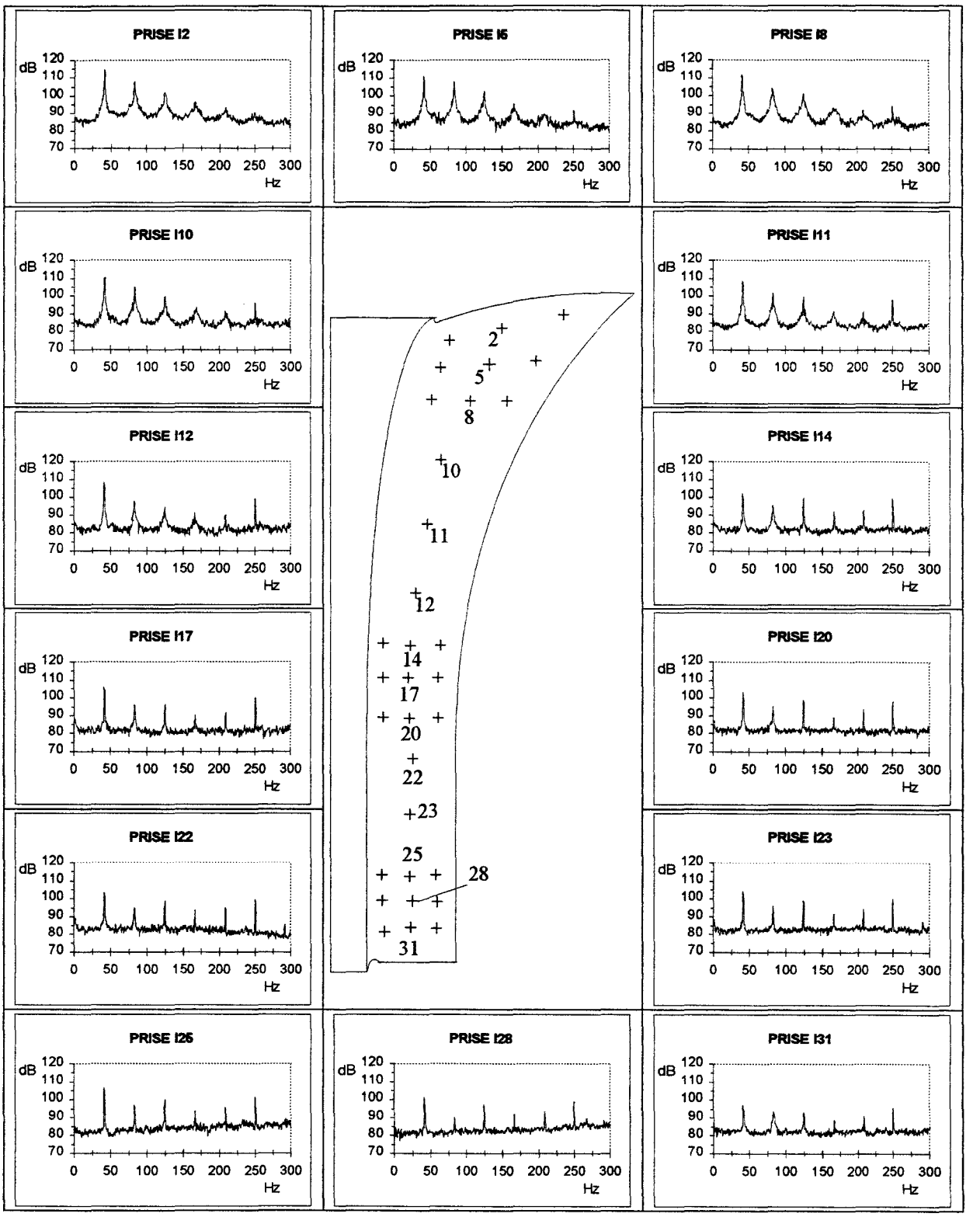


Planche 1 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne II pour Q/Qn=1,24

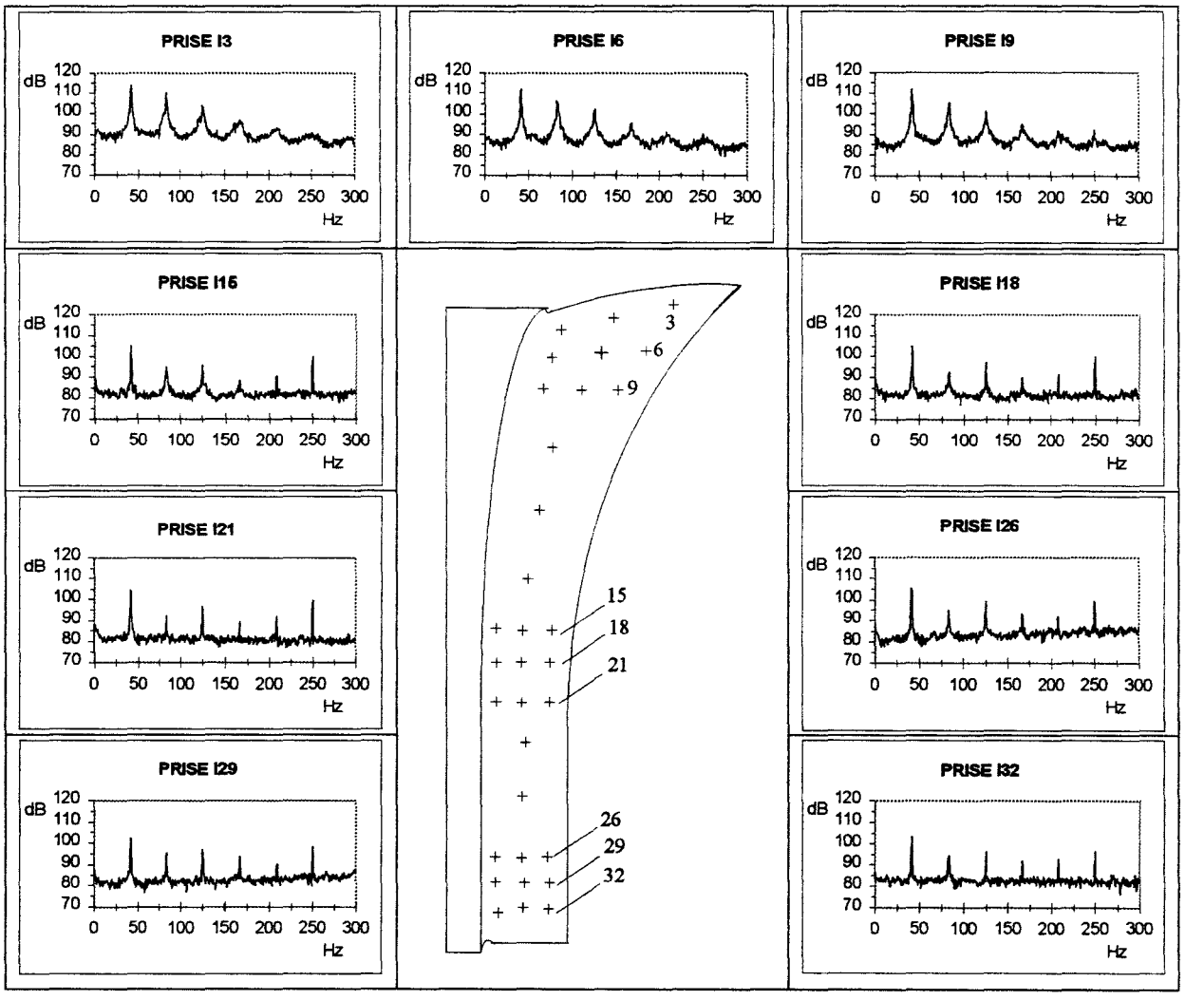


Planche 2 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne IC pour Q/Qn=1,24

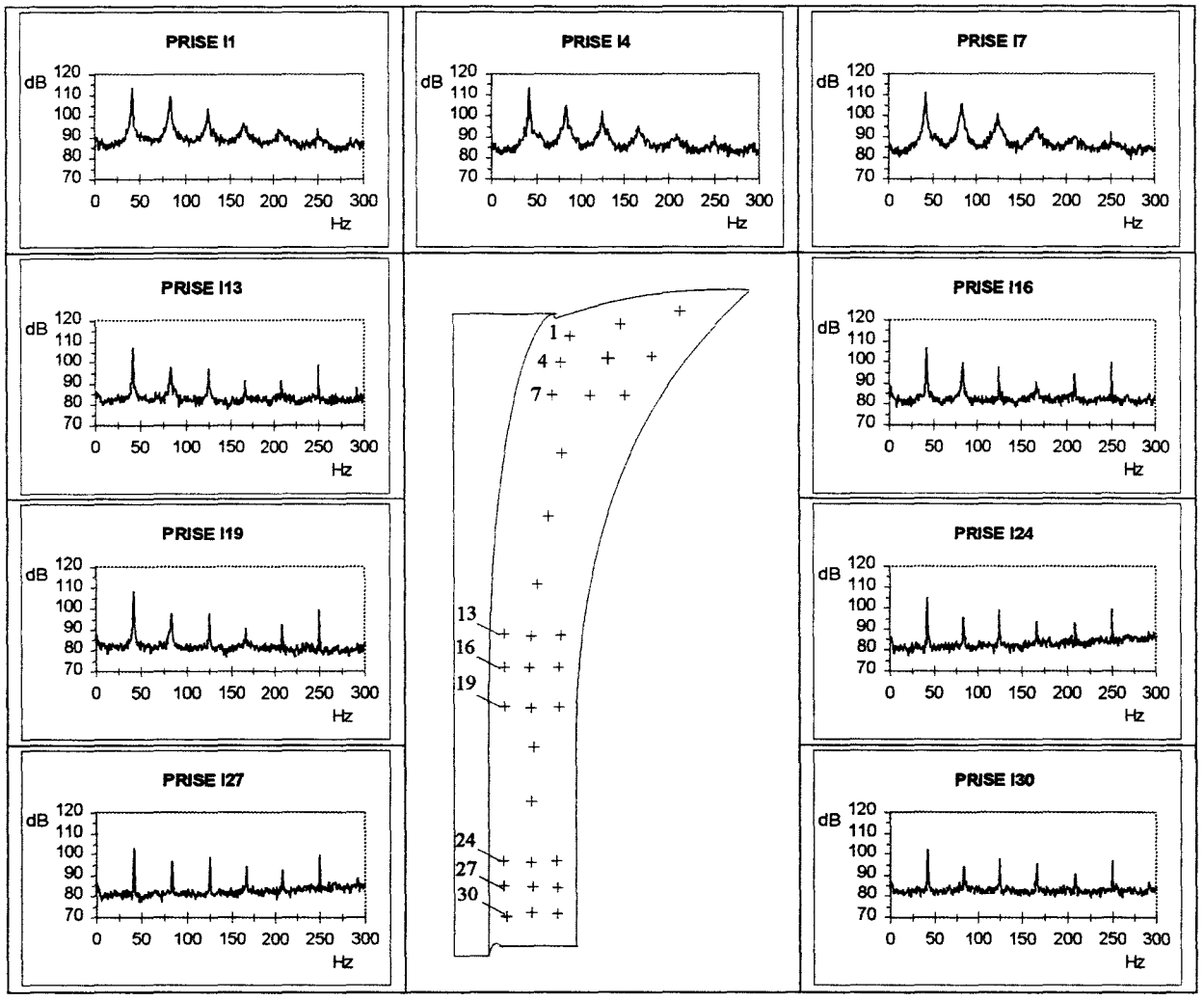


Planche 3 : Evolution des fluctuations de pression le long des lignes IP pour Q/Qn=1,24

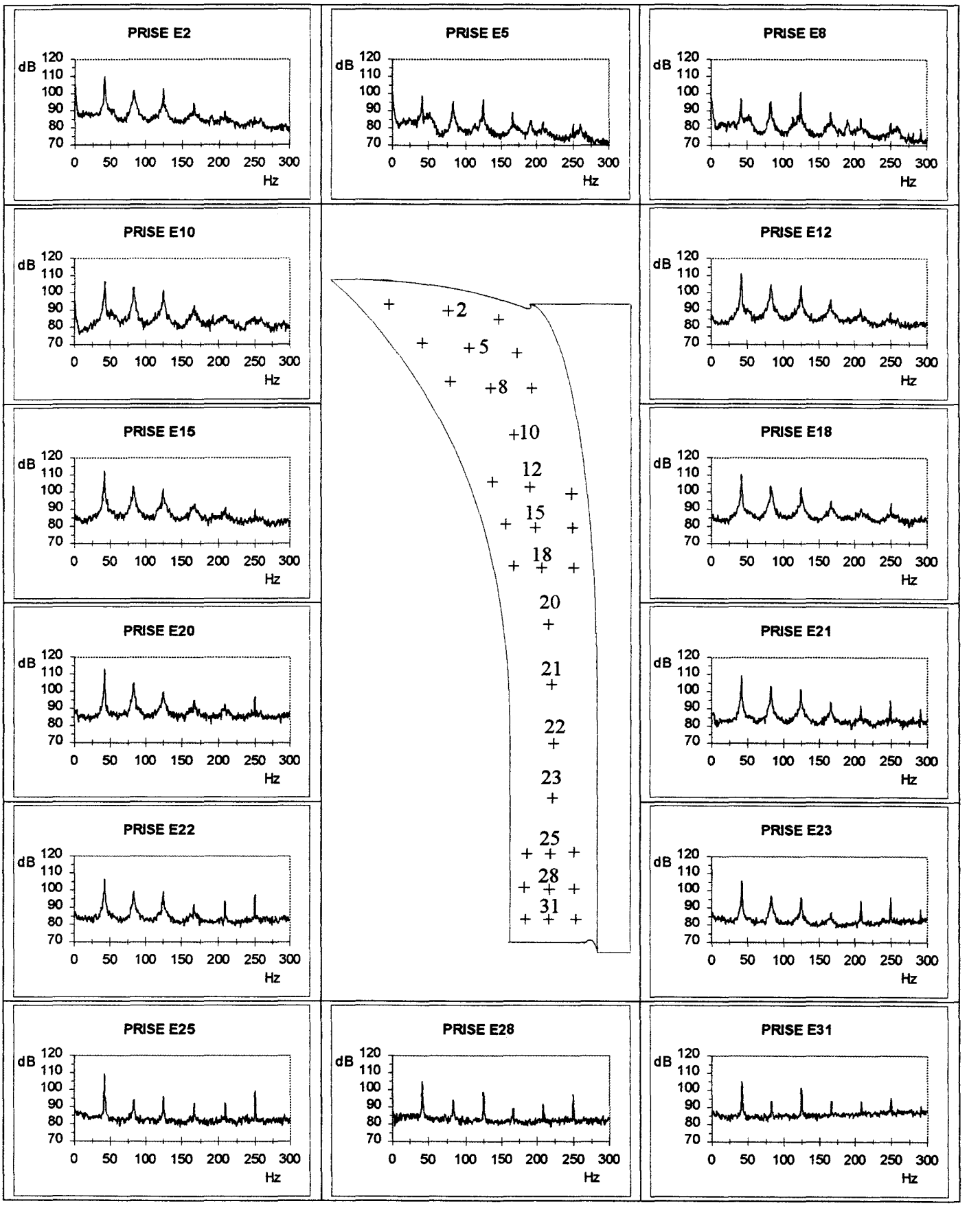


Planche 4 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EE pour Q/Qn=1,24

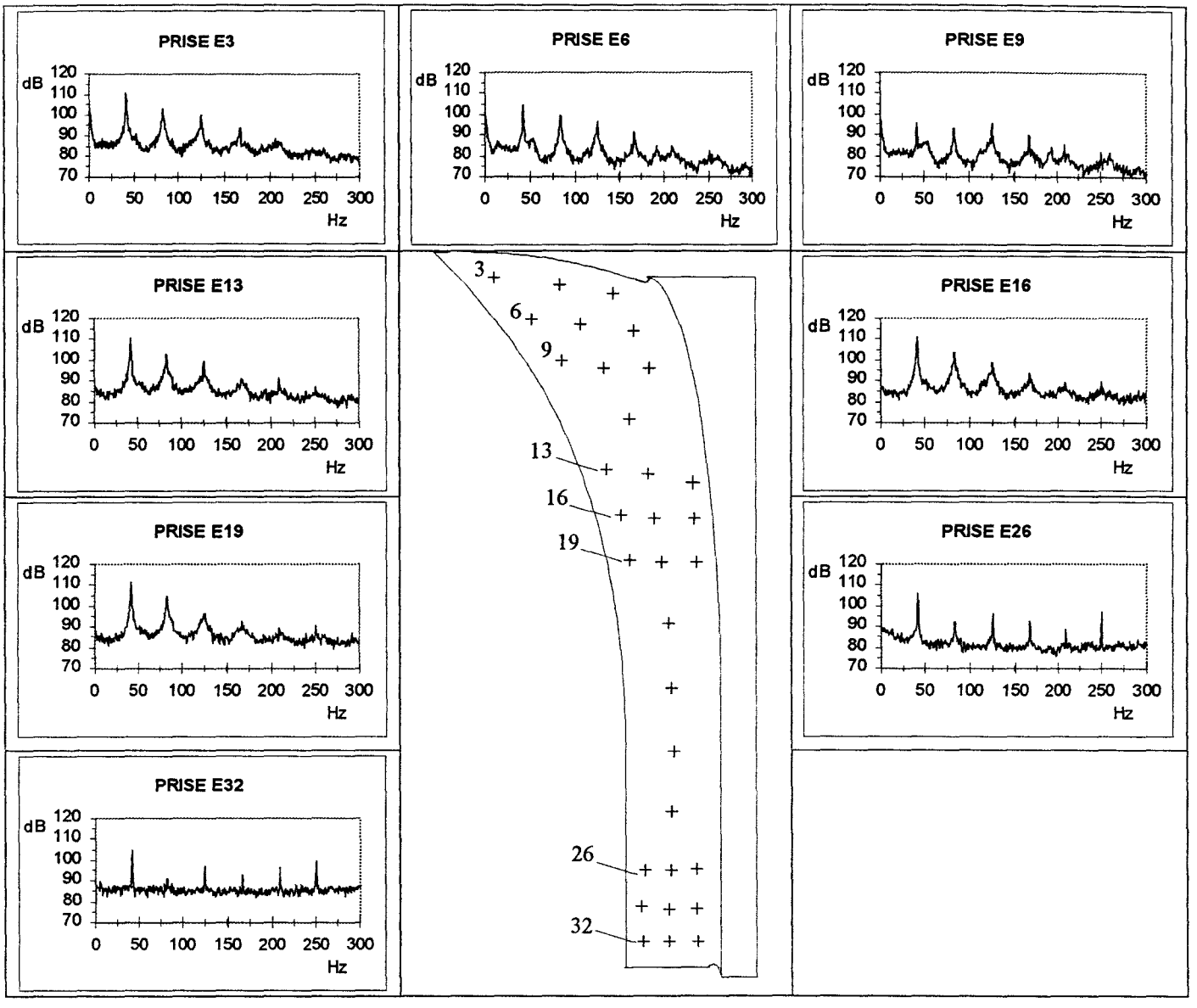


Planche 5 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EC pour Q/Qn=1,24

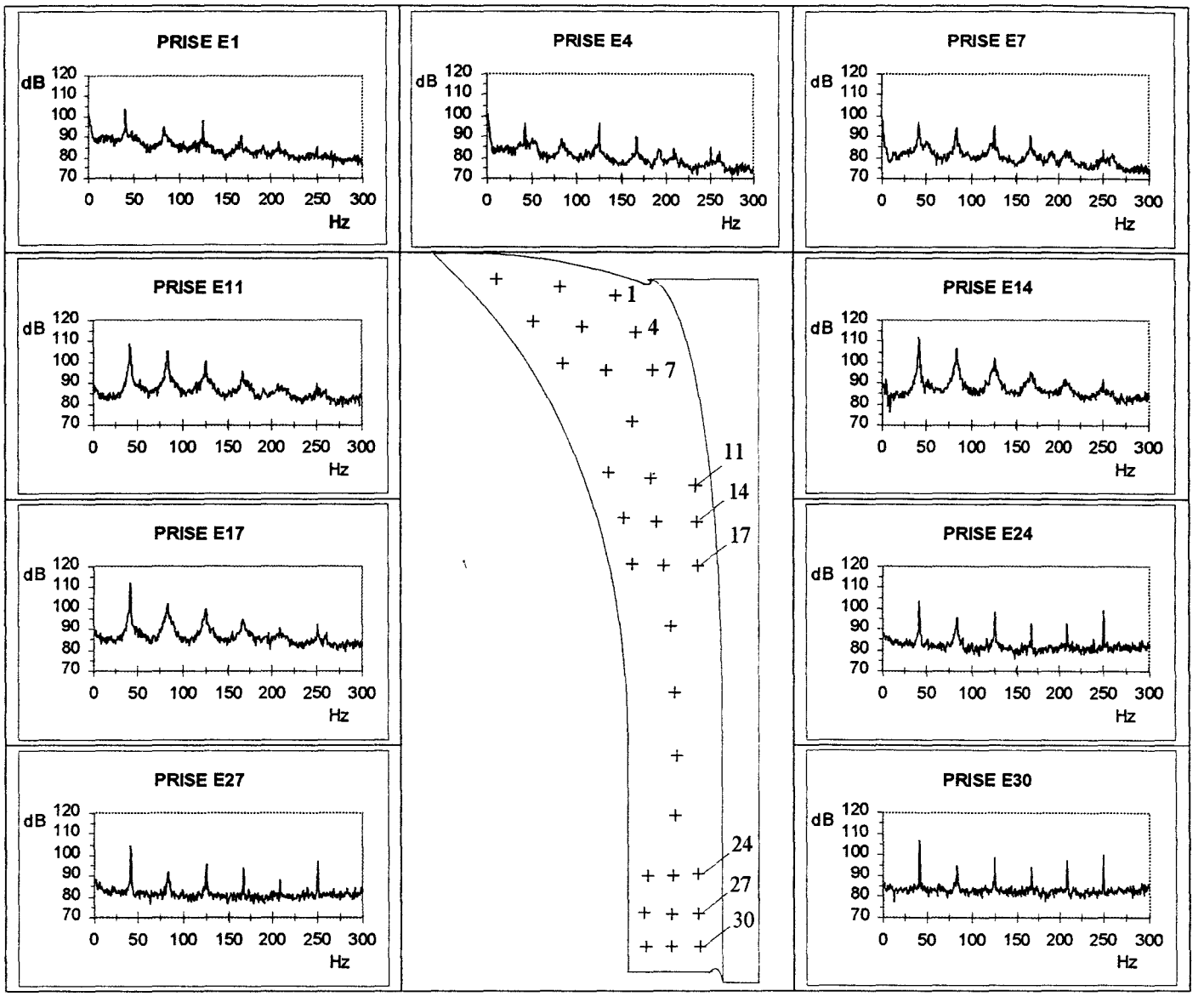


Planche 6 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EP pour Q/Qn=1,24

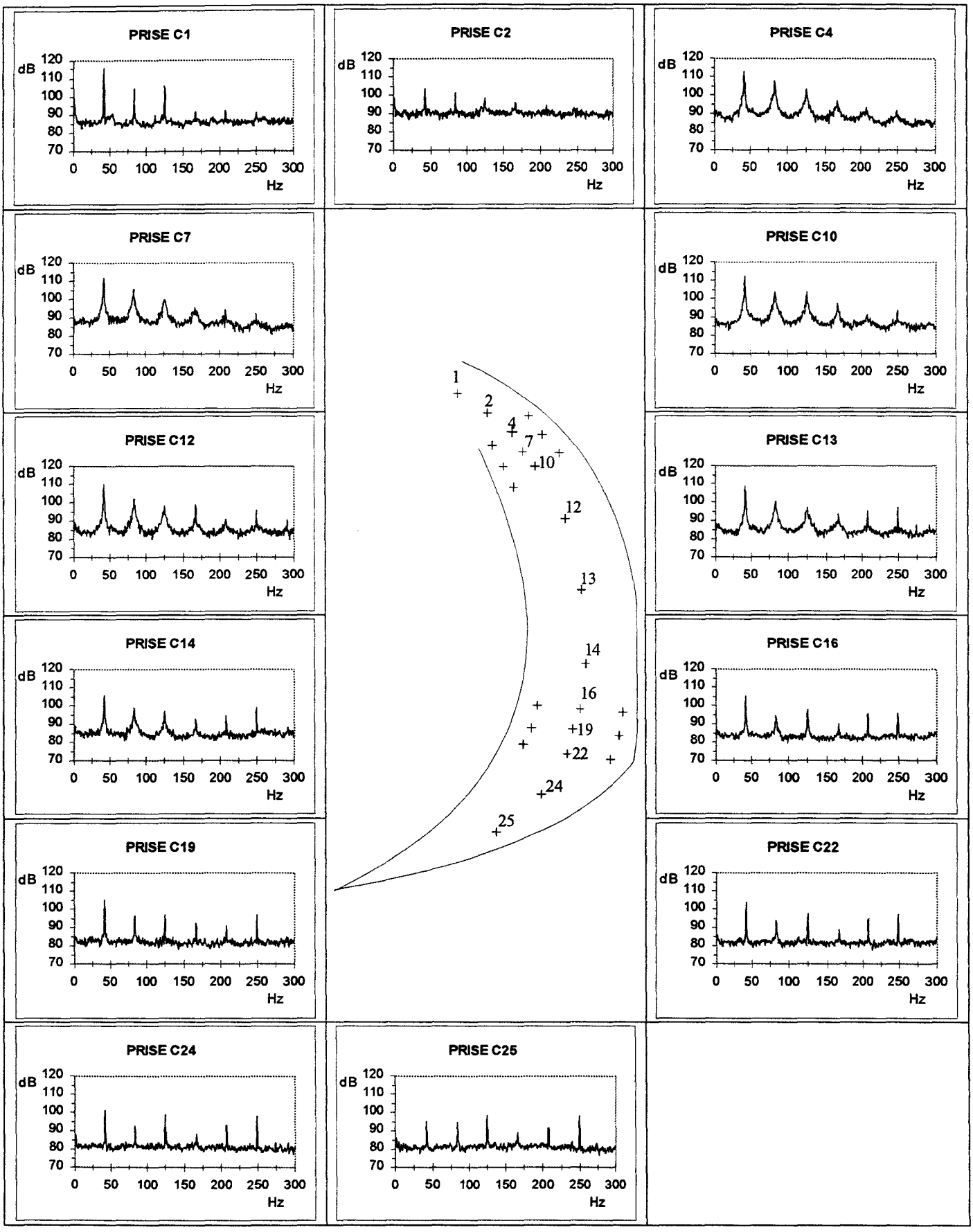


Planche 7 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CC pour Q/Qn=1,24

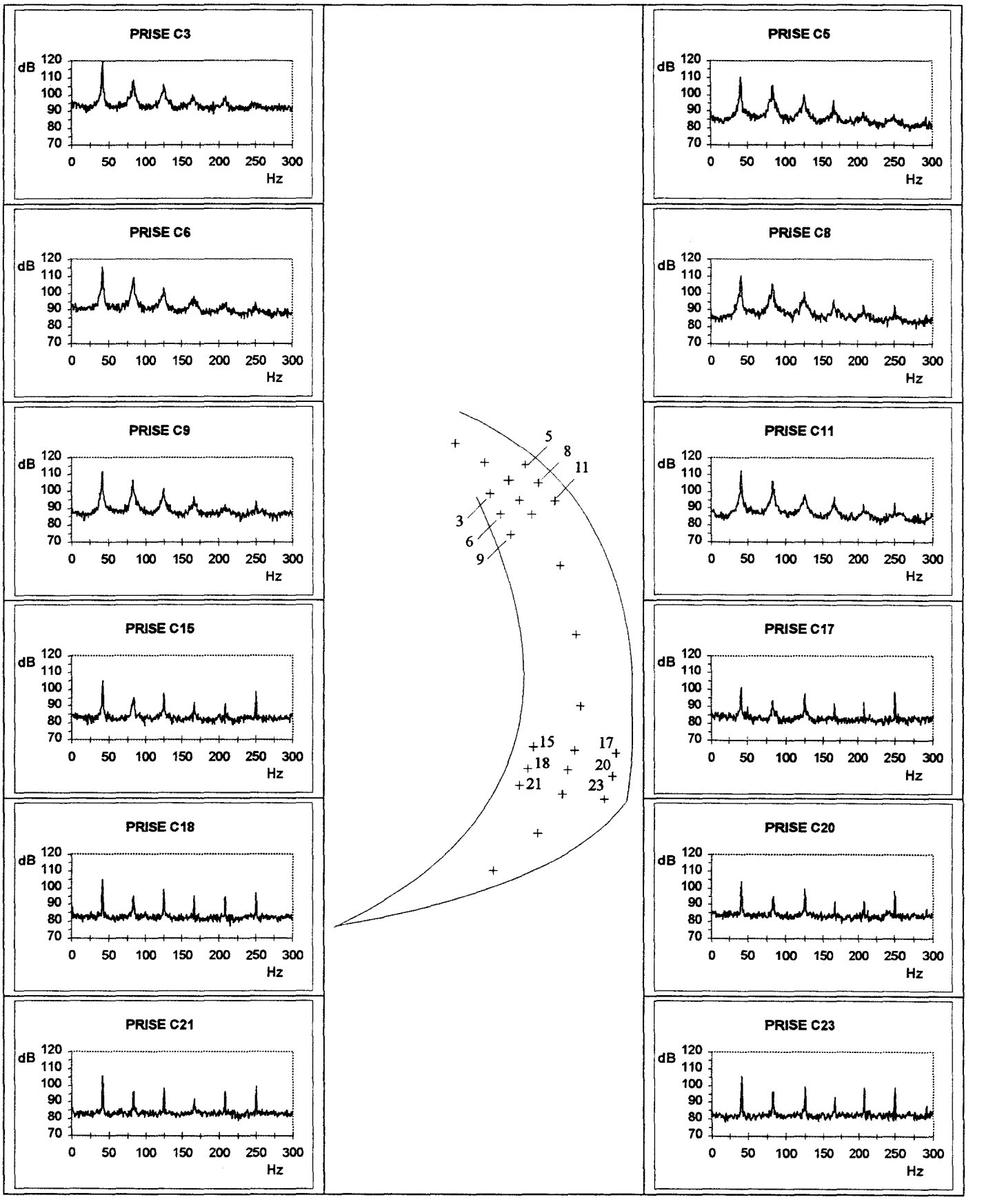


Planche 8 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CE et CI pour Q/Qn=1,24

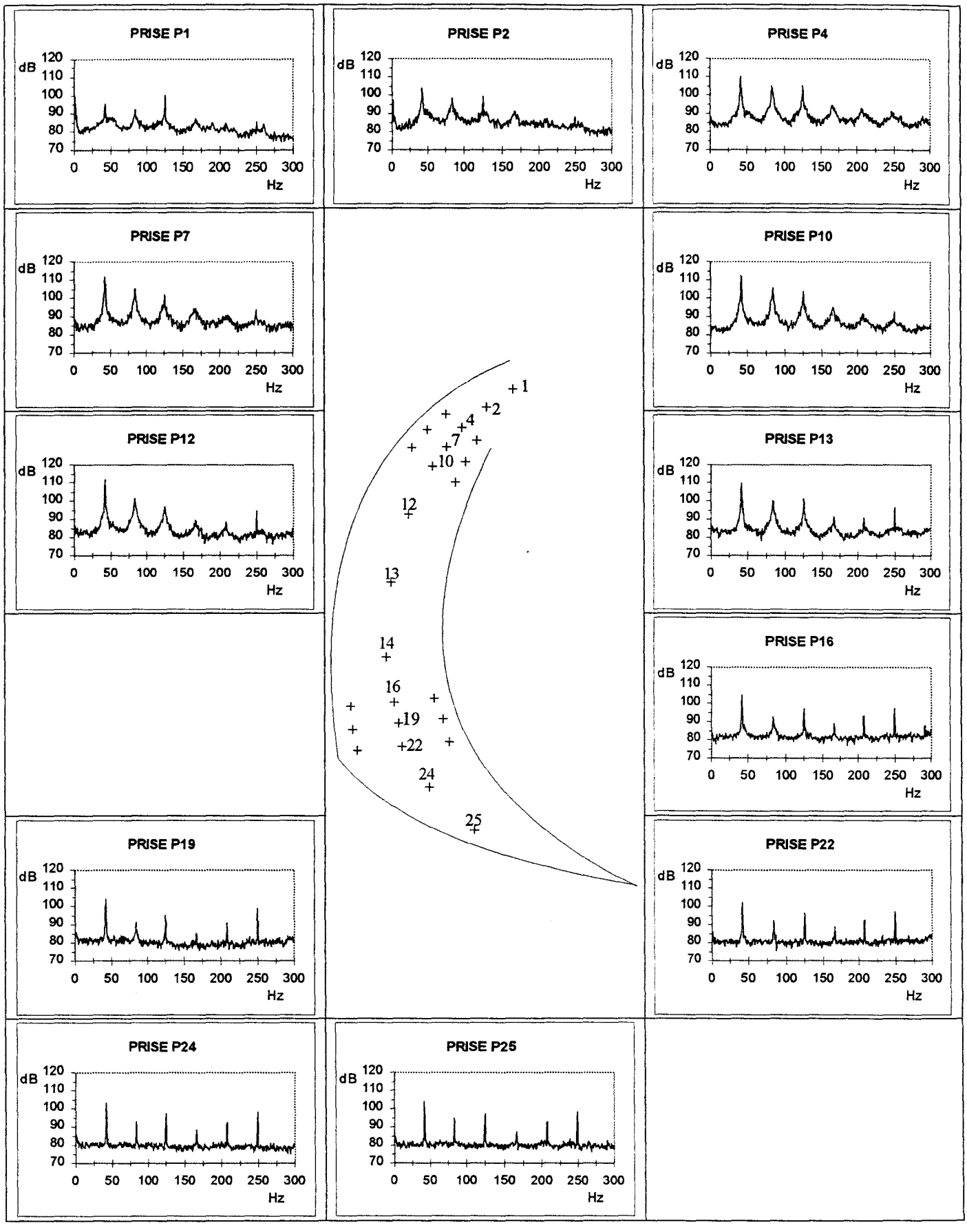


Planche 9 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PP pour Q/Qn=1,24

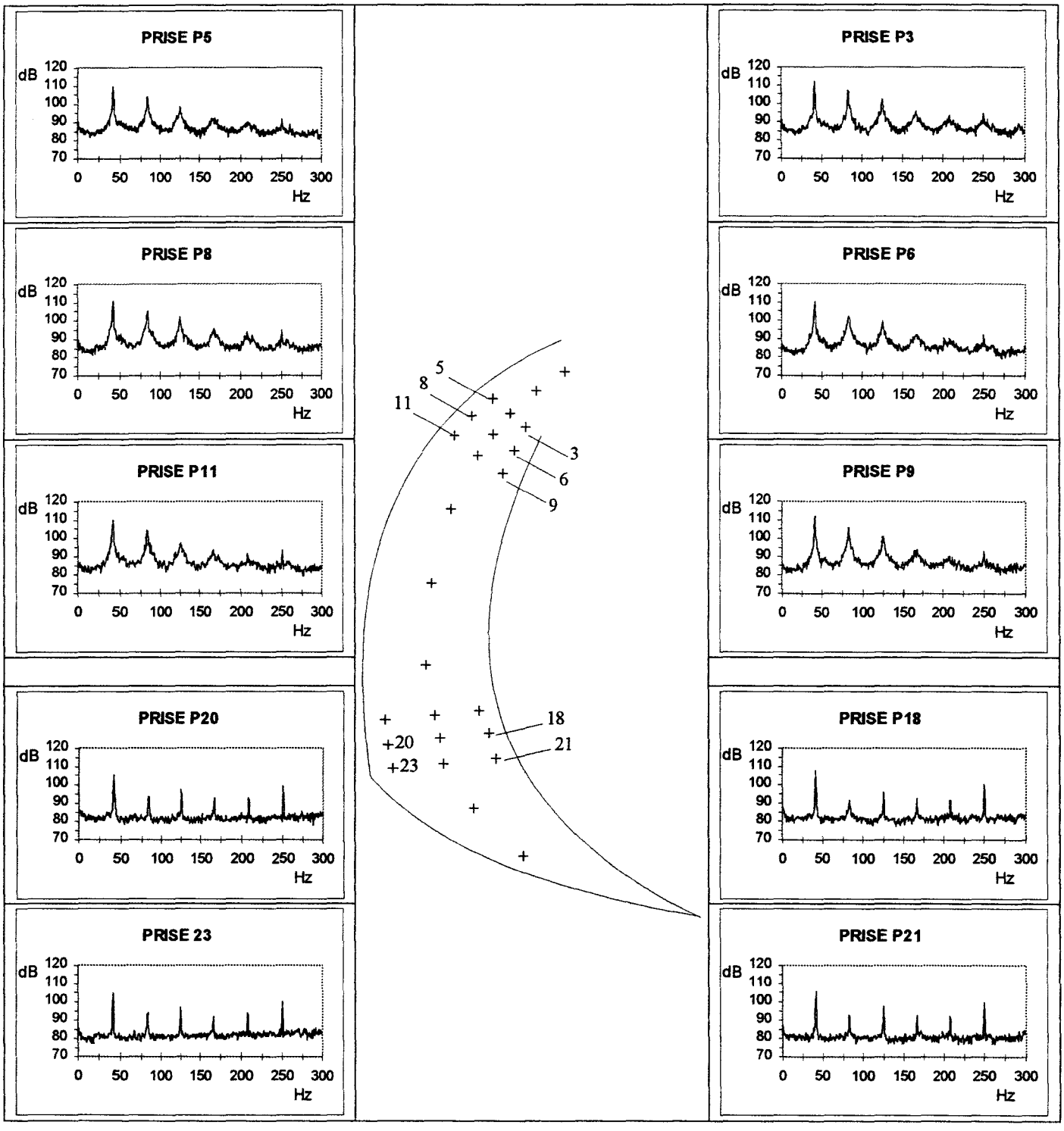


Planche 10 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PE et PI pour Q/Qn=1,24

ANNEXE 2

EVOLUTION DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

LE LONG DES LIGNES DE PRESSION

Q/Qn=0,97

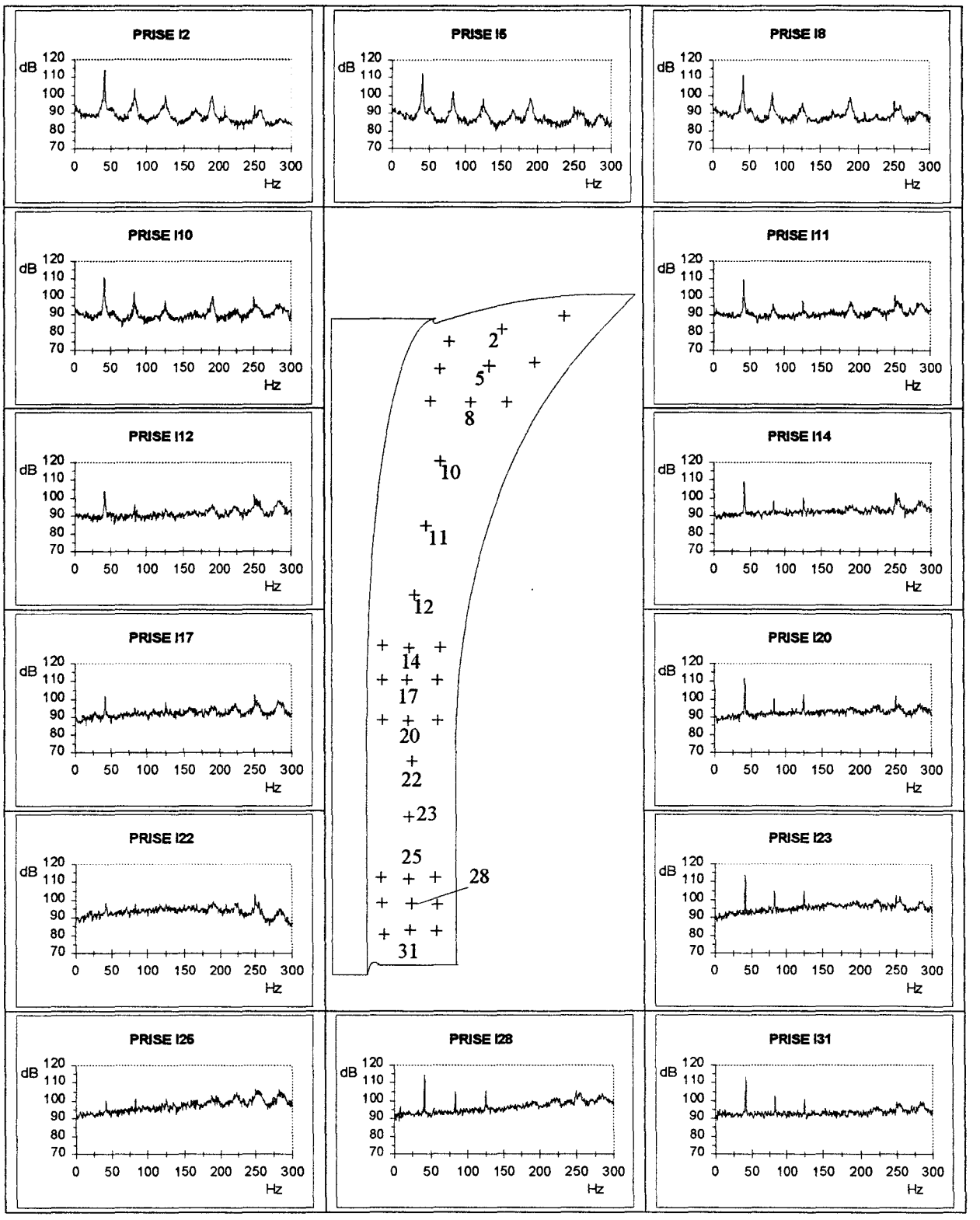


Planche 11 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne II pour Q/Qn=0,97

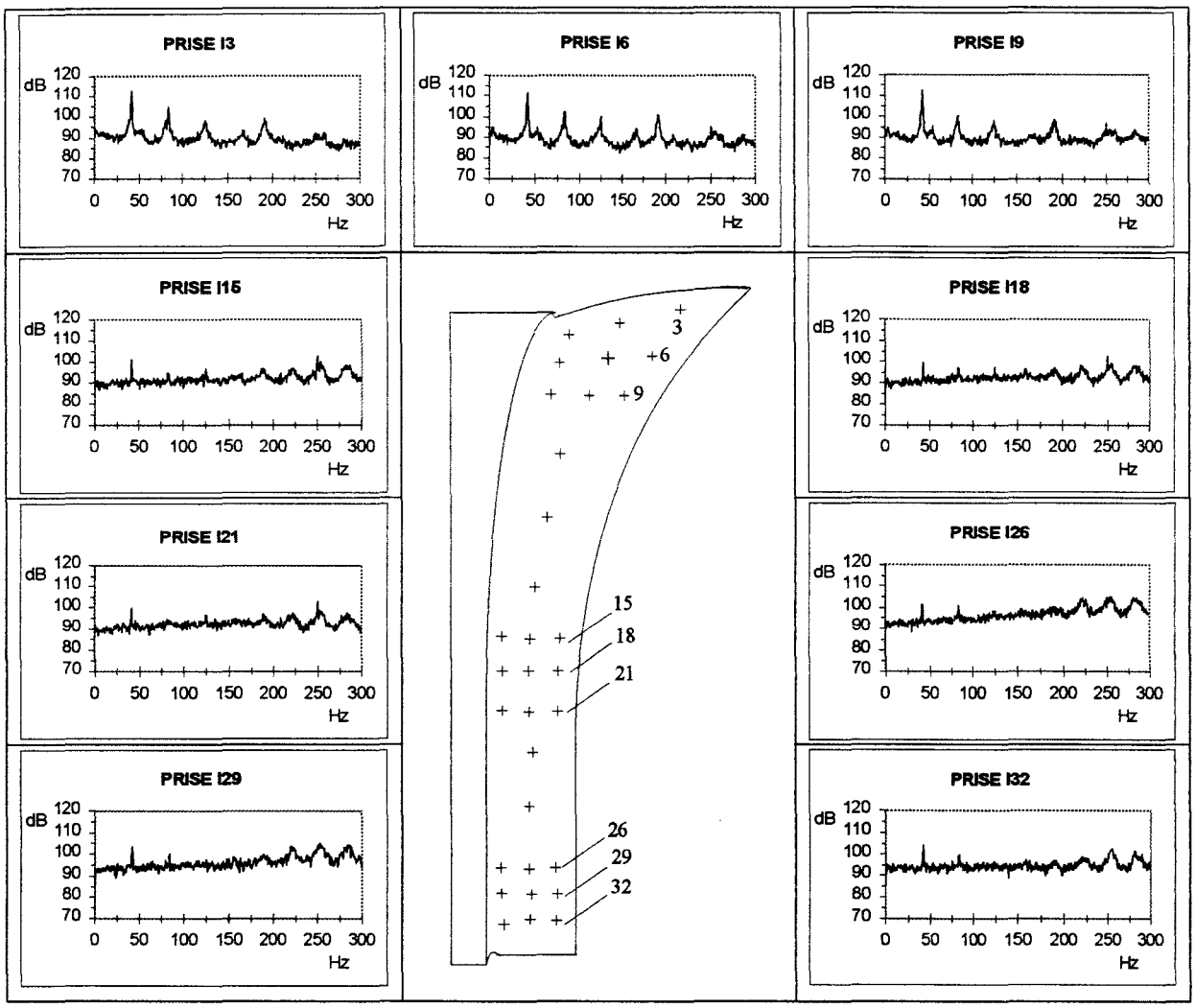


Planche 12 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne IC pour Q/Qn=0,97

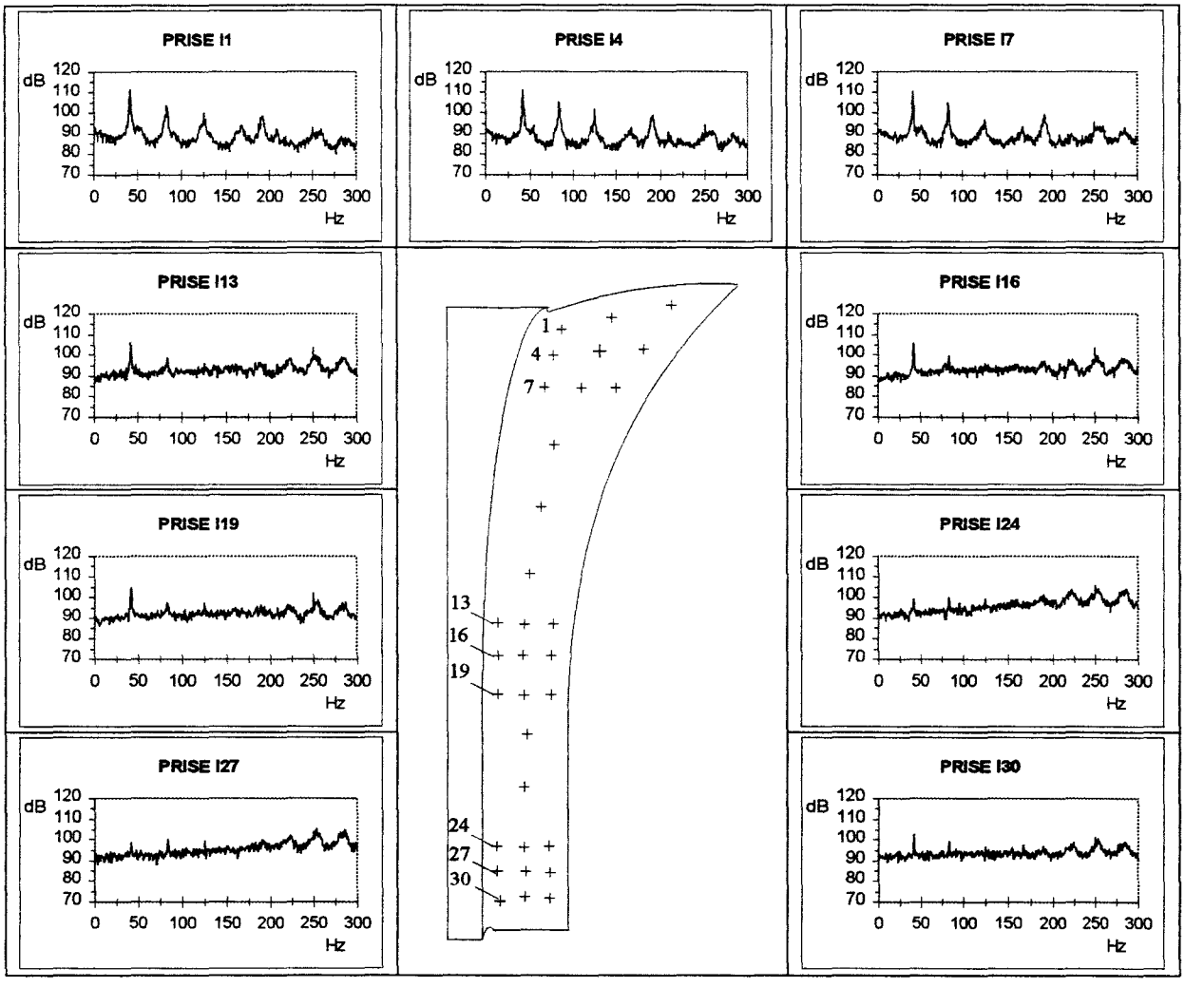


Planche 13 : Evolution des fluctuations de pression le long des lignes IP pour Q/Qn=0,97

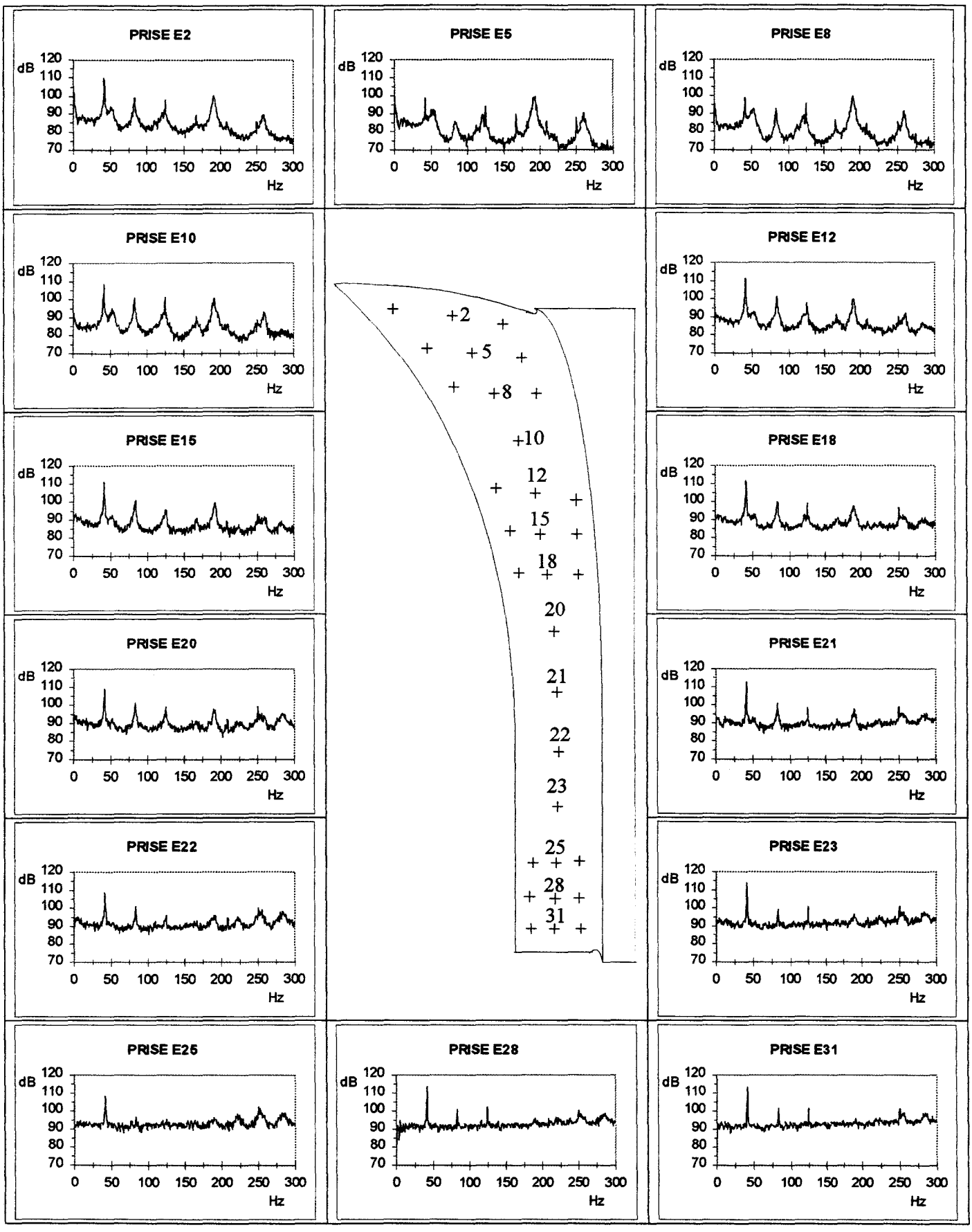


Planche 14 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EE pour Q/Qn=0,97

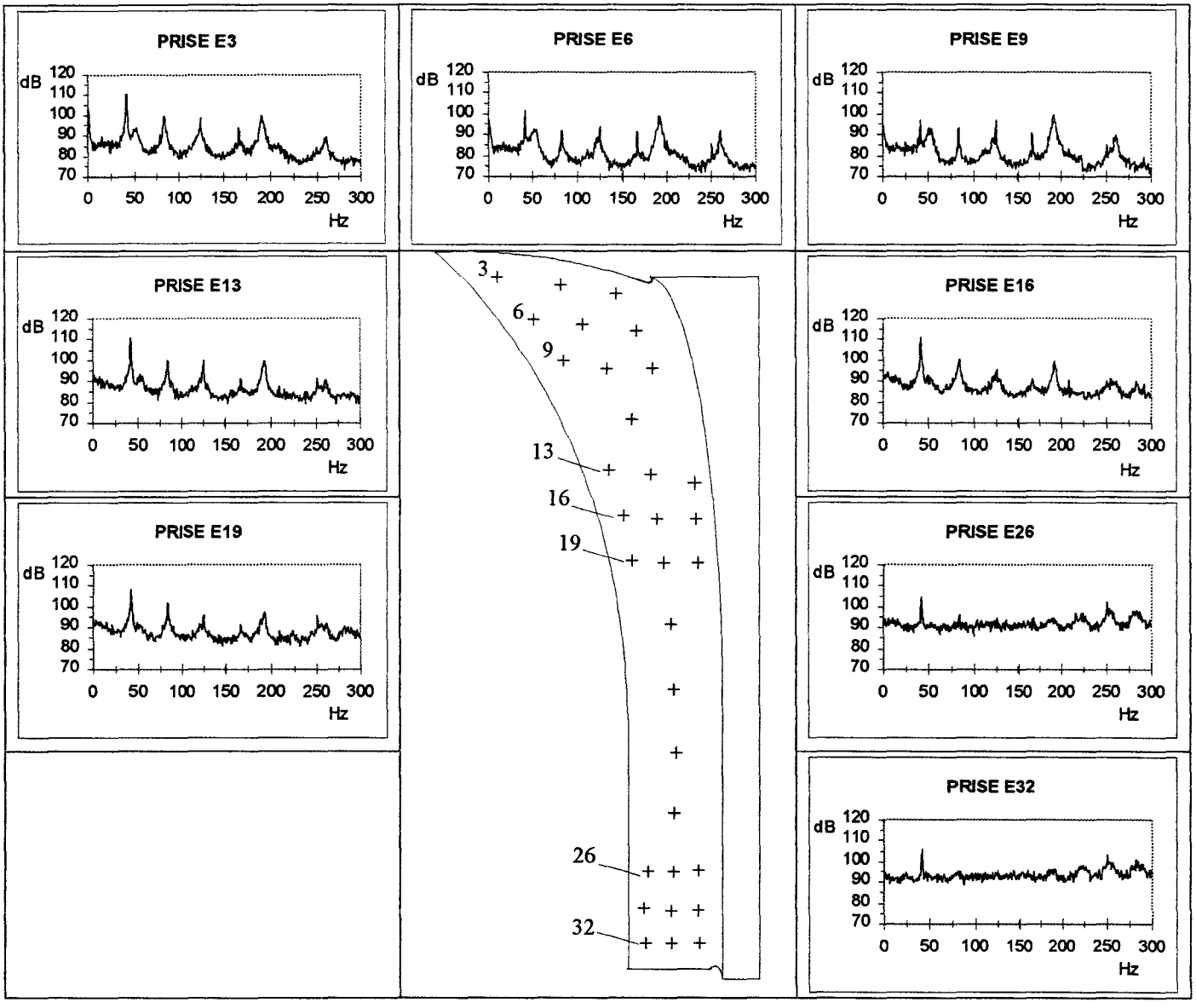


Planche 15 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EC pour Q/Qn=0,97

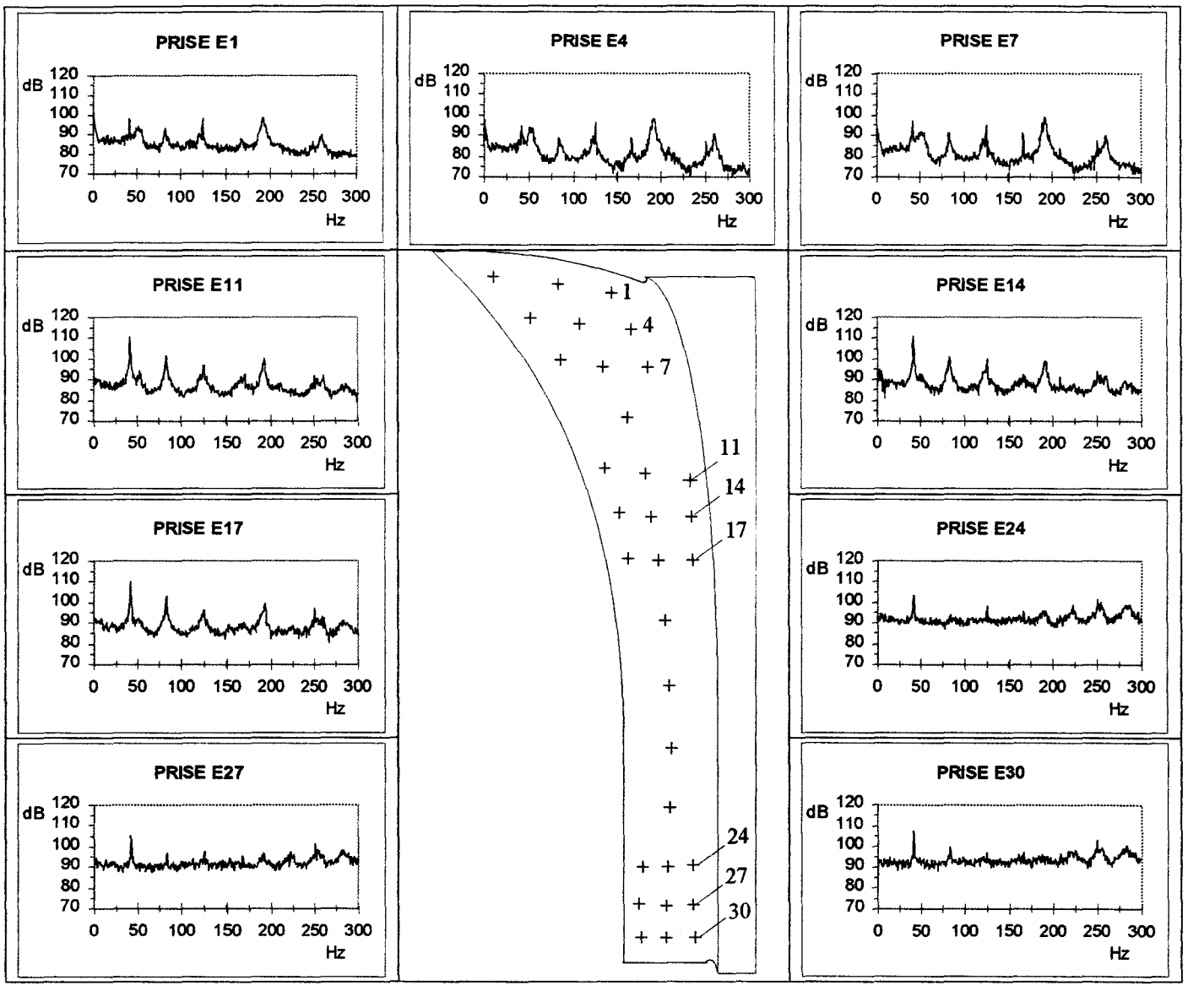


Planche 16 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EP pour Q/Qn=0,97

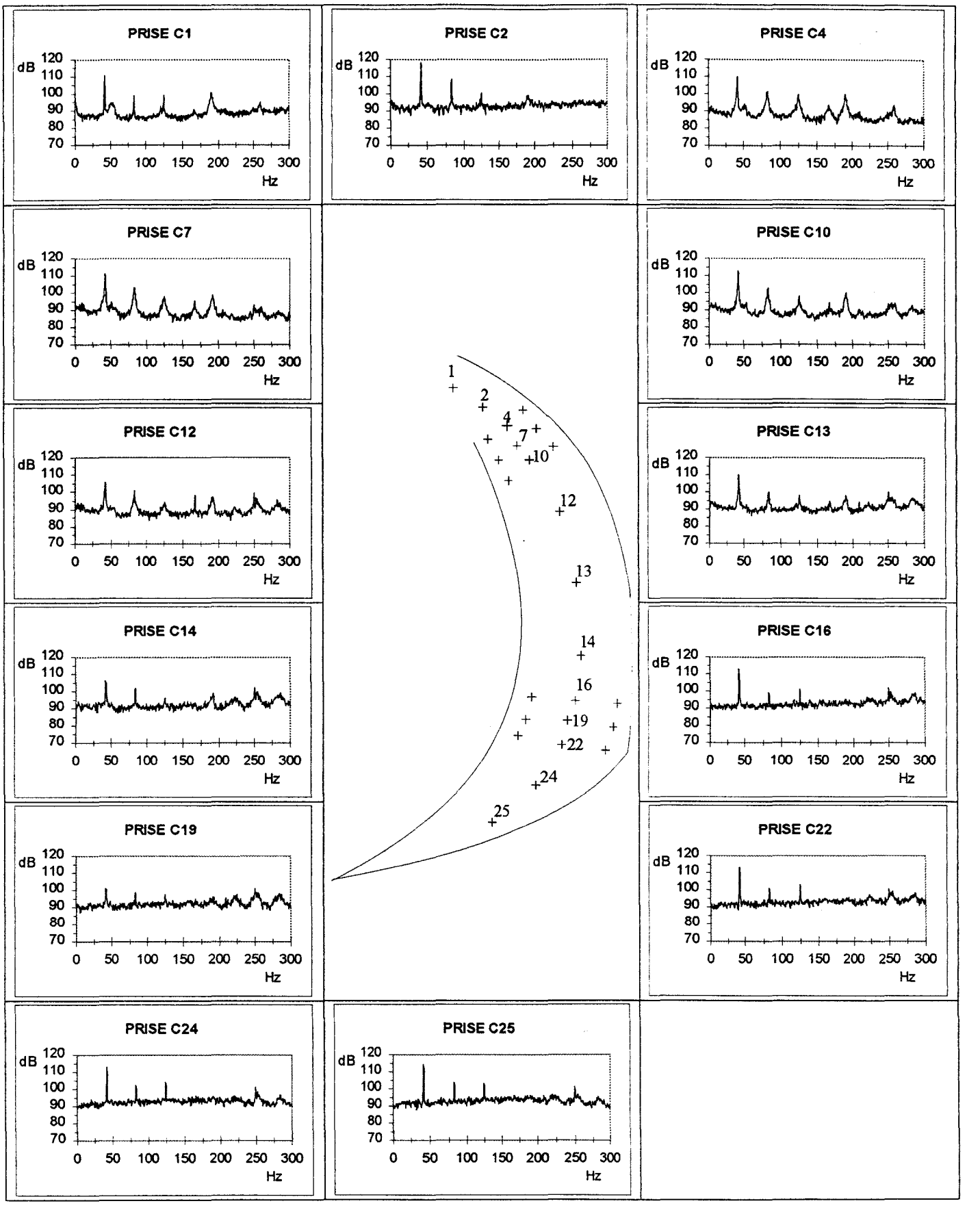


Planche 17 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CC pour Q/Qn=0,97

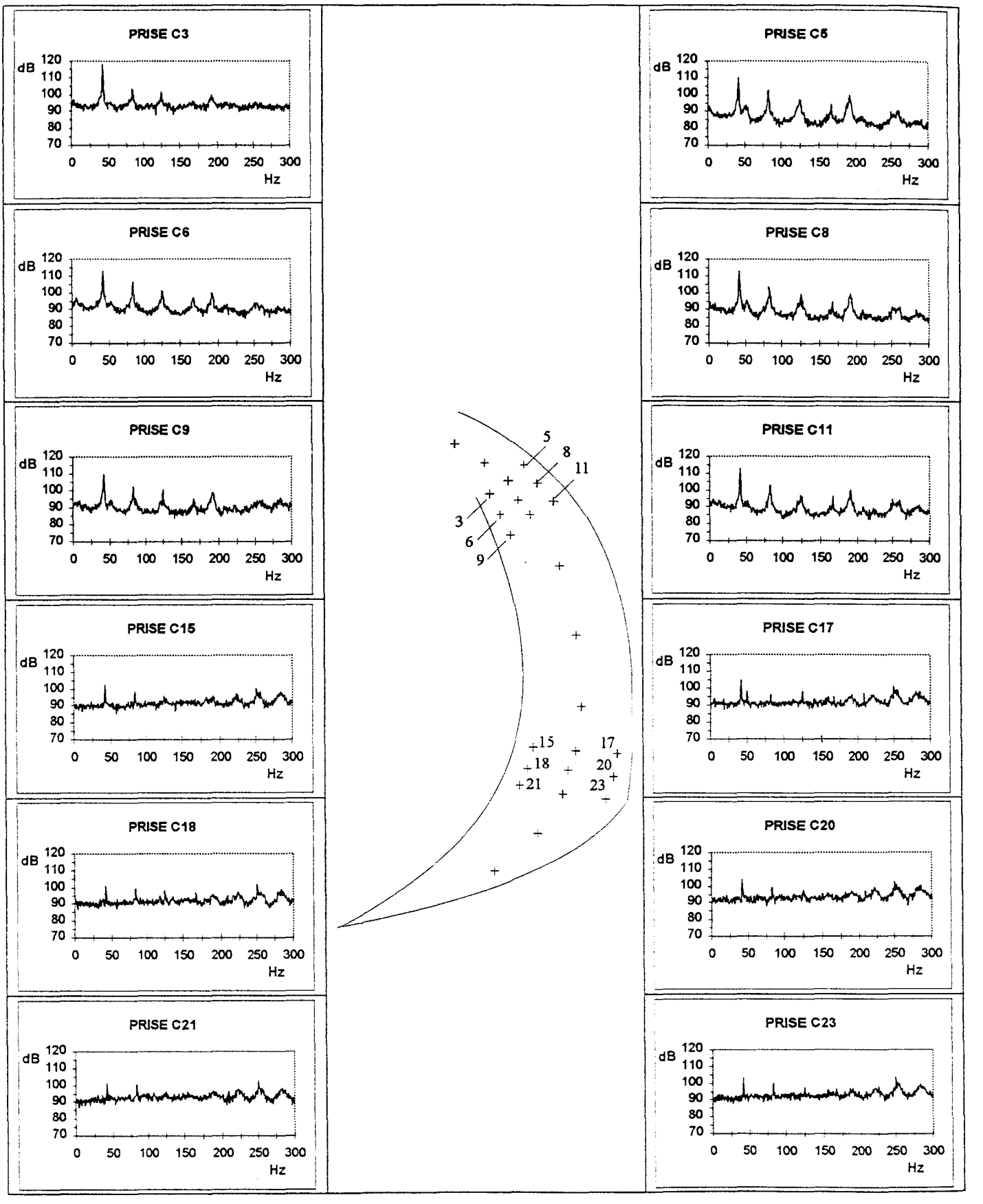


Planche 18 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CE et CI pour Q/Qn=0,97

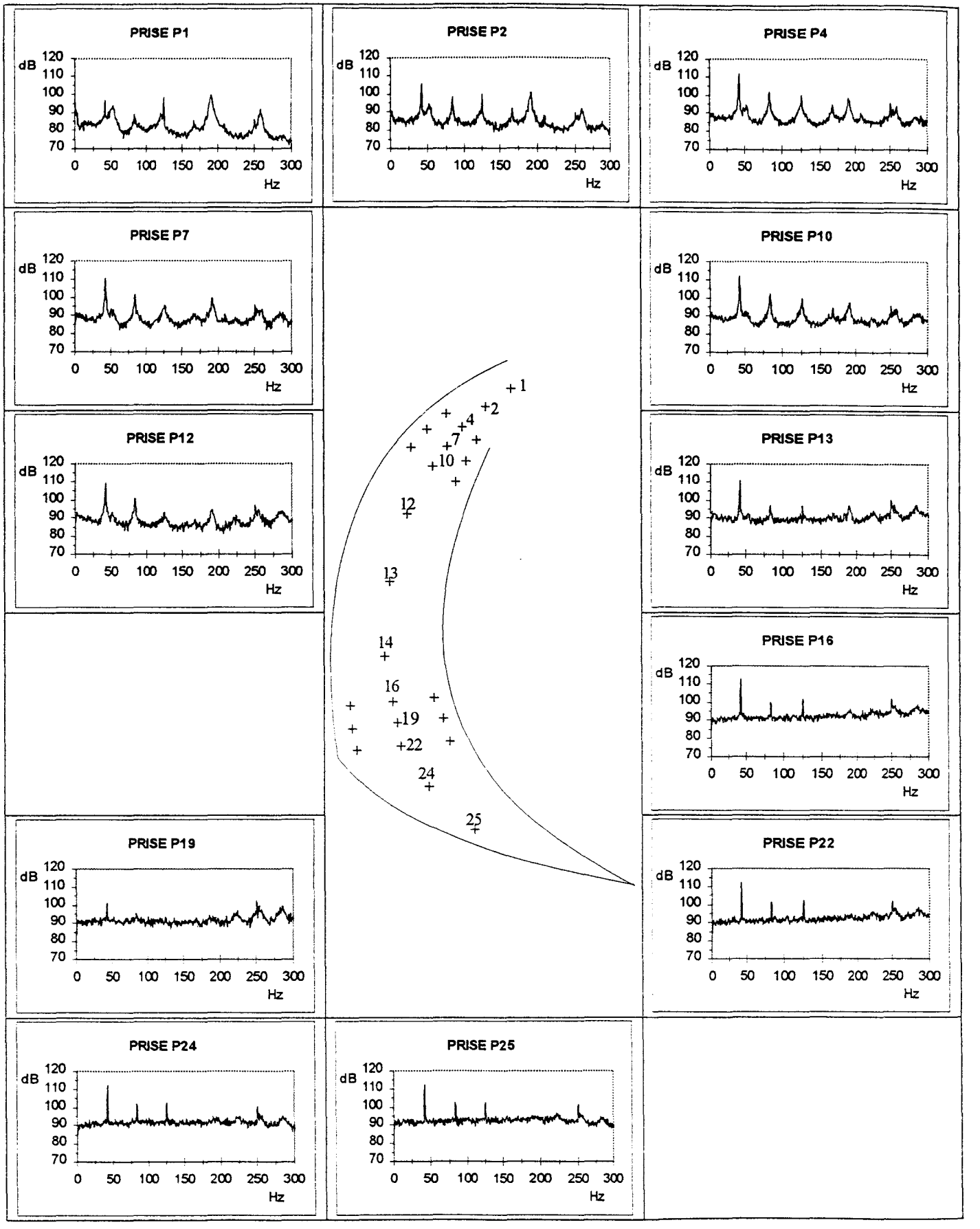


Planche 19 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PP pour Q/Qn=0,97

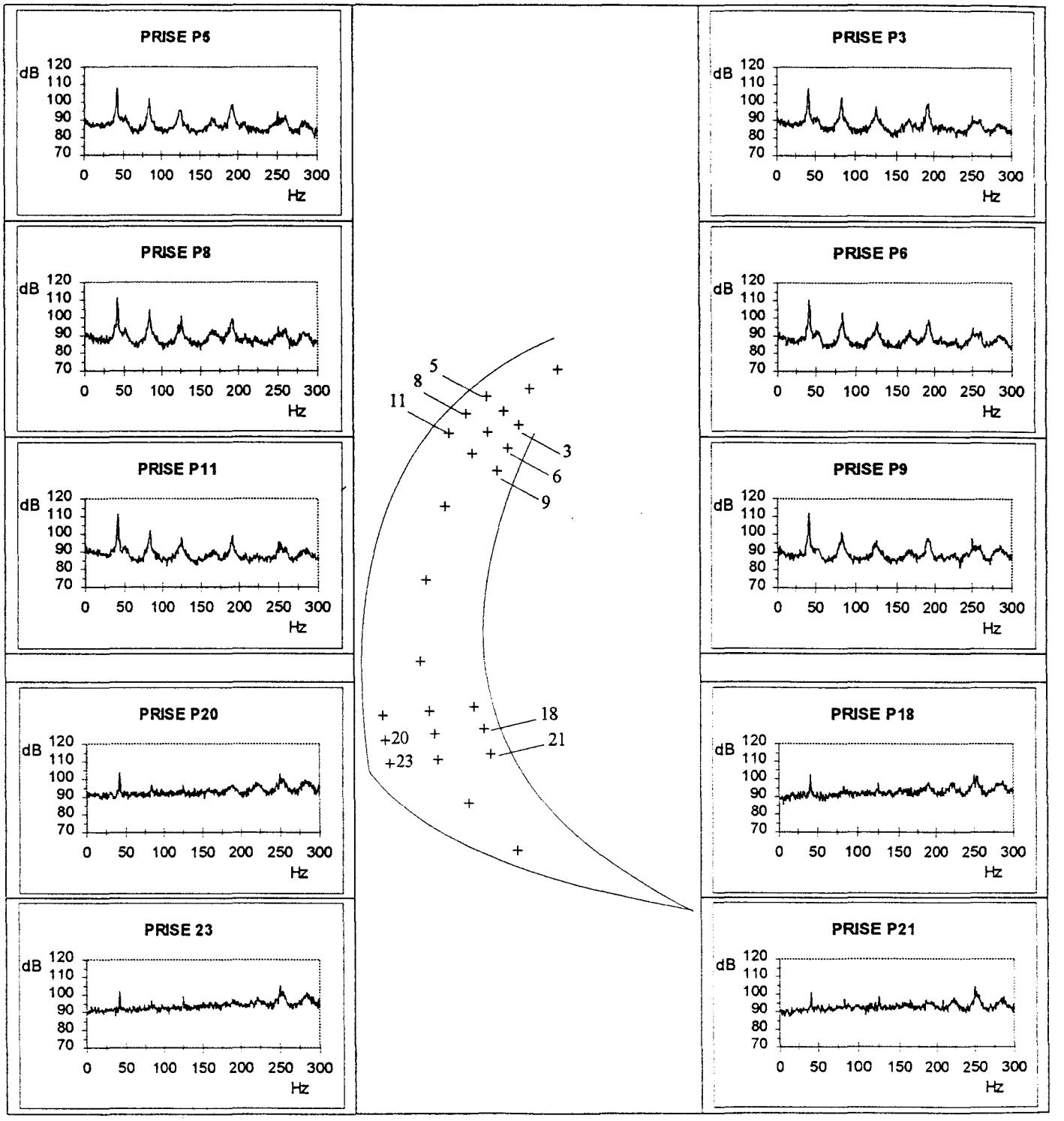


Planche 20 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PE et PI pour Q/Qn=0,97

ANNEXE 3

EVOLUTION DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

LE LONG DES LIGNES DE PRESSION

Q/Qn=0,86

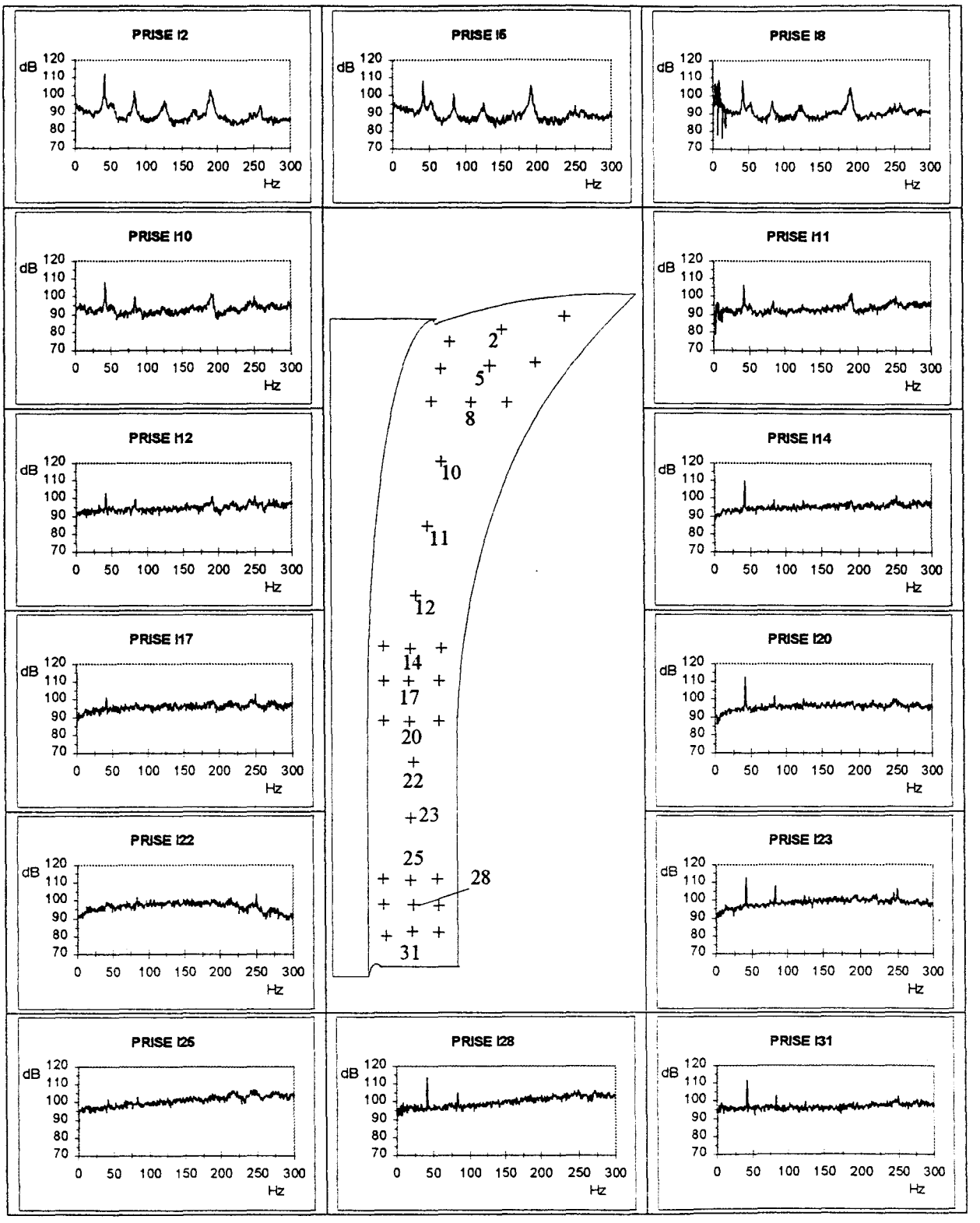


Planche 21 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne II pour Q/Qn=0,86

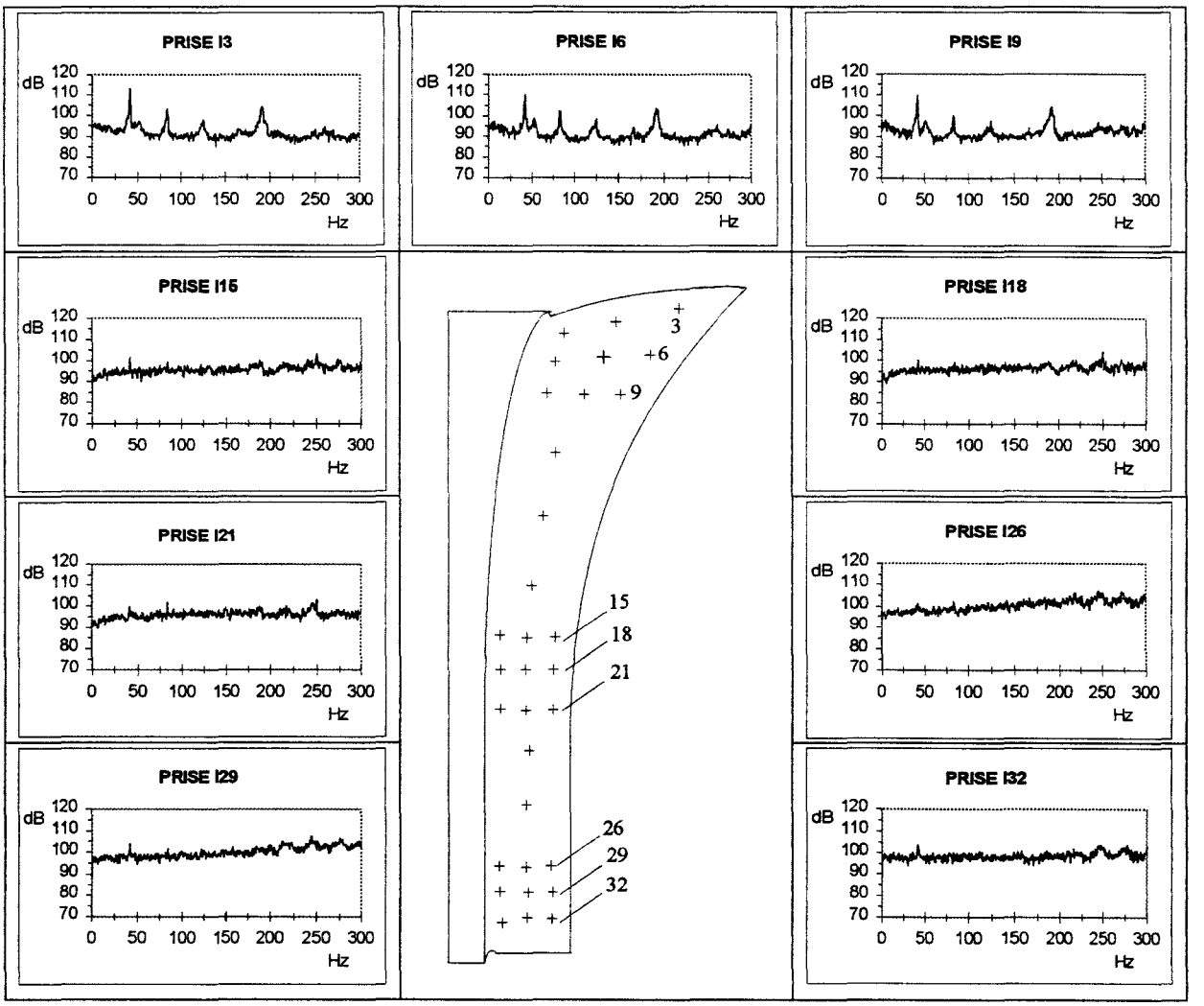


Planche 22: Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne IC pour Q/Qn=0,86

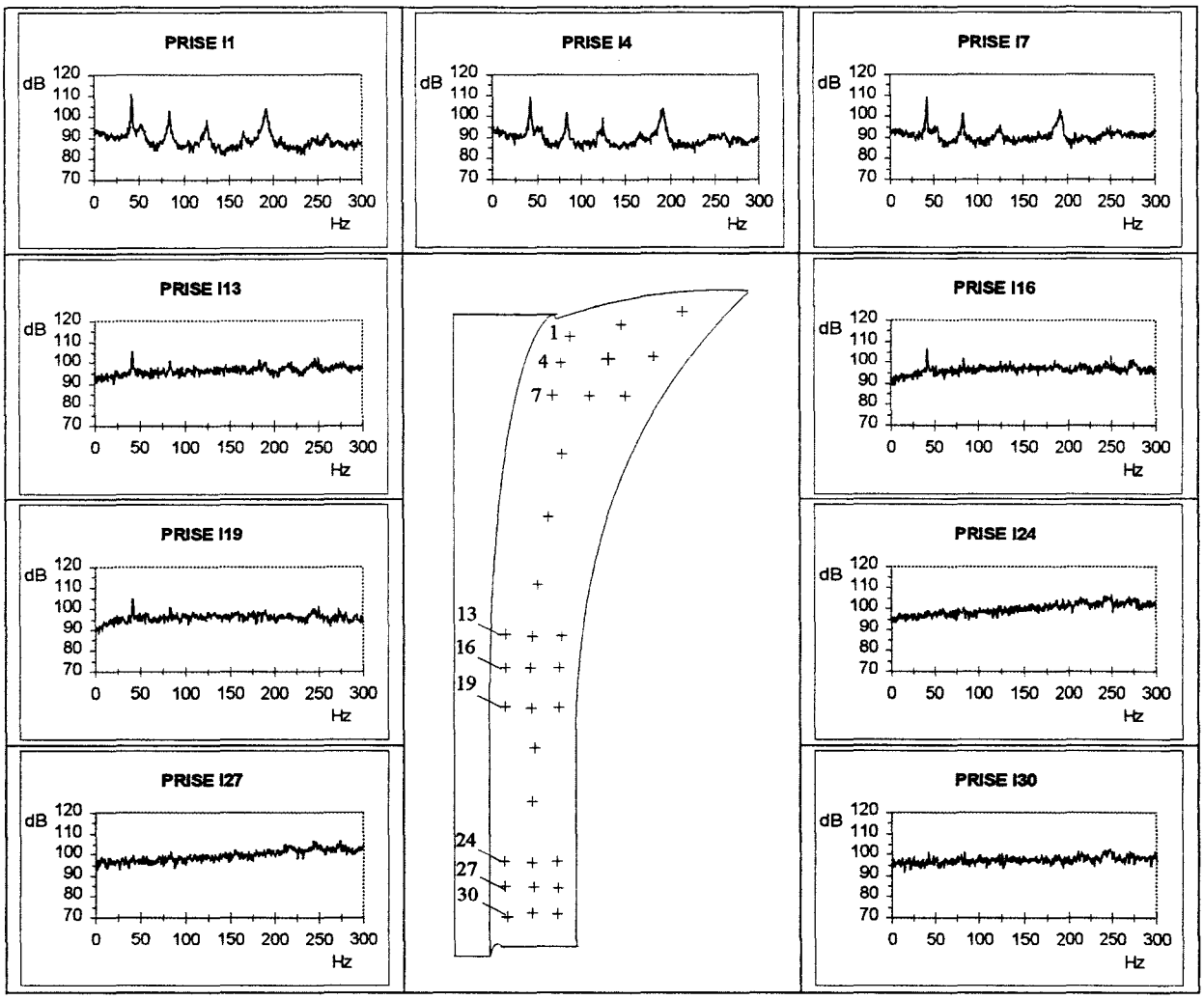


Planche 23 : Evolution des fluctuations de pression le long des lignes IP pour Q/Qn=0,86

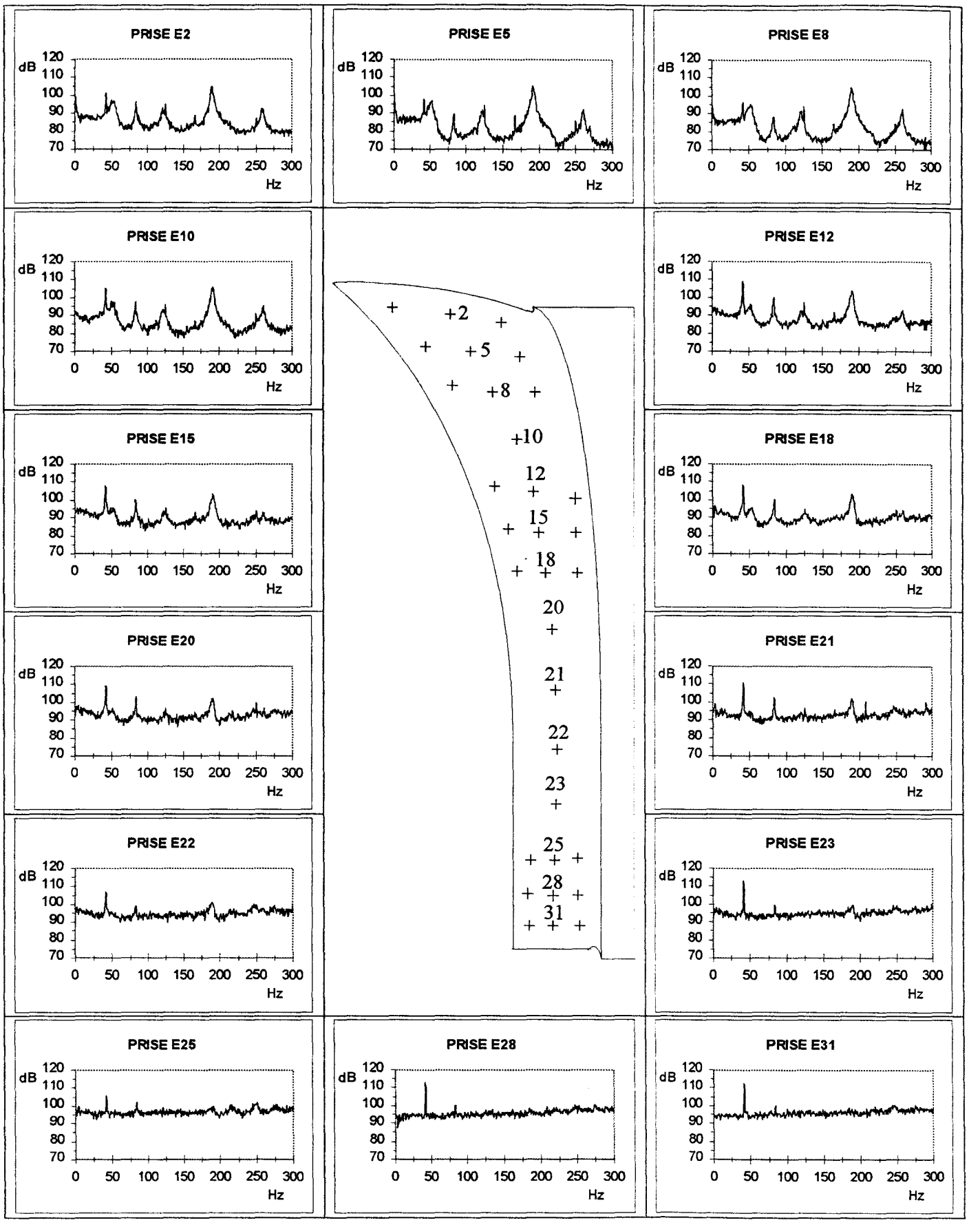


Planche 24 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EE pour Q/Qn=0,86

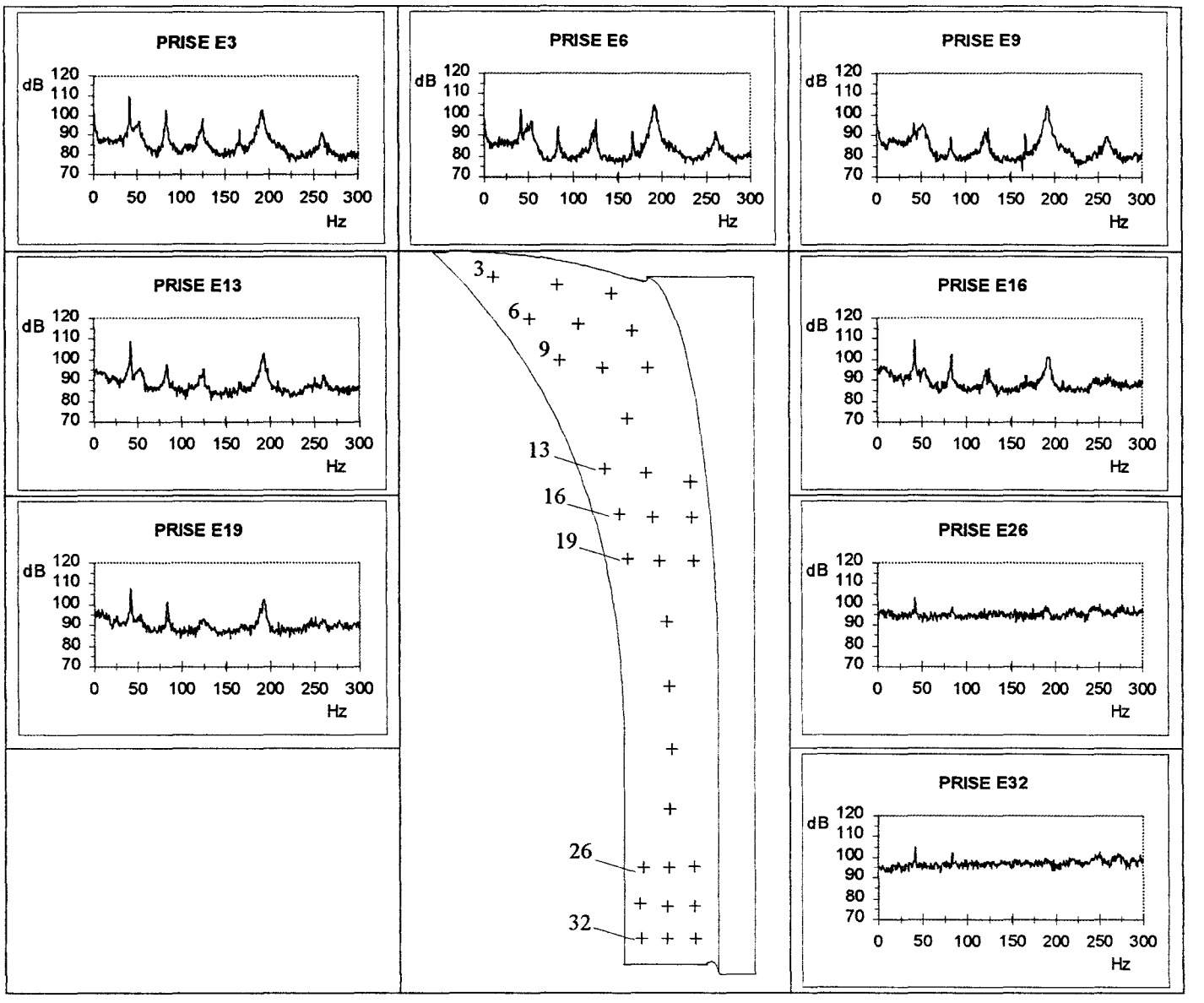


Planche 25 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EC pour Q/Qn=0,86

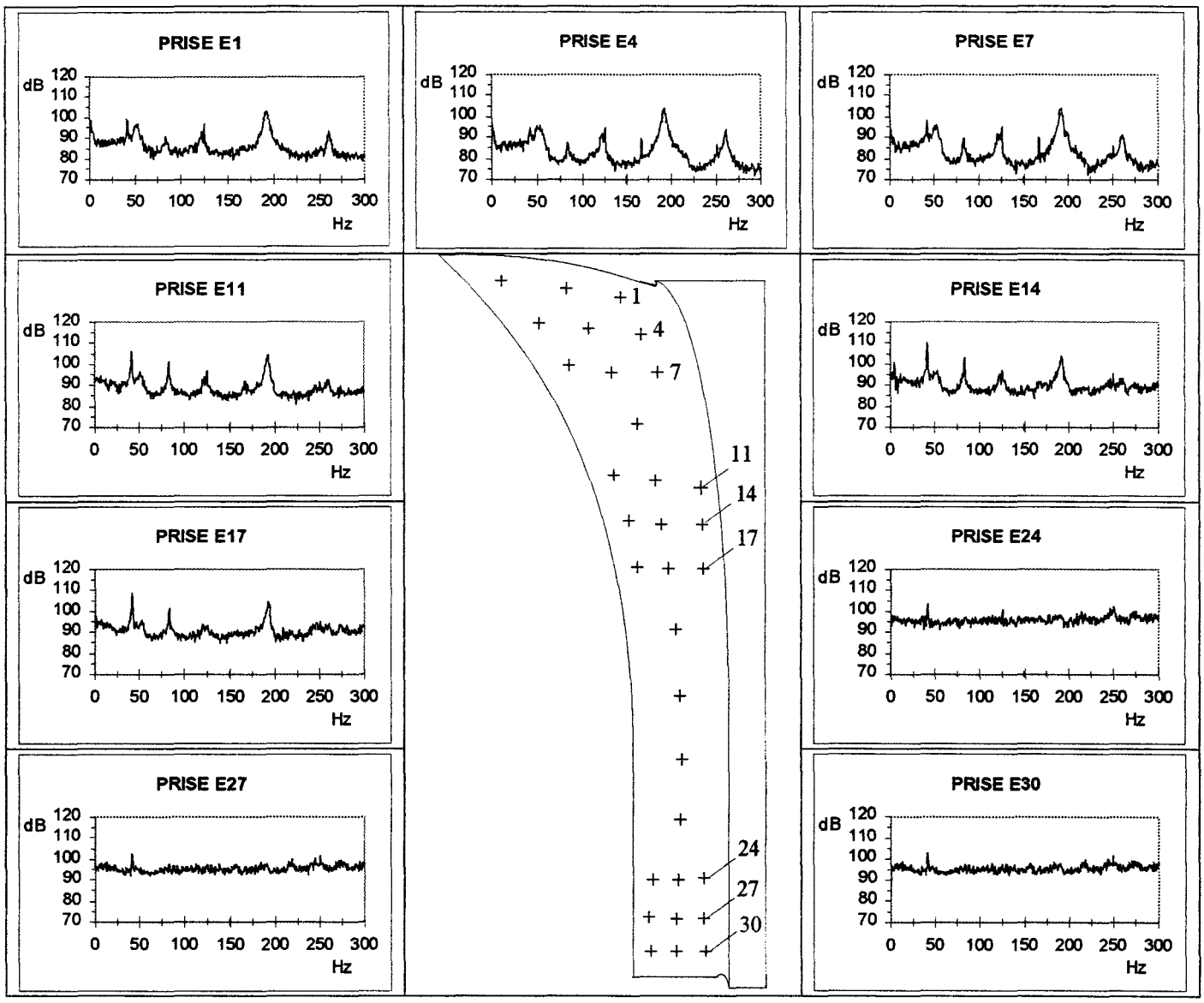


Planche 26 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EP pour Q/Qn=0,86

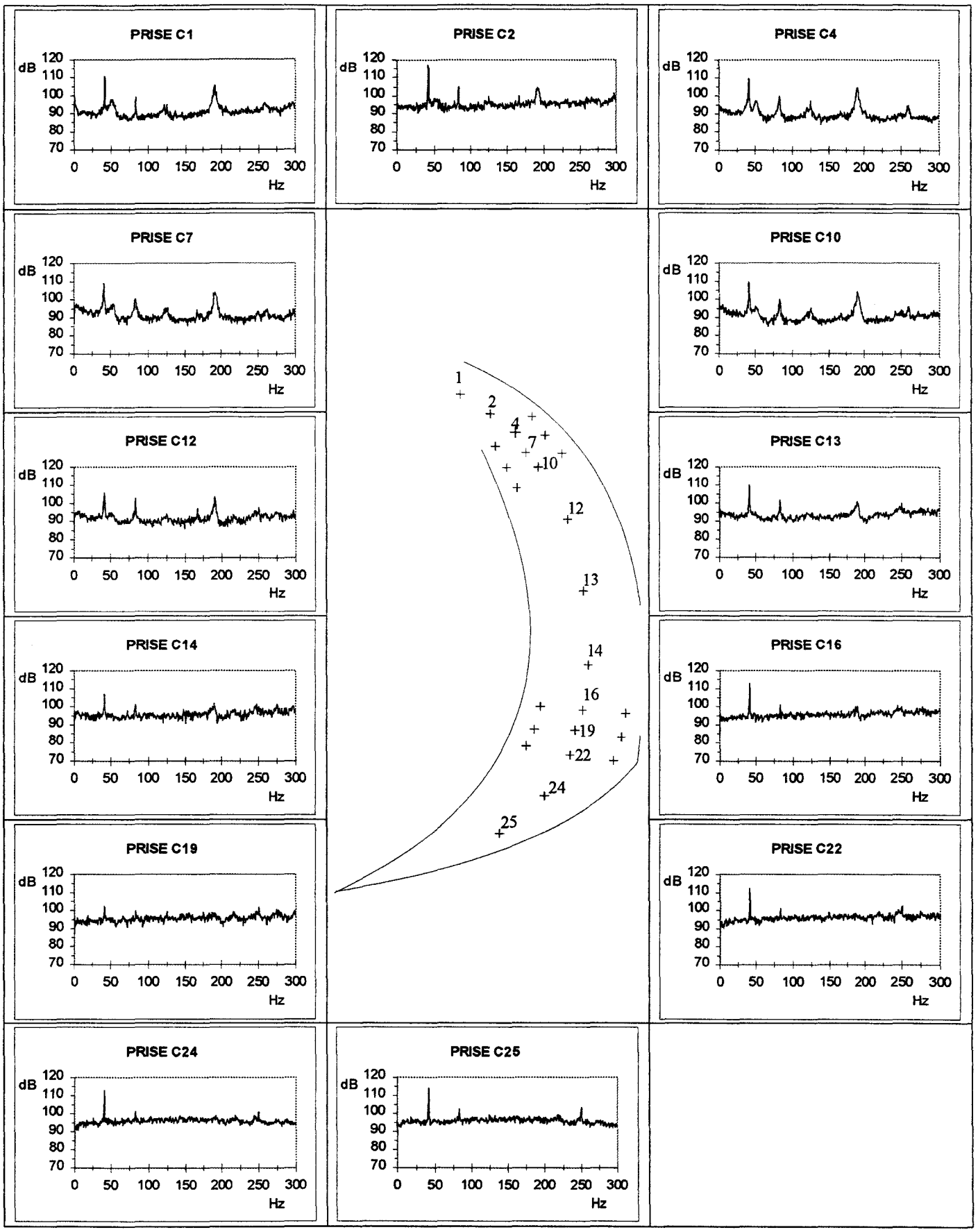


Planche 27 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CC pour Q/Qn=0,86

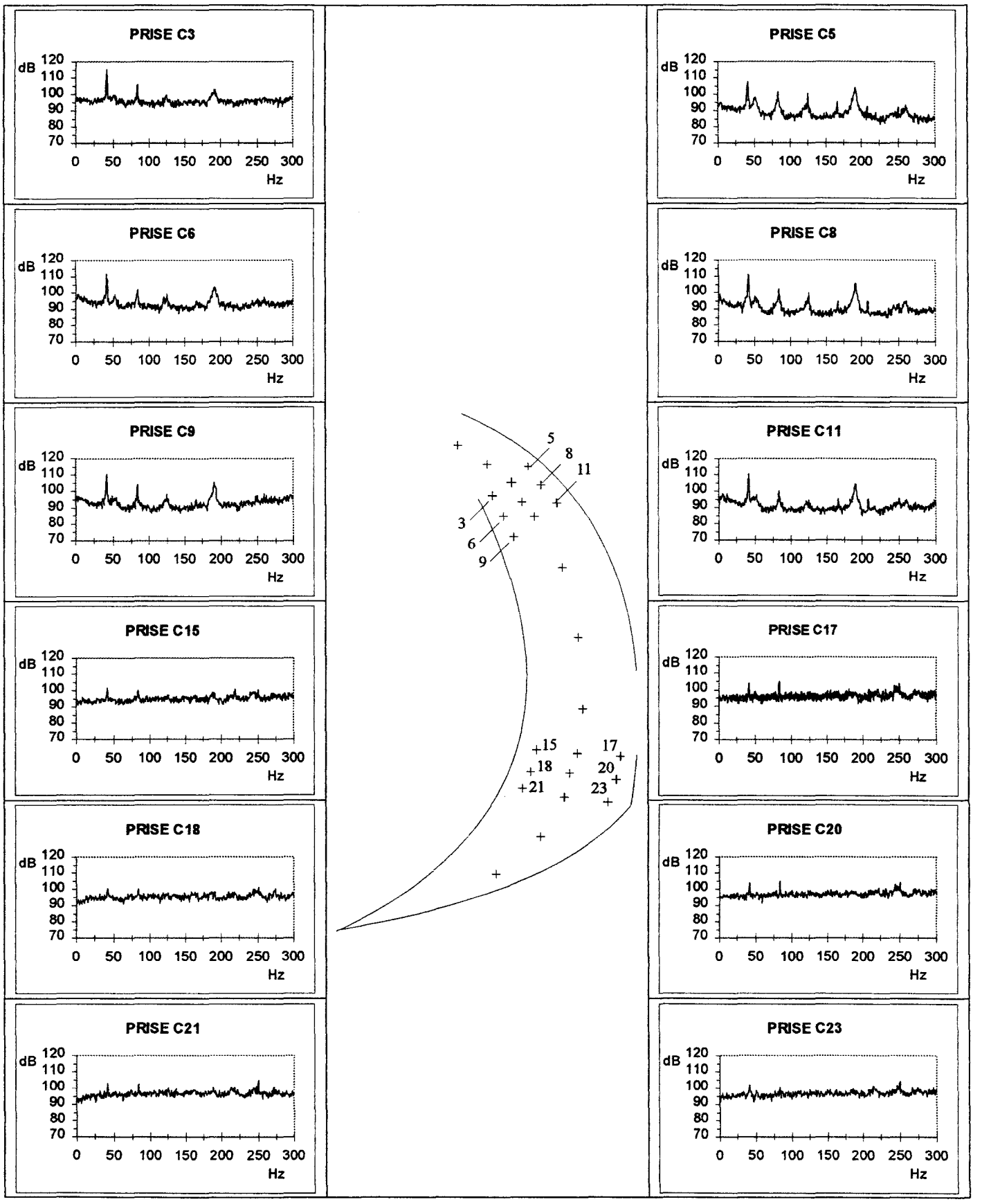


Planche 28 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CE et CI pour Q/Qn=0,86

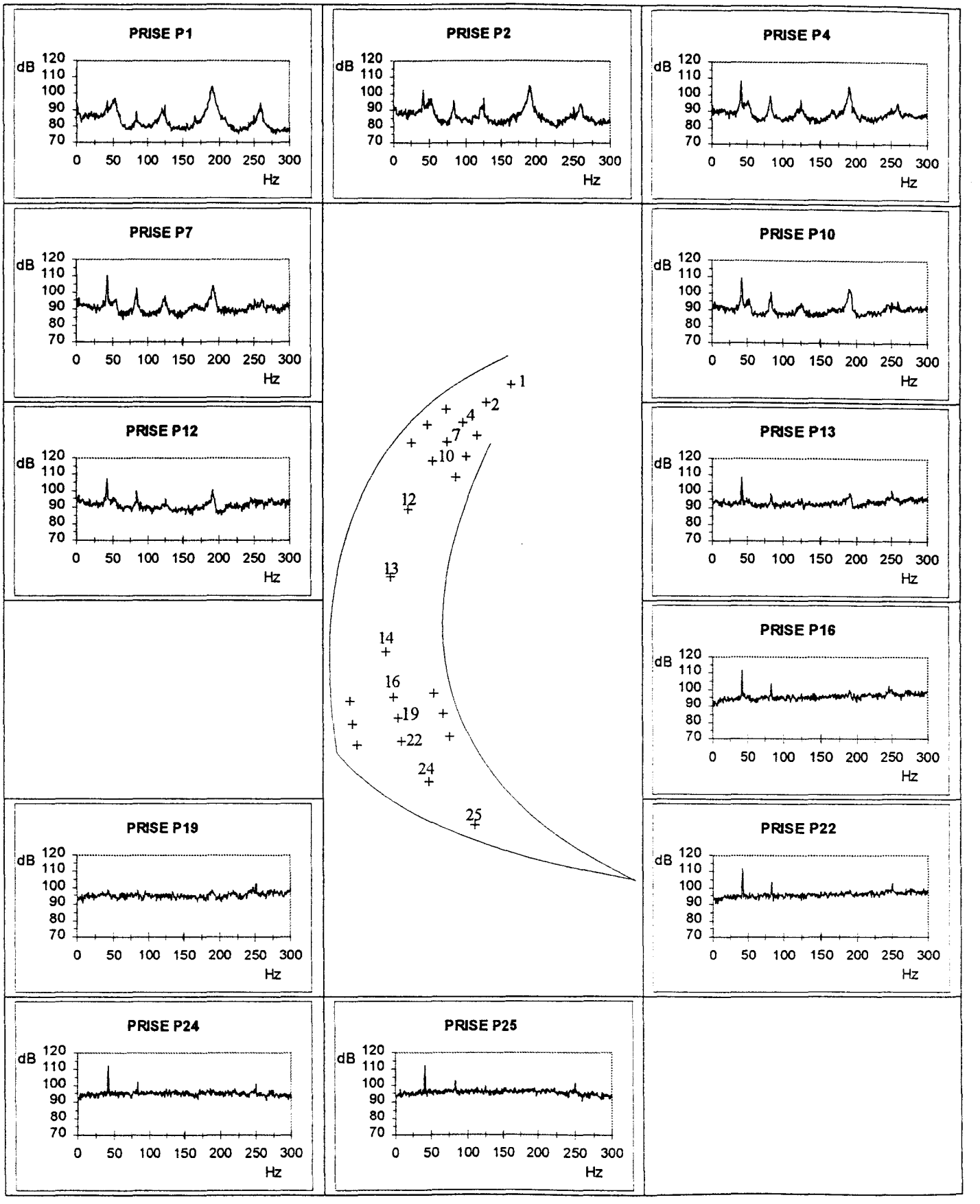


Planche 29 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PP pour Q/Qn=0,86

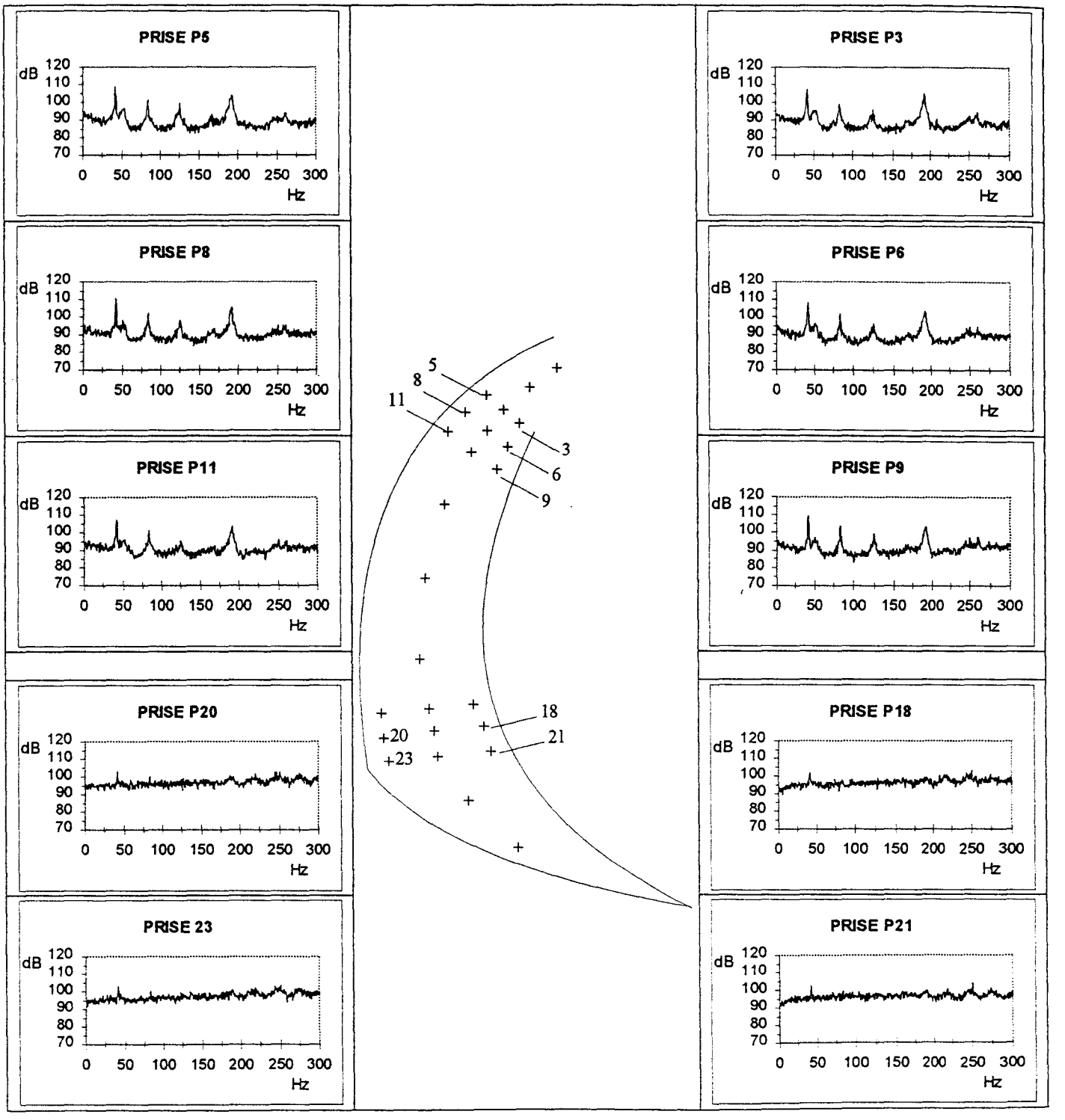


Planche 30 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PE et PI pour Q/Qn=0,86

ANNEXE 4

EVOLUTION DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

LE LONG DES LIGNES DE PRESSION

Q/Qn=0,68

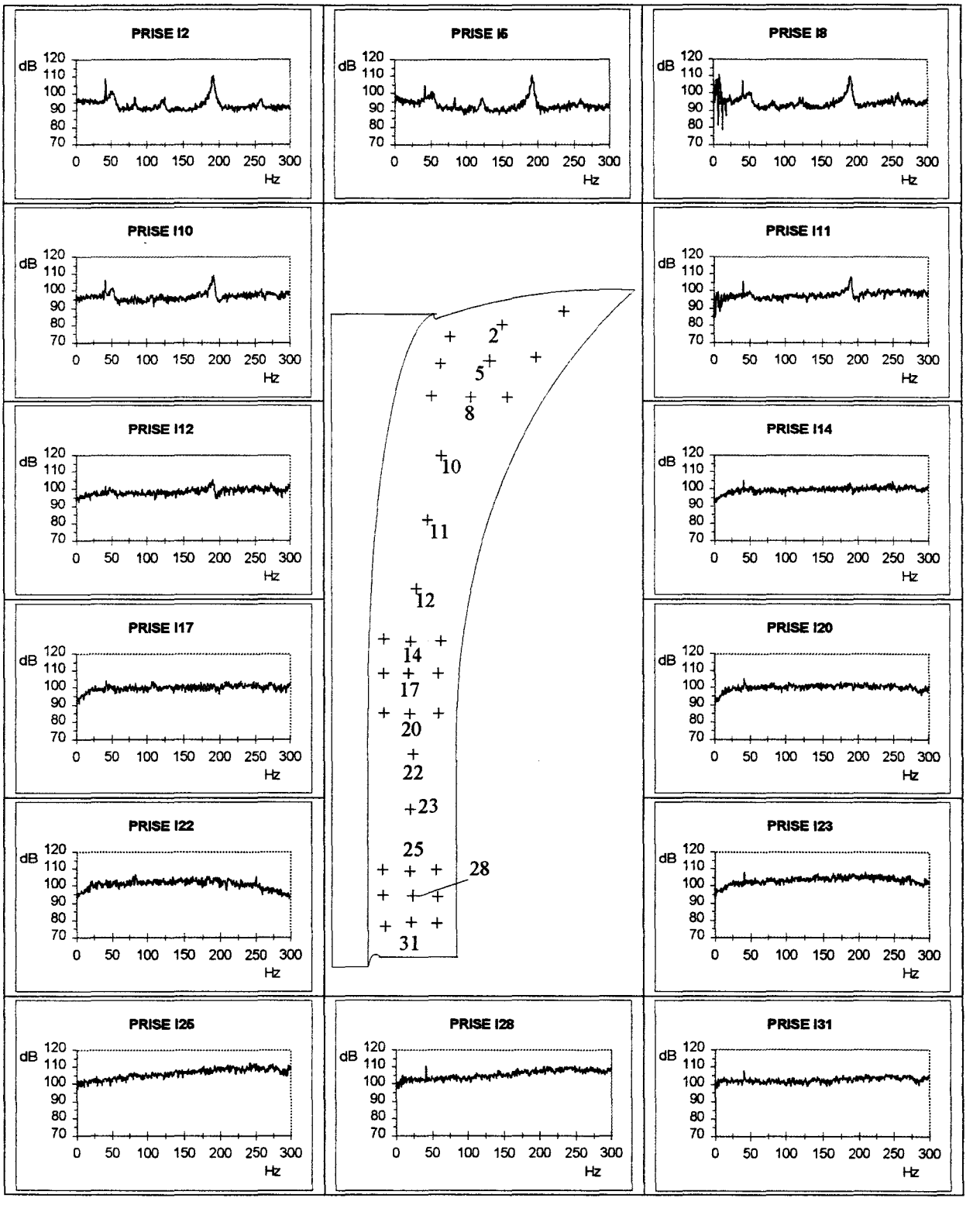


Planche 31 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne II pour Q/Qn=0,68

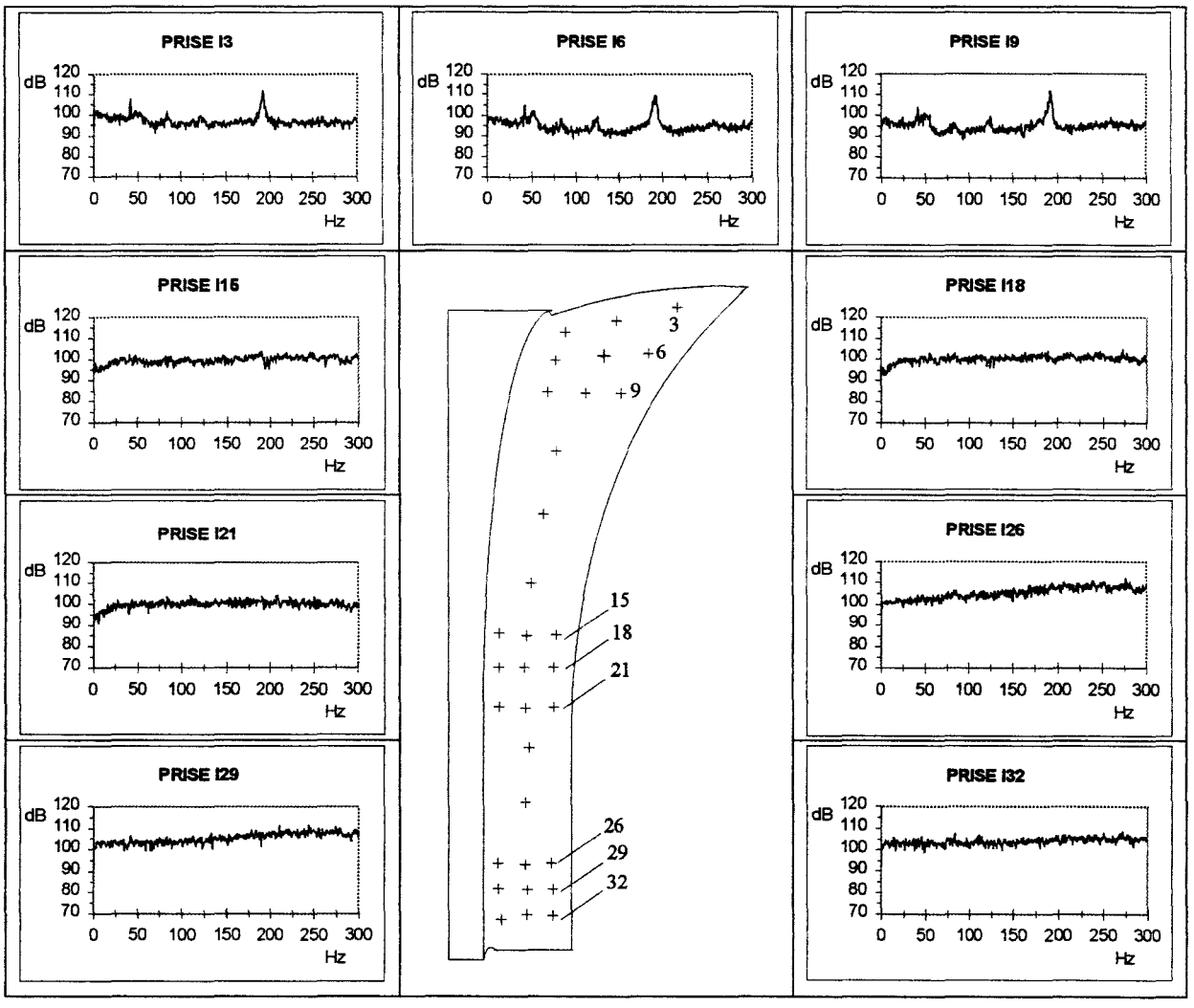


Planche 32 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne IC pour Q/Qn=0,68

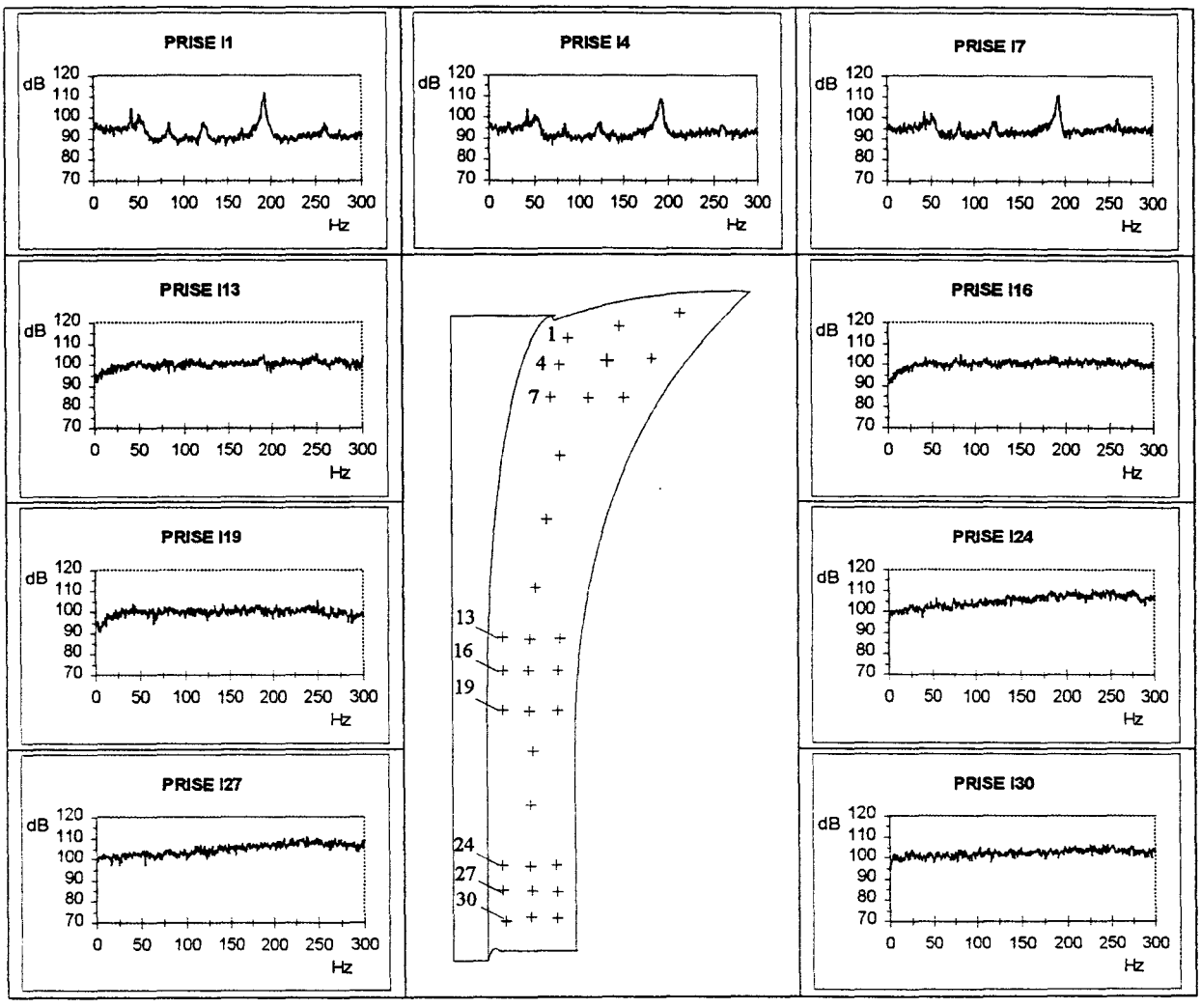


Planche 33 : Evolution des fluctuations de pression le long des lignes IP pour Q/Qn=0,68

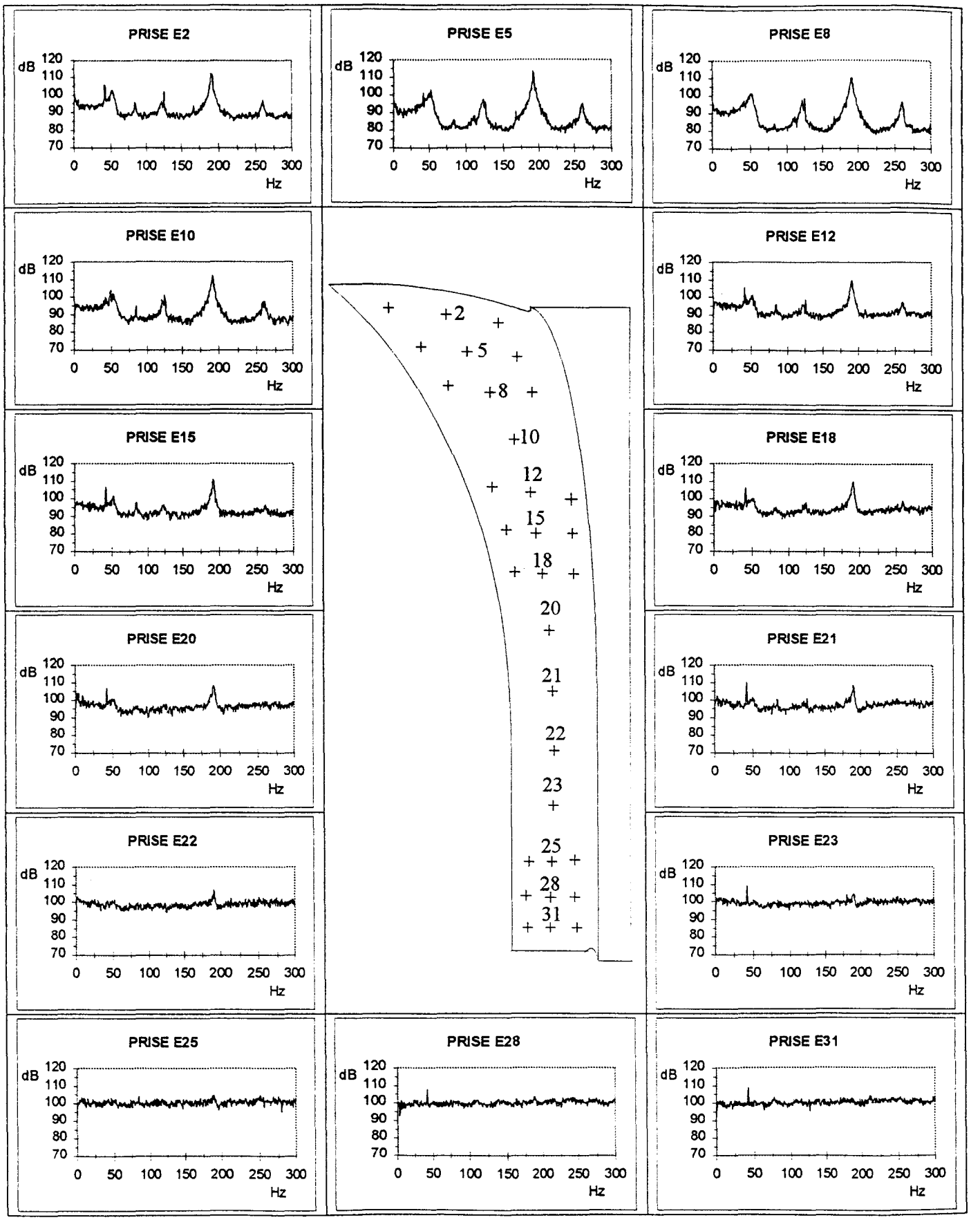


Planche 34 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EE pour Q/Qn=0,68

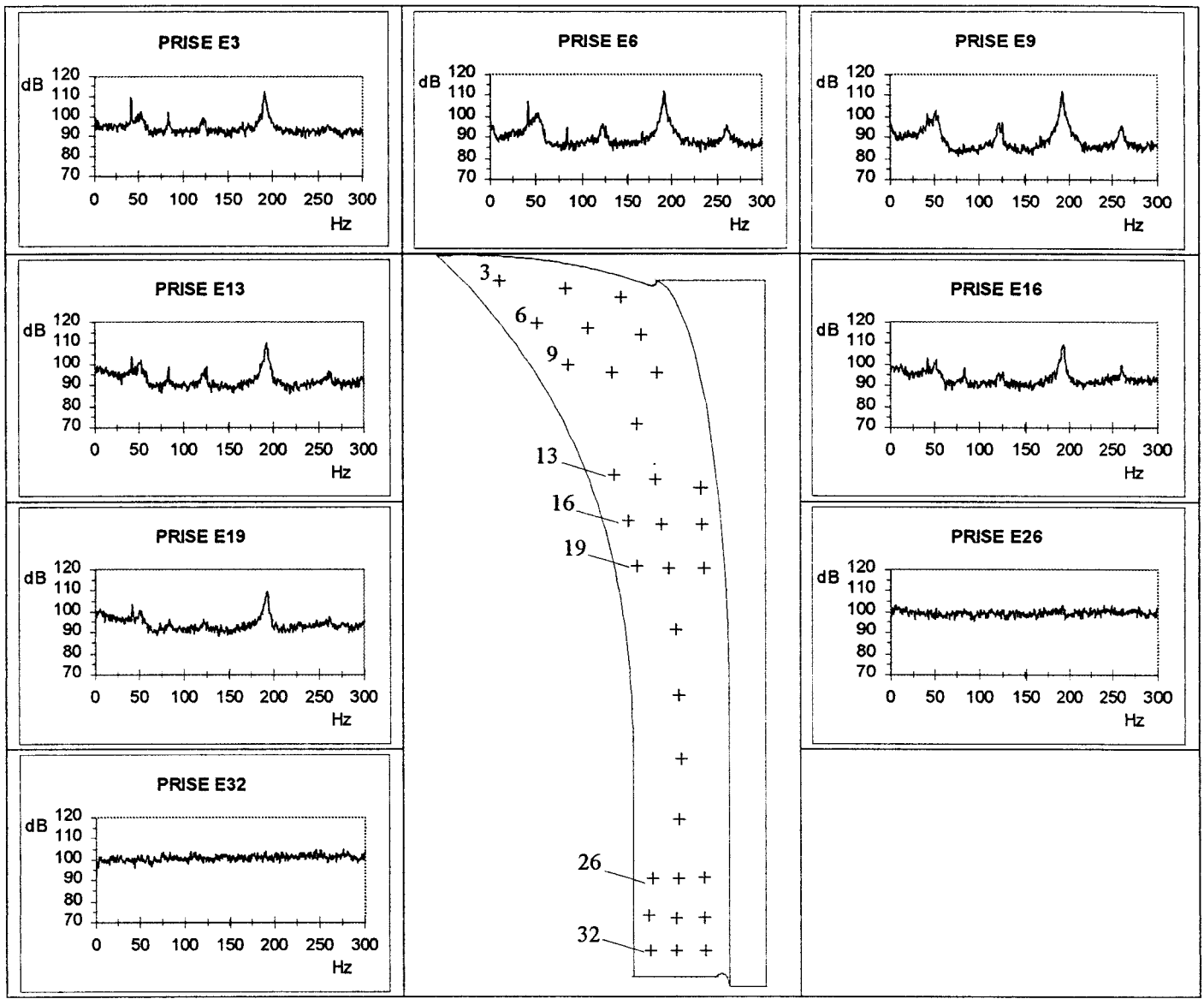


Planche 35 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EC pour Q/Qn=0,68

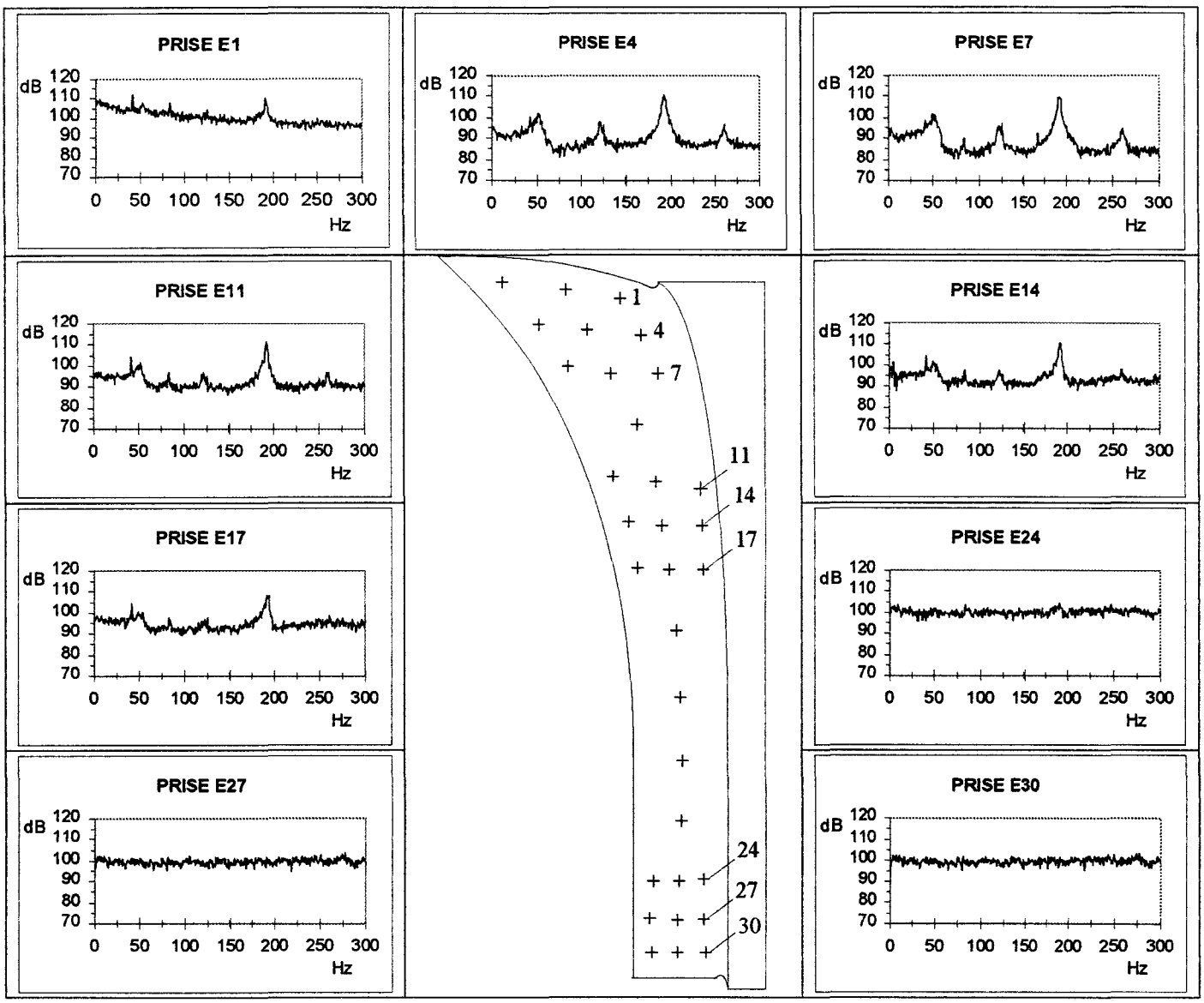


Planche 36 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EP pour Q/Qn=0,68

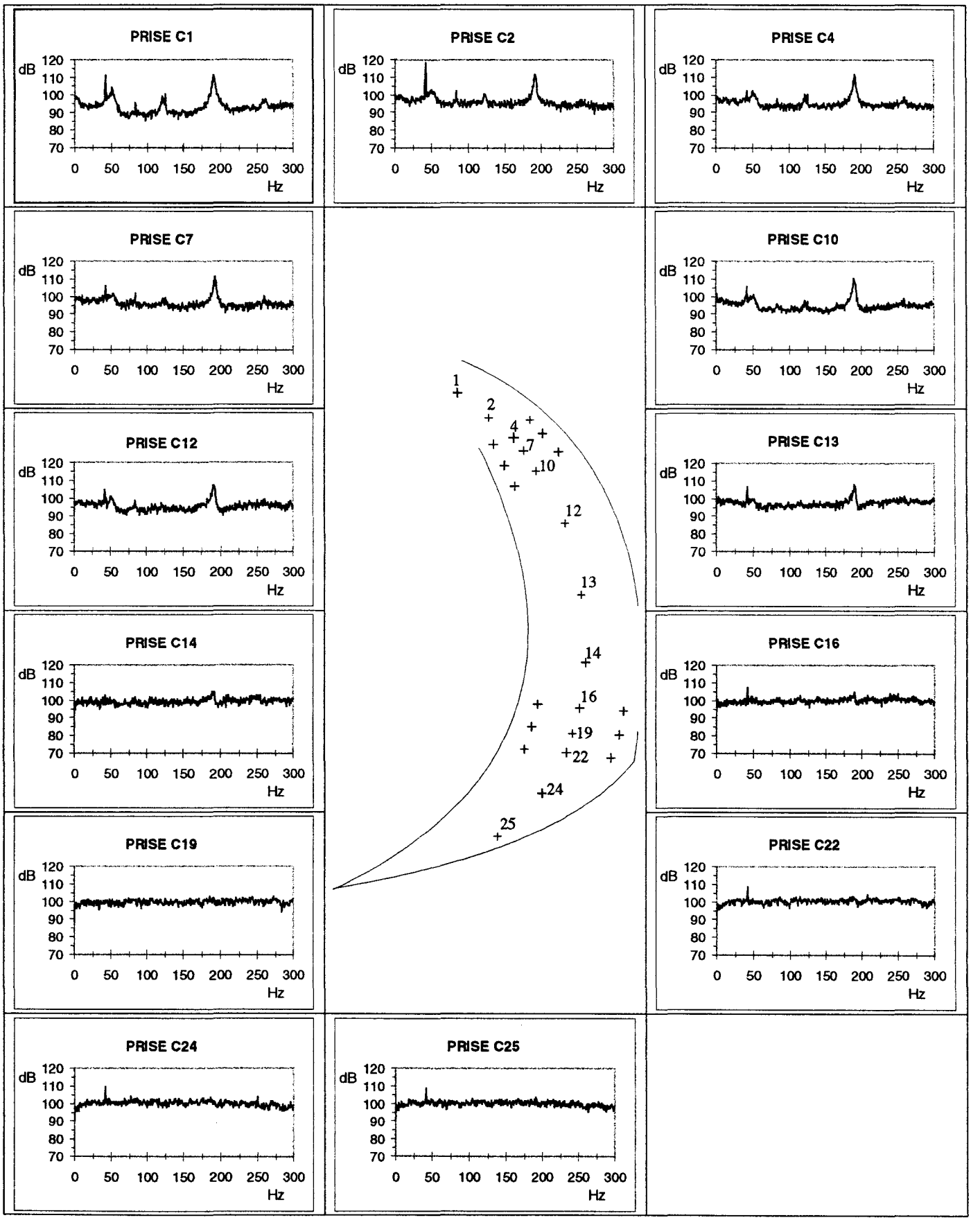


Planche 37 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CC pour Q/Qn=0,68

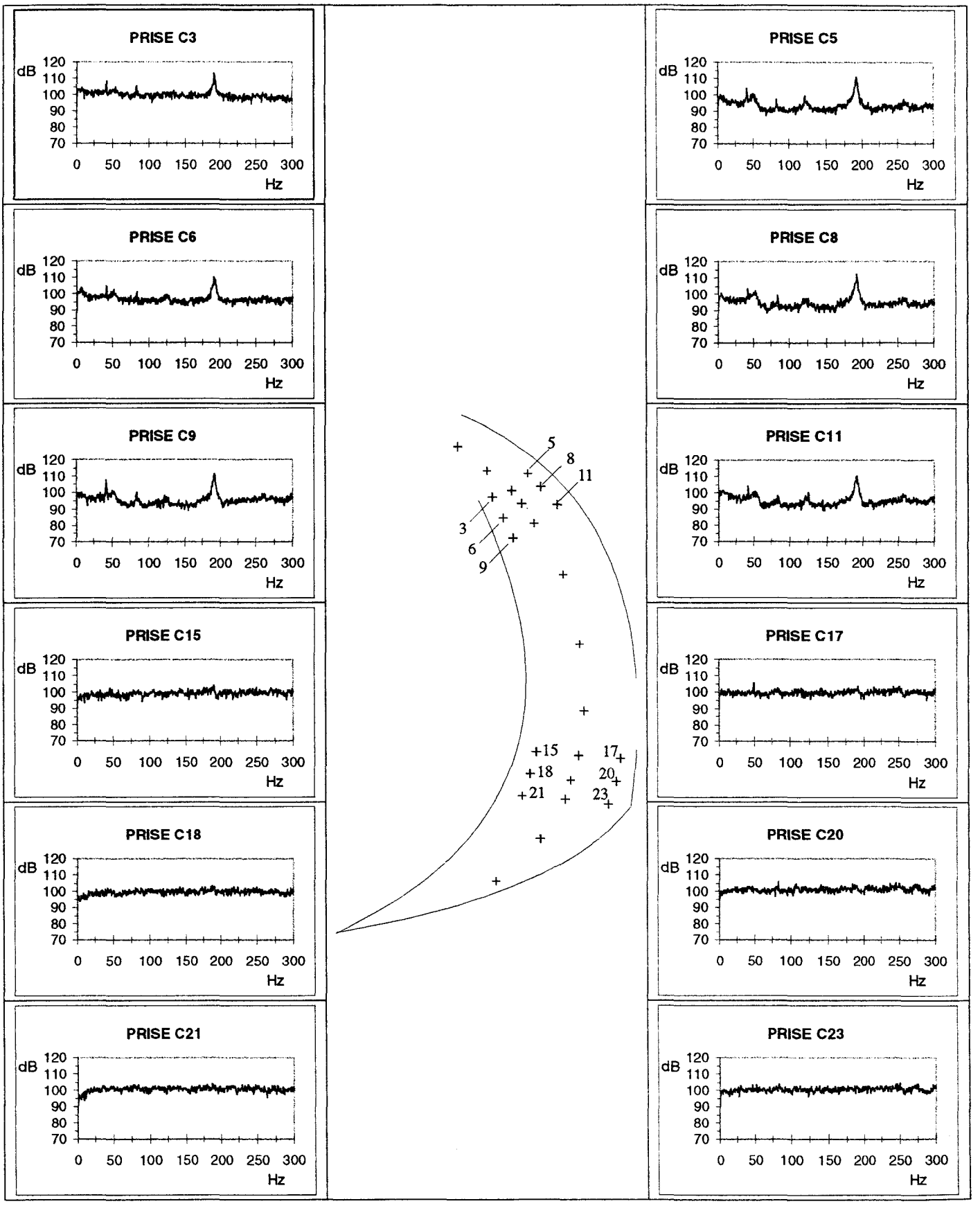


Planche 38 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CE et CI pour Q/Qn=0,68

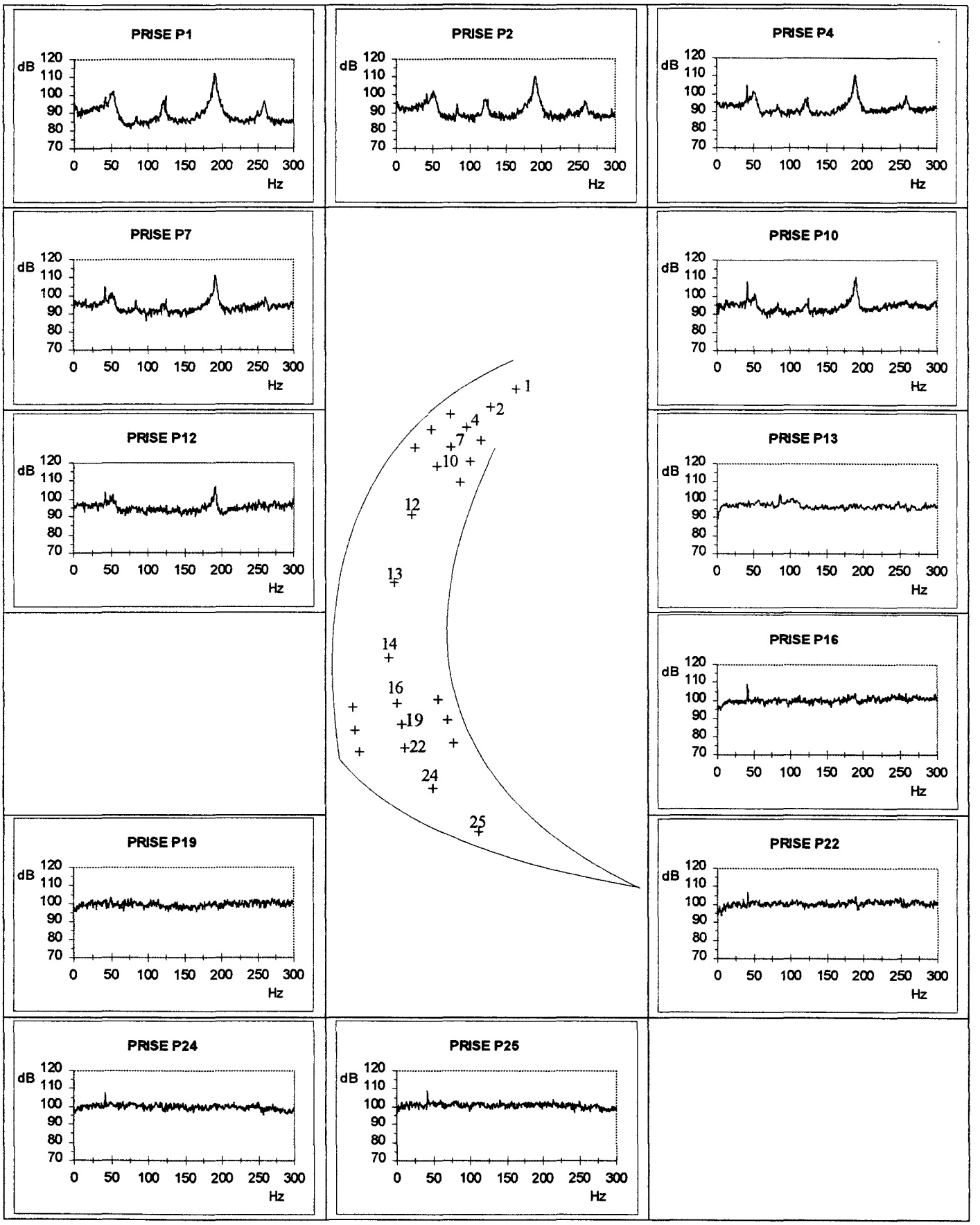


Planche 39 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PP pour Q/Qn=0,68

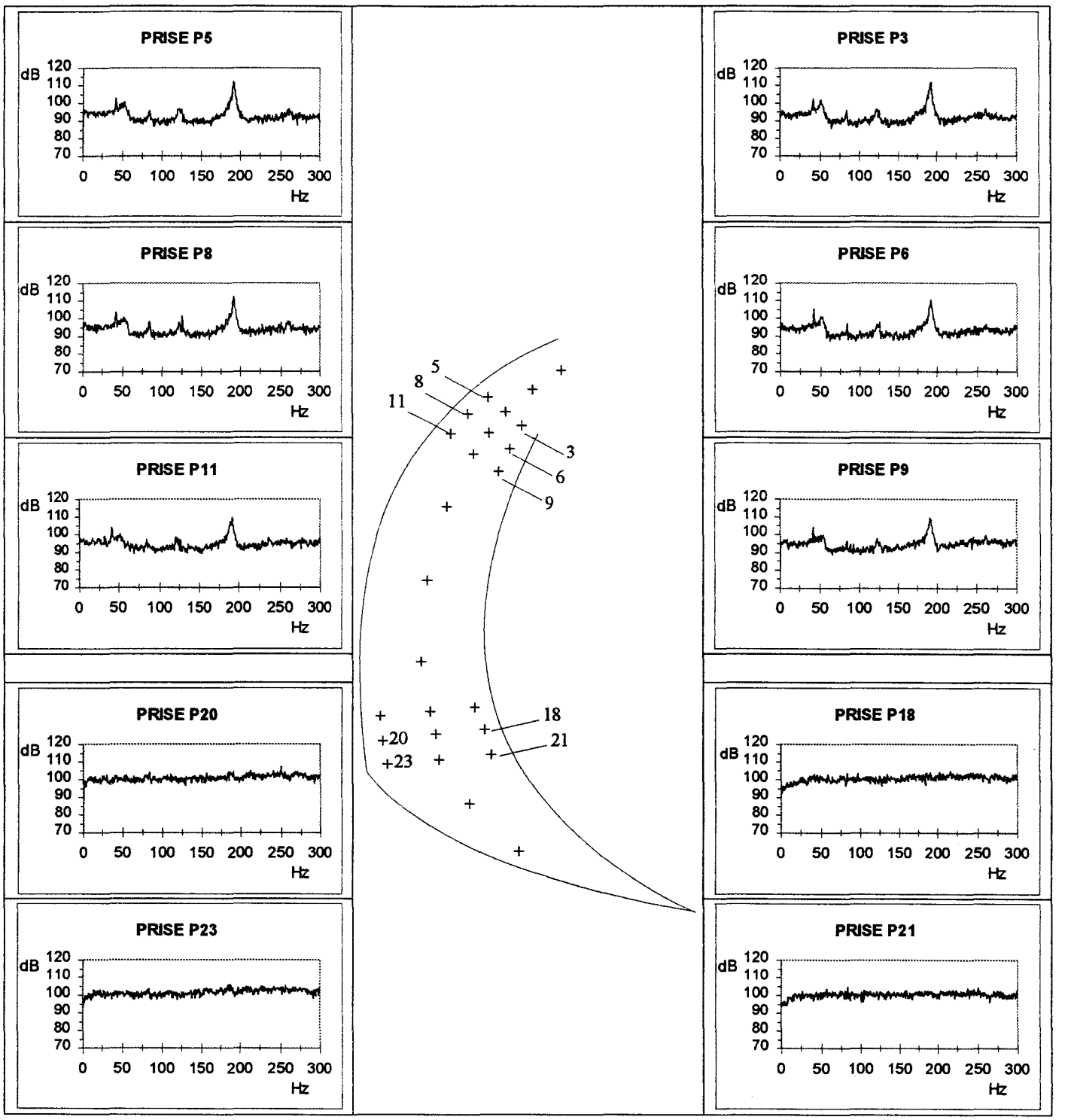


Planche 40 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PE et PI pour Q/Qn=0,68

ANNEXE 5

EVOLUTION DES FLUCTUATIONS DE PRESSION

LE LONG DES LIGNES DE PRESSION

Q/Qn=0,39

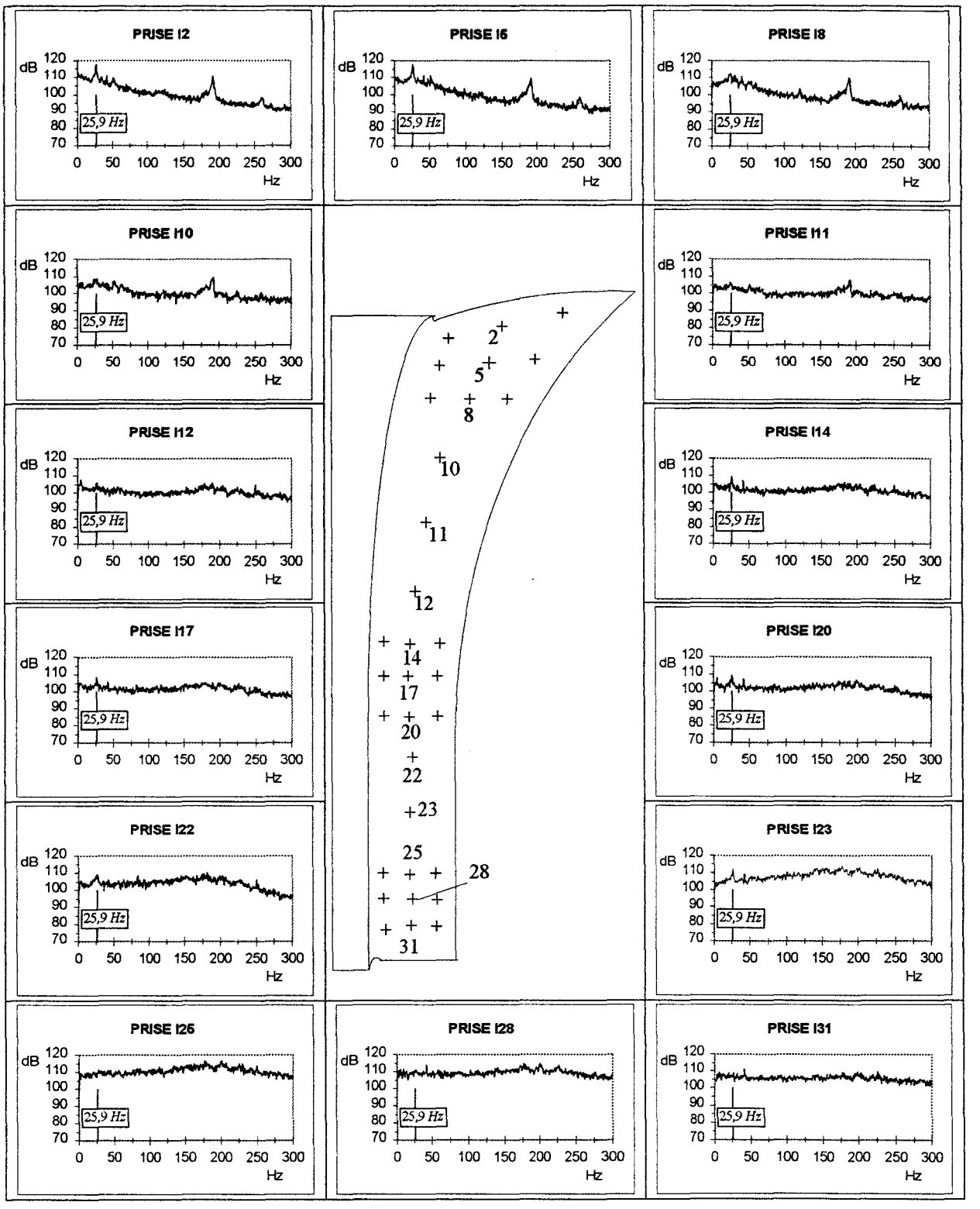


Planche 41 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne II pour Q/Qn=0,39

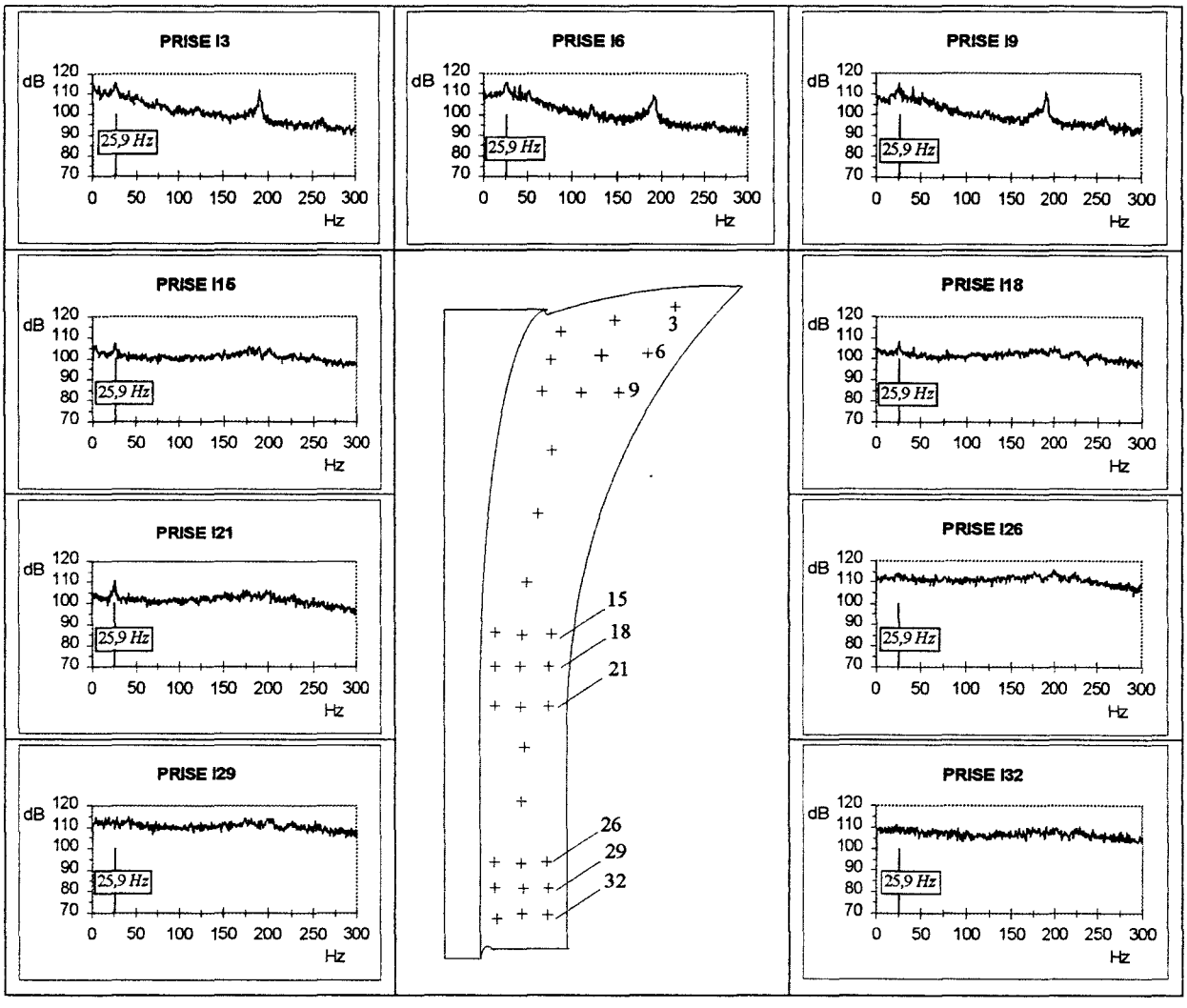


Planche 42 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne IC pour Q/Qn=0,39

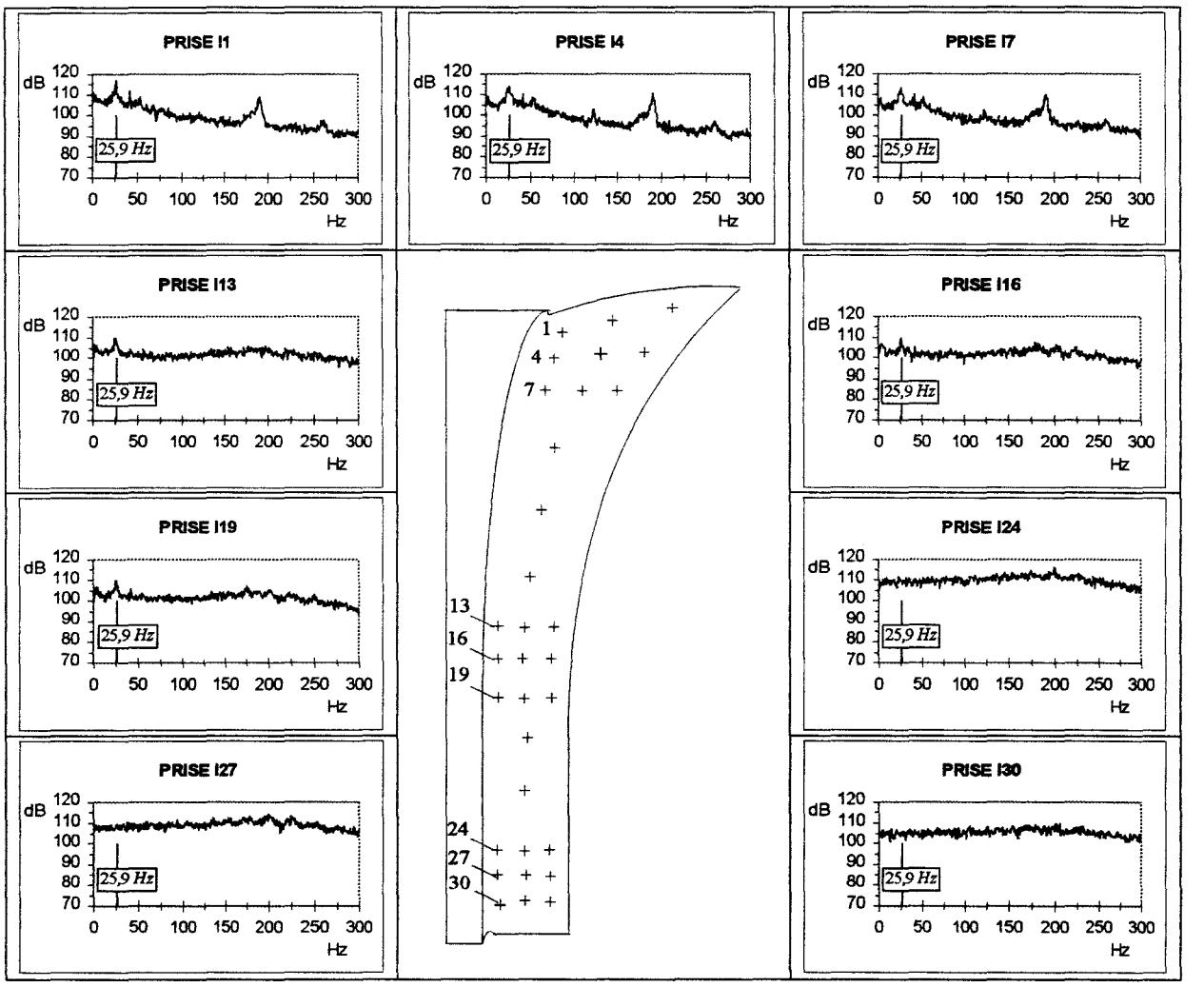


Planche 43 : Evolution des fluctuations de pression le long des lignes IP pour Q/Qn=0,39

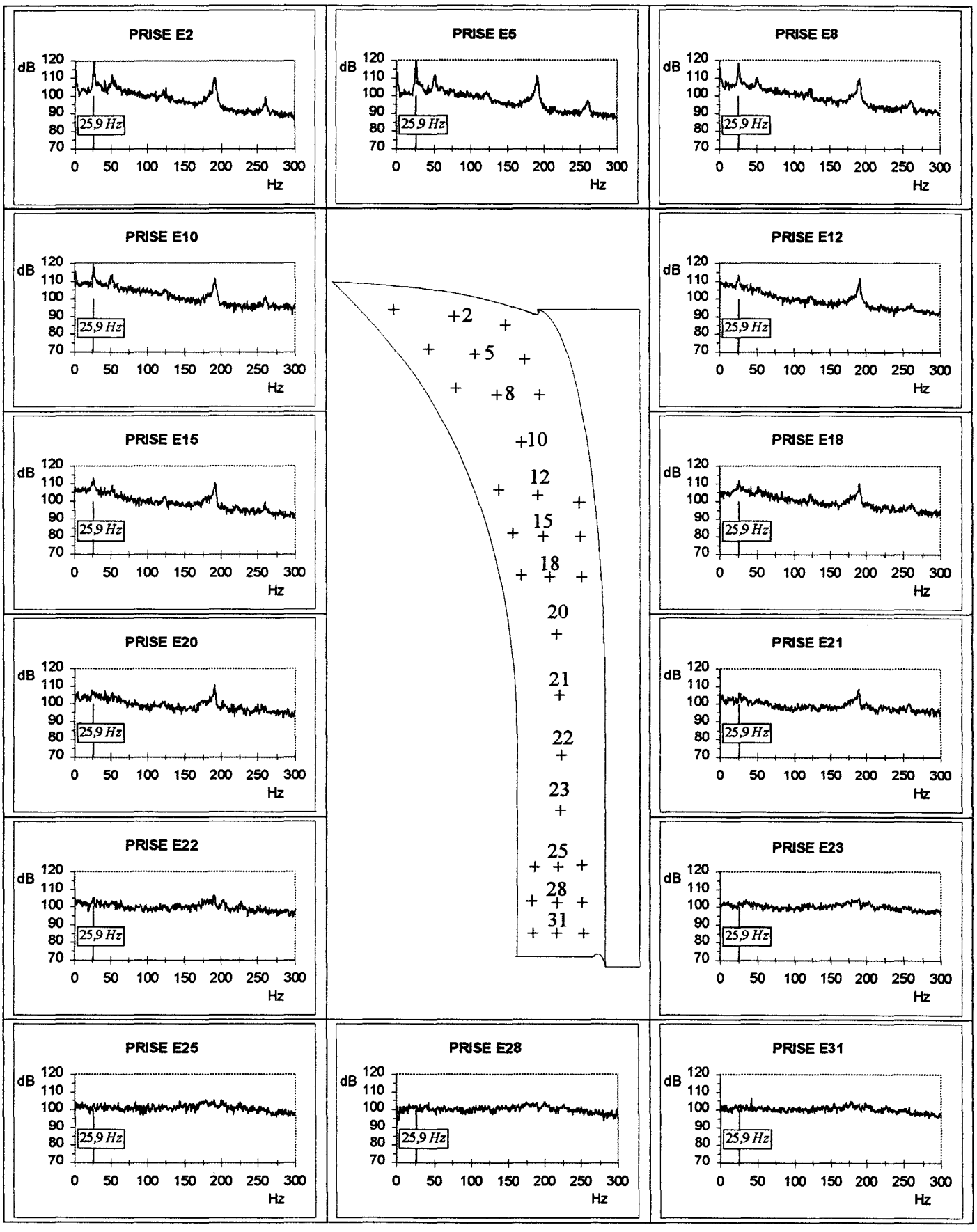


Planche 44 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EE pour Q/Qn=0,39

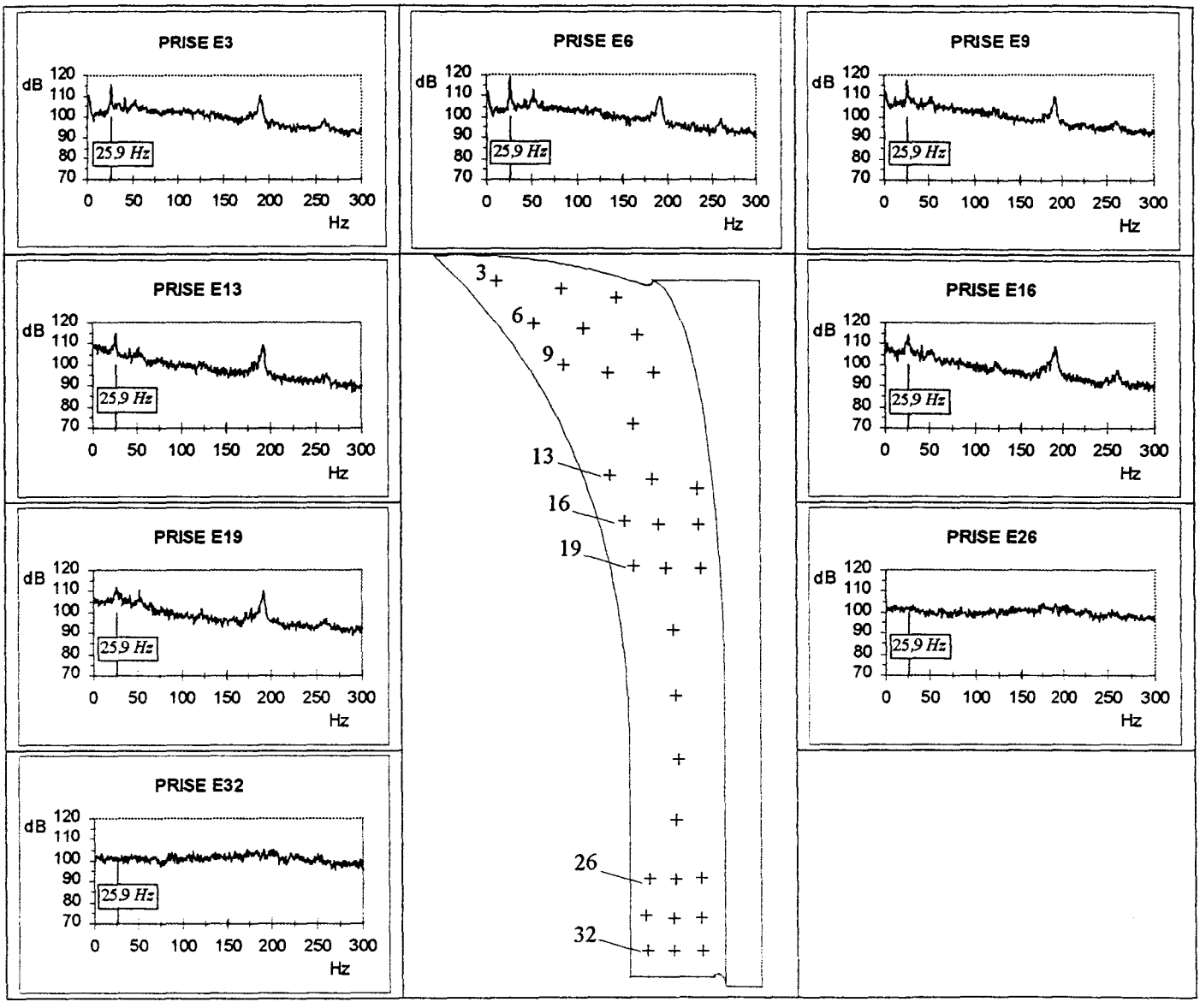


Planche 45 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EC pour Q/Qn=0,39

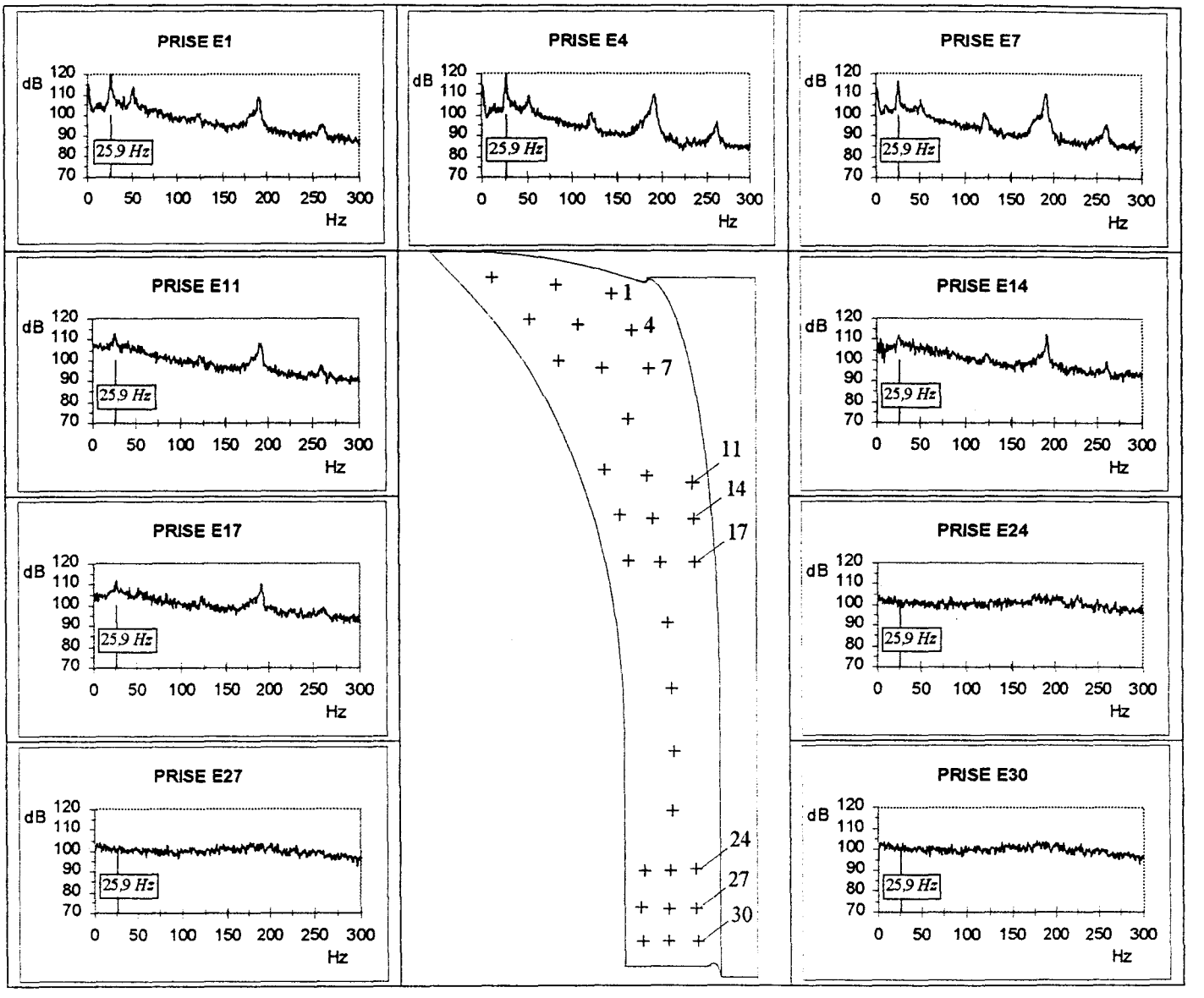


Planche 46 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne EP pour Q/Qn=0,39

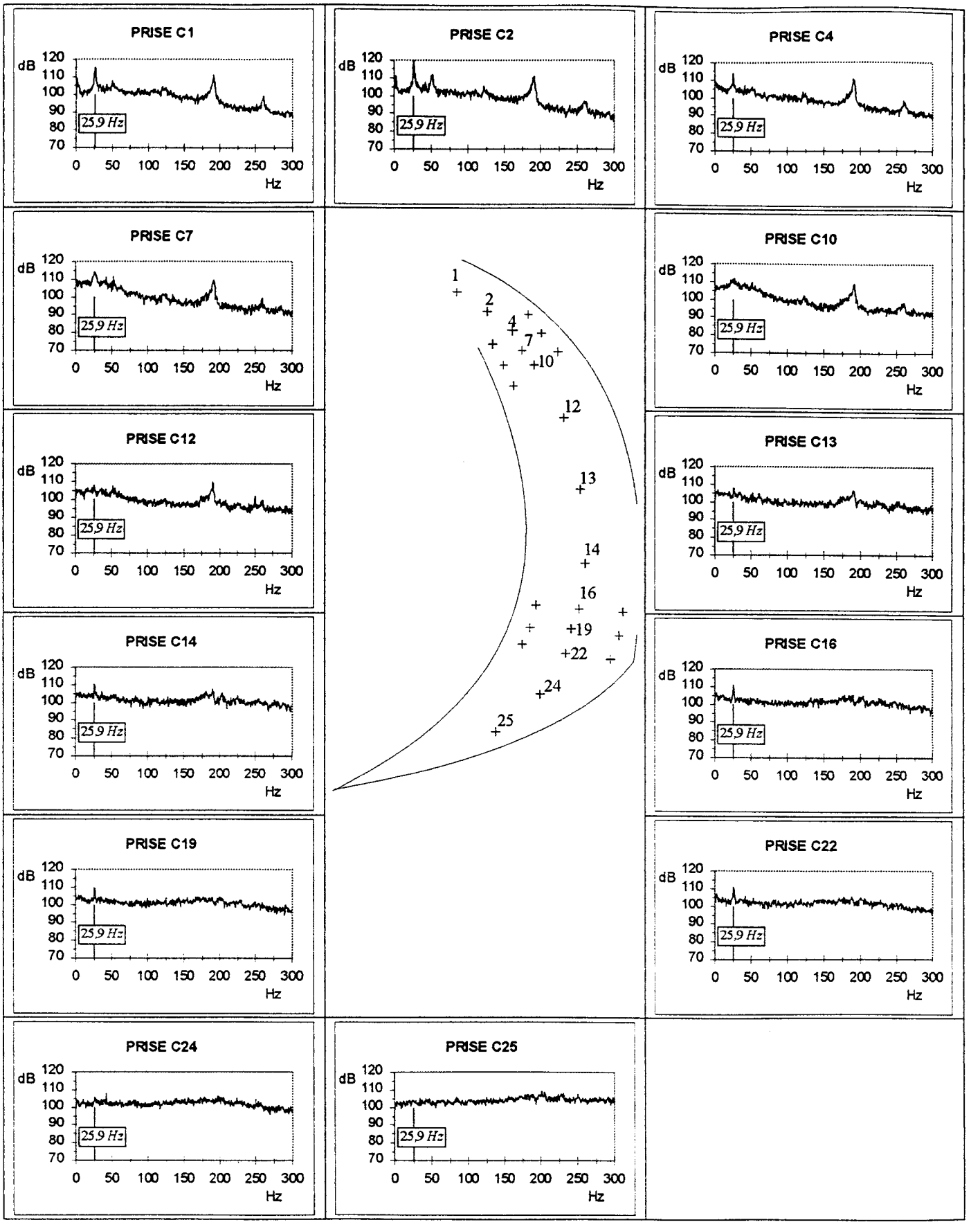


Planche 47 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CC Q/Qn=0,39

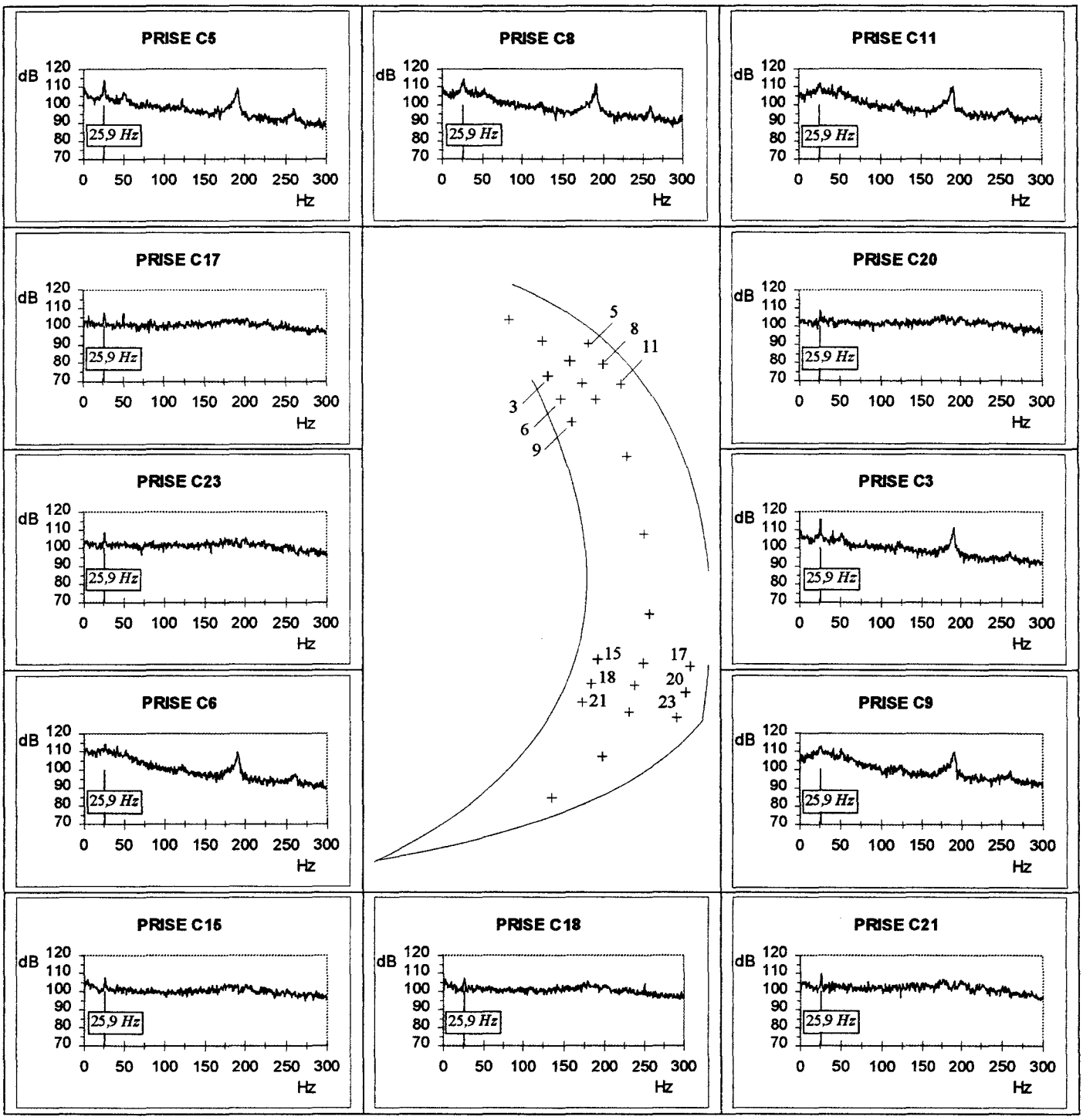


Planche 48 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne CE et CI pour Q/Qn=0,39

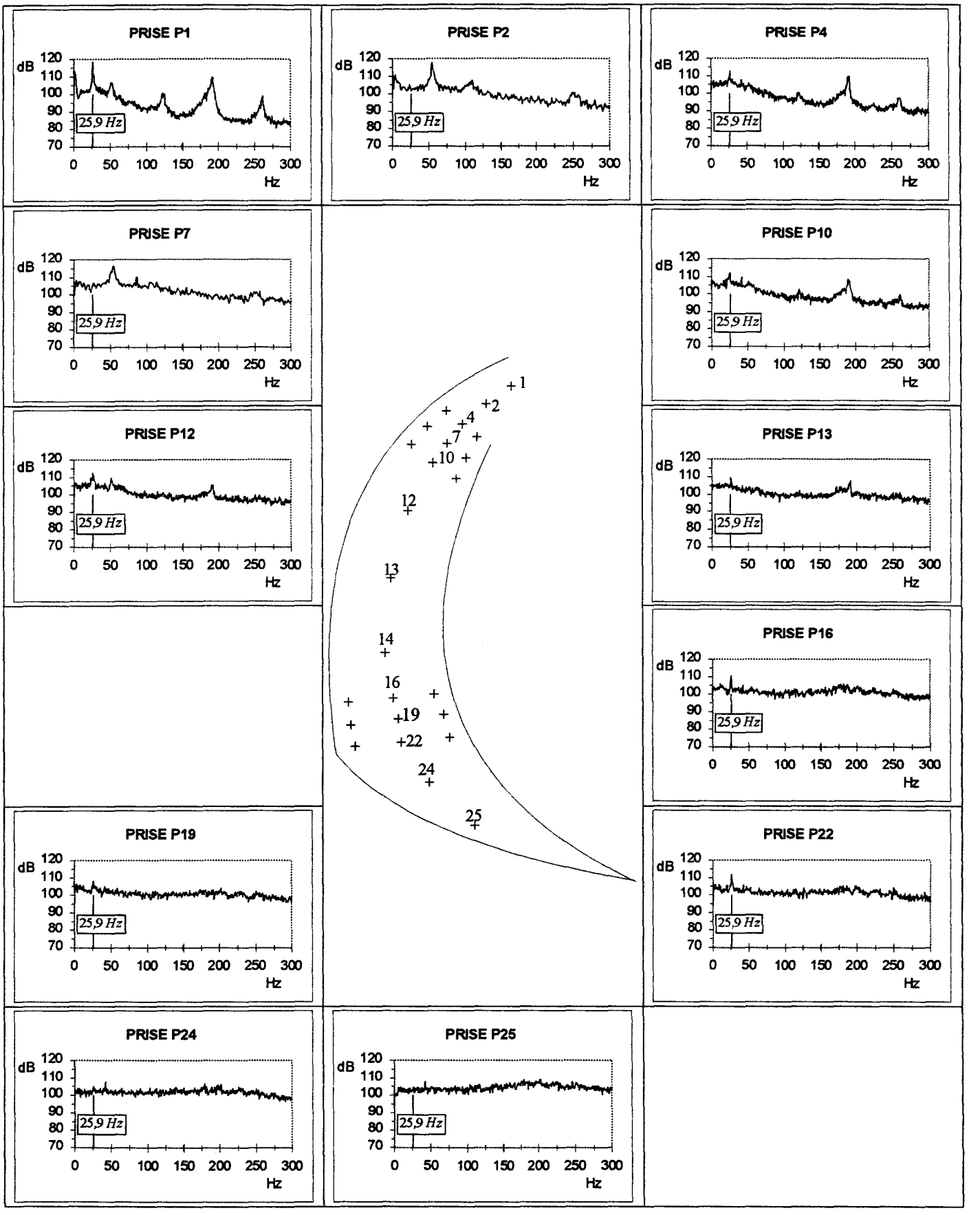


Planche 49 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PP pour Q/Qn=0,39

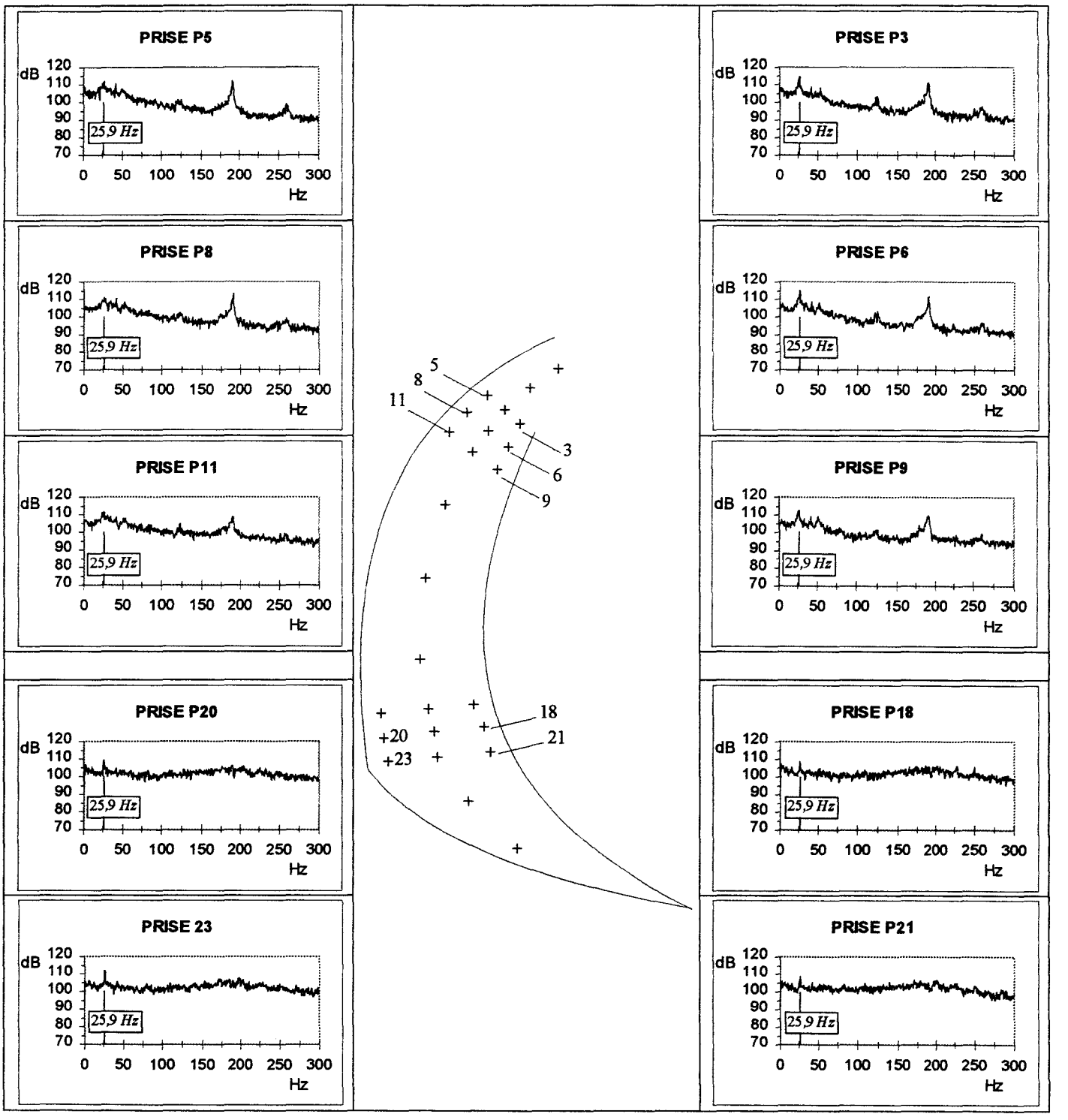


Planche 50 : Evolution des fluctuations de pression le long de la ligne PE et PI pour Q/Qn=0,39